

E-ToF Messungen mit kalorimetrischen
Tiefemperatur-Detektoren zur
Bestimmung spezifischer Energieverluste
und zur Massenidentifikation
niederenergetischer Schwerionen

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

Artur Echler
geb. in Issyk
Mainz, den 29.08.2013

Datum der Einreichung: 29.08.2013

Tag der mündlichen Prüfung: 16.12.2013

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	v
1 Einleitung	1
2 Theoretische und experimentelle Grundlagen	7
2.1 Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie	7
2.1.1 Elektronischer Energieverlust bei hohen Energien	9
2.1.2 Elektronischer Energieverlust bei niedrigen Energien	10
2.1.3 Nuklearer Energieverlust	12
2.2 Detektionsprinzip kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren (CLTDs)	13
2.2.1 Der Absorber	15
2.2.2 Das Thermometer	17
2.2.3 Thermische Ankopplung an das Kältebad	18
2.3 Detektorsignal von CLTDs beim Teilchennachweis	19
2.3.1 Die Wärmebilanzgleichung	19
2.3.2 Lösung der Wärmebilanzgleichung für kleine Temperatur- erhöhungen	20
2.3.3 Auslese des thermischen Signals	21
2.4 Energieauflösung von CLTDs	22
2.4.1 Baseline Noise	23
2.4.2 Konversionsrauschen	25
2.5 Vorteile von CLTDs beim Nachweis langsamer Schwerionen	27
2.6 Funktionsweise der Flugzeit-Detektoren	29
2.6.1 Microchannel Plates	31
2.6.2 Zeitauflösung der Flugzeit-Detektoren	32
2.7 Messmethoden	36
2.7.1 Massenbestimmung mittels einer kombinierten Energie-Flug- zeit-Messung	36

2.7.2	Bestimmung spezifischer Energieverluste aus Transmissionsmessungen	38
3	Konzept und Aufbau der Detektoren	45
3.1	Aufbau der CLTDs	45
3.1.1	Der Absorber	46
3.1.2	Der Thermistor	46
3.1.3	Der Heizwiderstand für die Temperaturstabilisierung . . .	47
3.1.4	Herstellung der Detektoren mittels Photolithographie . . .	48
3.2	Aufbau des CLTD-Arrays	50
3.3	Die Flugzeit-Detektoren	55
4	Messelektronik und Datenaufnahme	59
4.1	Temperaturstabilisierung und Signalauslese der CLTDs	59
4.1.1	Verschaltung der Elektronik	59
4.1.2	Temperaturstabilisierung der CLTDs	59
4.2	Verschaltung und Auslese der Flugzeit-Detektoren	61
4.3	Die Datenaufnahme	62
5	Charakterisierung und Test der CLTDs mit α-Teilchen	65
5.1	$R(T)$ -Kennlinien der Thermistoren	65
5.2	Verhalten der CLTDs beim Nachweis von α -Teilchen	68
5.2.1	Signalformen und Bestimmung der Wärmekapazitäten . . .	68
5.2.2	Pulshöhenspektren und Energieauflösungen	71
6	Detektor-Tests mit 30 – 100 MeV ^{32}S- und $^{63,65}\text{Cu}$-Ionen	75
6.1	Energiemessungen mit 30 – 100 MeV ^{32}S -Ionen	75
6.1.1	Energie-Pulshöhen-Linearität und Kalibrierung der CLTDs	77
6.1.2	Energieauflösung der CLTDs	79
6.2	Energie-Flugzeit-Messungen zur Massenidentifikation von 50 MeV $^{63,65}\text{Cu}$ -Ionen	81
6.2.1	Experimentelle Details	81
6.2.2	Energie-Flugzeit Diagramme	84
6.2.3	Energie-, Flugzeit-, Massenspektren und Detektoraufösungen	88
7	Bestimmung spezifischer elektronischer Energieverluste von Schwereionen in Materie	93
7.1	Messungen zur Bestimmung des elektronischen Energieverlustes von 0.1 – 1.4 MeV/u ^{238}U -Ionen in C und Au	93
7.1.1	Messaufbau	94

7.1.2	Detektorkalibrierung	96
7.1.3	Detektoraufösungen	101
7.1.4	Absorberfolien für dE/dx -Messungen	106
7.1.5	Analyseverfahren zur Bestimmung spezifischer Energieverluste	109
7.1.6	Resultate der dE/dx -Messungen mit ^{238}U -Ionen	116
7.1.7	Vergleich der Resultate mit theoretischen Vorhersagen und Literaturwerten	123
7.1.8	Diskussion der Resultate	124
7.2	Messungen zur Bestimmung des elektronischen Energieverlustes von $0.05 - 1 \text{ MeV/u } ^{131}\text{Xe}$ -Ionen in C, Ni und Au	126
7.2.1	Messaufbau	128
7.2.2	Detektorkalibrierung	131
7.2.3	Detektoraufösungen	136
7.2.4	Absorberfolien für dE/dx -Messungen	141
7.2.5	Channeling-Effekte beim Durchgang der Xe-Ionen durch polykristalline Absorberfolien	144
7.2.6	Untersuchungen zur Homogenität der Absorberfolien	157
7.2.7	Vergleich unterschiedlicher Messmethoden zur Bestimmung von Stopping Power Daten	160
7.2.8	Korrekturen bei der Bestimmung spezifischer Energieverluste	165
7.2.9	Resultate der dE/dx -Messungen mit ^{131}Xe -Ionen	172
7.2.10	Vergleich der Resultate mit theoretischen Vorhersagen und Literaturwerten	182
7.2.11	Diskussion der Resultate	183
8	Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	187

Anhang:

A	Zusammenstellung der numerischen Ergebnisse aus den dE/dx-Messungen mit Uran- und Xenon-Ionen	197
B	Zusätzliche Analysen bezüglich der Messungen am Tandem-Beschleuniger des MPI (Kapitel 6)	205
C	Zusätzliche Analysen bezüglich der Messungen am UNILAC-Beschleuniger der GSI (Kapitel 7.1)	209

D	Zusätzliche Analysen bezüglich der Messungen am Zyklotron-Beschleuniger des JYFL (Kapitel 7.2)	223
E	Aufnahme der R(T)-Kennlinien der CTLDs	249
F	Beschreibung der 3-Isotope- α -Quelle	253
	Literaturverzeichnis	255

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Aufbau und Test eines Detektor-Systems, bestehend aus einem Array kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren („Calorimetric Low Temperature Detectors“, CLTDs) und einem Flugzeit-Detektor, sowie dem erstmaligen Einsatz eines solchen Detektor-Systems in Experimenten zur Bestimmung spezifischer Energieverluste („Stopping Power“, dE/dx) niederenergetischer Schwerionen beim Durchgang durch Materie. Darüber hinaus werden die Daten aus den koinzidenten Energie- und Flugzeitmessungen genutzt, um die Eignung des Systems zur hochauflösenden in-flight Massenidentifikation langsamer und schwerer Ionen zu untersuchen.

CLTDs messen Energieeinträge durch die Temperaturerhöhung des Detektors in Folge der Absorption eines energetischen Teilchens. Im Vergleich zu Ionisationsdetektoren treten bei der Umwandlung der eingetragenen Energie in ein Detektorsignal weitaus geringere Verlustprozesse auf, wodurch sie eine wesentlich bessere Energieauflösung und Energie-Pulshöhen-Linearität beim Nachweis schwerer Ionen mit Energien im Bereich einiger MeV/u und darunter erreichen. Diese Vorteile wurden genutzt, um mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung (E-ToF) spezifische Energieverluste von 0.1 – 1.4 MeV/u ^{238}U -Ionen in Kohlenstoff und Gold sowie von 0.05 – 1.0 MeV/u ^{131}Xe -Ionen in Kohlenstoff, Nickel und Gold präzise zu bestimmen. Durchgeführt wurden diese Experimente am Linearbeschleuniger UNILAC der GSI in Darmstadt und am K-130 Zyklotron der Universität Jyväskylä. Die Kombination der CLTDs mit einem Flugzeit-Detektor, bestehend aus zwei sogenannten Time-Pickoff-Detektoren, die mittels Microchannel Plates (MCPs) Sekundärelektronen nachweisen, die beim Durchgang der Ionen durch dünne Kohlenstoff-Folien emittiert werden, ermöglichte dabei, kontinuierliche dE/dx -Kurven über größere Energiebereiche hinweg simultan zu bestimmen. Im Vergleich zu herkömmlichen Meßsystemen, die Halbleiterdetektoren zur Energiemessung verwenden, erlaubten die höhere Energieauflösung und -linearität der CLTDs eine Verringerung der Kalibrierungsfehler sowie eine Erweiterung des zugänglichen Energiebereiches der dE/dx -Messungen in Richtung niedriger Energien. Die gewonnenen Daten können zur Anpassung theoretischer

und semi-empirischer Modelle und somit zu einer Erhöhung der Präzision bei der Vorhersage spezifischer Energieverluste schwerer Ionen beitragen. Neben der experimentellen Bestimmung neuer Daten wurden das alternative Detektionsprinzip der CLTDs, deren Vorteile bezüglich Energieauflösung und -linearität sowie der Aufbau des CLTD-Arrays aus mehreren Einzeldetektoren genutzt, um diese Art von Messung auf potentielle systematische Unsicherheiten zu untersuchen. Unter anderem wurden hierbei unerwartete Channeling-Effekte beim Durchgang der Ionen durch dünne polykristalline Absorberfolien beobachtet.

Das CLTD-Array besteht aus acht $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großen Einzeldetektoren mit einer Gesamtgröße von $12 \times 6 \text{ mm}^2$. Mit diesen Detektoren konnten in Messungen mit 100 MeV ^{32}S -Ionen relative Energieauflösungen von $\Delta E/E = (1.8 - 3.3) \times 10^{-3}$ und mit ca. 90 MeV ^{238}U -Ionen Werte von bis zu $\Delta E/E = 3.5 \times 10^{-3}$ gemessen werden. Eine Energiemessung mit einer Auflösung dieser Größenordnung ermöglicht in Kombination mit einer Geschwindigkeits- bzw. Flugzeitmessung eine direkte in-flight Massenbestimmung selbst schwerster Ionen mit einer Genauigkeit von unter einer Masseneinheit. Daher wurden die Daten aus den dE/dx -Messungen genutzt, um auch das Massenaufklärungsvermögen des E-ToF-Systems zu bestimmen und somit die Eignung des Systems für Experimente wie der Suche nach superschweren Elementen oder der Bestimmung von Massenverteilungen von Spaltfragmenten zu überprüfen. Dabei konnten in den beiden unterschiedlichen Experimenten Massenaufklärungen von $\Delta m = 1.0 - 1.5 \text{ u}$ für 40 – 140 MeV ^{131}Xe -Ionen und $\Delta m = 1.3 - 2.5 \text{ u}$ für 30 – 150 MeV ^{238}U -Ionen erreicht werden. In einer E-ToF-Messung mit Ionisationsdetektoren sind solche Werte in diesem Energie- und Massenbereich aufgrund der Limitierung der Energieauflösung durch statistische Schwankungen von Verlustprozessen beim Teilchennachweis nicht erreichbar.

Kapitel 1

Einleitung

Die Schwerionenforschung ist ein wichtiges Teilgebiet der heutigen physikalischen Forschung. Immer neuere Beschleunigeranlagen, wie z.B. beim GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, stellen den Experimentatoren Ionen von Wasserstoff bis Uran sowie eine Vielzahl, teilweise sehr kurzlebiger, radioaktiver Ionen, von niedrigen bis hin zu relativistischen Geschwindigkeiten, zur Verfügung. Neben den Ionenstrahlen selbst werden allerdings auch entsprechende Detektoren benötigt, mit denen Eigenschaften und Wechselwirkungen der primären sowie sekundären Ionen untersucht werden können. Daher ist die Entwicklung innovativer Detektorsysteme zum Nachweis bestimmter Teilchenparameter, wie z.B. Energie oder Geschwindigkeit, oder Teilcheneigenschaften, wie z.B. Masse, von essentieller Bedeutung.

Für Energiemessungen werden vor allem Halbleiterdetektoren, Szintillationszähler, Gasdetektoren, wie etwa Ionisationskammern, und Magnetspektrometer verwendet. Im Falle sehr niedriger Energien ist, mit Ausnahme der Magnetspektrometer, das Energieauflösungsvermögen dieser Detektortypen prinzipiell durch statistische Schwankungen der erzeugten Quanten, für deren Erzeugung Anregungsenergien im Bereich einiger eV für Halbleiterzähler, ~ 30 eV für Gasdetektoren und eine weitere Größenordnung höher für Szintillationszähler benötigt werden, limitiert. Auch wenn dieses Limit bei Teilchenenergien von einigen MeV und höher keine Rolle mehr spielt, so begrenzen statistische Schwankungen von Verlustprozessen beim Nachweis von schweren Ionen, wie das „Quenchen“ bei Szintillationsdetektoren oder der „Pulshöhendefekt“ bei Gasdetektoren und Halbleiterzählern, häufig die Energieauflösung [Leo94]. Magnetspektrometer unterliegen diesen Limitierungen nicht, jedoch sind sie aufgrund ihrer Größe relativ unhandlich und decken dabei oft nur einen kleinen Raumwinkel ab. Darüber hinaus dienen diese Spektrometer lediglich als Filter für ein bestimmtes Verhältnis aus

Impuls und Ladung p/q , wodurch zum einen keine simultanen Messungen über größere Energiebereiche durchgeführt werden können, in diesem Zusammenhang spricht man auch von einem geringen „dynamischen Bereich“, und zum anderen verschiedene Ladungszustände der Ionen zu Vieldeutigkeiten bei der Bestimmung der Teilchenimpulse führen.

Einen alternativen Detektortyp zur Energiemessung stellen kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren („Calorimetric Low Temperature Detectors“, CLTDs) dar. Das Prinzip von CLTDs beruht auf der Messung der Temperaturerhöhung des Detektors nach der Absorption eines Teilchens. Da der Temperatursprung durch den Energieeintrag des Projektils umgekehrt proportional zur Wärmekapazität des Detektors ist, werden äußerst geringe Wärmekapazitäten benötigt, um die benötigte Sensitivität zum selektiven Nachweis einzelner Teilchen zu erreichen. Daher werden CLTDs aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität für tiefe Temperaturen von $C \sim T$ für Metalle und sogar $C \sim T^3$ für Isolatoren bei möglichst niedrigen Temperaturen betrieben. Betriebstemperaturen im Bereich einiger Kelvin und darunter ermöglichen es zudem, sogenannte supraleitende Phasenübergangsthermometer zu verwenden, die im Übergangsbereich zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand eine sehr große Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur in der Größenordnung von mehreren $M\Omega/K$ aufweisen, wodurch eine hohe Sensitivität des Detektors für Temperaturerhöhungen erreicht wird. Die Anregungsenergie zur Erzeugung thermischer Phononen liegt im Bereich von Millielektronenvolt und somit ca. drei Größenordnungen unterhalb der benötigten Energie bei der Erzeugung von Ladungsträgern in Halbleiterdetektoren. Die Folge ist eine deutliche Reduktion der statistischen Schwankungen in der Zahl der erzeugten Quanten beim Teilchennachweis im Vergleich zu auf Ionisationsmessung beruhenden Detektoren. Für niedrige Energien, bei denen die Auflösung noch durch die Statistik der erzeugten Quanten bestimmt wird, lässt sich somit die Energieauflösung gegenüber konventionellen Detektoren prinzipiell um mehr als eine Größenordnung verbessern. Für den in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich von $E > 5$ MeV spielt jedoch die Statistik der erzeugten Quanten bezüglich der Limitierung der Energieauflösung auch für Halbleiterdetektoren keine Rolle mehr. Hier liegt der Vorteil von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren im wesentlich vollständigeren Nachweis der Energie, wodurch die statistischen Schwankungen von Verlustprozessen, vor allem bei der Detektion von langsamen und schweren Ionen, deutlich reduziert werden. Dies resultiert in einer verbesserten Energieauflösung und einer hervorragenden Energie-Pulshöhen-Linearität, d.h. im Gegensatz zu Ionisationsdetektoren einer von der Teilchensorte unabhängigen und vergleichsweise linearen Detektor-Pulshöhe als Funktion der eingetragenen Energie. Weitere Vorteile von CLTDs sind ihre klei-

ne Nachweisschwelle für niedrige Energien sowie die Flexibilität in der Wahl des Absorbermaterials.

Heutzutage sind kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren ein weit verbreitetes Instrument in vielen Forschungsgebieten, wie z.B. der Röntgenastronomie [E⁺12b], der Suche nach Dunkler Materie [Bri12] oder der Bestimmung der Neutrinomasse [Giu12]. Auch in der Schwerionenphysik bietet sich eine Reihe von attraktiven Anwendungsmöglichkeiten [EKB05]. Eine Zusammenstellung dieser und weiterer Experimente findet sich unter anderem im Buch „Cryogenic Particle Detection“ von C. Enss [Ens05] oder in den aktuellen Proceedings zum „International Workshop on Low Temperature Detectors“ [ltd12].

Eine ideale Einsatzmöglichkeit von CLTDs in der Schwerionenphysik liegt in der direkten „in-flight“ Massenidentifikation niederenergetischer Schwerionen mittels einer kombinierten Energie- und Flugzeit- (E-ToF¹) Messung. Gegenüber der Verwendung von Magnetspektrometern hat die E-ToF-Methode, neben einem größeren dynamischen Bereich, auch den Vorteil, dass die Massenbestimmung unabhängig von der Ionenladung ist und somit Ladungsvieldeutigkeiten verhindert werden. Für niederenergetische und sehr schwere Ionen jedoch ist die limitierte Energieauflösung von auf Ionisation basierenden Detektoren nicht ausreichend, um benachbarte Isotope mittels E-ToF-Messung bezüglich ihrer Masse zu separieren [Gön89, Q⁺88]. An dieser Stelle bieten sich kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren wegen ihrer besseren Energieauflösung in diesem Energie- und Massen-Bereich zur Energiemessung an. Die Kombination aus CLTDs als Energie-Detektoren und Flugzeit-Detektoren bietet somit ein Detektor-System zur hochauflösenden in-flight Massenidentifikation von niederenergetischen Schwerionen. Mögliche Anwendungen eines solchen Systems sind z.B. die Massenidentifikation von sogenannten „superschweren Elementen“ [EKB05], Spurenanalysen in der Beschleuniger Massenspektrometrie [EKB05, KB⁺09], die präzise Bestimmung der Massen- und Energieverteilungen von Spaltfragmenten in Experimenten zur Untersuchung der Kernspaltung [Gön89, Q⁺88, O⁺84] oder die Identifikation von Reaktionsprodukten in Experimenten mit radioaktiven Strahlen [G⁺06, N⁺11, Krü05, Aum07].

Eine weitere interessante Anwendungsmöglichkeit eines solchen E-ToF Systems ist die Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Materie. Präzise Daten zum spezifischen Energieverlust dE/dx , der sogenannten „Stopping Power“, von Schwerionen werden in diversen Bereichen der Forschung benötigt, wie etwa der Tumor-Therapie mit Schwerionen, Materialforschung, Untersuchung von Strahlenschäden oder der „in-flight“ Separation von exotischen

¹ToF = Time-of-Flight

Kernen [GWS⁺02, Sig98], um nur einige davon zu nennen. Aufgrund der immensen Anzahl an möglichen Projektil-Target Kombinationen und der Variation der Teilchenenergien über mehrere Größenordnungen ist es unmöglich, alle benötigten Daten experimentell zu bestimmen. Daher sind theoretische Vorhersagen zum Abbremsverhalten von Ionen in Materie unerlässlich. Bislang existiert jedoch kein theoretisches Modell, anhand dessen Energieverluste mit ausreichender Präzision von wenigen Prozent berechnet werden können. Stattdessen werden häufig semiempirische Computer-Codes wie SRIM [ZZB10, Zie13], MSTAR [Pau13] oder ATIMA [GSM⁺12], die auf der Anpassung von Parametrisierungen an experimentelle Daten beruhen, für Vorhersagen herangezogen. Um die Verlässlichkeit dieser Computer-Codes zu verbessern, werden folglich möglichst viele Daten für verschiedene Projektil- und Target-Kombinationen, und das über große Energiebereiche hinweg, benötigt. Hierzu wurden Methoden entwickelt, die es ermöglichen, mittels eines E-ToF-Aufbaus kontinuierliche Stopping Power Kurven über große Energiebereiche hinweg in einer einzelnen Messung zu erhalten [T⁺02, Zha02]. Für schwere Ionen bei niedrigen Energien jedoch bewirken Pulshöhendefekte der üblicherweise verwendeten Halbleiterdetektoren sowie fehlende Möglichkeiten zur Überprüfung der Linearität der ToF-Spektrometer eine Anfälligkeit dieser Methode für systematische Fehler [T⁺02]. In diesem Energie- und Massenbereich sind daher nur wenige präzise experimentelle Daten bezüglich der Stopping Power verfügbar, wodurch sich relativ große Diskrepanzen zwischen theoretischen Vorhersagen und Messungen ergeben [Pau13, T⁺09]. An dieser Stelle bietet der Einsatz von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren zum Energienachweis erhebliche Vorteile. Die Linearität der Detektoren, insbesondere die Unabhängigkeit der Signalhöhe von der Teilchensorte, ermöglichen zusätzliche Kalibrierungsoptionen und eine unabhängige Überprüfung der Linearität des ToF-Spektrometers. Darüber hinaus erhöht die bessere Energieauflösung der CLTDs gegenüber Halbleiterzählern die Genauigkeit bei der Bestimmung, teilweise sehr geringer, Energiedifferenzen.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Aufbau und Test eines kombinierten Energie-Flugzeit-Systems, bestehend aus einem 8-Pixel-CLTD-Array und einem ToF-Detektor, zur Massenidentifikation von Schwerionen in einem Energiebereich von 30 – 150 MeV sowie mit der Anwendung dieses Detektorsystems in Messungen zum Abbremsverhalten niederenergetischer Schwerionen in Materie.

Die Entwicklung der einzelnen CLTD-Pixel, die Anpassung an die Erfordernisse beim Schwerionennachweis und der Aufbau eines ersten CLTD-Arrays wurden in mehreren Vorgängerarbeiten, u.a. von Meier [Mei94], Kraft-Bermuth [KB04] und Echler [Ech07], durchgeführt. Dabei konnten in einem weiten Energiebereich

für Ionen von Helium bis zu Uran relative Energieauflösungen von $\Delta E/E = (1.6 - 4.0) \times 10^{-3}$ erreicht werden. Die Detektoren konnten auch bereits in einigen Experimenten eine Anwendung finden, wie etwa in einem Demonstrationsexperiment zur Untersuchungen der Riesenresonanz in Blei-Kernen durch Meier [Mei94]. Kraft-Bermuth setzte die Detektoren zum ersten Mal in der Beschleuniger-Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von ^{236}U ein und zum anderen wurden erste vorbereitende Messungen für ein Experiment zur Identifikation superschwerer Elemente an der GSI durchgeführt [KB04]. Darüber hinaus wurden dort mit einer Kombination von einzelnen CLTD-Pixeln und einem Flugzeit-Detektor bereits erfolgreiche Tests zur Massenseparation von 0.1 MeV/u ^{206}Pb und ^{208}Pb Isotopen durchgeführt.

Die Sensitivität und der dynamische Bereich der CLTDs werden durch deren Wärmekapazität und durch die Übergangsbreite des Thermometerwiderstandes vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand bestimmt. Der große dynamische Bereich des ersten CLTD-Prototyp-Arrays aus [Ech07] ermöglicht zwar hochauflösende Messungen im Energiebereich von mehreren 100 MeV, allerdings auf Kosten der Sensitivität im niederenergetischen Bereich (5 – 100 MeV). Um die Detektoreigenschaften an diesen Energiebereich anzupassen, musste zunächst der Produktionsprozess der Temperatursensoren umgestellt bzw. optimiert und anschließend ein neues Array aufgebaut und getestet werden.

Zur Flugzeitmessung wurden zwei ToF-Detektoren ähnlicher Bauart eingesetzt, die jeweils aus zwei baugleichen „Time-Pickoff“-Detektoren bestehen. Diese nutzen Microchannel Plates (MCPs) zum Nachweis von Sekundärelektronen, die beim Durchgang der Schwerionen durch Kohlenstoff-Folien von lediglich einigen $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke emittiert werden, und ermöglichen somit eine nicht-destruktive Geschwindigkeitsmessung unter geringer Beeinflussung der Teilchenenergie sowie der Energieverteilung.

Die vorliegende Arbeit ist im Wesentlichen in drei Bereiche unterteilt. Der erste umfasst den Aufbau des Energie-Flugzeit-Systems sowie die Charakterisierung und die Tests der neuen CLTDs mit α -Teilchen, während sich die beiden anderen Teile mit Messungen an verschiedenen Beschleunigeranlagen mit unterschiedlichen Schwerionenstrahlen befassen. Zunächst wurden die Energie- und Flugzeit-Detektoren mit 30 – 100 MeV ^{32}S und 50 MeV $^{63,65}\text{Cu}$ -Ionen am Tandem-Beschleuniger des MPI für Kernphysik in Heidelberg bezüglich ihres Auflösungsvermögens, insbesondere der Massenauflösung, getestet. Anschließend wurde das Detektorsystem für Messungen der elektronischen Stopping Power, zum einen von ^{238}U -Ionen im Energiebereich von 0.1 – 1.4 MeV/u in Kohlenstoff- und Gold-Absorbern am UNILAC Beschleuniger der GSI und zum anderen von ^{131}Xe -Ionen

im Energiebereich von 0.05 – 1.0 MeV/u in Kohlenstoff, Nickel und Gold am Zyklotron der Universität von Jyväskylä, eingesetzt. Der Aufbau erlaubte es zudem, auch in diesen Messungen die Massenauflösung des E-ToF-Systems zu bestimmen und somit dessen Eignung zur Massenidentifikation von niederenergetischen Schwerionen zu überprüfen.

In Kapitel 2 werden zunächst die theoretischen Grundlagen des Energieverlustes schwerer geladener Teilchen in Materie, die Detektionsprinzipien der eingesetzten Energie- und Flugzeit-Detektoren sowie die Messmethoden zur Massenidentifikation niederenergetischer Schwerionen und zur Bestimmung kontinuierlicher Stopping Power Kurven diskutiert. Kapitel 3 und 4 widmen sich dem Konzept, dem Aufbau und der Auslese der Detektoren, während in Kapitel 5 die Charakterisierung und die Tests des neuen CLTD-Arrays beim Nachweis von α -Teilchen vorgestellt werden. In Kapitel 6 werden zunächst die Untersuchungen bezüglich des Verhaltens der Detektoren beim Nachweis schwerer Ionen ($Z > 15$), insbesondere bezüglich der Massenauflösung des Systems, präsentiert, bevor in Kapitel 7 die Energieverlust-Messungen vorgestellt und diskutiert werden. Den Abschluss dieser Arbeit stellt Kapitel 8 mit einer zusammenfassenden Diskussion der Ergebnisse und einem Ausblick auf zukünftige experimentelle Anwendungen des Detektor-Systems und Perspektiven des Projektes dar.

Kapitel 2

Theoretische und experimentelle Grundlagen

Im folgenden Kapitel wird zunächst der Energieverlust schwerer geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie diskutiert. Diese Grundlagen sind sowohl für das Verständnis von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren als auch für die in Kapitel 7 dargestellten Messungen von Bedeutung. Im Anschluss werden die theoretischen Grundlagen von CLTDs behandelt. Die darin enthaltenen Überlegungen wurden bereits in mehreren Vorgänger-Arbeiten, u.a. in [Ech07, KB04, Mei94, Kie93], ausführlich diskutiert und werden hier nochmals zusammengefasst. Im letzten Teil dieses Kapitels werden auch das Detektionsprinzip der hier eingesetzten Flugzeit-Detektoren sowie die Methoden zur Massenidentifikation und zur Bestimmung von Energieverlust-Kurven von Schwerionen mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung vorgestellt.

2.1 Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie

Beim Durchgang durch Materie übertragen geladene Teilchen kinetische Energie auf das durchquerte Material und werden somit abgebremst. Der Energieverlust geschieht dabei im Wesentlichen durch zwei Prozesse. Zum einen durch Anregung und Ionisation von Elektronen der Targetatome (elektronischer Energieverlust) und zum anderen durch elastische Streuung an den Atomkernen des Targets (nuklearer Energieverlust). Andere Energieverlustprozesse sind die Emission von Cherenkov-Strahlung, nukleare Reaktionen des Projektils mit den Targetkernen und die Emission von Bremsstrahlung [Leo94]. Diese spielen jedoch für langsame und schwere Ionen, wie sie in dieser Arbeit betrachtet werden, keine Rolle und

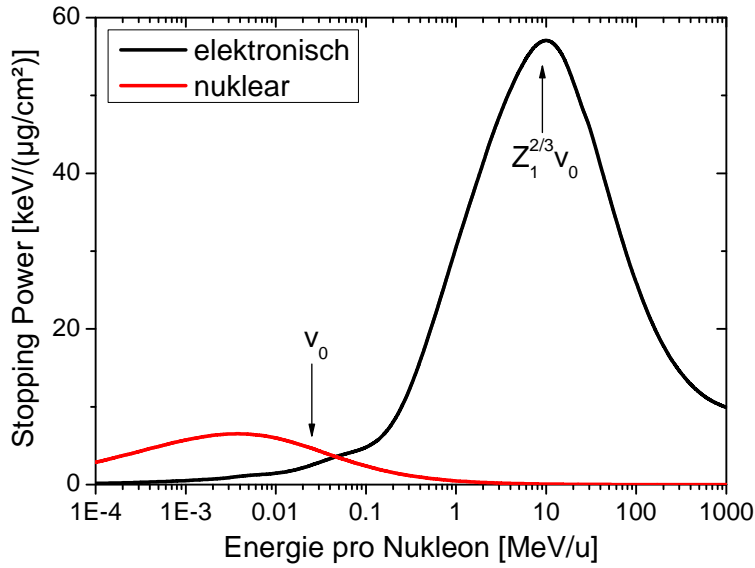


Abbildung 2.1: SRIM-Simulation [Zie13]: Elektronische und nukleare Stopping Power von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Gold in Abhängigkeit von der Projektilenergie. Z_1 = Kernladung des Projektils, v_0 = Bohr-Geschwindigkeit.

werden daher im Folgenden nicht weiter diskutiert.

Das Abbremsen des Projektils geschieht nicht durch wenige Stöße, sondern ist vielmehr ein Resultat vieler Einzelstöße mit jeweils geringer Energieübertragung. Daher ist der spezifische Energieverlust, oder die sogenannte „Stopping Power“ S , ein statistischer Prozess und wird üblicherweise durch

$$S = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}, \quad (2.1)$$

mit dem mittleren Energieverlust pro Wegeinheit dE/dx und der Dichte des Targetmaterials ρ , angegeben.

Abbildung 2.1 zeigt anhand einer Simulation mit dem Programm SRIM [Zie13] den Vergleich von nuklearem zu elektronischem Energieverlust am Beispiel von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Gold. Dieses für alle Ionen- und Targetsorten charakteristische Verhalten zeigt, dass bei höheren Energien die Streuung an den Hüllenelektronen des Target-Mediums dominiert, während bei sehr niedrigen Energien die elastische Streuung an den Targetkernen zunehmend an Bedeutung gewinnt. Das Maximum des elektronischen Energieverlustes liegt bei allen Projektil-Target-Kombinationen bei Projektilgeschwindigkeiten in der Größenordnung der Thomas-Fermi-Geschwindigkeit $v_{TF} = Z_1^{2/3} v_0$, wobei $v_0 = e^2/\hbar = c/137$ die Bohr-Geschwindigkeit darstellt [LSS63]. Entsprechend der gängigen Notationen in der Literatur, bezeichnet auch in dieser Arbeit Z_1 grundsätzlich die Kernladung des Projektils und Z_2 die des Targetmaterials.

In den folgenden Abschnitten sollen die beiden Energieverlustprozesse ausführlich diskutiert werden. Eine Übersicht zu diesem Thema findet sich z.B. in [Leo94], in den Übersichtsartikeln von Sigmund [Sig98] und Geissel et al. [GWS+02] oder im aktuellen Bericht der „International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU)“ [ICR05].

2.1.1 Elektronischer Energieverlust bei hohen Energien

Die Bethe-Bloch-Formel

Eine erste theoretische Beschreibung des elektronischen Energieverlustes gelang N. Bohr zu Beginn des 20. Jh. [Boh13]. Bohrs klassisches Modell wurde zunächst von Bethe [Bet30] und Bloch [Blo33] durch eine quantenmechanische Beschreibung und später durch Hinzufügen weiterer Korrekturterme, wie der Schalen- und der Dichtekorrektur, erweitert. Eine Darstellung der sogenannten Bethe-Bloch-Formel findet sich z.B. in [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z_2 Z_1^2}{A_2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z_2} \right], \quad (2.2)$$

mit: N_a = Avogadro Zahl, r_e = klassischer Elektronenradius = 2.817×10^{-13} cm, m_e = Elektronenmasse, ρ = Dichte des Absorbermaterials, Z_2 = Kernladungszahl des Absorbermaterials, A_2 = Massenzahl des Absorbermaterials, Z_1 = Kernladungszahl des Projektils, $\beta = v/c$ Geschwindigkeit des Projektils, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, W_{max} = maximaler Energieübertrag bei einer Kollision, I = mittleres Ionisationspotential, δ = Dichtekorrektur, C = Schalenkorrektur. Für $M_1 \gg m_e$, mit der Projektilmasse M_1 , ist $W_{max} \approx 2m_e v^2 \gamma^2$.

Das mittlere Ionisationspotential I ist im Grunde genommen die mittlere Orbitalfrequenz der Elektronen des Absorbermaterials multipliziert mit der Planck-Konstante h . Theoretisch betrachtet ergibt sie sich aus einer logarithmischen Mittlung über alle Orbitalfrequenzen der Elektronen, gewichtet mit den Oszillatorstärken der entsprechenden Energieniveaus. Da letztere jedoch für die meisten Materialien unbekannt sind, werden zur Bestimmung von I für gewöhnlich semi-empirische Formeln wie

$$\frac{I}{Z_2} = 12 + \frac{7}{Z_2} eV \quad Z_2 < 13 \quad (2.3)$$

$$\frac{I}{Z_2} = 9.76 + 58.8 Z_2^{-1.19} eV \quad Z_2 \geq 13 \quad (2.4)$$

verwendet, welche aus verschiedenen dE/dx -Messungen empirisch bestimmt wurden [Leo94]. Systematische Untersuchungen zeigen jedoch periodische Abweichun-

gen vom monotonen Verhalten von I als Funktion von Z_2 [CP69, GLSA82]. Dieser in der Literatur als Z_2 -Oszillationen bezeichnete Effekt wird auf den Einfluss der Schalenstruktur der Targetatome zurückgeführt.

Korrekturen zur Bethe-Bloch-Formel

Gleichung 2.2 enthält bereits die Dichtekorrektur δ und die Schalenkorrektur C . Erstere berücksichtigt die Polarisierung der Targetatome entlang des Projektilweges bei hohen Geschwindigkeiten. Diese Polarisierung führt zu einer Abschirmung weiter entfernter Elektronen und somit zu einer Reduktion des Energieverlustes. Die Schalenkorrektur hingegen wird bei niedrigen Energien, d.h. wenn die Projektilgeschwindigkeit kleiner als die Orbitalgeschwindigkeit der Targetatome ist, benötigt. Hierbei wird berücksichtigt, dass die fest gebundenen Elektronen nur wenig zur Abbremsung beitragen.

Eine weitere Korrektur der Bethe-Bloch-Gleichung 2.2 verlangt der sogenannte Barkas-Effekt, der durch Messungen mit π^+ und π^- Mesonen entdeckt wurde [SBB53, BDH63]. Unterschiede im spezifischen Energieverlust von π^+ und π^- zeigten Abweichungen von der Z_1^2 -Abhängigkeit, die auf eine entgegengesetzt polarisierende Wirkung der positiv bzw. negativ geladenen Projektile auf die Targetelektronen zurückgeführt werden. Nach Lindhard [Lin76] wird dieser Effekt formal durch eine Entwicklung des logarithmischen Terms in Gleichung 2.2 nach Potenzen von Z_1 beschrieben. Die dadurch resultierende Z_1^3 -Abhängigkeit stellt dabei den Barkas-Effekt dar.

Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Formel

Die Bethe-Bloch-Gleichung setzt eine konstante elektrische Ladung der Teilchen beim Durchqueren des Absorbermediums voraus. Diese Annahme gilt jedoch nur für Projektile, deren Geschwindigkeit v größer als die Orbitalgeschwindigkeiten seiner Elektronen ist und die somit beim Durchgang durch Materie vollständig ionisiert sind. Bei Geschwindigkeiten $v < v_{TF}$ kommt es zu Elektroneneinfangprozessen durch das Projektil, wodurch die Darstellung der Stopping Power in Gleichung 2.2 ihre Gültigkeit verliert.

2.1.2 Elektronischer Energieverlust bei niedrigen Energien

Im Bereich um das Maximum des elektronischen Energieverlustes und darunter ($v_0 < v < v_{TF}$, siehe Abbildung 2.1) ändert sich die Projektilladung q_1 durch Elektroneneinfang- sowie Elektronenverlustprozesse. Folglich bewirkt die resultierende Abschirmung des Coulomb-Feldes des Projektils eine Reduktion des bereits

diskutierten Energieverlust-Wirkungsquerschnitts für die Ionisation der Targetatome. Des weiteren stellt der Impulsübertrag durch den Elektroneneinfang und -verlust einen zusätzlichen, von der Ionisation des Targets unabhängigen, Energieverlustprozess dar.

Bei ausreichender Eindringtiefe bildet sich ein Gleichgewicht zwischen Einfang und Verlust von Elektronen im Projektil und führt somit zu einer statistisch fluktuierenden effektiven Ladung q_{eff} , die von der Geschwindigkeit, der Ionensorte und dem Targetmaterial abhängt. Bislang gibt es kein theoretisches Modell, das die effektive Ladung adäquat beschreiben kann. Stattdessen wird q_{eff} häufig als Parameter aus der Skalierungsformel

$$-\frac{dE}{dx} = q_{eff}^2 \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{proton}, \quad (2.5)$$

d.h. aus dem Verhältnis des gemessenen Energieverlustes $-dE/dx$ zum spezifischen Energieverlust von Protonen $(-dE/dx)_{proton}$, bei gleicher Geschwindigkeit und gleichem Absorbermaterial, bestimmt. Um Vorhersagen zum elektronischen Energieverlust treffen zu können, werden Parametrisierungen der effektiven Ladung verwendet, die aus Messungen mit verschiedenen Projektil-Target-Kombinationen bei unterschiedlichen Energien bestimmt wurden. Solche Parametrisierungen haben häufig die Form [NS70, F⁺76]

$$q_{eff} = Z_1 \left(1 - A(Z_1) \exp \left(-\frac{Bv}{Z_1^\gamma v_0} \right) \right), \quad (2.6)$$

mit den Parametern $A(Z_1)$, B und γ , berücksichtigen dabei jedoch nicht die experimentell nachgewiesene Z_2 -Abhängigkeit der effektiven Ladung [GLSA83]. Ein Beispiel einer Z_2 -abhängigen Parametrisierung findet sich in [SG01] und eine detaillierte Abhandlung zum Energieverlust von schweren Ionen in diesem Energiebereich in [Sig97].

Geht man zu noch niedrigeren Energien ($v < v_0$), so sind die Ionen nahezu komplett neutralisiert. Zudem tragen aufgrund der niedrigen Geschwindigkeiten in diesem Bereich nur noch Stöße mit quasi-freien Targetelektronen zum elektronischen Energieverlust bei. Es gibt drei theoretische Modelle, von Fermi und Teller [FT47], Firsov [Fir59] sowie Lindhard und Scharff [LS61], die gemeinsam auf dem Fermi-Gas-Modell basieren und eine lineare Abhängigkeit des Energieverlustes von der Projektilgeschwindigkeit v vorhersagen. Häufige Anwendung findet die Formel von Lindhard und Scharff:

$$-\frac{dE}{dx} = Z_1^{1/6} 8\pi N e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2 v}{Z v_0}, \quad (2.7)$$

mit $Z^{2/3} = Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}$, dem Bohr-Radius $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$ und der Teilchendichte des Absorbermaterials N . Alle oben erwähnten Modelle besitzen eine monotone Z_1 - und Z_2 -Abhängigkeit und können somit die bereits erwähnten Z_2 -Oszillationen sowie die analogen, bei niedrigen Energien beobachteten, Strukturen in der Z_1 -Abhängigkeit (Z_1 -Oszillationen) nicht beschreiben. Sie stellen daher lediglich Näherungen dar und können dementsprechend nicht für präzise Vorhersagen des Energieverlustes verwendet werden [Sig98].

2.1.3 Nuklearer Energieverlust

Die elastische Streuung der Projektile an den Atomkernen des Targetmaterials kann bei hohen Energien durch die Rutherford-Streuung, mit dem Wirkungsquerschnitt [Mes02]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (2.8)$$

beschrieben werden. Dabei sind E die Projektilenergie vor dem Stoß und θ der Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Mit $d\sigma/d\theta = 2\pi \sin(\theta)d\sigma/d\Omega$, dem Energietransfer

$$T = \gamma E \sin^2(\theta/2) \quad (2.9)$$

und $\gamma = 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2$ lässt sich der Energietransfer-Wirkungsquerschnitt bestimmen:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{4\pi}{\gamma E} \frac{d\sigma}{d\theta}. \quad (2.10)$$

Den differentiellen nuklearen Energieverlust erhält man schließlich durch Integration zu

$$-\frac{dE}{dx} = N \int_0^{T_m} T \frac{d\sigma}{dT} dT, \quad (2.11)$$

wobei N die Teilchendichte des Absorbermaterials und $T_m = \gamma E$ der maximale Energieübertrag sind.

Im niederenergetischen Bereich ($v < v_{TF}$) wird die Situation komplizierter. Wie bereits im Abschnitt über den elektronischen Energieverlust beschrieben, wird die Kernladung der Ionen durch Elektroneneinfang teilweise kompensiert. In diesem Fall besteht die Schwierigkeit einer theoretischen Beschreibung darin, ein realistisches Wechselwirkungspotential zu finden, das die Interaktion der beteiligten Teilchen beschreibt. Üblicherweise wird hierzu ein abgeschirmtes Coulomb-Potential der Form

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (2.12)$$

mit der sogenannten Abschirmfunktion $\Phi(r/a)$ und dem Abschirmradius a , verwendet. Zur Beschreibung der Abschirmfunktion gibt es diverse theoretische An-

sätze, u.a. von Sommerfeld [Som32], Moliere [Mol47], Bohr [Boh48], sowie in der LSS-Theorie von Lindhard, Scharff und Schiott [LSS63, LNS68], auf die hier jedoch nicht weiter eingegangen wird. Der Energieverlust wird durch numerische Integration von Gleichung 2.11, unter Verwendung des Wirkungsquerschnitts, der sich aus dem Potentialansatz 2.12 ergibt, bestimmt.

Bei Betrachtungen des nuklearen Energieverlustes werden häufig die dimensionslosen reduzierten Einheiten ϵ und ρ

$$\epsilon = \frac{aE}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (2.13)$$

$$\rho = \pi a^2 \gamma N x \quad (2.14)$$

$$a = \frac{0.8853 a_0}{\left(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}\right)^{2/3}}, \quad (2.15)$$

mit der reduzierten Energie ϵ , der reduzierten Länge ρ , dem Abschirmradius a und dem Bohr-Radius a_0 , verwendet. Kalbitzer et al. [KOGF76] geben analytische Ausdrücke für den nuklearen Energieverlust in reduzierten Einheiten im hochenergetischen (Rutherford-Streuung) und niederenergetischen Bereich an:

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \frac{1}{2\epsilon} \ln(\epsilon) \quad , \epsilon \gg 1 \quad (2.16)$$

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \frac{1.7\epsilon^{1/2} \ln(\epsilon + e)}{1 + 6.8\epsilon + 3.4\epsilon^{3/2}} \quad , 10^{-4} < \epsilon < 10^2 \quad (2.17)$$

Detaillierte Beschreibungen des nuklearen Energieverlustes finden sich u.a. in den Abhandlungen zur LSS-Theorie [LSS63, LNS68] oder in einem Übersichtsartikel von Wilson und Haggmark [WH77].

2.2 Detektionsprinzip kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren

Die in dieser Arbeit verwendeten Energie-Detektoren (Kalorimeter) weisen die kinetische Energie eines Teilchens durch Temperaturerhöhung eines Absorbers nach. Aufgrund der sehr niedrigen Betriebstemperaturen dieser Detektoren werden sie als kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren bezeichnet. Eine Übersicht zur Funktionsweise und zu den Einsatzgebieten solcher Detektoren findet sich z.B. in [Ens05, ltd12]. Abbildung 2.2 zeigt schematisch das Detektionsprinzip dieses Detektortyps. Der Detektor besteht im Wesentlichen aus einem Absorber und einem Thermometer, die zusammen eine geringe Wärmekapazität C besit-

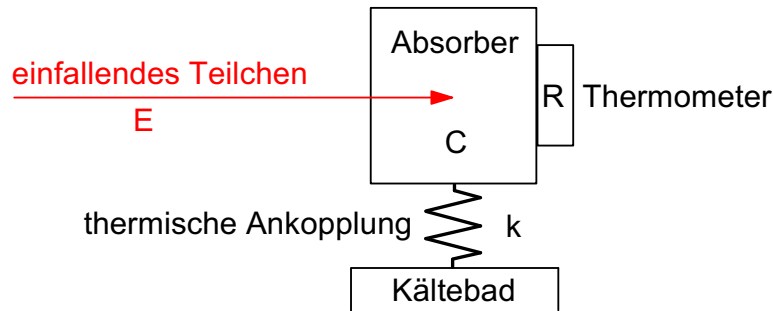


Abbildung 2.2: Detektionsprinzip kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren.

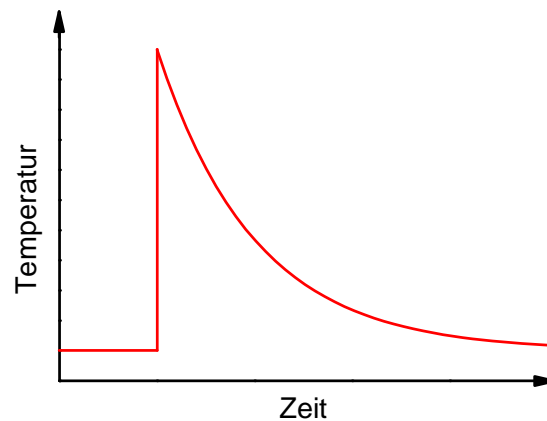


Abbildung 2.3: Schematischer Verlauf der Detektor-Temperatur beim Nachweis eines Teilchens.

zen. Absorber und Thermometer befinden sich über die thermische Kopplung k im thermischen Gleichgewicht mit einem Kältebad. Wird ein einfallendes Teilchen im Detektor absorbiert, überträgt es seine kinetische Energie E an den Absorber, was, nach der Thermalisierung der eingetragenen Energie im Absorber, zu einer Erhöhung der Detektor-Temperatur um ΔT gemäß

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (2.18)$$

führt. Die eingetragene Energie wird schließlich über die thermische Ankopplung k an das Kältebad abgeführt. Aus dem zeitlichen Verlauf der Detektor-Temperatur, die über ein Thermometer ausgelesen wird, lässt sich die im Absorber deponierte Energie bestimmen. Eine schematische Darstellung des Temperaturverlaufs eines CLTD beim Teilchennachweis ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Im Idealfall ist die Zeit τ_{an} , in der die eingetragene Energie thermalisiert, kurz gegenüber der thermischen Abklingzeit τ_{ab} , in der diese Energie an das Kältebad abgeführt wird. Damit ergibt sich ein schneller Temperatur-Anstieg und ein exponentieller Abfall, welcher durch die thermische Kopplung k und die Wärmekapazität C des Detektors bestimmt ist.

Um die vergleichsweise geringen Energieeinträge einzelner Teilchen nachweisen zu können, werden gemäß Gleichung 2.18 Detektoren mit einer sehr geringen Wärmekapazität benötigt. Die gesamte Wärmekapazität C ergibt sich dabei aus der spezifischen Wärmekapazität c und der Masse m des Detektors zu

$$C = c \cdot m. \quad (2.19)$$

Bei tiefen Temperaturen gilt für die spezifische Wärmekapazität

$$c = c_{el} + c_g = \gamma T + AT^3, \quad (2.20)$$

wobei c_{el} den Beitrag der Elektronen und c_g den des Atomgitters, mit A als Materialkonstante, darstellen. Für normale Leiter ist der Faktor γ ebenfalls eine materialabhängige Konstante. Für Supraleiter gilt

$$\gamma \sim 1/T \cdot \exp(-T_c/T). \quad (2.21)$$

Nach der Debye-Theorie erhält man für den Beitrag des Gitters

$$c_g = \frac{12\pi^4}{5} N_A k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \left[\frac{J}{mol \cdot K} \right], \quad (2.22)$$

mit der Avogadro-Konstante $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, der Boltzmann-Konstante $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ und der Debye-Temperatur Θ_D (materialspezifische Konstante). Ausführliche Betrachtungen der Wärmekapazität eines Festkörpers bei tiefen Temperaturen und Herleitungen der Gleichungen 2.20 und 2.22 finden sich z.B. in [Kit06, Rei87].

Aus den Gleichungen 2.18 bis 2.22 ist ersichtlich, dass hohe Temperatur-Signale, und damit eine hohe Sensitivität beim Energienachweis, dadurch erreicht werden, dass zum einen die Masse der Detektoren gering gehalten wird und zum anderen die Detektoren bei möglichst tiefen Temperaturen betrieben werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Masse des Detektors nicht beliebig klein gewählt werden kann, da zum einen eine Mindestdicke vorhanden sein muss, um die Projektile beim Energienachweis vollständig zu stoppen, und zum anderen, um eine ausreichende aktive Detektor-Fläche und somit Detektionseffizienz des Energie-Detektors zu gewährleisten.

2.2.1 Der Absorber

Ein wichtiger Vorteil, neben Energieauflösung und Energie-Pulshöhen-Linearität, von CLTDs gegenüber auf Ionisation basierenden Detektoren, wie z.B. Halblei-

terzählern, ist die Flexibilität in der Wahl des Absorbermaterials. Während im letzteren Fall die Auswahl des Absorbermaterials durch die Ansprüche an seine elektrischen Eigenschaften stark eingeschränkt ist, unterliegen CLTDs diesbezüglich keinen prinzipiellen Einschränkungen. Diese Flexibilität ermöglicht eine bessere Anpassung des Detektormaterials an die Bedingungen des jeweiligen Experimentes.

Aufgrund der Dominanz des Beitrags der Leitungselektronen zur Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen [Kit06] eignen sich Isolatoren besonders gut als Absorber, da c_{el} in Gleichung 2.20 verschwindet. Des Weiteren bieten sich wegen der Θ_D^{-3} -Abhängigkeit in Gleichung 2.22 Materialien mit hoher Debye-Temperatur an. Um eine schnelle und vollständige Thermalisierung der eingetragenen Energie im gesamten Absorber zu gewährleisten, sollte das Absorbermaterial darüber hinaus über eine gute thermische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen verfügen.

Die Übertragung der kinetischen Energie von schweren Ionen auf den Absorber geschieht über die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Prozesse. Im Absorber entsteht dabei zunächst eine Vielzahl energetischer Sekundärteilchen, d.h. freie Elektronen durch elektronischen Energieverlust und Rückstoßkerne durch nuklearen Energieverlust. Diese Sekundärteilchen wiederum geben ihre Energie zum einen durch Wechselwirkung mit dem Kristallgitter in Form von Phononen und zum anderen durch weitere Stoßionisation ab, wodurch eine Kaskade von sekundären Teilchen entsteht, die solange anhält, bis deren kinetische Energie nicht mehr für weitere Ionisationsprozesse ausreicht. Die verbliebene kinetische Energie dieser Teilchen wird schließlich über Phononen an das Kristallgitter abgegeben [Bük71, Sho61]. In Halbleitern und Isolatoren werden bei diesen Prozessen etwa zwei Drittel der vom Projektil eingetragenen Energie direkt in Form von Phononen und nur etwa ein Drittel durch Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren [Leo94, Bük71], welche wiederum nach kurzer Zeit rekombinieren, an den Absorber abgegeben. In idealen Kristallen geschieht die Rekombination der Ladungsträger direkt unter Emission eines Photons. Bei realen Kristallen jedoch, insbesondere bei Kristallen mit indirekter Bandlücke, dominiert die strahlungsfreie Rekombination über tief liegende Zwischenzustände in der Bandlücke, die durch Fremdatome oder Gitterfehler entstehen („Shockley-Read-Hall-Rekombination“ [SR52, Hal52]). Die Anregungsenergie der Ladungsträger wird dabei durch Erzeugung von Phononen an das Kristallgitter abgegeben [RW95, See02]. Fehlstellen im Kristall beschleunigen somit die Rekombination und daher die Umwandlung der eingetragenen Energie in Phononen. Somit wird nahezu die gesamte vom Schwerion im Absorber deponierte Energie in hochenergetische Phononen umgewandelt, die letztendlich durch Streuung an anderen Phononen, Fehlstellen im Kristallgitter oder den Grenzen des Kristalls zu thermischen Phononen zerfallen und sich im gesamten Absor-

ber ausbreiten [Kit06, Rei87]. Auf die dabei auftretenden Verlustprozesse wird bei der späteren Diskussion der Energieauflösung von CLTDs (Abschnitt 2.4.2) näher eingegangen.

2.2.2 Das Thermometer

Das Thermometer misst die Temperaturerhöhung des Detektors beim Nachweis eines Teilchens. Um eine schnelle Thermalisierung der eingetragenen Energie im gesamten Detektor sicherzustellen, sollte es thermisch sehr gut an den Absorber angekoppelt sein.

Zur Messung dieser Temperaturerhöhung werden häufig temperaturabhängige Widerstände (Thermistoren), deren Sensitivität üblicherweise über die Größe

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.23)$$

angegeben wird, verwendet. Aufgrund der sehr tiefen Betriebstemperaturen von CLTDs bieten sich sogenannte supraleitende Phasenübergangsthermometer, oder auch TES („Transition Edge Sensor“) genannt, als Thermistoren mit einer sehr hohen Sensitivität an. Da solche Sensoren in dieser Arbeit verwendet wurden, wird im Folgenden auch lediglich auf Thermistoren dieser Art eingegangen.

Abbildung 2.4 zeigt schematisch den Verlauf des Widerstandes R als Funktion der Temperatur T für einen Supraleiter im Bereich seines Phasenübergangs. Charakteristische Größen für einen TES sind die kritische Temperatur T_c , welche definiert ist als die Temperatur, bei der der Widerstand auf die Hälfte seines Wertes im normalleitenden Zustand R_N gefallen ist, und die Übergangsbreite δT , als die Temperaturdifferenz innerhalb derer der Widerstand von 75 % auf 25 % von R_N fällt (siehe Abbildung 2.4). Innerhalb des Übergangs sollte die Steigung dR/dT näherungsweise konstant sein, sodass man in diesem Bereich für eine Temperaturerhöhung ΔT in erster Näherung eine Widerstandsänderung ΔR mit

$$\Delta R = \frac{dR}{dT} \Delta T = \frac{\delta R}{\delta T} \Delta T \quad (2.24)$$

erhält. Für die Sensitivität des Thermometers gilt in diesem Fall:

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\delta R}{\delta T}. \quad (2.25)$$

Hohe Werte für α werden daher durch eine möglichst geringe Übergangsbreite erreicht.

Ein wesentlicher Nachteil von TES ist die Einschränkung der hohen Sensitivität

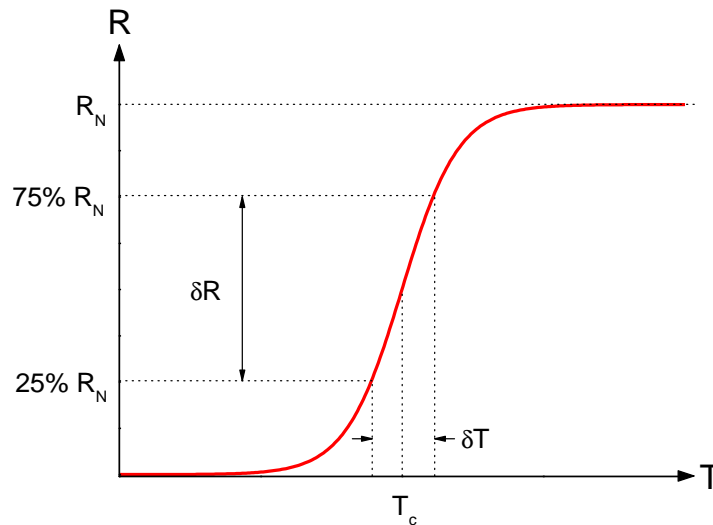


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des $R(T)$ -Verlaufs eines Supraleiters im Bereich des Übergangs vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand.

auf den Übergangsbereich des Supraleiters und damit eine Beschränkung des dynamischen Bereiches des Detektors. Für Energieeinträge, die zu einer Erhöhung der Temperatur über den Bereich des Phasenübergangs hinaus führen, kann die Gesamtenergie des einfallenden Teilchens nicht mehr bestimmt werden.

2.2.3 Thermische Ankopplung an das Kältebad

Über die thermische Ankopplung wird die im Detektor eingetragene Wärme an das Kältebad abgeführt und somit der Detektor nach dem Nachweis eines Teilchens wieder in seinen Ausgangszustand überführt. Um sicherzustellen, dass beim Teilchennachweis die eingetragene Energie zunächst im ganzen Detektor thermalisiert, bevor sie an das Kältebad abgeführt wird, sollten Detektor und Kältebad thermisch nicht zu stark gekoppelt sein. Ein vorzeitiges Abführen von Wärme führt zu einer Reduktion des Temperatursignals und im Falle einer Abhängigkeit dieses Effektes vom Aufschlagsort des nachgewiesenen Teilchens im Detektor zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Andererseits sollte die thermische Verbindung nicht schwächer sein als nötig, da dies zu längeren Signalen und somit zu einer Erhöhung der Detektor-Totzeit führt.

Die thermische Ankopplung kann über den thermischen Leitwert k angegeben werden. Dieser ist durch die Geometrie des Leiters, mit der Querschnittsfläche A und Länge l , sowie seine spezifische Wärmeleitfähigkeit λ gegeben:

$$k := \lambda \frac{A}{l}. \quad (2.26)$$

Für die zeitliche Änderung der Wärmemenge Q eines zylindrischen Leiters mit den Temperaturen T_1 und T_2 an seinen Enden gilt

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT. \quad (2.27)$$

Unter der Annahme, dass $k(T)$ für kleine Temperaturdifferenzen $\Delta T = T_2 - T_1$ konstant ist, erhält man aus Gleichung 2.27

$$\frac{dQ}{dt} = k\Delta T. \quad (2.28)$$

Diese Gleichung stellt eine Analogie zum Ohmschen Gesetz der Elektrizitätslehre dar. Zudem ergibt sich für die Detektor-Temperatur das Zeitverhalten eines thermischen Tiefpasses mit der Zeitkonstanten $\tau = C/k$, der Wärmekapazität C und dem thermischen Widerstand $1/k$.

Ausführliche Diskussionen der Wärmeleitfähigkeit finden sich sowohl in den Vorgänger-Arbeiten (u.a. [Ech07, KB04]) als auch in Lehrbüchern wie [Kit06, Rei87].

2.3 Detektorsignal von CLTDs beim Teilchennachweis

Die folgenden Abschnitte beinhalten eine theoretische Beschreibung des Detektorsignals beim Nachweis eines Teilchens. Wie in Kapitel 2.2.2 werden auch hier lediglich Betrachtungen angestellt, welche die spezielle Bauart der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren betreffen. Die Überlegungen und Herleitungen wurden bereits in diversen Arbeiten wie [KB04, Mei94, Kie93, Ech07] diskutiert. An dieser Stelle sollen dennoch die wichtigsten Punkte nochmals zusammengestellt werden.

2.3.1 Die Wärmebilanzgleichung

Die Wärmebilanz, d.h. die zeitliche Änderung der Wärmemenge Q im Detektor, ergibt sich aus der dem Detektor zu- und abgeführten Wärmeleistung P_{in} und P_{out} :

$$\frac{dQ}{dt}(t) = \frac{1}{dt} (C(T) \cdot T) = P_{in}(t) - P_{out}(t). \quad (2.29)$$

Für die an das Kältebad abgeführte Leistung gilt dabei nach Gleichung 2.27

$$P_{out}(t) = \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T') dT', \quad (2.30)$$

mit der Detektortemperatur $T(t)$ und der Temperatur des Kältebades T_{Bad} . Die dem Detektor zugeführte Wärmeleistung P_{in} hingegen setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Erstens aus der Wärmestrahlung P_H , genauer gesagt der Differenz aus der vom Detektor abgestrahlten und absorbierten Wärmestrahlung. Zweitens der vom Meßstrom I im Detektor dissipierten Joule'schen Wärme $P_J = R(T)I^2$ und drittens der vom nachzuweisenden Teilchen eingetragenen Energie E . Unter der Annahme, dass die beim Teilchennachweis deponierte Energie im Vergleich zu der thermischen Zeitkonstanten $\tau = C/k$ sehr schnell thermalisiert, kann der letzte genannte Wärmeeintrag mittels der Dirac'schen δ -Funktion als $P_S = E \cdot \delta(t - t_0)$ beschrieben werden. Fügt man diese Beiträge zusammen, ergibt sich aus Gleichung 2.29 eine Differentialgleichung für die Detektor-Temperatur beim Nachweis eines Teilchens:

$$\frac{1}{dt}(C(T) \cdot T) = E \cdot \delta(t - t_0) + R(T)I^2 + P_H(t) - \int_{T_{Bad}}^T k(T')dT'. \quad (2.31)$$

2.3.2 Lösung der Wärmebilanzgleichung für kleine Temperaturerhöhungen

Für kleine Temperaturerhöhungen können einige Näherungen gemacht werden, die Gleichung 2.31 deutlich vereinfachen und somit eine analytische Lösung ermöglichen. Unter der Annahme, dass P_H , also die Wärmestrahlung, über kurze Zeiträume konstant ist, stellt sich für einen Detektor im Wartezustand, d.h. wenn kein Teilchen detektiert wird, eine Gleichgewichtstemperatur T_0 ein. In diesem Fall reduziert sich Gleichung 2.31 auf

$$0 = R(T_0)I^2 + P_H - \int_{T_{Bad}}^{T_0} k(T')dT'. \quad (2.32)$$

Die Detektortemperatur $T(t)$ beim Nachweis eines Teilchens lässt sich als Änderung der Gleichgewichtstemperatur $T(t) = T_0 + \Delta T(t)$ ausdrücken. Ferner können die temperaturabhängigen Größen k , C und dR/dT für hinreichend kleine Temperaturänderungen als konstant angenommen werden, mit $C = C(T_0)$, $k = k(T_0)$ und $dR/dT = dR/dT(T_0)$. Mit diesen Näherungen, mit $R(T_0 + \Delta T) = R(T_0) + \frac{dR}{dT}\Delta T$ sowie den Gleichungen 2.31 und 2.32 erhält man eine Differentialgleichung 1. Ordnung für ΔT :

$$C \frac{d}{dt} \Delta T(t) + \left(k - \frac{dR}{dT} I^2 \right) \Delta T(t) = E \cdot \delta(t - t_0). \quad (2.33)$$

Für die Anfangsbedingung $\Delta T(t = 0) = E/C$, also unmittelbar nach der Energiedeposition eines Teilchens im Detektor, wird diese Gleichung durch

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} \cdot \exp(-t/\tau_{eff}) \quad \text{mit} \quad \tau_{eff} := \frac{C}{k - \frac{dR}{dT} I^2} \quad (2.34)$$

gelöst, wobei der Term $\frac{dR}{dT} I^2$ in der Zeitkonstanten die sogenannte elektrothermische Rückkopplung beschreibt. Letzteres resultiert aus der Tatsache, dass durch den Anstieg des Widerstandes des Supraleiters bei Wärmezufuhr zusätzliche Wärme durch den Meßstrom im Detektor dissipiert wird.

2.3.3 Auslese des thermischen Signals

Die thermischen Signale der CLTDs werden über die Änderung des TES-Widerstandes $R(T)$ ausgelesen. Die Verschaltung des temperaturabhängigen Widerstandes ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Über einen Lastwiderstand R_L , mit $R_L \gg R(T)$, wird eine Spannung U_0 am Temperatursensor angelegt, wodurch der Meßstrom I auch bei Änderungen von $R(T)$ näherungsweise konstant bleibt. Somit kann der Sensor über die an ihm abfallende Spannung $U(T)$ ausgelesen werden.

Die Widerstandsänderung bei der Detektion eines Teilchens ergibt sich aus den Gleichungen 2.24 und 2.34 zu

$$\Delta R(t) = \frac{dR}{dT} \cdot \frac{E}{C} \cdot \exp(-t/\tau_{eff}). \quad (2.35)$$

Aufgrund vorhandener Streukapazitäten C_S , die ein RC-Glied mit der Zeitkonstanten $\tau_{el} = R(T) \cdot C$ bilden, kann das Spannungssignal $\Delta U(t)$ der Widerstandsänderung jedoch nicht beliebig schnell folgen. Daher gilt für den Signalanstieg

$$\Delta U(t) = U_0 \cdot (1 - \exp(-t/\tau_{el})), \quad (2.36)$$

während das Abklingen des Signals wegen $\tau_{el} \ll \tau_{eff}$ nicht wesentlich beeinflusst wird. Somit erhält man das Spannungssignal des Detektors beim Nachweis eines Teilchens zu

$$\Delta U(t) = U_0 \cdot (\exp(-t/\tau_{eff}) - \exp(-t/\tau_{el})), \quad (2.37)$$

mit

$$U_0 = I \cdot \frac{dR}{dT} \cdot \frac{E}{C}. \quad (2.38)$$

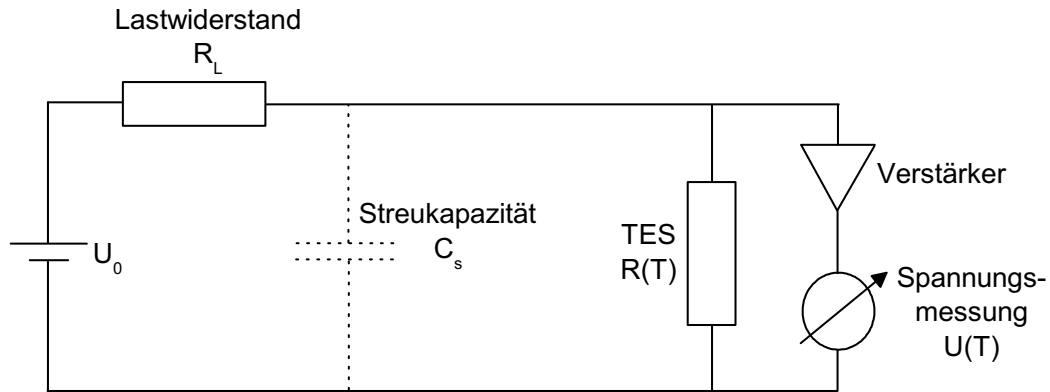


Abbildung 2.5: Elektrische Verschaltung des TES zur Auslese thermischer Signale.

2.4 Energieauflösung von CLTDs

Eine der wichtigsten Charakteristika eines Kalorimeters ist seine Energieauflösung. Beim Nachweis monoenergetischer Teilchen würde ein idealer Detektor in seinem Spektrum lediglich einen Peak in Form einer δ -Funktion zeigen. Im realen Fall jedoch, ergibt sich durch diverse Einflüsse eine Struktur mit einer endlichen Breite. Üblicherweise sind diese Effekte statistischer Natur und führen daher zu einer gaußförmigen Verteilung mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.39)$$

Dabei sind x die Zufallsvariable, x_0 der Mittelwert der Verteilung und σ die Standardabweichung. Die Auflösung eines Detektors wird üblicherweise als die volle Halbwertsbreite FWHM („Full Width at Half Maximum“) mit

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma \quad (2.40)$$

angegeben.

Im Folgenden sollen einige Effekte, die Einfluss auf die Energieauflösung der CLTDs haben, qualitativ beschrieben werden. Ausführlichere Diskussionen mit quantitativen Abschätzungen finden sich in den Arbeiten, in denen die Entwicklung dieser Detektoren beschrieben wurde (u.a. [KB04, Mei94, Kie93]).

Die verschiedenen Beiträge zur Energieauflösung können in zwei Gruppen unterteilt werden. Den ersten Teil stellt das sogenannte „Baseline Noise“ dar, das alle Effekte umfasst, die auch ohne Teilchennachweis die ausgelesene Detektorspannung mit Rauschsignalen überlagern und somit zu einer Verbreiterung der Linien im Energiespektrum führen. In der zweiten Gruppe werden unter dem Begriff „Konversionsrauschen“ alle Effekte zusammengefasst, die bei der Umwandlung

der eingetragenen Energie in ein Detektorsignal zu Schwankungen in der Signalamplitude für gleiche Energieeinträge führen können.

2.4.1 Baseline Noise

Das Baseline Noise eines CLTD wird durch zwei Effekte generiert. Zum einen durch elektrische Rauschbeiträge bei der Auslese des Thermometerwiderstandes und zum anderen durch Schwankungen der Detektortemperatur, die Fluktuationen des Detektorwiderstandes und somit Rauschen im Spannungssignal erzeugen. Ist das Verhältnis von Signal- zu Rauschamplitude („Signal to Noise Ratio“, SNR) zu gering, kann dieses Verhältnis die gemessene relative Energieauflösung begrenzen.

Thermisches Rauschen der Widerstände

Die thermische Bewegung der Ladungsträger in einem Widerstand führt zu statistisch fluktuierenden Inhomogenitäten in dessen Ladungsverteilung. Somit entstehen Ströme, selbst wenn keine externen Strom- oder Spannungsquellen am Widerstand anliegen. Im Bereich von Frequenzen kleiner als 10^{13} Hz ist das mittlere Quadrat der Rauschspannung $\overline{\delta U^2}$ im Frequenzintervall Δf durch

$$\overline{\delta U^2} = 4k_B T R \Delta f, \quad (2.41)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T und dem elektrischen Widerstand R , gegeben. Da die spektrale Leistungsdichte dieses Rauschens frequenzunabhängig ist, spricht man auch von „weißem Rauschen“ [Wil90, GM93]. Ein nützlicher Nebeneffekt des Betriebs der CLTDs bei tiefen Temperaturen ist, dass Aufgrund der Temperaturabhängigkeit in Gleichung 2.41 das thermische Widerstandsrauschen des Temperatursensors minimiert wird.

Phononenrauschen

Zwischen Detektor und Kältebad wird durch die thermische Ankopplung permanent Wärme ausgetauscht. Wird kein Teilchen nachgewiesen, so stellt sich ein Temperaturgleichgewicht mit einem statistisch schwankenden Wärmeinhalt Q des Detektors ein. Die mittlere quadratische Schwankung δQ dieses Wärmeinhalts ist dabei durch [Rei87]

$$\overline{\delta Q^2} = k_B T^2 C \quad (2.42)$$

gegeben, wobei C die Wärmekapazität des Detektors darstellt.

Photonenrauschen

Zusätzlich zum Wärmeaustausch mit dem Kältebad über die mechanische Ankopplung tauscht der Detektor auch über Schwarzkörperstrahlung Wärme mit den ihn umgebenden Oberflächen aus. Die von einem schwarzen Körper emittierte Strahlungsleistung P ist nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz durch

$$P = \sigma \epsilon A T^4 \quad (2.43)$$

gegeben. Dabei sind ϵ , T und A , Emissionskoeffizient, Temperatur und Oberfläche des Körpers und $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ die Stefan-Boltzmann-Konstante. Um die entsprechende Wärmelast auf die CLTDs zu minimieren, werden die Detektoren, soweit wie es die experimentellen Bedingungen zulassen, durch möglichst kalte Flächen (Strahlungsschilde) ummantelt.

Rauschen der Messelektronik

Neben dem Detektorrauschen werden, wie bei jedem Detektorsystem, die Meßspannungen und -ströme durch intern sowie extern verursachte Störungen in der Ausleseelektronik überlagert. Eine interne Störquelle stellt beispielsweise das Eigenrauschen des Vorverstärkers dar. Äußere Störeinflüsse können aus benachbarten elektrischen Baugruppen, wie z.B. Netzleitungen, entweder durch Stromleiter oder drahtlos durch induktive bzw. kapazitive Kopplung in die Meßleitungen gelangen [Koh96].

Elektrothermische Rückkopplung

Ein weiterer Punkt, der bei diesen Betrachtungen berücksichtigt werden sollte, ist die in Abschnitt 2.3.2 bereits erwähnte elektrothermische Rückkopplung. Die Rückkopplung wird dadurch verursacht, dass eine Änderung des Detektorwiderstandes gleichzeitig eine Änderung der Wärmezufuhr des Meßstroms im Detektor bewirkt, und diese wiederum den Detektorwiderstand aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit eines Supraleiters innerhalb seines Phasenübergangs beeinflusst. Für Detektoren, die, wie in dieser Arbeit, mit konstantem Meßstrom betrieben werden, ist diese Rückkopplung positiv. D.h. eine Erhöhung des Detektorwiderstandes führt zu einer Erhöhung der Heizleistung des Meßstroms $P_H = RI^2$ und somit wiederum zu einer zusätzlichen Erhöhung des Widerstandes. Bezüglich der Betrachtungen zum Baseline Noise bedeutet dies, dass das Rauschen des Detektorwiderstandes sowie die thermischen Rauschbeiträge des Detektors durch die positive elektrothermische Rückkopplung nochmals verstärkt werden können.

2.4.2 Konversionsrauschen

Bislang wurden lediglich Effekte beschrieben, die ein Detektorsignal mit Rauschen oder Störungen überlagern und somit zu einer Verbreiterung der Linien im Energiespektrum führen. Im Folgenden sollen jene Prozesse diskutiert werden, die zu Fluktuationen in den Signalamplituden beim Nachweis von Teilchen gleicher Energie führen und somit Einfluss auf die Energieauflösung haben.

Statistik der erzeugten Quanten

In einem Kalorimeter ergibt sich die gemessene Gesamtenergie E aus der Anzahl N der erzeugten Quanten, z.B. bei Ionisationsdetektoren elektrische Ladungsträger und bei CLTDs Phononen, und der mittleren Energie w zur Erzeugung eines Quants zu $E = w \cdot N$. Wegen der statistischen Fluktuationen von N existiert eine theoretische Untergrenze für das Auflösungsvermögen der Detektoren. Liegt der Erzeugung der Quanten eine Poisson-Verteilung zugrunde, so gilt für die Varianz in deren Anzahl $\sigma_N^2 = N$ und somit für das untere Limit der relativen Energieauflösung

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{w}{E}} = 2.35 \cdot \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (2.44)$$

In einigen Teilchendetektoren, wie z.B. Halbleiterzählern, werden die Quanten jedoch nicht unabhängig voneinander generiert, wodurch die Poisson-Statistik nicht mehr angewendet werden kann. Die daraus resultierende Verbesserung der Energieauflösung wird durch den sogenannten Fano-Faktor F über

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad \text{mit} \quad F \leq 1 \quad (2.45)$$

beschrieben, der z.B. für Halbleiterzähler in der Größenordnung von $F \approx 0.1$ liegt [Leo94, Kle92, ABS80].

Vergleicht man die mittleren Energien w zur Erzeugung von Quanten in verschiedenen Detektortypen, so ergeben sich in Ionisationsdetektoren Werte von 20 – 40 eV für Gase und einige eV für Halbleiter [Leo94, Kle92], während die Energien zur Erzeugung von Phononen in CLTDs im meV-Bereich liegen. Selbst unter Berücksichtigung des Fano-Faktors liegt damit die untere Grenze für das Energieauflösungsvermögen von CLTDs mindestens ein bis zwei Größenordnungen unterhalb der von auf Ionisation beruhenden Detektoren.

An dieser Stelle sei jedoch darauf hingewiesen, dass für den in dieser Arbeit relevanten Energiebereich (1 – 300 MeV) die Zahl der in CLTDs beim Teilchenachweis erzeugten Phononen bereits so groß ist ($N > 10^9$), dass die Limitierung durch die Statistik der Quanten keine Rolle spielt.

Verlustprozesse

Bei der Umwandlung der kinetischen Energie der detektierten Teilchen können verschiedene Prozesse dazu führen, dass ein Teil der Energie nicht zum thermischen Signal beiträgt. Dabei können die einzelnen Beiträge in zwei Gruppen unterteilt werden, Verlustprozesse durch Teilchenemission und das sogenannte „Trapping“. Eine Verschlechterung der Energieauflösung wird in diesen Fällen durch statistische Fluktuationen der Verlustprozesse verursacht.

(a) Entweichen von Teilchen aus dem Absorber

Prinzipiell gibt es mehrere Mechanismen, wie etwa die Emission von Photonen bei der Rekombination von Elektron-Loch-Paaren (Lumineszenz), δ -Elektronen, Oberflächensputtern sowie Rückstreuung der Projektile, die dazu führen können, dass während der Energiedeposition Teilchen den Absorber verlassen, wodurch Energie aus dem System entfernt wird. Der letzte Punkt, die Rückstreuung, spielt jedoch für sehr schwere Ionen aufgrund der hohen Projektilmassen keine Rolle.

Die ersten zwei genannten Beiträge resultieren aus der Ionisation des Absorbers beim Abbremsen des Projektils. Photonen, die bei der Rekombination von Elektron-Loch-Paaren entstehen, können aus dem Absorber entweichen und somit zum Verlustprozess beitragen. Zwar rekombinieren die Ladungsträger im Wesentlichen strahlungsfrei über Zwischenzustände in der Bandlücke durch Erzeugung von Phononen (siehe Abschnitt 2.2.1), dennoch geschieht auch die Rekombination unter Emission eines Photons mit endlicher Wahrscheinlichkeit. Neben Photonen können auch hochenergetische Elektronen (δ -Elektronen) den Absorber verlassen. Diese δ -Elektronen können entweder bei Stößen des Projektils, bzw. der erzeugten Sekundärteilchen, mit den Elektronen des Absorbers entstehen oder auch bei der sogenannten „Auger-Rekombination“ [Mot78]. Letzteres beschreibt einen Prozess, bei dem die freiwerdende Energie bei der Rekombination eines Elektron-Loch-Paares nicht wie bei den bislang diskutierten Rekombinationsprozessen in Form von Photonen oder Phononen abgegeben wird, sondern als kinetische Energie an ein freies Elektron im Leitungsband übertragen wird.

(b) Trapping

Trapping tritt auf, wenn Energie über die Dauer des Detektorsignals hinweg in langlebigen Zuständen, die selbst nicht zum Signal beitragen, gespeichert wird. Für CLTDs sind dies zum einen bei der Ionisation entstandene angeregte elektronische Zustände, deren Lebensdauern über die Anstiegszeit des Temperatursignals hinausgehen oder Gitterdefekte, die durch größere Energieüberträge beim

nuklearen Energieverlust entstehen. Besonders bei tiefen Temperaturen können diese Gitterdefekte über lange Lebensdauern verfügen, wodurch Energie über die Dauer des Signals hinweg im Kristallgitter gespeichert wird [And86].

Strahlenschäden

Bei hohen Strahlintensitäten können nach entsprechender Bestrahlungsdosis Bereiche des Absorberkristalls amorphisiert werden. Zum einen reduzieren diese Bereiche die mittlere freie Weglänge der Phononen und verlangsamen somit die Ausbreitung des thermischen Signals beim Teilchennachweis und zum anderen wird lokal die Wärmekapazität des Kristalls geändert [And86]. Beide Effekte können zu einer Positionsabhängigkeit der Signalamplitude des Detektors und somit zu einer Verbreiterung der Linien im Energiespektrum führen.

2.5 Vorteile von CLTDs beim Nachweis langsamer Schwerionen

Der wichtigste Vorteil von CLTDs gegenüber konventionellen, auf Ionisationsmessung basierenden, Energie-Detektoren beim Nachweis niederenergetischer Schwerionen ist der nahezu vollständige Nachweis der eingetragenen Energie. Verlustprozesse, die bei einer Energiemessung mit CLTDs auftreten, wurden bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutiert. Im Falle einer Energiemessung mit Ionisationsdetektoren jedoch werden die Verluste bei der Umwandlung der eingetragenen Energie in ein Detektorsignal durch andere Effekte bestimmt. Den ersten Punkt stellt hierbei der Energieverlust der Projektile beim Durchgang durch nicht-sensitive Schichten des Detektors, d.h. durch die Totschicht bei Halbleiterzählern oder Eintrittsfenster im Falle von Ionisationskammern, dar. Der zweite Punkt ist eine Verringerung der Signalamplituden durch Rekombination von Ladungsträgern aufgrund der hohen Ionisationsdichten beim Nachweis langsamer und schwerer Ionen, der sogenannte „Plasma Effekt“. Auch Energieeinträge über nuklearen Energieverlust stellen einen Verlustprozess für Ionisationsdetektoren dar. In diesem Fall ist es die reduzierte Ionisationswahrscheinlichkeit der langsamen Rückstoßkerne, die zu einer verringerten Anzahl erzeugter Ladungsträger und somit einem geringeren Detektorsignal führt. Ebenso wie bei CLTDs können auch Lumineszenz, d.h. Emission von Photonen, oder Trapping-Effekte, in diesem Fall eine längere Bindung von Ladungsträgern in Zwischenzuständen innerhalb der Bandlücke, zum Verlustprozess bei der Erzeugung des Detektorsignals beitragen. Detaillierte Beschreibungen zu diesem Thema finden sich z.B. in [Leo94, Bük71, BHMC69].

Die ersten drei genannten Beiträge sind abhängig von der Kernladung, Masse und Energie des Projektils und bewirken somit eine entsprechende Abhängigkeit der Detektor-Pulshöhe von der Teilchensorte bei gleichen Energieeinträgen. Darüber hinaus führt die Energieabhängigkeit dieser Effekte, auch bei der Betrachtung identischer Teilchen, zu einem nicht-linearen Verhalten der Detektor-Pulshöhe als Funktion der deponierten Energie [Mou78, O⁺86]. In der Literatur wird dieser Effekt als Pulshöhendefekt (PHD) bezeichnet. Als Folge des PHD benötigen Ionisationsdetektoren eine individuelle Energiekalibrierung für jede Teilchensorte und, je nach Messbereich, viele Kalibrierungspunkte, um die Nicht-Linearität des Detektors adäquat zu berücksichtigen. Üblicherweise wird der PHD als die Abweichung der gemessenen Energie, unter Verwendung einer Detektorkalibrierung mit Protonen oder α -Teilchen, zur tatsächlichen eingetragenen Energie angegeben. Bei Energien von etwa 100 MeV beträgt der PHD für besonders schwere Ionen, wie Xe oder Au, typischerweise bereits einige 10 %, während der Effekt für eher leichte Teilchen ($Z_1 < 20$) bei diesen Energien, mit Werten von einigen % und darunter, noch vergleichsweise gering ausfällt [Mou78, O⁺86, T⁺09]. Erst im Energiebereich unterhalb von einigen 10 MeV kommt der Pulshöhendefekt auch für leichtere Teilchen, wie Ar oder O, ähnlich drastisch zum Tragen [T⁺02]. Neben der limitierten Energie-Pulshöhen-Linearität begrenzen die statistischen Schwankungen der Verlustprozesse darüber hinaus die Energieauflösung von Ionisationsdetektoren beim Nachweis langsamer und schwerer Ionen.

Bei einer Energiemessung mit CLTDs hingegen sind die Verlustprozesse bei der Energieumwandlung weitaus geringer. Zum einen erlauben die Betriebstemperaturen der CLTDs im Bereich von 1.5 K die Verwendung eines offenen Kryostaten, wodurch die Detektoren weder eine Totschicht noch Eintrittsfenster besitzen und zum anderen tragen sowohl die Sekundärprozesse des nuklearen Energieverlustes als auch rekombinierende Elektron-Loch-Paare zum thermischen Signal bei und stellen somit keine Verlustprozesse für CLTDs dar. Die Folge ist eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung und der Energie-Pulshöhen-Linearität im Vergleich zu Ionisationsdetektoren. Kraft-Bermuth [KB04, KB⁺09] konnte z.B. beim Nachweis von 20 MeV ²³⁸U-Ionen mit CLTDs eine Verbesserung der Energieauflösung um mehr als eine Größenordnung im Vergleich zu einem Halbleiterdetektor erreichen. Darüber hinaus konnte sie in Messungen mit Ionen von He bis U im Energiebereich von 5 – 65 MeV demonstrieren, dass die Pulshöhe von CLTDs, innerhalb einer Messgenauigkeit von 1 %, unabhängig von der Teilchensorte ist, und im dort vorgestellten Fall zudem strikt linear verläuft. Ein Vergleich mit einem Si-Detektor hingegen, zeigt in diesem Energie- und Massenbereich Pulshöhendefekte von teils mehr als 50 % [KB04, KB⁺09]. Diese Eigenschaften der CLTDs ermöglichen die Verwendung universeller Kalibrierungsfunktionen für beliebige

Teilchenarten sowie den Einsatz linearer Kalibrierungsfunktionen bei Messungen über große Energiebereiche, in denen nur wenige Kalibrierungspunkte vorhanden sind, mit Kalibrierungsfehlern von nur wenigen Prozent. Bezüglich des letzten Punktes sei an dieser Stelle jedoch angemerkt, dass, nach den Überlegungen in Abschnitt 2.3, für die hier vorgestellten CLTDs ein perfekt lineares Verhalten der Signalamplitude als Funktion der eingetragenen Energie nur für einen über den kompletten Messbereich hinweg konstanten TES-Widerstandsgradienten dR/dT zu erwarten ist. Da jedoch die Übergangskurven der TES innerhalb des typischen Operationsbereiches δT (siehe Abbildung 2.4) nur in erster Näherung linear verlaufen, ist für Messungen über größere Energiebereiche mit Abweichungen vom linearen Energie-Pulshöhen-Zusammenhang zu rechnen.

2.6 Funktionsweise der Flugzeit-Detektoren

Es gibt diverse Möglichkeiten die Geschwindigkeit von energetischen Teilchen zu bestimmen. Ist die Masse des Projektils bekannt, so kann dies durch eine Messung des Impulses oder der Energie erfolgen. Eine von der Masse unabhängige Methode ist die direkte Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit durch eine Messung der Flugzeit innerhalb einer definierten Strecke. Die Zeitdifferenz wird dabei durch einen Start- und einen Stopp-Detektor gemessen, die die Zeitpunkte beim Durchgang der Projektile durch den jeweiligen Detektor registrieren („Time-Pickoff-Detektoren“). Dies muss, zumindest im Falle des Start-Detektors („Time-Zero-Detektor“), ohne wesentliche Beeinflussung der Teilchengeschwindigkeit geschehen, was für niederenergetische Schwerionen aufgrund des hohen relativen Energieverlustes und des Energiestraggings beim Durchgang durch Materie eine Herausforderung bezüglich der Minimierung des zu durchquerenden Detektormaterials darstellt.

Hierzu wurden in den 70er Jahren diverse Meßsysteme entwickelt (z.B. [D⁺71, D⁺73, Z⁺77]). Sie alle haben gemeinsam, dass sie Sekundärelektronen nachweisen, die beim Durchgang der Ionen durch dünne Folien, meist Kohlenstoff-Folien mit einer Dicke in der Größenordnung von wenigen bis einigen $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, emittiert werden¹. Nach dem Austritt aus der Folie besitzen die Sekundärelektronen zunächst eine große Energie- und Winkelverteilung mit Energien von einigen eV [Z⁺77]. Um diese isochron, d.h. möglichst zeitgleich, nachweisen zu können, werden sie mit einer Spannung von typischerweise einigen kV beschleunigt und anschließend in Richtung des Detektors, der sich außerhalb der Flugbahn der Schwerionen befindet, abgelenkt. Die einfachste Lösung hierfür ist es, die Folie in

¹Aus praktischen Gründen wird hier und im Folgenden die Dicke von dünnen Folien über deren Flächengewicht in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ angegeben.

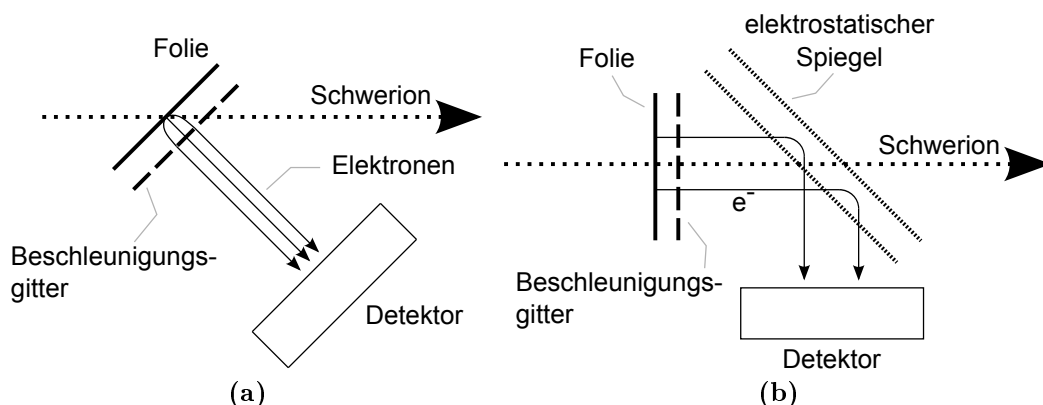


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung von Flugzeit-Detektoren, die auf dem Nachweis von Sekundärelektronen beruhen. Dabei werden die Sekundärelektronen beim Durchgang eines Ions durch eine Folie emittiert. (a): Folie und Elektronendetektor sind um 45° gegen die Ionen-Flugbahn geneigt. (b): Folie und Beschleunigungsgitter befinden sich senkrecht zur Ionen-Flugbahn. Die Elektronen werden mittels eines elektrostatischen Spiegels um 90° auf einen Detektor umgelenkt.

einem Winkel von etwa 45° zur Strahlachse und den Detektor parallel zur Folie zu positionieren, wodurch die Sekundärelektronen mittels eines Beschleunigungsgitters direkt zum Detektor hin beschleunigt werden können [KPP77, D⁺71]. Diese Methode ist schematisch in Abbildung 2.6a dargestellt. Bei divergenten Ionenstrahlen jedoch, führt die Neigung der Folie gegen die Strahlachse zu Unterschieden in der Flugstrecke und kann somit, insbesondere bei kurzen Flugstrecken, die Zeitauflösung des Systems limitieren [O⁺81, Z⁺77]. Gelöst wird dieses Problem dadurch, dass Folie und Beschleunigungsgitter senkrecht zur Strahlachse positioniert werden und die beschleunigten Elektronen mit elektrostatischen [B⁺80b] oder magnetischen [Z⁺77] Feldern, beziehungsweise mit einer Kombination aus beiden [BH78], in Richtung des Detektors abgelenkt werden. Abbildung 2.6b zeigt eine schematische Darstellung eines Detektorsystems mit einem elektrostatischen Spiegel, der die Elektronen um 90° auf einen parallel zur Strahlachse liegenden Detektor ablenkt. Eine andere Lösung, unter Verwendung einer orthogonal zur Strahlachse positionierten Folie, ist es, den Sekundärelektronen-Detektor koaxial anstatt seitlich zur Ionen-Flugbahn anzubringen. Die Transmission für die Ionen wird dabei durch eine Öffnung in der Mitte des Detektors gewährleistet. Ein solches System wurde z.B. in [O⁺81] vorgestellt. Zur Detektion der Sekundärelektronen werden unterschiedliche Detektortypen, wie Photomultiplier [D⁺73], Oberflächensperrschichtzähler [LC75] oder Microchannel Plates (MCPs) [B⁺80b] verwendet, wobei letztere heutzutage am häufigsten Anwendung finden. Mit MCP-Detektoren dieser Bauart lassen sich, je nach Ionensorte, Energie und Detektorgröße, Auflösungen von unter 100 ps (FWHM) erreichen [T⁺09, M⁺09].

Die in dieser Arbeit eingesetzten Flugzeit-Detektoren basieren auf dem in Abbildung 2.6b dargestellten Prinzip, d.h. sie besitzen jeweils einen elektrostatischen Spiegel, der die Sekundärelektronen um 90° auf einen Chevron²-MCP-Detektor umlenkt. Die Funktionsweise von MCPs sowie die theoretischen Grundlagen bezüglich der Zeitauflösung dieser Art von Detektoren werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

2.6.1 Microchannel Plates

Eine Mikrokanalplatte (Microchannel Plate, MCP) ist eine dünne Glasplatte, die gleichmäßig mit parallelen Kanälen durchsetzt ist, von denen jeder als ein Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) fungiert. Abbildung 2.7 zeigt schematisch den Aufbau und die Funktionsweise einer solchen MCP. Trifft ein einfallendes geladenes Teilchen oder energetisches Photon auf die Oberfläche eines Kanals, löst es dort mehrere Sekundärelektronen aus. Diese werden durch Anlegen einer Spannung zwischen Ober- und Unterseite der Glasplatte (Elektroden) beschleunigt und lösen beim Auftreffen auf die Kanalwände wiederum weitere Elektronen aus. Somit bildet sich eine Elektronen-Kaskade, die am Ausgang der MCP als elektrisches Signal ausgelesen werden kann. Um die Wahrscheinlichkeit zum Auslösen von Sekundärelektronen und somit die Detektionseffizienz für orthogonal zum Detektor einfallende Teilchen zu erhöhen, sind die Kanäle um etwa 10° gegen die Oberflächennormale der MCP geneigt. Die Kanalwände sind mit einem Halbleiter-Material beschichtet, das auf die Emission von sekundären Elektronen optimiert ist, während die Oberflächen der Glasplatte zur elektrischen Kontaktierung mit einer metallischen Schicht überzogen werden.

Für hohe Spannungen, d.h. hohe Verstärkungsfaktoren, steigt durch die großen Ladungsdichten am Ende eines Kanals die Wahrscheinlichkeit, positive Ionen aus dem Restgas oder durch Auslösen aus den Kanalwänden zu erzeugen, die wiederum zum Kanaleingang wandern und dort einen neuen Puls auslösen können. Dieses sogenannte „Ion-Feedback“ begrenzt bei einzelnen MCPs die maximale Verstärkung auf einen Faktor von etwa 10^4 . Höhere Verstärkungen können durch die Anordnung von zwei (Chevron-Anordnung) oder drei (Z-Stack-Anordnung) MCPs hintereinander erreicht werden. Abbildung 2.8 zeigt den Aufbau eines solchen Chevron-MCP-Detektors. Die Platten sind dabei jeweils um 180° gegeneinander verdreht, sodass positive Ionen aus dem hinteren MCP daran gehindert werden, den Eingang des vorangegangenen MCP zu erreichen. Diese Anordnung reduziert Ion-Feedback und erlaubt Verstärkungsfaktoren von ca. 10^6 für Chevron- und 10^8 für Z-Stack-Detektoren.

²Chevron = Anordnung von zwei parallelen MCPs (Sandwich)

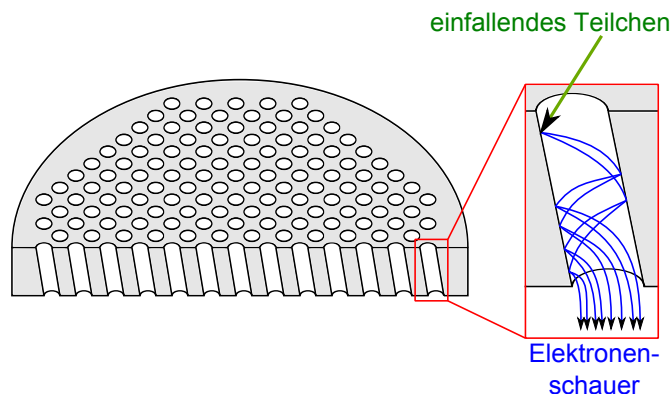


Abbildung 2.7: Schematische Schnittdarstellung durch eine MCP. Zur Beschreibung der Funktionsweise, siehe Text.

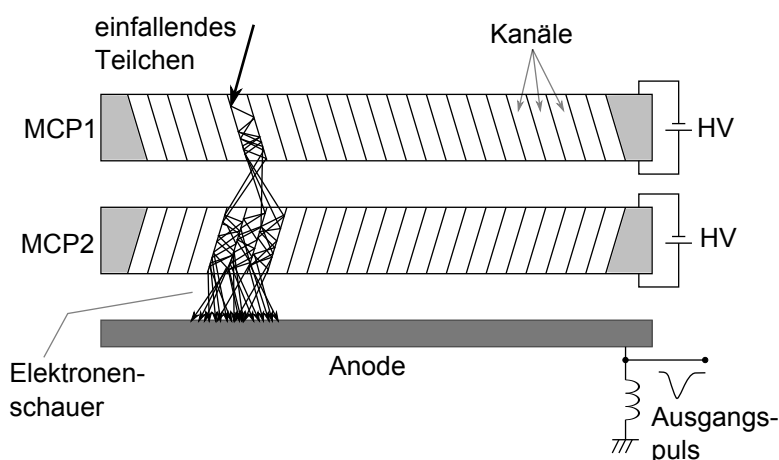


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Querschnitts eines Chevron-MCP-Detektors beim Teilchennachweis. Nach Vorlage von [Wiz79].

Eine Abhandlung zum Thema MCP-Detektoren findet sich z.B. in einem Artikel von J. L. Wiza [Wiz79].

2.6.2 Zeitauflösung der Flugzeit-Detektoren

Die zeitliche Auflösung der hier beschriebenen Flugzeit-Detektoren wird von zwei Faktoren bestimmt. Zum einen von Fluktuationen in der Laufzeit der aus der Folie emittierten Elektronen zwischen Folie und Elektronendetektor, und zum anderen durch Schwankungen bei der Erzeugung des logischen Signals, das den Start- bzw. Stopp-Zeitpunkt der Flugzeitmessung definiert. Ersteres hängt von der Geometrie des Detektor-Systems ab, insbesondere von der Beschaffenheit der zur Ablenkung bzw. Fokussierung verwendeten elektrischen oder magnetischen Felder. Die Fluktuationen in der Elektronen-Laufzeit werden im Wesentlichen durch unterschiedliche Laufwege hervorgerufen, was zu einer Ortsabhängigkeit des Detektors vom Durchgangspunkt der Ionen durch die Folie führt und somit die Zeitauflösung bei divergenten Strahlen vermindern kann.

Die Umwandlung des analogen Detektorsignals in ein logisches Signal, d.h. die Erzeugung des Triggers für die Flugzeitmessung, erfolgt über einen Diskriminator. Dabei bewirken zwei Effekte, dass selbst bei exakt koinzidenten Eingangssignalen der vom Diskriminator erzeugte Trigger zeitlich schwankt. Diese, in der Literatur als „Jitter“ und „Walk“ bezeichneten, Effekte sollen im Folgenden kurz diskutiert werden. Die entsprechenden Überlegungen und Vorlagen für die Abbildungen wurden dem Lehrbuch „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“ von W. R. Leo [Leo94] entnommen.

Jitter

Jitter entsteht, wenn das analoge Detektorsignal mit Rauschen überlagert ist. Aufgrund der endlichen Anstiegszeit des Signals führen Amplitudenfluktuationen zu zeitlichen Schwankungen bei der Erzeugung des Triggers. Die zeitliche Varianz σ_{time} ist dabei durch die Amplitudenvarianz σ_{noise} und die Steigung in der Anstiegsflanke des Signals dV/dt gegeben:

$$\sigma_{time} = \frac{\sigma_{noise}}{dV/dt}. \quad (2.46)$$

Somit kann Jitter durch eine schnelle Anstiegszeit des Detektors, bzw. durch Wahl des Punktes mit der größten Anstiegszeit als Referenz für den Zeittrigger, verringert werden. Auch zeitliche Fluktuationen bei der Erzeugung des Signals im Detektor können zum Jitter beitragen. In einem MCP-Detektor sind dies z.B. Variationen in der Laufzeit der bei der Verstärkung entstehenden Sekundärelektronen durch die Kanäle der MCPs oder Fluktuationen in deren Anzahl.

Walk

Im Gegensatz zum Jitter, der eine Folge von statistischen Fluktuationen innerhalb des intrinsischen Detektionsprozesses ist, entsteht Walk durch Variationen in Amplitude und Anstiegszeit zwischen verschiedenen Detektorsignalen. Diese können z.B. durch Unterschiede in Energie oder Ionensorte und somit in der Elektronenausbeute beim Durchgang der Ionen durch die Folie des Flugzeit-Detektors hervorgerufen werden. Die Auswirkungen auf die Zeitauflösung hängen dabei stark von der gewählten Trigger-Methode ab. Abbildung 2.9 demonstriert den Effekt des Walk anhand eines „Leading Edge“ (LE) Triggers für zwei koinzidente Signale A und B, die unterschiedliche Signalamplituden besitzen. Der LE-Trigger erzeugt das logische Ausgangssignal, sobald das analoge Eingangssignal eine gewisse Schwelle überschritten hat. Für Signal A wird diese Schwelle früher erreicht als für Signal B, wodurch sich unterschiedliche Trigger-Zeitpunkte t_A und t_B er-

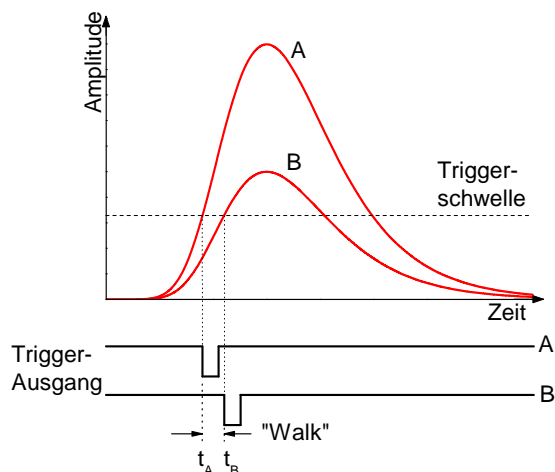


Abbildung 2.9: Entstehung von „Walk“ bei der Leading Edge Trigger-Methode. Die koinzidenten Signale A und B haben die gleiche Pulsform, jedoch unterschiedliche Signalamplituden.

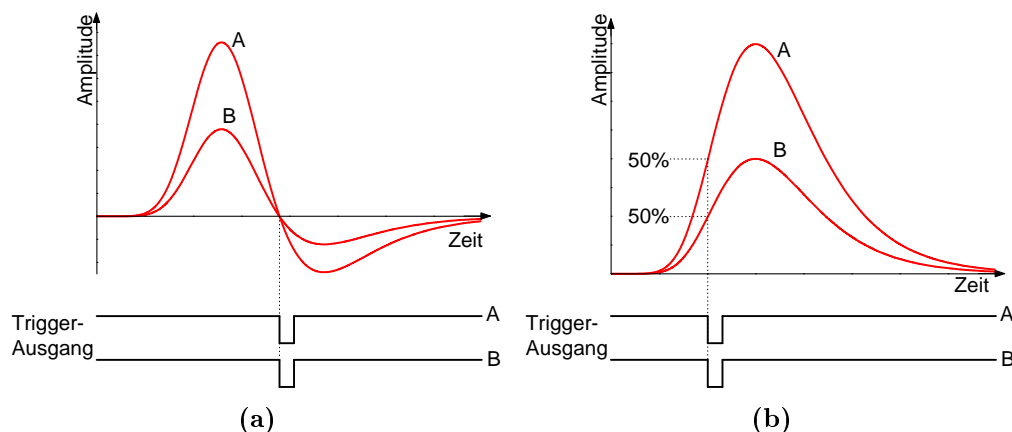


Abbildung 2.10: Trigger-Methoden zur Reduzierung von Amplituden-Walk. (a): Zero-Crossing Trigger und (b): Constant Fraction Trigger.

geben, obwohl die Eingangssignale exakt koinzident sind. Sind die Variationen in Amplituden und Anstiegszeiten für das jeweilige Experiment nur minimal, so kann die LE-Methode als einfachste Form des Triggers verwendet werden.

Um Walk zu reduzieren, wurden die „Zero-Crossing“ und die „Constant Fraction“ (CF) Trigger-Methoden entwickelt. Bei der Zero-Crossing Methode (siehe Abbildung 2.10a) wird der Eingangspuls zunächst in einen bipolaren Puls umgewandelt und anschließend auf dessen Null-Durchgang getriggert. Hierzu werden allerdings Pulse mit konstanter Form und Anstiegszeit benötigt. Noch effizienter wirkt der CF-Trigger. Bei dieser Methode wird das logische Zeitsignal bei Überschreitung eines gewissen Bruchteils (Fraction) der Maximalamplitude des Signals erzeugt, wie in Abbildung 2.10b für eine Fraction von 0.5 dargestellt ist. Abbildung 2.11a zeigt die Funktionsweise der CF-Methode zur Erzeugung des

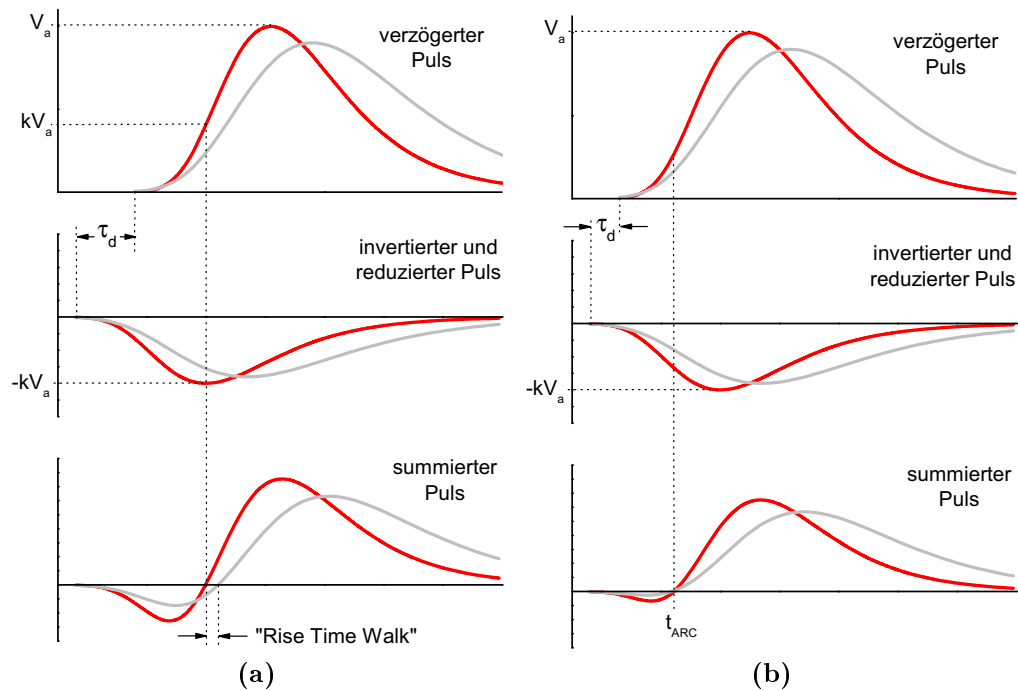


Abbildung 2.11: Prinzip der Trigger Erzeugung durch einen Diskriminator. (a): True CF-Modus und (b): ARC-Modus; Zur Demonstration des Rise Time Walk sind jeweils 2 Pulse unterschiedlicher Form eingezeichnet (rot und grau). Der Rise Time Walk ist beim ARC-Trigger im Vergleich zum CF-Trigger deutlich reduziert.

Triggers. Der Eingangspuls wird zunächst in zwei Teile aufgespalten, wobei einer um einen Faktor k reduziert und invertiert wird, während der andere um eine Zeit τ_d (Delay) verzögert wird. τ_d entspricht dabei der Zeit, die der Puls benötigt, um vom Bruchteil k auf sein Maximum V_a anzusteigen. Durch Summation der beiden Signale entsteht ein bipolarer Puls, der seinen Null-Durchgang bei dem Bruchteil k der ursprünglichen Signalamplitude hat. Dieser Null-Durchgang wird zur Erzeugung des Zeit-Triggers verwendet. Im Vergleich zu der Zero-Crossing Methode wird hier lediglich eine konstante Anstiegszeit benötigt, da der Puls in diesem Fall nur bis zu seinem Maximum ausgewertet wird.

Die Abhängigkeit von Schwankungen in der Anstiegszeit (Rise Time Walk) kann durch eine Variation der CF-Methode, den sogenannten „Amplitude and Risetime Compensation“ (ARC) Trigger, reduziert werden. Das Prinzip ist das gleiche wie beim CF-Modus³, lediglich die Verzögerungszeit τ_d ist im ARC-Modus verringert. Wie in Abbildung 2.11b dargestellt ist, erfolgt somit der Nulldurchgang des summierten Pulses bevor das Signal sein Maximum erreicht hat. Folglich hängt der Trigger-Zeitpunkt nur noch vom unteren Teil der Anstiegsflanke ab, d.h. von einem Bereich, in dem die Unterschiede zwischen den Pulsformen minimal sind.

³In diesem Fall spricht man auch vom „true CF“ Modus.

2.7 Messmethoden

2.7.1 Massenbestimmung mittels einer kombinierten Energie-Flugzeit-Messung

Die Masse von Schwerionen wird häufig über die Bewegung der geladenen Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern bestimmt. Ein wesentlicher Nachteil dieser Methoden ist, dass nicht direkt die Masse bestimmt wird, sondern lediglich das Verhältnis aus Masse und Ladung m/q . Eine eindeutige Massenidentifikation erfordert daher die zusätzliche Bestimmung des Ionen-Ladungszustandes q , was oftmals nur schwer oder gar nicht umsetzbar ist. Ein weiterer Nachteil solcher Spektrometer ist, dass die Massenbestimmung häufig durch Filtern eines bestimmten Verhältnisses m/q erfolgt. Ein Spektrum über einen größeren Energie- und Massenbereich kann daher nur durch Variation der Filterparameter, d.h. durch Abtasten des zu untersuchenden m/q -Bereiches, aufgenommen werden.

Eine alternative Methode zur Massenbestimmung, die diesen Limitierungen nicht unterliegt, ist die direkte „in-flight“ Massenbestimmung mittels einer kombinierten Energie- und Flugzeitmessung. Das Messprinzip ist schematisch in Abbildung 2.12 dargestellt. Hierbei wird zunächst aus der Flugstrecke s und der Zeitdifferenz beim Passieren der beiden Time-Pickoff-Detektoren $t = t_2 - t_1$ die Ionen-Geschwindigkeit v bestimmt. Mit einer anschließenden Energiemessung ergibt sich daraufhin die Ionenmasse über $E = mv^2/2$, mit einer entsprechenden relativen Massenauflösung des Detektor-Systems von

$$\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(2\frac{\Delta t}{t}\right)^2. \quad (2.47)$$

Diese Methode ermöglicht eine Massenbestimmung, die unabhängig von der Ionenladung ist und darüber hinaus simultan in einem großen Energie- und Massenbereich durchgeführt werden kann. Für niederenergetische und sehr schwere Ionen jedoch begrenzen die statistischen Schwankungen der Verlustprozesse der üblicherweise verwendeten Ionisationsdetektoren (siehe Abschnitt 2.5) deren Energieauflösung soweit, dass die Massenauflösung des Systems nicht ausreicht, um benachbarte Isobare zu trennen. Beispiele hierfür finden sich unter anderem in Experimenten zur Kernspaltung. Untersuchungen zu Massenverteilungen von Spaltfragmenten haben gezeigt, dass sich grundsätzlich zwei Gruppen ausbilden, eine leichte bei Massen um 100 u und Energien im Bereich von 100 MeV sowie eine schwere bei Massen um 140 u und Energien von ca. 70 MeV [Gön89]. Während Detektor-Systeme wie das „cosi fan tutte“-Spektrometer [O⁺84, B⁺89] für die Gruppe der leichten Fragmente eine Massenauflösung von $\Delta m < 1$ u erreichen,

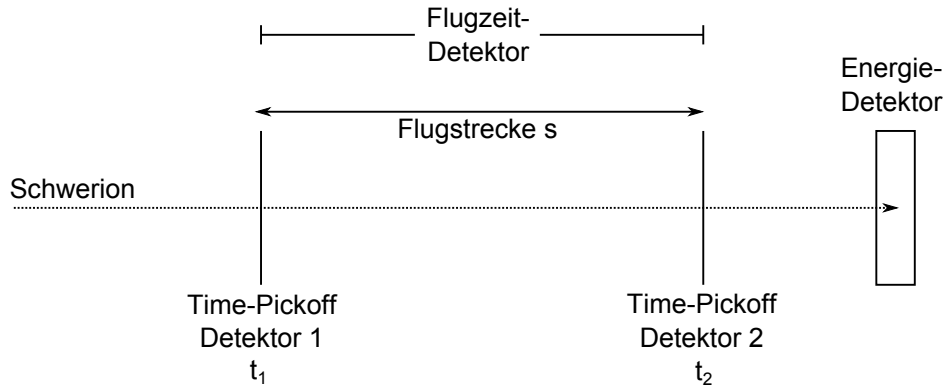


Abbildung 2.12: Prinzip der Massenbestimmung mittels einer kombinierten Energie- und Flugzeitmessung.

können die Massen der schweren Spaltfragmente aufgrund der limitierten Energieauflösung der Ionisationsdetektoren nicht mehr innerhalb einer Masseneinheit aufgelöst werden [Gön89, Q⁺88, O⁺84].

Um entsprechende Untersuchungen auch für schwerste Ionen mit ausreichender Massenauflösung durchführen zu können, bietet sich die Verwendung von CLTDs zur Energiemessung an. Diese Detektoren erreichen, auch im niederenergetischen Bereich von 5 MeV bis zu einigen 100 MeV, relative Energieauflösungen $\Delta E/E$ mit Werten von wenigen 10^{-3} bis zu 10^{-2} für beliebige Ionensorten von Helium bis Uran [Kie93, Mei94, KB04, Ech07]. Der Einsatz solcher Detektoren in E-ToF-Messungen bietet somit das Potential, selbst schwerste Massen von $m \approx 300$ u mit einer Genauigkeit von $\Delta m < 1$ u aufzulösen. Mögliche Anwendungsgebiete eines solchen Detektor-Systems, wie die oben diskutierte Identifikation von Spaltfragmenten, die Massenidentifikation von superschweren Elementen [EKB05], Spurenanalysen in der Beschleuniger-Massenspektrometrie [EKB05, KB⁺09] oder die Identifikation von Reaktionsprodukten in Experimenten mit radioaktiven Strahlen [N⁺11, Krü05, Aum07] wurden bereits zu Beginn der dieser Arbeit angesprochen.

Für eine gute Massenauflösung wird nach Gleichung 2.47 selbstverständlich auch eine entsprechend gute relative Zeitauflösung $\Delta t/t$ des ToF-Detektors benötigt. Prinzipiell kann diese durch eine Verlängerung der Flugstrecke beliebig verbessert werden, dann allerdings auf Kosten des durch den Detektor abgedeckten Raumwinkels und somit der totalen Nachweiseffizienz des Systems. Eine weitere wichtige Anforderung an den ToF-Detektor ist eine hohe Transmission für Schwerionen, bei gleichzeitig ausreichender Nachweiseffizienz beim Durchgang der Ionen durch den Detektor. Zu diesem Zweck wurden die in Abschnitt 2.6 beschriebenen, auf dem Nachweis von Sekundärelektronen basierenden, Time-Pickoff-Detektoren entwickelt. Beim Einsatz solcher Detektoren ist jedoch zu beachten, dass die

Ionen-Energie beim Durchqueren des hinteren Time-Pickoff-Detektors nicht wesentlich beeinflusst werden darf. Für Energie-Detektoren wie Halbleiterzähler, die über eine gute Zeitauflösung verfügen, kann dieses Problem vollständig eliminiert werden, indem auf den zweiten Time-Pickoff-Detektor verzichtet wird, und stattdessen der Energie-Detektor selbst das zweite Zeitsignal für die Flugzeitmessung liefert. Diese Option ist jedoch bei den in dieser Arbeit eingesetzten CLTDs nicht vorhanden, da die vergleichsweise langen Signalanstiegszeiten von einigen $10 \mu\text{s}$ für eine Zeitmessung mit der benötigten Präzision von einigen 100 ps nicht ausreichen. Die geringe Beeinflussung der Teilchenenergie wird in diesem Fall dadurch gewährleistet, dass die Sekundärelektronen-Emitter-Folien des hinteren Time-Pickoff-Detektors so dünn wie möglich gehalten werden.

2.7.2 Bestimmung spezifischer Energieverluste aus Transmissionsmessungen

Eine häufig verwendete Methode zur Untersuchung des Abbremsverhaltens energetischer Schwerionen in Materie sind Messungen des Energieverlustes der Ionen bei der Transmission durch dünne Folien. Dabei wird die Teilchenenergie vor und nach dem Durchgang der Projektile durch die Absorberfolie gemessen und aus der Differenz beider Energien sowie der Dicke der Folie der differentielle Energieverlust bestimmt. Mit den Energien vor und hinter dem Absorber E_i und E_f , dem Energieverlust $\delta E = E_i - E_f$ und der Dicke des Absorbers d in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, ergibt sich die Stopping Power bei einer effektiven Energie innerhalb des Absorbers E_{eff} zu

$$S(E_{eff}) = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}(E_{eff}) = \frac{\langle \delta E \rangle}{d}. \quad (2.48)$$

$\langle \delta E \rangle$ beschreibt hierbei den mittleren gemessenen Energieverlust einer Vielzahl von transmittierten Ionen. Für nicht allzu große Energieverluste kann die effektive Energie näherungsweise als das arithmetische Mittel E_{av} zwischen Einschuss- und Austrittsenergie

$$E_{eff} = E_{av} := (E_i + E_f)/2 \quad (2.49)$$

angegeben werden. Üblicherweise wird diese Näherung für relative Energieverluste von bis zu $\delta E/E_i < 0.4$ verwendet, während bei größeren Energieverlusten Korrekturen für E_{av} angefügt werden, welche die nicht-lineare Energieabhängigkeit der Stopping Power berücksichtigen [T⁺02]. Ein solches Verfahren wird zum Beispiel von Chilton et al. [C⁺54] beschrieben. Problematisch ist, dass diese Korrekturen grundsätzlich Annahmen bezüglich des Verlaufs der $S(E)$ -Kurven erfordern. Ein möglicher Ansatz hierfür ist die Verwendung semi-empirischer oder theoretischer Näherungsformeln, wie bei Chilton et al. [C⁺54]. Für den Fall, dass die Ener-

gieverluste kontinuierlich über größere Energiebereiche hinweg gemessen werden, kann die Energieabhängigkeit der Stopping Power alternativ in einem iterativen Verfahren über eine Parametrisierung der eigenen Messdaten näherungsweise extrapoliert werden, indem in erster Näherung die Energie E_{av} zur Bestimmung der Daten in Gleichung 2.48 verwendet wird. Letzteres Verfahren wurde zum Beispiel bei [R⁺96b, R⁺96a] sowie bei Messungen großer Energieverluste in Kapitel 7 dieser Arbeit eingesetzt. In beiden Methoden wird ausgenutzt, dass die Weglänge d , die die Ionen im Absorbermaterial zurückgelegt, zum einen durch das Integral

$$d = \int_{E_f}^{E_i} \frac{dE}{S(E)} \quad (2.50)$$

und zum anderen über die Definitionsgleichung 2.48 durch

$$d = \frac{\langle \delta E \rangle}{S(E_{eff})} \quad (2.51)$$

gegeben ist. Zur Bestimmung der effektiven Energie werden die Ausdrücke in den Gleichungen 2.50 und 2.51 gleichgesetzt und, unter Verwendung der oben beschriebenen Parametrisierungen für $S(E)$, nach E_{eff} aufgelöst. Wurde die erste Näherung für $S(E)$ aus den eigenen Messdaten bestimmt, so kann dieses Verfahren auch iterativ fortgeführt werden, indem die errechneten Werte der effektiven Energie jeweils für eine neue Parametrisierung der Messdaten verwendet werden. Bei jedem Iterationsschritt ergeben sich dadurch präzisere Werte für E_{eff} , bis diese schließlich konvergieren.

Mittlerer und Peak-Energieverlust

In Experimenten zur Bestimmung von Stopping Power Werten muss unterschieden werden, ob der mittlere Energieverlust $\langle \delta E \rangle$ oder der wahrscheinlichste, in der Literatur als „peak energy loss“ bezeichnete, Energieverlust δE_p gemessen wird. Für den Fall symmetrischer Energie- bzw. Energieverlust-Verteilungen sind diese beiden Größen identisch. Allerdings können zum Beispiel Inhomogenitäten in den Dickenverteilungen der Absorberfolien oder elastische Einzelstöße mit hohem Energieübertrag, d.h. Beiträge nuklearen Energieverlustes, zu Asymmetrien in den gemessenen δE -Verteilungen und somit zu signifikanten Abweichungen zwischen mittlerem und Peak-Energieverlust führen. Bei diesen Betrachtungen ist zu beachten, dass in den meisten Experimenten der rein elektronische, mittlere Energieverlust $\langle \delta E_{el} \rangle$ die Größe von Interesse ist [ICR05]. Werden, insbesondere im Bereich niedriger Ionen-Geschwindigkeiten, die Asymmetrien in den δE -Verteilungen ausschließlich durch Beiträge nuklearen Energieverlustes verur-

sacht, so bietet sicherlich der gemessene Peak-Energieverlust δE_p eine bessere Beschreibung für $\langle \delta E_{el} \rangle$. Allerdings darf in diesem Fall die Fehleranfälligkeit der Größe δE_p bezüglich potentieller Folien-Inhomogenitäten nicht außer acht gelassen werden. Darüber hinaus muss berücksichtigt werden, dass im niedrigen Energiebereich, d.h. im Bereich, in dem elektronische und nukleare Stopping Power ähnliche Größenordnungen erreichen, auch für den rein elektronischen Energieverlust nur wenige Informationen bezüglich potentieller Abweichungen zwischen mittlerem und wahrscheinlichstem Energieverlust vorhanden sind [ICR05].

Bestimmung kontinuierlicher dE/dx -Kurven in E-ToF-Messungen

Die wohl einfachste Möglichkeit, Energieverluste in Transmissionsmessungen zu bestimmen, ist in Abbildung 2.13a dargestellt. Dabei wird die Energie eines im Idealfall monoenergetischen Strahls mit und ohne einen beweglichen Absorber, der vor dem Energie-Detektor platziert werden kann, gemessen. Da der Ionenstrahl in einem realen Experiment eine endliche Energiebreite besitzt und zudem das Energiestraggling im Absorber zu einer zusätzlichen Verbreiterung der primären Energieverteilung führt, ergibt sich der mittlere Energieverlust im Absorber aus der Differenz der Mittelwerte der gemessenen Energieverteilungen mit und ohne Absorber. Allerdings ist diese Methode sehr zeitintensiv, da in einer Messung lediglich ein Punkt auf der energieabhängigen dE/dx -Kurve bestimmt werden kann. Zudem kann sich, je nach Messaufbau, dadurch dass die mittleren Einschuss- und Austrittsenergien in separaten Messungen bestimmt werden, ein erheblicher systematischer Fehler ergeben, wie in der Analyse der hier durchgeführten Messungen in Kapitel 7.2.7 gezeigt wird.

Daher wurden nahezu zeitgleich von einer finnischen Gruppe um Trzaska et al. [T⁺01, T⁺02] und einer schwedischen Gruppe um Zhang et al. [Z⁺01, Z⁺02, Zha02] Methoden entwickelt, die es mittels eines E-ToF-Aufbaus ermöglichen, kontinuierliche Energieverlust-Kurven über große Energiebereiche hinweg in einer einzelnen Messung aufzunehmen. Abbildung 2.13b zeigt den dafür verwendeten Messaufbau. Ein Schwerionenstrahl mit breiter Energieverteilung, die sich über einen Energiebereich von mehreren Größenordnungen erstrecken kann, wird durch einen ToF-Detektor in Richtung eines Energie-Detektors geschossen. Zwischen ToF- und Energie-Detektor befindet sich eine bewegliche Absorberfolie, die in die Strahlachse hinein und wieder heraus gefahren werden kann. Im Gegensatz zu der vorhin beschriebenen Methode, bei der die Energiedifferenz lediglich aus der Verschiebung von Energie-Mittelwerten vieler Teilchen bestimmt werden kann, werden hierbei für jedes einzelne Ion dessen Flugzeit, und somit bei bekannter Masse auch dessen Energie, vor dem Absorber sowie die Energie hinter

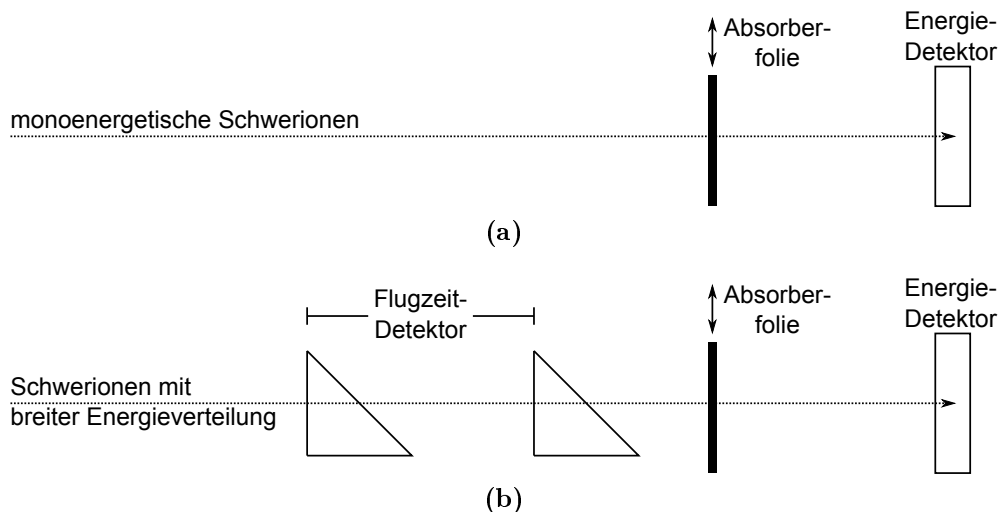


Abbildung 2.13: Schematischer Aufbau für Messungen des Energieverlustes von Schwerionen bei der Transmission durch dünne Absorberfolien. (a): Messung mit monoenergetischen Ionenstrahlen und einem einzelnen Energie-Detektor. (b): E-ToF-Aufbau zur Bestimmung von kontinuierlichen dE/dx -Kurven; Die Absorberfolie ist in beiden Fällen beweglich und kann jeweils in die Strahlebene hinein und wieder heraus gefahren werden.

dem Absorber gemessen. D.h. der Energieverlust wird für jedes einzelne Ion direkt gemessen, weswegen das Verfahren auch als „event-by-event“ Methode bezeichnet wird. Aus der Verschiebung der Kurven im 2-dimensionalen Energie-Flugzeit-Diagramm für die Messungen mit und ohne Absorberfolie (Abbildung 2.14) lässt sich somit der Energieverlust über einen kontinuierlichen Energiebereich hinweg bestimmen. Allerdings werden für die Bestimmung der Verschiebung sowohl von Trzaska et al. und Zhang et al. als auch in der vorliegenden Arbeit unterschiedliche Analyseverfahren verwendet. Die einzelnen Verfahren sowie die deren Unterschiede werden später in Kapitel 7.1.5 anhand der in dieser Arbeit gewonnenen Daten beschrieben.

Da bei diesen Messungen üblicherweise nur der elektronische Energieverlust bestimmt werden soll, wird, insbesondere bei Untersuchungen im niederenergetischen Bereich, in dem der nukleare Energieverlust zunehmend an Bedeutung gewinnt (siehe Abbildung 2.1), der Energie-Detektor in einem größeren Abstand zur Absorberfolie platziert. Durch die Verringerung des durch den Energie-Detektor abgedeckten Raumwinkels werden somit Ionen ausgeschlossen, die in Einzelstößen beim Durchgang durch die Folie größeren nuklearen Energieverlust und eine damit verbundene größere Winkeländerung ihrer Trajektorien erfahren. Allerdings muss hierbei berücksichtigt werden, dass zum einen die Öffnungswinkel der Detektoren dennoch endlich sind und zum anderen dass der nukleare Energieverlust auch über multiple Streuung zum gesamten gemessenen Energieverlust beitragen

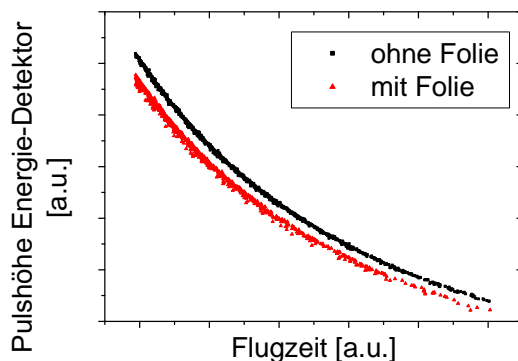


Abbildung 2.14: Energie-Flugzeit-Diagramm für eine Energieverlust-Messung mit einem Aufbau gemäß Abbildung 2.13b. Die beiden unterschiedlichen Kurven stellen jeweils Messungen mit und ohne Absorber dar. Aus der Differenz der beiden Kurven wird die durch die Folie absorbierte Energie bestimmt.

kann. Bei Betrachtungen des rein elektronischen Energieverlustes für niedrige Projektilenergien müssen daher zusätzliche Korrekturen bezüglich des nuklearen Energieverlustes angefügt werden [ICR05].

Die breite Verteilung der Einschussenergien wird in den verschiedenen Experimenten auf unterschiedliche Weise erzeugt, wie z.B. in einem ERDA („Elastic Recoil Detection Analysis“) Aufbau von Zhang et al. [Zha02]. Hierbei werden mittels hochenergetischer Schwerionen aus einem Beschleuniger sekundäre Ionen aus einer Probe, die aus unterschiedlichen Materialien zusammengesetzt ist, herausgeschlagen und in Richtung des E-ToF-Aufbaus emittiert. Diese Methode bietet den Vorteil, dass Energieverluste nicht nur für Teilchen unterschiedlicher Energie, sondern auch für unterschiedliche Ionensorten, simultan bestimmt werden können. Trzaska et al. hingegen verwenden Streuung des primären monoenergetischen Beschleunigerstrahls an dicken Streutargets [T⁺01] oder alternativ multiple Streuung an einer Struktur aus diversen Drähten und Folien [J⁺09] zur Erzeugung der breiten Energieverteilung. Die beiden letzteren Methoden kamen in dieser Arbeit zum Einsatz und werden daher bei der Beschreibung der experimentellen Aufbauten in den Abschnitten 7.1.1 und 7.2.1 näher vorgestellt.

Im niederenergetischen Bereich stellen die von beiden Arbeitsgruppen als Energiezähler verwendeten Si-Detektoren einen Schwachpunkt dar. Aufgrund des Pulshöhendefektes (siehe Abschnitt 2.5) wird für jede einzelne Ionensorte eine eigene Energiekalibrierung des Detektors, mit ausreichend vielen Kalibrierungspunkten über den kompletten Messbereich hinweg, benötigt. Eine entsprechende Realisierung mit unterschiedlichen Ionenstrahlen, mit jeweils definierter Energie, seitens des Beschleunigers ist aus technischen und zeitlichen Gründen oftmals nicht möglich. Daher nutzen beide Gruppen die Linearität des ToF-Detektors und die

Tatsache, dass dessen Signalamplitude in erster Linie nicht von der Ionensorte abhängt, um den Si-Detektor anhand des kontinuierlichen Spektrums im Energie-Flugzeit-Diagramm zu kalibrieren (obere Linie in Abbildung 2.14). Hierzu wird zunächst für jedes Ion aus seiner bekannten Masse und der gemessenen Flugzeit dessen Energie im ToF-Detektor bestimmt. Unter Berücksichtigung des Energieverlustes in der Kohlenstoff-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors, ergibt sich daraus die zu der entsprechenden Pulshöhe im Si-Detektor gehörige Energie.

Allerdings ist diese Methode, insbesondere bei dem Messaufbau von Trzaska et al. am Zyklotron der Universität von Jyväskylä, anfällig für systematische Fehler. In diesen Messungen ist die minimale Energie der vom Beschleuniger erzeugten Ionenstrahlen von 2 MeV/u gleichzeitig die minimale verfügbare Kalibrierungsenergie für das Detektorsystem. Folglich wird sich bei der Kalibrierung der Detektoren, selbst bei Messungen im Energiebereich von einigen 10 keV/u, einzig auf die Linearität des ToF-Spektrometers verlassen, ohne die Möglichkeit zur Überprüfung dieser Eigenschaft [T⁺02]. Die Verwendung von CLTDs zur Energiemessung bietet an dieser Stelle erhebliche Vorteile. Die gute Linearität dieser Detektoren und die Unabhängigkeit der Pulshöhe von der Teilchensorte, ermöglichen eine zusätzliche Energiekalibrierung im niederenergetischen Bereich mit α -Quellen. Da bei CLTDs kein Pulshöhendefekt auftritt, kann diese Kalibrierung auch für die E-ToF-Messungen mit schwereren Ionen verwendet werden und bietet somit eine unabhängige Überprüfung der Linearität des ToF-Spektrometers.

Beim ERDA-Aufbau von Zhang et al. liegt der Endpunkt der Energieverteilung einer jeden Teilchensorte, die aus der zusammengesetzten Probe in Richtung des E-ToF-Spektrometers emittiert wird, bei einer durch die Kinematik festgelegten Energie. Daraus ergibt sich für jede vorhandene Ionensorte eine Kalibrierungsenergie, was eine Überprüfung der Linearität und eine bessere Kalibrierung des ToF-Spektrometers ermöglicht [Z⁺01]. Zudem verwenden Zhang et al. die Daten des Energie-Detektors lediglich zur Identifikation von Teilchen gleicher Energie in den Messungen mit und ohne Absorber und bestimmen die Energieverluste für diese Ionen aus den gemessenen Energien im ToF-Detektor (siehe Kapitel 7.1.5). Da für die Identifikation von Teilchen gleicher Energie lediglich die gemessenen Pulshöhen im Energie-Detektor benötigt werden, wird eine Kalibrierung des Halbleiterdetektors für die Bestimmung der Energieverluste nicht benötigt. Dennoch wird diese Kalibrierung durchgeführt, um anhand von Fenstern in den aus Energie und Flugzeit bestimmten Massen-Histogrammen, eine Trennung der Daten bezüglich der Ionensorten durchführen zu können sowie um Ionen auszuschließen, die größere nukleare Energieverluste oder Energieverluste durch Schlitz-Streuung erfahren haben [ZW03, Z⁺05]. Trotz alledem bietet auch in diesem Fall der Einsatz der CLTDs, mit ihrem alternativen Detektionsprinzip, gute Möglich-

keiten, um etwaige systematische Messfehler aufzudecken, vor allem da auch bei Zhang et al. das ToF-Spektrometer die alleinige Basis für die Kalibrierung des Detektor-Systems darstellt. Darüber hinaus kann, wie auch beim Messaufbau von Trzaska et al., die im Vergleich zu Halbleiterzählern höhere Auflösung der CLTDs für niederenergetische Schwerionen die Messgenauigkeit bei der Bestimmung der Energiedifferenzen verbessern.

Kapitel 3

Konzept und Aufbau der Detektoren

Dieses Kapitel befasst sich mit den spezifischen Details der hier verwendeten CLTDs sowie dem Aufbau der Flugzeit-Detektoren. Die theoretischen Grundlagen zum Funktionsprinzip der beiden Detektortypen wurden bereits in Kapitel 2 vorgestellt. Wie in der Einleitung bereits erwähnt, mussten zur Anpassung der CLTD-Eigenschaften an den niederenergetischen Bereich neue Detektoren gefertigt und dementsprechend ein neues Array aufgebaut werden. Die Änderungen im Vergleich zum Fertigungsprozess des Prototyp-Arrays aus [Ech07] betreffen im Wesentlichen das Fertigungsverfahren und die Strukturierungsparameter der Thermometer. Da das Design der einzelnen CLTDs, der modulare Aufbau und die technische Realisierung des Arrays sowie der verwendete Kryostat unverändert geblieben sind, können die entsprechenden Einzelheiten in [Ech07] nachgelesen werden. Hier werden diesbezüglich lediglich die wichtigsten Punkte nochmals aufgegriffen und vorgestellt.

3.1 Aufbau der CLTDs

Der schematische Aufbau eines CLTD-Pixels¹ ist zusammen mit einem Foto eines realen Detektors in Abbildung 3.1 dargestellt. Neben den beiden Hauptkomponenten, dem $3 \times 3 \times 0.43 \text{ mm}^3$ großen Saphir(Al_2O_3)-Absorber und dem $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großen Aluminium-Mäander, das als Thermometer dient, besitzt der Detektor einen Heizwiderstand zur Temperaturstabilisierung und sogenannte „Bond-Pads“ zur elektrischen Kontaktierung. Thermometer, Heizwiderstand und Bond-Pads wurden hierbei in einem photolithographischen Verfahren direkt auf den Absorber strukturiert.

¹Da der Energie-Detektor in dieser Arbeit aus einem Array mehrerer CLTDs aufgebaut ist, werden diese im Folgenden oftmals auch als „Pixel“ bezeichnet.

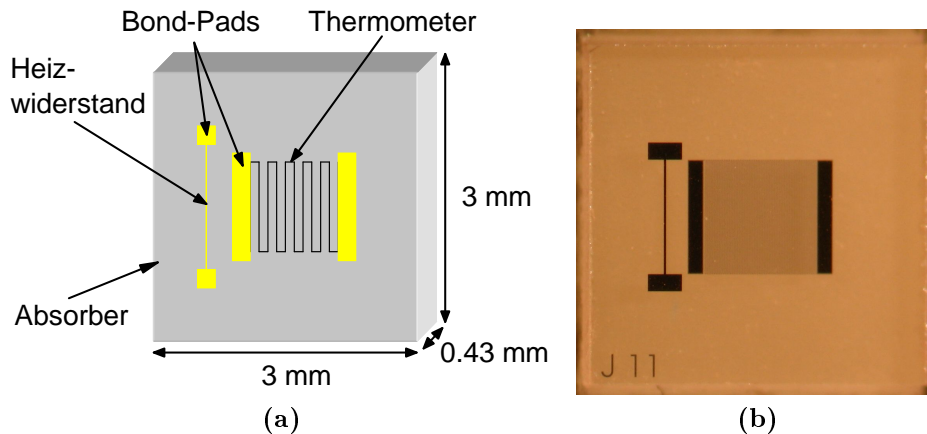


Abbildung 3.1: (a): Schematischer Aufbau eines CLTD-Pixels [Ech07]. (b): Foto eines CLTD-Pixels.

3.1.1 Der Absorber

Die Absorber der hier beschriebenen CLTDs bestehen aus Saphir-Kristallen. Entsprechend den Anforderungen aus Abschnitt 2.2.1 eignet sich Saphir hervorragend als Absorber-Material. Es ist ein Isolator mit einer hohen Debye-Temperatur ($\Theta_D \approx 1000$ K) und hat demzufolge, entsprechend der Gleichungen 2.20 und 2.22, eine sehr niedrige spezifische Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen. Zudem besitzt Saphir bei tiefen Temperaturen eine der höchsten thermischen Leitfähigkeiten überhaupt [Kit06], was eine schnelle Thermalisierung der Energie nach der Absorption eines Teilchens ermöglicht. Da Fehlstellen im Kristallgitter zu einer verlangsamten und unvollständigen Thermalisierung der Energie im kompletten Absorber führen können, bietet die gute Resistenz des Kristallgitters gegen Strahlenschäden sowie die Möglichkeit der Herstellung äußerst reiner Kristalle weitere vorteilhafte Eigenschaften.

Die $3 \times 3 \times 0,43$ mm³ großen Absorber wurden nach der Strukturierung der Thermometer, Heizwiderstände und Bond-Pads (siehe Abschnitte 3.1.2 – 3.1.4) aus 4 Zoll (≈ 100 mm) großen, einseitig polierten (1-102 r-plane) Wafern gesägt. Eine Reichweiten-Simulation mit dem Programm SRIM [Zie13] ergab, dass im für den Einsatz der Detektoren vorgesehenen Energiebereich von $E < 250$ MeV die Dicke von $430 \mu\text{m}$ ausreicht, um alle Ionensorten schwerer als Kohlenstoff vollständig zu stoppen. Für C- und He-Ionen ergibt sich für diese Dicke ein maximaler Energieeintrag von ca. 225 MeV beziehungsweise 40 MeV.

3.1.2 Der Thermistor

Zur Messung von Temperaturerhöhungen in einem Detektor wurde jeweils eine 10 nm dicke Aluminiumschicht als TES, deren Funktionsweise in Abschnitt

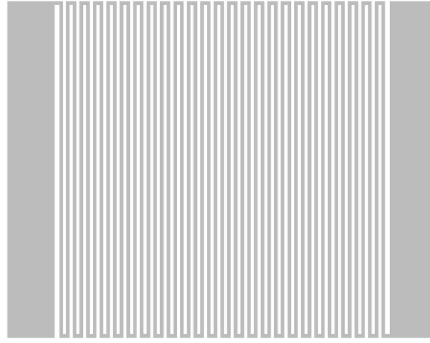


Abbildung 3.2: Mäanderstruktur der Aluminium-Phasenübergangsthermometer mit $10\ \mu\text{m}$ breiten, miteinander verbundenen Streifen. Die breiten Flächen an den Seiten dienen der Kontaktierung zwischen Mäander und den darüber liegenden Cr/Au-Schichten (Bond-Pads).

2.2.2 beschrieben wurde, verwendet. Die Al-Schichten wurden in einem Bedampfungs-Verfahren direkt auf die Absorber aufgetragen, wodurch eine bestmögliche thermische Kopplung zwischen TES und Absorber entsteht. Um den Widerstand der Thermistoren an die mittleren bis hohen Eingangsimpedanzen herkömmlicher Verstärker anzupassen, wurden die Aluminiumschichten in einem Photolithographie-Verfahren mäanderförmig jeweils über eine Fläche von $1 \times 1\ \text{mm}^2$ strukturiert. Diese Art und Struktur der Thermometer für CLTDs zum Nachweis von Schwerionen wurde erstmals von Meier [Mei90, Mei94] eingesetzt. Neben der in Abbildung 3.2 dargestellten Mäanderstruktur, bestehend aus 49 miteinander verbundenen, $10\ \mu\text{m}$ breiten Streifen, wurden auch Mäanderstrukturen mit $99 \times 5\ \mu\text{m}$ breiten Streifen verwendet. Mit einer jeweiligen Streifenlänge von $1\ \text{mm}$, ergeben sich Gesamtwiderstände im normalleitenden Bereich ($T = 4.2\ \text{K}$) von ungefähr $150\ \text{k}\Omega$ für die $5\ \mu\text{m}$ -Strukturen und $35\ \text{k}\Omega$ für die $10\ \mu\text{m}$ -Strukturen.

3.1.3 Der Heizwiderstand für die Temperaturstabilisierung

Die hohe Sensitivität und Linearität der TES kann nur genutzt werden, wenn die CLTDs bei einer Temperatur innerhalb des einige mK breiten Übergangs vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand des TES betrieben werden. Darüber hinaus wird eine stabile Arbeitstemperatur in einem Bereich von wenigen μK benötigt, da Temperaturschwankungen die Energieauflösung verschlechtern können.

Die Temperaturreglung beim Betrieb eines einzelnen CLTD kann durch eine Stabilisierung des Temperaturbades („Kühlfinger“, im folgenden Abschnitt 3.2 beschrieben), dessen Temperatur in diesem Fall von der Betriebstemperatur des Detektors und der thermischen Kopplung des Detektors an das Kältebad abhängt, erfolgen. Dieser Modus wird im Folgenden „Kühlfinger-(KF-) Heizung“ genannt.

Eine simultane Temperaturstabilisierung aller CLTD-Pixel im Array ist mit dieser Methode jedoch nicht möglich, da die Variationen in den Übergangstemperaturen der einzelnen TES, selbst für Strukturen aus der gleichen Produktionscharge, bereits in der Größenordnung der Übergangsbreiten im Bereich einiger mK bis einiger 10 mK sind. Ferner wird die Arbeitstemperatur eines CLTD durch das Gleichgewicht zwischen abgeführter Wärme über die thermische Kopplung und zugeführter Wärmeleistung bestimmt (siehe Abschnitt 2.3.1). Unterschiede in der Wärmeeinstrahlung, hervorgerufen durch die unterschiedlichen Positionen der einzelnen Pixel im Array, führen zu Variationen in deren Gleichgewichtstemperaturen, die stark vom jeweiligen Experimentaufbau abhängen und bereits in Größenordnungen von bis zu 100 mK beobachtet wurden. Eine simultane Stabilisierung aller Detektoren innerhalb der wesentlich schmäleren TES-Übergänge ausschließlich über die Regelung der Badtemperatur ist daher ausgeschlossen.

Für das hier vorgestellte Array wurde das Problem dadurch gelöst, dass die Temperatur des Kältebades unterhalb der Übergangstemperaturen aller Detektoren gehalten wird, und diese anschließend individuell auf ihre jeweilige Arbeitstemperatur aufgeheizt und stabilisiert werden. Um Fluktuationen des Wärmestroms zwischen den Detektoren und dem Kältebad zu minimieren, wird das CLTD-Pixel mit der niedrigsten Arbeitstemperatur dazu genutzt, die Badtemperatur, nach dem oben beschriebenen Verfahren, über die KF-Heizung ebenfalls zu stabilisieren. Das Aufheizen und die Temperaturstabilisierung der restlichen CLTD-Pixel erfolgt jeweils über einen geregelten Heizstrom, der durch einen $1.00 \times 0.02 \text{ mm}^2$ großen Cr/Au-Streifen fließt. Diese Methode wird im folgenden „Pixelheizung“ genannt. Der Cr/Au-Widerstand wurde während der Herstellung der Thermometer ebenfalls auf den Absorber strukturiert und ist somit thermisch bestmöglich an den Detektor gekoppelt. Der Heizleiter besteht aus einer 120 nm dicken Gold- und einer 30 nm dicken Chrom-Schicht, die als Haftvermittler zwischen der Gold-Schicht und dem Saphir-Absorber dient, und hat einen Widerstand von ca. 15Ω .

3.1.4 Herstellung der Detektoren mittels Photolithographie

In den Arbeiten von Meier [Mei94] und Echler [Ech07] wurde bereits beobachtet, dass bei der Fertigung der Thermometer das Beschichtungsverfahren, die Reinheit des Materials, die Schichtdicke und deren Homogenität starke Auswirkungen auf die Übergangsbreite, die Sprungtemperatur und die Homogenität der supraleitenden Phasenübergänge der dünnen Schichten haben. Diese Übergangscharakteristika wiederum beeinflussen das Verhalten der Detektoren beim Teilchennachweis bezüglich des dynamischen Bereichs, der Linearität und der Energieauflösung (siehe Abschnitt 5.1).

Für die in [Ech07] benutzten CLTDs hat sich gezeigt, dass die Energieauflösung bei niedrigen Energien durch das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) begrenzt ist. In diesem Fall lässt sich das Auflösungsvermögen durch eine höhere Sensitivität des Thermometers, die man nach Gleichung 2.23 durch geringere Übergangsbreiten und somit höhere Widerstandsgradienten erhält, verbessern. Die relativ hohen Übergangsbreiten von $\Delta T = 20 - 30$ mK aus [Ech07] im Vergleich zu den vorher gefertigten Detektoren, mit Werten von $\Delta T = 3 - 15$ mK [Mei94, KB04], ergaben sich nach einem Wechsel des Herstellers, einer Umstellung des Beschichtungsverfahrens und einer Erhöhung der Schichtdicken von 10 nm auf 15 nm. Während die Al-Schichten von Meier [Mei94] und Kraft-Bermuth [KB04] in Bedampfungs-Anlagen gefertigt wurden, erfolgte die Beschichtung in [Ech07] durch Sputtern. Um die CLTDs möglichst ideal an den gewünschten dynamischen Bereich von $E < 250$ MeV anzupassen, erhält man nach Gleichung 2.18, mit einer erwarteten Wärmekapazität der Detektoren von $C \approx 5$ nJ/K, eine optimale Übergangsbreite von $\Delta T \sim 10$ mK. Daher wurden die Thermometer für diese Arbeit, entsprechend der Fertigungsparameter aus [Mei94, KB04], wieder mit einer Schichtdicke von 10 nm in einer Bedampfungsanlage gefertigt. Ferner wurde bei der Auswahl des Herstellers darauf geachtet, dass möglichst reine Anlagen und die Möglichkeiten zur Herstellung sehr homogener Schichten vorhanden sind.

Die Fertigung der Aluminium- und Goldstrukturen der neuen Detektoren erfolgte am Institut für Mikrotechnik Mainz (IMM). Die einzelnen Arbeitsschritte des lithographischen Verfahrens unterscheiden sich lediglich geringfügig von den in [Ech07] beschriebenen. Zuerst wurden die Aluminiumschichten und anschließend die Chrom- und Goldschichten aufgetragen und strukturiert. Der einzige Unterschied zu dem in [Ech07] vorgestellten Prozessablauf war die Verwendung eines sogenannten „Positive Resist“ anstatt eines „Negative Resist“ als Photolack bei der Strukturierung der Mäander². Die Bond-Pads wurden im gleichen Schritt wie die Heizleiter aufgetragen und bestehen somit ebenfalls aus einer 30 nm dicken Chromschicht als Haftvermittler und einer 120 nm dicken Goldschicht, die eine elektrische Kontaktierung mittels eines Ultraschall-Bonders ermöglicht. Die Kontakte des Heizstreifens befinden sich direkt auf dem Saphir-Substrat, während die des Thermometers über der zuvor aufgetragenen Aluminiumschicht liegen.

²Ein Positive Resist hat nach der Belichtung unter der Maske eine höhere Löslichkeit, wodurch bei der Entwicklung zuvor bestrahlte Bereiche des Photolacks entfernt werden, während sich ein Negative Resist genau umgekehrt verhält.

3.2 Aufbau des CLTD-Arrays

Da sich der konzeptionelle Aufbau des Prototyp-CLTD-Arrays aus [Ech07] bewährt hat, wurden an dieser Stelle nahezu keine Änderungen vorgenommen. Auch hier werden lediglich die wichtigsten Punkte des Aufbaus vorgestellt und für weitere Details auf [Ech07] verwiesen.

Das Array ist in Modulen, von denen eines schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt ist, aufgebaut. Jeweils zwei Detektoren (1) sind mit GE7031-Tiefenlack an je zwei Punkten (6) und (7) auf einen Keramik(Marcor)-Träger (2) aufgeklebt. Das Thermometer befindet sich dabei auf der dem Modul zugewandten Seite und wird somit beim Teilchennachweis nicht getroffen. Die elektrische Kontaktierung der Detektoren erfolgt über $17\ \mu\text{m}$ dicke Gold-Drähte (3), im folgenden auch „Bond-Drähte“ genannt, die mittels eines Ultraschall-Bonders an den Kontaktflächen der Heizleiter und Thermometer (siehe Abbildung 3.1) angebracht werden. Zur weiteren Kontaktierung werden die 6 mm langen Bond-Drähte mit Silberleitlack auf Kupferdrähte (4) geklebt. Diese wiederum werden, ebenso wie der Keramik-Träger, mit GE7031-Lack in einem Kupfer-Träger (5), der bereits einen Teil des Kältebades darstellt, befestigt. Die thermische Kontaktierung der Detektoren ist somit zum einen über jeweils 4 Bond-Drähte und zum anderen über die Klebestellen und den Keramik-Träger gegeben.

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Darstellung des CLTD-Arrays, bestehend aus einer Aneinanderreihung von 5 Modulen. Für das in dieser Arbeit verwendete Array wurden 4 neue Module mit insgesamt 8 CLTD-Pixeln gefertigt. Dabei wurden für 6 der Pixel TES mit der $5\ \mu\text{m}$ -Mäanderstruktur, d.h. 99 Streifen à $5\ \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 3.1.2), und für 2 weitere Pixel TES mit der $10\ \mu\text{m}$ -Struktur verwendet. Ein Foto des Arrays und eine schematische Anordnung mit den im Folgenden verwendeten Bezeichnungen der einzelnen Pixel zeigt Abbildung 3.5³.

Abbildung 3.6 zeigt ein Foto des kompletten Detektoraufbaus innerhalb des Kryostaten. Das Kältebad für die Detektoren stellt ein ca. 2.4 kg schwerer Kupferblock, der sogenannte „Kühlfinger“, dar. Dieser ist mit einem thermischen Leit-

³Zu Vergleichszwecken der Eigenschaften der neuen Detektoren mit deren Vorgänger-Modellen wurde eines der in [Ech07] beschriebenen Module, mit den Detektoren D1-1 und D1-2, in das neue Array integriert. Jedoch führten ein gerissener Bond-Draht und ein Kabelbruch bereits zu Beginn dieser Arbeit zu einem Ausfall dieser beiden Detektoren. Da lediglich Ausleseelektronik für 8 Detektoren vorhanden war und die vorgesehenen Vergleichsmessungen eine untergeordnete Rolle spielen, wurden keine Anstrengungen unternommen, die defekten Detektoren zu reparieren bzw. auszutauschen. Daher werden diese beiden Detektoren im Folgenden nicht weiter betrachtet.

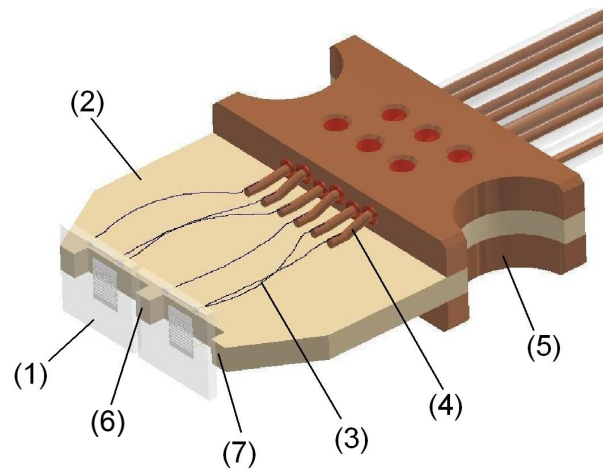


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Detektormoduls [Ech07]. (1) Detektor, (2) Keramik-Träger, (3) Gold-Draht, (4) Kupfer-Draht, (5) Kupfer-Träger, (6) innere Klebestelle für den Detektor, (7) äußere Klebestelle für den Detektor.

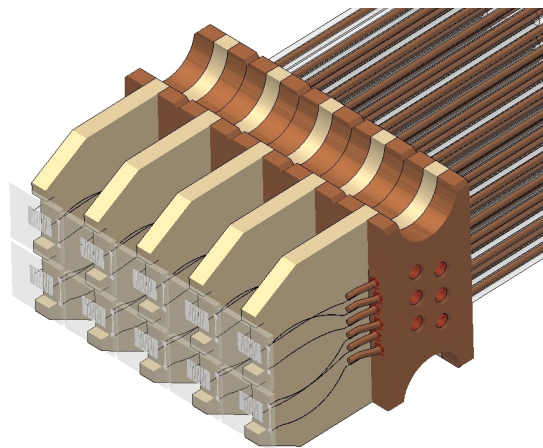


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des CLTD-Arrays, bestehend aus 5 Modulen mit jeweils 2 Detektoren.

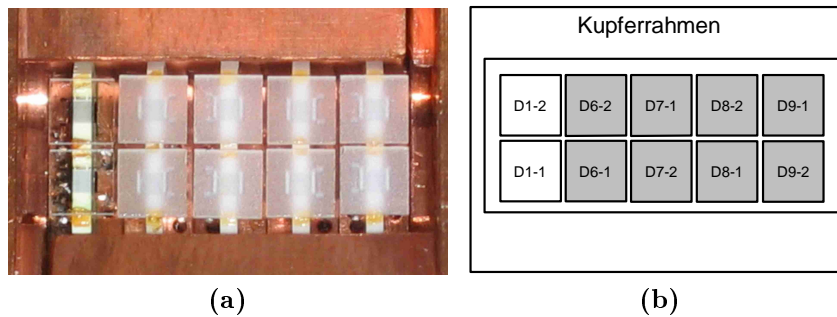


Abbildung 3.5: (a): Foto des aus 10-Pixeln bestehenden CLTD-Arrays. Die Verwendung von einseitig polierten Saphir-Wafern bei der Produktion der neuen Detektoren D6-1 bis D9-2 lässt sie im Vergleich zu den beiden alten Detektoren, die aus beidseitig polierten Wafern gefertigt wurden, matt erscheinen. (b): Anordnung der Detektoren im Array; Die Detektoren D6-1 bis D8-2 haben jeweils TES mit einer $5\mu\text{m}$ -Mäanderstruktur, während für die Detektoren D9-1 und D9-2 $10\mu\text{m}$ -Mäanderstrukturen verwendet wurden.

wert von $k \approx 1.2 \text{ mW/K}$ an die vom Kryostaten direkt gekühlte „Cold-Plate“ angebunden und dämpft durch seine hohe Wärmekapazität Temperaturfluktuationen des Kryostaten. Um diese Fluktuationen noch weiter zu reduzieren und die Temperaturdifferenz zwischen Detektoren und Kältebad zu minimieren, wird der Kühlfinger darüber hinaus über einen Heizwiderstand oberhalb der Betriebstemperatur des Kryostaten von 1.2 K stabilisiert. Die Detektormodule sind in einen Kupferrahmen eingebettet, der wiederum auf dem Kühlfinger befestigt wird.

Zum Betrieb der CLTDs wurde ein gepumpter ^4He -Badkryostat benutzt, der eine Arbeitstemperatur von 1.2 K erreicht. Dessen Funktionsweise und technische Details wurden in [Ech07] ausführlich vorgestellt und können entsprechend dort nachgelesen werden. Abbildung 3.7 zeigt den schematischen Aufbau des Kryostaten. Eine der wichtigsten Besonderheiten des Kryostaten ist, dass dieser ohne jegliche Eintrittsfenster oder Folien an die Vakuumapparatur des jeweiligen Experimentes angeschlossen werden kann. Dies hat vor allem bei niederenergetischen Schwerionen den großen Vorteil, dass keine Energieverluste und kein Energietragging durch etwaige Eintrittsfenster auftreten.

Restgas-Kondensation

Ein zur Experimentseite hin offener Kryostat hat allerdings auch einen Nachteil. Durch die Öffnung dringt Vakuum-Restgas in den Kryostaten ein und kondensiert auf den ca. 1.6 K kalten CLTDs. Die Folge ist ein langsamer zeitlicher Anstieg der Wärmekapazität der Detektoren, der wiederum nach Gleichung 2.38 eine Abnahme der Signalamplituden der Detektoren für gleiche Energieeinträge bewirkt.

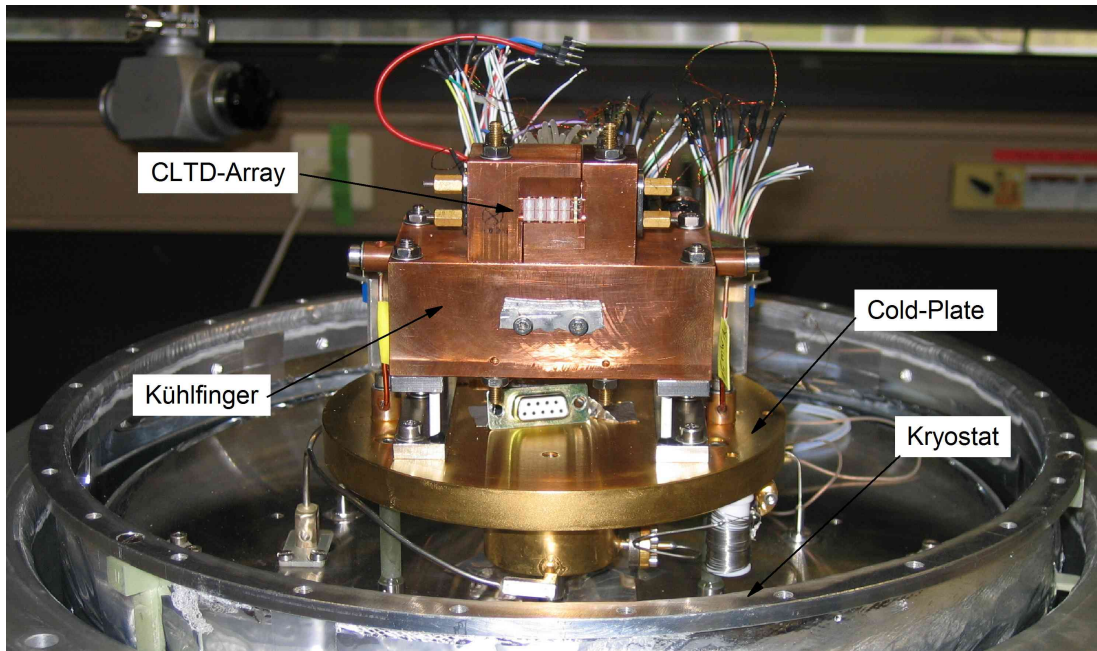


Abbildung 3.6: Foto des Detektoraufbaus im Kryostaten

Dieser Effekt wurde bereits in den Vorgängerarbeiten von Kraft-Bermuth [KB04] und Echler [Ech07] beobachtet. Da innerhalb des Kryostaten das CLTD-Array nahezu vollständig von kalten Flächen (N_2/He -Schilder und Schilderweiterungen, siehe Abbildung 3.7) umgeben ist, die selbst als äußerst effektive Kryopumpen fungieren, wird die Restgas-Kondensation vor allem durch Teilchen, die aus dem warmen Aufbau vor dem Kryostaten direkt auf die CLTDs treffen, hervorgerufen. Ein effektiver Ansatz zur Reduktion dieses Effektes ist somit der Einsatz der Schild-Erweiterungen mit möglichst geringen Blendenöffnungen (siehe Abbildung 3.7) sowie bestmögliche Vakuumbedingungen in der Vakuumapparatur direkt vor dem Kryostaten.

In den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen, bei typischen Druckverhältnissen vor dem Kryostaten von einigen 10^{-7} mbar, liegt die relative zeitliche Abnahme der Signalamplituden durch die Erhöhung der Wärmekapazität in einem Bereich von $(10^{-4} - 10^{-3})/h$. Dies liegt bereits bei Messzeiten von nur wenigen Stunden in der Größenordnung der relativen Detektorauflösungen von einigen 10^{-3} bis 10^{-2} und kann somit die Energiemessung negativ beeinflussen. In Langzeitmessungen kann dieser Effekt jedoch durch die Beobachtung des zeitlichen Driftens monoenergetischer Linien in den CLTD-Pulshöhenspektren korrigiert werden. Zu diesem Zweck wurden in dieser Arbeit üblicherweise die von der, innerhalb des Kryostaten schräg vor dem CLTD-Array montierten, α -Quelle (siehe Abbildung 3.7) erzeugten Pulshöhenspektren untersucht.

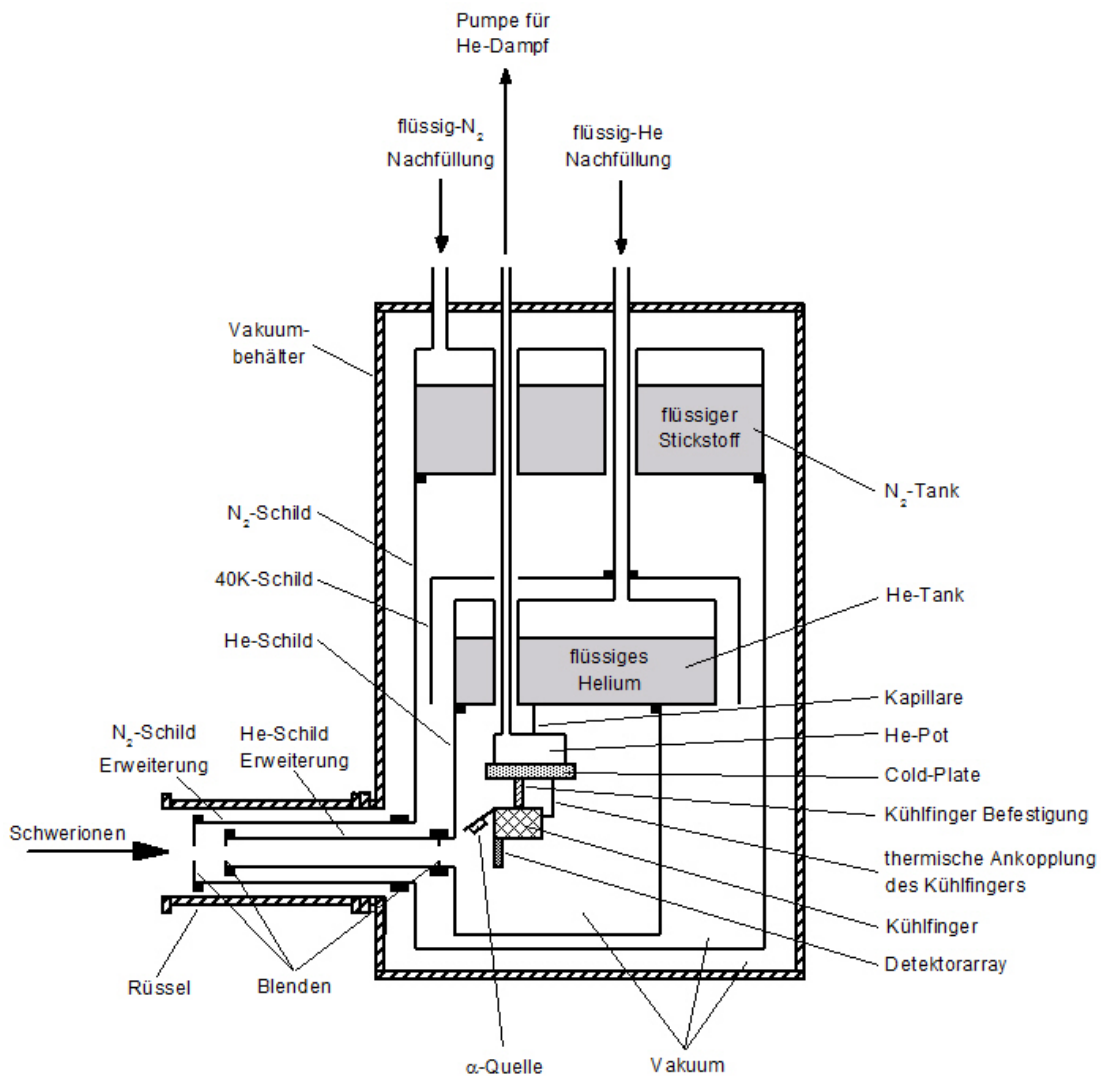


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des verwendeten ⁴He-Badkryostaten [Ech07].

3.3 Die Flugzeit-Detektoren

Zur Bestimmung der Ionen-Geschwindigkeiten wurden Time-Pickoff-Detektoren nach dem in Abschnitt 2.6 beschriebenen Funktionsprinzip verwendet, wobei zwei unterschiedliche ToF-Detektor-Systeme mit ähnlicher Bauweise zum Einsatz kamen. Der erste Detektortyp ist schematisch in Abbildung 3.8 dargestellt und beruht auf einem Design von P. Wastyn von der Technischen Hochschule in Darmstadt aus dem Jahre 1979 [WMT78]. Zur Unterscheidung der beiden eingesetzten ToF-Spektrometer, wird dieser Detektor im folgenden als „Wastyn“-ToF-Detektor bezeichnet. Die durch ein Schwerion aus der Folie, mit zunächst niedrigen Energien, ausgelösten Sekundärelektronen werden durch zwei parallel zur Folie angeordnete Gitter, zwischen denen sich nochmals zwei Leerrahmen befinden, parallel zur Strahlachse beschleunigt und anschließend über einen elektrostatischen Spiegel auf eine Chevron-MCP Anordnung, mit einem Durchmesser von 25 mm, umgelenkt. Das Elektronensignal wird schließlich durch die MCPs verstärkt und über eine konisch geformte Anode ausgelesen. Eine Besonderheit dieses Detektors ist die in Abbildung 3.9 dargestellte zylindrische Form des Spiegels, die eine bessere Fokussierung der aus der Folie emittierten Sekundärelektronen auf den MCP-Detektor ermöglicht. Zudem sind für die Beschleunigungsspannung, den Spiegel und die MCPs jeweils separate Hochspannungsanschlüsse vorhanden, wodurch sich zusätzliche Einstellmöglichkeiten ergeben, um den Detektor bezüglich Fokussierung und Verstärkung an die jeweiligen Strahlparameter des Experimentes zu optimieren. Abbildung 3.10 zeigt ein Foto sowie die Konstruktionszeichnung eines dieser Detektoren.

In kombinierten E-ToF-Messungen zur Massenidentifikation wird häufig lediglich ein Time-Pickoff-Detektor dieser Bauart benötigt, der das Start Signal für die Flugzeitmessung erzeugt. In diesem Fall wird die Messung durch das Zeitsignal beim Eintreffen des Teilchens im Energie-Detektor gestoppt. Im Gegensatz zu Ionisationsdetektoren reichen jedoch die vergleichsweise langsamen Signal-Anstiegszeiten der CLTDs in der Größenordnung von einigen 10 μs für eine Zeitmessung mit einer Präzision von einigen 100 ps nicht aus. Daher wurde in dem hier vorgestellten E-ToF-System die Flugzeit, unabhängig von den CLTDs, mittels zwei baugleicher Time-Pickoff-Detektoren bestimmt. Hierzu wurde neben dem von P. Wastyn gebauten Prototyp ein Nachbau in der Werkstatt des Instituts für Physik der Universität Mainz gefertigt.

Dieses ToF-Detektor-System kam in Messungen am Tandem-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik in Heidelberg (Kapitel 6.2) und am UNILAC Beschleuniger der GSI (Kapitel 7.1) zum Einsatz. In den abschließenden Messungen dieser Arbeit am Zyklotron-Beschleuniger der Universität Jyväskylä in Finnland (Ka-

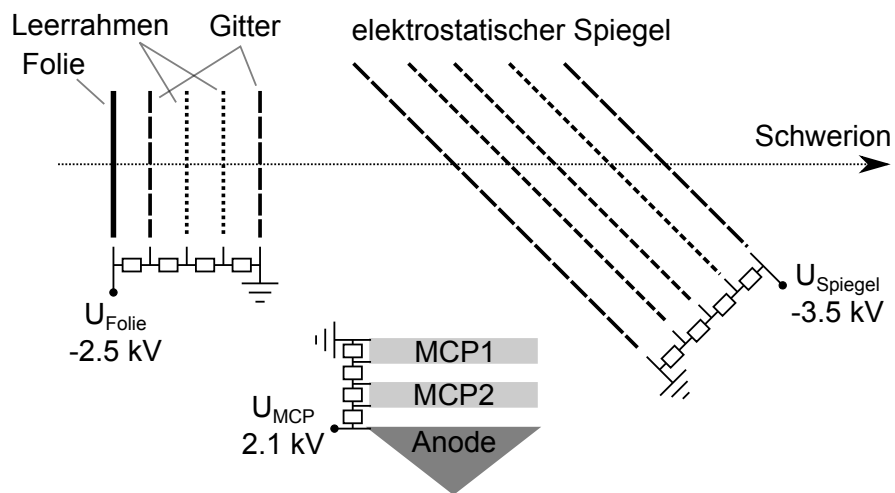


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Hauptkomponenten eines der hier verwendeten Time-Pickoff-Detektoren. Zur Beschreibung siehe Text.

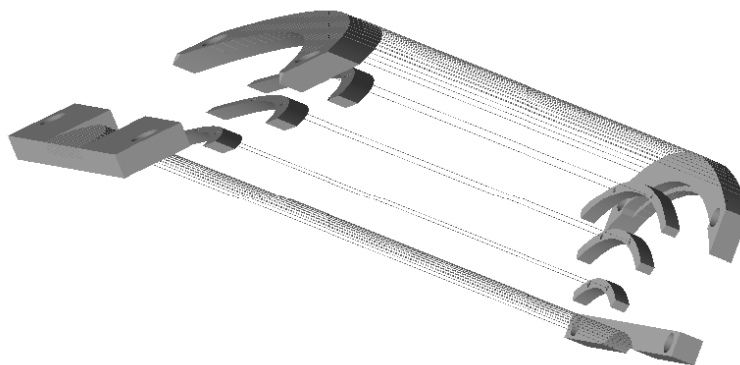


Abbildung 3.9: Zylindrischer elektrostatischer Spiegel eines Time-Pickoff-Detektors. Die Anodendrähte sind zwischen bogenförmigen Halterungen gespannt, die jeweils auf unterschiedlichem elektrischen Potential liegen (siehe schematische Darstellung in Abbildung 3.8).

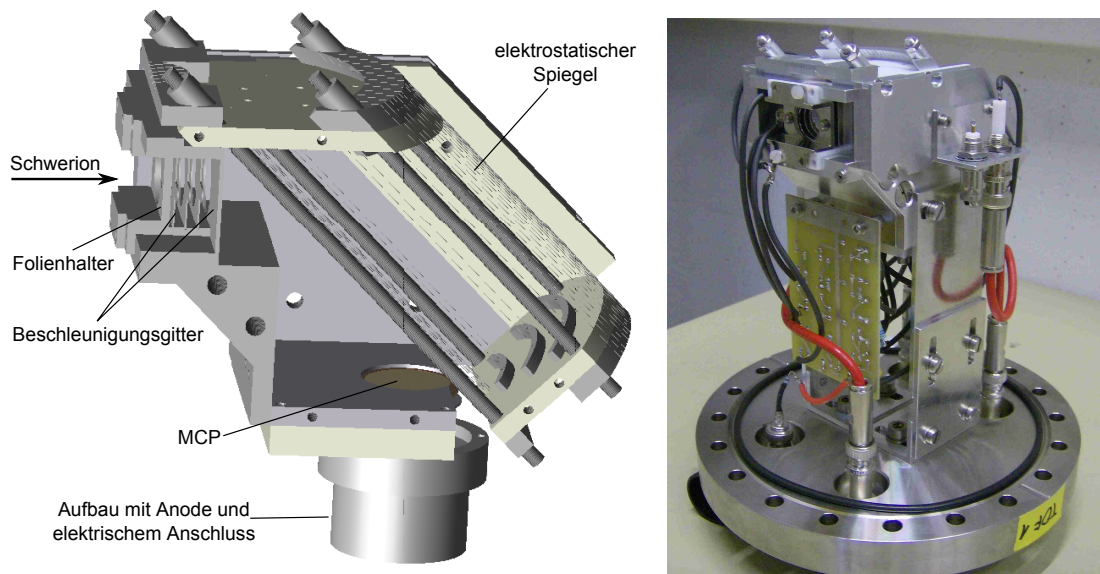


Abbildung 3.10: (a): Schematische Darstellung eines Time-Pickoff-Detektors. Zur besseren Einsicht in den Detektor wurde eine Seitenwand entfernt. Für Details siehe Text; (b): Foto des realen Detektor-Aufbaus, montiert auf einem Standard CF-150-Flansch.

pitel 7.2) jedoch wurde ein dort entwickeltes und über viele Jahre hinweg für den Schwerionennachweis optimiertes ToF-Detektor-System verwendet. Dieses ähnelt vom Aufbau und der Funktionsweise den oben beschriebenen Detektoren, mit dem einzigen wesentlichen Unterschied, dass zwei flache Gitter in der Form eines Plattenkondensators als elektrostatischer Spiegel anstatt der oben beschriebenen zylindrischen Form verwendet werden [T⁺01]. Zur Unterscheidung zum „Wastyn“-Detektor wird dieses ToF-Spektrometer im Folgenden als „JYFL“-ToF-Detektor bezeichnet.

Kapitel 4

Messelektronik und Datenaufnahme

4.1 Temperaturstabilisierung und Signalauslese der CLTDs

4.1.1 Verschaltung der Elektronik

Die Umwandlung von thermischen Signalen der CLTDs in Spannungssignale wurde bereits in Abschnitt 2.3.3 diskutiert. Abbildung 4.1 zeigt die Verschaltung der Elektronik zum Betrieb eines CLTD sowie zur Signalauslese und Aufnahme der $R(T)$ -Kennlinien.

Die Detektorspannung wird über einen rauscharmen Vorverstärker DLPVA-S der Firma Femto ausgelesen. Durch eine an diese Detektoren angepasste integrierte Spannungsquelle, mit einem Lastwiderstand von $R_L = 5.6 \text{ M}\Omega$, erzeugt dieser zugleich den konstanten Meßstrom für den Detektor. Mittels eines Potentiometers lassen sich Detektorströme im Bereich von $0.1 - 1.0 \text{ }\mu\text{A}$ einstellen. Darüber hinaus verfügt der Verstärker über einen AC- und einen DC-Ausgang, um die entsprechenden Anteile der Detektorspannung separat verstärken und auslesen zu können. Über den AC-Ausgang werden die Spannungssignale beim Teilchennachweis ausgelesen und mit in einer FPGA-Karte integrierten ADCs digitalisiert¹ (siehe Abschnitt 4.3), während der DC-Anteil zur Temperaturstabilisierung der Detektoren oder des Kältebades sowie zur Aufnahme von $R(T)$ -Kennlinien verwendet wird.

4.1.2 Temperaturstabilisierung der CLTDs

Das Prinzip der Temperaturstabilisierung der einzelnen CLTD-Pixel und des Kältebades mittels PID-Reglern ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Regler liest die

¹FPGA = „Field Programmable Gate Array“, ADC = „Analog-to-Digital Converter“

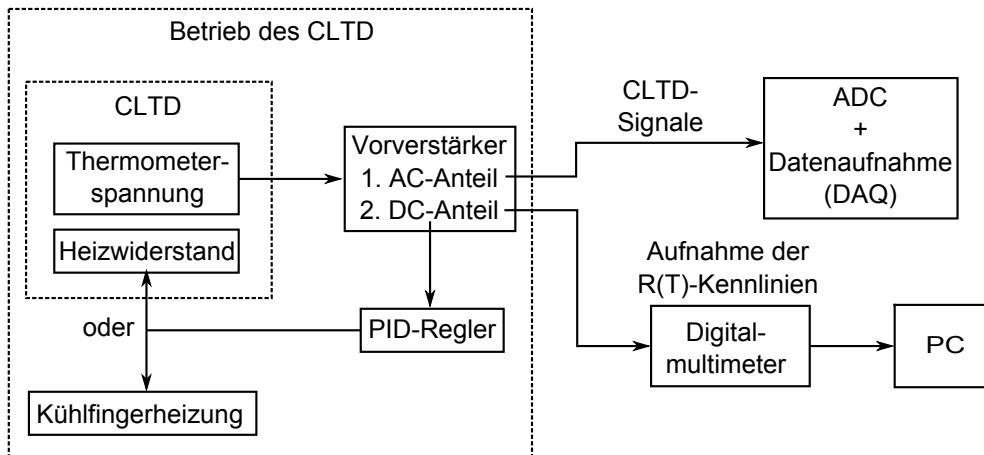


Abbildung 4.1: Schaltplan für die Signalauslese und Temperaturstabilisierung der CLTDs. Die Verschaltung des Detektorwiderstandes wurde bereits in Abschnitt 2.3.3 diskutiert, während die Datenaufnahme später beschrieben wird (Abschnitt 4.3).

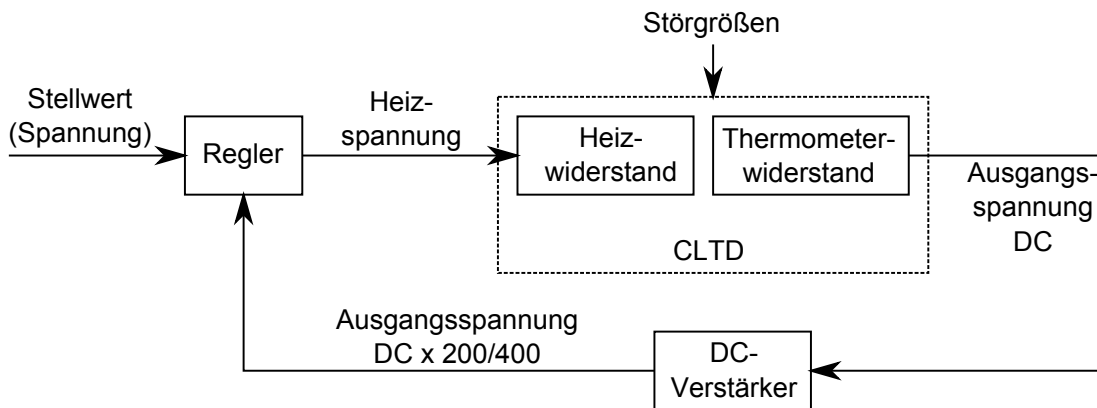


Abbildung 4.2: Blockschema eines Regelkreises mit einem CLTD als Regelstrecke zur Temperaturstabilisierung des Detektors [Ech07].

vom Verstärker ausgegebene Detektorspannung aus und ändert entsprechend die am Heizwiderstand anliegende Spannung und somit die Detektortemperatur, bis die verstärkte DC-Spannung den gewünschten Wert (Stellwert) erreicht hat. Der Heizwiderstand kann in diesem Fall entweder der des Kühlfingers (Kältebad) oder der des Detektorpixels sein. Eine ausführliche Beschreibung dieser Prozedur findet sich in [Ech07]. Zur Regelung der Kühlfingertemperatur wurde ein analoger PID-Regler vom Typ LR-130 der Firma Linear Research benutzt, während die Spannungen an den Heizleitern der einzelnen CLTDs über ein FPGA-basiertes PID-System geregelt wurden. Die Implementierung der Regler auf der FPGA-Karte (NI-PXI-7833R) erfolgte dabei mit der Software „LabView FPGA Module“ der Firma National Instruments, unter Verwendung des PID-Algorithmus aus der Standardbibliothek des Moduls. Mit einer dieser FPGA-Karten lässt sich, begrenzt durch die Anzahl an analogen Ein- und Ausgängen, die Temperatur von bis zu 8 Detektoren simultan regeln.

4.2 Verschaltung und Auslese der Flugzeit-Detektoren

Abbildung 4.3 zeigt die Verschaltung zur Auslese der ToF-Detektor-Signale. Die MCP-Signale werden zunächst jeweils über einen schnellen Vorverstärker ausgelesen und auf verschiedene Eingänge eines Diskriminators (CFD) gegeben. Dieser konvertiert die analogen Eingangspulse in logische Trigger-Signale und gibt sie jeweils auf den Start- und Stopp-Eingang eines Time-to-Amplitude Converters (TAC). Der TAC erzeugt ein analoges Ausgangssignal, dessen Amplitude linear von der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopp-Signal abhängt, welches wiederum von einem Analog-to-Digital Converter (ADC) ausgelesen und in digitale Daten umgewandelt wird. Diese werden schließlich vom Datenaufnahmesystem aufgenommen und gespeichert.

Optional können zwischen den Diskriminator-Ausgängen und den Eingängen des TAC zusätzliche längere Kabel (Delay) eingefügt werden, um die Signallaufzeiten entsprechend zu verlängern. Dies erlaubt eine Anpassung der Zeitdifferenz zwischen den beiden Trigger-Signalen an den jeweiligen Messbereich des TAC und ermöglicht darüber hinaus, den von der Ionen-Flugbahn aus gesehen hinteren Time-Pickoff-Detektor als Start-Referenz für die Flugzeitmessung zu nutzen. Mit dieser Methode lässt sich, insbesondere bei stark divergierenden Strahlen, bei denen die Unterschiede in der Zählrate zwischen vorderem und hinterem Time-Pickoff-Detektor mehrere Größenordnungen betragen können, die Anzahl an Ereignissen, bei denen lediglich einer der beiden Detektoren ein Teilchen nachgewiesen hat, drastisch reduzieren. Somit werden die Totzeit des TAC sowie die Menge an aufgezeichneten, jedoch nicht auswertbaren Daten deutlich reduziert.

In Abschnitt 3.3 wurde bereits erwähnt, dass in dieser Arbeit zwei unterschiedliche ToF-Detektor-Systeme zum Einsatz kamen. Im ersten System (Wastyn-ToF-Detektor) wurden zum Auslesen der MCP-Signale zum einen an der technischen Hochschule Darmstadt entwickelte schnelle Stromverstärker CSTA2 [M⁺00] und zum anderen Ortec Fast Preamplifier 9326 verwendet. Erstere kamen in den Messungen in Heidelberg (Kapitel 6.2) zum Einsatz, während in den Messungen bei der GSI (Kapitel 7.1) die Ortec Verstärker benutzt wurden. Die Erzeugung der Trigger und Bestimmung der Zeitdifferenz zwischen den Signalen erfolgte in beiden Messungen über einen Octal Constant-Fraction Discriminator CF8000 der Firma Ortec und einen Time-to-Amplitude Converter Tennelec TC 862. Um eine einfache Integration der ToF-Datenaufnahme in die der CLTDs (Abschnitt 4.3) zu ermöglichen, wurden die TAC-Signale mit einem NI-9201-ADC der Firma National Instruments digitalisiert.

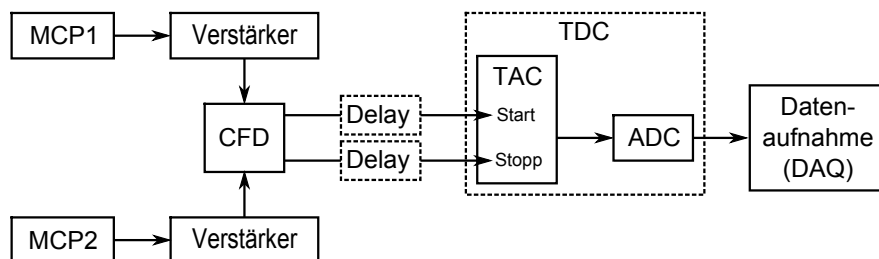


Abbildung 4.3: Verschaltung der Elektronik zur Signalauslese der Flugzeit-Detektoren. Die Kombination aus TAC und ADC kann als ein Time-to-Digital Converter (TDC) betrachtet werden.

Die bei den Messungen an der Universität in Jyväskylä (Kapitel 7.2) eingesetzten ToF-Detektoren wurden von den dort ansässigen Kollegen entwickelt und betrieben [T⁺01]. Die Signalauslese der MCPs erfolgte dabei durch eigens für diese Detektoren gebaute und an deren Charakteristika angepasste Vorverstärker. Zur Weiterverarbeitung der Signale wurden ein Ortec Quad CFD 935, ein Ortec 566 TAC und ein Silena 7423/UHS ADC verwendet.

4.3 Die Datenaufnahme

Abbildung 4.4 zeigt die Verschaltung der DAQ-Elektronik² zur Auslese der verstärkten CLTD-Signale sowie der TAC-Signale aus der Flugzeitmessung. Das Kernstück der Datenaufnahme bildet eine FPGA-Karte des Typs NI-PXI-7833R oder NI-PXI-7852R der Firma National Instruments. Beide Karten verfügen jeweils über 8 analoge Eingänge mit integrierten 16-Bit-ADCs, über die die verstärkten CLTD-Signale ausgelesen werden. Durch die vergleichsweise langsamen Zeitkonstanten der CLTDs, mit Anstiegszeiten von etwa $35 \mu\text{s}$ und Abfallszeiten von ca. $150 \mu\text{s}$, ist es möglich, jeweils die komplette Signalform mit der maximalen Abtastrate der ADCs von 200 kHz (PXI-7833R) bzw. 750 kHz (PXI-7852R) pro Eingangskanal aufzuzeichnen. Die Aufnahme verläuft selbsttriggernd, d.h. wie bei einem Flash-ADC (FADC) werden die Amplituden an den analogen Eingängen der Karte permanent abgetastet und in einen internen Buffer geschrieben. Ist der Buffer voll, wird bei jedem Messzyklus das erste Element im Buffer entfernt und das neue an dessen Ende gesetzt. Die Größe des Buffers ist dabei typischerweise an eine Signallänge von ca. 5 ms angepasst. Überschreitet die Signalspannung eine definierte Schwelle, wird ein Trigger ausgelöst und die gesammelten Daten im Buffer werden über ein Glasfaserkabel an einen PC weitergegeben und dort weiterverarbeitet bzw. gespeichert. In einer späteren Analyse werden die CLTD-Signale offline digital gefiltert, was eine Reduzierung des Baseline Noise und somit

²DAQ = „data acquisition“ = Datenaufnahme.

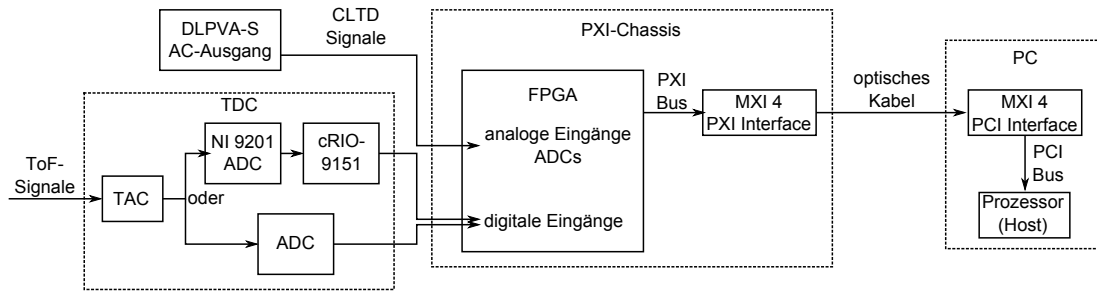


Abbildung 4.4: Verschaltung der Elektronik zur Datenaufnahme für die CLTDs und Flugzeit-Detektoren. Die Auslese der Detektorsignale wird in den Abschnitten 4.1.1 und 4.2 beschrieben.

eine Verbesserung der Energieauflösung ermöglicht. Die Prozedur des digitalen Filterns ist in [KB04] beschrieben.

Die Auslese der TDC-Daten der ToF-Detektoren erfolgt über digitale Eingänge der FPGA-Karte. Bei den ersten Messungen in Heidelberg und bei der GSI wurde ein NI-9201-ADC verwendet, das den TAC-Ausgang, analog zu der oben beschriebenen Prozedur, permanent mit einer Rate von 500 kHz abtastet und die Daten beim Auslösen eines Triggers aufgezeichnet. Werden lediglich die Flugzeit-Detektoren ausgelesen, so wird bei Überschreiten einer Trigger-Schwelle am TAC-Ausgang getriggert, während die Aufzeichnung der TDC-Daten bei kombinierten E-ToF-Messungen durch Auslösen eines der CLTD-Trigger erfolgt. In letzterem Fall werden somit lediglich ToF-Events aufgezeichnet, die in Koinzidenz mit einem CLTD-Pixel detektiert werden. Die Verbindung zwischen dem NI-9201-ADC und der FPGA-Karte wird durch ein Expansion Chassis cRIO-9151 hergestellt.

Die Steuerung der FPGA über einen PC (Host) sowie der Datentransfer von der FPGA zum Host erfolgen über ein optisches Kabel und eine NI-PXI-PCI8336 MXI-4-Brücke. Die FPGA-Karte ist dabei in ein NI-PXI-1036 Chassis eingebettet. Neben der Implementierung der DAQ, wurde auf der Host-Seite auch ein Online-Analyse Programm zur Darstellung und Analyse von Energie-, Flugzeit- und Massen-Histogrammen sowie von 2-dimensionalen Energie-Flugzeit-Spektren erstellt. Sowohl die Datenaufnahme als auch das Online-Analyse Programm wurden mit der Software „LabView“ von National Instruments geschrieben.

Bei den abschließenden Messungen in Finnland wurde die CLTD-DAQ in die dort bereits vorhandene, ebenfalls FPGA-basierte ToF-Datenaufnahme integriert. Hierbei wurden die TAC-Amplituden mit einem Silena-ADC 7423/UHS digitalisiert und ebenfalls über die digitalen Eingänge der FPGA-Karte ausgelesen. Im Gegensatz zu der oben beschriebenen Prozedur, werden in diesem Fall auch bei

den E-ToF-Messungen alle Ereignisse der Flugzeit-Detektoren aufgezeichnet. Ein zu jedem Event mitgeschriebener Zeitstempel, der mit einer in der FPGA-Karte integrierten 40 MHz-Uhr erzeugt wird, ermöglicht dabei die zeitliche Zuordnung der korrelierten Energie- und Flugzeit-Signale. Die Integration der CLTD-DAQ in das dort verwendete Datenaufnahme-System wurde von M. Rossi, Mitarbeiter des Instituts für Physik der Universität Jyväskylä, durchgeführt.

Kapitel 5

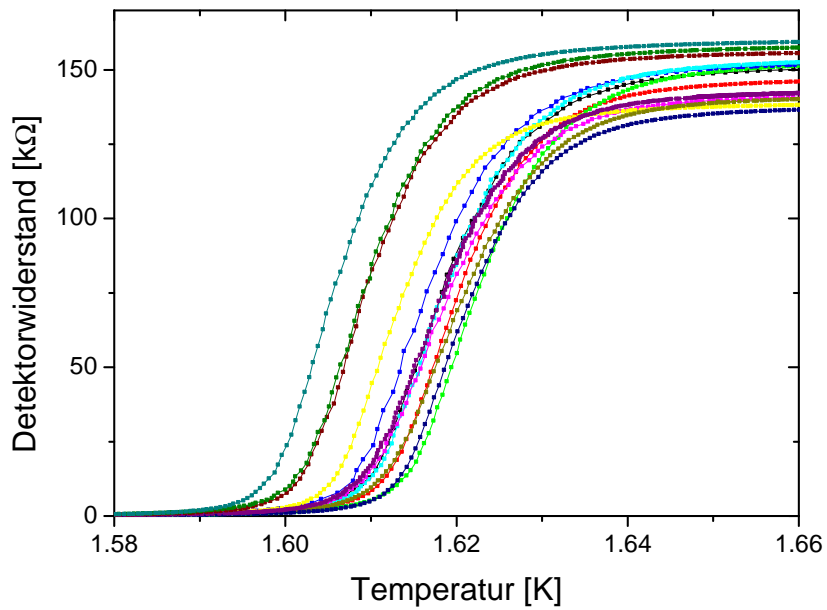
Charakterisierung und Test der CLTDs mit α -Teilchen

In den folgenden Abschnitten werden die Messungen zur Charakterisierung der CLTDs, d.h. die Untersuchungen der grundlegenden Eigenschaften der Detektoren, vorgestellt und diskutiert. Dazu gehören die Aufnahme von Widerstands-Temperatur-Kennlinien der Phasenübergangsthermometer, die Bestimmung der Wärmekapazitäten der einzelnen CLTDs sowie die Untersuchung des Verhaltens der Detektoren beim Nachweis von 5 – 6 MeV α -Teilchen.

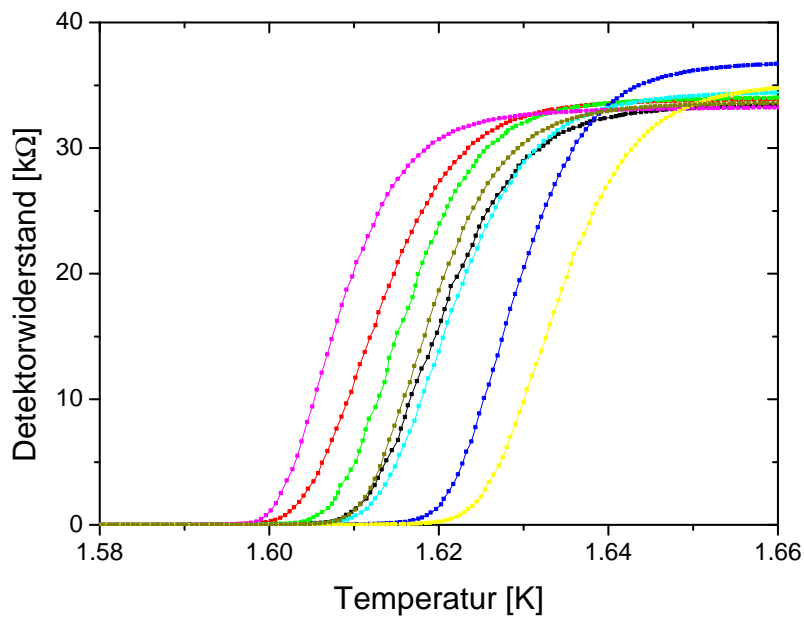
5.1 $R(T)$ -Kennlinien der Thermistoren

Die Charakteristika der schematisch in Abbildung 2.4 dargestellten Phasenübergänge vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand der TES haben entscheidenden Einfluss auf das Verhalten der CLTDs beim Teilchennachweis. Die Sprungtemperaturen T_c bestimmen die Temperaturen, bei der die Detektoren betrieben werden müssen, und haben somit auch entsprechend der Gleichungen 2.20 bis 2.22 Einfluss auf die Wärmekapazitäten der Detektoren im Betriebszustand. Die Wärmekapazitäten wiederum beeinflussen nach Gleichung 2.18, zusammen mit der jeweiligen Breite des Phasenübergangs δT , den dynamischen Bereich der CLTDs, d.h. den Energiebereich, in dem Teilchen mit hoher Auflösung und Linearität nachgewiesen werden können. Des Weiteren bestimmen die Steigungen dR/dT im Übergangsbereich die Sensitivität und die Linearität der Detektoren, entsprechend der Gleichungen 2.23, 2.37 und 2.38. Eine detaillierte Beschreibung der Messungen zur Aufzeichnung der $R(T)$ -Kennlinien findet sich in Anhang E. Im Folgenden werden lediglich die Resultate vorgestellt und diskutiert.

Die aufgenommenen Übergangskurven für 21 verschiedene CLTD-Pixel aus einer einzelnen Produktionscharge sind in Abbildung 5.1 zusammengestellt. Der



(a)



(b)

Abbildung 5.1: $R(T)$ -Kurven für unterschiedliche CLTD-Pixel mit (a) $5\ \mu\text{m}$ -Mäanderstrukturen und (b) $10\ \mu\text{m}$ -Mäanderstrukturen. Die Pixel wurden dabei von 2 Wafern und von jeweils unterschiedlichen Positionen auf diesen Wafern entnommen. Um Rauschbeiträge bei der Spannungsmessung zur Bestimmung der Detektorwiderstände zu reduzieren, wurden jeweils 10 Messpunkte gemittelt. Die Messpunkte sind zur besseren Übersicht mit Linien verbunden.

Detektor	Mäanderform	T_c [K]	δT [mK]	R_N [k Ω]	$\frac{\delta R}{\delta T}$ [$\frac{M\Omega}{K}$]
D6-1	5 μm	1.620(8)	10.2(5)	148.8(1)	7.4(4)
D6-2	5 μm	1.620(8)	11.0(6)	141.7(1)	6.6(3)
D7-1	5 μm	1.618(8)	11.0(6)	152.0(1)	6.9(4)
D7-2	5 μm	1.619(8)	10.9(5)	154.2(1)	7.1(4)
D8-1	5 μm	1.618(8)	10.8(5)	143.3(1)	6.6(3)
D8-2	5 μm	1.619(8)	11.1(6)	142.0(1)	6.4(3)
D9-1	10 μm	1.621(8)	10.1(5)	33.66(1)	1.69(8)
D9-2	10 μm	1.619(8)	9.2(5)	33.86(1)	1.86(9)

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der zur Charakterisierung von CLTDs wichtigen Parameter, die sich aus den Übergangskurven ergeben, für die 8 Pixel des Arrays. Die Mäanderform bezieht sich auf die Streifenbreite der jeweiligen TES. Zur Definition von R_N , T_c , δT und δR siehe Abbildung 2.4. $\frac{\delta R}{\delta T}$ ist die mittlere Steigung im Bereich δT . R_N wurde jeweils bei einer Temperatur von $T = 1.7$ K bestimmt. Der Fehler für R_N ergibt sich aus der Genauigkeit der Spannungsmessung und dem Fehler für T_c aus der Unsicherheit der Temperatursensor-Kalibrierung (siehe Anhang E). Die Breite δT wurde graphisch aus den $R(T)$ -Kurven extrapoliert. Der entsprechende Fehler wurde zu 5 % abgeschätzt. Der Fehler für $\frac{\delta R}{\delta T}$ ergibt sich aus den Fehlern für R_N und δT .

Vergleich mit den Vorgänger-Detektoren aus [Ech07] zeigt zunächst eine deutliche Reduzierung der Schwankungen in den Übergangstemperaturen T_c zwischen verschiedenen Pixeln von ehemals ~ 150 mK auf ca. 30 mK. Auch die Fluktuationen in den normalleitenden Widerständen R_N für Detektoren mit gleicher Mäanderstruktur haben sich von einem Faktor 2 auf lediglich 15 % reduziert. Der wichtigste Fortschritt jedoch ist die Verringerung der Übergangsbreiten ΔT um einen Faktor 2 bis 3 auf den gewünschten Bereich von ca. 10 mK (siehe Abschnitt 3.1.4). Die vergleichsweise geringen Streuungen im $R(T)$ -Verlauf der Supraleiter sowie die Homogenität der Übergänge sprechen für eine hohe Qualität des in Abschnitt 3.1.4 beschriebenen Fabrikationsprozesses bei der Herstellung der neuen CLTD-Pixel.

Anhand der in Abbildung 5.1 dargestellten Übergangskurven wurden 8 Pixel mit möglichst nahe zusammenliegenden Sprungtemperaturen T_c ausgewählt und in das neue CLTD-Array eingebaut. Um das Verhalten von CLTDs mit unterschiedlichen TES-Mäanderstrukturen auf potentielle Unterschiede zu untersuchen, wurden hierbei 6 Pixel mit $5\mu\text{m}$ -Mäanderstrukturen und 2 Pixel mit $10\mu\text{m}$ -Mäanderstrukturen verwendet. Die oben diskutierten Übergangscharakteristika für diese acht Detektoren sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die Werte zeigen die erwähnte geringe Streuung in den Übergangstemperaturen und -breiten sowie in den Widerständen und Widerstandsgradienten für gleiche TES-Mäanderstrukturen. Zu beachten ist, dass die $10\mu\text{m}$ -Strukturen trotz der geringeren

Widerstandsgradienten dR/dT gemäß Gleichung 2.23 die gleiche Sensitivität wie die $5\mu\text{m}$ -Strukturen besitzen. Für den Fall, dass die Energieauflösung durch elektronisches Rauschen begrenzt ist, kann jedoch mit höheren Signalamplituden für Detektoren mit höherem dR/dT (Gleichung 2.38) ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis und somit eine höhere Energieauflösung erreicht werden. Daher wurde das neue CLTD-Array bevorzugt aus Detektoren mit $5\mu\text{m}$ -TES-Mäandern zusammengesetzt.

5.2 Verhalten der CLTDs beim Nachweis von α -Teilchen

Eine einfache Möglichkeit, das Verhalten der CLTDs beim Nachweis von Ionen im niedrigen Energiebereich von einigen MeV zu testen, ist der Beschuss mit α -Teilchen. Neben der Überprüfung von Energieauflösung und Linearität ermöglicht die Analyse der Signalformen auch eine Bestimmung der Wärmekapazitäten der Detektoren und somit eine Abschätzung für deren dynamischen Bereich. Zu diesem Zweck wurde innerhalb des Kryostaten eine α -Quelle montiert, die so positioniert ist, dass sie sich oberhalb der im Kryostaten vorgesehenen Strahlachse befindet und unter einem Winkel von ca. 45° gegen die Detektoren geneigt ist (siehe Abbildung 3.7). Somit kann diese Quelle auch während Experimenten mit schwereren Ionen verwendet werden, ohne dass diese den Weg des Ionenstrahls blockiert. Die α -Quelle ist aus drei radioaktiven Isotopen (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) zusammengesetzt und wird daher im Folgenden des öfteren als „3-Isotope- α -Quelle“ bezeichnet. Eine detaillierte Beschreibung der Quelle bezüglich der genauen Zusammensetzung, Energiewerte und Quellen-Dicke findet sich im Anhang F.

5.2.1 Signalformen und Bestimmung der Wärmekapazitäten

Nach Gleichung 2.18 ermöglicht die Bestimmung der Wärmekapazitäten der Detektoren, zusammen mit den entsprechenden in Abschnitt 5.1 ermittelten Breiten der Phasenübergänge der TES, eine Abschätzung der maximalen Energieeinträge beim Nachweis von Schwerionen. Der größte Beitrag zur Gesamtwärmekapazität eines CLTD, nämlich der des Absorbers, kann anhand der Masse und der spezifischen Wärmekapazität aus der Debye-Gleichung 2.22 berechnet werden. Mit der vom Hersteller¹ angegebenen Dichte des Saphir-Kristalls von 3.98

¹CrysTec GmbH Kristalltechnologie, Berlin.

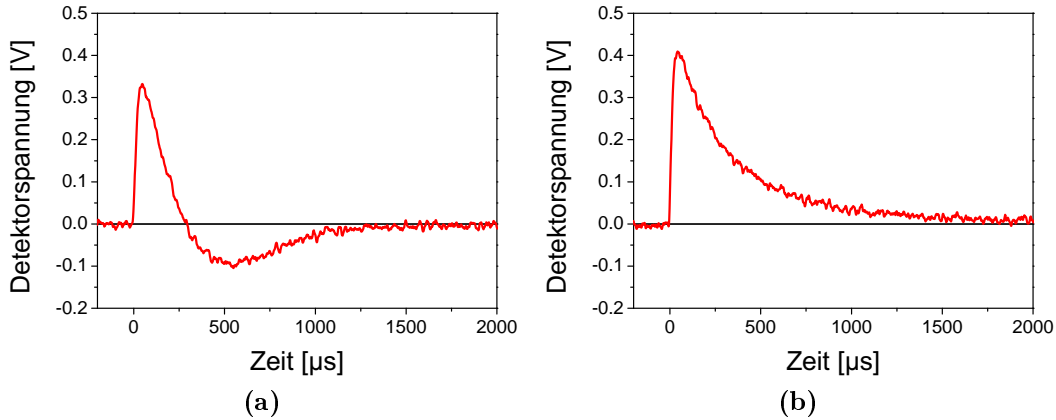


Abbildung 5.2: Einfluss der Temperatur-Reglung eines CLTD-Pixels auf die Signalform beim Nachweis eines 5.14 MeV α -Teilchens. Die Temperaturstabilisierung erfolgte dabei durch (a) die Pixelheizung und (b) die KF-Heizung. Die Verstärkung der Spannungssignale beträgt jeweils 4000 und der Bandpass des Verstärkers 10 Hz – 10 kHz.

g/cm^3 , der mittleren molaren Masse von 20.4 g/mol, der Größe des Absorbers von $3.000(15) \times 3.000(15) \times 0.430(25) \text{ mm}^3$ und einer Debye-Temperatur von $\Theta_D = 1037(5) \text{ K}$ [Rod07]² ergibt sich bei einer Detektor-Betriebstemperatur von $T = 1.620(8) \text{ K}$ eine Wärmekapazität des Absorbers von $C_{abs} = 5.5(4) \text{ nJ/K}$.

Alternativ lässt sich bei bekanntem Energieeintrag im Detektor beim Teilchennachweis dessen Wärmekapazität C aus dem in Abschnitt 2.3.3 diskutierten Spannungsverlauf anhand der Gleichungen 2.37 und 2.38 bestimmen. Zu beachten ist jedoch, dass die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene PID-Reglung über die Pixelheizung aufgrund der geringen Wärmekapazität des CLTD und der direkten thermischen Kopplung des Heizleiters an den Absorber zu einer Temperaturstabilisierung mit sehr kurzen Zeitkonstanten führt und folglich die Signalform modifiziert. Beim Betrieb über die KF-Heizung hingegen dämpfen die hohe Wärmekapazität des Kühlfingers und die thermische Kopplung zwischen Detektor und Kältebad den Reglereingriff und minimieren somit den Einfluss auf die Signalform. Abbildung 5.2 zeigt die Beeinflussung der Pulsform beim Nachweis eines α -Teilchens durch die unterschiedlichen Arten der Temperaturreglung. Während das Signal im Fall der KF-Heizung dem theoretischen Verlauf mit einem schnellen Anstieg und einem exponentiellen Abfall folgt, ist der Signalverlauf beim Betrieb über die Pixelheizung durch den Reglereingriff modifiziert.

Zur Bestimmung der Wärmekapazitäten aus dem Signalverlauf, wurden die Detektoren daher einzeln im KF-Heizungs-Modus betrieben. Zusätzlich wurden

²Rhoder gibt eine Zusammenstellung von mehreren Werten für Θ_D für einkristallines Saphir aus verschiedenen Literatur-Referenzen an. Für den hier angegebenen Wert wurde daraus ein Mittelwert mit der entsprechenden Streuung bestimmt.

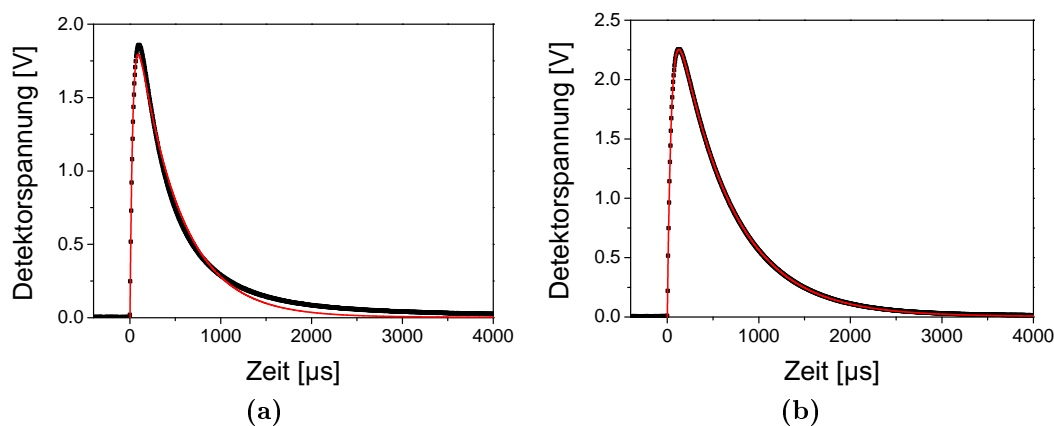


Abbildung 5.3: Über 2000 Einzelsignale gemittelte α -Signale (schwarz) für die Detektoren (a) D07-1 und (b) D07-2. Mit eingezeichnet sind die Fit-Funktionen (rot) gemäß Gleichung 2.37.

zum einen, um Einflüsse des Verstärker-Bandpasses zu minimieren, HMS ITHACO 1201 Verstärker mit einer oberen Grenzfrequenz von 400 kHz, statt der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen DLPVA-S Verstärker mit einer Maximalfrequenz des Tiefpasses von 30 kHz, eingesetzt und zum anderen, um Rauschbeiträge zu minimieren, jeweils 2000 α -Signale aufgenommen und gemittelt. Dennoch zeigten sich, abhängig vom jeweiligen Detektor, Unterschiede in den Signalformen zum theoretisch erwarteten Verlauf, wie Abbildung 5.3 anhand der Detektoren D07-1 und D07-2 exemplarisch verdeutlicht. Abbildung 5.3b zeigt eine gute Übereinstimmung des experimentell bestimmten mit dem theoretischen Signalverlauf, während sich in Abbildung 5.3a deutliche Unterschiede aufzeigen, die jedoch durch Einführen einer zweiten Zeitkonstante in der abfallenden Flanke entsprechend der Gleichung

$$\Delta U(t) = U_0 \cdot (0.5 \cdot \exp(-t/\tau_{eff,1}) + 0.5 \cdot \exp(-t/\tau_{eff,2}) - \exp(-t/\tau_{el})) \quad (5.1)$$

gut beschrieben werden können. Eine mögliche Ursache hierfür ist ein schnelles Abfließen eines Teils der beim Teilchennachweis eingetragenen Energie in ein System, das thermisch besser an den Detektor angekoppelt ist als das Kältebad und zudem über eine im Vergleich zum Detektor geringere, aber nicht zu vernachlässigende, Wärmekapazität besitzt. Ein solches System können die Klebertropfen an den Befestigungspunkten des Absorbers (siehe Abschnitt 3.2) darstellen. Die, aus der manuellen Fertigung resultierenden, starken Variationen in Größe und Form der Tropfen und somit in deren Wärmekapazität und thermischer Ankopplung an den Detektor erklären in diesem Fall auch die unterschiedlichen Abweichungen vom idealen Signalverlauf für die einzelnen Detektoren.

Detektor	Fitparameter				dR/dT [M Ω /K]	C [nJ/K]	E_{max} [MeV]
	U_0 [μ V]	τ_{el} [μ s]	$\tau_{eff,1}$ [μ s]	$\tau_{eff,2}$ [μ s]			
D6-1	646.0(32)	44.7(3)	583(1)	246(3)	8.3(2)	5.6(2)	350
D6-2	496.5(15)	40.6(2)	692(1)	288(2)	7.6(2)	6.6(2)	450
D7-1	576(10)	40.1(8)	627(5)	190(8)	7.7(2)	5.8(2)	400
D7-2	607.0(4)	45.6(1)	677(1)	506(2)	7.5(2)	5.3(2)	360
D8-1	531.2(3)	41.7(1)	610(1)	429(1)	7.2(2)	5.9(2)	400
D8-2	505.6(1)	39.8(1)	620(1)	525(1)	7.1(2)	6.1(2)	420
D9-1	129.4(8)	9.6(2)	503(2)	131(3)	1.8(1)	6.0(4)	380
D9-2	146.3(1)	9.0(1)	577(2)	474(2)	2.0(1)	5.9(3)	340

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der Parameter aus den Fits der CLTD-Signalformen nach Gleichung 5.1, der Widerstandsgradienten dR/dT im Arbeitspunkt der Detektoren, deren Wärmekapazitäten C und der Abschätzungen für die jeweiligen maximalen Energieeinträge E_{max} .

Tabelle 5.2 zeigt eine Zusammenstellung der Resultate aus den Fits der Spannungssignale der einzelnen Detektoren mit Gleichung 5.1. Neben den Fitparametern sind auch die aus den Übergangskurven bestimmten Widerstandsgradienten dR/dT im jeweiligen Arbeitspunkt³ der Detektoren aufgelistet. Aus diesen Parametern, dem Meßstrom von $I = 0.5 \mu\text{A}$ und der mittleren Energie der α -Teilchen von $E = 5.38(1)$ MeV ergeben sich nach Gleichung 2.38 die jeweiligen Wärmekapazitäten C der Detektoren und daraus, mit den Übergangsbreiten δT aus Tabelle 5.1, Abschätzungen für den maximalen Energieeintrag E_{max} eines jeden Detektors nach Gleichung 2.18.

Mit Ausnahme des Detektors D06-2 stimmen die bestimmten Werte für C innerhalb der Fehler mit der zu Beginn des Abschnitts berechneten Wärmekapazität des Absorbers von $C_{abs} = 5.5(4)$ nJ/K überein. Alles in allem zeigen die Resultate, dass die neu gefertigten Detektoren, bezüglich ihrer Wärmekapazitäten und der Charakteristika der Phasenübergänge ihrer TES, sehr gut an den gewünschten dynamischen Bereich von $E_{max} < 300$ MeV angepasst sind.

5.2.2 Pulshöhenspektren und Energieauflösungen

Die wichtigsten Eigenschaften der CLTDs sind ihre Energieauflösung und die Energie-Pulshöhen-Linearität. Hierbei bietet die Aufnahme von Pulshöhenspektren beim Beschuss mit α -Teilchen verschiedener Energien die Möglichkeit, beide Eigenschaften im Bereich niederenergetischer Teilchen zu untersuchen. Die ent-

³Als „Arbeitspunkt“ wird hier der Widerstandswert auf der $R(T)$ -Übergangskurve des TES bezeichnet, bei dem der Detektor im Betrieb stabilisiert wird.

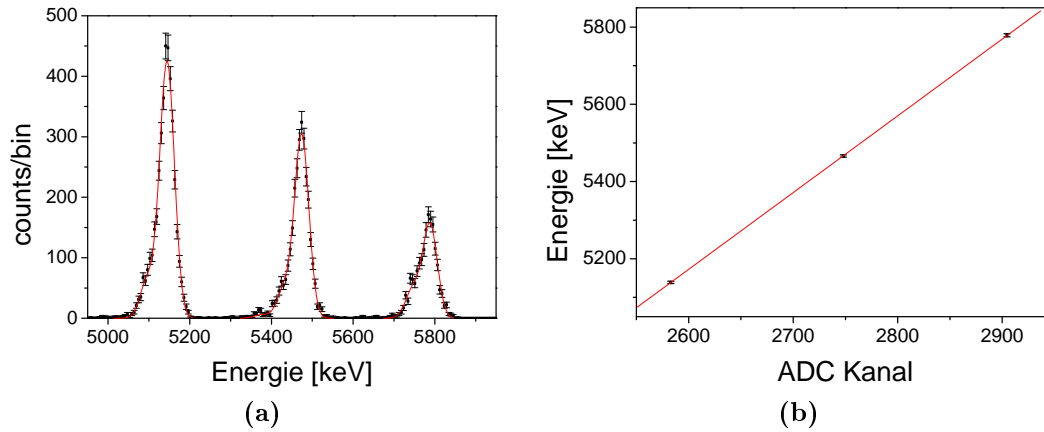


Abbildung 5.4: (a) Energiespektrum und (b) Energie als Funktion der Signalamplitude für den Detektor D6-1 beim Nachweis von α -Teilchen. Die Detektorsignale sind dabei um einen Faktor 2000 verstärkt. Zur Beschreibung der Fit-Funktionen in (a) siehe Text. Die Energiekalibrierung wurde durch den in (b) eingezeichneten linearen Fit (Ursprungsgerade) durchgeführt.

sprechende Verschaltung der Elektronik und der Datenaufnahme wurde bereits in Kapitel 4 diskutiert. Für die Tests mit α -Teilchen dienen die zu vermessenden Linien auch gleichzeitig als Kalibrierungslinien für die Detektoren. Abbildung 5.4 zeigt exemplarisch ein mit der 3-Isotope- α -Quelle aufgenommenes und bereits kalibriertes Pulshöhenspektrum für den Detektor D6-1 sowie den Graphen der zugehörigen Energiekalibrierung. In den Peaks des Energiespektrums sind Unterstrukturen mit den unterschiedlichen Nebenlinien eines jeden Isotops zu erkennen, auch wenn die Energieauflösung nicht ausreicht, um diese deutlich zu trennen. Zur Bestimmung der Peak-Positionen und der Detektorauflösung wurde daher jeder Peak mit einer Summe von mehreren Gauß-Kurven, deren relative Amplituden und Positionen den relativen Anteilen und Energien der Nebenlinien des jeweiligen Isotops (siehe Tabelle F.1) entsprechen, gemäß der Gleichung

$$y(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_i a_i \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_0 \cdot \frac{E_i}{\langle E \rangle_M}}{\sigma} \right)^2 \right\} \quad (5.2)$$

gefittet. Dabei sind A , x_0 und σ die Fit-Parameter, während a_i , $E_i = E_{Lit,i} - \delta E$ und $\langle E \rangle_M$ Konstanten, mit den für jedes Isotop entsprechenden Werten aus Tabelle F.1, sind. Aus den mittleren Peak-Positionen x_0 und den zugehörigen Energien $\langle E \rangle_M$ ergeben sich die Kalibrierungspunkte des Detektors und aus den Breiten σ die Detektorauflösung über $FWHM = 2.35 \cdot \sigma$.

Die Kalibrierungsgerade in Abbildung 5.4b zeigt eine hervorragende Linearität der CLTD-Pulshöhe als Funktion der eingetragenen Energie für α -Teichen in einem Energie-Bereich von $E < 6$ MeV. Kraft-Bermuth [KB04] hat in Untersu-

Detektor	ΔE [keV]	$\Delta E/E$ [10^{-3}]
D6-1	38(2)	7.1(4)
D6-2	38(1)	7.1(2)
D7-1	48(4)	8.9(7)
D7-2	37(1)	6.9(2)
D8-1	42(2)	7.8(4)
D8-2	44(3)	8.2(6)
D9-1	58(5)	10.9(9)
D9-2	44(2)	8.2(4)

Tabelle 5.3: Mittlere Energieauflösungen ΔE (FWHM) der einzelnen Detektoren des CLTD-Arrays beim Nachweis von α -Teilchen aus der 3-Isotope-Quelle aus Tabelle F.1.

chungen zur Pulshöhe beim Nachweis unterschiedlicher Ionensorten bei gleicher Energie mit ^{13}C -, ^{197}Au - und ^{238}U -Ionen zeigen können, dass die Pulshöhe der CLTDs unabhängig von der Teilchensorte ist. Daher ist davon auszugehen, dass die in Abbildung 5.4b dargestellte Linearität auch für schwerere Ionen in diesem Energiebereich zu beobachten sein wird.

In Tabelle 5.3 sind die erreichten Energieauflösungen der einzelnen Detektoren des CLTD-Arrays beim Beschuss mit α -Teilchen aufgelistet. Die Werte zeigen eine deutliche Verbesserung im Vergleich zu den Detektoren des Vorgänger-Arrays aus [Ech07], bei denen lediglich Auflösungen von $\Delta E = 150 - 240$ keV erreicht werden konnten. Diese Verbesserung ist auf die geringeren Übergangsbreiten der neuen TES und die damit verbundene höhere Sensitivität der Thermometer zurückzuführen. Des Weiteren kommen die erreichten Energieauflösungen beim Nachweis von α -Teilchen nahe an den besten mit dieser Art von Detektoren gemessenen Wert von $\Delta E = 30(2)$ keV [KB04] heran. Hierbei ist zu beachten, dass bei diesen Detektoren die Energieauflösung beim Nachweis von Teilchen im niedrigen MeV-Bereich durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis limitiert ist. Da die CLTDs aus [KB04] eine um einen Faktor 2 – 3 geringere Wärmekapazität im Vergleich zu den Detektoren in der vorliegenden Arbeit besitzen, können durch die höheren Signalamplituden bei geringerer Wärmekapazität (Gleichung 2.18) höhere Energieauflösungen erreicht werden. Der Vorteil höherer Wärmekapazitäten hingegen ist ein größerer dynamischer Bereich der Detektoren (siehe Abschnitt 5.2.1).

Zuletzt sei noch angemerkt, dass für den Nachweis von α -Teilchen Halbleiterdetektoren eine höhere Energieauflösung erreichen können, da die Verlustprozesse beim Teilchennachweis (siehe Abschnitt 2.5) für diese leichten Ionen keine große Rolle spielen. Die Eigenschaften der hier beschriebenen CLTDs, insbesondere die Wärmekapazitäten, sind jedoch nicht auf den Nachweis von α -Teilchen, sondern weitaus schwererer Ionen und vor allem für einen höheren Energiebereich von bis zu 300 MeV optimiert.

Kapitel 6

Detektor-Tests mit 30 – 100 MeV ^{32}S - und $^{63,65}\text{Cu}$ -Ionen

In den vorangegangenen Kapiteln wurden der Aufbau und die Funktionsweise der Energie- und Flugzeit-Detektoren sowie die Untersuchungen der Eigenschaften der neuen CLTDs, unter anderem beim Nachweis von α -Teilchen, vorgestellt und diskutiert. Die folgenden Kapitel befassen sich nun mit Untersuchungen beider Detektorsysteme beim Nachweis von schwereren Ionen bis hin zu ^{238}U , insbesondere bezüglich der Massenauflösung des E-ToF-Systems, sowie mit der Anwendung der Detektoren in Messungen zur Bestimmung von elektronischen Energieverlusten niederenergetischer Schwerionen in Materie.

In diesem Kapitel werden zunächst die Ergebnisse von Testmessungen vorgestellt, die am L6-Messplatz des 12 MV-Tandem-Beschleunigers am Max-Planck-Institut (MPI) für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt wurden. Hierbei bietet der Tandem mit einer relativen Energieunschärfe der Ionenstrahlen von $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$ [MPI12] ein hervorragendes Werkzeug zur Untersuchung der Detektoraufösungen in einem erwarteten Bereich der relativen Energieauflösungen von $\Delta E/E = 10^{-3} - 10^{-2}$.

6.1 Energiemessungen mit 30 – 100 MeV ^{32}S -Ionen

Die ersten Untersuchungen des Verhaltens der neuen CLTDs beim Nachweis von Schwerionen erfolgten zunächst ohne Verwendung eines ToF-Detektors mit ^{32}S -Ionen in einem Energiebereich von $E < 100$ MeV. Ziel der Untersuchungen war in erster Linie die Bestimmung der Energieauflösungen der einzelnen CLTDs beim Nachweis von Teilchen unterschiedlicher Energie. Jedoch erlaubte die mehrfache Umstellung der Teilchenenergie seitens des Beschleunigers zusätzlich auch eine Überprüfung der Energie-Pulshöhen-Linearität der Detektoren in diesem Ener-

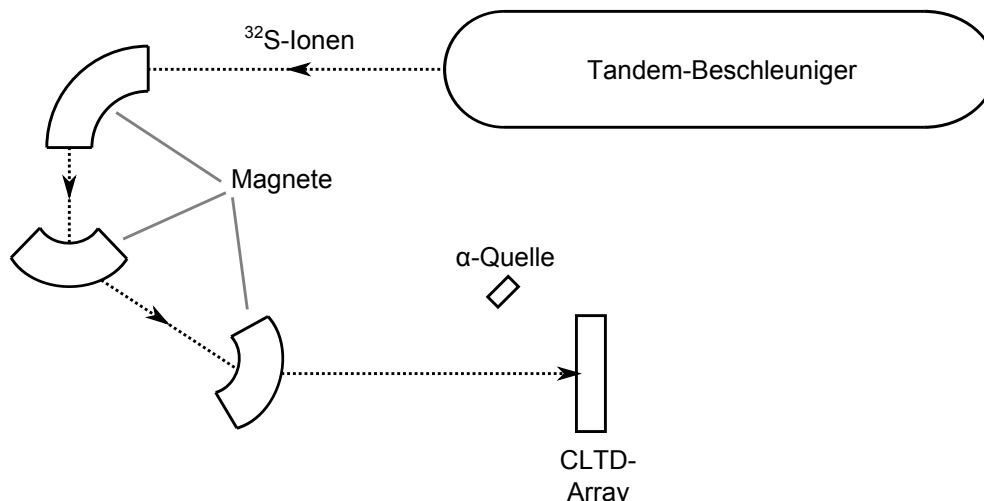


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Ionen-Pfades vom Beschleuniger zum CLTD-Array am Messplatz L6 der Beschleunigeranlage des MPI für Kernphysik. Die Ionen passieren mehrere Umlenkmagnete, bevor sie auf das CLTD-Array treffen. Die α -Quelle befindet sich innerhalb des Kryostaten und ist derart installiert, dass sie den Weg der Ionen nicht blockiert (siehe Abbildung 3.7).

Ladungszustand q	Energie [MeV]
9^+	101.96(10)
7^+	61.71(6)
5^+	31.50(3)

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Ladungszustände und Energien der ^{32}S -Ionen für die Untersuchungen der CLTD-Eigenschaften beim Nachweis schwerer Ionen am Tandem-Beschleuniger des MPI für Kernphysik in Heidelberg. Die relativen Fehler in den Ionen-Energien betragen jeweils 10^{-3} [Rep09].

giebereich.

Abbildung 6.1 zeigt schematisch den Weg der Ionen vom Beschleuniger zum Messplatz L6, an dem die Detektor-Tests durchgeführt wurden. Der erste Magnet hinter dem Beschleuniger dient der Energie-Stabilisierung des Strahls, während die beiden anderen Magnete die beschleunigten Ionen zu unterschiedlichen Experimentierplätzen umlenken. Das CLTD-Array wurde während dieser Messungen direkt mit monoenergetischen Ionenstrahlen, d.h. ohne den Einsatz von Absorber- oder Streufolien zur Manipulation der Strahlintensität oder -energie, beschossen. Tabelle 6.1 zeigt eine Zusammenstellung der Ionen-Ladungszustände und der entsprechenden Energien, bei denen die Untersuchungen durchgeführt wurden. Wie auch in allen anderen Messungen mit Schwerionen wurde die 3-Isotope- α -Quelle, mit den Werten aus Tabelle F.1, innerhalb des Kryostaten schräg vor dem CLTD-Array installiert (siehe Abbildung 3.7).

6.1.1 Energie-Pulshöhen-Linearität und Kalibrierung der CLTDs

In Abschnitt 2.5 wurden die Unabhängigkeit der Pulshöhe von der Art der nachgewiesenen Teilchen sowie der vergleichsweise lineare Zusammenhang der Signalamplitude als Funktion der eingetragenen Energie als zwei der wichtigsten Eigenschaften von CLTDs beschrieben. Beide Eigenschaften resultieren aus dem nahezu vollständigen Energienachweis der CLTDs, wobei die Linearität durch zusätzliche Faktoren beeinflusst wird. Diese sind zum einen die Linearität des TES-Widerstandsgradienten dR/dT und zum anderen die Temperaturstabilisierung der einzelnen Detektor-Pixel im CLTD-Array. Letzteres folgt aus der in Abschnitt 5.2.1 diskutierten Modifikation der Signalformen durch die kurzen Zeitkonstanten der Temperaturstabilisierung, insbesondere aus der Verringerung der Signalamplituden durch den Reglereingriff (siehe Abbildung 5.2), die unter Umständen nicht linear mit der Signalamplitude skaliert. Da sowohl die PID-Reglung als auch der Verlauf der Übergangskurven (Abbildung 5.1) individuelle Charakteristika der CLTD-Pixel sind, kann auch das lineare Verhalten für die einzelnen Detektoren unterschiedlich ausfallen.

Zur Untersuchung dieser Eigenschaft und zur Kalibrierung der Detektoren wurden die Peak-Positionen in den aufgenommenen Pulshöhenspektren als Funktion der Ionenenergie sowohl für die ^{32}S -Ionen vom Beschleuniger als auch für Teilchen aus der α -Quelle bestimmt. Da die Messungen mit den unterschiedlichen ^{32}S -Ionenenergien innerhalb eines Zeitraums von zwei Tagen durchgeführt wurden, musste für diese Betrachtungen der zeitliche Anstieg der Wärmekapazität der CLTDs durch Restgas-Kondensation (siehe Abschnitt 3.2) berücksichtigt werden. Hierfür wurden sämtliche gemessenen Signale innerhalb einer Messung mit einem Faktor skaliert, sodass die mittleren Signalamplituden der drei Linien aus der α -Quelle für alle Messungen übereinstimmen. Der relative Fehler dieser Korrektur ist durch die Genauigkeit bestimmt, mit der die Positionen der α -Linien in den Pulshöhenspektren bestimmt werden können, und liegt für die unterschiedlichen Messreihen und Pixel im Bereich von $(5 - 9) \times 10^{-4}$.

In Abbildung 6.2a ist die Ionenenergie E als Funktion der gemessenen Detektorpulshöhe x exemplarisch für eines der Detektor-Pixel dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind zwei Fits der Daten, einmal mittels einer Ursprungsgeraden $f_{lin}(x) = a_1x$ und einmal mittels des zur Detektorkalibrierung verwendeten Polynoms 3. Ordnung $f_{kal} = b_1x + b_2x^2 + b_3x^3$. Anhand der relativen Abweichungen der Messwerte von der Ursprungsgeraden $f_{lin}(x)$ lässt sich die Energie-Pulshöhen-Linearität des Detektors überprüfen (Abbildung 6.2b). Entsprechende Graphen für die restlichen CLTD-Pixel finden sich in Anhang B.1 (Abbildung B.1). Die

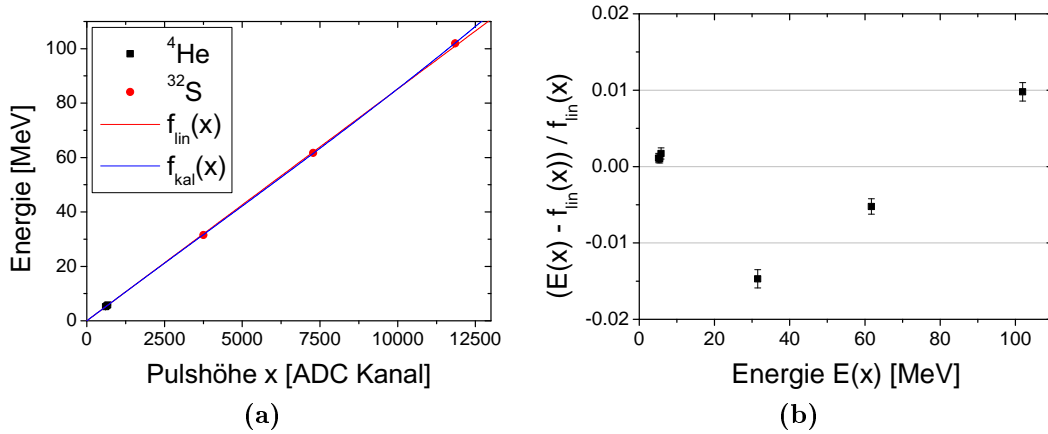


Abbildung 6.2: Energiekalibrierung und Darstellung der Energie-Pulshöhen-Linearität für den Detektor D6-1. (a): Teilchenenergie E als Funktion der Signalamplitude x des Detektors zusammen mit einem linearen Fit $f_{\text{lin}}(x)$ (Ursprungsgerade) und der Kalibrierungsfunktion $f_{\text{kal}} = b_1x + b_2x^2 + b_3x^3$. Der zeitliche Abfall der Signalamplituden durch Restgas-Kondensation wurde bereits korrigiert. Die 3 Werte bei 5 – 6 MeV gehören zu den Linien der α -Quelle, während die restlichen 3 Messpunkte mit ^{32}S -Ionen aufgenommen wurden. Die Fehler in der linken Darstellung sind kleiner als die Messpunkte. (b): Zugehörige relative Abweichung der Messpunkte $E(x)$ von der Ursprungsgeraden $f_{\text{lin}}(x)$ als Funktion der Teilchenenergie.

Fehler bei der Bestimmung der Messpunkte ergeben sich aus der relativen Unsicherheit, mit der die Teilchenenergien bekannt sind (0.1 %) und der oben diskutierten Pulshöhenkorrektur, deren Beitrag in der gleichen Größenordnung liegt. Die relative statistische Unsicherheit bei der Bestimmung der Peak-Positionen in den Pulshöhenspektren ist für diese Messungen $<10^{-4}$ und somit gegen die anderen Fehlerquellen vernachlässigbar.

Mit Ausnahme des Detektor-Pixels D8-2 liegen die relativen Abweichungen zu einem perfekt linearen Zusammenhang zwischen eingetragener Energie und Detektor-Pulshöhe, selbst für zwei unterschiedliche Teilchensorten mit Massen von 4 u und 32 u, für alle CLTDs bei maximal $\pm 1.5\%$. Dies zeigt, dass diese Detektoren im betrachteten Energiebereich von $E < 100$ MeV, bereits mit einer einzigen Kalibrierungslinie, anhand einer Ursprungsgerade mit einer Genauigkeit von ca. 3 % kalibriert werden können. Für eine höhere Präzision werden allerdings mehrere Kalibrierungspunkte benötigt, welche eine Anpassung an die Nicht-Linearitäten der Detektoren ermöglichen. In den in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen wurden hierfür, wie oben beschrieben, Polynome 3. Ordnung (ohne einen konstanten Term) verwendet. Bezüglich der vergleichsweise größeren Abweichungen vom linearen Verhalten für den Detektor D8-2 in Abbildung B.1 haben spätere Untersuchungen gezeigt, dass diese auf einen inhomogenen $R(T)$ -Verlauf im unteren Bereich der Übergangskurve des TES zurückzuführen sind.

6.1.2 Energieauflösung der CLTDs

Abbildung 6.3 zeigt eines der aufgenommenen Energiespektren aus den Messungen mit dem $^{32}\text{S}^{9+}$ -Strahl. Der $^{32}\text{S}^{9+}$ -Peak ($E_0 = 101.96$ MeV) ist dabei nochmals in einem vergrößerten Ausschnitt zusammen mit einem Gauß-Fit dargestellt. Ebenfalls erkennbar sind die Linien der α -Quelle, die in allen Messungen mit aufgezeichnet wurden, sowie ein Untergrund-Peak bei $E_1 = 81.11 \pm 0.06_{\text{stat}}$ MeV. Da das Verhältnis E_1/E_0 mit einer Abweichung von lediglich 0.7%, d.h. innerhalb der Fehlertoleranz der Energiekalibrierung, dem Verhältnis der Ladungsquadrate $q_1/q_0 = 8^2/9^2$ entspricht, kann der Peak bei E_1 eindeutig $^{32}\text{S}^{8+}$ -Ionen mit gleicher magnetischer Steifigkeit wie der des 9^+ -Zustandes zugeordnet werden. Diese Ionen entstehen durch Stöße mit Restgas im Strahlrohr und durch Schlitzstreuung an den Kollimatoren der Strahlführung.

Die aus den Pulshöhenspektren bestimmten relativen Energieauflösungen für alle CLTD-Pixel des Arrays sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. Ebenfalls aufgelistet sind die Beiträge des Baseline Noise ΔE_{noise} zur Energieauflösung. Diese wurden jeweils aus der vollen Halbwertsbreite der Amplitudenverteilung von Rauschsignalen, die während der laufenden Messungen aufgezeichneten wurden, bestimmt. Ein potentieller Beitrag der Strahlbreite zur gemessenen Energieauflösung kann aufgrund der angegebenen relativen Energieunschärfe des Beschleunigerstrahls von $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$ [MPI12] vernachlässigt werden. Die Werte aus Tabelle 6.2 zeigen, dass bei der niedrigsten untersuchten Energie ($E = 31.5$ MeV) die Energieauflösung aller 8 Pixel größtenteils durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) bestimmt wird. Während dies für die Detektor-Pixel D9-1 und D9-2, d.h. die Pixel mit geringerem TES-Widerstandsgradienten dR/dT (siehe Tabelle 5.2) und somit geringeren Signalamplituden, auch bei den beiden höheren Energien noch zu beobachten ist, trägt ΔE_{noise} für die restlichen Detektoren bei einer Energie von $E = 100$ MeV nur noch wenig zur Energieauflösung bei. Prinzipiell lässt sich das SNR und somit die Energieauflösung für kleine Energieeinträge durch eine Verringerung der Wärmekapazität der Detektoren, d.h. der Detektorfläche oder -dicke, erreichen (Gleichung 2.18). In beiden Fällen führt dies jedoch zu einer Verringerung des dynamischen Bereiches (siehe Abschnitt 5.2.1) und im ersteren Fall auch zu einer geringeren Raumwinkelabdeckung der Energie-Detektoren. Insgesamt zeigen die Resultate dennoch sehr gute Energieauflösungen für alle drei untersuchten Energien. Vor allem gehören die Werte bei $E = 100.96$ MeV mit relativen Auflösungen von $\Delta E/E = (1.8 - 3.3) \times 10^{-3}$ zu den besten, die bislang mit dieser Art von Detektoren erzielt wurden, und sind für die vergleichsweise niedrige Einschussenergie von 100 MeV bisher sogar unerreicht. Ein Vergleich mit Resultaten aus Vorgängerarbeiten zeigt, dass ähnliche Werte der

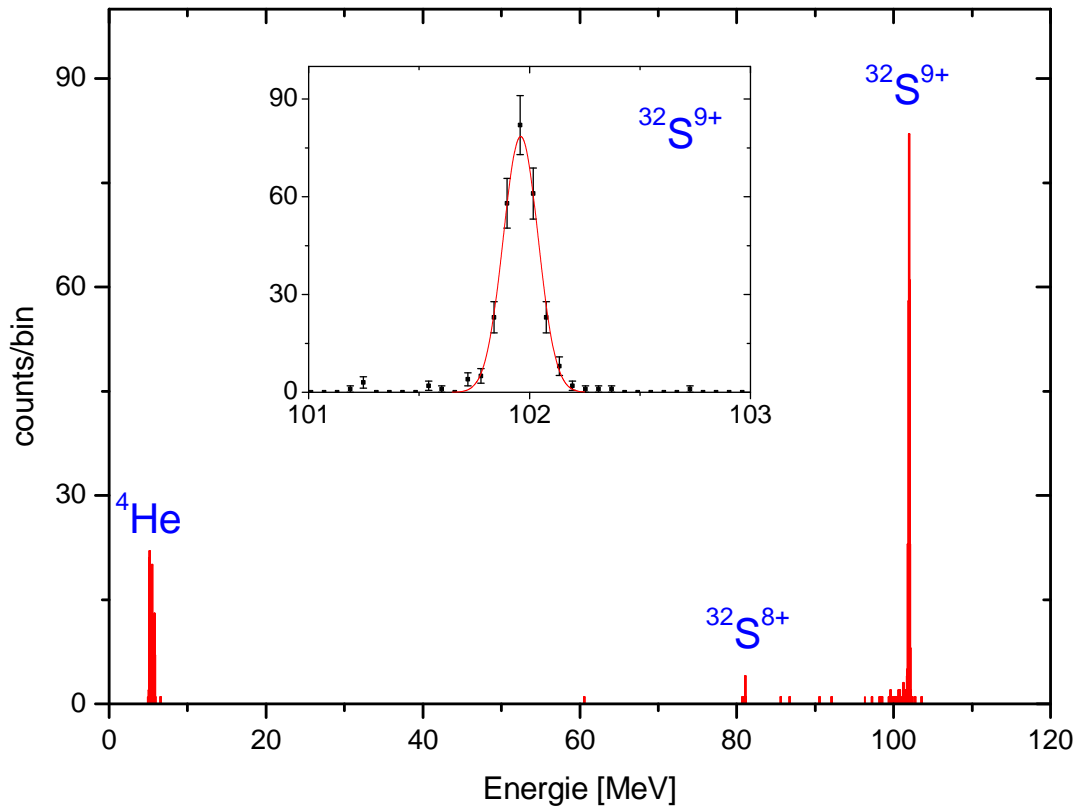


Abbildung 6.3: Energiespektrum des CLTD-Pixels D7-2 aus einer zeitgleichen Messung mit $^{32}\text{S}^{9+}$ -Ionen ($E_0 = 101.96$ MeV) und der α -Quelle. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt die $^{32}\text{S}^{9+}$ -Linie zusammen mit einem Gauß-Fit. Die relative Breite der Linie (Energieauflösung) beträgt $\Delta E(\text{FWHM})/E = 1.8(1)\times 10^{-3}$. Der Peak bei 81.11 MeV kann $^{32}\text{S}^{8+}$ -Ionen zugeordnet werden (siehe Text).

relativen Energieauflösung bislang lediglich bei höheren Energien erreicht werden konnten, wie für 278 MeV ^{58}Ni -Ionen ($\Delta E/E = 1.6\times 10^{-3}$) [Mei94], für 544 MeV ^{152}Sm -Ionen ($\Delta E/E = 1.6\times 10^{-3}$) [Ech07] und für 2.38 GeV ^{209}Bi -Ionen ($\Delta E/E = 1.8\times 10^{-3}$) [Kie93].

Unter der Annahme, dass die Energieauflösung von CLTDs aufgrund der geringen Verlustprozesse beim Teilchennachweis (siehe Abschnitt 2.5) nicht wesentlich von der Art der nachgewiesenen Teilchen abhängt, können mit diesen Detektoren die Werte aus Tabelle 6.2 prinzipiell auch für schwerere Ionen erreicht werden. Dies zeigt, dass für eine Massenbestimmung mit der E-ToF-Methode (siehe Abschnitt 2.7.1) im Bereich von 100 MeV alle 8 Pixel dieses Arrays das Potential besitzen, selbst schwerste Ionen mit $m \approx 300$ u mit einer Auflösung von $\Delta m < 1$ u aufzulösen. Dies gilt selbstverständlich unter der Voraussetzung einer adäquaten relativen Zeitauflösung des ToF-Spektrometers (nach Gleichung 2.47). Entsprechende Messungen mit ^{238}U -Ionen finden sich in Abschnitt 7.1.3.

CLTD-Pixel	ΔE_{noise} [keV]	$E = 31.50$ MeV		$E = 61.71$ MeV		$E = 101.96$ MeV	
		ΔE [keV]	$\Delta E/E$ [10^{-3}]	ΔE [keV]	$\Delta E/E$ [10^{-3}]	ΔE [keV]	$\Delta E/E$ [10^{-3}]
D6-1	104	138(6)	4.4(2)	197(8)	3.2(1)	253(10)	2.5(1)
D6-2	111	128(6)	4.1(2)	217(8)	3.5(1)	301(12)	3.0(1)
D7-1	120	172(6)	5.5(2)	234(8)	3.8(1)	310(10)	3.0(1)
D7-2	123	144(10)	4.6(3)	—	—	182(9)	1.8(1)
D8-1	106	143(7)	4.5(2)	—	—	215(9)	2.1(1)
D8-2	155	172(9)	5.5(3)	231(8)	3.7(1)	341(12)	3.3(1)
D9-1	199	229(8)	7.3(3)	272(11)	4.4(2)	288(10)	2.8(1)
D9-2	183	279(12)	8.8(4)	—	—	267(9)	2.6(1)

Tabelle 6.2: Absolute und relative Energieauflösungen aller CLTD-Pixel für Messungen mit ^{32}S -Ionen bei unterschiedlichen Energien. Ebenfalls aufgelistet sind jeweils die Mittelwerte des Beitrags des Baseline Noise ΔE_{noise} zur Energieauflösung aus den drei unterschiedlichen Messungen. Bei diesen und in allen folgenden Betrachtungen werden die Detektoraufösungen ΔE als volle Halbwertsbreite (FWHM) angegeben. Bei $E = 61.71$ MeV konnten für einige der Pixel keine Spektren aufgenommen werden, da es innerhalb der vorgesehenen Zeit zur Einstellung des Beschleuniger-Strahls nicht gelungen war, die Fokussierungsparameter dahingehend zu optimieren, dass das komplette Array ausgeleuchtet wurde. Die Breiten ΔE wurden jeweils aus Gauß-Fits bestimmt. Die Fehler ergeben sich dabei aus den jeweiligen Fit-Fehlern und einem Kalibrierungsfehler von 3 %.

6.2 Energie-Flugzeit-Messungen zur Massenidentifikation von 50 MeV $^{63,65}\text{Cu}$ -Ionen

In einer zweiten Messung am Tandem-Beschleuniger des MPI in Heidelberg wurde das CLTD-Array zusammen mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen „Wastyn“-ToF-Detektor getestet. Ziel dieser Messungen waren Untersuchungen und nach Möglichkeit Optimierungen der Auflösung des erstmals eingesetzten ToF-Spektrometers sowie des Auflösungsvermögens des kombinierten E-ToF-Systems bei der Massenbestimmung von 50 MeV ^{63}Cu - und ^{65}Cu -Isotopen anhand der in Abschnitt 2.7.1 beschriebenen Messmethode.

6.2.1 Experimentelle Details

Abbildung 6.4 zeigt schematisch den Experimentaufbau. Wie auch in den zuvor beschriebenen Messungen werden die monoenergetischen Ionen seitens des Beschleunigers über einige Magnete in Richtung des Detektor-Aufbaus umgelenkt. Die 50 MeV Cu-Ionen passieren zunächst den ToF-Detektor, mit einer Flugstrecke von $s = 1.217(3)$ m, und werden anschließend im CLTD-Array nachgewiesen. Die

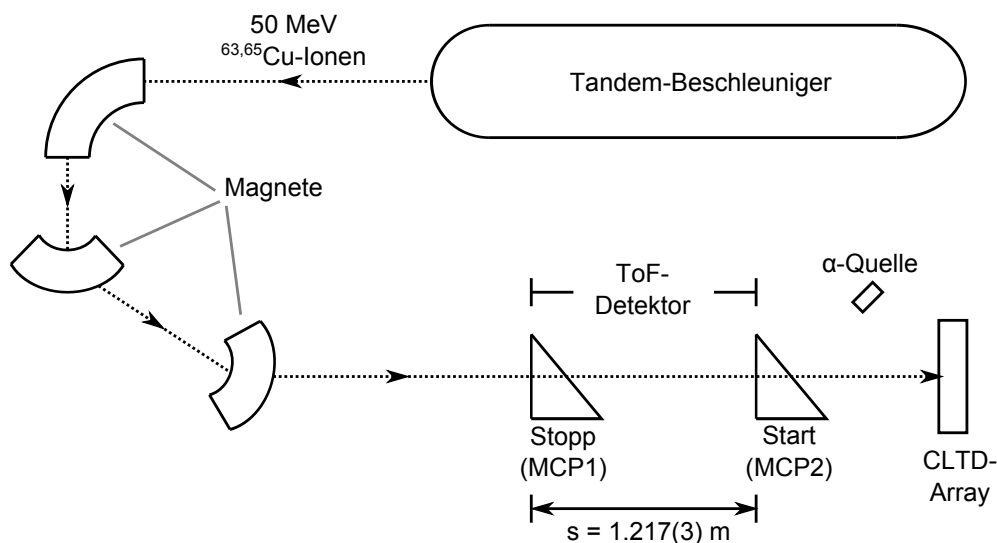


Abbildung 6.4: Schematischer Messaufbau für kombinierte E-ToF-Messungen am Tandem-Beschleuniger des MPI für Kernphysik in Heidelberg.

Flugstrecke s wurde mit einem Maßband aus dem Abstand der CF150-Kreuzstücke, in die die Time-Pickoff-Detektoren eingebaut sind, und aus den Positionen der Detektorfolien innerhalb des jeweiligen Kreuzstückes bestimmt. Um die Einflüsse der Folien der beiden Time-Pickoff-Detektoren auf die gemessenen Energie-, Flugzeit- und Massenaufösungen so gering wie möglich zu halten, wurden jeweils selbsttragende C-Folien mit einer Dicke von lediglich $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ eingesetzt. Diese, im Target-Labor der GSI hergestellten, Folien sind dabei auf Aluminium-Rahmen mit einer ovalen $12 \times 9 \text{ mm}^2$ großen Öffnung befestigt und ermöglichen somit eine Transmission der Ionen durch den ToF-Detektor in Richtung aller Pixel des $12 \times 6 \text{ mm}^2$ großen CLTD-Arrays. Schräg vor dem CLTD-Array befindet sich standardmäßig die 3-Isotope- α -Quelle.

Die Verschaltung der Elektronik zur Auslese der Detektoren wurde bereits in Kapitel 4 vorgestellt. Aufgrund der zu erwartenden Unterschiede in der Ionen-Zählrate zwischen den beiden Time-Pickoff-Detektoren wurden diese dabei so verschaltet, dass der hintere Detektor (MCP2) das Start- und der vordere Detektor (MCP1) das Stopp-Signal für die Flugzeitmessung liefern. Das Signal des vorderen MCP-Detektors wurde dementsprechend mit Kabel-Delays soweit verzögert, dass die zeitliche Differenz der beiden Signale $t_{TDC} = t_{stopp} - t_{start}$ im mittleren Bereich des eingestellten Messbereiches des TAC von 50 ns lag. Diese Methode reduziert die Trigger-Rate des ToF-Detektors und führt somit zum einen zu einer Reduktion der Totzeit der Datenaufnahme und erleichtert zum anderen die zeitliche Zuordnung koinzidenter Signale im Flugzeit- und Energie-Detektor.

Bei der Flugzeit- bzw. Energiemessung ist zu beachten, dass die Cu-Ionen beim Durchgang durch die Folien des ToF-Detektors einen Teil ihrer kinetischen Ener-

Ion	m [u]	E_{tan} [MeV]	$\delta E_{MCP1,2}$ [MeV]	E_{tof} [MeV]	E_{CLTD} [MeV]	t_f [ns]
$^{63}\text{Cu}^{9+}$	62.930	49.87(5)	0.16(2)	49.71(5)	49.55(6)	98.63(25)
$^{65}\text{Cu}^{9+}$	64.928	48.33(5)	0.16(2)	48.17(5)	48.01(6)	101.77(25)

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der Ionenparameter für die E-ToF Messungen. m = Projekttilmasse. Die Werte für m wurden bis zur 3. Nachkommastelle [LBN12] entnommen. Eine höhere Genauigkeit ist für diese Untersuchungen nicht erforderlich. E_{tan} = Ionenenergie seitens des Beschleunigers. Die Genauigkeit, mit der E_{tan} bekannt ist, beträgt 0.1% [Rep09]. $\delta E_{MCP1,2}$ = Energieverlust der Ionen beim Durchgang durch eine der C-Folien (MCP1 bzw. MCP2) des ToF-Detektors (berechnet mit SRIM [Zie13]). Aufgrund gleicher Foliendicke und der geringen Unterschiede in den Einschussenergien in die Folien sind die Energieverluste in beiden Folien δE_{MCP1} und δE_{MCP2} nahezu identisch und wurden hier gemeinsam als $\delta E_{MCP1,2}$ aufgelistet. Der Fehler ergibt sich aus der quadratischen Addition des Fehlers in der Foliendicke von 10% und der Unsicherheit bei der Berechnung der Stopping Power von 4.1% [Zie13]. $E_{tof} = E_{tan} - \delta E_{MCP1}$ = Energie innerhalb der ToF-Strecke und $E_{CLTD} = E_{tan} - \delta E_{MCP1} - \delta E_{MCP2}$ = Energie zwischen ToF- und Energie-Detektor. Die Fehler für E_{tof} und E_{CLTD} wurden aus der quadratischen Addition der Fehler von E_{tan} und $\delta E_{MCP1,2}$ bestimmt. t_f = Flugzeit innerhalb des ToF-Detektors, die nach Gleichung 6.1 bestimmt wurde. Der Fehler ergibt sich dabei nach der Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern von E_{tof} und der Flugstrecke s .

gie verlieren. Die entsprechenden Energieverluste δE_{MCP1} und δE_{MCP2} wurden bei der Analyse der Daten mit dem Simulationsprogramm SRIM [Zie13] berechnet.

Die unterschiedlichen Experimentparameter, d.h. die Massen, Energien und Flugzeiten der beiden untersuchten Cu-Isotope, sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Die Umrechnung zwischen Energie E_{tof} und Flugzeit t_f innerhalb des ToF-Spektrometers erfolgte nicht nur hier, sondern in sämtlichen Analysen in der vorliegenden Arbeit, über die relativistische Gleichung

$$E_{tof} = mc^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{s}{ct_f}\right)^2}} - 1 \right], \quad (6.1)$$

um, wenn auch minimale, Abweichungen durch eine nicht-relativistische Näherung von vornherein auszuschließen. Dabei sind wie üblich m die Masse des Projekttils, c die Lichtgeschwindigkeit und s die Flugstrecke.

Die Energiekalibrierung der CLTDs erfolgte wie in den zuvor beschriebenen Messungen über Linien bekannter Energie in den Pulshöhenspektren. Hierzu wurden die 3 Linien der α -Quelle ($E = 5 - 6$ MeV, Tabelle F.1) und jeweils die Linie

der zu untersuchenden monoenergetischen Cu-Ionen (E_{CLTD} aus Tabelle 6.3) verwendet. Aufgrund der geringen Anzahl an Kalibrierungspunkten wurden in diesem Fall die Detektoren anhand linearer Fitfunktionen kalibriert. Nach den Ergebnissen aus Abschnitt 6.1.1 muss dabei, wegen potentieller Nicht-Linearitäten der Detektoren, mit einem Kalibrierungsfehler von ca. 3 % gerechnet werden.

Auch für die Kalibrierung des ToF-Spektrometers wurden die bekannten Ionen-Energien und dementsprechend bekannten Flugzeiten der Ionen innerhalb der Flugstrecke verwendet. Die Zeitachse des TDC wurde anhand der Differenz in der Flugzeit zwischen den ^{63}Cu - und ^{65}Cu -Isotopen (siehe Tabelle 6.3) und der gemessenen Differenz der entsprechenden Linien in den TDC-Pulshöhenspektren kalibriert. Die ebenfalls für die Kalibrierung benötigte Differenz in den Signallaufzeiten des vorderen (t_1) und hinteren (t_2) Time-Pickoff-Detektors $t_0 = t_1 - t_2$ wurde aus den Absolutwerten der Ionen-Flugzeit t_f aus Tabelle 6.3 und der gemessenen Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopp-Signal $t_{TDC} = t_{stopp} - t_{start}$ für das jeweilige Cu-Isotop bestimmt. Da bei diesen Messungen der hintere Time-Pickoff-Detektor zum Starten und der vordere Detektor zum Stoppen der Flugzeitmessung verwendet wurden, ergibt sich die Flugzeit t_f eines Ions aus der gemessenen Zeitdifferenz t_{TDC} zu

$$t_f = t_0 - t_{TDC}. \quad (6.2)$$

6.2.2 Energie-Flugzeit Diagramme

Abbildung 6.5 zeigt in zwei unterschiedlichen Darstellungen die Intensitätsverteilung der gemessenen Energie und Flugzeit für Ionen, die koinzident im ToF-Detektor und in einem der CLTD-Pixel in der Messung mit dem $^{63}\text{Cu}^{9+}$ -Strahl nachgewiesen wurden. Auf der Energieachse wurde jeweils der mit SRIM berechnete Energieverlust δE_{MCP2} der Ionen in der C-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors zu der mit dem CLTD gemessenen Energie E_{CLTD} addiert. In der Darstellung 6.5a sind neben den Messdaten auch zwei Kurven jeweils konstanter Masse $E_{tof}(m, t_f)$ eingezeichnet, die sich nach Gleichung 6.1 für die beiden untersuchten Kupfer-Isotope ergeben. Zu beachten ist, dass diese Kurven keine Fits der Messdaten darstellen. Aufgrund der schmalen Energieverteilung der vom Tandem beschleunigten Ionen im Bereich von $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$ [MPI12] und der anschließenden Impuls-Filterung durch mehrere Umlenkmagnete (siehe Abbildung 6.4) wäre zunächst lediglich ein Peak ($^{63}\text{Cu}^{9+}$) im Energie-Flugzeit-Diagramm zu erwarten. Allerdings zeigen sich Ausläufer des $^{63}\text{Cu}^{9+}$ -Hauptpeaks sowie zusätzliche Peaks, die je nach Strahlfokussierung und betrachtetem CLTD-Pixel mehr oder weniger ausgeprägt sind. Diese zusätzlichen Strukturen in der

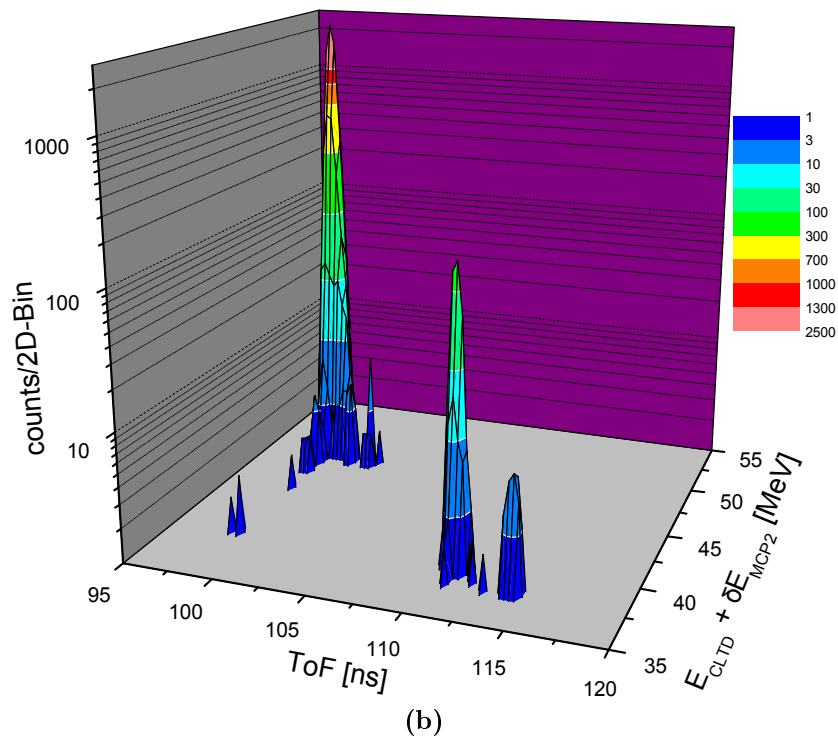
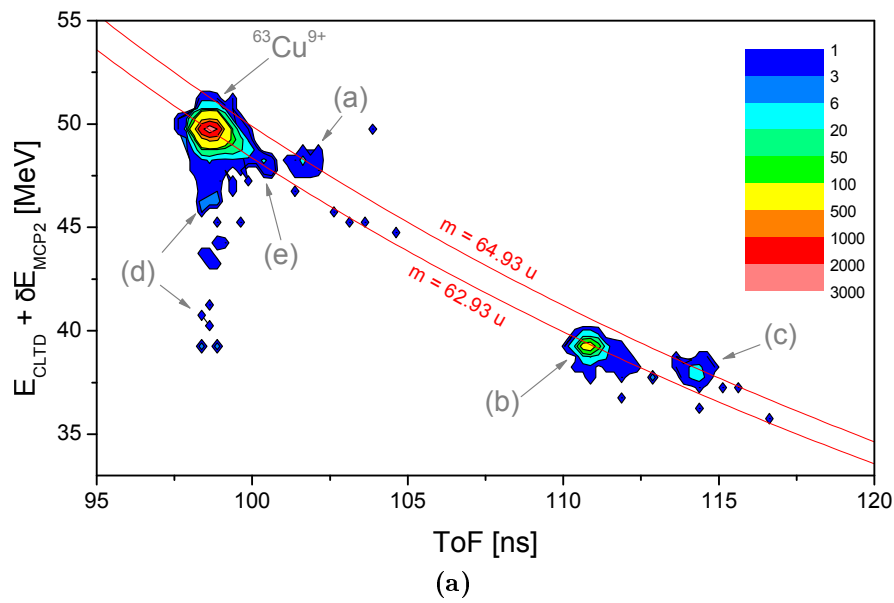


Abbildung 6.5: Energie-Flugzeit-Diagramme für Messungen mit dem $^{63}\text{Cu}^{9+}$ -Strahl. Auf der Y-Achse ist jeweils die mit dem CLTD-Pixel D9-1 bestimmte Energie E_{CLTD} zusätzlich des mit SRIM berechneten Energieverlustes δE_{MCP2} der Projektile in der Folie des Start-Zählers aufgetragen. Die X-Achse gibt die koinzident gemessenen Flugzeiten der Ionen im ToF-Detektor an. (a): 2-dimensionale (2D) Darstellung mit Intensitätsverteilung. (b): Darstellung als 3-dimensionales (3D) Histogramm; Im oberen Graphen sind ebenfalls die Kurven konstanter Masse für die beiden untersuchten Cu-Isotope (rote Linien) eingezeichnet. Für eine Diskussion der Daten (siehe Text) sind bestimmte Bereiche im Graphen markiert (grau).

Energie-Flugzeit-Verteilung entstehen durch Energieverlust und Umladungsprozesse bei der Streuung der Projektilen an Kollimatoren und anderen Objekten innerhalb der Strahlführung. Die ungewöhnlich hohe Intensität dieser Streuprozesse ist dabei ein Resultat der starken Defokussierung des Strahls mittels der Quadrupole der Strahlführung, die zur Reduzierung der Strahlintensität benötigt wurde. In Anhang B.2 findet sich eine detaillierte Diskussion bezüglich der Entstehung der in Abbildung 6.5a markierten Bereiche. Hier werden im Folgenden lediglich die Resultate zusammengefasst.

Die Peaks (a), (b) und (c) können eindeutig Ionen zugeordnet werden, die das gleiche Impuls-zu-Ladungs-Verhältnis p/q wie die Ionen des Primärstrahls $^{63}\text{Cu}^{9+}$ besitzen und somit die Impulsfilter (Magnete) passieren konnten ((a): $^{65}\text{Cu}^{9+}$, (b): $^{63}\text{Cu}^{8+}$, (c): $^{65}\text{Cu}^{8+}$). Die niederenergetische Schulter des Hauptpeaks (d) resultiert aus der Streuung der Ionen zwischen der Flugzeit- und Energiemessung, d.h. an den Anodendrähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors und den Kollimatoren des Kryostaten, während die Schulter (e) aus der Streuung der Projektilen zwischen letztem Impulsfilter (Magnet) und Beginn der Flugstrecke resultiert.

Die entsprechenden Resultate aus der Messung mit dem $^{65}\text{Cu}^{9+}$ -Primärstrahl für das gleiche CLTD-Pixel sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Auch hier ist das gleiche Schema, mit einem Untergrund an $^{63,65}\text{Cu}^{8+}$ -Ionen gleicher magnetischer Steifigkeit, zu erkennen. Allerdings zeigt sich eine zusätzliche Schulter des Hauptpeaks zu höheren Energien hin, die auf sogenannten „Pile Up“ in den CLTDs, d.h. eine Überlagerung mehrerer Teilchensignale, aufgrund einer höher eingestellten Zählrate zurückzuführen ist.

Insgesamt verdeutlicht diese Untersuchung, dass bei einer Massenidentifikation mittels elektrostatischer Felder und Magnetspektrometer Streuprozesse an Objekten bzw. Teilchen zwischen Energiefilter (in diesem Fall der Tandem) und Impulsfilter (Magnet) zu einem Untergrund unterschiedlicher Massen und Ionenladungszustände führen können. Letzteres spielt zwar bei einer reinen Massen-selektion keine Rolle, bewirkt aber für den Fall, dass aus den Filter-Parametern auch die Teilchenenergie extrahiert werden soll, eine Fehlinterpretation der Daten. Die zusätzliche E-ToF-Messung erlaubte in den hier vorgestellten Messungen eine deutliche Separation dieses Untergrundes. Allerdings verdeutlicht die Verteilung (d) in Abbildung 6.5a, dass auch beim E-ToF-System Streuprozesse zwischen Flugzeit- und Energiemessung zu einer falschen Bestimmung der Ionenmassen für die gestreuten Ionen führen können.

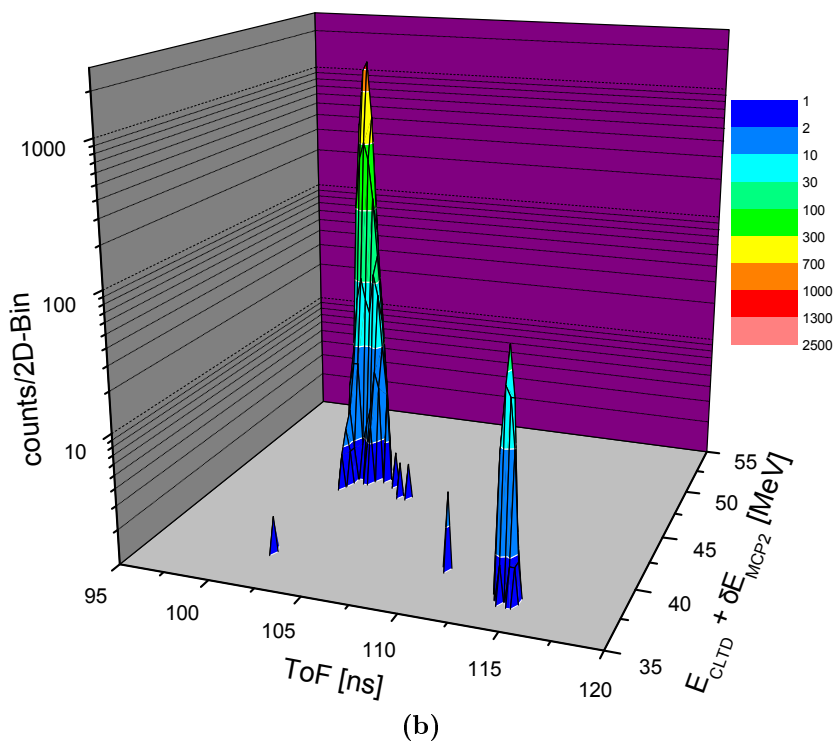
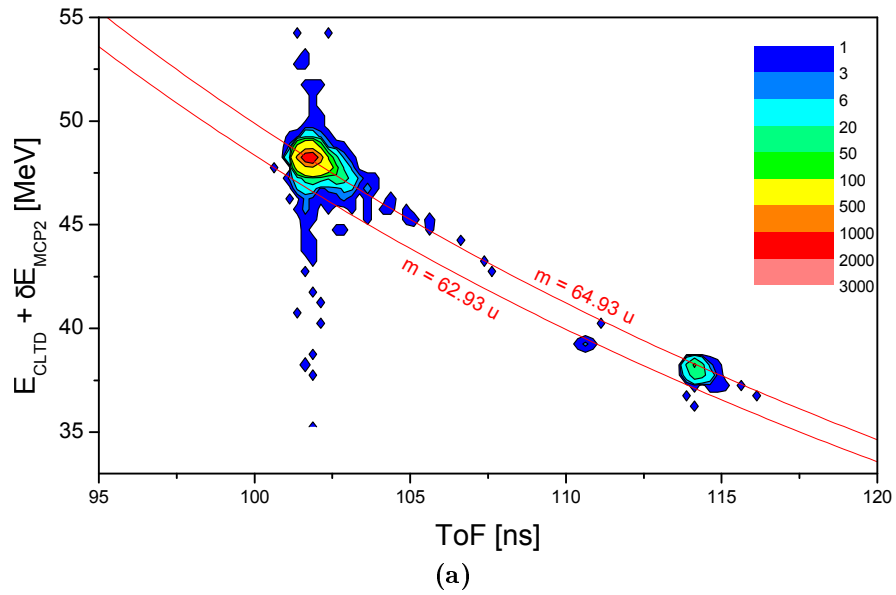


Abbildung 6.6: Analoge Darstellung zu Abbildung 6.5 für Messungen mit dem $^{65}\text{Cu}^{9+}$ -Strahl.

6.2.3 Energie-, Flugzeit-, Massenspektren und Detektorauflösungen

Abbildung 6.7 zeigt exemplarisch für eines der CLTD-Pixel das aufaddierte Energiespektrum aus Messungen mit beiden Cu-Isotopen, das Flugzeitspektrum der dazu koinzidenten Signale im ToF-Detektor sowie das daraus resultierende Massenspektrum. Für die Betrachtung der Detektoraufösungen wurden dabei lediglich die Ausschnitte aus den Spektren mit den Hauptlinien der $^{63,65}\text{Cu}^{9+}$ -Ionen dargestellt. Zur Bestimmung der Energieaufösungen der CLTDs wurden die Daten, wegen der niederenergetischen Schultern der Linien in den Energiespektren, mit einer asymmetrischen Verteilungsfunktion gefittet. In der Literatur wird zu diesem Zweck häufig eine Faltung der Gauß-Verteilung mit einer Exponentialfunktion („Exponentially Modified Gaussian“, EMG) verwendet [DMB01]. Allerdings stellte sich heraus, dass die hier vorliegenden Daten durch eine leichte Modifikation der Funktion „Asymmetric Double Sigmodal“, im Folgenden mit ADS bezeichnet, aus der Standard-Bibliothek der verwendeten Analyse Software „Origin 7.5“¹, über die Verteilungsfunktion

$$y(x) = \frac{1}{1 + e^{-(x-x_c)/w_1}} \left(1 - \frac{1}{1 + e^{-(x-x_c)/w_2}} \right), \quad (6.3)$$

besser beschrieben werden können. Dabei sind x_c , w_1 und w_2 die Parameter für die χ^2 -Minimierung. Zur Bestimmung der Peak-Breiten in den Flugzeit- und Massenspektren wurden Gauß-Fits verwendet, auch wenn diese aufgrund der in Abbildung 6.7 deutlich erkennbaren nicht-gaußförmigen Strukturen nur eine grobe, zur Abschätzung der Peak-Breiten jedoch ausreichende, Näherung darstellen. Eine Diskussion dieser Strukturen folgt weiter unten im Text.

Die aus den Energiespektren ermittelten Linienbreiten aller acht CLTD-Pixel sowie die Linienbreiten in den jeweils zugehörigen Flugzeit- und Massenspektren sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Auch hier wurde zusätzlich die Breite der Amplitudenverteilung der CLTD-Rauschsignale ΔE_{noise} als ein Maß für den Beitrag des Baseline Noise zur Energieaufösung in die Tabelle eingetragen. Die Resultate bezüglich Energie-, Flugzeit- und Massenaufösung werden im Folgenden separat diskutiert.

Energieaufösung

Ein Vergleich der gemessenen Linienbreiten in den Energiespektren mit den Resultaten aus der vorangegangenen Strahlzeit mit ^{32}S -Ionen bei ähnlichen Teil-

¹OriginLab Corporation, Northampton, MA 01060, USA, www.originlab.com

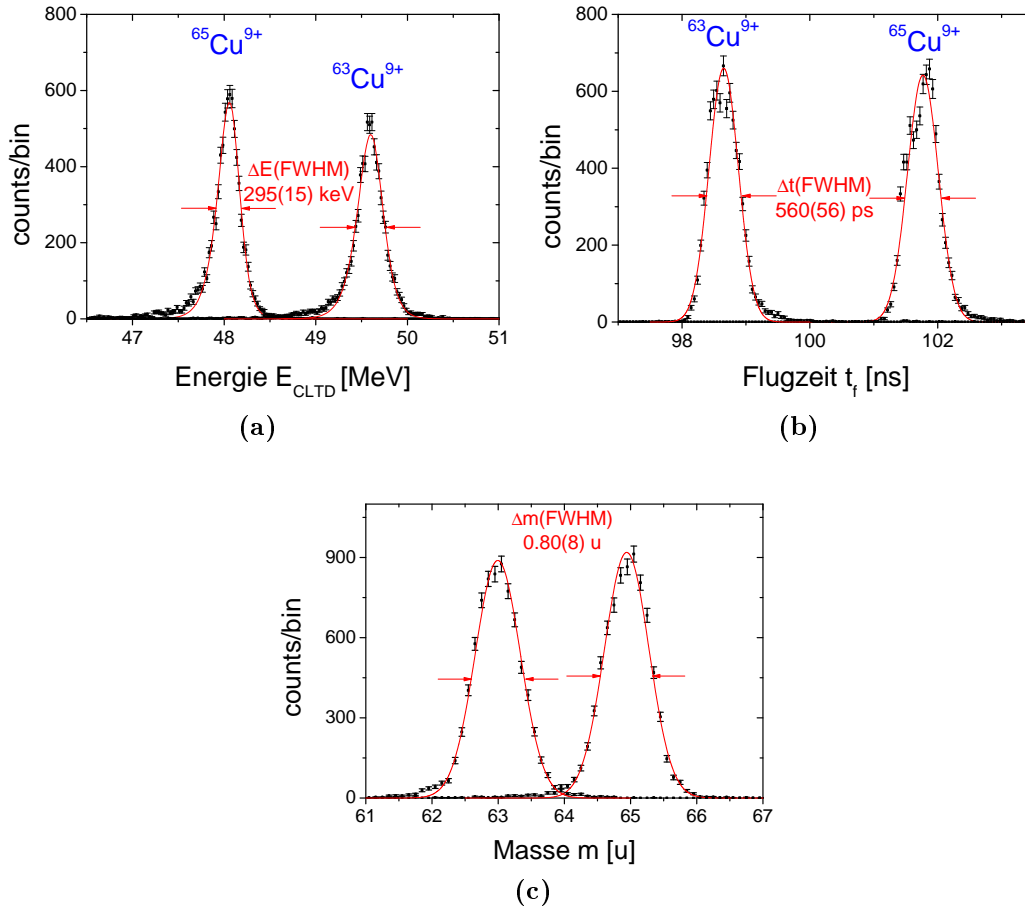


Abbildung 6.7: Spektren für Messungen mit $^{63,65}\text{Cu}^{9+}$ -Ionen zusammen mit Fit-Funktionen zur Bestimmung der Peak-Breiten. Die Spektren wurden aus zwei unterschiedlichen Messungen mit jeweils einem der Cu-Isotope zusammenaddiert. (a): Energiespektrum des CLTD-Pixels D8-2 mit Fits nach Gleichung 6.3. Die mittlere Breite (FWHM) der beiden Linien beträgt $\Delta E = 295(15)$ keV, wobei der Fehler zu 5 % abgeschätzt wurde. (b): Flugzeitspektrum der zugehörigen koinzidenten Signale des ToF-Detektors. Die Breite der Verteilung wurde jeweils aus Gauß-Fits bestimmt und beträgt im Mittel $\Delta t = 560(56)$ ps. Der Fehler wurde dabei aufgrund der nicht-gaußförmigen Struktur zu 10 % abgeschätzt. (c): Aus den Messdaten von (a) und (b) resultierendes Massenspektrum. Die Breite wurde ebenfalls aus Gauß-Fits mit einer Fehlerabschätzung von 10 % bestimmt und beträgt $\Delta m = 0.80(8)$ u; Zur Kurvenanpassung wurden in allen 3 dargestellten Graphen lediglich die Bereiche berücksichtigt, bei denen die Werte oberhalb von 10 % des jeweiligen Peak-Maximums liegen.

CLTD-Pixel	ΔE_{noise} [keV]	ΔE [keV]	$\Delta E/E$ [10^{-3}]	Δt [ps]	$\Delta t/t$ [10^{-3}]	Δm [u]	$\Delta m/m$ [10^{-3}]
D6-1	105	378(19)	7.7(4)	640(64)	6.3(6)	0.93(9)	14.4(14)
D6-2	111	294(15)	6.0(3)	640(64)	6.2(6)	0.96(10)	14.8(15)
D7-1	114	471(24)	9.7(5)	570(57)	5.6(6)	0.98(10)	15.4(15)
D7-2	113	283(14)	5.8(3)	600(60)	5.9(6)	0.85(9)	13.3(13)
D8-1	135	335(17)	6.9(3)	600(60)	5.9(6)	0.86(9)	13.4(13)
D8-2	137	295(15)	6.0(3)	560(56)	5.5(6)	0.80(8)	12.5(13)
D9-1	214	457(23)	9.4(5)	570(57)	5.6(6)	0.98(10)	15.2(15)
D9-2	187	414(21)	8.5(4)	600(60)	5.9(6)	0.87(9)	13.6(14)

Tabelle 6.4: Zusammenstellung der Linienbreiten in den Energie-, Flugzeit- und Massenspektren für koinzidente Signale im jeweiligen CLTD-Pixel und dem ToF-Detektor aus Messungen mit $^{63}\text{Cu}^{9+}$ - und $^{65}\text{Cu}^{9+}$ -Ionen. Die Ionenenergie liegt jeweils bei ca. 50 MeV. Ebenfalls aufgelistet ist jeweils der Beitrag des Baseline Noise ΔE_{noise} zur Energieauflösung der einzelnen CLTD-Pixel. Die Fehler ergeben sich aus der graphischen Bestimmung der Linienbreiten in den Pulshöhenspektren und wurden für die Energiespektren zu 5 % und für die Flugzeit- und Massenspektren zu jeweils 10 % abgeschätzt (siehe Abbildung 6.7).

chenenergien (siehe Tabelle 6.2, $E = 61.71$ MeV) zeigt eine Verschlechterung von ΔE um einen Faktor 1.3 – 2.0. Die Tatsache, dass der Beitrag des Baseline Noise in beiden Strahlzeiten ähnliche Werte aufweist und die leicht asymmetrische Verteilung in den Energiespektren (siehe Abbildung 6.7a) lässt darauf schließen, dass neben der intrinsischen Detektorauflösung auch die Energieverteilung des Ionen-Strahls zur Breite der Linien beiträgt. Eine Verbreiterung der ursprünglich sehr schmalen Energieverteilung des Tandem-Strahls ($\Delta E/E \approx 5 \times 10^{-4}$) in Richtung niedrigerer Energien kann durch Streuprozesse zwischen Tandem und Detektorsystem verursacht werden. Dass solche Streuprozesse bei den hier diskutierten Messungen nicht zu vernachlässigen sind, wurde im vorangegangenen Abschnitt 6.2.2 gezeigt. Eine zusätzliche potentielle Ursache für eine Linien-Verbreiterung ist Energiestraggling, d.h. statistische Fluktuation des Energieverlustes, in den Folien des ToF-Spektrometers. Allerdings ergab eine Monte-Carlo-Simulation mit SRIM (TRIM) von 10^4 50-MeV-Cu-Ionen beim Durchgang durch insgesamt $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoff (beide Folien zusammen) eine Energieverteilung der transmittierten Teilchen mit einer Breite von lediglich $\Delta E_{stragg} = 54$ keV. Berücksichtigt man noch potentielle Inhomogenitäten der Foliendicken von 10 % ergibt sich mit $\delta E_{MCP1,2}$ aus Tabelle 6.3 ein zusätzlicher Beitrag von $\Delta E_{inh} = 0.1 \cdot 2 \cdot \delta E_{MCP1,2} = 32$ keV. Der Einfluss der beiden C-Folien des ToF-Detektors auf die Strahlbreite beträgt dementsprechend etwa $\Delta E_{folien} = 63$ keV und sollte bei diesen Untersuchungen somit vernachlässigbar sein.

Bei der Betrachtung der mit den CLTDs gemessenen Energiebreiten von $\Delta E = 300 - 500$ keV muss angemerkt werden, dass in diesem Energie- und Massenbereich solche Werte auch mit konventionellen Ionisationsdetektoren erreicht werden können [Zie98]. Auch wenn ein Teil der gemessenen Linienbreiten vermutlich auf die Energieverteilung des Strahls zurückzuführen ist, werden somit aufgrund der vergleichsweise geringen Ionenmassen in diesen Messungen die Vorteile der CLTDs gegenüber Ionisationsdetektoren bezüglich der Energieauflösung nicht deutlich. Messungen mit schwereren Ionen, z.B. Uran, waren zum Zeitpunkt der Messungen an dieser Beschleunigeranlage leider nicht möglich.

Flugzeitauflösung

Das Verhalten des hier erstmals getesteten Flugzeit-Detektors zeigt definitiv noch Verbesserungsbedarf. Die Linien in den ToF-Spektren weisen anomale Strukturen auf (siehe Abbildung 6.7b) und die mittlere erreichte Zeitauflösung von $\Delta t = 600$ ps ist noch weit entfernt von Werten um 100 ps, die heutzutage mit Detektoren dieser Bauart erreicht werden können (siehe Abschnitt 2.6). Während die Schulter zu jeweils höheren Flugzeiten hin (niederenergetische Seite) auch in den Energiespektren der CLTDs zu beobachten und somit auf Schlitzstreuung im Strahlrohr und Streuung an den Anoden-Drähten der Time-Pickoff-Detektoren zurückzuführen ist, zeigen sich Strukturen im Bereich der Maxima, die deutlich außerhalb der statistischen Fehlertoleranz liegen. Diese Strukturen treten jedoch in den Energiespektren der CLTDs nicht auf, wodurch Energieschwankungen bzw. eine entsprechende Strukturierung der Energieverteilung des Beschleunigerstrahls als Ursache ausgeschlossen werden können. Dieses Problem ist daher auf die Signalerzeugung bzw. -auslese des ToF-Detektors zurückzuführen. Die Ursache liegt vermutlich in der bei diesen Messungen noch wenig an die MCP-Signale der spezifischen Detektoren angepassten Ausleseelektronik (Verstärker, CFD,...), konnte aber während dieser Messungen weder identifiziert noch entsprechend behoben werden. Insbesondere führte der hohe Verstärkungsfaktor der verwendeten CSTA2 Verstärker zusammen mit der vergleichsweise großen Elektronenausbeute beim Durchgang langsamer und schwerer Ionen durch die Folien der Time-Pickoff-Detektoren und dem hohen Verstärkungsfaktor der Chevron-MCPs zu einer starken Übersättigung der Detektorsignale. Die Option, diesem Effekt durch eine Reduktion der MCP-Spannung entgegenzuwirken, wurde ausprobiert, führte allerdings zu längeren Signalanstiegszeiten, wodurch die Zeitauflösung weiter verschlechtert wurde. Auch durch Variation der Parameter des Diskriminators CF8000 konnte keine bessere Auflösung des ToF-Detektors erreicht werden. Bei den Messungen zu den hier dargestellten Graphen und Daten wurde der CFD auf eine Fraction von $f =$

0.1 und ein Delay von $\tau_d = 2$ ns eingestellt.

Spätere Untersuchungen haben gezeigt, dass durch die Verwendung anderer Verstärker sowie die daraus resultierenden Möglichkeiten für eine bessere Anpassung der CFD-Parameter an die Signalformen eine deutliche Verbesserung der Zeitauflösung dieses Detektors erreicht werden konnte (siehe Abschnitt 7.1.3).

Massenauflösung

Die Werte aus Tabelle 6.4 zeigen, dass die Massenauflösung des Systems für die vorliegenden Messungen im Wesentlichen durch den ToF-Detektor limitiert wird (nach Gleichung 2.47 geht die relative Flugzeitauflösung mit einem Faktor 2 in die relative Massenauflösung ein). Dennoch liefert auch die Energieauflösung der CLTDs einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag. Auch wenn das E-ToF-System, insbesondere der Flugzeit-Detektor, noch erheblichen Verbesserungsbedarf zeigen, konnten mit allen 8 CLTD-Pixeln Massenaufösungen für 50-MeV-Cu-Ionen von $\Delta m < 1$ u erreicht werden, was für einen ersten Test des ToF-Detektors ein zufriedenstellendes Resultat darstellt. Für Teilchen, die schwerer als Cu sind, reichen die erzielten Werte für $\Delta m/m = 1.3 - 1.5\%$ für eine Massenidentifikation mit einer Genauigkeit von $\Delta m < 1$ u nicht aus. Allerdings muss dabei auch berücksichtigt werden, dass unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen bezüglich Energie, Flugstrecke und absoluten Detektoraufösungen die Flugzeit t_f linear mit der Quadratwurzel der Ionenmasse \sqrt{m} ansteigt, und somit die relative Flugzeitauflösung für schwerere Ionen entsprechend automatisch verbessert wird. Selbstverständlich kann eine bessere relative Flugzeitauflösung auch durch eine Verlängerung der Flugstrecke erreicht werden. Allerdings führt dies zu einem größeren Platzbedarf für den Messaufbau und bewirkt eine Verringerung der Zählrate und Nachweiseffizienz für Experimente mit divergierenden Teilchenstrahlen.

Kapitel 7

Bestimmung spezifischer elektronischer Energieverluste von Schwerionen in Materie

Die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Detektoren wurden im Rahmen dieser Arbeit in zwei Experimenten zur Bestimmung spezifischer elektronischer Energieverluste niederenergetischer Schwerionen beim Durchgang durch Materie eingesetzt. Die ersten Messungen wurden mit ^{238}U -Ionen am UNILAC Beschleuniger der GSI durchgeführt und die zweiten mit ^{131}Xe -Ionen am Zyklotron der Universität Jyväskylä. Da die in diesen Experimenten gewonnenen Daten gleichzeitig eine Bestimmung der Massenauflösung des verwendeten E-ToF-Systems ermöglichen, wird bei der Analyse und Beschreibung der Messergebnisse in den folgenden Abschnitten stets auch ein Fokus auf das Verhalten der Detektoren, insbesondere bezüglich Auflösung und Linearität, gelegt.

7.1 Messungen zur Bestimmung des elektronischen Energieverlustes von $0.1 - 1.4 \text{ MeV/u}$ ^{238}U -Ionen in C und Au

Die ersten Messungen zur Überprüfung der Eignung der CLTDs für die Bestimmung kontinuierlicher dE/dx -Kurven schwerer Ionen nach dem in Abschnitt 2.7.2 beschriebenen Messprinzip wurden am Z7-Messplatz des UNILAC Beschleunigers des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Da die Vorteile der CLTDs gegenüber konventionellen Ionisationsdetektoren bezüglich Energieauflösung und -linearität mit höheren Kernladungszahlen der Projektile und bei niedrigen Energien, d.h. im Bereich des Maximums des

differentiellen Energieverlustes (siehe Abbildung 2.1), immer mehr zum Tragen kommen, wurde mit ^{238}U -Ionen in einem Energiebereich von $E < 3.6 \text{ MeV/u}$ gemessen. Als Absorbermaterialien wurden Kohlenstoff und Gold gewählt, da diese zum einen häufig als Targets in Messungen mit Schwerionen verwendet werden, und zum anderen, um Untersuchungen sowohl mit leichten als auch mit schweren Absorbermaterialien durchführen zu können. Darüber hinaus wurde darauf geachtet, dass im angestrebten Messbereich bereits Daten existieren, die eine Überprüfung der Resultate des neuen Detektor-Systems auf etwaige Diskrepanzen zu Messungen anderer Arbeitsgruppen ermöglichen.

7.1.1 Messaufbau

Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 7.1 dargestellt. Der komplette Detektor-Aufbau lässt sich in einem Winkelbereich von $0 - 20^\circ$ gegenüber der Strahlachse drehen. Ein Federbalg ermöglicht dabei eine Änderung des Messwinkels, ohne das Vakuum brechen zu müssen. Die Ablenkung der 3.6 MeV/u ^{238}U -Ionen aus dem primären Beschleunigerstrahl in Richtung der Detektoren erfolgt durch Rutherford-Streuung an Gold-Targets, die auf einer höhen- und winkelverstellbaren Leiter in der Drehachse des Aufbaus befestigt sind. Zwischen ToF-Detektor und CLTD-Array befindet sich ebenfalls eine höhenverstellbare Leiter, auf der die Absorberfolien für die Energieverlust-Messungen montiert sind. Der vergleichsweise große Abstand der CLTDs zu den Absorberfolien von ca. 1 m wird in erster Linie zur Installation der Strahlungsschilde des Kryostaten (siehe Abbildung 3.7) benötigt, ermöglicht aber zugleich bei den Messungen des Energieverlustes, gemäß den Anforderungen aus Abschnitt 2.7.2, einen Ausschluss aller Ionen, die größeren nuklearen Energieverlust beim Durchgang durch den Absorber erleiden. Wie auch in den zuvor beschriebenen Messungen befindet sich schräg vor dem CLTD-Array die 3-Isotope- α -Quelle.

Bei Verwendung dieser Messanordnung ist darauf zu achten, dass der Energieverlust und das Energie-Straggling in der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors sowohl zur systematischen als auch zur statistischen Unsicherheit der Energieverlustmessung beitragen können. Um diese Beiträge zu minimieren, wurde an dieser Stelle, wie bei den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Messungen, eine C-Folie mit einer Dicke von lediglich $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ installiert. Für den vorderen Time-Pickoff-Detektor ist die Situation weniger kritisch, da die Wechselwirkung der Ionen mit dessen C-Folie ausschließlich zur Unsicherheit bei der Bestimmung der Kalibrierungsenergie beiträgt. Aus Sicherheitsgründen wurde daher der vordere Time-Pickoff-Detektor mit einer weniger empfindlichen $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken C-Folie bestückt. Beide Folien waren wie zuvor jeweils auf einem Trägerrahmen mit einer ovalen, $12 \times 9 \text{ mm}^2$ großen Öffnung befestigt.

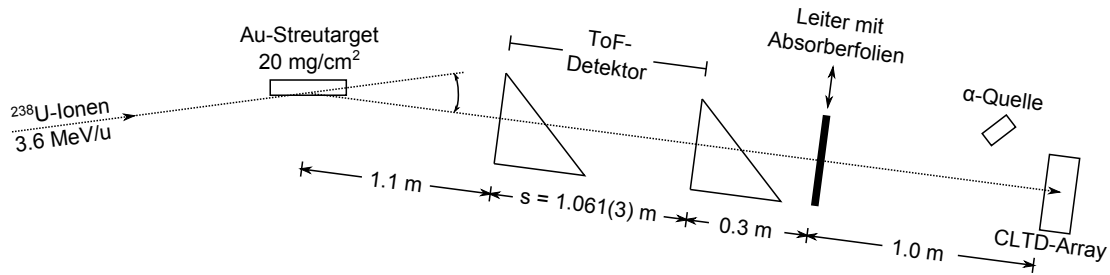


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten des Messaufbaus am Z7 Messplatz des UNILAC Beschleunigers der GSI zur Bestimmung kontinuierlicher dE/dx -Kurven von ^{238}U im Energiebereich $E < 3.6$ MeV/u. Für eine detaillierte Beschreibung siehe Text.

Erzeugung der kontinuierlichen Energieverteilung

Um aus dem monoenergetischen Beschleunigerstrahl eine für die Aufnahme von kontinuierlichen dE/dx -Kurven benötigte breite Energieverteilung zu erzeugen, wurde ein 20 mg/cm^2 dickes Au-Streutarget benutzt. Das Target war dabei um einem Winkel von 7.5° gegen die Strahlachse gedreht, während der Messwinkel für die Detektoren 15° betrug. Das Prinzip dieser Streugeometrie, das z.B. auch von Trzaska et al. für diese Art von Messungen genutzt wurde [T⁺01, T⁺02], ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Vor dem Eintritt in das Target besitzen alle Ionen j die gleiche Energie $E_j = E_0$. Beim Durchqueren des Targetmaterials jedoch erleiden die Ionen, je nachdem in welcher Tiefe die Streuung erfolgt, aufgrund der unterschiedlichen Weglängen unterschiedliche Energieverluste δE_j . Dies resultiert in einer Variation der Austrittsenergien E'_j der in Richtung des Messaufbaus gestreuten Teilchen. Mit dieser Methode lassen sich kontinuierliche Energieverteilungen der gestreuten Ionen in einem Energiebereich von nahezu Null bis hin zu einem maximalen Wert, der nahe der Eingangsenergie vor der Streuung liegt, erzeugen. Allerdings kann die räumliche Akzeptanz des Messaufbaus den Energiebereich der in Richtung des Aufbaus gestreuten Ionen beschränken.

Streutarget für Kalibrierungsmessungen mit monoenergetischen Ionen

Zur Kalibrierung des Detektor-Systems werden Teilchen mit definierter Geschwindigkeit bzw. definierter Energie benötigt. Ein direkter Beschuss mit dem monoenergetischen Beschleunigerstrahl unter einem Messwinkel von 0° ist bei diesem Messaufbau nicht möglich, da die hohen Intensitäten des primären Strahls die maximalen Zählraten der Detektoren übersteigen und darüber hinaus zu Strahlenschäden bei den CLTDs bzw. zu einer Zerstörung der dünnen C-Folien der Time-Pickoff-Detektoren führen können. Stattdessen wurden die Kalibrierungsmessungen ebenfalls mit gestreuten Teilchen, unter einem Messwinkel von 5°

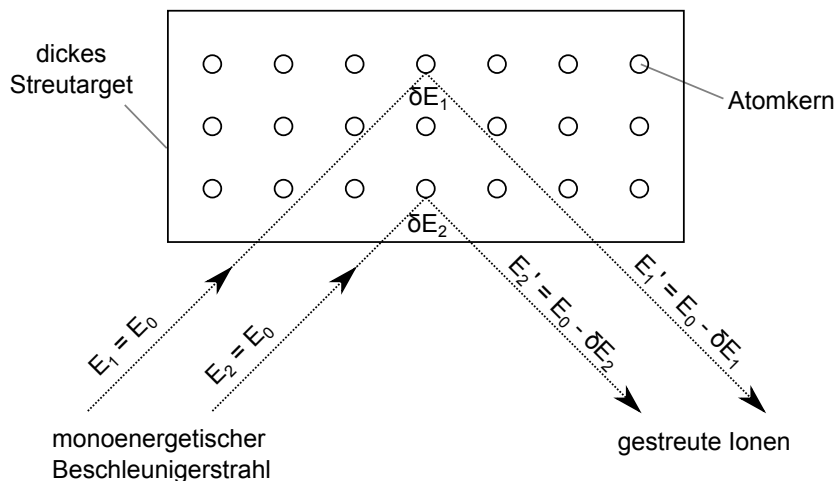


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der Erzeugung einer kontinuierlichen Energieverteilung aus einem monoenergetischen Teilchenstrahl mittels Rutherford-Streuung an einem dicken Target. E_j sind die Ionenenergien vor dem Eintritt in das Target und E'_j die nach Verlassen des Targets. δE_j beschreibt jeweils den Energieverlust der Projektile beim Durchqueren des Targetmaterials.

und unter Verwendung eines dünnen Au-Streutargets ($97 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), das senkrecht zur Strahlachse positioniert wurde, durchgeführt. Bei dieser Methode wird die $\sin^{-4}(\theta/2)$ -Abhängigkeit des Rutherford-Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel ausgenutzt, um den Teilchenstrom im ToF-Detektor auf eine Rate von maximal einigen kHz zu reduzieren. Unter der Annahme, dass die Winkeländerung der Projektile aus einem einzelnen elastischen Stoß mit einem Targetkern resultiert, ist der Energieverlust beim Streuprozess durch die Kinematik eines Zwei-Körper-Stoßes gemäß Gleichung 2.9 gegeben. Da im Gegensatz zu der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Methode die Laufwege der Ionen durch das Streutarget nahezu identisch sind, ergeben sich auch nur geringfügige Variationen im elektronischen Energieverlust der Projektile beim Durchgang durch das Target. Für einen festen Streuwinkel erhält man dadurch eine schmale Energieverteilung der gestreuten Ionen, die zur Detektorkalibrierung verwendet werden kann, im Allgemeinen dennoch gegenüber der Energieverteilung der Ionen vor der Streuung verbreitert sein wird. Diese Verbreiterung erfolgt durch die Variation des Streuwinkels aufgrund der endlichen räumlichen Akzeptanz des Messaufbaus, durch unterschiedliche Weglängen der Projektile beim Durchgang durch das Target, z.B. durch Variationen in dessen Schichtdicke, und durch statistische Fluktuationen des elektronischen Energieverlustes.

7.1.2 Detektorkalibrierung

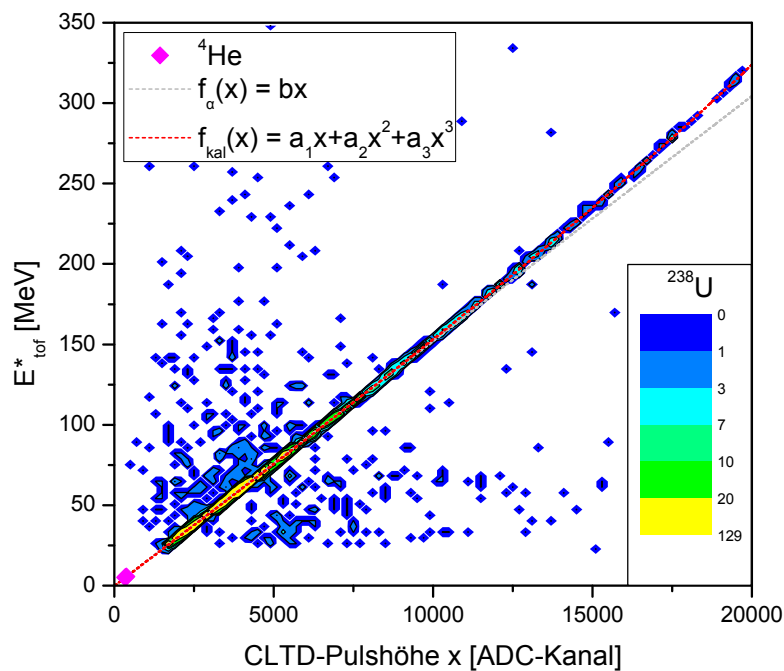
Da die minimale vom Beschleuniger erzeugte Teilchenenergie am Z7-Messplatz von $3.6 \text{ MeV}/u$ (ca. 850 MeV) bereits weit über den dynamischen Bereich der in

dieser Arbeit verwendeten CLTDs von ca. 350 MeV hinausgeht, wurden die Messungen mit monoenergetischen ^{238}U -Ionen, d.h. unter Verwendung des dünnen Au-Streutargets (siehe Abschnitt 7.1.1), zunächst ausschließlich zur Kalibrierung des ToF-Spektrometers genutzt. Die Zeitachse des TDC wurde hierbei mittels eines Ortec Time Calibrators 462 kalibriert. Eine detaillierte Beschreibung der Zeitkalibrierung des ToF-Detektors findet sich in Anhang C.1. Die Energiekalibrierung der CLTDs erfolgte anschließend anhand der Messungen mit breiter Energieverteilung (dickes Streutarget) über die in Abschnitt 2.7.2 bereits erwähnte Methode, die nach Trzaska et al. [T⁺02] als „ToF-basierte“ Kalibrierung bezeichnet wird. Hierbei wird für jedes koinzident nachgewiesene Ion die Energie E_{tof} im zuvor kalibrierten ToF-Detektor bestimmt und unter Berücksichtigung des Energieverlustes δE_{MCP2} der Ionen in der C-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors als Kalibrierungspunkt für den Energie-Detektor verwendet. Aufgrund der breiten Energieverteilung der Ionen während dieser Messungen erhält man dadurch eine Vielzahl von Kalibrierungspunkten für die CLTDs, die über den kompletten Messbereich verteilt sind. Die hohe Dichte an Kalibrierungspunkten ermöglicht darüber hinaus, die Kalibrierungsfunktionen über Polynome höherer Ordnungen zu parametrisieren, und erlaubt somit eine bessere Anpassung an potentielle Nicht-Linearitäten der CLTDs. Abbildung 7.3a zeigt diese Methode exemplarisch anhand der Kalibrierung des CLTD-Pixels D6-1. Hierbei und auch im Folgenden wird die Größe $E_{tof} - \delta E_{MCP2}$ wegen der häufigen Verwendung als

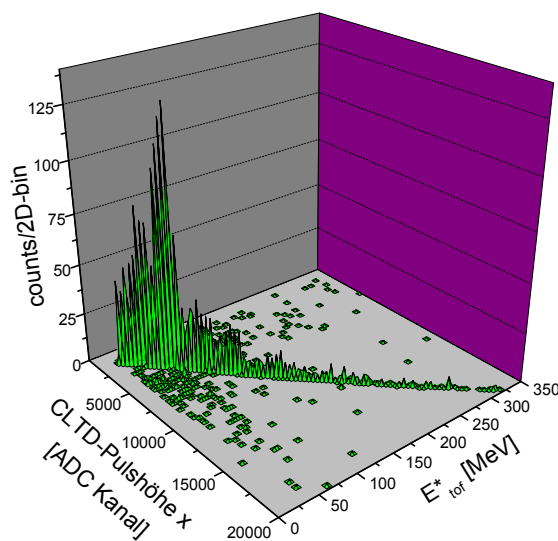
$$E_{tof}^* := E_{tof} - \delta E_{MCP2} \quad (7.1)$$

bezeichnet. Die Werte für δE_{MCP2} wurden dabei in sämtlichen Analysen zu dieser Arbeit mit SRIM berechnet. Der überwiegende Teil der ^{238}U -Datenpunkte in Abbildung 7.3a bildet eine Linie in der E - x -Ebene, die zur Kalibrierung des Detektors verwendet wird. Abseits der Linie ist allerdings auch ein Untergrund an Messpunkten zu erkennen, der im Wesentlichen aus zufälligen Koinzidenzen aber auch aus Streuung an den Blenden des Kryostaten und den Anodendrähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors (oberhalb der Kalibrierungslinie) sowie Pile-Up in den CLTD-Signalen (unterhalb der Kalibrierungslinie) resultiert.

Die hier beschriebene Methode setzt eine perfekte Linearität des ToF-Detektors voraus, da dieser mit einer einzelnen Kalibrierungslinie bei ca. 850 MeV kalibriert wird, die Messungen sich jedoch bis in einen Energiebereich von 25 MeV erstrecken. Ohne eine entsprechende Überprüfung ergibt sich dadurch eine hohe Anfälligkeit für systematische Fehler [T⁺02]. Messungen mit der α -Quelle vor dem CLTD-Array bieten hierbei die Möglichkeit, die ToF-basierte Energiekalibrierung der CLTDs im Bereich niedriger Ionenenergien und somit auch die Linearität des



(a)



(b)

Abbildung 7.3: (a): ToF-basierte Methode zur Energiekalibrierung des CLTD-Pixels D6-1. Aufgetragen ist für jedes nachgewiesene ^{238}U -Ion die im ToF-Detektor bestimmte Energie E_{tof} abzüglich des Energieverlustes δE_{MCP2} im hinteren Time-Pickoff-Detektor gegen die Pulshöhe x im CLTD (Darstellung als Intensitätsverteilung). Ebenfalls eingezeichnet sind die mittleren CLTD-Pulshöhen für die drei Linien der α -Quelle (rosa Punkte, bei dieser Skalierung sind die drei Punkte deckungsgleich) sowie zwei Fit-Funktionen. $f_{kal}(x)$ ist der zur Kalibrierung des Detektors verwendete Fit der ^{238}U -Daten mit einem Polynom 3. Ordnung (ohne konstanten Term) und $f_{\alpha}(x)$ ein Fit der drei α -Linien im Energiebereich von 5 – 6 MeV mittels einer Ursprungsgeraden. Letzteres dient der Untersuchung der Linearität der CLTDs und potentieller systematischer Fehlerquellen bei Verwendung der ToF-basierten Kalibrierung. (b): 3-dimensionale Darstellung der Intensitätsverteilung aus (a).

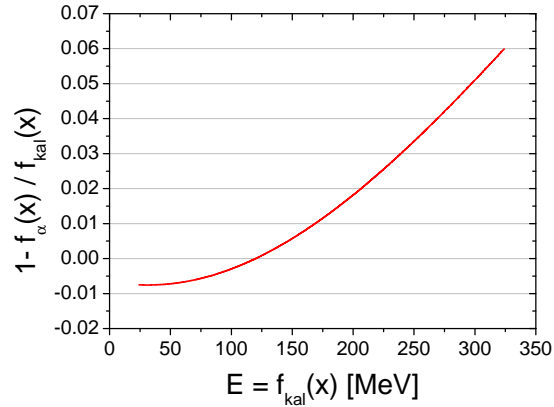


Abbildung 7.4: Relative Abweichung zwischen den beiden Kalibrierungsfunktionen der CLTDs aus Abbildung 7.3. $f_{kal}(x)$: ToF-basierte Methode. $f_{\alpha}(x)$: Kalibrierung über α -Quelle.

ToF-Spektrometers zu überprüfen. Zu diesem Zweck wurden die CLTDs unabhängig von der oben beschriebenen Methode über die α -Teilchen der Quelle, d.h. mit Energien von 5 – 6 MeV, mittels einer Ursprungsgeraden $f_{\alpha}(x)$ kalibriert. Eine solche Kalibrierungsfunktion wurde zusammen mit der entsprechenden Fitfunktion der ToF-basierten Kalibrierung in Abbildung 7.3a eingezeichnet. Die relativen Abweichungen der beiden Kalibrierungskurven (Abbildung 7.4) im niedrigen Energiebereich geben einen Maximalwert für potentielle Nicht-Linearitäten des ToF-Detektors an, die dementsprechend in diesen Untersuchungen bei weniger als 1 % liegen.

Betrachtet man den kompletten Energiebereich in Abbildung 7.4, so zeigt die Tatsache, dass die Kalibrierung mit α -Teilchen mittels drei Kalibrierungslinien im Bereich von 5 – 6 MeV bis hin zu Energien von ca. 170 MeV weniger als 1 % von der ToF-basierten Kalibrierung mit ^{238}U -Ionen abweicht, die bemerkenswerte Linearität und die hervorragenden Möglichkeiten zur Energiekalibrierung der CLTDs im Vergleich zu Detektoren, die auf Ionisationsmessungen beruhen. Oberhalb von 170 MeV macht sich allerdings die abnehmende Steigung dR/dT in der Übergangskurve des TES durch eine zunehmende Nicht-Linearität der CLTD-Pulshöhe als Funktion der eingetragenen Energie deutlich bemerkbar.

Die aus der Kalibrierung resultierenden Unsicherheiten bei der Energiemessung mit dem ToF-Detektor werden durch die Genauigkeit, mit der die Flugstrecke bestimmt wurde, dominiert und liegen zwischen 0.3 % am oberen Ende des Messbereiches (350 MeV) und 0.5 % am niederenergetischen Ende des Messbereiches (25 MeV). Für die CLTDs wird die Kalibrierungsgenauigkeit durch die Unsicherheiten in den Energien der Kalibrierungspunkte, d.h. durch die Kalibrierung des ToF-Detektors, bestimmt und beträgt somit ebenfalls 0.3 – 0.5 %. Beiträge durch den Kalibrierungsfit und die Folie des hinteren Time-Pickoff Detektors sind dabei

vernachlässigbar. Details zur Berechnung der Kalibrierungsunsicherheiten beider Detektor-Systeme finden sich in Anhang C.1.

Effekt der Restgas-Kondensation auf den CLTDs

In Abschnitt 3.2 wurde die zeitliche Verringerung der CLTD-Signalhöhen als Folge von Restgas-Kondensation auf der Detektoroberfläche, mit relativen Änderungen im Bereich von $10^{-4} - 10^{-3}$ pro Stunde, diskutiert. Im Gegensatz zu den Testmessungen aus Kapitel 6, bei denen die Messzeiten grundsätzlich weniger als 20 min betragen, lagen die typischen Dauern einzelner Messungen beim hier diskutierten Experiment bei jeweils ca. 1 Stunde. Darüber hinaus müssen bei den dE/dx -Messungen Energiedifferenzen $\delta E/E$ von nur wenigen Prozent aus Messungen mit und ohne Absorberfolie bestimmt werden, die in einem zeitlichen Abstand von mehreren Stunden aufgezeichnet wurden. Um die gewünschte Präzision im niedrigen Prozent-Bereich zu erreichen, müssen daher die steigende Wärmekapazität bzw. der daraus resultierende Amplitudenverlust berücksichtigt werden.

Die Korrektur dieses Effektes erfolgt durch Beobachtung der zeitlichen Verschiebung der von der α -Quelle erzeugten Linien in den Pulshöhenspektren der CLTDs, die grundsätzlich auch während der Messungen mit Schwerionen aufgezeichnet wurden. Ein besonderer Vorteil der Verwendung der α -Quelle ist die Stabilität der beobachteten Teilchenenergien, d.h. Einflüsse von Energieschwankungen des Beschleunigerstrahls können bei diesen Untersuchungen ausgeschlossen werden. Unter der Annahme, dass die Vakuumbedingungen über längere Messzeiten konstant sind, wird ein linearer Anstieg der Wärmekapazität gemäß $C(t) = C_0 + at$ und ein entsprechender Abfall der Signalamplitude bei gleichem Energieeintrag nach der Gleichung

$$U(t) = \frac{U_0}{1 + bt} \quad (7.2)$$

erwartet. Dabei gibt die Abklingkonstante $b = (U_0/U(t) - 1)/t$ die relative Änderung der Signalamplitude innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls an. Abbildung 7.5 zeigt exemplarisch die Abnahme der Pulshöhe eines der CLTD-Pixel beim Nachweis von α -Teichen aus der 3-Isotope-Quelle innerhalb eines Zeitraums von ca. 10 Stunden. Der Fit der Daten nach Gleichung 7.2 bestätigt nicht nur die Annahme des zeitlich linearen Anstiegs der Wärmekapazität unter konstanten experimentellen Bedingungen, sondern erlaubt auch mit der Zeitinformation t eines jeden Ereignisses die gemessene Signalamplitude $U(t)$ auf einen Wert $U_{phc}(t)$ gemäß

$$U_{phc}(t) = U(t)(1 + bt) \quad (7.3)$$

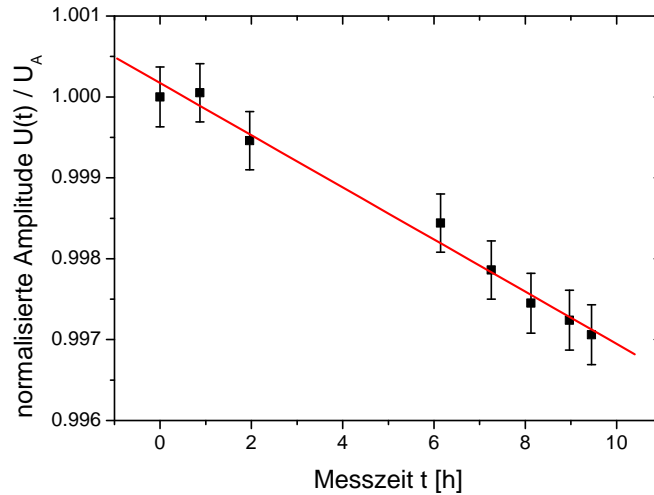


Abbildung 7.5: Abnahme der Signalamplitude $U(t)$ des CLTD-Pixels D7-1 beim Nachweis von α -Teilchen aus der 3 -Isotope-Quelle als Funktion der Messzeit t . Dabei wurde der Amplitudenverlust für jede der drei Linien der α -Quelle bestimmt und anschließend gemittelt. Die Signalhöhe wurde auf den Wert U_A der ersten Messung bei $t = 0$ normiert. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Fit-Kurve gemäß Gleichung 7.2. Die relative zeitliche Abnahme der Pulshöhe beträgt in diesem Fall $b = 3.2(4) \times 10^{-4}/h$. Die Daten wurden parallel während der Messungen mit ^{238}U -Ionen aufgezeichnet. Die größere Lücke in der Mitte der Messreihe resultiert aus einer Unterbrechung für einen Quellen-Wechsel seitens des Beschleunigers.

zu korrigieren. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass solche Korrekturen grundsätzlich fehlerbehaftet sind, insbesondere aufgrund der Annahme eines konstanten Schichtwachstums des kondensierenden Restgases. Daher gilt es, diesen Effekt und somit auch die Korrekturen so gering wie möglich zu halten, indem im Experimentaufbau vor dem Kryostaten möglichst gute Vakuumbedingungen erzeugt werden. Im Laufe dieses Experimentes lagen die Werte für die relative Abnahme der CLTD-Signalamplituden bei $b = (1.4(4) - 3.2(4)) \times 10^{-4}/h$ bei einem Druck im Strahlrohr direkt vor dem Kryostaten von $p = 2 \times 10^{-7}$ mbar.

7.1.3 Detektoraufösungen

Flugzeitauflösung

Die Untersuchungen zur Flugzeitauflösung wurden anhand von Messungen mit monoenergetischen $3.6 \text{ MeV/u-}^{238}\text{U}$ -Ionen, d.h. unter Verwendung des dünnen Au-Streutargets, durchgeführt. Abbildung 7.6 zeigt eines der zu diesem Zweck aufgezeichneten Flugzeitspektren mit einer Linienbreite von $\Delta t = 227(5)$ ps. Die erreichte Auflösung stellt eine deutliche Verbesserung zu den erzielten Resultaten aus Abschnitt 6.2 dar, die auf die Verwendung neuer, besser an die MCP-Detektoren angepasster Verstärker und eine bessere Anpassung der CFD-Parameter

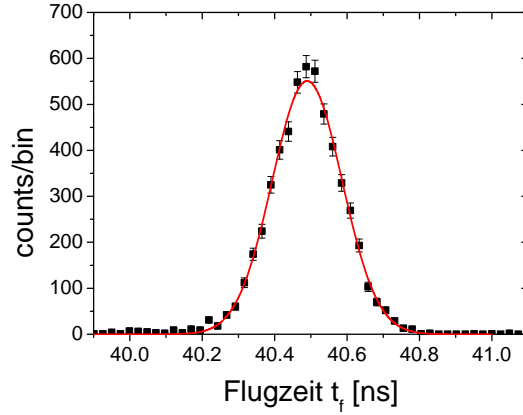


Abbildung 7.6: Flugzeitspektrum für 3.6 MeV/u- ^{238}U -Ionen mit einem Fit der Daten über eine Gauß-Funktion. Die Breite der Linie beträgt $\Delta t(\text{FWHM}) = 227(5)$ ps.

TAC-Messbereich [ns]	Δt_{noise}^{TDC} [ps]	Δt [ps]	Δt_{Det} [ps]
50	66(3)	227(5)	217(5)
100	132(6)	—	—
200	262(11)	332(6)	204(17)

Tabelle 7.1: Flugzeitauflösungen des ToF-Spektrometers für unterschiedliche TAC-Messbereiche. Δt_{noise}^{TDC} = Beitrag des TDC-Eigenrauschens. Δt = Aus den ToF-Spektren bestimmte Linienbreite. Δt_{Det} = Detektorauflösung ohne den Beitrag des TDC-Rauschens.

an die Signalformen des ToF-Detektors zurückzuführen ist. Dabei konnten die besten Auflösungen für CFD-Einstellungen f (Fraction) = 0.4 und d (Delay) = 2 ns erreicht werden.

Allerdings hat sich bei diesen Untersuchungen herausgestellt, dass die gemessene Linienbreite vom eingestellten TAC-Messbereich abhängt. Betrachtet man die Amplituden-Verteilung von Rauschsignalen des ToF-Detektors, die während der Untersuchungen aufgezeichnet wurden, zeigt sich eine Breite von $\Delta x_{noise}(\text{FWHM}) = 2.6(1)$ TDC-Kanälen. Dieser Wert wurde unabhängig vom eingestellten TAC-Messbereich beobachtet und ist folglich auf das Eigenrauschen des TDC und nicht auf die Flugzeitmessung selbst, d.h. die Erzeugung des Start- und Stopp-Triggers, zurückzuführen. Der Einfluss auf die gemessene Flugzeitauflösung Δt wird aus den Werten in Tabelle 7.1 deutlich. Aufgelistet sind dabei für die unterschiedlichen TDC-Messbereiche das aus der Kalibrierung und Δx_{noise} bestimmte TDC-Rauschen Δt_{noise}^{TDC} , die gemessene Flugzeitauflösung Δt sowie die daraus errechnete Detektorauflösung ohne den Beitrag des TDC

$$\Delta t_{Det} = \sqrt{(\Delta t)^2 - (\Delta t_{noise}^{TDC})^2}. \quad (7.4)$$

Die beiden Werte für Δt_{Det} zeigen eine gute Übereinstimmung und bestätigen somit die obigen Annahmen. Für den TAC-Messbereich, in dem die Energieverlust-Messungen durchgeführt wurden (100 ns), wurden unglücklicherweise keine Spektren mit 3.6 MeV/u- ^{238}U -Ionen aufgezeichnet. Allerdings lässt sich in diesem Fall die gesamte Auflösung der ToF-Messung aus dem gewichteten Mittelwert $\Delta t_{Det} = 216(5)$ ps und dem entsprechenden Wert für Δt_{noise}^{TDC} zu $\Delta t = 253(5)$ ps abschätzen.

Zum Abschluss dieser Untersuchung wird noch betrachtet, ob die Energieverteilung des Ionen-Strahls einen Einfluss auf die gemessenen Linienbreiten in den ToF-Spektren haben könnte. Die relative Energiebreite des primären Strahls vom Beschleuniger beträgt $(\Delta E/E)_{ac} < 0.3\%$ [Dah11]. Unter der üblichen Annahme, dass das Energie-Straggling im Au-Streutarget sowie in der C-Folie des vorderen Time-Pickoff-Detektors jeweils ca. 10% des gesamten Energieverlustes (siehe hierfür Werte aus Tabelle C.1) beträgt, und unter Berücksichtigung der kinematischen Verteilung durch die Winkelakzeptanz des Messaufbaus bei der Rutherford-Streuung am Au-Target ergibt sich eine Aufweitung des primären Strahls um ca. 0.07%. Somit liegt die Breite der tatsächlichen Ionen-Flugzeitverteilung bei ca. $\Delta t_{Strahl} = 62$ ps und ist gegen die gesamte gemessene Flugzeitauflösung von $\Delta t = 227$ ps vernachlässigbar.

Energieauflösung der CLTDs und Massenauflösung des E-ToF-Systems

Aufgrund des limitierten dynamischen Bereiches der CLTDs wurden die Untersuchungen zu deren Energieauflösung bzw. zur Massenauflösung des Gesamtsystems ausschließlich über die Messungen mit breiter Energieverteilung (siehe Abbildung 7.3), d.h. unter Einsatz des 20 mg/cm² Au-Streutargets, und ohne Absorberfolie durchgeführt. Während die Massenauflösung Δm direkt aus den koinzident gemessenen Energie- und Flugzeitdaten bestimmt werden kann, muss die Energieauflösung der CLTDs aufgrund der breiten Energieverteilung aus Δm und der im vorangegangenen Abschnitt bestimmten ToF-Auflösung $\Delta t \approx 250$ ps über Gleichung 2.47 extrahiert werden. Für diese Betrachtungen wurden die beiden in unterschiedlichen Flugzeitbereichen (Bereich (i): $t_f = 240 - 140$ ns und Bereich (ii): $t_f = 160 - 60$ ns) durchgeführten Messungen separat analysiert. Eine weitere Unterteilung der einzelnen Messungen in kleinere Energiebereiche wurde bedingt durch die vergleichsweise geringe Statistik nicht durchgeführt, was bedeutet, dass für ΔE und Δm jeweils lediglich Mittelwerte über große Energiebereiche hinweg angegeben werden können. Aufgrund der ungleichmäßigen Intensitätsverteilung als Funktion der Energie (siehe Abbildung 7.3b) werden die Resultate im Wesentlichen durch Ionen-Energien im Bereich (i) von ca. 30 – 75 MeV, mit einer mittleren Energie $E_m = 50$ MeV, und im Bereich (ii) von ca. 55 – 150 MeV, mit $E_m = 90$ MeV, bestimmt.

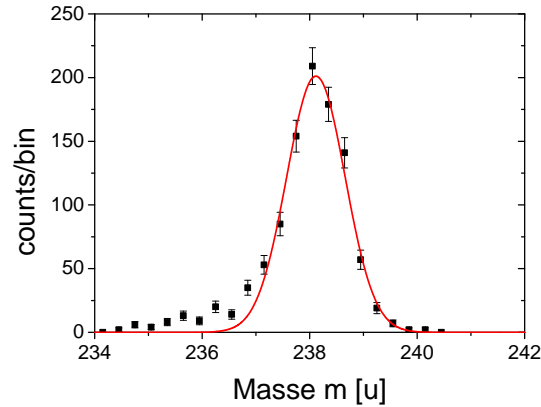


Abbildung 7.7: Massenspektrum von ^{238}U -Ionen aus einer E-ToF-Messung mit dem CLTD-Pixel D9-2 in einem Energiebereich von 55 – 150 MeV [E⁺12a]. Die mittlere Ionen-Energie beträgt dabei $E_m = 90$ MeV. Der Gauß-Fit hat eine Breite von $\Delta m = 1.28(4)$ u.

Abbildung 7.7 zeigt eines der Massenspektren, die im höheren Energiebereich (ii) gemessen wurden. Bezüglich der Schulter auf der linken Seite des Spektrums hat eine Simulation mit SRIM ergeben, dass größere Energieverluste durch nuklearen Energieverlust in der $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -dicken C-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors erst ab Energien von $E < 20$ MeV zu erwarten sind. Diese Schulter ist daher erneut auf den Energieverlust der Ionen durch Streuung an den Anoden-Drähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors und den Kollimatoren des Kryostaten zurückzuführen. Die gemessenen Massenauflösungen und entsprechend abgeschätzten Energieauflösungen der einzelnen CLTD-Pixel für die beiden untersuchten Energiebereiche sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Um einen potentiellen Einfluss der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors auf die gemessenen Energie- bzw. Massenauflösungen zu untersuchen, wurden auch entsprechende Werte für ΔE_{MCP2} mit SRIM berechnet und in der Tabelle mit aufgelistet. Diese setzen sich zum einen aus dem Energie-Stragglung und zum anderen aus Schwankungen des Energieverlustes durch Inhomogenitäten in der Foliendicke, die wie üblich zu 10 % des gesamten Energieverlustes abgeschätzt wurden, zusammen. Anhand der berechneten Werte in Tabelle 7.2 lässt sich erkennen, dass ΔE_{MCP2} , selbst für die besten gemessenen Energieauflösungen ΔE , nur geringfügig zur Linienbreite beiträgt.

Die Abschätzungen für ΔE zeigen, dass auch hier die exzellenten Resultate aus den Messungen mit den weitaus leichteren ^{32}S -Ionen (siehe Tabelle 6.2) nicht ganz erreicht werden konnten. Eine mögliche Ursache hierfür sind Unterschiede in den, wenn auch für CLTDs vergleichsweise geringen, Verlustprozessen bei der Energieumwandlung (siehe Abschnitt 2.4) und somit auch der Energieauflösung in Abhängigkeit von der Ionensorte. Vergleicht man die Beiträge der beiden

	$E = 30 - 75 \text{ MeV}$ $E_m = 50 \text{ MeV}$ $\Delta t/t(E_m) = 1.5 \times 10^{-3}$ $\Delta E_{MCP2}(E_m) = 97 \text{ keV (SRIM)}$			$E = 55 - 150 \text{ MeV}$ $E_m = 90 \text{ MeV}$ $\Delta t/t(E_m) = 2.0 \times 10^{-3}$ $\Delta E_{MCP2}^{strag}(E_m) = 122 \text{ keV (SRIM)}$		
CLTD-Pixel	Δm [u]	ΔE [keV]	$\Delta E/E_m$ [10^{-3}]	Δm [u]	ΔE [keV]	$\Delta E/E_m$ [10^{-3}]
D6-1	1.83(5)	354	7.1	1.51(5)	442	4.9
D6-2	1.93(6)	377	7.5	1.44(5)	406	4.5
D7-1	2.48(8)	499	10.0	1.88(6)	612	6.8
D7-2	1.53(5)	285	5.7	1.40(5)	384	4.3
D8-1	1.84(5)	357	7.1	1.47(5)	424	4.7
D8-2	1.83(5)	354	7.1	1.42(4)	396	4.4
D9-1	2.18(6)	433	8.7	1.90(6)	619	6.9
D9-2	1.59(4)	298	6.0	1.28(4)	318	3.5
Mittel:	1.90(31)	370	7.4	1.54(23)	454	5.0

Tabelle 7.2: Mittlere Detektoraufösungen für ^{238}U -Ionen im Energiebereich von 30 – 150 MeV. E_m = mittlere Ionen-Energie im untersuchten Energiebereich. $\Delta t/t(E_m)$ ergibt sich aus $\Delta t = 250 \text{ ps}$. $\Delta E_{MCP2}(E_m)$ = mit SRIM berechneter Beitrag der C-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors zur Energiebreite bei der Einschussenergie E_m . Die Fehler in den angegebenen Mittelwerten wurden jeweils aus der Standardabweichung der Werte der einzelnen CLTD-Pixel bestimmt. ΔE wurde nach Gleichung 2.47 berechnet. Aufgrund der Energieabhängigkeit von ΔE stellen die Werte lediglich eine Abschätzung dar, weswegen in diesem Fall keine Fehler angegeben wurden.

Detektor-Systeme zur Massenauflösung zeigt sich, dass Δm im unteren Energiebereich durch die Energieauflösung der CLTDs limitiert wird, während bei $E \approx 90 \text{ MeV}$ Flugzeit- und Energiemessung in etwa gleich zu Δm beitragen.

Obwohl für beide Detektor-Systeme in diesen Messungen noch nicht ihr volles Potential ausgeschöpft wurde, konnten mit dem kombinierten CLTD-ToF-Aufbau bereits jetzt exzellente Massenaufösungen von $\Delta m = 1.3 - 2.5 \text{ u}$, und lässt man die beiden CLTD-Pixel D7-1 und D9-1, die in nahezu allen Messungen eine schlechtere Auflösung als die restlichen Detektoren gezeigt haben, außer Acht sogar $\Delta m = 1.3 - 1.9 \text{ u}$, für ^{238}U -Ionen in einem Energiebereich von ca. $0.1 - 0.6 \text{ MeV/u}$ erreicht werden. In einer E-ToF-Messung mit Ionisationsdetektoren sind solche Werte in diesem Energie- und Massenbereich nicht erreichbar. Mögliche Anwendungsgebiete eines solchen Detektor-Systems wurden bereits in der Einleitung sowie in Abschnitt 2.7.1 diskutiert.

An dieser Stelle enden die Betrachtungen bezüglich des Verhaltens des Detektor-Systems im Experiment am UNILAC der GSI. Die folgenden Abschnitte befassen sich nun mit der Durchführung, der Analyse und den Resultaten der Messungen zur Bestimmung spezifischer Energieverluste.

7.1.4 Absorberfolien für dE/dx -Messungen

Die Eigenschaften der Absorberfolien, im Folgenden auch häufig als Targets bezeichnet, an denen die Energieverlust-Messungen durchgeführt wurden, sind, unter anderem mit den vom Hersteller angegebenen Dicken, in Tabelle 7.3 zusammengestellt. Beide Absorber wurden im Target-Labor der GSI gefertigt und befinden sich jeweils wie die Folien des ToF-Detektors auf einem Aluminium-Rahmen mit einer ovalen Öffnung von $12 \times 9 \text{ mm}^2$. Die vom Hersteller angegebene Dicke d_H des C-Targets wurde durch optische Transmission mittels eines Photometers bestimmt, während der Wert für den Au-Absorber direkt aus einer Messung seines Gewichtes mittels einer Präzisionswaage und seiner Oberflächengröße ermittelt wurde. Der Fehler wurde dabei zu jeweils 10 % angegeben.

Da sich der relative Fehler in der Absorberdicke direkt auf die Messgenauigkeit bei der Bestimmung der Stopping Power S überträgt, wurden die Foliendicken zusätzlich in einer separaten Messung mit einer höheren Genauigkeit vermessen. Dies erfolgte nach einem zu diesem Zweck häufig eingesetzten Verfahren [ICR05] über eine Messung des Energieverlustes δE_α von α -Teilchen beim Durchgang durch den Absorber und unter Verwendung von theoretischen Vorhersagen für die Stopping Power S_α . Hierbei muss beachtet werden, dass in dieser Arbeit als Endresultate der Messungen mit Schwerionen mittlere Energieverluste angegeben werden sollen und daher auch entsprechend die mittleren Foliendicken bestimmt werden müssen. Aufgrund der Tatsache, dass für sehr dünne Folien, wie sie hier verwendet werden, die Inhomogenitäten in den Foliendicken in der Größenordnung von 10 % liegen können, und der in Abschnitt 2.7.2 angesprochenen Anfälligkeit des Peak-Energieverlustes für diese Inhomogenitäten wurden die Foliendicken durch Messung des mittleren Energieverlustes einer Vielzahl von α -Teilchen $\langle \delta E \rangle_\alpha$ bestimmt. Nach Gleichung 2.48 erhält man demnach die mittlere Foliendicke aus der α -Transmissionsmessung über

$$d = \frac{\langle \delta E \rangle_\alpha}{S_\alpha(E_{av})}, \quad (7.5)$$

mit der mittleren Energie innerhalb des Absorbers $E_{av} = E_i - \langle \delta E \rangle_\alpha / 2$ und der Einschussenergie E_i . Ein negativer Aspekt dieser Art der Dickenbestimmung ist sicherlich die Tatsache, dass die letztendlichen Resultate der Energieverlust-Messungen mit Schwerionen über $S_{HI} = \langle \delta E \rangle_{HI} / d(S_\alpha)$ von theoretischen Vorhersagen anderer Energieverlust-Werte (S_α) abhängen. Allerdings beruhen die semi-empirischen Berechnungen von S_α auf den Ergebnissen einer Vielzahl an experimentell bestimmten Werten, wodurch eine vergleichsweise hohe Präzision erreicht wird.

Absorber (Material)	d_H (Herst.) [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	$\langle\delta E\rangle_\alpha$ [keV]	$S_\alpha(E_{av})$ [keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)]	d (Messung) [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
C	80(8)	62.8(12)	0.760(43)	82(5)
Au	111(11)	28.3(7)	0.226(17)	125(9)

Tabelle 7.3: Parameter der Absorberfolien für Messungen des elektronischen Energieverlustes von ^{238}U am UNILAC Beschleuniger der GSI. Der C-Absorber ist aus zwei $40\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Folien zusammengesetzt. Die jeweilige Dicke d_H wurde vom Hersteller mit einer Unsicherheit von 10 % angegeben. Zur Definition der übrigen Größen und für die Diskussion der einzelnen Fehlerbeiträge, siehe Text.

Zur Bestimmung von $\langle\delta E\rangle_\alpha$ wurden eine ^{241}Am -Quelle und eine $1\times 1\ \text{cm}^2$ große PIN-Diode zur Energiemessung in einem zueinander relativen Abstand von 7.5 cm positioniert. Die Absorber befanden sich dabei auf einer höhenverstellbaren Leiter und konnten zwischen PIN-Diode und α -Quelle, parallel zu deren Oberflächen, platziert werden. Abbildung 7.8a zeigt exemplarisch die aufgezeichneten Energiespektren der ^{241}Am -Quelle für eine Messung ohne Absorber und eine Messung mit dem C-Absorber. Die Kalibrierung des Energie-Detektors (Abbildung 7.8b) erfolgte dabei anhand der vier im Pulshöhenspektrum markierten Linien und Literaturwerten für die α -Energien von ^{241}Am aus [NND12]. Bedingt durch Randeffekte der PIN-Diode, d.h. geringere Signalamplituden beim Nachweis von Teilchen, die den Rand des Detektors treffen, weisen die Linien in den Spektren, auch in den Messungen ohne Absorber, niederenergetische Schultern auf. Daher wurden die Peak-Positionen, d.h. die Kalibrierungspunkte für den Energie-Detektor, über Fits der Daten mit der bereits vorgestellten asymmetrischen Verteilungsfunktion ADS (Gleichung 6.3) bestimmt.

Beim Einsatz des Absorbers zwischen Quelle und Detektor wird die Asymmetrie in den Spektren durch die zuvor diskutierten Inhomogenitäten der Foliendicke, potentielle Beiträge von nuklearem Energieverlust innerhalb der Folie sowie Streuung an den Rändern des Target-Rahmens verstärkt. Daher wurden die mittleren Energieverluste $\langle\delta E\rangle_\alpha$ nicht über die Peak-Positionen, sondern über die Verschiebung der Energiemittelwerte beider Spektren bestimmt. Als niederenergetische Grenze für die Mittelwert-Berechnung wurde dabei jeweils der Punkt unterhalb der niedrigsten Linie bei $E_i = 5388\ \text{keV}$ definiert, bei dem die Werte auf 30 % des Peak-Maximums abgefallen sind (siehe Abbildung 7.8a). Ein Vergleich zwischen $\langle\delta E\rangle_\alpha$ und dem Peak-Energieverlust $\delta E_{p,\alpha}$, der aus der Verschiebung des Maximums der 5486-keV-Linie bestimmt wurde, zeigt, dass die relativen Unterschiede zwischen mittlerem und Peak-Energieverlust

$$\kappa := \frac{\langle\delta E\rangle}{\delta E_p} - 1 \quad (7.6)$$

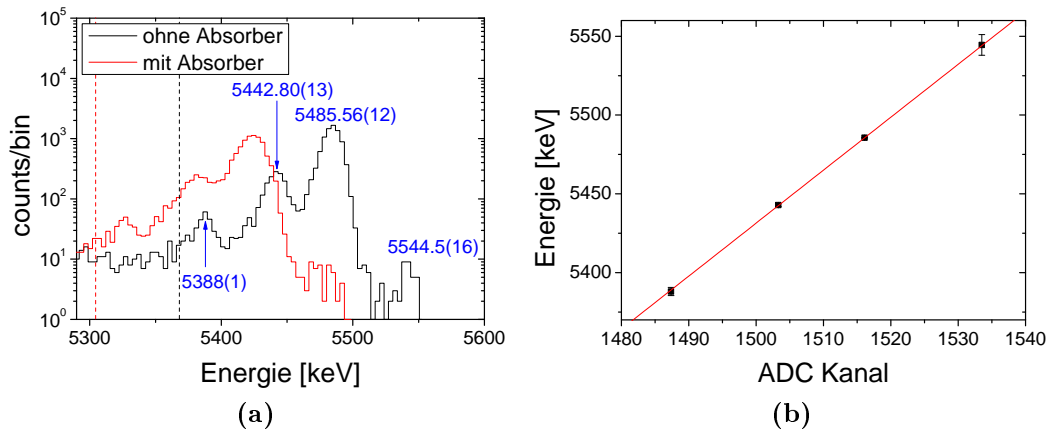


Abbildung 7.8: (a): Energiespektrum einer ^{241}Am - α -Quelle für eine Messung ohne Absorber und eine Messung mit dem C-Absorber. Die vier Linien, die zur Kalibrierung des Energie-Detektors verwendet wurden (Messung ohne Absorber) sind zusammen mit deren Energiewerten markiert. Die α -Energien von ^{241}Am wurden der Bibliothek [NND12] entnommen. Die gestrichelten vertikalen Linien geben jeweils die niederenergetische Grenze für die Berechnung der Energiemittelwerte der Spektren an, aus denen der mittlere Energieverlust im Absorber bestimmt wurde. (b): Energie der ^{241}Am - α -Linien als Funktion der gemessenen Pulshöhe für die Messung ohne Absorber. Der lineare Fit (rot) dient der Energiekalibrierung. Für einige Messpunkte sind die Fehler kleiner als die Darstellung der Punkte.

bei diesen Messungen, mit $\kappa_\alpha = 0.030(7)$ für den C-Absorber und $\kappa_\alpha = 0.054(18)$ für den Au-Absorber, nicht zu vernachlässigen sind. Diese Abweichungen sind ein Indiz für Inhomogenitäten in den Schichtdicken-Verteilungen der verwendeten Absorberfolien.

Die gemessenen Energieverluste $\langle \delta E \rangle_\alpha$, die mit SRIM berechneten differentiellen Energieverluste S_α sowie die daraus bestimmten Foliendicken d beider Absorber sind in Tabelle 7.3 zusammengestellt. Der relative Gesamtfehler $\Delta d/d$ dieser Messung beträgt ca. 6 % für die C-Folie und ca. 8 % für die Au-Folie, wobei die aus der Messung der α -Energieverluste δE_α resultierenden Unsicherheiten mit insgesamt 2 – 3 % vergleichsweise wenig zum Gesamtfehler beitragen. Eine ausführliche Diskussion der einzelnen Beiträge zum Messfehler findet sich in Anhang C.2. Der größte Fehlerbeitrag bei der Dickenbestimmung ist die Unsicherheit in den mit SRIM berechneten Werten für S_α . Bei den hier verwendeten Materialien werden die differentiellen Energieverluste für C-Absorber mit einer relativen Genauigkeit von 5.6 % und für Au-Absorber mit 7.3 % angegeben [Zie13]. Auch wenn dieser Punkt eine erhebliche Fehlerquelle darstellt ist zu beachten, dass dieser Beitrag völlig unabhängig von den durchgeführten Messungen ist. Dies ermöglicht für den Fall, dass in Zukunft neue, präzisere Werte für S_α zur Verfügung stehen, eine nachträgliche, und vor allem einfache, Korrektur der in Abschnitt 7.1.6

vorgestellten Resultate für die Stopping Power von Schwerionen S_{HI} gemäß

$$S_{HI} = \frac{\langle \delta E \rangle_{HI}}{\langle \delta E \rangle_{\alpha}} S_{\alpha}, \quad (7.7)$$

ohne jegliche Zusatzmessungen. Der Fehlerbeitrag von S_{α} wird sich in diesem Fall auf den der neuen Werte reduzieren.

7.1.5 Analyseverfahren zur Bestimmung spezifischer Energieverluste

Die Methode zur Bestimmung kontinuierlicher dE/dx -Kurven mittels E-ToF-Messung wurde in Abschnitt 2.7.2 beschrieben. Hierbei wurde auch erwähnt, dass sich bei den unterschiedlichen Arbeitsgruppen, die diese Methode verwenden, die Analyseverfahren zur Bestimmung der Energieverluste aus den gewonnenen Daten unterscheiden. Das in dieser Arbeit verwendete Analyseverfahren sowie die Unterschiede zum Vorgehen von Trzaska et al. [T⁺01, T⁺02] und Zhang et al. [Zha02] werden im Folgenden anhand eines exemplarischen Datensatzes (Abbildung 7.9), der im hier beschriebenen Experiment in Messungen mit und ohne und den 82 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken C-Absorber aufgezeichnet wurde, diskutiert.

Trzaska et al. verwenden den ToF-Detektor zur Identifikation von Ionen gleicher Pulshöhe und somit gleicher Energie in den Messungen mit und ohne Absorber, sogenanntes „Tagging“ (Abbildung 7.9a), und bestimmen die Energieverluste aus den gemessenen Energiewerten des Energie-Detektors, in diesem Fall ein Si-Detektor. Für die Ionen innerhalb des Auswahl(Tagging)-Intervalls ergibt sich somit der mittlere Energieverlust $\langle \delta E \rangle$ aus der Differenz der mit dem Si-Detektor gemessenen mittleren Energien in den Messungen ohne ($\langle E_i \rangle$) und mit ($\langle E_f \rangle$) Absorber (Abbildung 7.9b). Zhang et al. nutzen eine ähnliche Methode allerdings unter Verwendung des Energie-Detektors, auch hier ein Si-Detektor, zum Tagging und des ToF-Detektors zur Bestimmung des Energieverlustes (Abbildungen 7.9c und 7.9d). Die mittlere Einschussenergie $\langle E_i \rangle$ der Ionen innerhalb des Tagging-Intervalls wird dabei aus der mittleren Flugzeit für die Messung mit Absorber bestimmt und die Austrittsenergie $\langle E_f \rangle$ aus der mittleren Flugzeit für die Messung ohne Absorber. Ein Vorteil dieser beiden Analysemethoden ist, dass für den Tagging-Detektor lediglich die gemessenen Signalamplituden benötigt werden, und somit die Notwendigkeit einer Kalibrierung des Detektors prinzipiell entfällt. Dennoch wird diese Kalibrierung von beiden Arbeitsgruppen durchgeführt, bei Trzaska et al., weil die Daten des ToF-Detektors zur Kalibrierung des Si-Detektors verwendet werden, und bei Zhang et al., weil die absoluten Energiewerte des Halbleiterzählers für die Untergrundseparation, die Reduktion

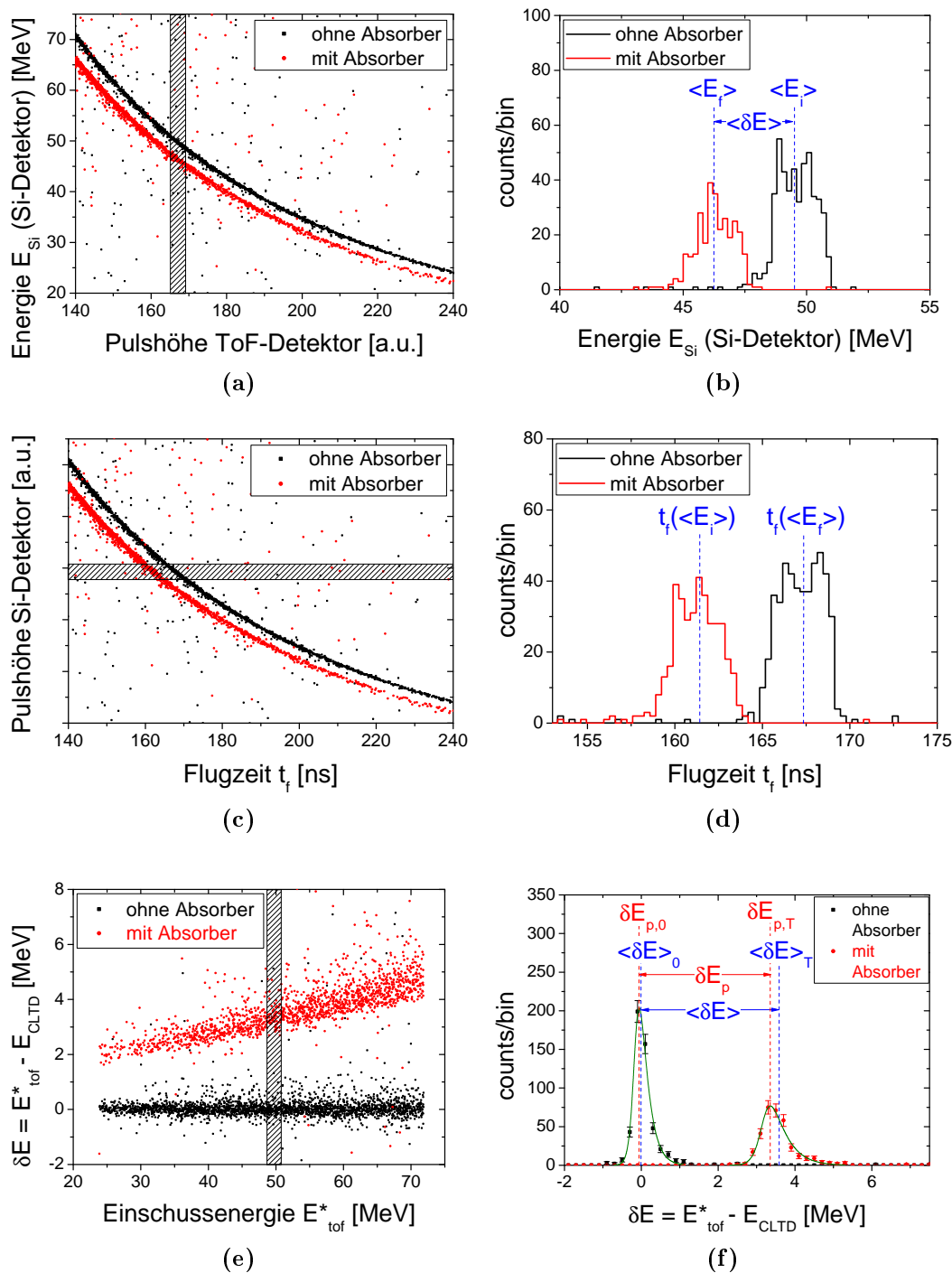


Abbildung 7.9: Darstellung unterschiedlicher Analysemethoden zur Bestimmung des Energieverlustes δE aus E-ToF-Messungen mit und ohne Absorber. (a) und (b): Tagging-Methode von Trzaska et al. [T⁺01], (c) und (d): Tagging-Methode von Zhang et al. [Zha02], (e) und (f): Methode, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde; Die Graphen auf der rechten Seite zeigen jeweils das Histogramm für Ionen innerhalb des Auswahl-Intervalls (schraffierte Fläche) im zugehörigen Graphen auf der linken Seite. Die zugrunde liegenden Datensätze für alle drei dargestellten Methoden sind identisch. Für eine weitere Beschreibung siehe Text.

größerer Beiträge nuklearen Energieverlustes und die Identifikation der einzelnen Teilchensorten bei der ERDA-Messung benötigt werden (siehe Abschnitt 2.7.2). Im letzteren Fall ist zu beachten, dass die Kalibrierung des von Zhang et al. benutzten Si-Detektors nicht für die Berechnung der Energieverluste verwendet wird und sich somit keine zusätzlichen Unsicherheiten durch den Pulshöhendefekt des Halbleiterzählers ergeben.

Im Falle geringer Statistik haben die oben beschriebenen Methoden allerdings einen Nachteil. Die Größe der Tagging-Intervalle muss so gewählt werden, dass innerhalb eines jeden Intervalls genügend Statistik für eine adäquate Untergrundseparation anhand der gemessenen Energie-Verteilungen (Abbildungen 7.9b und 7.9d) vorhanden ist. Mit zunehmender Intervall-Breite jedoch werden diese Energie-Verteilungen zunehmend durch den energieabhängigen Verlauf der beiden Kurven in Abbildung 7.9a bzw. Abbildung 7.9c bestimmt und nicht mehr durch die Auflösung der Detektoren und die statistische Natur des Energieverlustes im Absorber. Folglich lassen die gemessenen Energie-Verteilungen keine Rückschlüsse mehr auf die Energieverlust-Verteilungen der Ionen beim Durchgang durch den Absorber zu, womit wichtige Informationen bezüglich der gemessenen Energieverluste verloren gehen. Darüber hinaus erschweren in diesem Fall die breiten Energie-Verteilungen die Separation des Untergrundes, der einen merklichen Einfluss auf die gemessenen Energiemittelwerte haben kann, und verhindern zudem eine direkte Bestimmung der statistischen Fehler, da den Energie-Verteilungen in den Abbildungen 7.9b und 7.9d keine statistischen Verteilungen zugrunde liegen.

Aus diesen Gründen wurde in den hier vorgestellten Untersuchungen ein anderes Verfahren für die Bestimmung der Energieverluste aus den gewonnenen Messdaten benutzt. Hierzu wurden sowohl der ToF- als auch der Energie-Detektor kalibriert, um für jedes einzelne nachgewiesene Schwerion j die Einschussenergie über den ToF-Detektor, unter Berücksichtigung des Energieverlustes innerhalb des hinteren Time-Pickoff-Detektors ($E_{tof,j}^*$ aus Gleichung 7.1), und die Austrittsenergie über den Energie-Detektor ($E_{CLTD,j}$) gemäß

$$\delta E_j = E_{tof,j}^* - E_{CLTD,j} \quad (7.8)$$

direkt zu bestimmen. Abbildung 7.9e zeigt die entsprechend gemessenen Energieverluste einzelner Ionen als Funktion der Einschussenergie für den gleichen Datensatz, der für die Beschreibung der beiden anderen Analyseverfahren in den Abbildungen 7.9a und 7.9c verwendet wurde. Bei der Betrachtung vieler Ionen, auch innerhalb eines größeren Intervalls von Einschuss- oder Austrittsenergien, ergeben sich somit tatsächliche Energieverlust-Verteilungen der Ionen innerhalb des Absorbers (Abbildung 7.9f). Dies ermöglicht eine bessere Separati-

on des Untergrundes, eine direkte Bestimmung der statistischen Fehler sowie eine Untersuchung der Struktur der Energieverlust-Verteilungen und gibt somit auch Rückschlüsse auf potentielle Fehlerquellen. Um systematische Unsicherheiten, wie etwa aus der Detektorkalibrierung, zu reduzieren, wurden die mittleren Energieverluste $\langle \delta E \rangle$ vieler Ionen innerhalb eines Intervalls von Einschussenergien nicht ausschließlich aus dem Mittelwert der Messung mit Target $\langle \delta E \rangle_T$, sondern als Differenz dieses Wertes zum Mittelwert der Messung ohne Target $\langle \delta E \rangle_0$ bestimmt (siehe Abbildung 7.9f):

$$\langle \delta E \rangle = \langle \delta E \rangle_T - \langle \delta E \rangle_0. \quad (7.9)$$

Aufgrund der in Abbildung 7.9f deutlich erkennbaren asymmetrischen δE -Verteilungen wurden neben den mittleren Energieverlusten auch die wahrscheinlichsten Energieverluste δE_p (peak energy loss) bestimmt, die sich aus den Maximalwerten der δE -Verteilungen $\delta E_{p,T}$ und $\delta E_{p,0}$ in den Messungen mit und ohne Target gemäß

$$\delta E_p = \delta E_{p,T} - \delta E_{p,0} \quad (7.10)$$

ergeben (siehe Abbildung 7.9f). Bei den Messungen ohne Absorberfolie werden die asymmetrischen δE -Verteilungen, wie bereits in allen zuvor beschriebenen Messungen mit dem E-ToF-Setup, durch Streuung an den Anodendrähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors und Kollimatoren des Kryostaten verursacht. Auf die gemessenen Energieverluste $\langle \delta E \rangle$ und δE_p haben diese Effekte jedoch keinen Einfluss, da sie im gleichen Maße auch bei den Messungen mit Absorber auftreten. Andere, durch den Energieverlust-Prozess innerhalb des Absorbers selbst hervorgerufene, Beiträge zur Asymmetrie in den δE -Verteilungen werden jedoch durch die Berechnung von Differenzen zwischen Messungen mit und ohne Target in den Gleichungen 7.9 und 7.10 nicht kompensiert, wodurch sich Diskrepanzen zwischen den gemessenen mittleren und Peak-Energieverlusten ergeben können. Mögliche Ursachen hierfür, wie elastische Einzelstöße mit hohem Energieübertrag (nuklearer Energieverlust), Inhomogenitäten in den Foliendicken oder potentielle Asymmetrien des rein elektronischen Energieverlustes δE_{el} in diesem Energiebereich [ICR05], wurden bereits in Abschnitt 2.7.2 diskutiert.

Für die Angaben der Resultate bezüglich der Stopping Power in der vorliegenden Arbeit (Abschnitte 7.1.6 und 7.2.9) werden die gemessenen mittleren Energieverluste verwendet. Die Abweichungen zu den Peak-Energieverlusten werden entsprechend bei der Betrachtung der Messfehler berücksichtigt. Demnach erhält man für jedes der betrachteten Energieintervalle, mit der mittleren Einschussenergie

$$\langle E_i \rangle = \frac{\langle E_{tof}^* \rangle_0 + \langle E_{tof}^* \rangle_T}{2}, \quad (7.11)$$

einen Messpunkt der totalen mittleren Stopping Power gemäß

$$S(E_{eff}) = \frac{\langle \delta E \rangle}{d}. \quad (7.12)$$

Aufgrund der geringen relativen Energieverluste in den hier beschriebenen Untersuchungen von $\delta E/E_i < 10\%$ lässt sich hierbei die effektive Energie innerhalb des Absorbers, gemäß der Näherung aus Gleichung 2.49, durch

$$E_{eff} \approx E_{av} = \langle E_i \rangle - \langle \delta E \rangle / 2 \quad (7.13)$$

angeben.

Bei der Analyse der hier vorgestellten Daten wurden die Energieverluste in Intervallen der Einschussenergie mit einer Breite von 2.2 MeV (wie im Beispiel der Abbildungen 7.9e und 7.9f) für Messungen im unteren Energiebereich (20 – 75 MeV) und von 12 MeV für Messungen im oberen Energiebereich (50 – 350 MeV) bestimmt. Zur Abtrennung des Untergrundes wurden die Grenzen für die Berechnung der Mittelwerte $\langle \delta E \rangle_T$ und $\langle \delta E \rangle_0$ in den δE -Spektren der einzelnen Intervalle auf beiden Seiten des jeweiligen Peaks auf den Wert gesetzt, bei dem die Verteilung auf 1% des Maximalwertes abgefallen ist. Die entsprechende Bestimmung der Peak-Positionen $\delta E_{p,T}$ bzw. $\delta E_{p,0}$ erfolgte innerhalb der gleichen Grenzen über Fits der Daten mit der asymmetrischen Verteilungsfunktion ADS (siehe Gleichung 6.3).

Nuklearer Energieverlust

Die Energien der ^{238}U -Ionen bei den hier vorgestellten Messungen reichen hinunter bis zu 0.1 MeV/u. Nach SRIM-Vorhersagen beträgt das Verhältnis S_n/S_{el} zwischen nuklearer und elektronischer Stopping Power bei diesen Energien bereits ca. 0.2 für Kohlenstoff und ca. 0.5 für Gold als Absorbermaterial. Zwar trägt ein großer Teil der nuklearen Stopping Power aufgrund der sehr geringen Winkelabdeckung des Energie-Detektors von ca. 0.3° nicht zum gemessenen Energieverlust bei, dennoch verbleibt ein gewisser Beitrag, hervorgerufen durch den endlichen Öffnungswinkel der Messapparatur sowie durch multiple Streuung innerhalb des Targets. Unglücklicherweise lassen sich die Anteile von elektronischer und nuklearer Stopping Power zum gesamten gemessenen Energieverlust nicht direkt aus den gewonnenen Messdaten separieren. Zur Bestimmung von S_{el} wurden daher die erwarteten nuklearen Energieverluste mit SRIM berechnet und vom gesamten gemessenen Energieverlust abgezogen. Wegen der geringen Raumwinkelabdeckung der Messapparatur würde jedoch eine Verwendung der in SRIM-Tabellen ausgegebenen kompletten Werte der nuklearen Stopping Power $S_{n,srim}$

die Korrekturen deutlich überschätzen. Daher müssen die Berechnungen auf Ionen eingeschränkt werden, deren Austrittswinkel zur Strahlachse ψ_e nach der Transmission durch den Absorber kleiner sind als die maximale Winkelabdeckung des Energie-Detektors ψ_{max} . Zu diesem Zweck wurden zunächst anhand von SRIM-Monte-Carlo-Simulationen (TRIM) Vorhersagen für die auf $\psi_e < \psi_{max}$ eingeschränkte gesamte Stopping Power $S_{srim}^*(\psi_{max})$ berechnet. Unter der Annahme, dass die elektronische Stopping Power $S_{el,srim}$ nicht vom Austrittswinkel der Ionen abhängt, ergibt sich die entsprechende eingeschränkte nukleare Stopping Power $S_{n,srim}^*$ zu

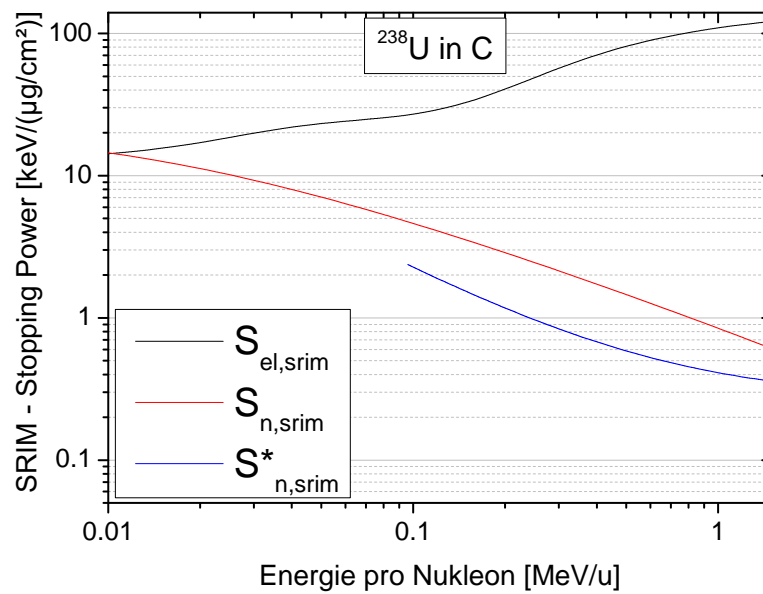
$$S_{n,srim}^*(\psi_{max}) = S_{srim}^*(\psi_{max}) - S_{el,srim}. \quad (7.14)$$

Mit diesen Werten erhält man schließlich aus der gemessenen totalen Stopping Power S (Gleichung 7.12) die elektronische Stopping Power S_{el} zu

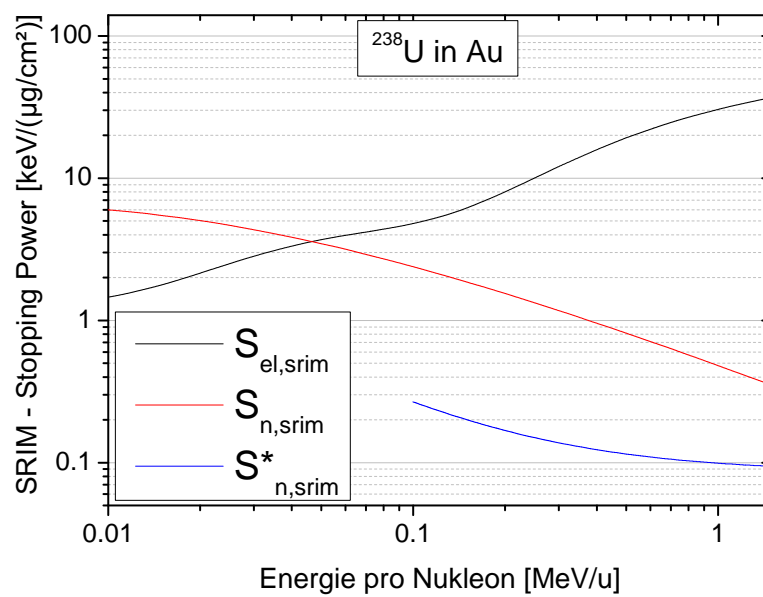
$$S_{el} = S - S_{n,srim}^*. \quad (7.15)$$

Für die Anwendung auf die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wurde der Einfachheit halber eine konische Raumwinkelabdeckung mit einem Radius des Energie-Detektors von 5 mm angenommen, auch wenn das $12 \times 6 \text{ mm}^2$ große CLTD-Array nicht axialsymmetrisch aufgebaut ist (Abbildung 3.5). Mit dem Abstand der CLTDs zu den Targets von ca. 1 m ergibt sich somit eine maximale Winkelabdeckung zur Strahlachse von $\psi_{max} = 0.3^\circ$. Die berechneten Werte für $S_{n,srim}^*$ im untersuchten Energiebereich, unter Verwendung dieses Maximalwinkels und den Targetdicken d aus Tabelle 7.3, sind zusammen mit den SRIM-Vorhersagen der elektronischen Stopping Power sowie der totalen, d.h. nicht auf bestimmte Austrittswinkel eingeschränkten, nuklearen Stopping Power in Abbildung 7.10 zusammengestellt. Die Bestimmung von S_{srim}^* für jeweils eine feste Einschussenergie erfolgte dabei anhand einer TRIM-Simulation von jeweils 10^5 Teilchentrajektorien.

Betrachtet man die Ergebnisse der Rechnungen für alle transmittierten Ionen, so ist der relative Beitrag der nuklearen Stopping Power am gesamten Energieverlust für Gold-Absorber höher als für Kohlenstoff-Absorber. Jedoch reduziert sich dieser Beitrag durch die größeren Streuwinkel bei der Streuung an den schweren Au-Kernen wesentlich stärker als im Falle des C-Targets. Die Folge ist ein höherer Anteil der nuklearen Stopping Power am gemessenen Energieverlust und somit höhere Korrekturen bei der Bestimmung von S_{el} für das leichtere Absorbermaterial. Zur Verdeutlichung der Größenordnung dieser Korrekturen ist das Verhältnis $S_{n,srim}^*/S$ für beide untersuchten Absorberfolien in Abbildung 7.11 dargestellt. Die TRIM-Simulationen zeigen, dass trotz der sehr geringen Winkelabdeckung



(a)



(b)

Abbildung 7.10: Resultate der SRIM-Berechnungen für die elektronische Stopping Power $S_{el,srim}$, die totale nukleare Stopping Power $S_{n,srim}$ sowie die auf Austrittswinkel von $\psi_e < 0.3^\circ$ eingeschränkte nukleare Stopping Power $S_{n,srim}^*$ von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch (a) Kohlenstoff ($82 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und (b) Gold ($125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) in doppelt logarithmischer Darstellung.

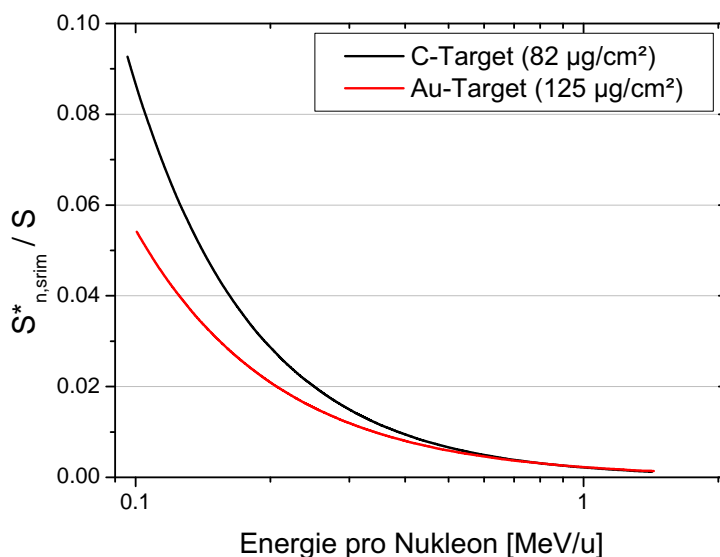


Abbildung 7.11: Relative Korrektur der gemessenen Stopping Power von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch die beiden untersuchten Absorber bezüglich des Beitrags nuklearen Energieverlustes bei der Bestimmung der elektronischen Stopping Power. Dargestellt ist jeweils die mit SRIM berechnete, auf den maximalen Messwinkel eingeschränkte, nukleare Stopping Power $S_{n,srim}^*$ im Verhältnis zur gemessenen gesamten Stopping Power S .

des Energie-Detektors die Erwartungen für den nuklearen Energieverlust am unteren Ende des Messbereiches bei bis zu 10 % des gemessenen Energieverlustes für das C-Target und etwa bei der Hälfte des Wertes für das Au-Target liegen. Bei einer angestrebten Messgenauigkeit für die Bestimmung der elektronischen Stopping Power im Bereich einiger Prozent muss daher der Beitrag des nuklearen Energieverlustes unbedingt berücksichtigt werden.

7.1.6 Resultate der dE/dx -Messungen mit ^{238}U -Ionen

Die gemessenen Werte der elektronischen Stopping Power von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff und Gold in einem Energiebereich von 0.1 – 1.4 MeV/u sind in den Abbildungen 7.12 und 7.13 dargestellt¹. Die entsprechenden tabellierten Daten finden sich im Anhang in den Tabellen A.1 und A.2. Zum Vergleich der Resultate wurden auch experimentell bestimmte Werte anderer Arbeitsgruppen, die der Online-Bibliothek für Stopping Power Daten von H. Paul [Pau13] entnommen wurden, sowie theoretische S_{el} -Berechnungen unterschiedlicher Computer-Codes, die im untersuchten Energie- und (Z_1, Z_2) -Bereich Daten

¹Vorläufige Resultate bezüglich dieser Messungen wurden bereits in [E⁺12a] publiziert.

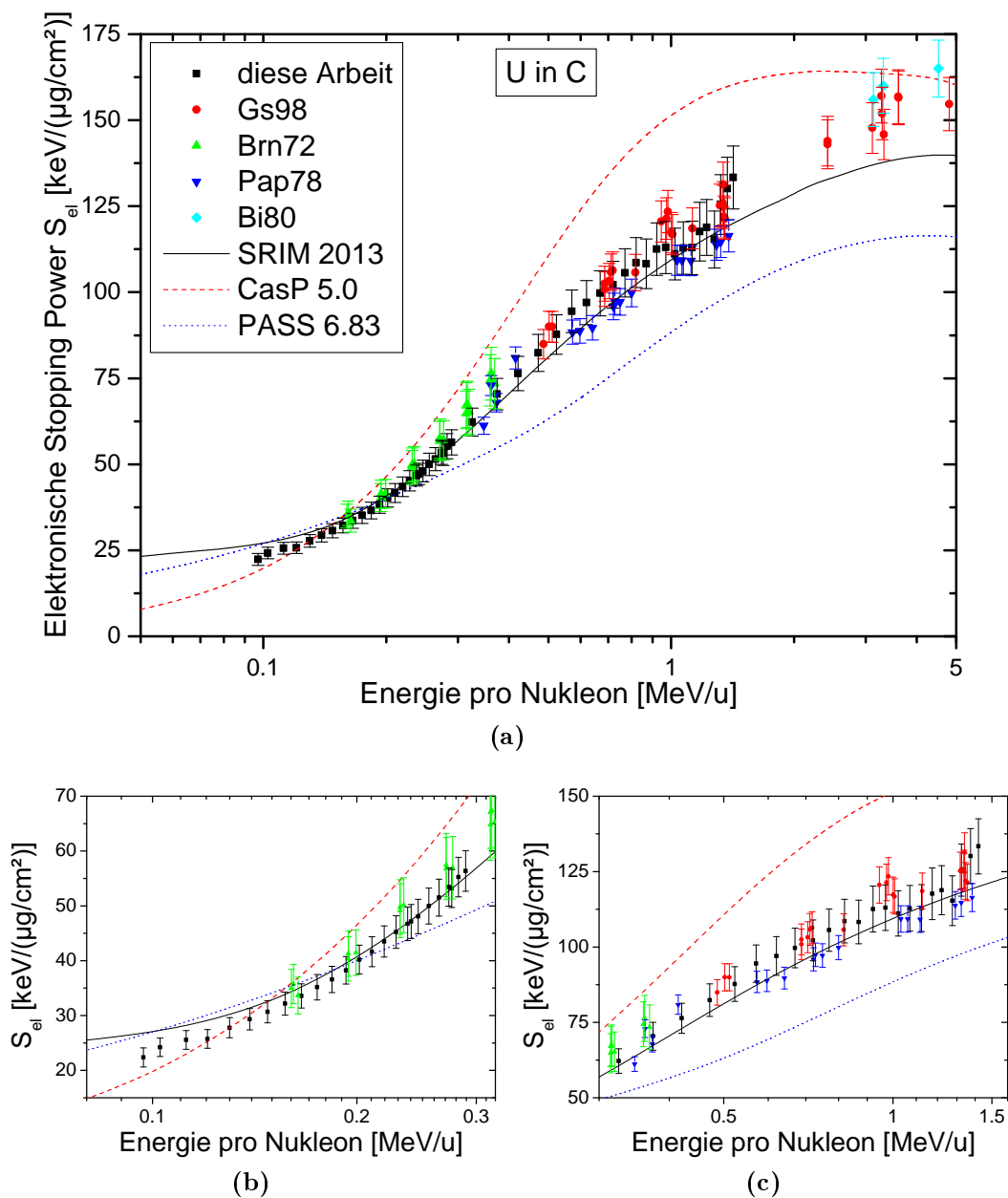


Abbildung 7.12: Gemessene Werte der elektronischen Stopping Power S_{el} von U-Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff (schwarze Datenpunkte). Ebenfalls dargestellt sind Messwerte anderer Arbeitsgruppen, die der Online-Bibliothek von H. Paul [Pau13] entnommen wurden (Gs98 [G⁺], Brn72 [BM72], Pap78 [PKS78], Bi80 [B⁺80a]), sowie Daten von semi-empirischen (SRIM [Zie13, ZZB10]) und theoretischen (CasP [GS12, GS09], PASS [SS12, SS02]) Computer-Codes zur Vorhersage von Stopping Power Werten. Sowohl für die Literaturwerte als auch für die in dieser Arbeit gemessenen Daten sind jeweils die Gesamtfehler der Messungen angegeben. Entsprechend gängiger Praxis, ist die Energie-Achse logarithmisch und in MeV/u dargestellt. Für einen besseren Vergleich sind die Daten aus (a) in zwei unterschiedlichen Energiebereichen nochmals vergrößert in (b) und (c) dargestellt.

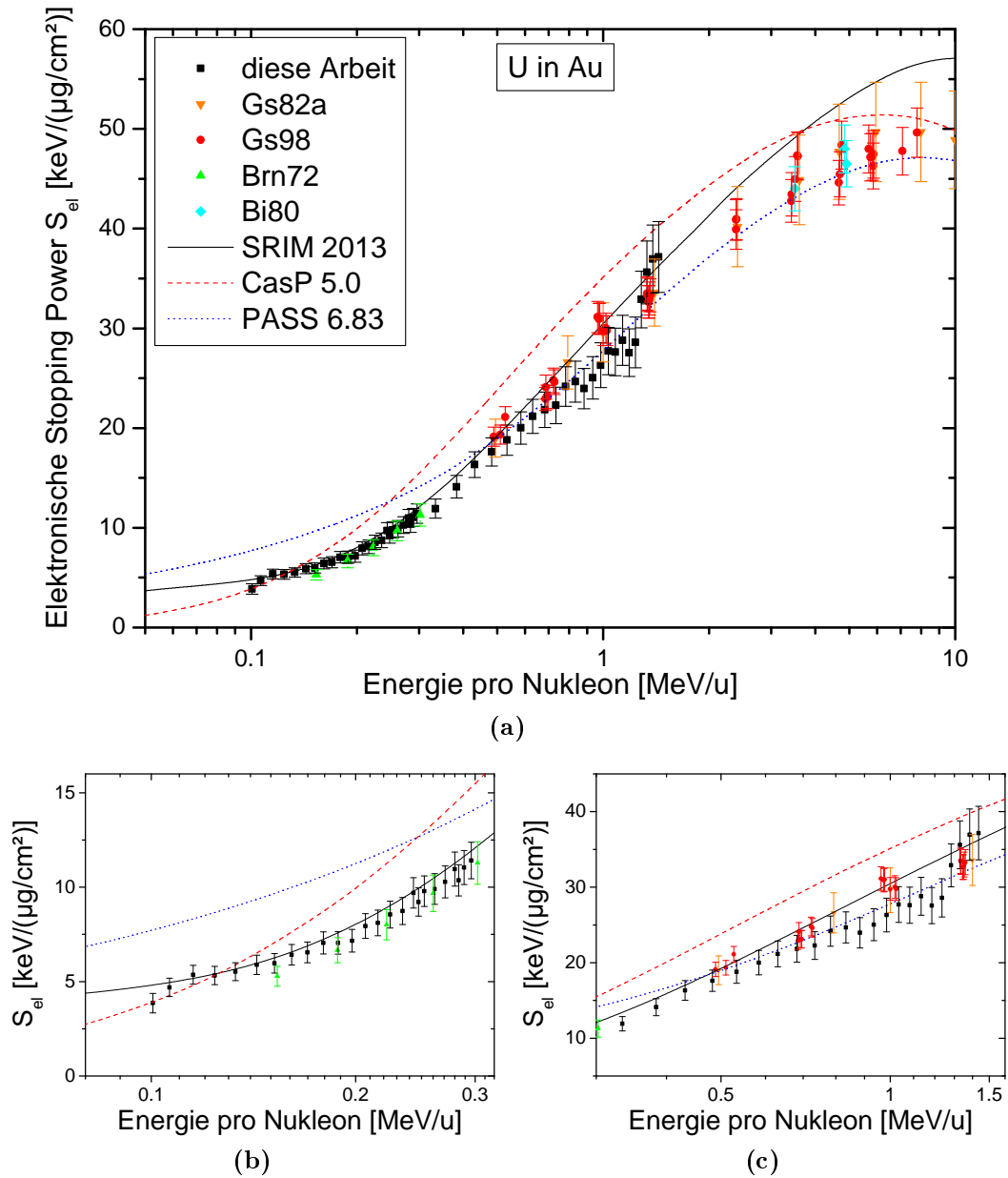


Abbildung 7.13: Gemessene Werte der elektronischen Stopping Power S_{el} von U-Ionen beim Durchgang durch Gold (schwarze Datenpunkte). Die Literaturwerte wurden der Online-Bibliothek von H. Paul [Pau13] entnommen (Gs82a [GLSA82], Gs98 [G⁺], Brn72 [BM72], Bi80 [B⁺80a]). Für eine weitere Beschreibung siehe Abbildung 7.12.

liefern, in die Abbildungen eingefügt². Eine Auswahl sowie Vergleiche und Diskussionen bezüglich unterschiedlicher theoretischer Modelle und semi-empirischer Programme zur Berechnung von Stopping Power Daten bieten die Veröffentlichungen von H. Paul [Pau07, Pau10, Pau12] oder der ICRU-Report 73 [ICR05].

Im Folgenden wird zunächst die Zusammensetzung der unterschiedlichen Messfehler für die hier gewonnenen Daten diskutiert. Für einige der Fehlerbeiträge werden hier aufgrund längerer Beschreibungen und Rechnungen lediglich die Resultate der Fehleranalyse zusammengefasst. Die entsprechenden Details finden sich in diesen Fällen in Anhang C.3. Der Vergleich der in dieser Arbeit gewonnenen Daten mit Resultaten anderer Arbeitsgruppen und theoretischen Vorhersagen erfolgt im Anschluss an die Fehlerdiskussion.

Zusammensetzung der Messfehler

(a) Energiekalibrierung der Detektoren

Betrachtet man den Einfluss der Kalibrierungsfehler (siehe Anhang D.1) auf die gemessenen Werte der Stopping Power muss beachtet werden, dass die Kalibrierung sowohl in die Bestimmung der absoluten Energieverluste δE als auch in die der effektiven Energien E_{eff} , bei denen die Energieverluste angegeben werden, eingeht (siehe Gleichungen 7.11 bis 7.13). Für beide Beiträge liegen die resultierenden relativen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Stopping Power $(\Delta S/S)_{kal}^{\delta E}$ bzw. $(\Delta S/S)_{kal}^E$ jeweils unterhalb von 0.5%. Allerdings bewirkt die Korrelation von δE und E_{eff} (Gleichung 7.13) eine teilweise Kompensation der beiden Fehlerbeiträge, sodass die Gesamtfehler aus der Detektorkalibrierung im kompletten untersuchten Energiebereich bei $(\Delta S/S)_{kal} < 0.3\%$ für den C-Absorber und $(\Delta S/S)_{kal} < 0.2\%$ für die Messung mit dem Au-Absorber liegen. Eine detaillierte Beschreibung zu den entsprechenden Berechnungen findet sich in Anhang C.3.

(b) Beitrag der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors

Fehler bei der Berechnung der Energieverluste δE_{MCP2} der Ionen in der C-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors führen zu zusätzlichen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Energieverluste in den Absorbern. Energieunabhängige relative Fehlerbeiträge, d.h. Fehler in der Foliendicke Δd_{MCP2} sowie ein konstan-

²Die mit PASS [SS12, SS02] berechneten Daten wurden freundlicherweise von Prof. Peter Sigmund zur Verfügung gestellt. Die Berechnungen mit CasP 5.0 [GS12, GS09] wurden im „Basic Mode“, mit den Einstellungen „Mean Charge State“ und „UCA (Unitary Convolution Approximation)“ durchgeführt. Gleiches gilt für die im späteren Abschnitt 7.2.9 vorgestellten Stopping Power Daten von Xe-Ionen.

ter relativer Fehlerbeitrag bei der Berechnung der Stopping Power mit SRIM $(\Delta S/S)_{srim} = const$, wurden als systematische Unsicherheiten bei der Energiekalibrierung der CLTDs in Punkt (a) bereits berücksichtigt. Allerdings führt eine Energieabhängigkeit der relativen Fehler in den SRIM-Vorhersagen zu unterschiedlichen relativen Fehlern bei der Berechnung von δE_{MCP2} für die Einschuss- bzw. Austrittsenergien und somit zu einer zusätzlichen Unsicherheit bei der Bestimmung der Energieverluste innerhalb des Absorbers δE . Eine Berechnung dieses Fehlerbeitrages erfordert jedoch Annahmen bezüglich der Energieabhängigkeit der Unsicherheiten in den SRIM-Vorhersagen. Unter Verwendung der Abweichungen zwischen den Resultaten der SRIM-Rechnungen und den hier gemessenen Daten der Stopping Power für C-Absorber in Abbildung 7.12 kann der resultierende Fehler bei der Bestimmung der Stopping Power in den Absorberfolien zu $(\Delta S/S)_{\delta E_{MCP2}} = 0.2\%$ abgeschätzt werden. Auch bezüglich der Abschätzung dieses Fehlerbeitrages findet sich eine ausführliche Beschreibung in Anhang C.3

(c) Amplitudendrift der CLTDs durch Restgas-Kondensation

In Abschnitt 7.1.2 wurden das Driften der CLTD-Signalamplituden aufgrund kondensierenden Restgases auf den Detektoren und die Korrektur dieses Effektes nach Gleichung 7.3 diskutiert. Durch den Zeitunterschied zwischen den Kalibrierungsmessungen (Messungen ohne Absorber) und den Messungen mit Absorber ergibt sich hierbei ein Messfehler bei der Bestimmung der CLTD-Energien, der von der Genauigkeit, mit der die Driftkonstante b bestimmt werden kann, und der zeitlichen Differenz δt zwischen Kalibrierungsmessung und der Messung mit Absorber abhängt. Auch hier sei für weitere Details auf Anhang C.3 verwiesen. Zusammengefasst ergibt sich für die Messung mit dem Au-Absorber im unteren Energiebereich aufgrund eines zeitlichen Abstandes zur Kalibrierungsmessung von $\delta t = 6$ h ein vergleichsweise großer relativer Messfehler bei der Bestimmung der Stopping Power von $(\Delta S/S)_{drift} = 1.0 - 1.2\%$. Bei der Messung im oberen Energiebereich hingegen fallen die entsprechenden Unsicherheiten wegen kleinerer δt mit $(\Delta S/S)_{drift} = 0.4 - 0.6\%$ deutlich geringer aus. Im Falle des C-Absorbers reduzieren sich diese Unsicherheiten aufgrund der höheren absoluten Energieverluste nochmals auf $(\Delta S/S)_{drift} = 0.1 - 0.3\%$.

(d) Gesamter aus der Energiemessung resultierender systematischer Fehler

Die in den drei vorangegangenen Abschnitten (a) bis (c) diskutierten Fehlerquellen werden durch Eigenschaften der verwendeten Detektoren hervorgerufen und können daher entsprechend zum gesamten systematischen Fehlerbeitrag $(\Delta S)_{det}^{sys}$ bei der Bestimmung der Stopping Power, der aus der Energiemessung mit dem

E-ToF-System resultiert, zusammengefasst werden:

$$(\Delta S)_{det}^{sys} = \sqrt{((\Delta S)_{kal})^2 + ((\Delta S)_{drift})^2 + ((\Delta S)_{\delta E_{MCP2}})^2}. \quad (7.16)$$

Da die Beiträge der meisten Fehlerquellen sowohl vom spezifischen Target als auch von der Ionenenergie abhängen und in den vorangegangenen Abschnitten lediglich Minimal- bzw. Maximalwerte der Fehlerabschätzungen angegeben wurden, sind die berechneten Werte der relativen Fehler $(\Delta S/S)_{det}^{sys}$ für die einzelnen gemessenen Datenpunkte der Stopping Power nochmals separat in den Tabellen A.1 und A.2 aufgelistet.

(e) Statistische Fehler

Bei der Bestimmung der statistischen Fehler ist zu beachten, dass sowohl die gemessenen Energieverluste δE als auch die effektiven Energien E_{eff} statistischen Schwankungen unterliegen. Die Umrechnung des Energie-Fehlers $(\Delta E)^{stat}$ in einen Fehler der Stopping-Power $(\Delta S)_E^{stat}$ erfolgte durch eine Parametrisierung der $S(E)$ -Resultate mit einer Funktion $f(E)$ (Polynom 6. Ordnung) nach:

$$(\Delta S)_E^{stat} = f(E \pm (\Delta E)^{stat}) - f(E). \quad (7.17)$$

Da die Mittelwerte von δE und E_{eff} in erster Näherung³ unabhängig voneinander sind, ergibt sich der gesamte statistische Fehler, mit $(\Delta S)_{\delta E}^{stat} = \Delta(\delta E)^{stat}/d$, durch quadratische Summation zu

$$(\Delta S)^{stat} = \sqrt{((\Delta S)_E^{stat})^2 + ((\Delta S)_{\delta E}^{stat})^2}. \quad (7.18)$$

Die entsprechenden statistischen Unsicherheiten der einzelnen Messpunkte sind ebenfalls in den Tabellen A.1 und A.2 separat aufgelistet. Zusammengefasst ergeben sich für den C-Absorber relative Fehler von $(\Delta S/S)^{stat} < 2\%$ im Energiebereich von 0.11 – 1.1 MeV/u und 2 – 3% im oberen untersuchten Bereich von 1.1 – 1.4 MeV/u. Für die Messungen mit dem Au-Absorber sind die statistischen Fehler etwas größer und betragen bis zu 11% für die niedrigsten Messwerte bei 0.10 – 0.13 MeV/u, weniger als 3.5% im mittleren Messbereich von 0.13 – 1.0 MeV/u und 3.5 – 5.5% im Bereich von 1.0 – 1.4 MeV/u.

(f) Asymmetrie in den δE -Spektren

In Abschnitt 7.1.5 wurden die bei den hier beschriebenen Untersuchungen beobachteten Diskrepanzen zwischen den gemessenen mittleren und Peak-Energie-

³Die Abhängigkeit von E_{eff} und δE in Gleichung 7.13 ist wegen $E_{eff} \gg \delta E/2$ gering.

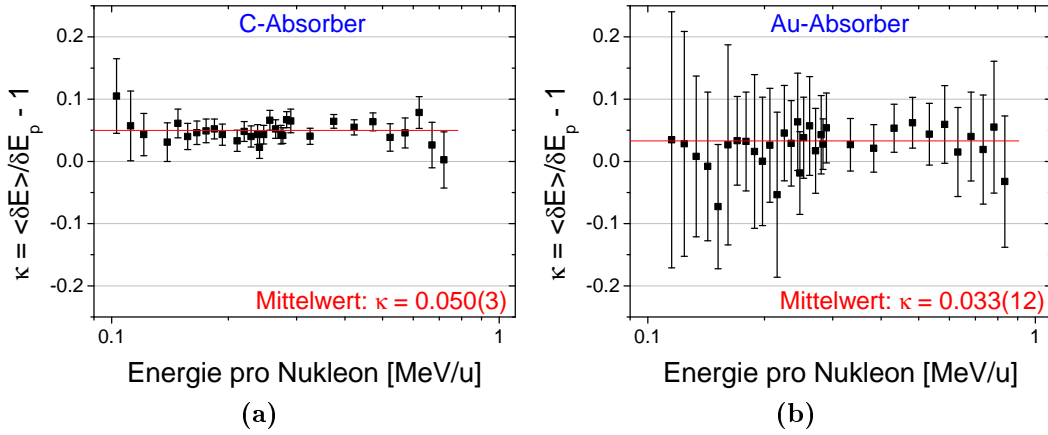


Abbildung 7.14: Relative Abweichungen κ zwischen gemessenem mittlerem ($\langle\delta E\rangle$) und wahrscheinlichstem (δE_p) Energieverlust für beide Targets als Funktion der Ionenenergie pro Nukleon. Die Fehler sind rein statistisch. Die roten Linien stellen die mit den Fehlern gewichteten Mittelwerte dar. Aufgrund der höheren Dichte an Messpunkten im unteren Energiebereich ist die Energie-Achse, zur besseren Übersicht, logarithmisch skaliert.

verlusten diskutiert. Abbildung 7.14 zeigt die entsprechenden relativen Abweichungen κ (nach Definitionsgleichung 7.6) dieser beiden Größen als Funktion der Ionenenergie für beide untersuchten Absorberfolien. Für das C-Target zeigt das Verhältnis zwischen $\langle\delta E\rangle$ und δE_p konstante Werte im kompletten untersuchten Energiebereich, die im Mittel bei $\kappa = 5.0(3)\%$ liegen. Beim Au-Absorber beträgt der entsprechende Mittelwert $\kappa = 3.3(12)\%$. Auch hier zeigt κ im Rahmen der Fehler keine signifikante Energieabhängigkeit. Die Energieunabhängigkeit dieser Abweichungen sowie die Tatsache, dass sich diese Werte, zumindest im Wesentlichen, mit denen aus den α -Transmissionsmessungen (siehe Abschnitt 7.1.4), von $\kappa_\alpha = 3.0(7)$ für den C-Absorber und $\kappa_\alpha = 5.4(18)$ für den Au-Absorber, decken, sprechen für eine Annahme, dass die Diskrepanzen zwischen mittlerem und wahrscheinlichstem Energieverlust größtenteils durch Inhomogenitäten in den Foliendicken verursacht werden. In diesem Fall werden die gesuchten Werte der mittleren, rein elektronischen Energieverluste $\langle\delta E_{el}\rangle$ durch die gemessenen Werte für $\langle\delta E\rangle$ bestimmt. Der resultierende relative Messfehler in den angegebenen Werten der Stopping Power wird daher mit der Hälfte der mittleren Abweichungen κ zu $(\Delta S/S)_{asym}^{sys} = \kappa/2$ abgeschätzt. Somit ergeben sich aufgrund der δE -Asymmetrien zusätzliche systematische Unsicherheiten von $(\Delta S/S)_{asym}^{sys} = 2.5\%$ für den C-Absorber und 1.6% für den Au-Absorber.

(g) Unsicherheit in der Absorberdicke d

Den größten Beitrag zum Messfehler liefern die Unsicherheiten in den mittleren Absorberdicken d . Die relativen Fehler $\Delta d/d$ aus der Dickenbestimmung von 6.0%

für die C-Folie und 7.8 % für den Au-Absorber (siehe Abschnitt 7.1.4 bzw. Tabelle C.2) übertragen sich direkt auf die relative Unsicherheit bei der Bestimmung der Stopping Power:

$$(\Delta S/S)_d^{sys} = \Delta d/d. \quad (7.19)$$

Zu beachten ist hierbei jedoch, dass Δd im Wesentlichen durch die Genauigkeit der theoretisch berechneten Stopping Power S_α von α -Teilchen bestimmt wird (siehe Abschnitt 7.1.4). Diese Werte und somit auch die Resultate für die Messungen mit ^{238}U -Ionen lassen sich für den Fall, dass in Zukunft neue Daten für S_α zur Verfügung stehen, nachträglich ohne Weiteres, mit einer entsprechenden Anpassung der Messfehler, korrigieren.

(h) Gesamter Messfehler

Die Gesamtfehler der Stopping Power Messungen $(\Delta S)_{ges}$ wurden durch quadratische Summation der Beiträge aus den zuvor besprochenen Punkten (d) bis (g) berechnet:

$$(\Delta S)_{ges} = \sqrt{((\Delta S)^{stat})^2 + ((\Delta S)_{det}^{sys})^2 + ((\Delta S)_{asym}^{sys})^2 + ((\Delta S)_d^{sys})^2}. \quad (7.20)$$

Zusammengefasst ergeben sich nach allen zuvor durchgeführten Betrachtungen relative Fehler $(\Delta S/S)_{ges}$ von ca. 6 – 8 % für den Kohlenstoff-Absorber und etwa 8 – 9 % für den Gold-Absorber. Im letzteren Fall steigen die Messfehler an den Rändern des Messbereiches aufgrund der geringen Statistik auf bis zu 14 % an. Die Fehlerangaben der einzelnen Messpunkte finden sich wie gehabt in den Tabellen A.1 und A.2.

Abschließend ist zu bemerken, dass die Genauigkeit der auf SRIM-Vorhersagen beruhenden Korrekturen bezüglich des nuklearen Energieverlustes unbekannt und daher in den angegebenen Gesamtfehlern nicht enthalten ist. Da jedoch die absolute Größe dieser Korrekturen bei den niedrigsten Energien im Bereich der angegebenen Messfehler und im Allgemeinen sogar deutlich darunter liegt, werden die entsprechenden Unsicherheiten auch im ungünstigsten Fall nur minimal zum Gesamtfehler beitragen.

7.1.7 Vergleich der Resultate mit theoretischen Vorhersagen und Literaturwerten

Beim Vergleich der experimentell bestimmten elektronischen Stopping Power in den Abbildungen 7.12 und 7.13 zeigt sich innerhalb der angegebenen Messgenauigkeiten für beide untersuchten Absorber eine Übereinstimmung der in dieser

Arbeit gewonnenen Daten mit allen zuvor bestimmten Werten anderer Arbeitsgruppen, insbesondere mit denen von Geissel et al. [GLSA82, G⁺]. Die Daten von Brown et al. [BM72] liegen jedoch generell für den C-Absorber etwas höher und für den Au-Absorber etwas tiefer als die in dieser Arbeit gemessenen Werte. Letzteres gilt ebenso für die Resultate von Pape et al. [PKS78] für C-Absorber. Die entsprechenden Diskrepanzen können in beiden Fällen auf die jeweiligen Unsicherheiten in den Absorberdicken bei den Stopping Power Messungen zurückgeführt werden.

Die theoretischen Vorhersagen des semi-empirischen Computer-Codes SRIM [Zie13] zeigen für den Au-Absorber im niedrigen Energiebereich eine hervorragende Übereinstimmung mit den hier gemessenen Daten. Bei höheren Energien werden jedoch Abweichungen zur gemessenen Energieabhängigkeit deutlich. Für den C-Absorber liegen die SRIM-Werte bei niedrigen Geschwindigkeiten zu hoch und in der Nähe des Maximums der Stopping Power zu niedrig. Dieses Verhalten wurde für schwere Ionen auf leichte Targets bereits häufig beobachtet [Pau12]. Die Berechnungen der theoretischen Computer-Codes PASS [SS12, SS02] und CasP [GS12, GS09] zeigen insgesamt deutlichere Diskrepanzen zu den experimentellen Werten, wobei die PASS-Rechnungen im unteren Messbereich für den C-Absorber (0.1 bis 0.2 MeV/u) und oberen Bereich für die Messung mit der Au-Folie (0.5 bis 1.4 MeV/u) vergleichsweise gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

7.1.8 Diskussion der Resultate

Die Betrachtungen in den vorangegangenen Abschnitten haben gezeigt, dass die Messfehler nahezu vollständig durch die Unsicherheit in der Dicke der Absorber bestimmt sind. Dieser Fehlerbeitrag ist allerdings unabhängig von der δE -Bestimmung und kann daher bei der Beurteilung der Qualität des CLTD-ToF-Aufbaus für den Einsatz in dieser Art von Messungen außen vor gelassen werden. Die systematischen Unsicherheiten $(\Delta S/S)_{det}^{sys}$ der E-ToF-Messung bei der Bestimmung der absoluten Energieverluste fallen mit maximal 1.2 % vergleichsweise gering aus. Dennoch kann auch hier der Hauptanteil des Fehlers, der durch die Amplitudendrift der CLTDs verursacht wird, in zukünftigen Messungen nahezu vollständig eliminiert werden, indem systematische Messreihen für jede Absorberfolie, mit häufigen Wechseln zwischen Messungen mit und ohne Absorber, durchgeführt werden. Diese Methode wurde im Folgeexperiment mit ¹³¹Xe-Ionen (Kapitel 7.2) angewandt.

Die Asymmetrien in den δE -Spektren bewirken zusätzliche, nicht zu vernachlässigende systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung der mittleren elektronischen Stopping Power in der Größenordnung einiger Prozent. Auch diese

Fehlerquelle resultiert nicht aus einer fehlerhaften Energiemessung sondern aus den tatsächlichen Verteilungen der Energieverluste der Ionen beim Durchgang durch die Targets. In anderen Worten, sie wird nicht durch die Eigenschaften der beiden verwendeten Detektor-Systeme bestimmt. Vielmehr erlaubt die hervorragende Energieauflösung der CLTDs, im Vergleich zu üblicherweise verwendeten Ionisationsdetektoren im Bereich hoher Ionenmassen und niedriger Geschwindigkeiten, eine präzisere Untersuchung der gemessenen Energieverlust-Verteilungen bezüglich der hier beobachteten Asymmetrien sowie auch weiterer potentieller Fehlerquellen.

Auch wenn man die Datenpunkte an den äußeren Rändern des Messbereiches außer Acht lässt, tragen die statistischen Unsicherheiten in der δE -Bestimmung bei diesen Untersuchungen, mit 0.6 – 3.0 % für den C-Absorber und 1.2 – 4.8 % für den Au-Absorber, merklich zum Gesamtfehler bei. Neben der kurzen zur Verfügung stehenden Messzeit wirkten sich bei diesem speziellen Messaufbau mehrere Faktoren negativ auf die Zählrate und somit die Gesamtstatistik aus. Die vergleichsweise großen Koinzidenzfenster für die E-ToF-Messung von 16 μs , die aus den langsamen Anstiegszeiten der CLTDs resultieren, die Gesamtlänge der aufgezeichneten CLTD-Signale von ca. 10 ms und der geringe Duty-Cycle des parasitär genutzten UNILAC-Strahls (Puls-Frequenz: 5 Hz, Puls-Länge: 5 ms) limitierten die Zählraten in diesen Messungen auf ca. 2 – 3 Hz pro CLTD-Pixel. Für die Messungen mit Absorberfolie, die unter gleichen Strahl-Einstellungen wie die ohne Absorber durchgeführt wurden, reduzierte sich die Zählrate aufgrund von Kleinwinkelstreuung und der geringen Raumwinkelabdeckung des CLTD-Arrays nochmals erheblich. Insgesamt wurden für jeden der beiden Absorber, verteilt über den kompletten Messbereich von 25 – 350 MeV, ca. $(2 - 3) \times 10^4$ Ionen aufgezeichnet. Im Vergleich dazu erlaubt der Einsatz von Halbleiterzählern zur Energiemessung in den Experimenten von Trzaska et al. und Zhang et al. aufgrund der wesentlich kürzeren Signallängen höhere Zählraten und daher auch eine höhere Gesamtstatistik bei gleicher Messzeit. Allerdings muss hierbei auch berücksichtigt werden, dass durch die weitaus bessere Energieauflösung der CLTDs im Vergleich zu Ionisationsdetektoren in diesem Energie- und Massenbereich die gleiche Präzision bei der Bestimmung von Energiedifferenzen mit einer wesentlich geringeren Anzahl an Messpunkten erreicht werden kann.

Die Korrekturen bezüglich des nuklearen Energieverlustes betragen am unteren Ende des untersuchten Energiebereiches bis zu 10 % für den C-Absorber und bis zu 5 % für den Au-Absorber. Allerdings ist die Genauigkeit der hierfür verwendeten SRIM-Berechnungen der nuklearen Stopping Power gänzlich unbekannt und blieb somit bei der Bestimmung der Messfehler außen vor.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass sich die CLTDs in ihrem ersten Einsatz zur Bestimmung kontinuierlicher Stopping Power Daten bewährt haben. Die gewonnenen Daten zeigen insgesamt betrachtet eine gute Übereinstimmung mit bisherigen experimentell bestimmten Werten anderer Arbeitsgruppen, was eine Konsistenzprüfung des erstmals in derartigen Messungen eingesetzten CLTD-ToF-Aufbaus darstellt. Darüber hinaus konnten tabellierte Werte des elektronischen Energieverlustes von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff und Gold für niedrige Energien bis hin zu 0.1 MeV/u erweitert werden, was eine sensitive Überprüfung der Energieabhängigkeit theoretischer Vorhersagen bzw. eine entsprechenden Anpassung dieser Rechnungen erlaubt. Eine Besonderheit des hier verwendeten CLTD-ToF-Aufbaus im Vergleich zu ähnlichen Meßsystemen von Trzaska et al. und Zhang et al., bei denen jeweils die Kalibrierung des ToF-Spektrometers die alleinige Basis für die Energiemessung darstellt, ist die Möglichkeit zur Überprüfung der ToF-Kalibrierung mit einem unabhängigen und vom Detektionsprinzip her völlig unterschiedlichen Detektor-System. Mit der α -Kalibrierung der CLTDs konnten innerhalb der Genauigkeit dieser Kalibrierung von ca. 1.5 % keine Diskrepanzen zur ToF-basierten CLTD-Kalibrierung und somit auch zur Kalibrierung des ToF-Spektrometers beobachtet werden.

Die Nachteile der CLTDs, das zeitliche Driften der Signalamplituden und die durch die vergleichsweise langen Signallängen bedingte Limitierung der Zählraten, wurden bei der Diskussion der Messfehler deutlich. Allerdings lässt sich der erste Punkt recht einfach durch eine Anpassung der Messabfolge beheben, während die geringe Zählrate für sehr schwere Ionen durch die hervorragende Energieauflösung der CLTDs im Vergleich zu Ionisationsdetektoren kompensiert wird.

7.2 Messungen zur Bestimmung des elektronischen Energieverlustes von $0.05 - 1 \text{ MeV/u}$ ^{131}Xe -Ionen in C, Ni und Au

Ein weiterer Teil der Messungen für die vorliegende Arbeit wurde am K130-Zyklotron des Instituts für Physik der Universität von Jyväskylä (JYFL), in Zusammenarbeit mit W.H. Trzaska und der Arbeitsgruppe um A. Virtanen, durchgeführt. Ziel dieser Untersuchungen war die Integration des CLTD-Arrays in ein bereits etabliertes Meßsystem zur Bestimmung elektronischer Energieverluste von Schwerionen in Materie. Die Probleme dieses Systems mit den zuvor verwendeten Si-Detektoren wurden bereits in Abschnitt 2.7.2 beschrieben. Demnach sollten die CLTDs helfen, die Unsicherheiten bei Messungen mit schweren Ionen ($m >$

100 u) im niederenergetischen Bereich von einigen 100 keV/u zu reduzieren sowie etwaige systematische Fehler aufzudecken. Darüber hinaus sollten neue Daten in einem Massen- und Energiebereich, in dem bislang nur wenig beziehungsweise keine Messdaten zur Verfügung stehen [Pau13], gewonnen werden. Grundsätzlich ist ein neues Detektor-System auch anfällig für unerwartete Fehlerquellen. Neben der Bestimmung neuer Daten sollten sich daher die vermessenen dE/dx -Kurven auch über Energiebereiche, in denen bereits Messdaten vorhanden sind, erstrecken. Dies ermöglicht einen Vergleich der erzielten Resultate mit Werten, die in anderen Experimenten ermittelt wurden, und somit Untersuchungen potentieller Fehlerquellen. Wie auch in den zuvor beschriebenen Messungen konnte der Aufbau gleichzeitig genutzt werden, um das Massen-Auflösungsvermögen des kombinierten E-ToF-Systems zu bestimmen.

Die Messungen wurden mit ^{131}Xe -Ionen mit der minimalen vom Beschleuniger verfügbaren Primärenergie von 2 MeV/u durchgeführt. Untersucht wurde dabei der Energieverlust von ^{131}Xe in Kohlenstoff, Nickel und Gold in einem Energiebereich von 50 keV/u bis zu 1 MeV/u.

Nach den Erfahrungen der vorangegangenen Energieverlust-Messungen bei der GSI (Kapitel 7.1) wurden einige Modifikationen des Experimentaufbaus bzw. des Messablaufs durchgeführt. Um die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Absorberdicken d , die den größten Fehlerbeitrag beim GSI-Experiment darstellten, zu reduzieren, wurden Absorberfolien verwendet, deren mittlere Dicken direkt über Gewicht und Fläche der Folien mit einer Genauigkeit im unteren Prozentbereich bestimmt werden kann ($d = 500 - 1000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Allerdings führen solche Absorberdicken bei Einschussenergien E_i unterhalb von ca. 0.5 MeV/u zu vergleichsweise hohen relativen Energieverlusten $\delta E/E_i$ von 50 % bis hin zur Totalabsorption der Ionen. Für den Energiebereich von 0.05 – 0.5 MeV/u wurden daher zusätzlich dünnere Folien gleichen Absorbermaterials verwendet, deren Dicke so gewählt wurde, dass die erwarteten relativen Energieverluste $\delta E/E_i$ im gewünschten Untersuchungsbereich bei ca. 10 – 50 % liegen. Ein Überlapp-Bereich der $S(E)$ -Kurven für Messungen im hohen Energiebereich (dicke Absorber) und niedrigen Energiebereich (dünne Absorber) ermöglicht dabei eine Absolutnormierung der $S(E)$ -Kurven, wodurch eine präzise Dickenbestimmung der dünneren Absorberfolien überflüssig wird. Den Resultaten im unteren Energiebereich wird bei diesen Untersuchungen eine höhere Priorität zugesprochen, da die Probleme beim Einsatz konventioneller Energie-Detektoren (Ionisationsdetektoren) für niedrige Energien zunehmen. In diesem Bereich sollte daher der Energieverlust an jeweils zwei Absorberfolien gleichen Materials und ähnlicher Dicke vermessen werden, um die Resultate auf etwaige Abweichungen und somit potentielle Fehlerquellen untersuchen zu können.

Zusätzlich zur direkten Bestimmung der mittleren Absorberdicken aus deren Flächengewicht, wurden auch hier Energieverlust-Messungen mit α -Teilchen in einem größeren Energiebereich, zum einen mit einer ^{226}Ra -Quelle und zum anderen in Messungen am Pelletron der Universität Jyväskylä, durchgeführt. Im Gegensatz zum zuvor beschriebenen Experiment bei der GSI sollten diese Messungen jedoch nicht für die letztendliche Bestimmung der Absorberdicken herangezogen werden, sondern lediglich einer Konsistenzprüfung der Resultate mit einer unabhängigen Messmethode dienen.

Im Vergleich zu den relativ kurzen Messungen aus den vorangegangenen Abschnitten, mit einer reinen Messzeit von nur wenigen Stunden, stand hier eine weitaus längere Messzeit von ca. 5 Tagen zur Verfügung. Die längere Messzeit in Kombination mit dem höheren Duty-Cycle des Zyklotrons sollten zum einen die statistischen Fehler auf ein vernachlässigbares Niveau reduzieren und zum anderen, trotz der Zunahme von Kleinwinkelstreuung und somit Reduktion der Zählrate mit zunehmender Absorberdicke, die Verwendung etwas dickerer Absorberfolien ermöglichen.

Eine weitere wichtige Verbesserung im Vergleich zum vorangegangenen Experiment waren häufige Wechsel zwischen Messungen mit und ohne Absorber während einer Messreihe mit dem jeweiligen Absorber. Hierdurch werden systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Energiedifferenzen zwischen Messungen mit und ohne Absorber, wie etwa das zeitliche Driften der CLTD-Signalhöhen oder Instabilitäten der Signalauslese (Verstärker, DAQ), nahezu vollständig eliminiert.

In den Untersuchungen aus Abschnitt 7.1.2 konnte gezeigt werden, dass bei der Energiekalibrierung der CLTDs die ToF-basierte Methode unter Verwendung von schweren Ionen und die direkte Energiekalibrierung mittels der α -Quelle konsistente Resultate liefern. Letzteres sollte daher diesmal nicht nur zur Überprüfung der Linearität beider Detektor-Systeme dienen, sondern direkt in die Kalibrierung der Detektoren einfließen. Hierdurch erhält man Kalibrierungslinien sowohl am unteren als auch am oberen Ende des Messbereiches (α -Quelle: 5 – 6 MeV, ^{131}Xe : 262 MeV), wodurch die Qualität der Kalibrierung des Systems verbessert werden kann.

7.2.1 Messaufbau

Der Messaufbau für die Untersuchungen am JYFL ist schematisch in Abbildung 7.15 dargestellt. Unterschiedliche Konfigurationen dieses Aufbaus, allerdings jeweils ohne die Verwendung von CLTDs, wurden bereits in früheren Messungen von Trzaska et al. in dE/dx -Messungen eingesetzt (u.a. [T⁺01, T⁺02, T⁺09,

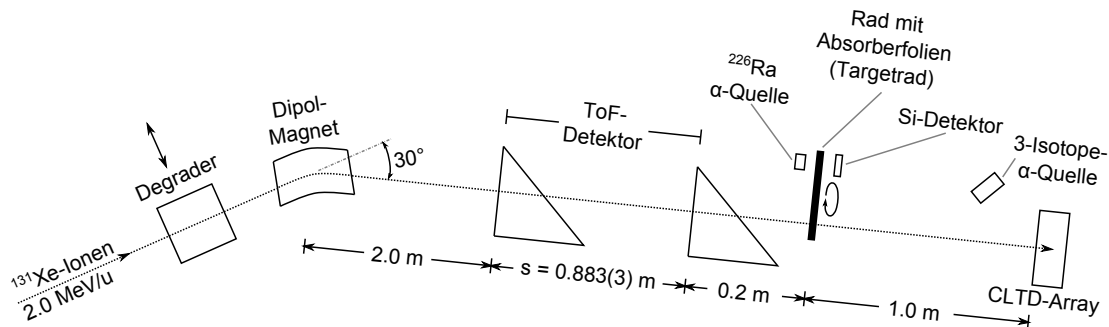


Abbildung 7.15: Experimenteller Aufbau für Energieverlust-Messungen am Zyklotron-Beschleuniger des Instituts für Physik der Universität von Jyväskylä (JYFL). Zur Beschreibung siehe Text.

J^+09). Die beschleunigten ^{131}Xe -Ionen werden über einen Dipol-Magneten in Richtung des Detektor-Aufbaus, der unter einem festen Winkel von 30° zur Strahlachse installiert ist, umgelenkt. Das Detektorsystem besteht wie bei den Messungen in Kapitel 7.1 aus einem Flugzeit-Detektor, dem CLTD-Array als Energie-Zähler und den Absorberfolien zwischen den beiden Detektoren. Letztere sind auf einem Rad, im folgenden auch „Targetrad“ genannt, montiert, das über eine Vakuumdurchführung gedreht werden kann. Bis zu 9 Folien können gleichzeitig auf dem Rad positioniert werden, wobei eine zehnte Position stets für Messungen ohne Absorber frei gelassen wird. Neben dem Targetrad, auf jeweils gegenüberliegenden Seiten und um 180° gegen die Strahlachse versetzt, befinden sich eine ^{226}Ra - α -Quelle und ein $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großer Si-Detektor (PIN-Diode). Dieser Aufbau ermöglicht eine Messung der Foliendicken durch die Bestimmung des Energieverlustes von α -Teilchen bei der Transmission durch den Absorber. Eine zweite α -Quelle, die 3-Isotope- α -Quelle (siehe Anhang F), befindet sich auch in diesem Fall schräg vor dem CLTD-Array. Zur Bestimmung der Ionen-Flugzeiten wurde ein von den Kollegen des JYFL entwickelter und betriebener ToF-Detektor verwendet [T⁺01]. Die, wenn auch geringfügigen, konzeptionellen Unterschiede zu dem in den Messungen in Heidelberg und bei der GSI eingesetzten Flugzeit-Detektor (Abschnitte 6.2 und 7.1) wurden bereits in Abschnitt 3.3 erläutert. Beide Time-Pickoff-Detektoren waren mit jeweils $12 \times 9 \text{ mm}^2$ großen und ca. $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken C-Folien bestückt.

Erzeugung der breiten Energieverteilung

Der vordere Teil des Messaufbaus in Abbildung 7.15 dient der Erzeugung einer breiten Energieverteilung und wurde bereits in früheren dE/dx -Messungen der Kollaborationspartner des JYFL [J⁺09, J⁺07] eingesetzt. Hierbei wird ein Geflecht aus Drähten und Folien (Degradier), das auf einer höhen- und winkelver-

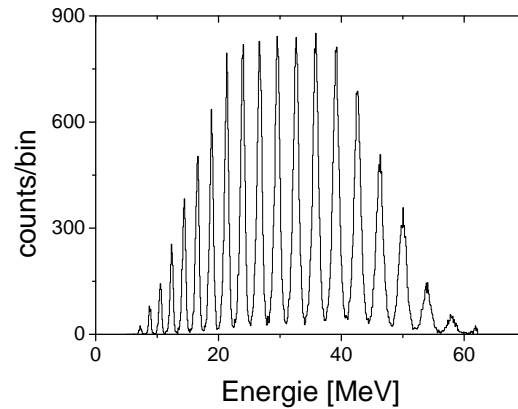


Abbildung 7.16: Energieverteilung der ^{131}Xe -Ionen nach der Ablenkung im Magneten unter Einsatz des Degraders. Die Energiemessung erfolgte mit einem der CLTD-Pixel (ohne Einsatz einer Absorberfolie). Jeder Peak entspricht einem Ladungszustand q der Ionen, mit jeweils gleichem Impuls- zu Ladungsverhältnis p/q .

stellbaren Vakuumdurchführung zwischen Beschleuniger und dem 30° -Magneten montiert ist, in der Strahlachse platziert. Beim Durchgang durch diesen Degradier entsteht durch multiple Streuung an dessen Elementen und partielle Absorption der Teilchenenergie durch die Folien eine breite Energie- und Ladungsverteilung der Ionen. Die anschließende Ablenkung der Projektile im Magneten wirkt als ein Filter für ein bestimmtes Impuls- zu Ladungsverhältnis und resultiert in einer exemplarisch in Abbildung 7.16 dargestellten Energieverteilung der in Richtung der Detektoren transmittierten Teilchen. Dabei entspricht jeder Peak einem bestimmten Ionen-Ladungszustand. Über eine Änderung des Magnetfeldes kann das Spektrum in den für die Messungen gewünschten Energiebereich verschoben werden. Allerdings ist zu beachten, dass die Breite der Energieverteilung nach der Transmission durch den Magneten durch die Intensitätsverteilung der im Degradier erzeugten Ionen-Ladungszustände q begrenzt ist. Um den für die dE/dx -Messungen angestrebten Messbereich von 5 – 130 MeV vollständig abdecken zu können, mussten daher jeweils separate Messungen im niedrigen Energiebereich (5 – 65 MeV) und höheren Energiebereich (20 – 130 MeV) durchgeführt werden.

Ein Vorteil der in Abbildung 7.16 dargestellten Peak-Struktur gegenüber einer gleichmäßigen Energieverteilung ist die Möglichkeit zum Vergleich der hier verwendeten E-ToF-Methode (event-by-event Messung) nach Abbildung 2.13b und des in Abbildung 2.13a dargestellten, häufig eingesetzten Verfahrens zur Bestimmung von Energieverlusten mittels eines einzelnen Energie-Detektors, wie z.B. bei den Messungen von Javanainen et al. [J⁺09, J⁺07]. Dort wird ein ToF-Detektor dazu genutzt, um aus der Verschiebung der Linien eines zu Abbildung 7.16 analogen Spektrums in Messungen mit und ohne Absorber den Energieverlust im Absorber zu bestimmen. Der in der vorliegenden Arbeit verwendete

Aufbau ermöglicht eine Analyse der Daten nach beiden Methoden. Die Resultate dieses Vergleichs in Abschnitt 7.2.7 werden zeigen, dass insbesondere bei niedrigen Energien, bei denen die Kleinwinkelstreuung innerhalb des Absorbers zunehmend an Bedeutung gewinnt, die Verwendung eines einzelnen Detektors zu einem erheblichen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Energieverluste führen kann.

7.2.2 Detektorkalibrierung

Das Grundprinzip der Detektorkalibrierung wurde bereits in Abschnitt 7.1.2 vorgestellt. Nach den dortigen Ergebnissen sollte die zusätzliche Energiekalibrierung der CLTDs über α -Teilchen, die bei den Messungen am UNILAC lediglich für eine Konsistenzprüfung der ToF-basierten Energiekalibrierung der CLTDs verwendet wurde, bei den hier beschriebenen Untersuchungen direkt in die Kalibrierung des Detektor-Systems eingebunden werden. Die α -Quelle alleine, mit Energien von 5 – 6 MeV (Tabelle F.1), reicht jedoch nicht aus, um die Energie-Detektoren anhand linearer Kalibrierungsfunktionen im gesamten Messbereich von 5 bis 130 MeV mit einer angestrebten Genauigkeit von unter 1 % zu kalibrieren. Eine zusätzliche Verwendung der 2 MeV/u ^{131}Xe -Ionen vom Beschleuniger zur Bestimmung einer Kalibrierungslinie für die CLTDs im hohen Energiebereich (262 MeV) war bei diesen Untersuchungen nicht möglich, da die Betriebsparameter der Detektoren auf ein optimales Verhalten im niedrigen Energiebereich (einige 10 MeV) abgestimmt wurden⁴, wodurch die 2 MeV/u Linie außerhalb des dynamischen Bereichs der CLTDs lag. Als Grenze für den Gültigkeitsbereich der α -Kalibrierung der CLTDs wurde daher eine Energie gewählt, die in etwa der zweifachen Energie der Kalibrierungslinien entspricht (ca. 13 MeV). Diese Kalibrierung wurde genutzt, um die Energien von ^{131}Xe -Ionen in Messungen mit Degradier (breite Energieverteilung) für $E < 13$ MeV zu bestimmen (Abbildung 7.17a). Unter Berücksichtigung des Energieverlustes der Xe-Ionen im hinteren Time-Pickoff-Detektor, sind deren Energien somit auch für die Messung mit dem ToF-Detektor bestimmt. Zusammen mit der 2 MeV/u Linie, die durch den höheren dynamischen Bereich des ToF-Detektors abgedeckt wird, erhält man somit Kalibrierungslinien im Spektrum des Flugzeit-Detektors oberhalb und unterhalb des Messbereiches der Energieverlust-Messungen aus zwei unabhängigen Quellen (Abbildung 7.17b). Dies erhöht die Präzision der Kalibrierung und reduziert die Anfälligkeit für systematische Fehler. Die Energiekalibrierung der CLTDs im vollständigen Messbereich, d.h. bis zu Energien von 130 MeV, erfolgte anschließend über die in Abschnitt 7.1.2 beschrie-

⁴Insbesondere wurde der Arbeitspunkt der Detektoren in einen höheren Bereich des TES-Phasenübergangs, d.h. einen Bereich mit maximalem dR/dT , gelegt.

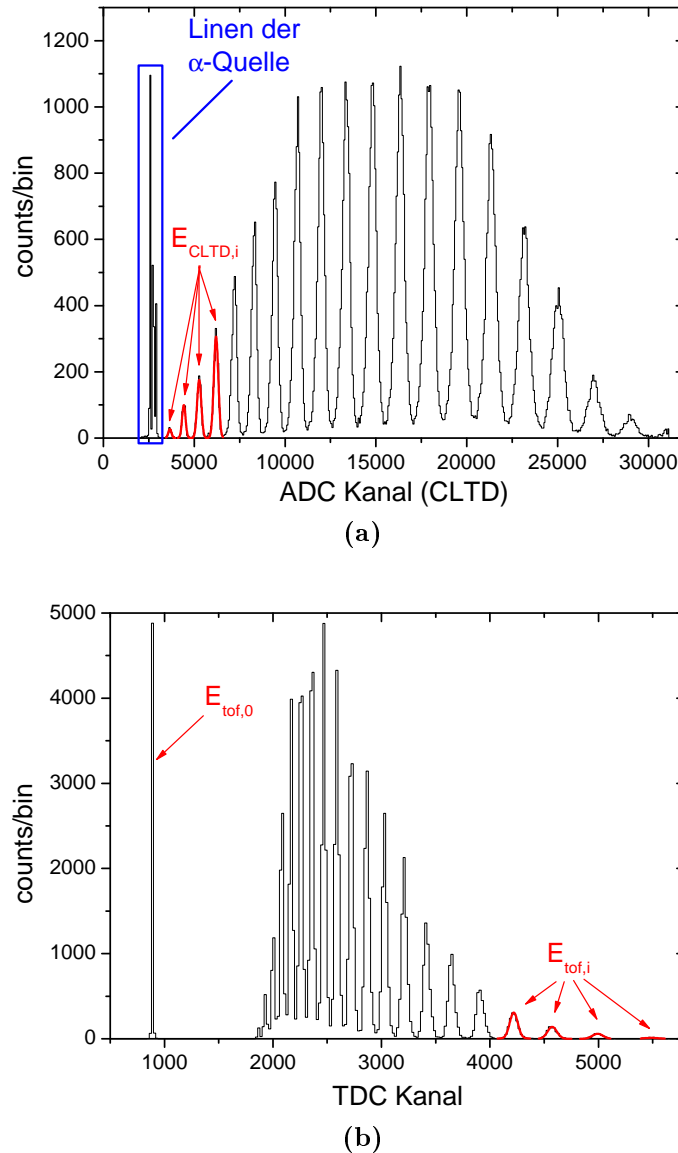


Abbildung 7.17: CLTD- und TDC-Pulshöhenspektren für ^{131}Xe -Ionen aus einer Messung mit Degrader (Einschussenergien in den Degrader: 2 MeV/u). (a): Spektrum eines CLTD-Pixels. Die ersten 3 Linien im unteren Bereich des Spektrums werden durch Teilchen aus der α -Quelle erzeugt. Die restlichen Linien entsprechen ^{131}Xe -Ionen mit unterschiedlichen Ladungszuständen beim Durchgang durch den Umlenkmagneten. Die aufgelösten Linien der α -Quelle zeigt Abbildung 5.4a. Anhand der Kalibrierung mit der α -Quelle wurden die Energien $E_{CLTD,i}$ der vier Xe-Peaks mit niedrigster Energie ($E < 13$ MeV) über Gauß-Fits (rote Linien) bestimmt; (b): Zugehöriges TDC-Spektrum. Die Linie bei Kanal 885 entspricht ^{131}Xe -Ionen mit $E_0 = 2$ MeV/u (abzüglich des Energieverlustes im vorderen Time-Pickoff-Detektor: $E_{tof,0} = E_0 - \delta E_{MCP1}$) und wurde in einer separaten Messung ohne Degrader aufgenommen. Die Peakpositionen am oberen Ende des Spektrums entsprechen den Energien $E_{tof,i} = E_{CLTD,i} + \delta E_{MCP2}$ und wurden zur Kalibrierung des ToF-Detektors verwendet (siehe Text).

bene ToF-basierte Kalibrierung, d.h. über die mit dem kalibrierten ToF-Detektor gemessenen Energien der Xe-Ionen. Die gemessenen Pulshöhen der α -Teilchen wurden hierbei als zusätzliche Kalibrierungspunkte mit eingebunden.

Weitere Details zur Kalibrierung der Detektoren sowie eine ausführliche Diskussion der Kalibrierungsfehler finden sich in Anhang D.1. Zusammengefasst liegen die relativen Kalibrierungsfehler des ToF-Detektors im Untersuchungsbereich für die dE/dx -Messungen bei 0.5 – 0.7%. Die Kalibrierungsunsicherheiten der CLTDs werden wie bei den Messungen aus Abschnitt 7.1.2 durch die Bestimmung der Kalibrierungsenergien mit dem ToF-Detektor dominiert und liegen somit im gleichen Bereich.

Anhand der Kalibrierungsmessungen wurden auch Untersuchungen zur Energie-Pulshöhen-Linearität der CLTDs durchgeführt. Diese Betrachtungen sind in einem separaten Abschnitt in Anhang D.2 zusammengestellt. Unter anderem hat sich bei den besagten Analysen herausgestellt, dass das CLTD-Pixel D8-2 Unregelmäßigkeiten im $R(T)$ -Verlauf des TES aufweist, was eine Fehlkalibrierung des Detektors im Energiebereich von ca. 10 – 20 MeV bewirkt. Daher wurden die Daten dieses Detektors aus der in den späteren Abschnitten beschriebenen Bestimmung der Energieverluste im unteren Energiebereich ausgeschlossen.

Offset-Korrektur der CLTD-Pulshöhen

Während der Untersuchungen zur Amplitudendrift der CLTDs durch Restgaskondensation, die auch bei diesem Experiment korrigiert wurde (Anhang D.1), hat sich ein bis dato unberücksichtigter Effekt der hier vorgestellten CLTDs aufgezeigt. Entgegengesetzt der Erwartungen hat sich herausgestellt, dass die Position des Absorberrads vor dem Kryostaten einen messbaren Einfluss auf die Detektorpulshöhe beim Nachweis der Teilchen aus der α -Quelle, die sich selbst innerhalb des Kryostaten befindet, hat (Messaufbau: siehe Abbildung 7.15). Dies geht deutlich aus der Darstellung der gemessenen Amplituden der 5.48 MeV α -Teilchen (^{241}Am) als Funktion der Messzeit für zwei unterschiedliche CLTD-Pixel innerhalb einer Messreihe für einen der Absorber in Abbildung 7.18 hervor. In etwa 2/3 der 42 untersuchten Fälle⁵ gibt es wie im linken Graphen eine systematische Verschiebung (Offset) in den Pulshöhen der α -Teilchen für die Messungen mit und ohne Absorber, die weit außerhalb der statistischen Fehler bei der Bestimmung der mittleren Pulshöhen liegt. Mit einer Ausnahme, bei der die Abweichungen einem Unterschied in den gemessenen Energien δE von bis zu 70 keV entsprechen, variiert dieser Offset, je nach Pixel und Absorber, in einem Bereich von +17 bis

⁵eine Untersuchung pro Pixel und Absorber

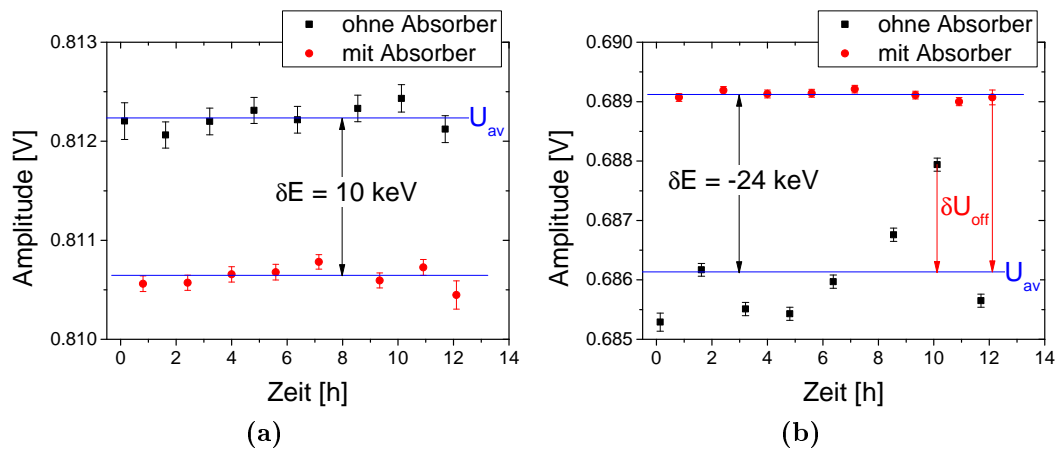


Abbildung 7.18: CLTD-Signalamplituden beim Nachweis von 5.48 MeV α -Teilchen aus der 3-Isotope- α -Quelle als Funktion der Messzeit. Die Abnahme der Amplituden aufgrund der zeitlichen Zunahme der Wärmekapazität wurde hierbei bereits korrigiert (siehe Anhang D.1). Die Werte wurden während der Messungen zur Bestimmung des Energieverlustes von Xe-Ionen in einem der Kohlenstoff-Absorber mit (a) Detektor D6-1 und (b) Detektor D7-1 aufgenommen. Die blauen Linien innerhalb der Graphen geben jeweils die Mittelwerte der Messungen mit und ohne Absorber an. δU_{off} beschreibt die Differenz der einzelnen Datenpunkte zum Mittelwert der Messungen ohne Absorber U_{av} .

-26 keV. Der Betrag der Verschiebung liegt dabei im Mittel bei 8 keV. In einem von 3 Fällen, wobei hiervon wiederum die Hälfte das Pixel D7-1 betreffen, zeigen sich zusätzlich große Schwankungen von bis zu 30 keV innerhalb der Messungen mit bzw. ohne Absorber wie im Beispiel von Abbildung 7.18b. Insbesondere wurde dies bei den Messungen ohne Absorberfolie beobachtet.

Eine mögliche Ursache für den Einfluss der Position des Absorberrads auf die CLTD-Signalhöhe beim Nachweis der α -Teilchen sind wechselnde Bedingungen bei der Wärmeeinstrahlung auf die CLTD-Pixel. Die Änderungen in der Wärmebilanz der CLTDs bewirken eine Anpassung des Reglereingriffs der Temperaturstabilisierung und somit eine geringfügige Modulation der Signalformen und -amplituden. Zusätzlich wird dieser Effekt dadurch verstärkt, dass die Temperatur des Kältebades über die Betriebstemperatur eines der Detektor-Pixel geregelt wird. Zum Ausgleich der Wärmebilanz des entsprechenden Detektors durch die geänderte Wärmeeinstrahlung wird hierbei die Badtemperatur entsprechend angepasst, was seinerseits wiederum den Wärmehaushalt und somit die Temperaturregung und Signalformen aller anderen Pixel des Arrays beeinflusst. Die leichten Unterschiede im Signalverlauf für die Messungen mit und ohne Absorber beim Nachweis von α -Teilchen gehen aus Abbildung 7.19 hervor. Dargestellt sind die auf jeweils gleiche Maximalamplitude normierten Signalformen eines Detektors für je zwei Messungen mit und ohne Absorber beim Nachweis von 5.14

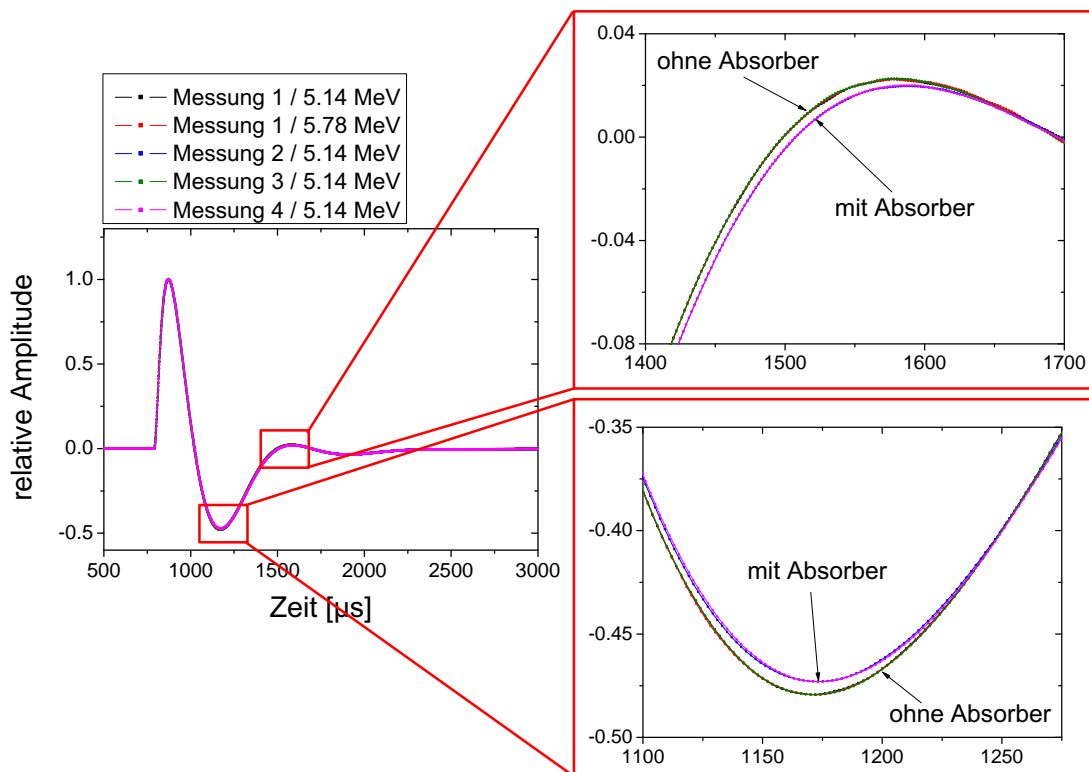


Abbildung 7.19: Mittlere Signalförmungen des Detektors D6-1 beim Nachweis von 5.14 MeV α -Teilchen für zwei unterschiedliche Einstellungen des Targetrades. Die über jeweils ca. 2000 Ereignisse gemittelten Signalförmungen wurden dabei auf die gleiche Maximalamplitude normiert. Messungen 1 und 3: ohne Absorber. Messungen 2 und 4: mit Absorber. Für Messung 1 ist zusätzlich der gemittelte Signalverlauf für 5.78 MeV α -Teilchen eingezeichnet. Auch in den vergrößerten Ausschnitten sind die Kurven für Messungen mit und ohne Absorber jeweils deckungsgleich.

MeV α -Teilchen (^{239}Pu) sowie für eine Messung ohne Absorber für Energien von 5.78 MeV (^{244}Cm). Während der Verlauf für Messungen mit gleicher Absorbereinstellung, auch für unterschiedliche Energieeinträge, nahezu identisch ist (in der Darstellung deckungsgleich) zeigen sich deutliche Unterschiede beim Vergleich zwischen Messungen mit und ohne Absorber. Diese Unterschiede bewirken die in Abbildung 7.18 beobachtete Variation der gemessenen Signalamplituden bei gleichen Energieeinträgen. Aufgrund der individuellen Charakteristika, Positionen und PID-Parameter der einzelnen Pixel sowie wechselnder Bedingungen bei der Wärmeeinstrahlung für jede Position des Absorberrads wirkt sich dieser Effekt in den einzelnen Messungen unterschiedlich aus. Die Schwankungen in den gemessenen Amplituden innerhalb einiger Messreihen für die gleiche Position des Absorberrads, wie etwa die Messungen ohne Absorber in Abbildung 7.18b, können dabei durch die Toleranz von ca. 1 mm bei der manuellen Einstellung der Position des Targetrades entstehen.

Aufgrund der Größenordnung dieser Schwankungen von einigen 10 keV stellen sie für die dE/dx -Messungen mit ^{131}Xe -Ionen, bei denen Energiedifferenzen bis hinunter zu 700 keV mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent bestimmt werden sollen, eine nicht vernachlässigbare Fehlerquelle dar. Um den daraus resultierenden Messfehler zu minimieren, wurden daher, für jede einzelne Messung, die gemessenen Signalamplituden U um einen Offset δU_{off} auf

$$U_{phc1} = U + \delta U_{off} \quad (7.21)$$

korrigiert. Der Offset einer jeden Messung wurde dabei als die mittlere Differenz der Signalamplituden der drei Hauptlinien der α -Quelle zum jeweiligen Mittelwert U_{av} der Messungen ohne Absorber bestimmt (siehe Abbildung 7.18b).

7.2.3 Detektorauflösungen

Zeitauflösung des ToF-Detektors

Die Zeitauflösung Δt des ToF-Spektrometers wurde aus den Kalibrierungsmessungen mit monoenergetischen 2 MeV/u- ^{131}Xe -Ionen bestimmt. Hierbei wird wie üblich angenommen, dass Δt in erster Näherung energieunabhängig ist. Abbildung 7.20 zeigt eines der aufgezeichneten Flugzeitspektren, mit einer Linienbreite von $\Delta t = 178(9)$ ps, sowie das daraus bestimmte Energiespektrum des ToF-Detektors. Aus der letzteren Darstellung ist ersichtlich, dass die asymmetrische Form des Peaks im ToF-Spektrum nicht ausschließlich auf die quadratische Abhängigkeit zwischen Energie und Flugzeit $E_{tof} \sim 1/t_f^2$ zurückzuführen ist⁶. Vielmehr ist dies erneut ein Resultat von Ionen-Streuung an den Anodendrähten des ToF-Spektrometers, diesmal an denen des Start-Zählers zu Beginn der Flugstrecke.

Für eine weitere Untersuchung der Linienbreiten in den ToF-Spektren wurden lediglich jene Ereignisse analysiert, die koinzident mit jeweils einem der Pixel des CLTD-Arrays nachgewiesen wurden. Dies ergibt die Möglichkeit, die Abhängigkeit der Linienbreite Δt vom Auftreffpunkt der Ionen auf die C-Folien des ToF-Detektors zu untersuchen. Die Resultate zeigen eine deutliche Abhängigkeit der gemessenen Linienbreite von der Position der CLTD-Pixel im Array, d.h. von der Trajektorie der Ionen durch das ToF-Spektrometer (siehe Abbildung 7.21). Für Ionen, die koinzident mit einem der CLTD-Pixel aus der oberen Reihe des Arrays nachgewiesen wurden, ergibt sich im Mittel $\Delta t = 203$ ps, während die Linienbreite für die untere Reihe mit $\Delta t = 140$ ps ca. 30 % geringer ist.

⁶Dies wäre der Fall, wenn die Breite im Flugzeit-Spektrum durch eine gaußförmige Energieverteilung des Strahls bestimmt ist.

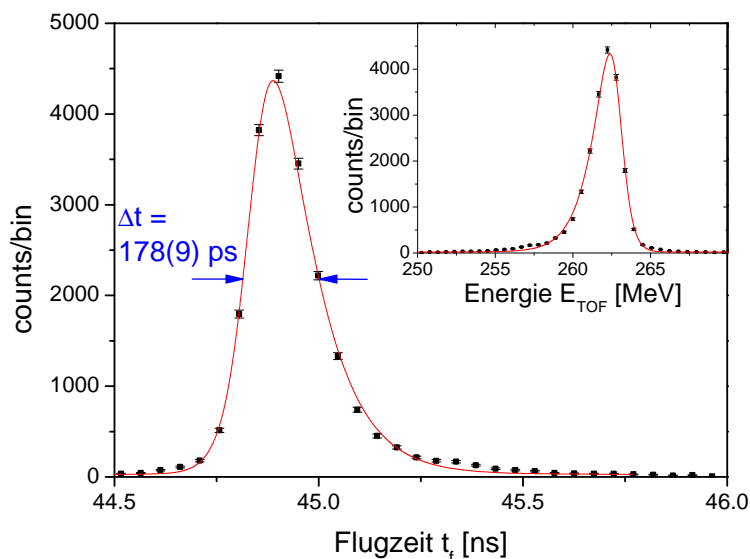


Abbildung 7.20: Flugzeitspektrum für 2 MeV/u ^{131}Xe -Ionen. Die Peak-Breite (FWHM) beträgt $\Delta t = 178(9)$ ps, wobei ein Fehler von 5% abgeschätzt wurde. Der Graph oben rechts zeigt das zugehörige Energiespektrum. Beide Datensätze wurden mit der asymmetrischen Verteilungsfunktion ADS (Asymmetric Double Sigmodal, siehe Gleichung 6.3) gefittet (rote Linien).

Alleine aus diesen Betrachtungen können keine Rückschlüsse getroffen werden, ob die gemessenen Linienbreiten, bzw. die beobachtete Abhängigkeit von Δt von der Trajektorie der Ionen, Eigenschaften des ToF-Detektors darstellen oder die Energieverteilung des Ionenstrahls widerspiegeln. Dennoch geben die gemessenen Linienbreiten in beiden Fällen zumindest eine obere Grenze für die erreichten Zeitauflösungen des ToF-Spektrometers an. Weiteren Aufschluss könnten die zugehörigen Energiespektren der CLTDs bzw. die Massenspektren aus der E-ToF-Messung geben. Allerdings stehen diese aufgrund mangelnder Möglichkeiten zur Kalibrierung der CLTDs in diesem Energiebereich (siehe Abschnitt 7.2.2) nicht zur Verfügung.

D6-2	D7-1	D8-2	D9-1
204(20)	193(19)	200(20)	217(22)
D6-1	D7-2	D8-1	D9-2
137(14)	142(14)	131(13)	150(15)

Abbildung 7.21: Gemessene Linienbreiten Δt [ps] in den ToF-Spektren von 2 MeV/u ^{131}Xe -Ionen, die koinzident mit den jeweiligen CLTD-Pixeln nachgewiesen wurden. Die Fehler wurden aufgrund der geringeren Statistik im Vergleich zu Abbildung 7.20 zu jeweils 10% abgeschätzt. Die Anordnung in dieser Darstellung ist identisch mit der geometrischen Position der CLTD-Pixel (Bezeichnung jeweils oben rechts) im Array aus Blickrichtung des Ionenstrahls.

Energieauflösung der CLTDs und Massenauflösung des E-ToF-Systems

Die Analyse der Massenauflösung des E-ToF-Systems und der Energieauflösung der CLTDs erfolgte anhand der Daten aus den Messungen mit verbreiteter Energieverteilung des Schwerionenstrahls im Bereich von 10 – 140 MeV. Im Gegensatz zum vorangegangenen Experiment bei der GSI, ist bei diesen Untersuchungen eine weitaus höhere Statistik vorhanden, was es ermöglicht, Massenspektren in vergleichsweise schmalen Energiefenstern zu analysieren. Aufgrund der Peakstruktur der Energieverteilung (siehe Abbildung 7.16) wurden die Fenster für die Auswahl von Ionen in diskreten Energiebereichen entsprechend der einzelnen Peaks gesetzt. Eines der gemessenen Massenspektren für einen Energiebereich bei ca. 50 MeV ist in Abbildung 7.22 dargestellt. Aus dieser Darstellung ist bereits ersichtlich, dass die Schulter zu niedrigeren Massen hin die Breite Δm der Verteilung merklich beeinflusst. D.h. in diesem Fall tragen nicht nur die intrinsischen Auflösungen des Energie- und des ToF-Detektors zur Massenauflösung des Gesamtsystems bei (nach Gleichung 2.47), sondern auch ein zusätzlicher Beitrag, der aus Streuung der Ionen an den Anodendrähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors resultiert.

Die gemessenen Massenaufösungen Δm als Funktion der mittleren Energie innerhalb der jeweiligen Auswahlbereiche sind für alle acht Pixel des CLTD-Arrays in Abbildung 7.23a zusammengestellt⁷. Betrachtet man die Pixel der unteren Reihe des CLTD-Arrays, zeigt sich eine nahezu konstante Massenauflösung mit $\Delta m \approx 1$ u ab Energien von ca. 40 MeV. Für die Detektoren aus der oberen Reihe hingegen, ist ein leichter Anstieg von Δm für höhere Energien zu beobachten, der auf einen zunehmenden Einfluss der Zeitauflösung des ToF-Spektrometers hindeutet. Dieses Verhalten lässt die Schlussfolgerung zu, dass die im vorangegangenen Abschnitt beobachtete geometrische Abhängigkeit von Δt nicht durch die Energieverteilung der Ionen hervorgerufen wird, sondern tatsächlich aus einer Abhängigkeit der Auflösung des ToF-Spektrometers vom Durchgangspunkt der Ionen durch dessen C-Folien resultiert.

Abschätzungen darüber, welches der beiden Detektorsysteme die Massenauflösung limitiert, bieten die Darstellungen in Abbildungen 7.23b und 7.23c. Erstere zeigt die gemessenen relativen Massenaufösungen $\Delta m/m$ als Funktion der Energie zusammen mit dem jeweiligen Beitrag des ToF-Detektors $2\Delta t/t$ für eine

⁷Für die beiden Detektoren D9-1 und D9-2 wurden aufgrund eines Bedienungsfehlers bei den Einstellungen der Datenaufnahme die Trigger-Schwellen in den Messungen im höheren Energiebereich unglücklicherweise so hoch eingestellt, dass die niedrigen Signale der α -Teilchen unterhalb der Schwelle lagen. Da die Spektren der α -Quelle für wichtige Korrekturen benötigt werden (siehe Abschnitt 7.2.2), wurden die aufgezeichneten Daten der beiden Detektoren in diesem Messbereich vollständig aus der Analyse herausgenommen.

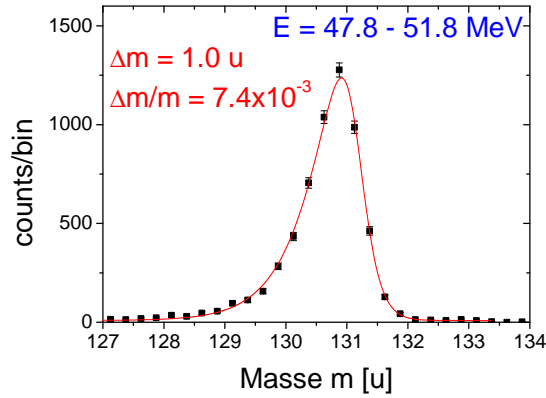


Abbildung 7.22: Massenspektrum aus einer kombinierten E-ToF-Messung mit dem CLTD-Pixel D8-1 für ^{131}Xe -Ionen im Energiebereich von 47.8 – 51.8 MeV, zusammen mit einem ADS-Fit nach Gleichung 6.3. Die Breite der Verteilung wurde aus der Fitfunktion bestimmt und beträgt $\Delta m(\text{FWHM}) = 1.00(5)$ u. Der Fehler wurde zu 5% abgeschätzt.

mittlere Flugzeitauflösung von $\Delta t = 140$ ps für die untere Detektor-Reihe bzw. $\Delta t = 200$ ps für die obere Detektor-Reihe. In der zweiten Darstellung sind die maximalen Werte

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{max} = \sqrt{\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 - \left(2\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (7.22)$$

für die relative Energieauflösung der CLTDs, die sich aus den gemessenen Liniensbreiten in den Masse- und Flugzeitspektren ergeben, dargestellt. Hier wurden zusätzlich die gemessenen relativen Auflösungen beim Nachweis der 5.38 MeV- α -Teilchen, die parallel während der Messungen mit Xe-Ionen aufgezeichnet wurden, mit eingezeichnet. Mit Ausnahme der beiden CLTD-Pixel D9-1 und D9-2, die aufgrund der geringeren TES-Widerstandsgradienten (Tabelle 5.1) eine höhere Störanfälligkeit und somit meist eine schlechtere Energieauflösung im niedrigen Energiebereich aufweisen, zeigen die Werte der α -Teilchen eine deutlich bessere Energieauflösung, als eine Extrapolation der Resultate aus den Messungen mit Xe-Ionen zu den entsprechenden Energien ergibt. Die höheren Werte $(\Delta E/E)_{max}$ für Xe-Ionen werden zum Teil durch die oben erwähnten zusätzlichen Beiträge zur Massenauflösung des E-ToF-Spektrometers durch Ionen-Streuung zwischen Flugzeit- und Energiemessung verursacht und stellen daher eine Obergrenze für die Energieauflösung dar. Allerdings kann auch eine Abhängigkeit der Energieauflösung der CLTDs von der nachgewiesenen Ionensorte nicht ausgeschlossen werden. Dennoch stellen selbst diese maximalen Abschätzungen für die relativen Energieauflösungen der CLTDs mit $(\Delta E/E)_{max} < 1\%$ sowie die gemessenen Massenaufösungen von $\Delta m = 1$ u für ^{131}Xe -Ionen im Energiebereich von 40 – 140 MeV ein hervorragendes Resultat für Schwerionendetektoren dar.

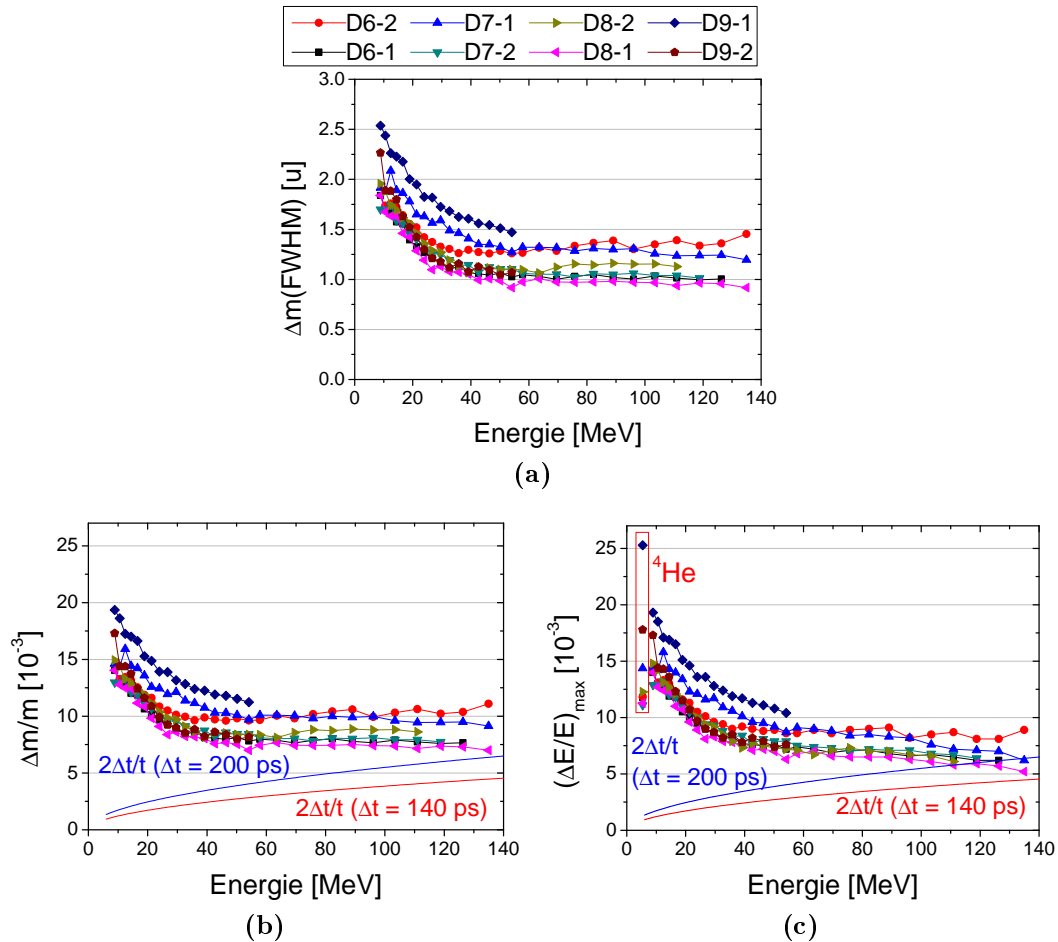


Abbildung 7.23: Gemessene absolute und relative Massenauflösung des E-ToF-Systems (a und b) und oberes Limit für die relative Energieauflösung der CLTDs (c) als Funktion der Ionenenergie aus der kombinierten E-ToF-Messung mit ^{131}Xe -Ionen für die einzelnen Pixel des CLTD-Arrays. Die Werte $(\Delta E/E)_{\max}$ wurden aus der Massenauflösung nach Gleichung 7.22 bestimmt. In den Darstellungen (b) und (c) sind die Beiträge des ToF-Detektors zur Massenauflösung ($2\Delta t/t$) für eine Flugzeitauflösung von $\Delta t = 140$ ps (rote Linien) und $\Delta t = 200$ ps (blaue Linien) eingezeichnet. Im Graphen (c) wurden zusätzlich die gemessenen relativen Energieauflösungen $\Delta E/E$ für 5.38 MeV- α -Teilchen eingetragen; Zur Besseren Übersicht sind die Daten jeweils ohne Fehlerbalken dargestellt und mit Linien verbunden. Die Legende gilt für alle drei Graphen und ist entsprechend der Positionen der CLTD-Pixel im Array angeordnet.

7.2.4 Absorberfolien für dE/dx -Messungen

Zur Untersuchung des Verhaltens des Messaufbaus bei den dE/dx -Messungen in unterschiedlichen Z_2 -Bereichen wurden ein leichtes (C), ein mittelschweres (Ni) und ein schweres Element (Au) als Absorbermaterialien gewählt. Gemäß gängiger Praxis in dE/dx -Messungen sollte der Energieverlust der Ionen beim Durchgang durch die Folien etwa 10 – 50 % von der Einschussenergie E_i betragen. Ein zu hoher Energieverlust erfordert zusätzliche Korrekturen bei der Bestimmung der differentiellen Energieverluste dE/dx aus den gemessenen absoluten Energieverlusten δE (siehe Abschnitt 2.7.2), während ein zu geringer Energieverlust die Genauigkeit bei der Bestimmung von δE reduziert. In den hier beschriebenen Messungen ist jedoch zusätzlich darauf zu achten, dass durch den vergleichsweise großen Abstand zwischen CLTD-Array und Absorberfolien und die hohe Kernladung der Projektilen im niederenergetischen Messbereich von wenigen 100 keV/u ein hoher Verlust an Zählrate im Energie-Detektor durch Kleinwinkelstreuung in der Absorberfolie zu erwarten ist. Da die Kleinwinkelstreuung mit der Dicke des Absorbers zunimmt, wurden die Foliendicken der dünnen Absorber bezüglich des oben genannten Kriteriums etwas geringer gewählt, sodass ein relativer Energieverlust $\delta E/E_i$ von 5 – 15 % im für diese Folien vorgesehenen Messbereich von 0.05 – 0.5 MeV/u zu erwarten ist. Bei den dickeren Folien, für Messungen im Bereich von 0.3 – 1 MeV/u, ist die Situation weniger kritisch, weswegen die Absorberdicken für erwartete relative Energieverluste von $\delta E/E_i = 20 - 50 \%$ abgestimmt wurden. Die entsprechenden Berechnungen wurden mit dem Simulations-Programm SRIM [Zie13] durchgeführt.

Die neun auf dem Targetrad montierten Folien sind mit den aus unterschiedlichen Messungen bestimmten Dicken d in Tabelle 7.4 zusammengestellt. Da der Fokus der Messungen auf dem unteren Energiebereich liegt, wurden für jede Targetsorte zwei dünne Absorberfolien auf dem Rad installiert. Auch für dieses Experiment wurden die Folien im Target-Labor der GSI hergestellt. Sämtliche Targets befinden sich dabei jeweils auf einem Aluminium-Rahmen, einige mit einer runden Öffnung mit einem Durchmesser von 20 mm und die restlichen mit einer ovalen Öffnung mit einer Größe von $12 \times 9 \text{ mm}^2$. Neben den neun Absorberfolien sind auch die beiden C-Folien der Time-Pickoff-Detektoren in Tabelle 7.4 mit aufgelistet.

Für die Folien mit $d > 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ wurden die Dicken bereits bei der Herstellung aus Oberflächengröße und Gesamtmasse bestimmt. Letzteres wurde dabei aus der Differenz des Gewichtes des Trägerrahmens vor und nach Befestigung der Folie ermittelt. Nach Herstellerangaben ergibt sich dabei ein Messfehler von

Absorber (Target)	Material	Targetgröße	Dicke [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]			
			d_H	d_α	d_W	d_W^*
1	C	12×9 mm ²	58(3)	48(2)		48(1)
2	C	12×9 mm ²	60(3)	51(2)		53(1)
3	C	12×9 mm ²	575(29)	569(32)	599(11)	
4	Ni	12×9 mm ²	130(7)	148(3)		157(3)
5	Ni	12×9 mm ²	130(7)	144(3)		152(3)
6	Ni	∅ 20 mm	600(30)	595(14)	602(7)	
7	Au	12×9 mm ²	345(17)	363(15)		
8	Au	12×9 mm ²	325(16)	322(14)		
9	Au	∅ 20 mm	950(48)	851(44)	840(10)	
Start	C	12×9 mm ²	11(1)	10.4(6)		
Stopp	C	12×9 mm ²	11(1)	10.4(6)		

Tabelle 7.4: Zusammenstellung der Eigenschaften der Absorberfolien für Messungen des elektronischen Energieverlustes von ^{131}Xe -Ionen am Zyklotron-Beschleuniger an der Universität von Jyväskylä mit den jeweiligen Foliendicken in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ebenfalls aufgelistet sind die Eigenschaften der beiden C-Folien der Time-Pickoff-Detektoren (Start/Stopp). d_H = Herstellerangaben; d_α = Wert aus einer Transmissionsmessung mit α -Teilchen; d_W = Dicke, die aus Gewicht und Größe des Absorbers bestimmt wurde; d_W^* = Dicke, die aus dem Wert d_W des dickeren Absorbers gleichen Materials und dem Verhältnis der gemessenen Energieverluste von Xe-Ionen zwischen dicken und dünnen Absorbern bestimmt wurde (siehe Text bzw. Abschnitt 7.2.8).

5 %, der im Wesentlichen aus der relativ groben Vermessung der jeweiligen Oberflächen mittels eines Meßschiebers resultiert. Die Dicke von Folien mit $d < 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ wurde seitens des Herstellers durch optische Transmission mittels eines Photometers bestimmt. Für die beiden Absorber 1 und 2 wird auch hier ein Messfehler von ca. 5 % und für die beiden C-Folien des ToF-Detektors ein Fehler von 10 % angegeben.

Um die Präzision der Dickenbestimmung, insbesondere bei der Vermessung der Oberflächen, zu erhöhen, wurden die dickeren Folien eines jeden Absorbermaterials nach Beendigung des Experimentes erneut über deren Gewicht und Flächengröße bestimmt. Hierzu wurden die Folien aus deren Trägerrahmen ausgeschnitten und mittels einer Präzisionswaage, mit einer Genauigkeit von $\pm 10 \mu\text{g}$, gewogen. Die Fläche des Ausschnitts wurde anschließend mit dem Graphik-Programm „inkscape“⁸ aus einer digitalen Abbildung bestimmt. Die gemessenen Werte für die Masse und Oberfläche der drei gewogenen Folienstücke finden sich im Anhang in Tabelle D.1. Die daraus bestimmten Foliendicken d_W wurden in Tabelle 7.4 eingetragen. Für die dünneren C- und Ni-Absorber ist die Gesamtmasse nicht ausreichend, um die gewünschte Präzision von weniger als 5 % beim Wiegen

⁸<http://inkscape.org> (Open Source Software)

zu erreichen. Deren Dicke ergibt sich allerdings wie bereits erwähnt aus den Dicken d_W der jeweils dickeren Targets gleichen Materials durch Angleichung der mit unterschiedlichen Folien gemessenen Xenon Stopping Power Kurven (Abschnitt 7.2.8). Um die Ergebnisse der unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der Absorberdicken besser vergleichen zu können, wurden die Resultate hier bereits vorweggenommen und in Tabelle 7.4 unter d_W^* mit aufgelistet.

Bei der Bestimmung des Energieverlustes von ^{131}Xe in Gold wurden aus Zeitgründen lediglich Messungen mit dem Absorber 7 durchgeführt⁹. Daher sollte dieses Target ebenfalls über die Gewichtsbestimmung vermessen werden. Unglücklicherweise wurde die Folie bei dieser Prozedur zerstört, bevor die benötigten Werte bestimmt werden konnten.

Die Messungen zur Bestimmung der Foliendicken durch Energieverlust von α -Teilchen, die einer Konsistenzprüfung der oben bestimmten Resultate dienen sollen, werden in einem separaten Kapitel in Anhang D.4 vorgestellt. In Tabelle 7.4 sind lediglich die Ergebnisse dieser Dickenbestimmung (d_α) aufgelistet.

Vergleicht man die unterschiedlichen Werte aus Tabelle 7.4 zeigt sich zunächst für Folien mit $d > 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ eine gute Übereinstimmung aus den drei unterschiedlichen Messungen. Eine Ausnahme stellt hierbei das dicke Au-Target 9 dar, bei dem die Herstellerangabe um ca. 12% von den in dieser Arbeit bestimmten Werten abweicht. Für die dünneren Folien ($d < 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) hingegen, weisen die Resultate der verschiedenen Messungen teilweise große Diskrepanzen auf, die deutlich außerhalb der angegebenen Fehler liegen. Ein Teil der Abweichung kann auf inhomogene Dickenverteilungen der Folien zurückzuführen sein, da bei der Bestimmung von d_α und d_W (bzw. d_W^*) jeweils nur gewisse Bereiche der Folien untersucht wurden, während d_H jeweils den Mittelwert der gesamten Folie darstellt, d.h. inklusive des Bereiches, der sich auf dem Trägerrahmen befindet. Eine Unterschätzung des Fehlers bei der Gewichtsbestimmung (d_H) der sehr dünnen Folien ist ebenfalls nicht auszuschließen. Für die beiden dünnen Ni-Absorber liegen jedoch auch die Werte für d_α und d_W^* , die für etwa die gleichen Bereiche der Targets bestimmt wurden, deutlich außerhalb der angegebenen Fehler. Dies zeigt, dass entweder Fehlerbeiträge, wie etwa bei der Berechnung der Stopping Power mit SRIM in der α -Energieverlustmessung, in diesem Fall unterschätzt werden oder systematische Fehlerquellen unberücksichtigt geblieben sind.

Für die Bestimmung der Stopping Power von Xe-Ionen in Abschnitt 7.2.9 wurden bei den dicken C- und Ni-Absorbieren die gemessenen Foliendicken d_W

⁹Um die Konsistenz der verschiedenen Messmethoden besser vergleichen zu können, wurden dennoch alle Messungen bezüglich der Foliendicken auch für die beiden anderen Au-Targets (8 und 9) durchgeführt.

und bei den dünnen Folien gleichen Materials die Werte für d_W^* verwendet. Da die entsprechenden Werte für das Au-Target 7 nicht bestimmt werden konnten, wurde in diesem Fall die durch α -Transmissionsmessung gemessene Dicke d_α benutzt.

7.2.5 Channeling-Effekte beim Durchgang der Xe-Ionen durch polykristalline Absorberfolien

Die Methode zur Bestimmung der Energieverluste δE der Schwerionen beim Durchgang durch die Absorber wurde in den Abschnitten 2.7.2 und 7.1.5 vorgestellt. Ein Unterschied zu den in Kapitel 7.1 beschriebenen Messungen am UNILAC, der allerdings auf das Messprinzip selbst keinen Einfluss hat, ist die nicht-homogene Peak-Struktur in der Energieverteilung der Projektile (siehe Abbildung 7.16). Daher sind die gemessenen Energieverluste einzelner Ionen sowie eines der δE -Spektren, aus denen die mittleren und wahrscheinlichsten Energieverluste vieler Ionen bestimmt wurden, nochmals exemplarisch für die Messungen mit dem C-Absorber 2 in Abbildung 7.24 dargestellt. Die Energie-Intervalle zur Auswahl der Datenpunkte für die Erstellung der δE -Histogramme wurden hierbei nicht in gleichmäßigen Abständen, sondern, wie im Beispiel von Abbildung 7.24a, entsprechend der Peaks in der Verteilung der Ionen-Einschussenergien E_{tof}^* gesetzt.

Beobachtung von Doppel-Peak-Strukturen in δE -Spektren bei Messungen mit Ni- und Au-Absorbern

Während bei den Messungen mit den verschiedenen C-Absorbern, wie im Beispiel von Abbildung 7.24b, keine Unregelmäßigkeiten in den δE -Spektren beobachtet wurden, zeigten sich Doppel-Peak-Strukturen in den gemessenen δE -Spektren für das Au- und für die zwei dünnen Ni-Targets. Besonders deutlich treten diese Strukturen in Messungen mit dem schwereren Absorbermaterial Gold auf. Abbildung 7.25 zeigt die gemessenen δE -Spektren für ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch das Au-Target 7 sowie die Spektren für die zugehörigen Messreihen ohne Absorber. Während die Messungen ohne Absorber keine Anomalien aufweisen, sind in den aufgezeichneten Daten unter Einsatz des Absorbers deutliche Doppel-Peak-Strukturen erkennbar, wobei das Intensitätsverhältnis der beiden Peaks für höhere Einschussenergien zugunsten größerer Energieverluste zunimmt. Für die beiden dünnen Ni-Absorber 4 und 5 sind die Doppel-Peak-Strukturen in den δE -Spektren weniger deutlich ausgeprägt, wie anhand eines exemplarischen Spektrums in Abbildung 7.26 zu erkennen ist. Zu beachten ist, dass die Graphen in den Abbildungen 7.25 und 7.26 jeweils die aufsummierten Spektren aller Pixel des

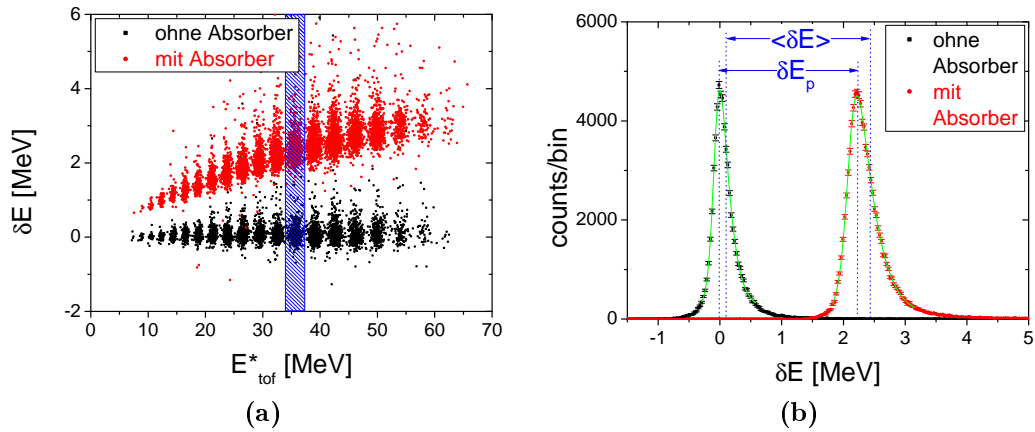


Abbildung 7.24: (a): Energieverlust $\delta E = E_{tof}^* - E_{CLTD}$ von ^{131}Xe -Ionen für Messungen ohne und mit dem C-Absorber 2 als Funktion der Einschussenergie E_{tof}^* . Zur besseren Übersicht sind hier nur ca. 1 % der gemessenen Daten dargestellt. Der markierte Bereich zeigt exemplarisch eines der Intervalle zur Auswahl der Daten für die Erzeugung von δE -Histogrammen. (b): δE -Histogramm für die Daten aus dem markierten Bereich in Darstellung (a). Hier ist der vollständige gemessene Datensatz dargestellt. δE_p beschreibt die Differenz der Peakpositionen und $\langle \delta E \rangle$ die Mittelwerte der beiden Verteilungen aus den Messungen mit und ohne Absorber. Die grünen Linien stellen jeweils einen Fit der Daten mit der Verteilungsfunktion ADS (Gleichung 6.3) dar.

CLTD-Arrays zeigen. Bei der Analyse der Daten einzelner CLTD-Pixel ergibt sich jedoch das gleiche Verhalten. Das Verhältnis der Positionen der beiden Peaks ist dabei innerhalb der statistischen Messgenauigkeit von 2 % identisch, während das Intensitätsverhältnis der beiden Peaks für die unterschiedlichen CLTD-Pixel im Bereich von $\pm 20\%$ um den Mittelwert herum variiert. Betrachtet man die mit den jeweiligen δE -Peaks korrelierten Verteilungen der Einschuss- bzw. Austrittsenergien (Abbildung 7.27) zeigt sich, dass die Unterschiede in den Energieverlusten δE ein Resultat unterschiedlicher Austrittsenergien aus dem Absorber sind.

Für eine quantitative Betrachtung der Relationen zwischen den beiden δE -Peaks aus den Messungen mit Absorber wurden die Daten jeweils mit einer Summe aus zwei ADS-Verteilungen gefittet (siehe Abbildungen 7.25 und 7.26). Die beiden Parameter w_1 und w_2 , die Breite und Asymmetrie einer ADS-Kurve bestimmen (siehe Gleichung 6.3), wurden dabei für beide Verteilungen als gemeinsame Parameter variiert. Abbildung 7.28 zeigt die Resultate für alle drei betroffenen Absorber anhand des Verhältnisses der Peak-Flächen $R_I := I_L/I_H$ (Intensitätsverhältnis)¹⁰ sowie der Peak-Positionen $R_{\delta E} := \delta E_L/\delta E_H$ (Verhältnis zwischen niedrigem und hohem Energieverlust) als Funktion der Einschussenergie in den Absorber E_{tof}^* . Hierbei zeigt das Intensitätsverhältnis R_I jeweils eine

¹⁰Im Folgenden werden Größen, die jeweils einen der beiden δE -Peaks betreffen mit L für „low- δE “ und H für „high- δE “ indiziert.

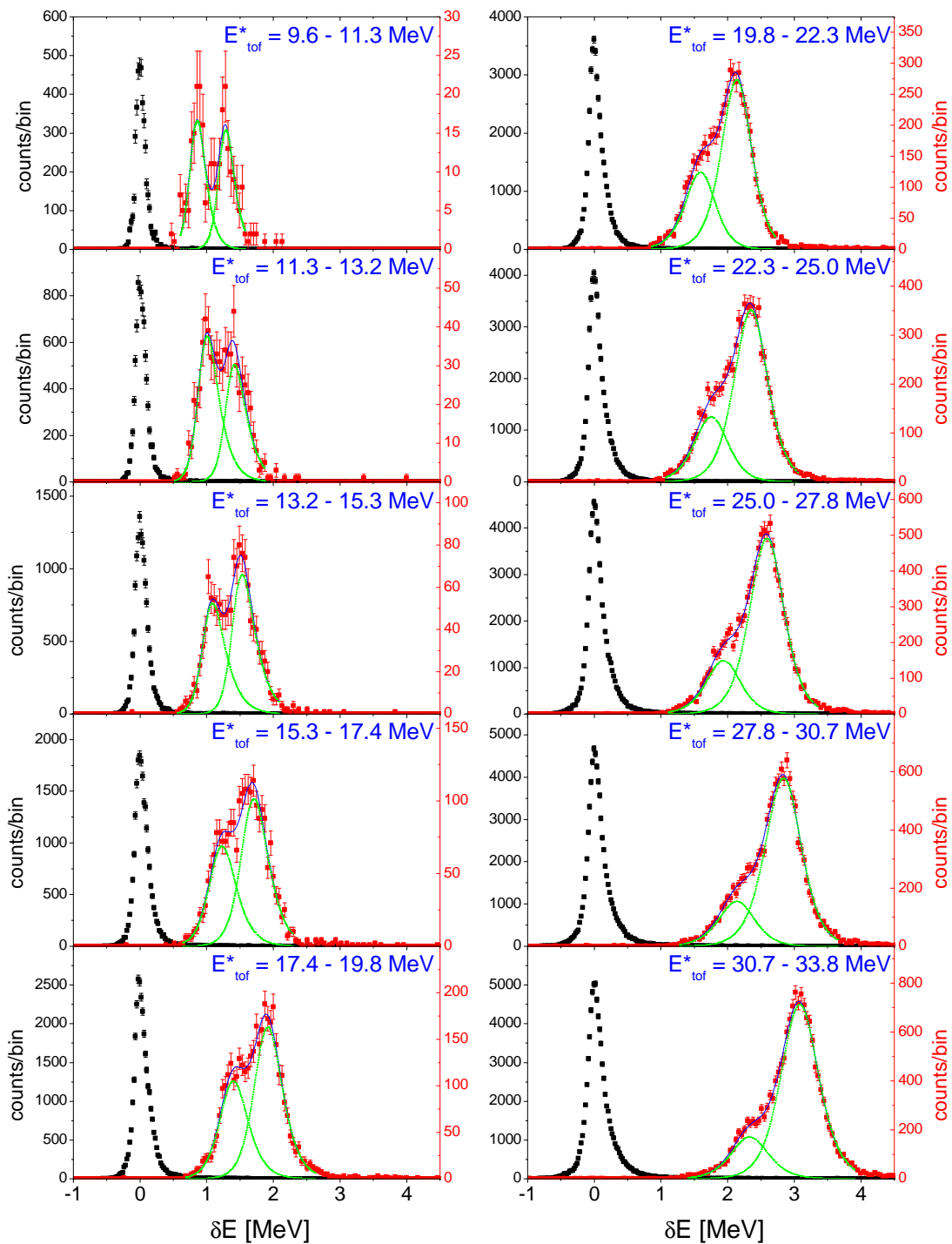


Abbildung 7.25: (Fortsetzung und Beschreibung auf nächster Seite)

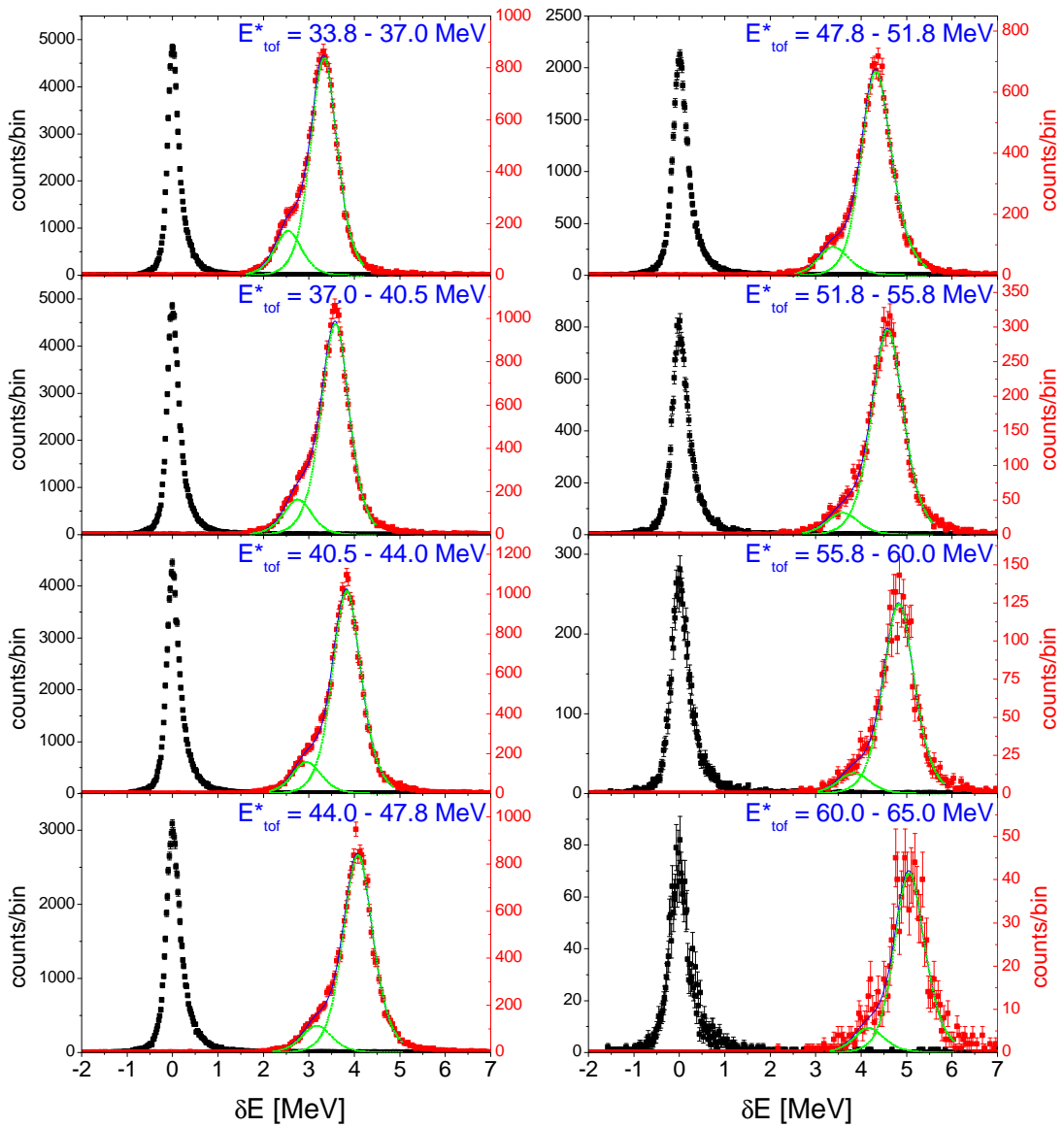


Abbildung 7.25: δE -Verteilungen für ^{131}Xe -Ionen innerhalb einzelner Intervalle der Einschussenergie E_{tof}^* aus Messungen ohne Absorber (schwarz) und mit dem Au-Absorber 7 (rot). Wegen der unterschiedlichen Intensitäten in den Messungen mit und ohne Absorber sind die jeweiligen Daten in vertikaler Richtung unterschiedlich skaliert. Für die Messungen mit Absorber sind Fits der Daten mit einer Summe aus zwei ADS-Funktionen (Gleichung 6.3), mit jeweils gleichen Parametern w_1 und w_2 , eingezeichnet (grün gestrichelt: einzelne ADS-Funktionen; blau: Summe beider ADS-Funktionen). Die Fitgrenzen liegen jeweils bei 1% des Maximalwertes auf der linken Seite und bei 5% auf der rechten Seite.

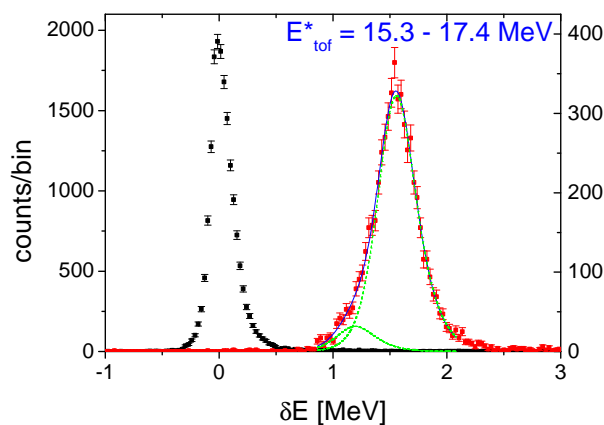


Abbildung 7.26: δE -Spektrum aus Messungen ohne Absorber (schwarz) und mit dem Ni-Absorber 4 (rot) für Ionen-Einschussenergien im niederenergetischen Bereich von $E_{tof}^* = 15.3 - 17.4$ MeV. Für eine weitere Beschreibung siehe Abbildung 7.25.

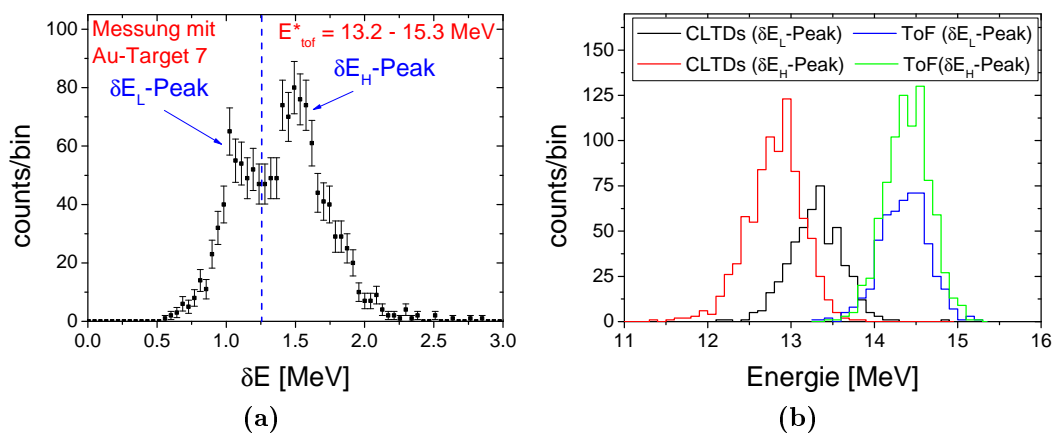


Abbildung 7.27: Betrachtung der mit den zwei δE -Peaks korrelierten Verteilungen der Einschussenergien (ToF-Detektor) und Austrittsenergien (CLTDs) für eines der δE -Spektren. (a): δE -Spektrum aus Messungen mit Target 7 für einen Energiebereich von $E_{tof}^* = 13.2 - 15.3$ MeV. Die Trennung der beiden Peaks für die separate Analyse ist blau markiert. (b): Energiespektren des ToF-Detektors und der CLTDs für Ionen, die entsprechend der blauen Markierung in Darstellung (a) ausgewählt wurden. Aus Gründen der Übersicht sind hier die Spektren ohne Fehlerbalken dargestellt.

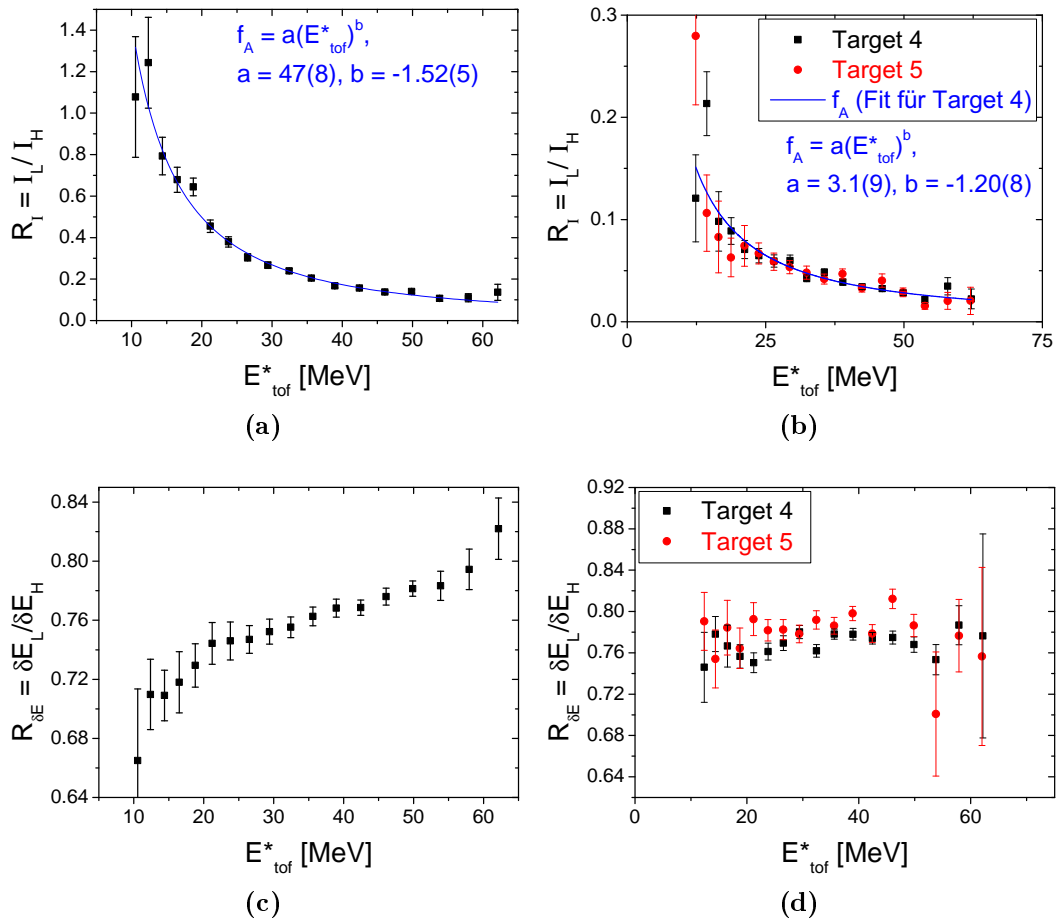


Abbildung 7.28: Relationen zwischen den beiden δE -Peaks für Messungen mit dem Au-Target 7 und den beiden dünnen Ni-Targets 4 und 5 als Funktion der Ionen-Einschussenergie E_{tof}^* . R_I = Verhältnis der Peak-Intensitäten I_L und I_H , $R_{\delta E}$ = Verhältnis der Peak-Positionen (Energieverluste) δE_L und δE_H . Die Parameter $I_{L,H}$ und $\delta E_{L,H}$ wurden über Fits mit ADS-Verteilungen bestimmt (siehe Abbildungen 7.25 und 7.26). Die blauen Linien in (a) und (b) stellen jeweils einen Fit der Daten gemäß Gleichung 7.23, mit den Fitparametern a und b , dar.

starke Energieabhängigkeit, die empirisch über die Funktion

$$R_I = aE^b \quad (7.23)$$

mit den Parametern a und b sowie der Energie E beschrieben werden kann. Für das Au-Target variiert auch das gemessene Verhältnis zwischen niedrigem und hohem Energieverlust $R_{\delta E}$ mit der Ionenenergie. Die Messungen mit den beiden Ni-Targets zeigen innerhalb der Genauigkeit dieser Untersuchungen identische Resultate. Sowohl die Absolutwerte als auch die Energieabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses R_I sind dabei etwas geringer ausgeprägt als in den Messungen mit dem Au-Target. Für das Verhältnis der Peak-Positionen $R_{\delta E}$ ist hier jedoch keine signifikante Energieabhängigkeit erkennbar.

In den folgenden Abschnitten werden diverse Betrachtungen angestellt, die belegen sollen, dass die Doppel-Peaks in den δE -Verteilungen ein Resultat von sogenanntem „Channeling“ der Xe-Ionen durch kristalline Bereiche der Absorberfolien sind. Zunächst wird dabei diskutiert, welche alternativen Möglichkeiten zur Erklärung der beobachteten Strukturen ausgeschlossen werden können.

Ausschluss eines Messfehlers oder inhomogener Dickenverteilungen der Absorber als Ursache für die δE -Doppel-Peaks

Fehler in der Energiemessung, d.h. Fehlfunktionen der Detektoren, der Ausleseelektronik oder des Datenaufnahmesystems, können als Ursache für die Doppel-Peaks ausgeschlossen werden, da zum einen alle CLTD-Pixel qualitativ die gleichen Resultate zeigen und zum anderen die Messungen ohne Absorber, die je nach Messreihe in 7 bis 15 zyklischen Wechseln zwischen den Messungen mit Absorber aufgezeichnet wurden, keinerlei Anomalien aufweisen. Des Weiteren wurden die Doppel-Peak-Strukturen in allen Messzyklen beobachtet, wodurch der versehentliche Einsatz falscher Targets in einem der Zyklen innerhalb der Messreihe eines Absorbers ebenfalls ausgeschlossen werden kann. Auch Defekte in den Folien, wie z.B. Risse, fallen als potentielle Quelle für die Strukturen weg, da zum einen die Absorber im Anschluss an die Messungen am Zyklotron aus dem Messaufbau entfernt wurden, und dabei keine Beschädigungen beobachtet wurden, und zum anderen, da sich hierfür keine Anzeichen in den anschließenden Transmissionsmessungen mit α -Teilchen (Anhang D.4) gezeigt haben. Solche Defekte würden darüber hinaus eher zu Verbreiterungen oder Asymmetrien in den Linien der δE -Spektren und nicht zu zwei definierten Peak-Strukturen führen.

Eine weitere potentielle Ursache für die Beobachtung zweier Komponenten im gemessenen Energieverlust sind ungleichmäßige Dickenverteilungen der Targets,

wobei jede der Folien im Wesentlichen aus dickeren Bereichen, mit der Dicke d_H , und dünneren Bereichen, mit der Dicke d_L , bestehen müsste. Diese Möglichkeit kann jedoch aus mehreren im Folgenden diskutierten Gründen ausgeschlossen werden. Zur besseren Übersicht werden dabei einige Details der Argumentation separat in Anhang D.5.1 beschrieben:

(1) Im besagten Fall muss das gemessene Verhältnis zwischen niedrigem und hohem Energieverlust $R_{\delta E}$ in erster Näherung gleich dem Verhältnis der Schichtdicken $R_d = d_L/d_H = \text{const}$ und somit energieunabhängig sein, was den Beobachtungen für das Au-Target in Abbildung 7.28c widerspricht. Allerdings würde sich durch die Tatsache, dass der Energieverlust aufgrund der Energieabhängigkeit der Stopping Power nicht exakt mit der Dicke des Absorbers skaliert, eine geringfügige Energieabhängigkeit von $R_{\delta E}$ ergeben. Anhand von Simulationen, deren Details in Anhang D.5.1 beschrieben werden, konnte jedoch gezeigt werden, dass der Betrag dieses Effektes mehr als eine Größenordnung geringer ist als die gemessene Energieabhängigkeit von $R_{\delta E}$ in Abbildung 7.28c und zudem das umgekehrte Vorzeichen besitzt.

(2) Die beobachtete Energieabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses der δE -Peaks R_I (siehe Abbildungen 7.28a und 7.28b) spricht ebenfalls gegen die Hypothese von zwei dominierenden Dicken-Bereichen der Absorber, da auch hier in erster Näherung ein konstantes Verhältnis erwartet wird, das dem Verhältnis R_F der Oberflächen des jeweils dünnen und dicken Target-Bereiches entspricht. Jedoch muss hierbei aufgrund der vergleichsweise geringen Raumwinkelabdeckung der CLTDs der energieabhängige Einfluss von Kleinwinkelstreuung berücksichtigt werden. Da die Wahrscheinlichkeit dafür, dass Ionen beim Durchgang durch das Target aus der Detektionsebene heraus gestreut werden, mit der Dicke des Absorbers zunimmt, tragen dickere Bereiche relativ betrachtet weniger zum Gesamtergebnis bei als dünnere Bereiche, und somit gilt: $R_I > R_F$. Dieser Effekt verstärkt sich in Richtung niedrigerer Energien durch die Zunahme des nuklearen Streuquerschnitts, wodurch R_I energieabhängig wird. Allerdings konnte auch in diesem Fall anhand von SRIM Monte-Carlo-Simulationen (TRIM) für das Au-Target gezeigt werden, dass dieser Effekt mindestens zwei Größenordnungen kleiner ist, als die beobachtete Abnahme des Intensitätsverhältnisses R_I in Abbildung 7.28a. Die Details zu den Rechnungen finden sich ebenfalls in Anhang D.5.1.

(3) Ein weiterer Punkt, der gegen die Annahme von zwei Schichtdicken-Bereichen innerhalb der Targets spricht, ist die Tatsache, dass für beide dünnen Ni-Targets (4 und 5) nahezu identische Resultate, sowohl für $R_{\delta E}$ als auch für R_I , erzielt wurden (siehe Abbildungen 7.28b und 7.28d). In diesem Fall würde es bedeuten, dass sowohl das Verhältnis der beiden dominierenden Dicken d_L/d_H als auch deren relative Anteile an der Gesamtfläche der Folie für beide Targets gleich

sind. Auch wenn dies selbstverständlich nicht unmöglich ist, so ist es dennoch äußerst unwahrscheinlich.

(4) Als letztes Argument gegen die oben genannte Möglichkeit kann angeführt werden, dass in den zur Dickenbestimmung der Targets durchgeführten Energieverlust-Messungen mit α -Teilchen keine Indizien für eine solche Folien-Struktur beobachtet wurden. Eine detaillierte Beschreibung bezüglich dieses Punktes findet sich in Anhang D.5.2.

Erklärung der Doppel-Peak-Strukturen durch Channeling

Wie zuvor bereits erwähnt lassen sich die beobachteten Strukturen in den δE -Spektren durch sogenanntes „Channeling“ der ^{131}Xe -Ionen entlang definierter Kristallorientierungen bei der Transmission durch die Absorber erklären. Beim Channeling treten die Projektile unter einem kleinen Winkel bezüglich einer der Symmetrieachsen (axiales Channeling) oder einer der Symmetrieebenen (planares Channeling) eines Kristalls ein und durchlaufen eine Reihe moderater Kleinwinkel-Streuprozesse, welche die Teilchen auf ihrem Weg durch das Target innerhalb definierter Kristallkanäle bzw. Kristallebenen halten. Der Energieverlust ist dabei geringer als für Ionen, die sich nicht entlang dieser Kanäle bewegen, bzw. für Ionen bei der Transmission durch ein amorphes Target gleichen Materials. In diesem Zusammenhang wird der Energieverlust der Ionen in einem amorphen Material oftmals als „random energy loss“ und dementsprechend im Folgenden als „Random-Energieverlust“ bezeichnet. Die Reduktion des Energieverlustes für Ionen, die Channeling durchlaufen, im Vergleich zum Random-Energieverlust kann dabei bis zu einem Faktor 3 betragen. Eine detaillierte Abhandlung zu diesem Thema findet sich u.a. in einem Übersichtsartikel von Gemmell [Gem74]. Übertragen auf die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Daten bedeutet dies, dass die jeweiligen δE -Peaks bei höherem Energieverlust in den Abbildungen 7.25 und 7.26 Ionen mit Random-Energieverlust und die Peaks bei niedrigerem Energieverlust Ionen mit Channeling-Energieverlust entsprechen.

Die Beobachtung von Channeling-Effekten setzt allerdings zum einen voraus, dass in den Absorberfolien größere kristalline Strukturen vorhanden sind, und zum anderen, dass die Kristallrichtungen unter sehr kleinen Winkeln zur Einfallrichtung der Projektile orientiert sind. Zur Erzeugung einer definierten Peak-Struktur, wie in Abbildung 7.25, müssen sich die Kristalle darüber hinaus über die komplette Foliendicke erstrecken, da Channeling in stark variierenden Kristallgrößen die Energieverluste entsprechend unterschiedlich reduziert und somit die Linien in den δE -Spektren lediglich in Richtung niedrigerer Energieverluste hin verbreitert.

Zur Überprüfung der Kristallstruktur der Absorber wurde für jedes der untersuchten Materialien jeweils eine der dünnen Folien in zusätzlichen Messungen mittels Röntgenbeugung (XRD, „X-Ray Diffraction“) am Institut für Chemie der Universität Jyväskylä untersucht. Die vermessenen Folien stammen dabei aus den gleichen Produktionschargen wie auch die Targets, an denen die Energieverlust-Messungen mit Schwerionen durchgeführt wurden. Eine Detaillierte Beschreibung der Resultate dieser Messungen findet sich in Anhang D.5.3. Zusammengefasst hat die XRD-Analyse ergeben, dass die verwendeten Kohlenstoff-Targets vollständig amorph sind, während die Nickel- und Gold-Targets zwar überwiegend amorphe Strukturen jedoch auch polykristalline Bereiche enthalten. Dabei weist die Au-Folie einen höheren Anteil polykristalliner Strukturen auf als die Ni-Folie. Des weiteren haben die Messungen gezeigt, dass sich ein Teil der Kristalle in den beiden metallischen Targets über die komplette Dicke der jeweiligen Folie erstrecken kann, und dass diese Kristalle, zumindest im Fall der Ni-Folie, keine bevorzugte Orientierung aufweisen. Für die untersuchte Au-Folie jedoch ergaben sich Indizien für eine geringfügige Bevorzugung bezüglich der Kristallorientierungen.

Die Resultate der XRD-Analyse zeigen für alle drei Absorbermaterialien eine deutliche Korrelation zwischen dem Anteil an polykristallinen Strukturen der Absorber und der relativen Intensität, in der eine zweite Komponente mit reduziertem Energieverlust in den δE -Spektren beobachtet wurde. Allerdings ist hierbei zu beachten, dass der Anteil an Kristallen ausreichender Größe und einer Orientierung, die ein Channeling der Ionen ermöglicht, an der Gesamtfläche der Absorberfolien äußerst gering ist. Eine Abschätzung bezüglich der Wahrscheinlichkeit für planares Channeling in dem hier verwendeten Au-Target ergab einen Wert in der Größenordnung von 10^{-3} . Die Wahrscheinlichkeit für axiales Channeling ist nochmals deutlich geringer. Bezüglich dieser Abschätzung, die detailliert in Anhang D.5.4 beschrieben wird, muss angemerkt werden, dass mehrere Faktoren berücksichtigt werden mussten, deren Größenordnungen lediglich abgeschätzt werden konnten. Dies bedeutet, dass der oben angegebene Wert nur eine sehr grobe Näherung darstellt und durchaus um mehr als eine Größenordnung vom tatsächlichen Wert abweichen kann. Die geringe Wahrscheinlichkeit für Channeling wirft jedoch die Frage auf, warum die Zählraten bei den Energieverlust-Messungen für Channeling-Ionen und für Ionen mit Random-Energieverlust in der gleichen Größenordnung liegen (siehe Abbildung 7.25). Die Erklärung hierfür liegt in den unterschiedlichen Verteilungen der Austrittswinkel aus den Absorbern für die beiden Energieverlust-Prozesse und der geringen Raumwinkelabdeckung der Energie-Detektoren. Channeling-Ionen besitzen sehr kleine Austrittswinkel bezüglich der Strahlachse, wodurch für diese Ionen kein wesentlicher Verlust an

Zählrate durch Streuung innerhalb des Absorbers zu erwarten ist. Für Ionen mit normalen (Random) Energieverlust hingegen bewirkt die Kleinwinkelstreuung innerhalb des Absorbers aufgrund der geringen Winkelabdeckung des CLTD-Arrays einen enormen Intensitätsverlust. Ein Vergleich der gemessenen Zählraten für Messungen mit und ohne Au-Target bei Ionenenergien von 10 MeV zeigt z.B. eine Reduktion der Intensität um einen Faktor von ca. 10^2 . Das heißt bei den hier gegebenen experimentellen Bedingungen kompensiert der hohe Intensitätsverlust für Ionen mit Random-Energieverlust weitestgehend die geringe Wahrscheinlichkeit für Channeling innerhalb polykristalliner Absorber. Da für die oben angegebene Channeling-Wahrscheinlichkeit lediglich sehr grobe Werte abgeschätzt werden konnten, ist es somit durchaus möglich, beide Effekte mit Zählraten in jeweils gleicher Größenordnung zu beobachten. Die obigen Betrachtungen erklären zudem die starke Energieabhängigkeit im Verhältnis der Zählraten für Ionen mit Channeling- und Random-Energieverlust (Abbildungen 7.28a und 7.28b). In Richtung niedrigerer Energien nimmt nämlich zum einen aufgrund der Energieabhängigkeit des Halbwertswinkels für Channeling¹¹ $\psi_{1/2} \sim 1/v \sim 1/E^{1/2}$ [Gem74] die Channeling-Wahrscheinlichkeit zu und zum anderen reduziert sich die Zählrate für Random-Energieverlust durch die Zunahme des nuklearen Streuquerschnitts.

Vergleich mit Resultaten von Channeling-Messungen anderer Experimente

Ein Vergleich der Ergebnisse aus den Messungen mit dem Au-Absorber mit Resultaten aus Channeling-Experimenten, die mit 20 – 80 MeV ^{127}I -Ionen, d.h. im gleichen Energiebereich und mit ähnlichen Projektilen, beim Durchgang durch ein-kristallines Gold durchgeführt wurden [D⁺65], zeigt eine gute Übereinstimmung des in der vorliegenden Arbeit gemessenen Verhältnisses zwischen Channeling- und Random-Energieverlust und Messwerten von Datz et al. für Channeling entlang der (110)-Ebenen eines Au-Kristalls (Abbildung 7.29). Diese Übereinstimmung ist eine weitere Bestätigung dafür, dass die hier beobachteten Strukturen auf Channeling-Effekte zurückzuführen sind.

Diskussion fehlender Channeling-Effekte in anderen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen

In den Messungen mit dem vierten hier eingesetzten metallischen Target, dem dicken Ni-Target 6, konnten keine Doppel-Peak-Strukturen beobachtet werden.

¹¹Der Halbwertswinkel $\psi_{1/2}$ ist definiert als der Winkel ψ zwischen Kristallachse bzw. -ebene und der Einfallsrichtung der Projektilen, bei dem die Ausbeute für Channeling auf die Hälfte des Maximalwertes bei $\psi = 0$ abgefallen ist [Gem74].

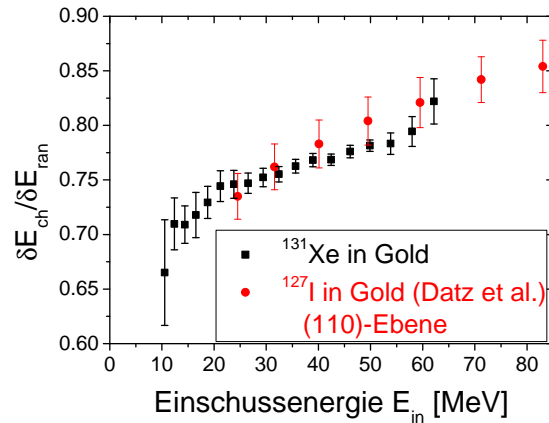


Abbildung 7.29: Relatives Verhältnis zwischen Channeling-Energieverlust (δE_{ch}) und Random-Energieverlust (δE_{ran}) als Funktion der Ionen-Einschussenergie. Die schwarzen Datenpunkte zeigen die in dieser Arbeit gemessenen Daten für ^{131}Xe -Ionen und sind identisch mit denen aus Abbildung 7.28c. Die roten Datenpunkte zeigen die Resultate von Datz et al. [D⁺65] für Channeling von ^{127}I -Ionen entlang der (110)-Ebenen eines Au-Einkristalls (Die Daten wurden graphisch aus [D⁺65] entnommen).

Ebenso zeigten sich in den Energieverlust-Messungen mit α -Teilchen für keines der Targets zwei unterschiedliche Energieverlust-Komponenten (siehe Anhang D.5.2). Um eine Konsistenz der Erklärung der Doppel-Peak-Strukturen durch planares Channeling mit allen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen und Analysen zu gewährleisten, muss geklärt werden, warum in den besagten Messungen keine Channeling-Effekte beobachtet wurden.

Im Falle der Messungen mit Xe-Ionen und dem dicken Ni-Target 6 treten die Doppel-Peak-Strukturen nicht auf, da die Größe der Kristalle in den polykristallinen Zonen nicht ausreicht, um sich über die komplette Foliendicke, die mehr als der vierfachen Dicke der dünneren Ni-Targets 4 und 5 entspricht (siehe Tabelle 7.4), zu erstrecken.

Der Grund dafür, dass bei den Messungen mit α -Teilchen keine Channeling-Effekte beobachtet wurden, liegt in den höheren Projektilgeschwindigkeiten und der weitaus größeren Winkelabdeckung des Energie-Detektors hinter den Absorberfolien. Das heißt bei diesen Untersuchungen ist der Verlust der Zählrate durch Streuung innerhalb des Absorbers gering und somit der relative Anteil an potentiell detektierten Channeling-Ionen mehrere Größenordnungen geringer als bei den Messungen mit ^{131}Xe -Ionen am Zyklotron. Für die Messungen mit der ^{226}Ra -Quelle reichte die Energieauflösung nicht aus, um entsprechende Effekte zu beobachten (siehe Abbildung D.12a). Bei den Messungen am Pelletron hingegen würde die Auflösung des Systems an sich ausreichen, um Channeling-Ionen mit reduziertem Energieverlust aufzulösen (siehe Abbildung D.12b). Aufgrund der geringen Gesamtstatistik in diesen Untersuchungen und des erwarteten re-

lativen Anteils an Channeling-Ionen von $<1\%$ liegt jedoch die Erwartung für die Gesamtzahl an nachgewiesenen Channeling-Ionen im Maximalfall bei einigen Ereignissen. Eine Separation potentieller Channeling-Ionen aus dem Untergrund war daher nicht möglich.

Die Betrachtungen in den vorangegangenen Abschnitten werfen darüber hinaus die Frage auf, warum im zuvor diskutierten Experiment mit ^{238}U -Ionen am UNILAC (Kapitel 7.1) trotz ähnlicher experimenteller Bedingungen keine Channeling-Effekte bei der Transmission der Ionen durch das dort verwendete Gold-Target beobachtet wurden. Hier liegt die Erklärung wahrscheinlich darin, dass das Target aus einem anderen Produktionsprozess stammt und keine bzw. keine ausreichende Menge polykristalliner Strukturen aufweist.

Diskussion des beobachteten Channeling-Effektes

Die unerwartete deutliche Beobachtung von Channeling-Effekten bei den hier beschriebenen Messungen stellt einen Gewinn an zusätzlichen Messdaten bezüglich eines wichtigen Prozesses bei der Wechselwirkung energetischer Teilchen mit Materie dar. Diese zusätzlichen Daten sind durch das gemessene Verhältnis zwischen Channeling- und Random-Energieverlust von Xe-Ionen in einem Energiebereich von ca. 10 – 60 MeV in Gold und Nickel (Abbildungen 7.28c und 7.28d) gegeben. Allerdings muss hierbei beachtet werden, dass bei diesen Untersuchungen nicht festgestellt werden konnte, inwieweit unterschiedliche Kristallebenen zu den beobachteten Channeling-Effekten beigetragen haben, insbesondere, da die XRD-Messungen nicht an den für die Energieverlust-Messungen eingesetzten Targets durchgeführt wurden.

Bezüglich der Bestimmung spezifischer Energieverluste haben die in diesem Abschnitt diskutierten Beobachtungen ebenfalls eine Konsequenz. Unter den hier gegebenen experimentellen Bedingungen, d.h. niedrige Ionenenergie und geringe Raumwinkelabdeckung, kann Channeling auch im Falle nicht vollständig einkristalliner Targets deutlich zum gemessenen mittleren Energieverlust beitragen. Wird dieser Beitrag nicht berücksichtigt und angenommen, dass aufgrund der geringen Channeling-Wahrscheinlichkeit einzelner Ionen bei der Transmission durch die Targets lediglich Random-Energieverlust gemessen wird, z.B. wenn die Detektoraufösungen nicht ausreichen, um diesen Effekt aufzulösen, kann sich ein erheblicher Fehler bei der Interpretation der Daten ergeben. Bei den hier beschriebenen Messungen beispielsweise beträgt der Unterschied zwischen dem gemessenen Random-Energieverlust und dem mittleren gesamten Energieverlust, d.h. ohne Ausschluss der Channeling-Ionen, bis zu 15 %.

Bestimmung der wahrscheinlichsten und mittleren Random-Energieverluste unter Berücksichtigung des Channeling-Effektes

Für die Bestimmung der Stopping Power in Abschnitt 7.2.9 werden die gemessenen Random-Energieverluste benötigt, da dies die Größe ist, die üblicherweise in dE/dx -Messungen bestimmt wird und auch von theoretischen Computer-Programmen wie SRIM [Zie13] berechnet wird. Bei Messungen, in denen Doppelpeaks in den δE -Spektren auftreten (Targets 4, 5 und 7), müssen Channeling-Energieverlust und der Random-Energieverlust daher getrennt behandelt werden. Die wahrscheinlichsten Energieverluste δE_p lassen sich hierbei direkt über die Bestimmung der Peak-Positionen anhand von Fits mit jeweils einer Summe von zwei ADS-Funktionen ermitteln (siehe Abbildungen 7.25 und 7.26). Bezüglich der mittleren Energieverluste hingegen, ist eine direkte, separate Bestimmung der Werte für den Random- und den Channeling-Peak aufgrund des Überlapps der beiden Linien nicht möglich. Daher wurden hierfür nicht die Mittelwerte der Messdaten selbst, sondern die der Fitfunktionen $f(x)$ gemäß

$$\langle \delta E \rangle = \langle f(x) \rangle = \frac{\int_a^b x f(x) dx}{\int_a^b f(x) dx} \quad (7.24)$$

berechnet. Die Integrale wurden dabei numerisch innerhalb der Grenzen von $[a, b] = \pm 20$ MeV berechnet.

7.2.6 Untersuchungen zur Homogenität der Absorberfolien

Inhomogenitäten in den Schichtdicken der Targets können zu Abweichungen zwischen den gemessenen mittleren Foliendicken (siehe Abschnitt 7.2.4) und den tatsächlichen Dicken in den Bereichen der Folien, in denen die Energieverlust-Messungen durchgeführt wurden, führen. Da sich solche Fehler direkt auf die Präzision der Resultate aus den dE/dx -Messungen übertragen, sind Untersuchungen dazu von essentieller Bedeutung für eine adäquate Betrachtung der systematischen Messfehler. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten dE/dx -Messungen bietet die Unterteilung des Energie-Detektors in einzelne Pixel die Möglichkeit, die verwendeten Targets auf potentielle Inhomogenitäten zu untersuchen. Die Idee hierbei ist, dass Ionen, die in unterschiedlichen CLTD-Pixeln nachgewiesen wurden, im Mittel verschiedene Bereiche der Folie, die in erster Näherung der Projektion der Pixel-Geometrie (siehe Abbildung 3.5) auf den Absorber entsprechen, passiert haben. Demzufolge müssen die mit den unterschiedlichen CLTD-Pixeln gemessenen Energieverluste zueinander jeweils ein in erster Näherung konstantes, d.h. energieunabhängiges, Verhältnis aufweisen, das dem Verhältnis der mittleren

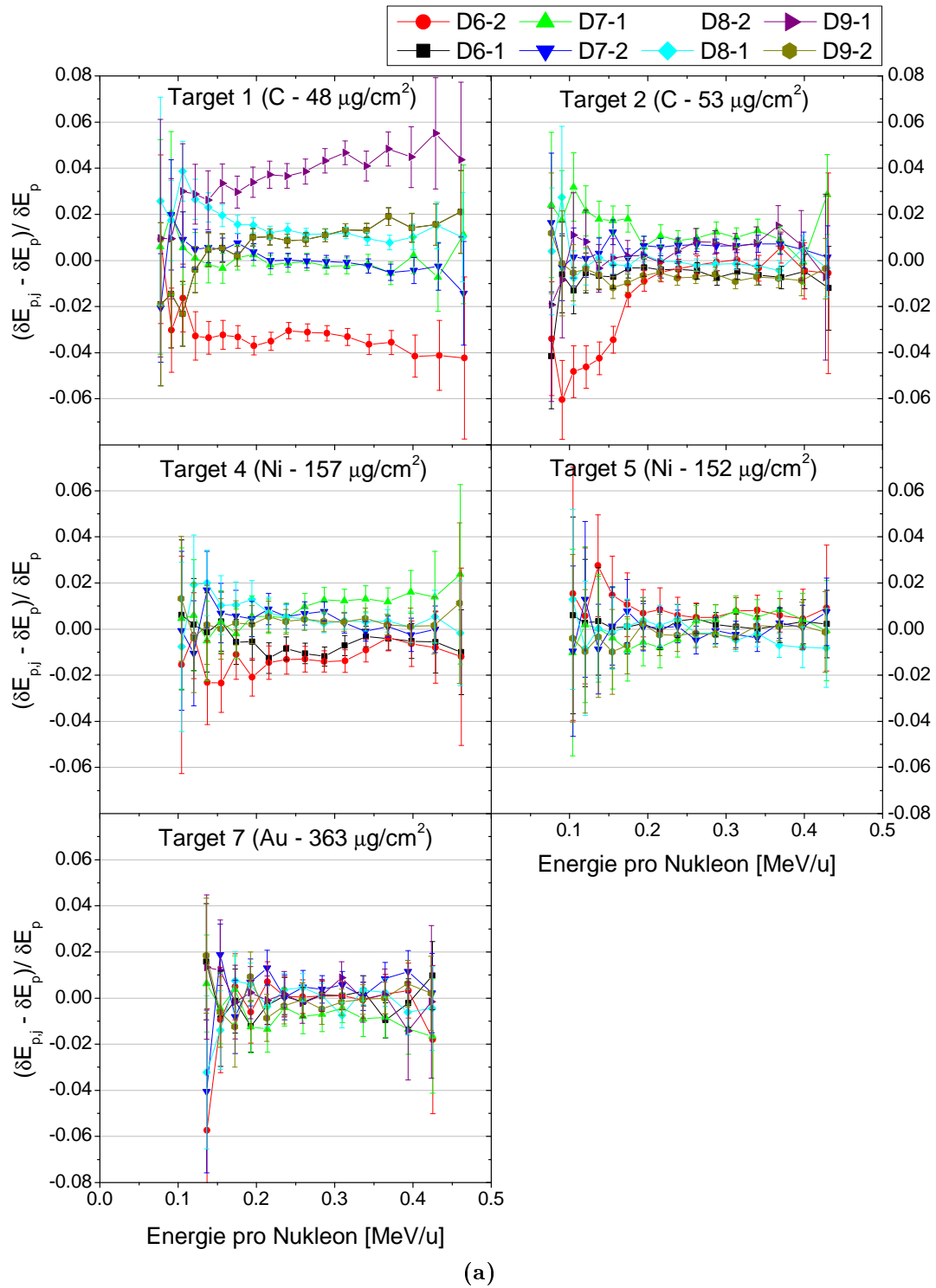


Abbildung 7.30: (Fortsetzung und Beschreibung auf nächster Seite)

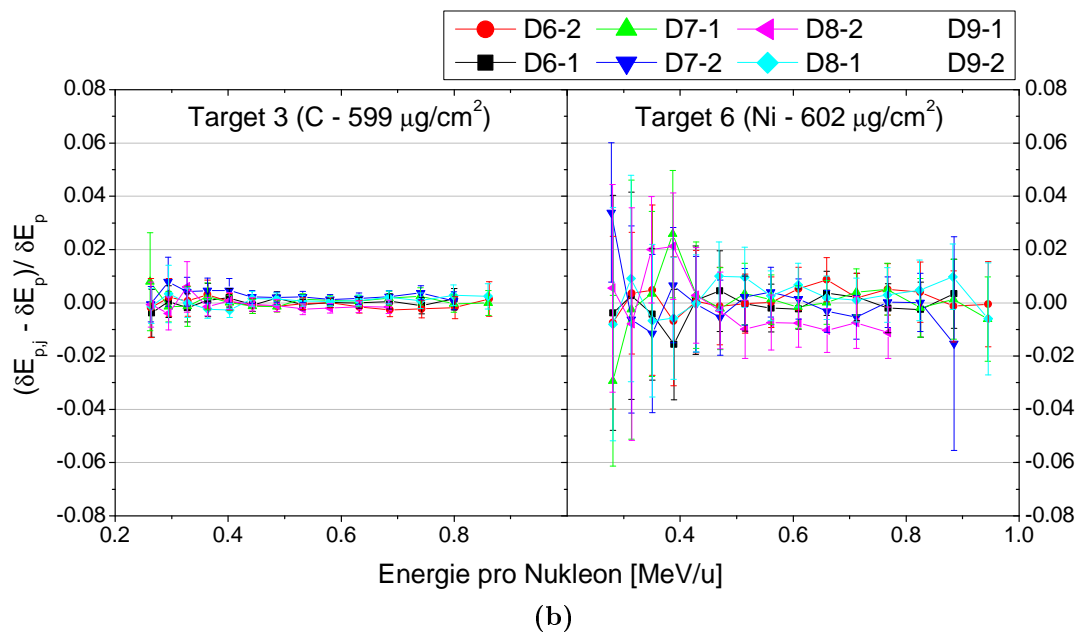


Abbildung 7.30: Relative Abweichungen der mit einzelnen CLTD-Pixeln j gemessenen Peak-Energieverluste $\delta E_{p,j}$ zum Mittelwert des kompletten Arrays δE_p als Funktion der Energie pro Nukleon (mittlere Ionenenergie beim Durchgang durch den Absorber E_{av}). Die verschiedenen Graphen zeigen die Resultate aus Messungen mit unterschiedlichen Targets ((a): dünne Absorber, niedriger Energiebereich; (b): dickere Absorber, höherer Energiebereich). Die Anordnung der Pixel in den Legenden entspricht der tatsächlichen Position der Detektoren innerhalb des Arrays (aus Blickrichtung des Ionenstrahls). Zur besseren Übersicht sind die Datenpunkte mit Linien verbunden. Die dargestellten Fehler sind rein statistisch.

Schichtdicken der entsprechend abgetasteten Bereiche des Absorbers entspricht.

Die Resultate dieser Untersuchungen sind für die fünf dünneren Absorber in Abbildung 7.30a und für die beiden dickeren Folien in Abbildung 7.30b zusammengestellt. Dargestellt ist jeweils die relative Abweichung des mit dem CLTD-Pixel j gemessenen Peak-Energieverlustes $\delta E_{p,j}$ zum Mittelwert aller verwendeten Pixel δE_p als Funktion der mittleren Ionenenergie innerhalb des Targets. Die Legenden beider Graphen sind dabei entsprechend der tatsächlichen geometrischen Positionen der CLTD-Pixel angeordnet. Wie bereits zuvor erwähnt, wurden die Daten des Detektors D8-2 im niedrigen Energiebereich (dünne Absorber, Abbildung 7.30a) aufgrund von Inhomogenitäten im $R(T)$ -Verlauf des TES und die der Detektoren D9-1 und D9-2 im höheren Energiebereich (dicke Absorber, Abbildung 7.30b) aufgrund eines Fehlers bei der Einstellung der DAQ aus der Analyse herausgenommen.

Mit Ausnahme des Detektors D6-2 bei der Messung mit dem Absorber 2, zeigen die Werte innerhalb der statistischen Genauigkeit, wie erwartet, keine Energieabhängigkeit. Die Ursache für die Abweichungen des CLTD-Pixels D6-2 bei dieser

einen Messung konnte allerdings nicht ermittelt werden. Daher wurden diese Daten bei der späteren Bestimmung der Stopping Power (Abschnitt 7.2.9) nicht berücksichtigt. Insgesamt zeigen die Daten in Abbildung 7.30 deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Absorbern. Die größten Inhomogenitäten in den Foliendicken weist dabei der C-Absorber 1, mit Schwankungen von bis zu 7%, auf. Für die restlichen Targets liegen die Variationen der Schichtdicken innerhalb der untersuchten Bereiche bei weniger als 2% und für die Targets 3, 5 und 6 sogar bei maximal 1%. Diese Werte geben direkt eine Abschätzung für den maximalen Fehlerbeitrag an, der, zusätzlich zu den Messfehlern bei der Bestimmung der mittleren Foliendicken in Tabelle 7.4, bei der Bestimmung der Stopping Power berücksichtigt werden muss.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass entsprechende Untersuchungen im zuvor beschriebenen Experiment am UNILAC (Kapitel 7.1) nicht durchgeführt wurden, da in diesem Fall die Gesamtstatistik nicht ausreichte, um die mit einzelnen CLTD-Pixeln gemessenen Energieverluste statistisch signifikant miteinander vergleichen zu können.

7.2.7 Vergleich unterschiedlicher Messmethoden zur Bestimmung von Stopping Power Daten

In Abschnitt 2.7.2 wurden zwei Methoden zur Bestimmung von Energieverlusten in Transmissionsmessungen beschrieben. Die erste (Methode 1) nutzt einen einzelnen Energie-Detektor, der sich hinter einem beweglichen Absorber befindet (siehe Abbildung 2.13a). Der Energieverlust ergibt sich hierbei aus der Verschiebung der Energiespektren zwischen separaten Messungen mit und ohne Absorber. Bei der zweiten, in dieser Arbeit verwendeten, Methode (Methode 2) hingegen werden mittels zweier Detektoren die Ionenenergien sowohl vor als auch hinter dem Absorber für jedes einzelne Ion simultan bestimmt (event-by-event Methode, siehe Abbildung 2.13b). Die experimentellen Parameter bei den hier vorgestellten Untersuchungen, insbesondere die Peak-Struktur der Energieverteilung der Ionen, ermöglichen eine Analyse der Daten nach beiden Methoden und somit einen direkten Vergleich dieser Verfahren anhand identischer Datensätze. Die Prozedur zur Bestimmung der Energieverluste anhand der event-by-event Methode 2 wurde bereits ausführlich in Abschnitt 7.1.5 diskutiert. Für die alternative Methode 1 werden die Daten des ToF-Detektors einfach ignoriert und die Energieverluste ausschließlich aus der Verschiebung der Energiespektren der CLTDs beim Einsetzen des Targets bestimmt. Exemplarisch ist dies für Messungen mit dem Ni-Target 5 in Abbildung 7.31 dargestellt. Eine solche Art der Energieverlust-Messung, mit einem einzelnen ToF-Detektor zur Energiemessung hinter dem Ab-

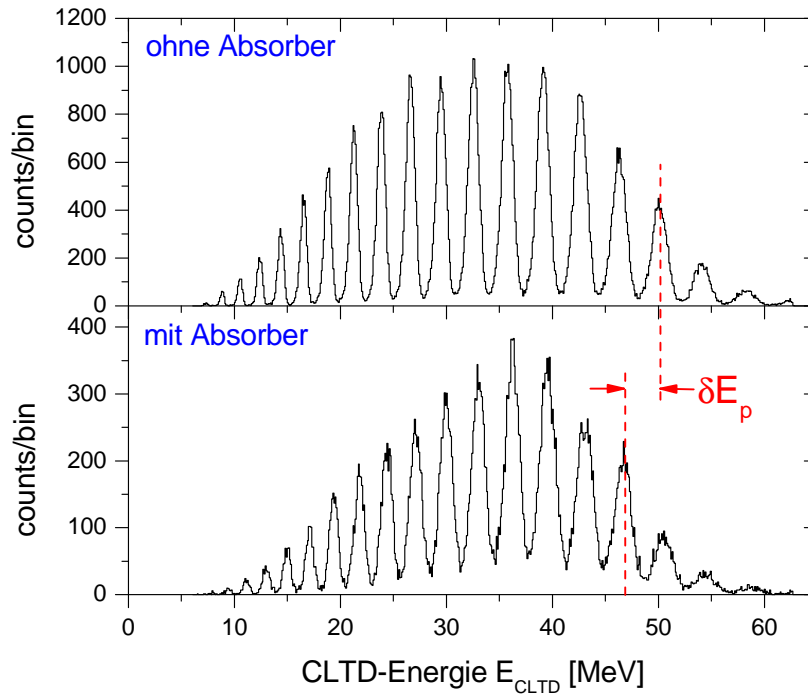


Abbildung 7.31: Bestimmung des Energieverlustes von ^{131}Xe -Ionen im Ni-Target 5 aus der Verschiebung der mit den CLTDs aufgezeichneten Energiespektren zwischen Messungen mit und ohne Absorber. Die Verschiebung wird anhand der Peak-Positionen bestimmt (Peak-Energieverlust δE_p).

sorber und sonst gleichem experimentellen Aufbau wie in dieser Arbeit, wurde zum Beispiel in früheren dE/dx -Messungen der Kollaborationspartner des JYFL [J+09, J+07] durchgeführt.

Eine separate Betrachtung der Resultate einzelner CLTD-Pixel zeigt erhebliche Unterschiede in den bestimmten Energieverlusten unter Verwendung der beiden unterschiedlichen Analysemethoden. Abbildung 7.32 verdeutlicht dies exemplarisch für die Messungen mit dem Ni-Absorber 5 anhand eines Vergleichs der relativen Abweichungen der mit den CLTD-Pixeln j gemessenen Peak-Energieverluste $\delta E_{p,j}$ zum jeweiligen Mittelwert des gesamten Arrays δE_p . Während die Ergebnisse einzelner Pixel nach der event-by-event Methode (E-ToF-Messung) innerhalb eines Bereiches von weniger als 1% übereinstimmen, zeigen die Resultate der alternativen δE -Bestimmung mittels eines einzelnen Detektors signifikante Unterschiede, die mit der geometrischen Position des jeweiligen Pixels im Array korreliert sind. Dieses Verhalten ist in allen Messungen mit den unterschiedlichen Targets zu beobachten. Die Stärke dieses Effektes variiert dabei mit dem Material und der Dicke der Absorber sowie mit dem untersuchten Energiebereich. Für die dünnen Ni- und den Au-Absorber (Targets 4, 5 und 7) liegen die relativen Abweichungen zwischen den Resultaten einzelner CLTD-Pixel, wie im Beispiel von

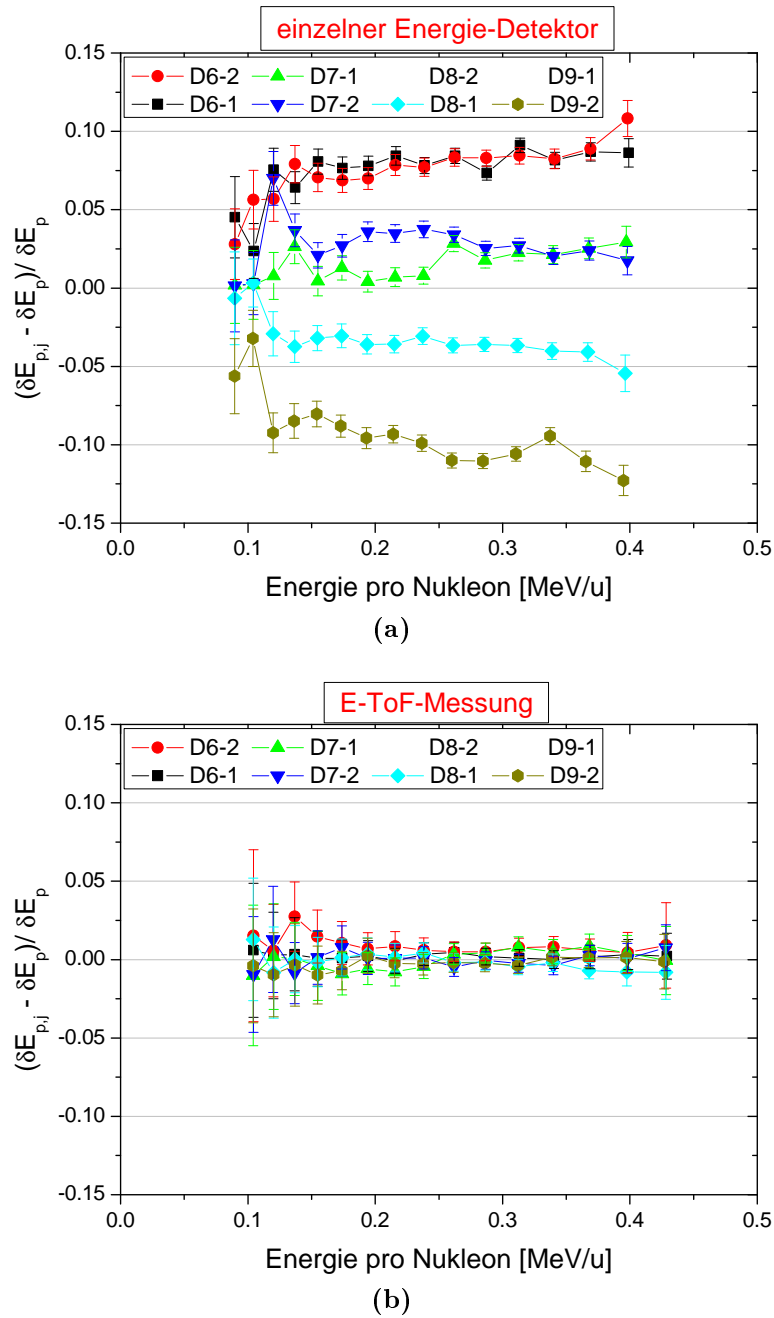


Abbildung 7.32: Relative Abweichungen der mit einzelnen CLTD-Pixeln j gemessenen Peak-Energieverluste $\delta E_{p,j}$ zum Mittelwert des kompletten Arrays δE_p als Funktion der Ionenenergie pro Nukleon. Die Datensätze (gemessene Ionenenergien) beider Graphen sind identisch (Messung mit Ni-Target 5). In (a) wurden die Energieverluste δE_p nach der Methode aus Abbildung 7.31 über die Verschiebung der CLTD-Spektren bestimmt (Methode 1) und in (b) über die kombinierte E-ToF-Messung (event-by-event, Methode 2). Zur besseren Übersicht sind die einzelnen Datensätze mit Linien verbunden. Die Anordnung der CLTD-Pixel in der Legende entspricht, wie gehabt, der geometrischen Anordnung der Detektoren im Array. Die Fehler sind rein statistisch.

Abbildung 7.32a, im Bereich von ca. 20 %. Bei den dünnen C-Absorbern 1 und 2 sind diese Abweichungen mit ca. 15 % etwas geringer, und bei den Messungen im höheren Energiebereich mit den dicken C- und Ni-Absorbern 3 und 6 reduzieren sie sich nochmals auf ca. 4 % bzw. 8 %.

Die Unterschiede in den Resultaten einzelner CLTD-Pixel bei der Verwendung der Methode 1 resultieren aus einer falschen Bestimmung der Ionen-Einschussenergien. Durch Kleinwinkelstreuung der Projektile innerhalb der Absorber und die geringe Raumwinkelabdeckung einzelner CLTD-Pixel wird ein erheblicher Anteil der transmittierten Ionen aus dem Raumwinkel, der durch den Detektor abgedeckt wird, heraus gestreut. Für die nachgewiesenen Ionen ergibt sich dadurch eine Selektion aus der ursprünglichen, ortsabhängigen Verteilung der Ionen-Einschussenergien, die von der Position des jeweiligen Pixels innerhalb des CLTD-Arrays abhängt. Die Ortsabhängigkeit der Energieverteilung wird dabei durch die Dispersion des Umlenkmagneten hervorgerufen. Entgegen der notwendigen Voraussetzung bei dieser Art der δE -Bestimmung entspricht somit die gemessene Energieverteilung der Ionen ohne Einsatz des Absorbers nicht der tatsächlichen Verteilung der Einschussenergien für nachgewiesene Teilchen in Messungen mit einem Absorber. Das Resultat ist ein Fehler bei der Bestimmung der Ionen-Einschussenergien, dessen Größe von der Projektil-Sorte, dem Targetmaterial, der Targetdicke, der Energieverteilung der Ionen, der spezifischen Geometrie des experimentellen Aufbaus und dem Energiebereich der Messungen abhängt und somit je nach Experiment sehr stark variieren kann.

Bei der Betrachtung der Größenordnung dieses Effektes, wie im Beispiel von Abbildung 7.32a, ist zu beachten, dass der resultierende Gesamtfehler bei der Mittlung über alle Pixel des Arrays aufgrund der axialen Symmetrie der Messapparatur deutlich geringer ist als die dargestellten Abweichungen einzelner Pixel. Dennoch bleibt auch für den Mittelwert ein systematischer Fehlerbeitrag, dessen Größe von Abweichungen zur besagten axialen Symmetrie des Energie-Detektors und der räumlichen Abhängigkeit der Verteilung der Ionen-Einschussenergien abhängt. Ersteres wird zum Beispiel, wie im Falle der hier durchgeführten Messungen, durch fehlende bzw. fehlerhafte Detektor-Pixel oder durch eine nicht perfekt zentrierte Ausrichtung der Intensitätsverteilung des Schwerionenstrahls auf den Energie-Detektor hervorgerufen. Abbildung 7.33 zeigt exemplarisch den verbleibenden Fehler der Methode 1 nach der Mittlung über die Resultate mehrerer CLTD-Pixel anhand der Daten aus Abbildung 7.32. Dargestellt ist hierbei die relative Abweichung zwischen den über mehrere CLTD-Pixel gemittelten gemessenen Peak-Energieverlusten, die nach der Methode 1 ($\delta E_{p,1}$) bzw. nach der Methode 2 ($\delta E_{p,2}$) bestimmt wurden, als Funktion der effektiven Energie innerhalb des Targets. Die Mittelwert-Berechnung erfolgte zum einen über alle 6 CLTD-

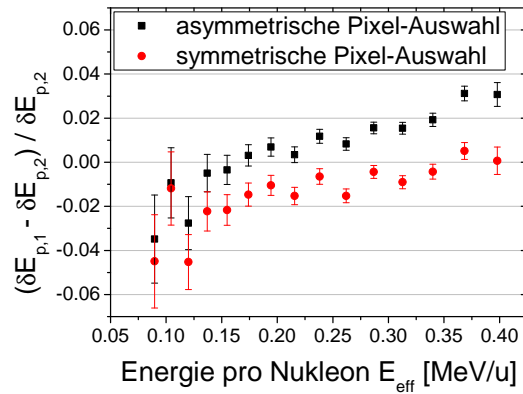


Abbildung 7.33: Relative Abweichung der gemessenen Peak-Energieverluste $\delta E_{p,1}$ und $\delta E_{p,2}$ für das Ni-Target 5, die nach den Methoden 1 und 2 (siehe Text) bestimmt wurden, als Funktion der effektiven Energie innerhalb des Targets. Die Werte für $\delta E_{p,1}$ und $\delta E_{p,2}$ wurden jeweils als gewichteter Mittelwert über mehrere CLTD-Pixel bestimmt. Schwarze Datenpunkte: Mittlung über alle Pixel des Arrays mit Ausnahme der Detektoren D8-2 und D9-1, deren Daten bei dieser Messung nicht verwendet werden konnten (asymmetrische Pixel-Auswahl); Rote Datenpunkte: Mittlung über die Detektoren D6-2, D7-1, D8-1 und D9-2 (symmetrische Pixel-Auswahl, siehe Abbildungen 7.32 bzw. 3.5); Die Fehler sind rein statistisch.

Pixel, für die Daten in dieser Messung zur Verfügung standen, und zum anderen, um eine symmetrische Verteilung der CLTD-Pixel zu erhalten, lediglich über die Pixel D6-2, D7-1, D8-1 und D9-2 (siehe Abbildungen 7.32 bzw. 3.5). Die Daten zeigen, dass sich unter den hier gegebenen experimentellen Bedingungen, selbst bei einer symmetrischen Auswahl der CLTD-Pixel für die Mittelwert-Berechnung, ein systematischer Fehler bei der δE -Bestimmung nach der Methode 1 von bis zu 5 % ergibt. Vollständig eliminieren lässt sich der Fehlerbeitrag lediglich durch den kompletten Nachweis aller transmittierten Ionen mittels ausreichender Raumwinkelabdeckung des Energiezählers, was allerdings die praktische Umsetzung des experimentellen Aufbaus erheblich erschweren kann. Darüber hinaus trägt beim vollständigen Nachweis aller transmittierten Ionen der nukleare Energieverlust im vollen Maße zum gemessenen Energieverlust bei. Insbesondere im Bereich niedriger Energien erhöhen sich hierdurch die notwendigen Korrekturen bezüglich der nuklearen Stopping Power (siehe Abschnitte 7.1.5 bzw. 7.2.8) sowie die daraus resultierenden Unsicherheiten bei der Bestimmung der elektronischen Stopping Power.

Die event-by-event Methode hingegen ist aufgrund der direkten Bestimmung der Eintritts- und Austrittsenergien jedes einzelnen Ions unempfindlich gegenüber der Art der Energieverteilung der Projektile. Daher tritt der hier diskutierte Effekt bei dieser Methode nicht auf, wie auch anhand des Vergleiches in Abbildung 7.32 deutlich hervorgeht. Neben den bereits bei der Beschreibung der beiden

Messmethoden in Abschnitt 2.7.2 diskutierten Punkten ist somit die vollständige Eliminierung der hier diskutierten Fehlerquelle ein weiterer, erheblicher Vorteil des Einsatzes eines E-ToF-Detektorsystems in Energieverlust-Messungen.

7.2.8 Korrekturen bei der Bestimmung spezifischer Energieverluste

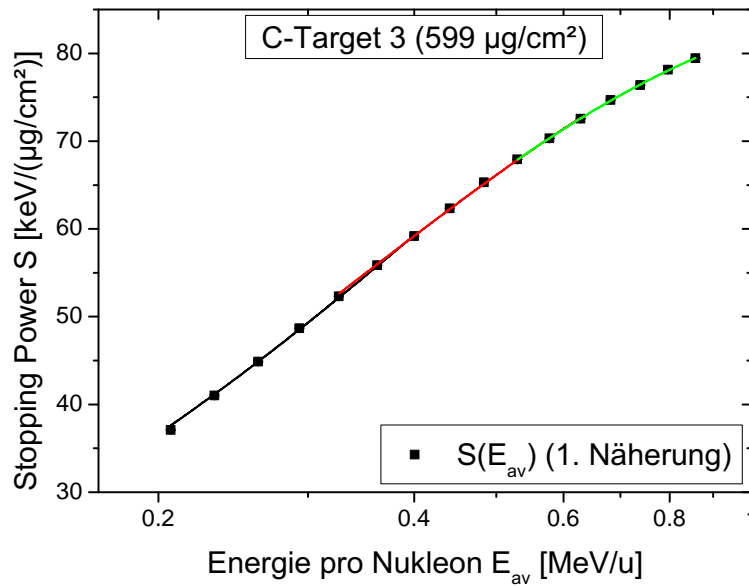
Effektive Ionenenergie beim Durchgang durch dicke Absorber

Bei den Energieverlust-Messungen mit ^{238}U -Ionen am UNILAC (Kapitel 7.1) konnte die effektive Energie der Ionen beim Durchgang durch die Absorber wegen der geringen relativen Energieverluste von weniger als 10 % näherungsweise über das arithmetische Mittel E_{av} zwischen Einschuss- und Austrittsenergie bestimmt werden (Gleichung 2.49 bzw. 7.13). Bei den hier vorgestellten Messungen mit ^{131}Xe -Ionen hingegen wurden zwei vergleichsweise dicke Targets eingesetzt, bei denen das Verhältnis zwischen Energieverlust und Einschussenergie im untersuchten Energiebereich bei $\delta E/E_i \approx 0.30 - 0.55$ für das dicke C-Target 3 und bei $\delta E/E_i \approx 0.15 - 0.30$ für das dicke Ni-Target 6 liegt. Im Falle solch hoher Energieverluste muss bei der Bestimmung der effektiven Energiewerte der nicht-lineare Verlauf der Stopping Power beim Durchgang der Ionen durch das Target berücksichtigt werden. Die entsprechende Prozedur wurde bereits in Abschnitt 2.7.2 erläutert.

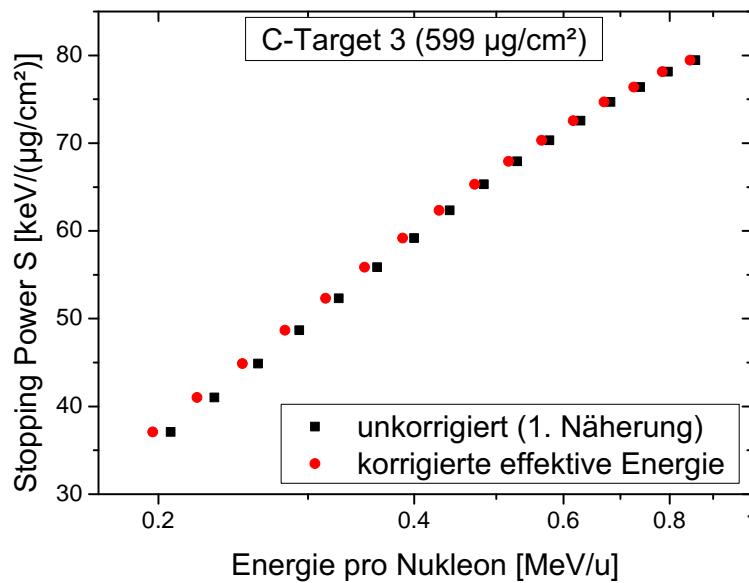
Zur Bestimmung der für die Korrektur benötigten Energieabhängigkeit der Stopping Power wurden in einem ersten Iterationsschritt die gemessenen Resultate $S(E_{av}) = \langle \delta E \rangle / d$, unter Verwendung von E_{av} als effektiver Energie, parametrisiert. Exemplarisch ist dies für die mit dem dicken C-Target gemessenen Daten in Abbildung 7.34a dargestellt. Die Parametrisierung erfolgte hierbei schrittweise über einen Fit der Daten mit der Funktion

$$S(E) = a (1 - e^{-bE}), \quad (7.25)$$

mit den Fitparametern a und b . Diese Funktion gibt nicht nur den Verlauf der Messdaten in nicht allzu großen Energiebereichen gut wieder, sondern erlaubt darüber hinaus eine Auflösung der Funktionsgleichung nach der Energie E sowie eine analytische Lösung des Integrals in Gleichung 2.50. Dies vereinfacht die Prozedur durch die Möglichkeit zur analytischen Bestimmung von E_{eff} . Unter Verwendung dieser Parametrisierung in den beiden Gleichungen 2.50 und 2.51 erhält man somit, nach Gleichsetzen der beiden Ausdrücke und Auflösen nach



(a)



(b)

Abbildung 7.34: Veranschaulichung der Korrektur der Werte für die effektive Ionenenergie beim Durchgang von ^{131}Xe -Ionen durch das dicke C-Target 3, ausgehend von den mittleren Energien E_{av} . (a): Schrittweise Parametrisierung der gemessenen Werte $S = \langle \delta E \rangle / d$ als Funktion von E_{av} zur Bestimmung des $S(E)$ -Verlaufs in 1. Näherung. Die in unterschiedlichen Farben dargestellten Linien zeigen jeweils einen Fit der Daten gemäß Gleichung 7.25. (b): Gemessene Stopping Power als Funktion von E_{av} (schwarze Datenpunkte) sowie als Funktion der effektiven Energien E_{eff} (rote Datenpunkte). Letztere wurde nach Gleichung 7.26 bestimmt. Die Energieachsen beider Graphen sind, wie bei der Darstellung von Stopping Power Werten üblich, logarithmisch skaliert.

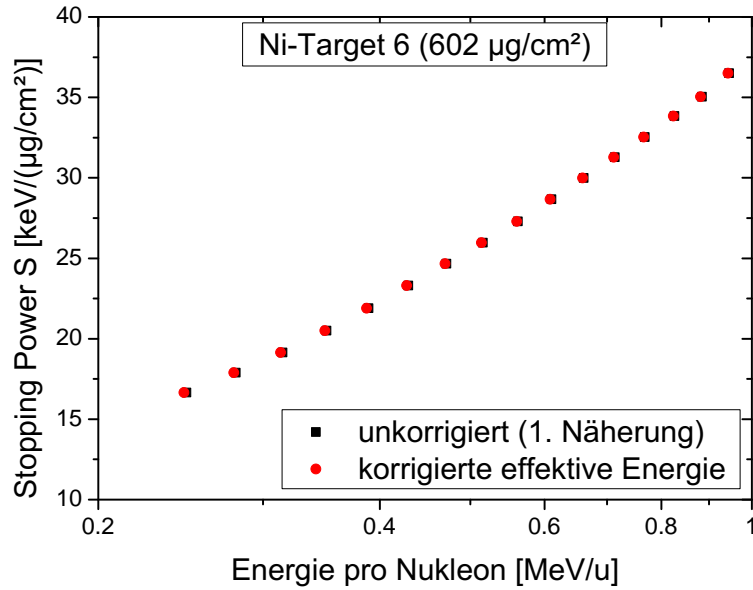


Abbildung 7.35: Analoge Darstellung zu Abbildung 7.34b für die mit dem dicken Ni-Absorber (Target 6) aufgezeichneten Messdaten.

E_{eff} , die effektive Ionenenergie innerhalb des Absorbers zu

$$E_{eff} = \frac{1}{b} \ln \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{b(E_i - E_f)} \ln \left(\frac{1 - \exp(-bE_i)}{1 - \exp(-bE_f)} \right)} \right]. \quad (7.26)$$

E_i und E_f stehen dabei wie gehabt für die Einschuss- und Austrittsenergien der Ionen vor bzw. hinter dem Absorber. Die Notwendigkeit dieser Korrekturen wird aus der unteren Darstellung in Abbildung 7.34 deutlich. Diese zeigt die gemessene Stopping Power $S = \langle \delta E \rangle / d$ für das dicke C-Target 3, zum einen als Funktion der Energie E_{av} , nach der Näherungsformel 7.13 (schwarze Datenpunkte), und zum anderen als Funktion der korrigierten effektiven Energie nach Gleichung 7.26 (rote Datenpunkte). Die Verschiebung der Energiewerte zwischen der Näherung und der Korrektur liegt zwischen 5.1 % am unteren Ende und 1.9 % am oberen Ende des Messbereiches. Prinzipiell kann dieses Verfahren durch eine neue Parametrisierung der verschobenen Daten iterativ fortgesetzt werden. Allerdings ergab bereits der 2. Iterationsschritt eine vernachlässigbare Korrektur der Energiewerte von weniger als 0.05 %.

Abbildung 7.35 zeigt die entsprechenden Korrekturen für das dicke Ni-Target. Die Verschiebung der Energiewerte fällt hier aufgrund der etwa halb so großen Energieverluste im Vergleich zum C-Target mit 0.3 – 0.8 % wesentlich geringer aus und ist in dieser Darstellung kaum noch erkennbar. Bei den restlichen, weitaus dünneren, fünf Targets sind die relativen Energieverluste im untersuchten Energiebereich nochmals deutlich reduziert ($\delta E / E_i = 5 - 13 \%$). Hier können die ent-

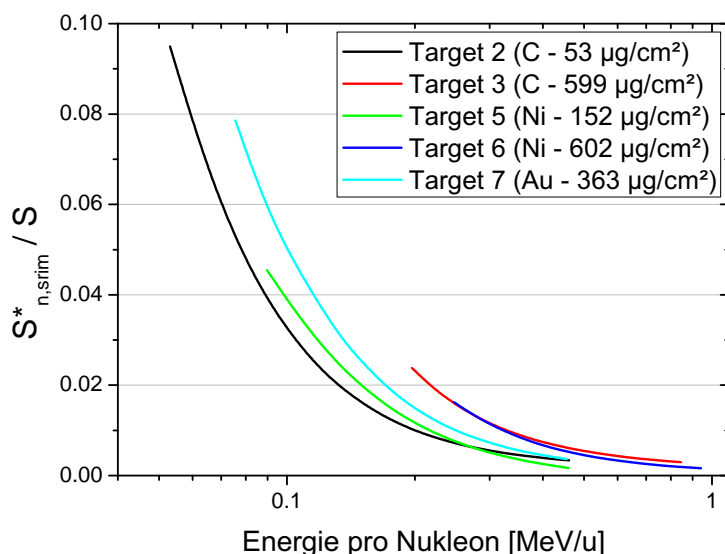


Abbildung 7.36: Relative Korrektur der gemessenen Stopping Power von ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch die verschiedenen untersuchten Absorber bezüglich des Beitrags nuklearen Energieverlustes bei der Bestimmung der elektronischen Stopping Power. Dargestellt ist jeweils die mit SRIM berechnete auf den Messwinkel eingeschränkte nukleare Stopping Power $S_{n,srim}^*$ im Verhältnis zur gemessenen gesamten Stopping Power S . Die Energieachse ist logarithmisch skaliert.

sprechenden Korrekturen vernachlässigt und somit die Energiewerte der Stopping Power, gemäß der Näherung aus Gleichung 7.13, über E_{av} angegeben werden.

Nuklearer Energieverlust

Wie bei den Messungen mit ^{238}U -Ionen erstrecken sich auch hier die Ionenenergien in einen Bereich, in dem die nukleare Stopping Power merklich zum gesamten gemessenen Energieverlust beitragen kann. Zur Bestimmung entsprechender Korrekturen wurden erneut SRIM-Berechnungen nach der gleichen Prozedur wie in Abschnitt 7.1.5 durchgeführt. Aufgrund des ähnlichen Messaufbaus liegt der durch den Energie-Detektor abgedeckte Maximalwinkel ψ_{max} wieder bei ca. 0.3° . Die Resultate der SRIM-Berechnungen für ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch die hier verwendeten Targets in den entsprechenden untersuchten Energiebereichen sind in Abbildung 7.36 zusammengestellt. Dargestellt ist dabei jeweils das Verhältnis zwischen den SRIM-Rechnungen für die auf den Messwinkel eingeschränkte nukleare Stopping Power $S_{n,srim}^*$ und den gemessenen Werten der gesamten Stopping Power S . Da sich die Foliendicken der jeweils dünnen Targets eines Materials nur geringfügig unterscheiden, wurden die Berechnungen in diesen Fällen stellvertretend für nur eines der Targets durchgeführt. Beim Vergleich der Resultate für dicke und dünne Absorber gleichen Materials wird die Abhängig-

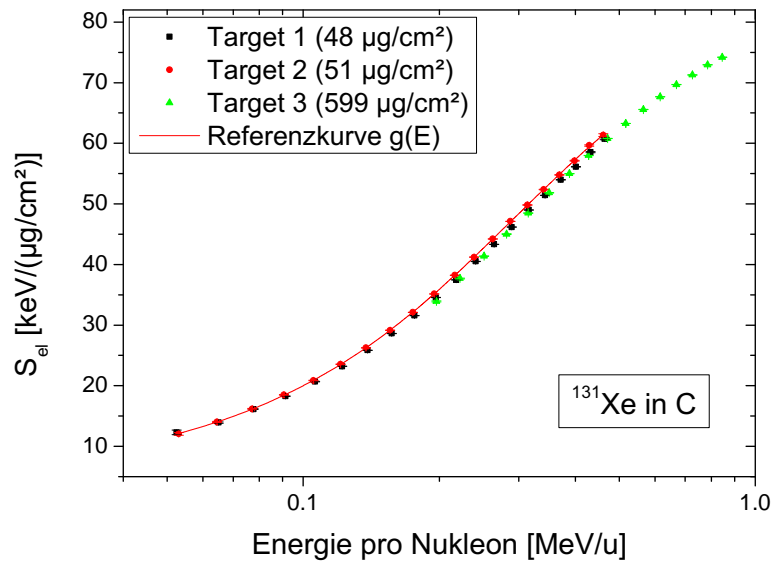
keit des Beitrags der nuklearen Stopping Power von der Absorberdicke deutlich. Mit zunehmender Foliendicke steigt die Wahrscheinlichkeit für multiple Streuung und somit auch der relative Anteil der nuklearen Stopping Power am gesamten Energieverlust. Dieser Anteil und somit die Korrektur bei der Bestimmung der rein elektronischen Stopping Power beträgt bei den niedrigsten gemessenen Ionenenergien bis zu ca. 10 % und ist daher bei einer angestrebten Genauigkeit bei der Angabe von S_{el} im Bereich weniger Prozent definitiv nicht vernachlässigbar.

Angleichung der $S(E)$ -Kurven für Targets unterschiedlicher Dicke

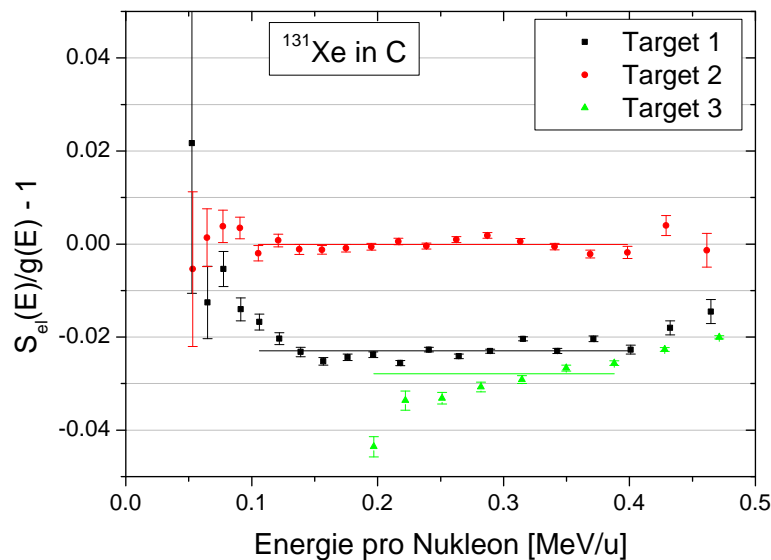
Wie bereits mehrfach diskutiert, stellt die Genauigkeit bei der Bestimmung der Absorberdicken häufig eine der größten Fehlerquellen in Experimenten zur Bestimmung differentieller Energieverluste dar. In 1. Näherung bewirken diese Fehler allerdings ausschließlich energieunabhängige relative Verschiebungen der gemessenen Stopping Power Kurven und erlauben daher eine präzise Bestimmung des relativen Verhältnisses der Absorberdicken durch Messungen mit unterschiedlichen Absorbern gleichen Materials in sich überlappenden Energiebereichen.

Bei dem hier beschriebenen Experiment konnten die absoluten Dicken der beiden dickeren C- und Ni-Targets 3 und 6 über eine direkte Messung des Gewichtes und der Oberfläche bestimmt werden (d_W in Tabelle 7.4). Im Vergleich zur Dickenbestimmung über den Energieverlust von α -Teilchen (d_α) ermöglichte dies zum einen eine höhere relative Genauigkeit bei der Bestimmung der absoluten Foliendicken und zum anderen ist eine solche Messung unabhängig von theoretischen Vorhersagen des spezifischen Energieverlustes von α -Teilchen. Daher wurden die mit den beiden dicken Folien gemessene Stopping Power Daten von Xe-Ionen als Referenz für das jeweilige Absorbermaterial verwendet und die Werte aus den Messungen mit den dünnen Targets im niedrigen Energiebereich durch eine konstante relative Verschiebung entsprechend angepasst. Für Gold als Absorbermaterial wurde lediglich ein einzelnes Target eingesetzt, weswegen entsprechende Vergleiche nicht durchgeführt werden können. Zur Bestimmung der Stopping Power in Abschnitt 7.2.9 wurde in diesem Fall der aus den α -Energieverlust-Messung bestimmte Wert $d_\alpha = 363(15) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet.

Die mit den unterschiedlichen C- und Ni-Targets gemessenen $S(E)$ -Werte unter Verwendung der Targetdicken d_W für das jeweils dicke Target und der Werte d_α für die dünneren Targets sind in den Abbildungen 7.37a und 7.38a dargestellt. Da der absolute Energieverlust δE aufgrund der in den ersten beiden Unterkapiteln dieses Abschnittes diskutierten Punkte nur in 1. Näherung mit der Absorberdicke skaliert, wurden die entsprechenden Korrekturen bezüglich der effektiven Energie und den Beiträgen nuklearen Energieverlustes für die dargestellten Daten be-

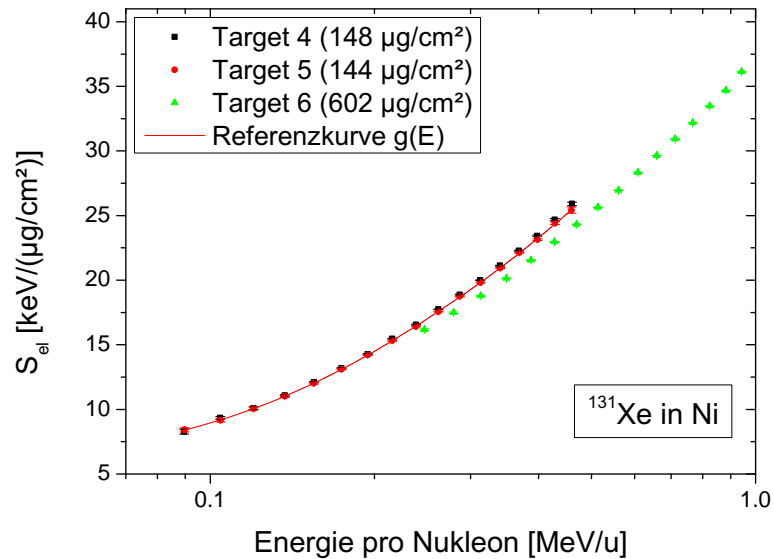


(a)

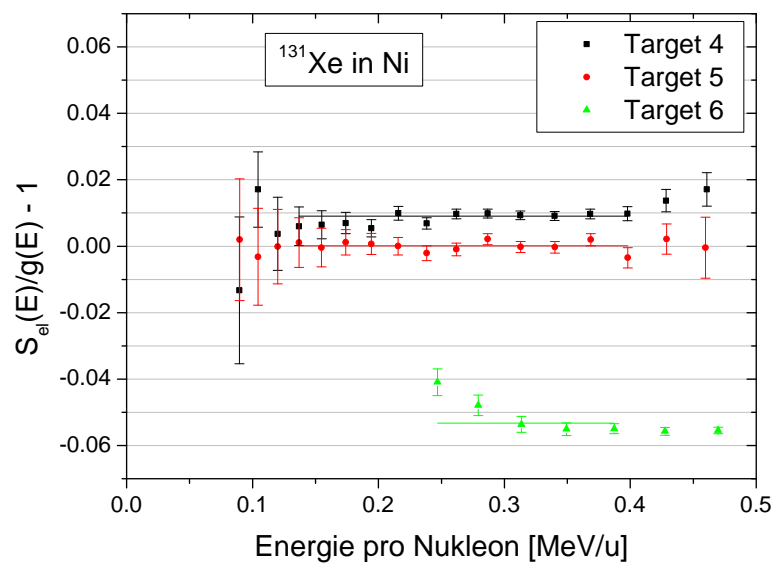


(b)

Abbildung 7.37: (a): Vergleich der gemessenen elektronischen Stopping Power S_{el} von ^{131}Xe -Ionen aus Untersuchungen mit den drei unterschiedlichen C-Targets (Energieachse logarithmisch skaliert). Als Absorberdicken wurden für die beiden dünnen Absorber 1 und 2 die Werte von d_α und für den dicken Absorber 3 der gemessene Wert d_W aus Tabelle 7.4 verwendet. Die angegebenen Fehler sind rein statistisch und teils kleiner als die Darstellung der Datenpunkte. Die rote Linie $g(E)$ stellt einen Polynomfit (5. Ordnung) der Daten des Absorbers 2 dar und dient als Referenzkurve zum Vergleich der verschiedenen Resultate. (b): Relative Abweichungen der Messdaten zur Referenzkurve aus dem oberen Graphen. Die horizontalen Linien geben jeweils den gewichteten Mittelwert eines jeden Datensatzes im Bereich von 0.1 – 0.4 MeV/u an (da ein Polynomfit höherer Ordnung am Rand des Fitbereiches stark dazu tendiert, von den zugrunde liegenden Messdaten abzuweichen, wurden die Mittelwert-Berechnungen auf 10 – 90 % des Fitbereiches von $g(E)$ beschränkt).



(a)



(b)

Abbildung 7.38: Vergleich der gemessenen elektronischen Stopping Power S_{el} von ^{131}Xe -Ionen aus Untersuchungen mit den drei unterschiedlichen Ni-Targets. Weitere Beschreibungen können den entsprechenden Darstellungen für die Resultate aus den Messungen mit den C-Targets in Abbildung 7.37 entnommen werden. Als Referenzkurve $g(E)$ dient hier ein Fit der Daten des Targets 5.

reits zuvor durchgeführt. Eine Betrachtung der relativen Abweichungen zwischen den einzelnen Datensätzen (Abbildungen 7.37b und 7.38b) zeigt mit Ausnahme des Targets 3 wie erwartet eine jeweils konstante Verschiebung als Funktion der Energie. Die Variation der Abweichungen der $S(E)$ -Daten des Targets 3 zu den Daten der beiden dünnen C-Absorber ist zwar mit ca. 1 % sehr gering, dennoch ist innerhalb der statistischen Genauigkeit eine signifikante Energieabhängigkeit erkennbar. Eine mögliche Ursache, die solche Diskrepanzen bewirken kann, ist eine Überschätzung bei der Berechnung der Korrekturen bezüglich nuklearen Energieverlustes.

Die Anpassung der $S(E)$ -Kurven der dünnen C-Targets an die Werte des dicken Referenztargets 3 ergibt Targetdicken von $d_W^* = 48.1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ für das Target 1 und $d_W^* = 52.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ für das Target 2, in Übereinstimmung mit den Resultaten und Fehlerangaben der α -Transmissionsmessungen (Tabelle 7.4). Auf die Fehler von d_W^* wird später in der abschließenden Fehlerdiskussion von S_{el} in Abschnitt 7.2.9 eingegangen. Bei den Ni-Folien liegen die mittleren Verschiebungen zwischen den $S(E)$ -Resultaten des dicken Absorbers 6 und den dünneren Absorbern mit 6.2(1) % (Target 4) bzw. 5.3(1) % (Target 5) deutlich außerhalb der Fehlerabschätzung bei der Bestimmung der zugrunde liegenden Foliendicken von $\Delta d_\alpha/d_\alpha = 2.1$ % für die Targets 4 und 5 und $\Delta d_W/d_W = 1.2$ % für das Referenztarget 6 (siehe Tabelle 7.4). Vermutlich sind diese Diskrepanzen auf eine Unterschätzung der Fehler von d_α zurückzuführen, insbesondere bei den Fehlerangaben der verwendeten SRIM-Berechnungen der Stopping Power S_α . Allerdings muss beachtet werden, dass potentielle Inhomogenitäten der Absorber in den angegebenen Fehlern der mittleren Foliendicken noch nicht berücksichtigt wurden. Diese Inhomogenitäten, die sich nach den Analysen in Abschnitt 7.2.6 zu ca. 1 % für die Absorber 5 und 6 sowie zu ca. 2 % für den Absorber 4 abschätzen lassen, können zusätzliche Abweichungen zwischen den gemessenen mittleren Dicken und den tatsächlichen Werten in den Bereichen, in denen die Energieverluste bestimmt wurden, hervorrufen und somit einen Teil der festgestellten Diskrepanzen erklären. Dieser Punkt wird bei der abschließenden Fehlerdiskussion bezüglich der gemessenen Targetdicken bzw. der resultierenden Fehler bei der Bestimmung der spezifischen Energieverluste in den folgenden Abschnitten berücksichtigt. Die Angleichung der S_{el} -Kurven aus den Messungen mit den dünnen Absorbern an die des dicken Referenzabsorbers ergeben neue Foliendicken von $d_W^* = 157.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ für das Target 4 und $d_W^* = 151.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ für das Target 5.

7.2.9 Resultate der dE/dx -Messungen mit ^{131}Xe -Ionen

Die endgültigen, d.h. nach Berücksichtigung aller in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Korrekturen, ermittelten Werte der mittleren elektroni-

schen Stopping Power von ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch C-, Ni- und Au-Absorber sind in den Abbildungen 7.39, 7.40 und 7.41 zusammengestellt. Die entsprechenden tabellierten Daten finden sich im Anhang in den Tabellen A.3 bis A.5. Erneut wurden für den untersuchten (Z_1, Z_2, E) -Bereich auch experimentell bestimmte Werte anderer Arbeitsgruppen aus der Online-Bibliothek von H. Paul [Pau13] sowie Resultate theoretischer Rechnungen in die Graphen integriert. Da bei einigen der Untersuchungen Channeling-Effekte beobachtet wurden (siehe Abschnitt 7.2.5), sei an dieser Stelle explizit darauf hingewiesen, dass in diesem Abschnitt ausschließlich die Resultate bezüglich der gemessenen Random-Energieverluste vorgestellt werden.

Wie bei den Ergebnissen aus Kapitel 7.1 werden auch hier vor dem Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Daten mit Literaturwerten und theoretischen Vorhersagen zunächst die Messfehler diskutiert. Für die meisten Fehlerquellen wurden die Einflüsse auf die Stopping Power bereits ausführlich bei der Präsentation der Resultate aus den Untersuchungen mit ^{238}U -Ionen in Abschnitt 7.1.6 beschrieben. In diesen Fällen werden daher lediglich die endgültigen Abschätzungen der einzelnen Fehlerbeiträge, unter Berücksichtigung der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen experimentellen Parameter und Resultate, vorgestellt. An anderen Stellen ermöglichen die höhere Gesamtstatistik des hier beschriebenen Experimentes sowie zusätzliche Untersuchungen noch weitergehende Betrachtungen bezüglich potentieller Fehlerquellen. Diese Punkte werden dementsprechend ausführlicher diskutiert.

Zusammensetzung der Messfehler

(a) Energiekalibrierung der Detektoren

Die Unsicherheiten bei der Kalibrierung des Detektor-Systems wurden in Abschnitt 7.2.2 bzw. im zugehörigen Anhang D.1 analysiert und das Verfahren zur Umrechnung in Fehler bei der Bestimmung der Stopping Power $(\Delta S)_{kal}$ bereits in Abschnitt 7.1.6 (bzw. Anhang C.3) ausgiebig erläutert. Entsprechend des Verlaufs der $S(E)$ -Kurven bei diesen Untersuchungen und den Gleichungen C.8 bis C.10 ergeben sich relative Fehler $(\Delta S/S)_{kal}$ in den gemessenen Stopping Power Werten der ^{131}Xe -Ionen von weniger als 0.8 % im gesamten untersuchten Energiebereich von $E < 1$ MeV/u. Die starke Energieabhängigkeit dieses Fehlerbeitrages wurde bei der Angabe der Resultate in den Tabellen A.3 bis A.5 berücksichtigt. Für Ionenenergien von weniger als 0.5 MeV/u liegt dieser Fehlerbeitrag bereits unterhalb von 0.3 % für alle untersuchten Targets.

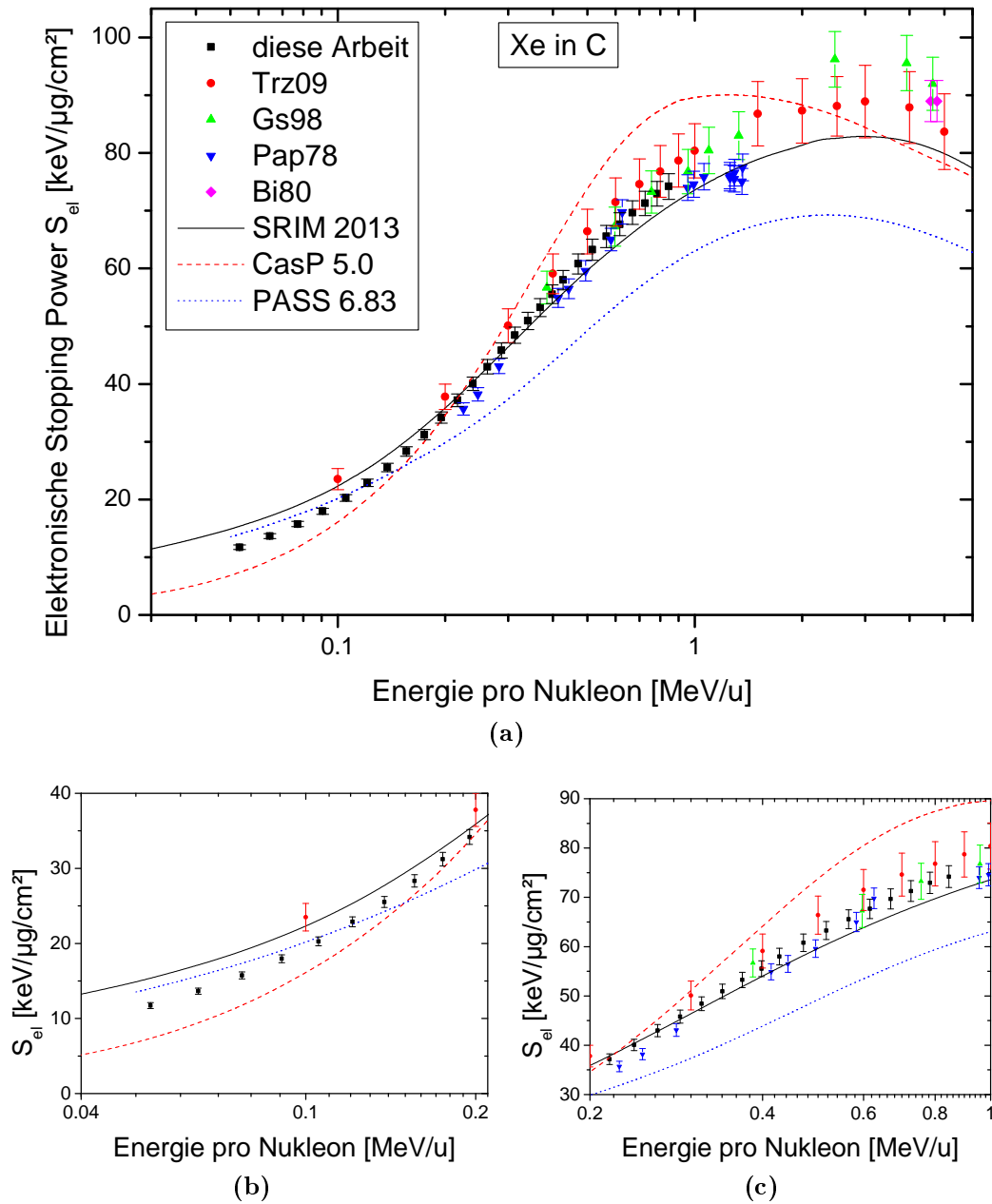


Abbildung 7.39: Gemessene Werte der elektronischen Stopping Power S_{el} von Xe-Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff (schwarze Datenpunkte). Ebenfalls dargestellt sind Messwerte anderer Arbeitsgruppen, die der Online-Bibliothek von H. Paul [Pau13] entnommen wurden (Trz09 [T⁺09], Gs98 [G⁺], Pap78 [PKS78], Bi80 [B⁺80a]), sowie Daten von semi-empirischen (SRIM [Zie13, ZZB10]) und theoretischen (CasP [GS12, GS09], PASS [SS12, SS02]) Computer-Codes zur Vorhersage von Stopping Power Werten. Sowohl für die Literaturwerte als auch für die in dieser Arbeit gemessenen Daten sind jeweils die Gesamtfehler der Messungen angegeben. Wie üblich ist die Energie-Achse logarithmisch und in MeV/u dargestellt. Für einen besseren Vergleich sind die Daten aus (a) in zwei unterschiedlichen Energiebereichen nochmals vergrößert in (b) und (c) dargestellt.

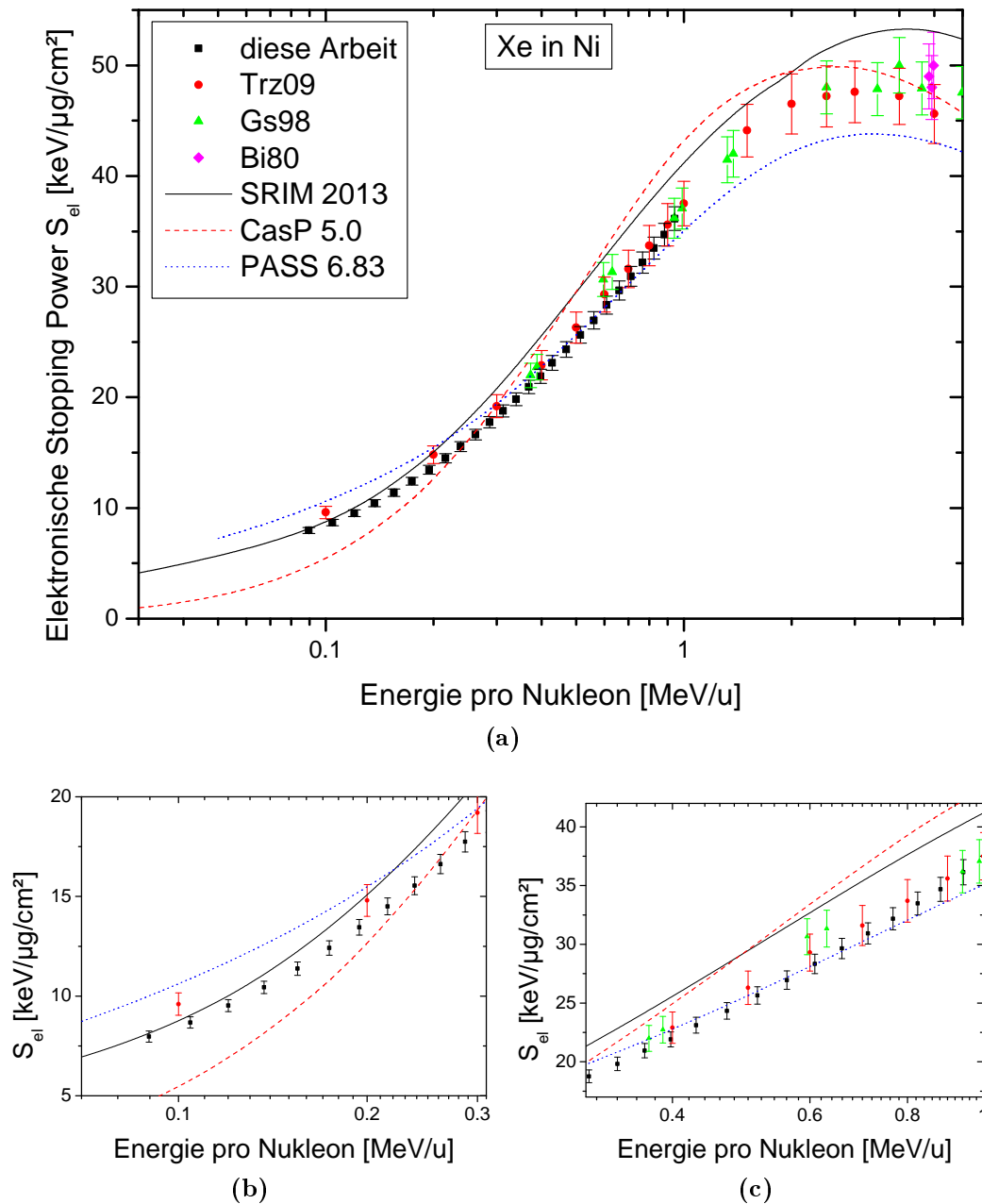


Abbildung 7.40: Gemessene Werte der elektronischen Stopping Power S_{el} von Xe-Ionen beim Durchgang durch Nickel (schwarze Datenpunkte). Für eine weitere Beschreibung siehe Abbildung 7.39.

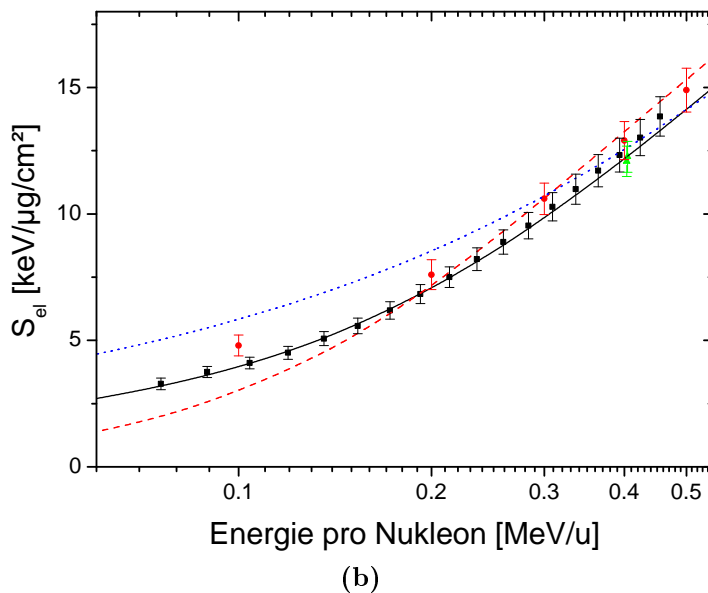
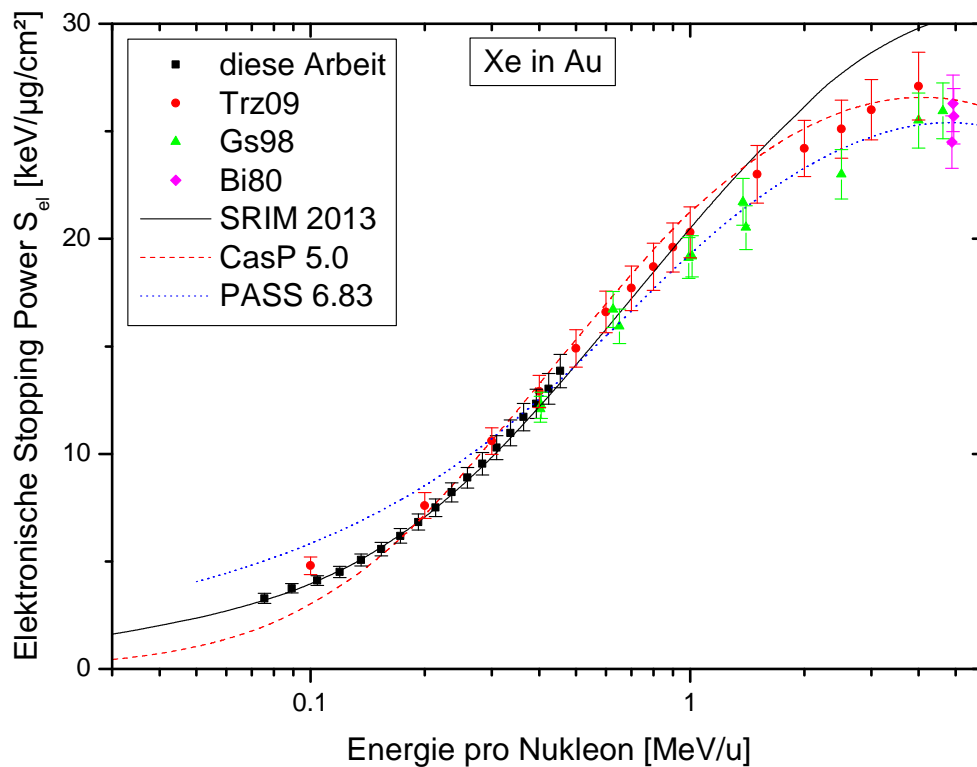


Abbildung 7.41: Gemessene Werte der elektronischen Stopping Power S_{el} von Xe-Ionen beim Durchgang durch Gold (schwarze Datenpunkte). Für eine weitere Beschreibung siehe Abbildung 7.39. Der Graph (b) zeigt eine vergrößerte Darstellung des Bereiches mit den in dieser Arbeit gewonnenen Daten aus (a).

(b) Beitrag der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors

Der Einfluss der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors auf die Genauigkeit der Energieverlust-Messungen wurde ebenfalls in Abschnitt 7.1.6 bzw. im zugehörigen Anhang C.3 diskutiert. Demnach hängen die relativen Fehler in der Bestimmung der Energiedifferenzen $\Delta(\delta E)/\delta E$ und somit der Stopping Power zum einen vom Unterschied der relativen Unsicherheiten in den SRIM-Berechnungen $(\Delta S/S)_{srim}^{var}$ bezüglich des spezifischen Energieverlustes in der Folie des MCP-Detektors zwischen der Einschuss- und Austrittsenergie (Gleichung C.11) ab und zum anderen vom Verhältnis zwischen δE_{MCP2} und dem Energieverlust innerhalb der Absorber δE (Gleichung C.13).

Die Abschätzungen für den ersten Faktor $((\Delta S/S)_{srim}^{var})$ ergaben Werte von weniger als 1.5% für die fünf dünnen Targets (1, 2, 4, 5 und 7), weniger als 2% für den dicken Ni-Absorber 6 und aufgrund der großen Unterschiede zwischen den Einschuss- und Austrittsenergien bis zu 10% für den dicken C-Absorber 3. Multipliziert mit dem jeweiligen Verhältnis $\delta E_{MCP2}/\delta E$ erhält man somit nach Gleichung C.13 relative Fehlerbeiträge $(\Delta S/S)_{\delta E_{MCP2}} = (\Delta(\delta E)/\delta E)_{\delta E_{MCP2}}$ von weniger als 0.22% für alle durchgeführten Untersuchungen. Auch hier wird wegen der Unsicherheit in den Annahmen bezüglich der Energieabhängigkeit der relativen SRIM-Unsicherheiten für die endgültige Abschätzung dieses Fehlerbeitrages ein um einen Faktor von etwa 2 höherer Wert, d.h. $(\Delta S/S)_{\delta E_{MCP2}} \approx 0.5\%$, angesetzt.

(c) Amplitudendrift und Offset der CLTD-Signale

In den Messungen am UNILAC (Abschnitt 7.1) hat das durch Kondensation von Restgas aus dem Vakuum bedingte Driften der CLTD-Amplituden merklich zum Gesamtfehler der Stopping Power Untersuchungen beigetragen. Eine entsprechend angepasste Messabfolge bei dem hier beschriebenen Experiment am K130-Zyklotron des JYFL, d.h. häufige Wechsel zwischen Messungen mit und ohne Absorber, sowie eine präzisere Bestimmung der Drift-Konstanten durch längere Messzeiten ermöglichten es, diesen Fehlerbeitrag auf ein vernachlässigbares Niveau zu reduzieren. Im Gegenzug jedoch deckten die entsprechenden systematischen Untersuchungen eine bislang unberücksichtigte Fehlerquelle bedingt durch den Einsatz der CLTDs auf (siehe Abschnitt 7.2.2). Beim Wechsel zwischen Messungen mit und ohne Target zeigten sich zusätzliche Verschiebungen (Offset) der CLTD-Pulshöhen, die auf eine Veränderung der Wärmeeinstrahlung auf das CLTD-Array zurückgeführt werden. Die Variationen dieses Offsets zwischen unterschiedlichen Messzyklen lagen in der Regel bei weniger als 4 keV, in einigen Ausnahmefällen jedoch bei bis zu 30 keV. Im Mittel wird daher ein zusätz-

licher, variierender Offset-Fehler in der Energiemessung eines jeden CLTD-Pixels von 10 keV angenommen. Da diese Amplitudenschwankungen innerhalb einzelner Messzyklen, d.h. bei einer festen Einstellung des Targetrades, für die verschiedenen CLTD-Pixel unterschiedlich ausfallen, reduziert sich dieser Fehler bei einer Mittelwert-Bildung über mehrere Pixel. In jeder der Messreihen wurden die Daten von mindestens 6 Pixeln ausgewertet. Unter der Annahme, dass der Offset für die verschiedenen Pixel statistisch variiert, reduziert sich der Fehler bei der Bestimmung der Energiedifferenzen somit um einen Faktor $\sqrt{6-1}$ auf $\Delta(\delta E) \approx 5$ keV. Für die dünnen Targets bedeutet dies einen zusätzlichen relativen Fehlerbeitrag bei der Bestimmung der Stopping Power $(\Delta S/S)_{off}^{CLTD}$, der je nach Target und betrachteter Ionenenergie im Bereich von 0.1 – 0.6 % liegt. Bei den beiden dicken Absorbern 3 und 6 hingegen ergibt sich aufgrund der großen Energieverluste ein entsprechender Fehlerbeitrag von maximal 0.04 %, der in Anbetracht der restlichen systematischen Unsicherheiten vernachlässigt werden kann.

(d) Gesamter aus der Energiemessung resultierender systematischer Fehler

Wie zuvor, wurden die drei in den vorangegangenen Punkten (a) bis (c) beschriebenen Fehlerbeiträge zum Gesamtfehler, der aus der Energiemessung mit dem E-ToF-System resultiert,

$$(\Delta S)_{det}^{sys} = \sqrt{((\Delta S)_{kal})^2 + ((\Delta S)_{off}^{CLTD})^2 + ((\Delta S)_{\delta E_{MCP2}})^2} \quad (7.27)$$

zusammengefasst. Die entsprechenden relativen Fehler $(\Delta S/S)_{det}^{sys}$ der einzelnen Messpunkte finden sich im Anhang in den Tabellen A.3 bis A.5.

(e) Statistische Fehler

Die statistischen Fehler ΔS^{stat} sind für den überwiegenden Teil der gemessenen Daten gegenüber den systematischen Unsicherheiten vernachlässigbar. Lediglich für die Messpunkte bei den niedrigsten Energien macht sich ΔS^{stat} , bedingt durch eine starke Abnahme der Zählrate, im Gesamtfehler bemerkbar. Diese Abnahme wird zum einen durch die geringe Strahlintensität im niedrigen Energiebereich (siehe Abbildung 7.16) und zum anderen durch den zunehmenden Verlust an Zählrate durch Kleinwinkelstreuung verursacht. Die relativen statistischen Fehler $(\Delta S/S)^{stat}$ der einzelnen Messpunkte sind ebenfalls separat in den Tabellen A.3 bis A.5 aufgelistet.

(f) Asymmetrie in den δE -Spektren

Wie bei den Messungen mit ^{238}U -Ionen am UNILAC zeigten die gemessenen δE -Verteilungen auch bei den hier diskutierten Untersuchungen mit ^{131}Xe -Ionen deutliche Asymmetrien, die zu Unterschieden in den gemessenen wahrscheinlichsten und mittleren Energieverlusten führen. Die relativen Abweichungen κ dieser beiden Größen (siehe Definitionsgleichung 7.6) sind für alle durchgeführten Messreihen in Abbildung 7.42 dargestellt. Dabei zeigen die beiden dünnen C-Targets ein näherungsweise konstantes Verhältnis zwischen $\langle \delta E \rangle$ und δE_p , mit Mittelwerten von $\kappa = 3.4\%$ bzw. 2.7% . Für das dicke C-Target liegen die mittleren Abweichungen etwas niedriger. Dafür zeigt sich hier eine geringfügige Abnahme von κ für niedrige Energien. Bei den Ni-Absorbern ist ebenfalls eine Abnahme der Werte für κ für niedrige Ionenenergien zu erkennen, hier jedoch für alle drei untersuchten Targets. In diesem Fall liegen die Werte teilweise sogar bei $\kappa < 0$, d.h. bei einigen Targets bzw. in gewissen Energiebereichen sind die mittleren Energieverluste geringer als die wahrscheinlichsten. Auch für den Au-Absorber liegt κ im Mittel bei negativen Werten. Bezüglich der Energieabhängigkeit lassen hierbei die hohen statistischen Unsicherheiten jedoch keine eindeutigen Aussagen zu.

In Abschnitt 2.7.2 wurden mehrere potentielle Ursachen vorgestellt, die zu Diskrepanzen zwischen $\langle \delta E \rangle$ und δE_p führen können. Die Tatsache, dass für mehrere Targets negative Werte für κ gemessen wurden, lässt erneut darauf schließen, dass die Asymmetrien und die entsprechenden Diskrepanzen zwischen mittlerem und wahrscheinlichstem Energieverlust im Wesentlichen durch Inhomogenitäten der Absorberfolien hervorgerufen werden. Darüber hinaus zeigen die Daten aus Abbildung 7.42 eine Konsistenz zu den Ergebnissen aus den Untersuchungen bezüglich der Homogenität der Absorberfolien in Abschnitt 7.2.6, insofern als dass die größten Abweichungen zwischen mittlerem und wahrscheinlichstem Energieverlust für Targets auftreten, bei denen die größten Inhomogenitäten beobachtet wurden (siehe Abbildung 7.30). Die Abnahme von κ mit der Energie für dickere bzw. schwerere Targets ist hierbei ein Resultat von räumlicher Streuung und der geringen Winkelabdeckung des Energie-Detektors. Da die Streuwahrscheinlichkeit mit der Dicke des Materials zunimmt, tragen dickere Bereiche der einzelnen Targets mit abnehmender Energie effektiv weniger zum gemessenen mittleren Energieverlust bei. Die Messung der Peak-Energieverluste hingegen wird von diesem Effekt wesentlich weniger beeinträchtigt. Folglich nimmt das Verhältnis dieser beiden Größen zu niedrigeren Energien hin ab. Darüber hinaus können bei den Targets, für die Channeling-Effekte beobachtet wurden, Fehler bei der Trennung zwischen Channeling- und Random-Energieverlust zu einer zusätzlichen Variation von κ mit der Ionenenergie führen.

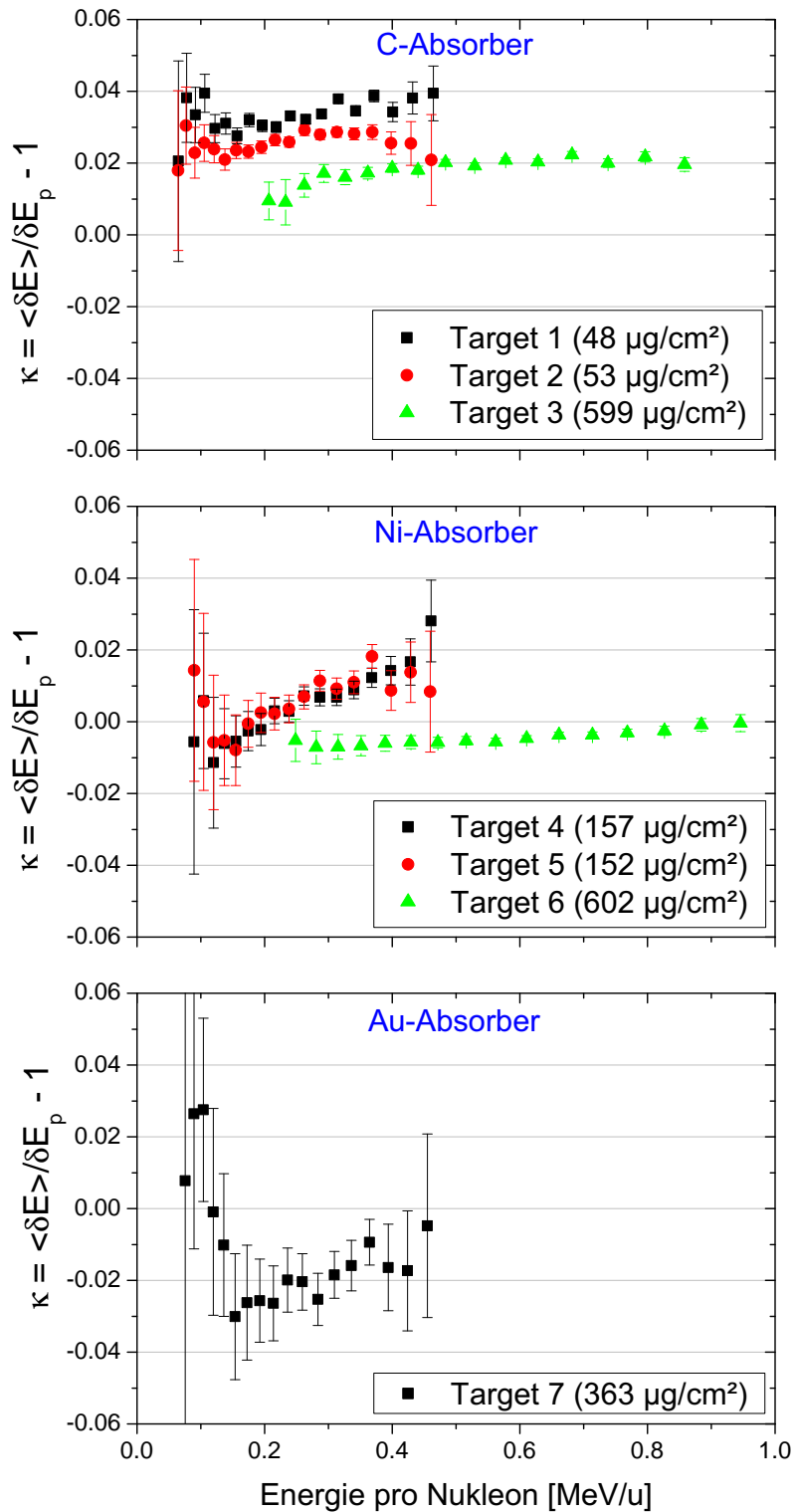


Abbildung 7.42: Relative Abweichungen κ zwischen gemessenem mittlerem ($\langle \delta E \rangle$) und wahrscheinlichstem (δE_p) Energieverlust für alle untersuchten Targets als Funktion der Ionenenergie pro Nukleon. Die Fehler sind rein statistisch.

Bei den Messungen mit ^{238}U -Ionen in Abschnitt 7.1 wurden die resultierenden relativen Fehler bei der Angabe der gemessenen Werte für die Stopping Power aufgrund der geringen Vergleichsmöglichkeiten zwischen unterschiedlichen Targets und der hohen statistischen Unsicherheiten zu $(\Delta S/S)_{asym}^{sys} \approx \kappa/2$ abgeschätzt. Bei den hier diskutierten Messungen stehen wesentlich mehr Vergleichsoptionen für die Fehlerabschätzung zur Verfügung. In Anbetracht der Mittelwerte und Variationen der Werte für κ in Abbildung 7.42, wird in diesem Fall für alle Targets ein entsprechender Fehler bei der Angabe der mittleren Stopping Power zu $(\Delta S/S)_{asym}^{sys} = 2\%$ abgeschätzt.

(g) Unsicherheiten in der mittleren Dicke der Absorber und Einfluss der Inhomogenitäten der Absorberfolien

Die Unsicherheiten bei den durch Wiegen bestimmten mittleren Foliendicken d_W der beiden dicken Absorber 3 und 6 wurden in Abschnitt 7.2.4 zu 1.8 % für den C-Absorber und 1.2 % für den Ni-Absorber bestimmt. Beachtet man zusätzlich die Abschätzungen für die Homogenität der mittleren Schichtdicken in verschiedenen Bereichen der Folien von 0.5 % für das C-Target 3 und 1 % für das Ni-Target 6 (Abbildung 7.30b), können die Gesamtfehler in den Angaben der mittleren Foliendicken für beide Targets zu 2 % abgeschätzt werden. Aufgrund der Anpassung der $S(E)$ -Kurven der dünnen C- und Ni-Targets an die Resultate des jeweils dicken Targets (Abschnitt 7.2.8) gilt diese Fehlerabschätzung auch für die entsprechenden dünneren C- und Ni-Absorber.

Für den Au-Absorber 7 konnte die Foliendicke unglücklicherweise nicht auf direktem Wege durch Wiegen bestimmt werden (siehe Abschnitt 7.2.4). Daher muss hier der Wert der α -Energieverlustmessung, mit einem relativen Fehler von 4.3 % verwendet werden. Auch in diesem Fall wird der Gesamtfehler, unter Berücksichtigung potentieller Inhomogenitäten der Folie, etwas höher zu 5 % abgeschätzt.

(h) Gesamter Messfehler

Die Gesamtfehler der Stopping Power Messungen wurden durch quadratische Summation der Beiträge aus den zuvor besprochenen Punkten (d) bis (g) berechnet (Gleichung 7.20). Demnach ergeben sich relative Unsicherheiten $(\Delta S/S)_{ges}$ von 2.9 – 3.5 % für Messungen mit den Kohlenstoff- und Nickel-Absorbern sowie 5.4 – 7.0 % für die Messungen mit dem Gold-Absorber. Die Fehlerangaben der einzelnen Messpunkte finden sich in den Tabellen A.3 bis A.5.

Wie bei den Untersuchungen mit ^{238}U -Ionen in Kapitel 7.1 ist auch hier zu beachten, dass die Unsicherheit in den Berechnungen des nuklearen Energieverlustes mit SRIM unbekannt und somit in den Fehlerangaben nicht enthalten ist.

7.2.10 Vergleich der Resultate mit theoretischen Vorhersagen und Literaturwerten

Der Vergleich der in der vorliegenden Arbeit gemessenen Daten der elektronischen Stopping Power von Xe-Ionen mit zuvor experimentell bestimmten Werten (Abbildungen 7.39 bis 7.41) zeigt, wie auch schon bei den Messungen mit ^{238}U -Ionen, eine gute Übereinstimmung mit den Werten von Geissel et al. [G⁺] für alle drei Absorbermaterialien. Auch hier liegen die Daten von Pape et al. [PKS78] für C-Absorber systematisch, wenn auch nur geringfügig, unterhalb der hier gemessenen Werte. Der Vergleich mit früheren Messungen von Trzaska et al. [T⁺09] zeigt, dass im Bereich höherer Energien die Daten aus [T⁺09] für alle drei Absorbermaterialien etwas höher liegen als die hier gewonnenen Daten. Sowohl diese relativen Verschiebungen als auch die geringeren Werte von Pape et al. [PKS78] liegen jedoch im Rahmen der jeweils angegebenen Fehler und können, wie so häufig in derartigen Messungen, auf die Unsicherheiten in den Absorberdicken zurückgeführt werden. Bei sehr niedrigen Ionenenergien werden jedoch für alle drei Targetsorten zunehmende Abweichungen zu den früheren Werten von Trzaska deutlich. Ein Teil dieser Diskrepanzen, die bei den niedrigsten Energien (0.1 MeV/u) bereits bei 15 – 20 % liegen, ist auf die fehlenden Korrekturen bezüglich der nuklearen Stopping Power bei den Daten von Trzaska zurückzuführen¹². Hierbei muss beachtet werden, dass bei den Messungen von Trzaska et al. dickere Absorber und vor allem ein Aufbau mit einer weitaus größeren Winkelabdeckung verwendet wurden. Demzufolge müssen die S_n -Korrekturen dort sogar höher ausfallen als die in Abbildung 7.36 dargestellten Werte für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen. Eine Abschätzung dieser Korrekturen, nach dem in Abschnitt 7.1.5 beschriebenen Verfahren, für die experimentellen Parameter aus [T⁺09]¹³ ergibt bei einer Energie von 0.1 MeV/u Werte von 6 – 7 % für die drei betrachteten Absorbermaterialien. Unter Berücksichtigung dieser Werte liegen die Diskrepanzen zwischen den beiden Datensätzen bereits innerhalb der jeweils angegebenen Messgenauigkeiten.

Insgesamt betrachtet zeigt der Vergleich der in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Daten mit Resultaten aus früheren Messungen zum einen eine gute Übereinstimmung im Bereich höherer Energien und zum anderen eine deutliche Reduktion der Gesamtfehler, insbesondere der Kalibrierungsunsicherheiten und der

¹²In [T⁺09] sind keine Anmerkungen bezüglich Korrekturen nuklearer Energieverluste enthalten. Die Information, dass entsprechende Korrekturen nicht durchgeführt wurden, stammt aus einer privaten Kommunikation mit W. H. Trzaska.

¹³Der Abstand zwischen Energie-Detektor und Targets ist in [T⁺09] nicht angegeben. Der entsprechende Wert wurde [T⁺02] entnommen. Nach Trzaska waren die experimentellen Aufbauten in den beiden Publikation nahezu identisch (private Kommunikation).

statistischen Fehler, durch den Einsatz der CLTDs zur Energiemessung. Darüber hinaus konnten für alle drei Absorbermaterialien neue Daten im Bereich sehr niedriger Ionenenergien gewonnen werden. Diese Punkte werden in der folgenden Diskussion der Resultate dieses Experimentes (Abschnitt 7.2.11) weiter ausgeführt.

Die SRIM-Vorhersagen zeigen für die C-Absorber erneut das häufig beobachtete Verhalten [Pau12], dass für schwere Ionen auf leichte Targets die Stopping Power bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten zu hoch und im Bereich des Maximums zu niedrig berechnet wird. Bei den mittelschweren Nickel-Absorbern liegen die SRIM-Rechnungen im kompletten untersuchten Energiebereich oberhalb der Messdaten. Im Falle des schweren Absorbermaterials Gold hingegen, zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den SRIM-Rechnungen im vollständigen untersuchten Energiebereich von 0.08 bis 0.45 MeV/u.

Der theoretische Computer-Code PASS [SS12, SS02] trifft die Messdaten für den C-Absorber bei Energien unterhalb von 0.1 MeV/u und für den Ni-Absorber im Bereich von 0.3 – 1.0 MeV/u erstaunlicherweise wesentlich besser als der semi-empirische Code SRIM. Im Bereich höherer Energien und leichter Absorber sowie niedriger Energien und schwerer Absorber hingegen, zeigt PASS deutliche Abweichungen zu den gemessenen Werten. Das gleiche Verhalten wurde auch bei den zuvor beschriebenen Messungen mit ^{238}U -Ionen (siehe Abbildungen 7.12 und 7.13) beobachtet. Das zweite theoretische Programm CasP [GS12, GS09] zeigt für C-Absorber ebenfalls deutliche Abweichungen vom experimentell gemessenen Verlauf der Stopping Power. Mit zunehmendem Z_2 jedoch wird die Beschreibung der Messdaten durch die CasP-Rechnungen deutlich besser. Für das schwere Absorbermaterial Gold gibt CasP den Verlauf der Messdaten im Bereich von 0.2 bis 0.5 MeV/u besser wieder als PASS.

7.2.11 Diskussion der Resultate

Wie auch beim zuvor beschriebenen Experiment mit U-Ionen resultieren bei den hier vorgestellten Messungen mit Xe-Ionen die größten Fehlerquellen aus den Eigenschaften der verwendeten Targets. Diese Unsicherheiten werden zum einen durch die Präzision bei der Bestimmung der Absorberdicken und zum anderen durch die Inhomogenitäten dieser Absorberfolien hervorgerufen. Dennoch konnte der erste Beitrag im Vergleich zu den vorangegangenen Untersuchungen mit ^{238}U -Ionen durch zusätzliche Untersuchungen und die Verwendung dickerer Targets deutlich reduziert werden. Die systematischen Unsicherheiten bei der Energie-

und Flugzeitmessung selbst tragen mit Werten von unter 1 % kaum zum systematischen Gesamtfehler der Messungen bei. Zwar konnte auch dieser Fehlerbeitrag, im Vergleich zu den ersten Messungen am UNILAC, nochmals reduziert werden, dennoch machte sich eine weitere Fehlerquelle der CLTDs, in Form einer Anfälligkeit für geringfügige Variationen der Wärmeeinstrahlung auf die Detektoren, bemerkbar. Auch wenn die resultierenden Fehler bei den hier durchgeführten Messungen relativ gering sind, bedarf dieser Punkt in Zukunft weiterer Untersuchungen. Die lange Messzeit bei diesem Experiment von insgesamt 5 Tagen ermöglichte es, die statistischen Fehler auf ein Niveau zu senken, das außer bei den gemessenen Daten für die kleinsten und höchsten Energien gegen die systematischen Unsicherheiten vernachlässigt werden kann. Die angegebenen Gesamtfehler liegen in einem Bereich von ca. 3 – 4 % für die C- und Ni- Absorber sowie bei ca. 5 – 7 % für den Au-Absorber und sind somit deutlich geringer im Vergleich zu früheren Messungen anderer Autoren. Allerdings konnten einige Fehlerquellen bei der Abschätzung der systematischen Unsicherheiten nicht ausreichend berücksichtigt werden, wie etwa die Korrekturen bezüglich der nuklearen Stopping Power oder potentielle Fehler bei der Trennung zwischen den beobachteten Channeling- und Random-Energieverlusten.

Ein Vergleich der gemessenen Stopping Power mit Werten anderer Arbeitsgruppen zeigt überwiegend eine gute Übereinstimmung, was eine gute Konsistenzprüfung für den Einsatz des neuen Detektor-Systems darstellt. Bei den niedrigsten Energien jedoch werden zunehmend Diskrepanzen zu den einzigen verfügbaren Referenzdaten aus [T⁺09] deutlich. Diese Abweichungen sind zum Teil auf die fehlenden Korrekturen des nuklearen Energieverlustes bei Trzaska et al. zurückzuführen. Im Bereich niedriger Ionenenergien, d.h. einem Bereich, der mit Ionisationsdetektoren nur schwer zugänglich ist, konnten neue Stopping Power Daten für schwere Ionen beim Durchgang durch sowohl leichte und mittelschwere als auch sehr schwere Absorber gewonnen werden. Diese Daten können helfen, Vorhersage-Modelle entsprechend anzupassen und somit die Präzision der Vorhersagen zu verbessern.

Der Vergleich mit Werten aus [T⁺09] ist in diesem Fall von besonderem Interesse. Nicht nur weil diese im niederenergetischen Bereich die einzige Vergleichsmöglichkeit bieten, sondern auch weil bei früheren Messungen von Trzaska et al. ein sehr ähnlicher Messaufbau, allerdings mit einem Si-Detektor zur Energiemessung, verwendet wurde. Die Fehler aus der Detektorkalibrierung wurden in [T⁺09] aufgrund des Pulshöhendefektes des Halbleiterzählers in einem Bereich von 2 – 3 % angegeben. Bei den hier durchgeführten Messungen konnte hingegen gezeigt werden, dass aufgrund der Linearität sowie der zusätzlichen Kalibrierungsmöglichkeiten der CLTDs die aus der Kalibrierung des Detektor-Systems resultieren-

den Fehler bei der Bestimmung der Energieverluste unterhalb von 1 % liegen. Darüber hinaus ermöglichte die Kalibrierung der CLTDs mit einer α -Quelle im niedrigen Energiebereich eine zusätzliche, unabhängige Überprüfung der Linearität des ToF-Spektrometers. Diese Eigenschaft musste bei früheren Messungen von Trzaska et al. [T⁺01, T⁺02, T⁺09] wegen der fehlenden Möglichkeiten zur entsprechenden Überprüfung als gegeben vorausgesetzt werden. Neben der geringeren Kalibrierungsfehler bewirken auch die weitaus geringeren statistischen Unsicherheiten, die in [T⁺09] bei 2 – 7 % liegen, eine deutliche Reduktion der Gesamtfehler im Vergleich zu den Messungen von Trzaska et al.. Zusätzlich zu den langen Messzeiten wirkt sich hierbei ebenfalls eine Eigenschaft der CLTDs, die sehr gute Energieauflösung, positiv auf die statistischen Fehler bei der Bestimmung der Energiedifferenzen aus. Bei diesen Betrachtungen muss angemerkt werden, dass im Gegensatz zu den Untersuchungen am UNILAC in Abschnitt 7.1, bei den hier diskutierten Messungen die Zählrate nicht einzig durch die langen Abfallszeiten der CLTD-Signale, sondern auch durch die angesetzte Maximalrate von ca. 1 kHz für den ToF-Detektor begrenzt wurde. Eine Verwendung schnellerer Energie-Detektoren hätte daher keine nennenswerte Verbesserung der Zählrate erlaubt. Andererseits wirkt sich der für die Installation der Strahlungsschilde des Kryostaten benötigte große Abstand zwischen CLTDs und Targets negativ auf Zählrate aus, insbesondere im Bereich niedriger Ionenenergien.

Der zuletzt angesprochene große Abstand hat jedoch neben den negativen Auswirkungen auf die Zählrate auch einige positive Aspekte. So fallen z.B. die Korrekturen bezüglich nuklearen Energieverlustes, und damit auch die entsprechenden Fehler, für kleinere Messwinkel geringer aus. Ein weiterer Punkt ist die Beobachtung von Channeling-Effekten in dünnen, polykristallinen Absorberfolien, die erst durch den großen Abstand bzw. durch die geringe Winkelabdeckung des Energie-Detektors ermöglicht wurde. Zwar stellen diese Channeling-Effekte einerseits eine zusätzliche potentielle Fehlerquelle bei der Bestimmung der Random-Energieverluste dar, andererseits konnten aus den Beobachtungen zusätzliche Messdaten (Verhältnis zwischen Energieverlust bei planarem Channeling und Random-Energieverlust, siehe Abbildungen 7.28c und 7.28d) bezüglich dieses wichtigen Effektes bei der Wechselwirkung von Teilchen mit Materie gewonnen werden. Eine detaillierte Untersuchung, inwieweit verschiedene Ebenen der Nickel- und Gold-Kristalle zu den beobachteten Channeling-Strukturen beitragen, konnte allerdings im Rahmen der vorliegenden Datenanalyse nicht durchgeführt werden.

Der Aufbau des CLTD-Arrays aus mehreren Pixeln bietet im Vergleich zur Verwendung eines unstrukturierten Energie-Detektors zusätzliche Daten und Möglichkeiten zur Analyse der Stopping Power Messungen sowie zusätzliche Kon-

sistenzprüfungen durch einen Vergleich der Daten verschiedener Detektor-Pixel. So erlaubte die Betrachtung der Daten einzelner Pixel z.B. eine Bestimmung der Energieverluste in verschiedenen Bereichen der Absorberfolien und dadurch Untersuchungen bezüglich der mittleren Foliendicken in den entsprechenden Bereichen. Ähnliche Analysen ermöglichten auch einen Vergleich bezüglich zweier häufig verwendeter Methoden zur Bestimmung von Energieverlusten in Transmissionsmessungen (siehe Abschnitt 7.2.7). Dabei konnte gezeigt werden, dass in Messungen, bei denen die Energieverluste einzig aus der Verschiebung der Energiespektren aus Messungen mit und ohne Absorber bestimmt werden, erhebliche systematische Fehler auftreten können, während die hier verwendete event-by-event Methode unempfindlich für derartige systematische Unsicherheiten ist. Prinzipiell eignet sich der Aufbau des Arrays aus vielen Pixeln auch für eine Bestimmung der gemessenen Energieverluste in Abhängigkeit der Austrittswinkel der Ionen aus den Absorbern. Besonders nützlich sind solche Untersuchungen im Hinblick auf die Trennung zwischen nuklearem und elektronischem Energieverlust. In diesem Experiment konnten entsprechende Betrachtungen jedoch nicht durchgeführt werden, da Unterschiede in den gemessenen Energieverlusten einzelner Detektoren durch die Variation der Foliendicke in unterschiedlichen Bereichen der Absorber dominiert wurden. Um in zukünftigen Experimenten winkelabhängige Energieverluste messen zu können, werden zum einen wesentlich homogenere Absorberfolien und zum anderen eine größere Winkelabdeckung des Energie-Detektors benötigt. Letzteres lässt sich beim derzeitigen Konzept des Kryostaten und des CLTD-Arrays eher durch eine Erweiterung des CLTD-Arrays als durch eine Verringerung des Abstandes zu den Absorbern realisieren.

Im Vergleich zum Einsatz von Ionisationsdetektoren wurde deutlich, dass neben den Vorteilen bei der Energiekalibrierung auch die gute Energieauflösung der CLTDs eine wichtige Eigenschaft bei dieser Art von Messungen ist. Die hohe Auflösung erhöht nicht nur die Genauigkeit bei der Bestimmung von geringen Energiedifferenzen, sondern ermöglicht auch eine präzisere Untersuchung und entsprechende Berücksichtigung von Strukturen in den Verteilungen der gemessenen Energieverluste, wie etwa die hier beobachteten Channeling-Effekte oder Asymmetrien in den δE -Verteilungen.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass bei diesem Experiment erstens eine Reihe potentieller Fehlerquellen bei dieser Art von Messungen aufgezeigt werden konnten, zweitens durch die Verwendung von CLTDs die Kalibrierungsunsicherheiten, und damit auch die Gesamtfehler, im Vergleich zum ähnlichen Meßsystem aus früheren Messungen von Trzaska et al. [T⁺02, T⁺09] deutlich reduziert werden konnten und drittens neue wertvolle Daten bezüglich der Stopping Power von schweren Ionen beim Durchgang durch sowohl leichte als auch schwere Absorber im Bereich sehr niedriger Ionenenergien gewonnen werden konnten.

Kapitel 8

Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich zum einen mit dem Aufbau und der Optimierung eines Detektor-Systems, bestehend aus einem Array kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren und einem Flugzeit-Detektor, zur hochauflösenden Energie-, Geschwindigkeits- und Massenbestimmung von Schwerionen in einem Energiebereich von einigen MeV bis zu wenigen hundert MeV, und zum anderen mit dem erstmaligen Einsatz dieses Detektor-Systems in Untersuchungen zum Abbremsverhalten niederenergetischer Schwerionen beim Durchgang durch Materie. Dies umfasste zunächst den Aufbau und die Inbetriebnahme der Detektoren, die Etablierung eines Systems zur Datenaufnahme und die Untersuchung der Eigenschaften der neuen Detektoren beim Nachweis von α -Teilchen sowie von diversen schwereren Ionenstrahlen in Messungen an unterschiedlichen Beschleunigeranlagen. Die grundlegenden Konzepte beider Detektortypen wurden bereits in früheren Arbeiten entwickelt und weitgehend an den Nachweis langsamer, schwerer Ionen angepasst. Allerdings entsprachen die Charakteristika der CLTDs des Vorgänger-Arrays nicht den in dieser Arbeit gestellten Erfordernissen an den sensitiven Energiebereich der Detektoren. Für eine entsprechende Anpassung der Detektoreigenschaften musste daher zunächst der Produktionsprozess der CLTDs umgestellt werden. Der Erfolg dieser Umstellung zeigte sich durch eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung für Ionenenergien unterhalb von 100 MeV mit Werten, die mit dieser Art von Detektoren bislang unerreicht geblieben sind. Mit dem ToF-Detektor konnten nach anfänglichen Schwierigkeiten bei der Anpassung der Elektronik ebenfalls gute Resultate bezüglich der Flugzeitauflösung erzielt werden, auch wenn die Werte noch nicht an die Zeitaufösungen eines ausgereiften Detektorsystems dieser Bauart herankommen. Dennoch konnten in Experimenten mit $0.1 - 0.6 \text{ MeV/u-}^{238}\text{U}$ -Ionen bereits jetzt die einziggar-

tigen Eigenschaften der CLTDs bei der in-flight-Massenidentifikation langsamer Schwerionen mittels einer E-ToF-Messung demonstriert werden. Die gemessenen Massenauflösungen von ein bis zwei Masseneinheiten sind für sehr schwere Ionen wie Uran heutzutage unter Einsatz von herkömmlichen, auf Ionisationsmessung basierenden, Energie-Detektoren in derartigen Messungen unerreichbar.

Unabhängig vom Einsatz als Massenspektrometer, konnte das E-ToF-System im Anschluss an den Aufbau und die Testmessungen erstmals in Experimenten zur Bestimmung elektronischer Energieverluste von 0.05 – 1.4 MeV/u Xenon- und Uran-Ionen beim Durchgang durch unterschiedliche Absorbermaterialien eingesetzt werden. Hierbei wurden die Vorteile der CLTDs bezüglich Energieauflösung und -linearität genutzt, um systematische Unsicherheiten bei dieser Art von Messungen detailliert zu untersuchen. So konnten z.B. nicht nur die Kalibrierungsfehler im Vergleich zu ähnlichen Meßsystemen reduziert werden, sondern auch, entgegen aller Erwartungen, Channeling-Effekte beim Durchgang der Ionen durch dünne polykristalline Folien beobachtet werden. Neben derartigen Untersuchungen konnten auch neue, wertvolle Daten bezüglich der Stopping Power niederenergetischer und sehr schwerer Ionen gewonnen werden.

Im Folgenden werden die einzelnen Punkte nochmals aufgegriffen und ausführlicher diskutiert.

Das CLTD-Array

Die Vorteile von CLTDs gegenüber konventionellen Energie-Detektoren beim Nachweis von Schwerionen kommen mit zunehmender Projektilmasse und mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit immer mehr zum Tragen. Das größte Kapital beim Einsatz solcher Detektoren in der Schwerionenphysik lässt sich daher in Experimenten, wie etwa beim Nachweis von superschweren Elementen, der Vermessung von Massenverteilungen von Spaltfragmenten, der Beschleuniger-Massenspektrometrie, der Massenidentifikation im Ausgangskanal von Reaktionen mit radioaktiven Schwerionenstrahlen oder, wie in dieser Arbeit, bei Untersuchungen der Wechselwirkung niederenergetischer Schwerionen beim Durchgang durch Materie, schlagen. Diese Experimente erfordern ein optimales Verhalten der CLTDs bei der Detektion von Teilchen mit Energien im Bereich von einigen MeV bis zu wenigen hundert MeV. Da die Eigenschaften der letzten Generation von CLTDs aus [Ech07] aufgrund vergleichsweise hoher Übergangsbreiten der Phasenübergangsthermometer von 20 – 30 mK nicht an diesen Energiebereich angepasst waren, mussten zunächst neue Detektoren mit einer entsprechenden Umstellung des Produktionsprozesses hergestellt werden. Hierbei hat sich herausgestellt, dass Reinheit und Gleichmäßigkeit der Aluminium-Mikrostrukturen

entscheidende Faktoren bei der Herstellung von TES mit geringen Übergangsbreiten sind. Die neuen Detektoren haben Übergangsbreiten von etwa 10 mK und sind somit, entsprechend ihrer Größe, für maximale Energieeinträge von ca. 350 MeV ausgelegt.

Messungen an mehreren Beschleunigeranlagen mit verschiedenen schwereren Ionen von Schwefel bis Uran ergaben exzellente relative Energieauflösungen. Beim Nachweis von ^{238}U -Ionen mit mittleren Energien von ca. 90 MeV konnten z.B. Werte von $\Delta E/E = (3.5 - 6.9) \times 10^{-3}$ für die acht Detektoren des Arrays gemessen werden. Darüber hinaus wurden für 100 MeV ^{32}S -Ionen mit $\Delta E/E = (1.8 - 3.3) \times 10^{-3}$ erstmals relative Energieauflösungen im unteren Promille-Bereich bei derart niedrigen Ionenenergien erreicht.

Neben den Untersuchungen zur Energieauflösung wurden auch diverse Betrachtungen bezüglich der Energie-Pulshöhen-Linearität der Detektoren durchgeführt. Dabei konnten die hervorragenden Möglichkeiten zur Kalibrierung der CLTDs demonstriert werden. Der nahezu vollständige Energienachweis bei der Detektion von Teilchen, bedingt durch das Detektionsprinzip sowie die Verwendung eines fensterlosen Kryostaten, bewirkt zum einen eine Unabhängigkeit der Detektor-Pulshöhe von der Art der Teilchen und ermöglicht somit die Verwendung universeller Kalibrierungsfunktionen beim Nachweis beliebiger Ionensorten. Zum anderen erlaubt diese Eigenschaft zusammen mit dem vergleichsweise linearen dR/dT -Verlauf innerhalb der TES-Phasenübergänge den Einsatz linearer Kalibrierungsfunktionen mit Genauigkeiten von wenigen Prozent über sehr große Energiebereiche hinweg. Die Grenzen dieser Linearität für große Energieeinträge wurden in diesen Betrachtungen allerdings ebenfalls deutlich.

Die Verwendung eines fensterlosen Kryostaten beim Betrieb der CLTDs führt jedoch auch zu einigen unerwünschten Effekten. Der erste ist bereits aus vorangegangenen Arbeiten bekannt und betrifft das Driften der Signalamplituden, hervorgerufen durch Kondensation von Vakuum-Restgas auf den kalten Detektoren und dem daraus resultierenden Anstieg der Wärmekapazitäten. Um diesen Effekt zu reduzieren, wurde in allen Experimenten zu dieser Arbeit versucht, die Vakuumbedingungen so weit, wie es die gegebenen Apparaturen zulassen, zu optimieren. Für Vakuumverhältnisse im Bereich einiger 10^{-7} mbar liegt beim derzeitigen Konzept des Kryostaten und des CLTD-Arrays die relative zeitliche Abnahme der Detektor-Pulshöhen im Bereich von $(10^{-4} - 10^{-3})/\text{h}$. In längeren Präzisionsmessungen ist daher eine Korrektur dieses Effektes durch die Beobachtung monoenergetischer Linien in den Pulshöhenspektren, wie etwa der einer α -Quelle, zwingend erforderlich. Ein weiterer negativer Aspekt ist in der vorliegenden Arbeit erstmals beobachtet worden. Dieser zeigte sich in einer Anfälligkeit der Detektor-Signalhöhen für selbst geringe Änderungen im mechanischen Aufbau

vor der Öffnung des Kryostaten und somit der Wärmeeinstrahlung auf die Detektoren. Der Effekt konnte in den betroffenen Messungen zwar weitgehend korrigiert werden, dennoch bedarf dieser Punkt in Zukunft weiterer Untersuchungen. Einfache Messreihen mit einer α -Quelle und einer beweglichen Vakuumdurchführung könnten diesbezüglich bereits neue Erkenntnisse bringen.

Der Flugzeit-Detektor

In den Messungen zu dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Flugzeit-Detektoren eingesetzt. Der erste wurde in Eigenarbeit nach einem Design von P. Wastyn [WMT78] aufgebaut und in den Testmessungen am Tandem-Beschleuniger des MPI in Heidelberg sowie bei den Energieverlust-Messungen am UNILAC Beschleuniger der GSI in Darmstadt eingesetzt. Bislang konnten erst wenige Messungen zum Test und zur Optimierung dieses ToF-Detektors durchgeführt werden, wobei bereits jetzt gute Resultate bezüglich der Flugzeitauflösung von bis zu $\Delta t(\text{FWHM}) = 230$ ps beim Nachweis von 3.6 MeV/u ^{238}U -Ionen erzielt wurden. Jedoch lassen sich mit Detektoren dieser Bauart heutzutage Flugzeitauflösungen von unter 100 ps erreichen, wodurch das Verbesserungspotential für die zukünftige Entwicklung deutlich wird. Dies betrifft insbesondere eine bessere Anpassung der Elektronik zur Weiterverarbeitung der MCP-Signale, d.h. der Verstärker und Diskriminatoren, an die spezifischen Signalformen der beiden Time-Pickoff-Detektoren. Wie wichtig eine speziell angepasste Elektronik bei der Erzeugung der Zeittrigger aus den Detektor-Signalen ist, wurde im theoretischen Grundlagenteil dieser Arbeit ausführlich diskutiert.

Bei den abschließenden Messungen zu dieser Arbeit am Zyklotron des Instituts für Physik der Universität in Jyväskylä (JYFL) wurde ein ähnliches Flugzeit-System eingesetzt, das bereits über viele Jahre hinweg betrieben und optimiert wurde. Der bessere technische Entwicklungsstand im Vergleich zum zuvor beschriebenen Detektor zeigte sich durch Zeitauflösungen von bis zu 140 ps in Messungen mit 2 MeV/u ^{131}Xe -Ionen. Da dieses System jedoch seitens der Kollaborationspartner des JYFL entwickelt und betrieben wurde, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

Unabhängig davon, welcher der beiden Detektoren benutzt wurde, zeigte sich bei den diversen durchgeführten Experimenten ein Schwachpunkt dieser Art von Flugzeitmessung. Die Streuung der Projektile an den Anodendrähten der Time-Pickoff-Detektoren machte sich in sämtlichen Messungen durch niederenergetische Schultern, sowohl bei der Flugzeitmessung als auch bei der anschließenden Energiemessung, deutlich bemerkbar. Das Resultat sind unerwünschte Asymmetrien in den gemessenen Flugzeit- und Energieverteilungen sowie eine Verringerung der

Auflösungen des Detektor-Systems, sowohl bei der reinen Flugzeit- und anschließenden Energiemessung als auch bei der Bestimmung der Ionenmassen mittels koinzidenter E-ToF-Messung. Um in zukünftigen Experimenten die ungehinderte Transmission der Projektile durch den Flugzeit-Detektor zu erhöhen, sollte versucht werden, die Draht-Durchmesser zu reduzieren bzw. die Abstände zwischen einzelnen Anodendrähten zu erhöhen. Dies jedoch kann unter Umständen die Fokussierung der Sekundärelektronen auf die MCPs und somit auch die Zeitauflösung der Detektoren negativ beeinflussen. Die Verwendung magnetischer anstatt elektrostatischer Spiegel zur Umlenkung der Sekundärelektronen kann bezüglich dieses Punktes ebenfalls eine Verbesserung bringen, bedeutet aber gleichzeitig eine komplette Neukonzeption des Flugzeit-Detektors.

Die Datenaufnahme

Parallel zum Aufbau der Detektoren wurden auch ein eigenes, FPGA-basiertes, Datenaufnahmesystem (DAQ) sowie ein Programm zur Online-Datenanalyse entwickelt. Das derzeitige System ermöglicht eine simultane Aufzeichnung und Weiterverarbeitung der Signale aller acht Detektoren des CLTD-Arrays sowie des ToF-Detektors und ist für eine einfache Erweiterung zur Auslese einer höheren Anzahl von Detektoren ausgelegt. Die vergleichsweise hohen Zeitkonstanten der CLTD-Signale ermöglichen dabei eine vollständige Digitalisierung der Signalformen mittels hochauflösender (16-Bit), seriell arbeitender ADCs (sukzessive Approximation) und erlauben somit eine kostengünstige Lösung im Vergleich zur Verwendung teurer Flash-ADCs. Sowohl die DAQ als auch das Online-Analyse-Programm wurden vollständig in der Programmiersprache LabView geschrieben.

Massenauflösung des E-ToF-Systems

Im Verlauf dieser Arbeit wurden mehrere Experimente durchgeführt, die es erlaubten, die Massenauflösung des E-ToF-Detektorsystems beim Nachweis langsamer und teils sehr schwerer Ionen zu bestimmen. Die Resultate aus den Messungen am JYFL mit ^{131}Xe -Ionen im Energiebereich unterhalb von 140 MeV sind von besonderem Interesse im Hinblick auf den potentiellen Einsatz der CLTDs in Experimenten zur Untersuchung der Kernspaltung. In solchen Experimenten sind E-ToF-Messungen ein gängiges Instrument zur Untersuchung von Energie- und Massenverteilungen von Spaltfragmenten. Allerdings limitieren die begrenzten Energieauflösungen der bislang verwendeten Energie-Detektoren die Massenauflösung des Systems soweit, dass die Gruppe der schweren Spaltfragmente, mit Massen um ca. 140 u und Energien von etwa 70 MeV, nicht mehr mit einer Genauigkeit von unter einer Masseneinheit aufgelöst werden kann. Die besten Resultate

wurden hierbei durch den Einsatz von Ionisationskammern erzielt [Gön89]. Bei den Messungen zu der vorliegenden Arbeit konnten durch die Verwendung von CLTDs zur Energiemessung Massenauflösungen von $\Delta m(\text{FWHM}) = 1$ u für 40 – 140 MeV ^{131}Xe -Ionen erreicht werden. Hierbei muss zusätzlich beachtet werden, dass die gemessenen Massenauflösungen nicht einzig durch die Energiemessung limitiert wurden, sondern dass auch die Zeitauflösung des ToF-Detektors ($\Delta t = 140$ ps) sowie die Streuung der Ionen an den Anodendrähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors merklich zur Breite der Linien in den Massenspektren beigetragen haben. Prinzipiell lässt sich der Einfluss der Zeitauflösung durch eine Verlängerung der Flugstrecke reduzieren, aufgrund der divergierenden Teilchenstrahlen bei diesen Experimenten jedoch auf Kosten der Nachweiseffizienz. Bezüglich der Projektil-Streuung innerhalb der Time-Pickoff-Detektoren wurden in den obigen Betrachtungen bereits einige Verbesserungsvorschläge diskutiert. Insgesamt konnte in diesen Messungen gezeigt werden, dass CLTDs ein hervorragendes Werkzeug für zukünftige Experimente zur Untersuchung der Kernspaltung sein können.

Die Ergebnisse aus den Messungen am UNILAC heben die Vorteile des Einsatzes von CLTDs in der Massenbestimmung niederenergetischer Schwerionen noch deutlicher hervor. In diesem Experiment konnten mit relativen Energieauflösungen von bis zu $\Delta E/E = 3.5 \times 10^{-3}$ Massenauflösungen im Bereich von $\Delta m = 1.3 - 2.5$ u für 30 – 150 MeV ^{238}U -Ionen gemessen werden. Diese Werte stellen ein Resultat dar, das unter Verwendung herkömmlicher Energie-Detektoren heutzutage unerreichbar ist. Auch hier lieferte die Zeitauflösung des noch unausgereiften Flugzeit-Detektors ($\Delta t = 240$ ps) einen signifikanten Beitrag zur Massenauflösung des E-ToF-Systems (bei Energien um 100 MeV etwa 50 %). Das Potential der CLTDs zur Massenidentifikation superschwerer Elemente mit $m \approx 300$ u, d.h. für Massenauflösungen von $\Delta m/m \approx 3 \times 10^{-3}$, zeigte sich bereits in den ersten Testmessungen mit 100 MeV ^{32}S -Ionen am Tandem-Beschleuniger des MPI in Heidelberg. Diese Messungen stellten im Laufe dieser Arbeit die einzige Möglichkeit dar, die intrinsische Energieauflösung der CLTDs mit einem Ionenstrahl sehr geringer Energiebreite ($\Delta E/E < 10^{-3}$) und ohne einen voran gesetzten ToF-Detektor untersuchen zu können. Dabei wurden, wie oben bereits diskutiert, relative Energieauflösungen von $\Delta E/E = (1.8 - 3.3) \times 10^{-3}$ für alle acht Detektoren des Arrays gemessen.

Einsatz der CLTDs in Energieverlust-Messungen

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit befasste sich mit dem Einsatz der neu aufgebauten CLTDs in zwei Experimenten zur Untersuchung des Abbremsverhaltens von Schwerionen in Materie, d.h. zur Bestimmung spezifischer Energieverluste

(Stopping Power). Das erste Experiment wurde am Linearbeschleuniger UNILAC der GSI in Darmstadt mit $0.1 - 1.4 \text{ MeV/u}$ ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff und Gold durchgeführt und das zweite am Zyklotron K-130 des Instituts für Physik der Universität Jyväskylä mit ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff, Nickel und Gold in einem Energiebereich von $0.05 - 1.0 \text{ MeV/u}$. Insgesamt lässt sich zweifelsfrei sagen, dass sich die CLTDs beim erstmaligen Einsatz in derartigen Untersuchungen bewährt haben und auch in zukünftigen Experimenten dieser Art ein wertvolles Instrument zur Energiemessung darstellen können. Zum einen konnten eine Reihe von Untersuchungen und Beobachtungen bezüglich potentieller Fehlerquellen bei dieser Art von Messungen durchgeführt werden, und zum anderen erlaubte das alternative Detektionsprinzip der CLTDs eine Reduzierung von Kalibrierungsfehlern im Vergleich zu ähnlichen Meßsystemen unter Einsatz von Halbleiter-Detektoren [T⁺02, T⁺09, Z⁺01, Zha02]. Abgesehen von den Vorteilen bezüglich der statistischen Genauigkeit, ermöglichte die hervorragende Energieauflösung der CLTDs im betrachteten Bereich der Projektilmassen und -energien auch detaillierte Untersuchungen bezüglich der Strukturen in den Verteilungen der gemessenen Energieverluste durch die höhere Sensitivität für kleine δE -Effekte. So konnten z.B. unerwartete Channeling-Effekte der Ionen beim Durchgang durch dünne polykristalline Folien beobachtet werden. Ohne eine ausreichende Energieauflösung zur Trennung des Channeling- und Random-Energieverlustes in den gemessenen Daten hätte sich unter den hier gegebenen experimentellen Parametern ein erheblicher Fehler bei der Interpretation der Messwerte und somit bei der Bestimmung der Stopping Power ergeben. Darüber hinaus konnten durch die Bestimmung des Verhältnisses zwischen Channeling- und Random-Energieverlust niederenergetischer Xe-Ionen in Nickel und Gold zusätzliche Daten bezüglich eines sehr wichtigen Prozesses bei der Wechselwirkung energetischer Teilchen beim Durchgang durch Materie gewonnen werden.

Neben der Untersuchungen bzw. Reduktion potentieller Fehlerquellen konnten auch neue wertvolle Stopping Power Daten für sehr schwere Ionen bei niedrigen Geschwindigkeiten gewonnen werden, d.h. in einem Bereich der unter Einsatz herkömmlicher Energie-Detektoren nur schwer bzw. nicht zugänglich ist und in dem folglich vergleichsweise wenige oder keine experimentelle Daten vorhanden sind [Pau13]. Die neuen Werte können dabei helfen, semi-empirische oder theoretische Modelle entsprechend anzupassen, um die Präzision der Vorhersagen, die in vielen Bereichen der Forschung benötigt werden, zu erhöhen. Die Unsicherheiten bei der Messung der elektronischen Stopping Power wurden, wie so oft in derartigen Untersuchungen, durch die Eigenschaften der verwendeten Absorber dominiert, d.h. durch Inhomogenitäten der dünnen Absorberfolien und durch die Genauigkeit bei der Bestimmung der Absorberdicken. In Bereichen, in denen bereits tabellierte

Messdaten vorhanden sind, zeigten die hier gemessenen Werte insgesamt betrachtet eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Arbeitsgruppen, was eine wichtige Konsistenzprüfung des neuen und in derartigen Messungen erstmals eingesetzten Detektor-Systems darstellt. Für niedrige Ionenenergien wurden jedoch auch teils signifikante Abweichungen zu früheren Messungen deutlich, die allerdings zum Teil auf fehlende Korrekturen bezüglich nuklearen Energieverlustes in den Referenzdatensätzen zurückgeführt werden konnten.

Der Aufbau des Energie-Detektors aus mehreren Einzeldetektoren ist zwar durch die limitierte Größe der CLTDs bedingt, hat allerdings durch die resultierenden Möglichkeiten zum ortsabhängigen Energienachweis auch einige nützliche Nebeneffekte. So konnten zum einen zusätzliche Untersuchungen zu den Schichtdicken-Verteilungen in unterschiedlichen Bereichen der verwendeten Absorberfolien durchgeführt werden, und zum anderen erlaubte der Aufbau Betrachtungen bezüglich einer systematischen Fehlerquelle beim Vergleich zweier gängiger Methoden zur Bestimmung von Energieverlusten in Transmissionsmessungen. Dabei konnte gezeigt werden, dass Messungen mit einem einzelnen Energie-Detektor hinter einem beweglichen Absorber äußerst anfällig für eine geometrische Abhängigkeit der Energieverteilung der Projektile und für Abweichungen von einer axialen Symmetrie der Messapparatur sind. Zudem bietet eine ortsabhängige Energiemessung noch weitaus größeres Potential in zukünftigen Stopping Power Untersuchungen. Dieser Punkt wird in der Diskussion der Perspektiven im folgenden Abschnitt nochmals aufgegriffen.

Auch die Nachteile der CLTDs beim Einsatz in Energieverlust-Messungen sollen nicht unberücksichtigt bleiben. Der erste Punkt sind die vergleichsweise langen Zeitkonstanten der Temperatursignale der CLTDs, die je nach Messaufbau die maximale Zählrate des Detektor-Systems limitieren können. In den hier durchgeführten Messungen fällt dieser Punkt allerdings kaum ins Gewicht, da die sehr dünnen C-Folien der voran gesetzten ToF-Detektoren die Teilchenrate innerhalb der Flugstrecke ohnehin auf maximal einige $10^3/s$ begrenzen. Durch die Divergenz des Ionenstrahls reduzierte sich somit die Zählrate im dahinter liegenden Energie-Detektor bereits in den maximal zulässigen Bereich der CLTDs von etwa 10^2 pro Sekunde und Detektor. Der zweite Nachteil der CLTDs ist die Anfälligkeit für geringfügige Variationen der Wärmeeinstrahlung, die zwangsläufig beim Wechsel zwischen Messungen mit und ohne Target auftreten. Dieser Effekt bewirkt einen systematischen Fehler bei der Bestimmung geringer Energiedifferenzen, der jedoch in den bislang durchgeführten Experimenten gegenüber anderen Fehlerquellen vernachlässigt werden konnte. In Zukunft bedarf dieser Punkt jedoch weiterer Untersuchungen. Der letzte, und in diesem Zusammenhang vielleicht bedeutendste, Nachteil des derzeitigen Konzeptes zum Betrieb der CLTDs

ist der große Platzbedarf in Richtung der Öffnung des Kryostaten, der für die Installation zusätzlicher Strahlungsschilde benötigt wird und somit den minimalen Abstand zwischen Absorber und Energie-Detektor definiert. Zwar wird bei Messungen des rein elektronischen Energieverlustes ohnehin ein größerer Abstand benötigt, um Korrekturen bezüglich nuklearer Stopping Power möglichst gering zu halten, bei inhomogenen Absorberfolien jedoch, kann eine geringe Winkelabdeckung der Messapparatur eine Unterschätzung der gemessenen Stopping Power und somit wiederum zusätzliche Messfehler bewirken.

Ausblick und zukünftige Perspektiven

Die zukünftige Planung des Projektes „Anwendung kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren in der Schwerionenphysik“ sieht unter anderem eine Vergrößerung des CLTD-Arrays durch eine Erhöhung der Pixel-Anzahl vor. Mit der erfolgreichen Anpassung der Detektoreigenschaften an den gewünschten Energiebereich beim Nachweis von Schwerionen, der Etablierung eines erweiterbaren Datenaufnahme-Systems und dem bereits in vorangegangenen Arbeiten entwickelten Konzept für den modularen Aufbau des Arrays wurden die hierfür benötigten Grundlagen geschaffen. Darüber hinaus sollen die Detektoren weiter in physikalisch relevanten Experimenten eingesetzt werden, wie bei den bereits mehrfach diskutierten Untersuchungen zu Energie- und Massenverteilungen von Spaltfragmenten, der Identifikation superschwerer Elemente, der Identifikation von Reaktionsprodukten in Experimenten mit radioaktiven Ionenstrahlen, der Beschleuniger-Massenspektrometrie oder auch in weiteren Messreihen zur Bestimmung von Energieverlusten niederenergetischer Schwerionen in Materie. Im letzteren Fall könnten insbesondere Untersuchungen von Energieverlust-Straggling oder von Channeling-Effekten von der hervorragenden Energieauflösung der CLTDs profitieren. Ein größeres Array, bestehend aus vielen Einzeldetektoren, gibt zudem die Möglichkeit zur Bestimmung winkelabhängiger Energieverluste bei der Transmission der Teilchen durch die Absorber. Solche Messungen sind im Hinblick auf die Trennung elektronischer und nuklearer Energieverluste und somit eine simultane Untersuchung beider Prozesse von besonderem Interesse. Alle zuletzt genannten Anwendungsmöglichkeiten in Energieverlust-Messungen stellen jedoch auch höhere Ansprüche an den experimentellen Aufbau und insbesondere an die Qualität der Targets, hier vor allem bezüglich der Homogenität der Absorberdicken.

Anhang A

Zusammenstellung der numerischen Ergebnisse aus den dE/dx-Messungen mit Uran- und Xenon-Ionen

U in C		relative Fehler $\Delta S/S$ in %				
E/A_1 [MeV/u]	$S_{el}(E)$ [$\frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2}$]	$(\frac{\Delta S}{S})^{stat}$	$(\frac{\Delta S}{S})_{det}^{sys}$	$(\frac{\Delta S}{S})_{asym}^{sys}$	$(\frac{\Delta S}{S})_d^{sys}$	$(\frac{\Delta S}{S})_{ges}$
Messbereich 1:						
0.097	22.4	4.2	0.4	2.5	6.0	7.7
0.103	24.2	2.2	0.3	2.5	6.0	6.9
0.112	25.6	1.6	0.3	2.5	6.0	6.7
0.121	25.7	1.3	0.3	2.5	6.0	6.6
0.130	27.8	1.1	0.3	2.5	6.0	6.6
0.139	29.3	1.2	0.3	2.5	6.0	6.6
0.148	30.7	1.0	0.3	2.5	6.0	6.6
0.157	32.2	0.9	0.3	2.5	6.0	6.6
0.166	33.6	0.8	0.3	2.5	6.0	6.6
0.175	35.2	1.0	0.2	2.5	6.0	6.6
0.184	36.6	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.193	38.2	0.8	0.2	2.5	6.0	6.5
0.202	40.2	0.8	0.2	2.5	6.0	6.5
0.210	41.6	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.219	43.5	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.228	45.2	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5
0.238	46.7	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.246	48.1	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.255	50.0	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5

0.264	51.5	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.273	53.4	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5
0.282	55.3	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.289	56.4	0.9	0.2	2.5	6.0	6.6
Messbereich 2:						
0.241	47.1	0.8	0.2	2.5	6.0	6.5
0.276	53.2	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5
0.325	62.2	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5
0.374	70.4	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5
0.421	76.4	0.6	0.2	2.5	6.0	6.5
0.472	82.4	0.7	0.2	2.5	6.0	6.5
0.523	87.7	0.8	0.2	2.5	6.0	6.5
0.571	94.5	0.8	0.3	2.5	6.0	6.6
0.621	97.0	1.1	0.3	2.5	6.0	6.6
0.670	99.7	1.0	0.3	2.5	6.0	6.6
0.721	102.2	1.3	0.3	2.5	6.0	6.6
0.770	105.6	1.4	0.3	2.5	6.0	6.7
0.820	108.6	1.5	0.3	2.5	6.0	6.7
0.869	108.3	1.5	0.3	2.5	6.0	6.7
0.922	112.6	1.9	0.3	2.5	6.0	6.8
0.970	113.0	1.6	0.3	2.5	6.0	6.7
1.022	111.1	1.9	0.3	2.5	6.0	6.8
1.071	112.8	1.7	0.3	2.5	6.0	6.7
1.125	112.9	2.3	0.3	2.5	6.0	6.9
1.175	117.6	3.2	0.3	2.5	6.0	7.3
1.221	118.9	2.1	0.3	2.5	6.0	6.8
1.276	115.3	3.0	0.4	2.5	6.0	7.1
1.324	125.5	2.3	0.4	2.5	6.0	6.9
1.374	130.1	2.6	0.4	2.5	6.0	7.0
1.420	133.4	2.2	0.4	2.5	6.0	6.9

Tabelle A.1: Gemessene Werte für die elektronische Stopping Power S_{el} von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff als Funktion der Ionenenergie pro Nukleon E/A_1 . ΔS^{stat} = statistische Fehler und ΔS_{det}^{sys} = systematische Fehler, die aus der Energiemessung mit dem E-ToF-System resultieren. Die Umrechnung der statistischen und systematischen Fehlerbeiträge aus der Bestimmung von E in Werte für S wurden dabei bereits mit einbezogen. ΔS_{asym}^{sys} = Fehler, der sich aus der Asymmetrie der gemessenen Energieverlust-Verteilungen ergibt. ΔS_d^{sys} = Fehler aus der Bestimmung der Absorberdicke. Der Gesamtfehler ΔS_{ges} wurde durch quadratische Summation der vier zuvor genannten Beiträge bestimmt. Die graphische Darstellung der Werte findet sich in Abbildung 7.12. Die Tabelle ist in zwei Messbereiche unterteilt, die jeweils separaten Messungen entsprechen.

U in Au

E/A_1	$S_{el}(E)$	relative Fehler $\Delta S/S$ in %				
[MeV/u]	$\left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2} \right]$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)^{stat}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{det}^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{asym}^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_d^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{ges}$
Messbereich 1:						
0.101	3.86	10.8	1.2	1.6	7.7	13.4
0.106	4.69	6.7	1.0	1.6	7.7	10.4
0.115	5.36	4.8	1.0	1.6	7.7	9.3
0.124	5.32	4.3	1.0	1.6	7.7	9.0
0.133	5.53	3.0	1.1	1.6	7.7	8.5
0.143	5.89	3.3	1.1	1.6	7.7	8.6
0.152	5.97	3.4	1.1	1.6	7.7	8.6
0.161	6.42	3.1	1.1	1.6	7.7	8.5
0.170	6.55	2.6	1.2	1.6	7.7	8.4
0.179	7.05	2.4	1.2	1.6	7.7	8.3
0.188	7.05	2.9	1.2	1.6	7.7	8.5
0.198	7.16	2.7	1.2	1.6	7.7	8.4
0.207	7.94	2.3	1.2	1.6	7.7	8.3
0.216	8.10	2.6	1.2	1.6	7.7	8.4
0.225	8.55	2.3	1.2	1.6	7.7	8.3
0.235	8.74	2.0	1.2	1.6	7.7	8.2
0.243	9.70	2.2	1.1	1.6	7.7	8.3
0.253	9.79	2.3	1.2	1.6	7.7	8.3
0.261	9.90	2.1	1.2	1.6	7.7	8.2
0.271	10.28	2.1	1.2	1.6	7.7	8.2
0.280	10.96	2.0	1.2	1.6	7.7	8.2
0.289	11.04	1.8	1.2	1.6	7.7	8.2
0.296	11.42	2.9	1.2	1.6	7.7	8.5
Messbereich 2:						
0.247	9.22	2.0	0.5	1.6	7.7	8.1
0.284	10.36	1.3	0.5	1.6	7.7	8.0
0.334	11.93	1.3	0.5	1.6	7.7	8.0
0.383	14.12	1.2	0.5	1.6	7.7	8.0
0.432	16.33	1.3	0.5	1.6	7.7	8.0
0.483	17.61	1.2	0.5	1.6	7.7	8.0
0.533	18.79	1.4	0.5	1.6	7.7	8.0
0.584	20.01	1.6	0.5	1.6	7.7	8.0
0.631	21.17	1.7	0.5	1.6	7.7	8.1
0.682	21.84	1.9	0.5	1.6	7.7	8.1
0.734	22.27	2.3	0.5	1.6	7.7	8.2
0.783	24.17	2.4	0.5	1.6	7.7	8.2
0.834	24.67	2.7	0.6	1.6	7.7	8.3
0.883	23.96	2.8	0.6	1.6	7.7	8.4

0.935	25.04	3.0	0.6	1.6	7.7	8.4
0.985	26.31	3.1	0.6	1.6	7.7	8.5
1.035	27.71	3.3	0.6	1.6	7.7	8.6
1.083	27.62	3.6	0.6	1.6	7.7	8.7
1.135	28.80	3.7	0.6	1.6	7.7	8.7
1.185	27.56	3.6	0.7	1.6	7.7	8.7
1.236	28.59	4.0	0.7	1.6	7.7	8.9
1.283	32.89	3.5	0.6	1.6	7.7	8.6
1.330	35.61	4.1	0.6	1.6	7.7	8.9
1.385	36.95	4.7	0.6	1.6	7.7	9.2
1.436	37.16	5.4	0.6	1.6	7.7	9.5

Tabelle A.2: Gemessene Werte für die elektronische Stopping Power S_{el} von ^{238}U -Ionen beim Durchgang durch Gold. Die Definition der Größen und Berechnung der Fehlerbeiträge ist analog zu denen aus Tabelle A.1. Die graphische Darstellung der Werte findet sich in Abbildung 7.13

Xe in C						
E/A_1	$S_{el}(E)$	relative Fehler $\Delta S/S$ in %				
[MeV/u]	$\left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2} \right]$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)^{stat}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{det}^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{asym}^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_d^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{ges}$
Messung mit Target 2 (53 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$):						
0.053	11.72	1.7	0.8	2.0	2.0	3.4
0.064	13.64	0.6	0.7	2.0	2.0	3.0
0.077	15.74	0.4	0.7	2.0	2.0	2.9
0.091	17.97	0.2	0.7	2.0	2.0	2.9
0.105	20.27	0.2	0.6	2.0	2.0	2.9
0.121	22.88	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.138	25.52	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.156	28.33	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.175	31.23	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.195	34.18	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.216	37.17	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.239	40.06	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.262	42.98	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.287	45.81	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.313	48.43	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.340	50.92	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.369	53.25	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.398	55.53	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
Messung mit Target 3 (599 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$):						
0.428	57.99	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.471	60.79	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.517	63.27	0.1	0.7	2.0	2.0	2.9
0.565	65.56	0.1	0.7	2.0	2.0	2.9
0.616	67.67	0.1	0.7	2.0	2.0	2.9
0.670	69.68	0.1	0.8	2.0	2.0	2.9
0.726	71.28	0.1	0.8	2.0	2.0	2.9
0.784	72.94	0.1	0.9	2.0	2.0	3.0
0.846	74.20	0.1	0.9	2.0	2.0	3.0

Tabelle A.3: Gemessene Werte für die elektronische Stopping Power S_{el} von ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff. Die Definition der Größen ist identisch mit denen aus Tabelle A.1. Eine graphische Darstellung der Werte findet sich in Abbildung 7.39.

Xe in Ni						
E/A_1	$S_{el}(E)$	relative Fehler $\Delta S/S$ in %				
[MeV/u]	$\left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2} \right]$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)^{stat}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{det}^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{asym}^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_d^{sys}$	$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{ges}$
Messung mit Target 5 (152 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$):						
0.090	7.97	1.9	0.6	2.0	2.0	3.5
0.104	8.68	1.5	0.6	2.0	2.0	3.3
0.120	9.52	1.2	0.6	2.0	2.0	3.1
0.137	10.44	0.8	0.6	2.0	2.0	3.0
0.155	11.38	0.6	0.6	2.0	2.0	2.9
0.174	12.41	0.4	0.5	2.0	2.0	2.9
0.194	13.45	0.3	0.5	2.0	2.0	2.9
0.216	14.50	0.3	0.5	2.0	2.0	2.9
0.238	15.54	0.2	0.5	2.0	2.0	2.9
0.262	16.63	0.2	0.5	2.0	2.0	2.9
0.287	17.74	0.2	0.5	2.0	2.0	2.9
0.313	18.76	0.2	0.5	2.0	2.0	2.9
0.340	19.82	0.2	0.6	2.0	2.0	2.9
0.369	20.95	0.2	0.6	2.0	2.0	2.9
0.398	21.90	0.3	0.6	2.0	2.0	2.9
0.429	23.11	0.5	0.6	2.0	2.0	2.9
Messung mit Target 6 (602 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$):						
0.470	24.33	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.514	25.64	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.561	26.95	0.1	0.6	2.0	2.0	2.9
0.609	28.33	0.1	0.7	2.0	2.0	2.9
0.659	29.65	0.1	0.7	2.0	2.0	2.9
0.712	30.93	0.1	0.7	2.0	2.0	2.9
0.766	32.18	0.1	0.8	2.0	2.0	2.9
0.824	33.48	0.1	0.8	2.0	2.0	2.9
0.882	34.69	0.1	0.8	2.0	2.0	2.9
0.943	36.14	0.1	0.9	2.0	2.0	3.0

Tabelle A.4: Gemessene Werte für die elektronische Stopping Power S_{el} von ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch Nickel. Die Definition der Größen ist identisch mit denen aus Tabelle A.1. Eine graphische Darstellung der Werte findet sich in Abbildung 7.40.

Xe in Au		relative Fehler $\Delta S/S$ in %				
E/A_1	$S_{el}(E)$	$(\frac{\Delta S}{S})^{stat}$	$(\frac{\Delta S}{S})_{det}^{sys}$	$(\frac{\Delta S}{S})_{asym}^{sys}$	$(\frac{\Delta S}{S})_d^{sys}$	$(\frac{\Delta S}{S})_{ges}$
[MeV/u]	$[\frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2}]$					
Messung mit Target 7 (363 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$):						
0.076	3.28	4.4	0.6	2.0	5.0	7.0
0.089	3.75	2.2	0.6	2.0	5.0	5.9
0.104	4.11	1.5	0.6	2.0	5.0	5.6
0.119	4.51	1.7	0.6	2.0	5.0	5.7
0.136	5.07	1.2	0.5	2.0	5.0	5.5
0.153	5.57	1.1	0.5	2.0	5.0	5.5
0.172	6.18	1.0	0.5	2.0	5.0	5.5
0.192	6.83	0.7	0.5	2.0	5.0	5.5
0.213	7.50	0.6	0.5	2.0	5.0	5.4
0.236	8.21	0.5	0.5	2.0	5.0	5.4
0.259	8.89	0.5	0.5	2.0	5.0	5.4
0.283	9.54	0.4	0.5	2.0	5.0	5.4
0.309	10.28	0.4	0.5	2.0	5.0	5.4
0.336	10.98	0.4	0.5	2.0	5.0	5.4
0.364	11.71	0.4	0.5	2.0	5.0	5.4
0.393	12.33	0.7	0.6	2.0	5.0	5.5
0.424	13.02	1.0	0.6	2.0	5.0	5.5
0.455	13.85	1.5	0.6	2.0	5.0	5.6

Tabelle A.5: Gemessene Werte für die elektronische Stopping Power S_{el} von ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch Gold. Die Definition der Größen ist identisch mit denen aus Tabelle A.1. Eine graphische Darstellung der Werte findet sich in Abbildung 7.41.

Anhang B

Zusätzliche Analysen bezüglich der Messungen am Tandem-Beschleuniger des MPI (Kapitel 6)

B.1 Energie-Pulshöhen-Linearität der CLTDs

Die Untersuchungen zur Energie-Pulshöhen-Linearität der CLTDs am Tandem Beschleuniger des MPI Heidelberg wurden detailliert in Abschnitt 6.1.1 beschrieben. An dieser Stelle sind lediglich die Resultate aller 8 Pixel des Arrays in Abbildung B.1 zusammengestellt. Für eine genaue Beschreibung der Graphen sei auf den entsprechenden Abschnitt im Haupttext bzw. die analoge Darstellung für eines der CLTD-Pixel in Abbildung 6.2b verwiesen.

B.2 Streuprozesse in den E-ToF-Messungen

Bei den kombinierten Energie-Flugzeit-Messungen am Tandem-Beschleuniger des MPI (Kapitel 6.2) wurde in Messungen mit zunächst monoenergetischen $^{63}\text{Cu}^{9+}$ - bzw. $^{65}\text{Cu}^{9+}$ -Ionenstrahlen ein ungewöhnlich hoher Untergrund in Form zusätzlicher Ladungszustände und Isotope sowie verbreiteter Energieverteilungen beobachtet (siehe Abbildungen 6.5 und 6.6). Die Entstehung dieses Untergrundes wurde auf Streuprozesse der Ionen an unterschiedlichen Stellen der Strahlführung zurückgeführt und im Haupttext in Abschnitt 6.2.2 bereits zusammengefasst diskutiert. Die Details zur Erklärung der beobachteten Strukturen, die in Abbildung 6.5a mit (a) bis (e) einzeln markiert sind, werden an dieser Stelle beschrieben.

Peaks (a), (b) und (c): Die Verteilung der Messpunkte und die jeweilige Lage auf den beiden Massekurven legt die Vermutung nahe, dass es sich hier-

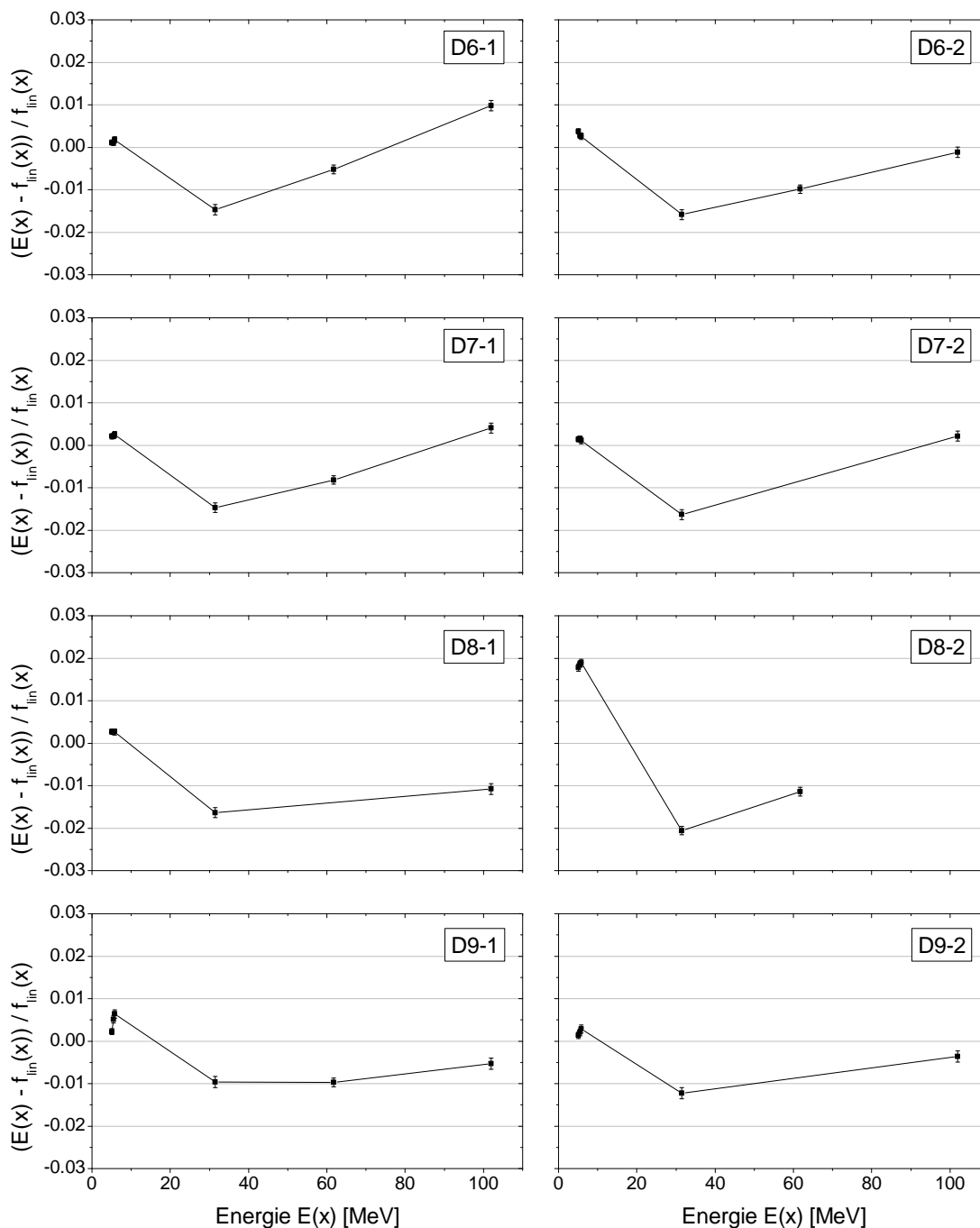


Abbildung B.1: Energie-Pulshöhen-Linearität aller 8 CLTD-Pixel in den Messungen mit α -Teilchen (5 – 6 MeV) und ^{32}S -Ionen (30 – 100 MeV) am Tandem-Beschleuniger des MPI. Dargestellt ist jeweils, analog zu Abbildung 6.2b, die relative Abweichung der Teilchenenergie $E(x)$ von einem linearen Fit $f_{lin}(x)$ (Ursprungsgerade) als Funktion der Teilchenenergie. Aufgrund von Schwierigkeiten bei der Strahlfokussierung sind für einige Pixel bei bestimmten Energien keine Messwerte vorhanden. Zur besseren Übersicht sind die Messpunkte mit Linien verbunden.

bei um ${}^{65}\text{Cu}^{9+}$ (a) und um 8^+ -Ladungszustände der ${}^{63,65}\text{Cu}$ -Isotope (b,c) handelt, die die gleiche magnetische Steifigkeit p/q wie die ${}^{63}\text{Cu}^{9+}$ -Ionen besitzen und somit die magnetischen Filter der Strahlführung passieren können. Die aus den Messdaten bestimmten mittleren Massen der drei Peaks liegen bei $m_a = (64.92 \pm 0.10_{stat})$ u, $m_b = (62.74 \pm 0.02_{stat})$ u bzw. $m_c = (64.60 \pm 0.07_{stat})$ u und können daher jeweils den Isotopen ${}^{63}\text{Cu}$ und ${}^{65}\text{Cu}$ zugeordnet werden. Die geringfügigen Abweichungen der gemessenen zu den tatsächlichen Massewerten (Tabelle 6.3) für die beiden Peaks bei niedriger Energie von $(m_b - m_{63})/m_{63} = (0.30 \pm 0.03_{stat})\%$ und $(m_c - m_{65})/m_{65} = (0.51 \pm 0.11_{stat})\%$ werden dabei durch systematische Unsicherheiten in der Detektorkalibrierung verursacht. Die geringfügige Änderung des erwarteten Energieverlustes in den Folien des ToF-Detektors δE_{MCP} aufgrund der geringeren Teilchenenergien liegt bei 8 – 10 keV pro Folie und wurde bei diesen sowie in den folgenden Überlegungen berücksichtigt.

Für eine eindeutige Identifikation der unterschiedlichen Peaks, müssen deren mittlere Ionenenergien vor dem ToF-Spektrometer $E_{tan} = E_{CLTD} + 2\delta E_{MCP}$ in Relation zueinander betrachtet werden. Für den Krümmungsradius r eines Teilchens mit der Ladung q , das ein Magnetfeld B passiert, gilt

$$\frac{mv^2}{r} = qvB. \quad (\text{B.1})$$

Die Umlenkung der Ionen in den Magneten selektiert somit alle Ionen mit gleichem Bahnradius über die Bedingung

$$\frac{mE}{q^2} = \frac{(Br)^2}{2} = const. \quad (\text{B.2})$$

Entsprechend gilt für Isobare, die den Impulsfilter passieren $E \sim q^2$ und für Ionen gleicher Ladung aber unterschiedlicher Masse $E \sim 1/m$.

Betrachtet man zunächst den Peak (b) so zeigt sich, dass das Verhältnis $E_{tan}(b)/E_{tan}({}^{63}\text{Cu}^{9+})$ mit einer Abweichung von lediglich $(0.06 \pm 0.03_{stat})\%$ dem Verhältnis der Ladungsquadrate $q_1^2/q_2^2 = 8^2/9^2$ entspricht. Dieser Peak kann somit eindeutig dem 8^+ -Ladungszustand von ${}^{63}\text{Cu}$ zugeordnet werden. Um den Einfluss von Kalibrierungsfehlern zu reduzieren, werden für die beiden anderen Peaks jeweils die Relationen zum Nachbar-Peak betrachtet. Der Wert für das Verhältnis $E_{tan}(b)/E_{tan}(c)$ weicht nur um $(0.16 \pm 0.08_{stat})\%$ von dem Verhältnis der Isotopenmassen $m_{65\text{Cu}}/m_{63\text{Cu}}$ ab, während die Abweichung von $E_{tan}({}^{63}\text{Cu}^{9+})/E_{tan}(a)$ zu diesem Massenverhältnis mit $(0.02 \pm 0.12_{stat})\%$ bereits innerhalb der statistischen Messgenauigkeit liegt. Dem-

entsprechend können die Peaks (a) und (c) 9^+ bzw. 8^+ -Ladungszuständen von ^{65}Cu -Isotopen zugeordnet werden.

Die Werte zeigen eindeutig, dass alle vier Peaks in Abbildung 6.5 von Ionen mit gleicher magnetischer Steifigkeit stammen. Die Quelle liegt demzufolge bei der Streuung der Ionen an Kollimatoren und Restgas vor dem letzten Umlenkmagneten. Hierbei bewirken die Streuprozesse zunächst eine breite Energie- und Ladungsverteilung des Ionen-Strahls, aus der schließlich alle Ionen, die nicht das passende Impuls-zu-Ladungs-Verhältnis p/q haben, durch mindestens einen der Magneten heraus gefiltert werden.

Verteilung (d): Diese Verteilung entsteht durch Ionen, die zwischen Flugzeit- und Energiemessung einen Teil ihrer Energie verloren haben. Eine potentielle Quelle hierfür ist die Streuung der Projektile an den Anodendrähten des hinteren Time-Pickoff-Detektors oder an den Blenden des Kryostaten. In dieser Häufigkeit auftretende große Energieverluste bei elastischen Stößen mit den Atomkernen in der C-Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors (nuklearer Energieverlust) konnten anhand einer Simulation mit SRIM ausgeschlossen werden.

Verteilung (e): Da diese Punkte auf der Massekurve von ^{63}Cu liegen, muss ein Energieverlust der Ionen vor, oder zumindest zu Beginn, der Flugzeitmessung erfolgen. Dies kann aus Streuung der Projektile an (i) den Anodendrähten des vorderen Time-Pickoff-Detektors, (ii) Kollimatoren der Strahlführung und (iii) Restgas im Vakuum des Strahlrohrs resultieren. Aufgrund der Breite der Verteilung muss die Streuung für die beiden letzteren Punkte allerdings hinter dem letzten Impulsfilter (Magneten) erfolgen.

Anhang C

Zusätzliche Analysen bezüglich der Messungen am UNILAC-Beschleuniger der GSI (Kapitel 7.1)

C.1 Detektorkalibrierung

Die wichtigsten Punkte bezüglich der Kalibrierung des E-ToF-Systems für die Messungen am UNILAC mit ^{238}U -Ionen wurden in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Im Folgenden werden weitere Details insbesondere bezüglich der Kalibrierung des ToF-Detektors und der Fehlerbetrachtungen bei der Energiekalibrierung beider Detektor-Systeme diskutiert.

Flugzeit- und Energiekalibrierung des ToF-Spektrometers

Bei der Beschreibung der Ausleseelektronik in Kapitel 4 wurde erwähnt, dass die TAC-Signale, zur einfachen und schnellen Integration der ToF-Signalauslese in die Datenaufnahme der CLTDs, über ein NI-9201-ADC digitalisiert wurden. Während der Optimierung der Detektorparameter und der Elektronik hat sich herausgestellt, dass das Eingangsruschen und die vergleichsweise geringe 12-Bit-Auflösung¹ dieses Moduls ab einem TAC-Messbereich von 200 ns die Auflösung des ToF-Detektors limitieren. Daher wurden sämtliche dE/dx -Messungen bei einem TAC-Messbereich von 100 ns durchgeführt. Unglücklicherweise kann mit dieser Einstellung der komplette angestrebte Energiebereich für die dE/dx -Messungen von 0.1 bis ca. 1.4 MeV/u, was bei diesem Experimentaufbau Ionen-

¹Die 12 Bit entsprechen 4096 Kanälen im Bereich $\pm 10\text{V}$. Da der Bereich der TAC-Ausgangssignale 0 – 10V beträgt, können hiervon nur 2048 Kanäle verwendet werden. In einem TAC-Messbereich von 200 ns entspricht dies bereits einer minimalen TDC-Auflösung von ca. 100 ps/Kanal

Flugzeiten durch das ToF-Spektrometer von $t_f \approx 240 - 65$ ns entspricht, nicht in einer einzigen Messung abgedeckt werden. Daher wurden für beide Absorberfolien je zwei Messungen durchgeführt, wobei die Signallaufzeiten der Start- und Stopp-Zähler mit Kabel-Delays jeweils an den gewünschten Ionen-Flugzeitbereich und den TAC-Messbereich angepasst wurden. In den Kalibrierungsmessungen zur Bestimmung des Zeitoffsets t_0 hingegen, müssen sowohl die Kalibrierungslinie als auch der später gewünschte Messbereich für die Ionen-Flugzeiten durch den TAC-Messbereich abgedeckt werden. In Folge dessen wurden die Kalibrierungsmessungen zur Bestimmung von t_0 in einem TAC-Messbereich von 200 ns durchgeführt.

Die Kalibrierung der Zeitachse des TDC erfolgte über einen sogenannten „Time Calibrator“ (Modell: Ortec Time Calibrator 462). Dieser erzeugt in zeitlich gleichmäßigen Abständen präzise Pulse, die auf die Start- und Stopp-Eingänge des TDC gegeben werden. Abbildung C.1a zeigt exemplarisch ein entsprechendes TDC-Spektrum. Die hohe Anzahl an gleichmäßig über den kompletten Messbereich verteilten Kalibrierungslinien, die innerhalb einer kurzen Messzeit von nur wenigen Minuten aufgenommen werden können, erlaubt somit eine schnelle und präzise Kalibrierung der Zeitachse des TDC. Insbesondere ermöglicht die hohe Dichte an Linien eine Parametrisierung der gemessenen Zeitdifferenz t_{TDC} als Funktion der TDC-Pulshöhe mit Polynomen höherer Ordnungen und somit eine Anpassung der Kalibrierungskurve an etwaige Nicht-Linearitäten des TDC (Abbildung C.1b und C.1c). Der Fehler in der Achsenkalibrierung ergibt sich aus den maximalen Abweichungen der Messpunkte von der Kalibrierungsfunktion von ± 10 ps und der angegebenen Genauigkeit des TC 462 bei der Erzeugung der 10 ns-Intervalle von 0.1 %.

Zur Bestimmung des Zeit-Offsets t_0 wurden Messungen mit monoenergetischen ($E \approx 3.6$ MeV/u) ^{238}U -Ionen, unter Verwendung des dünnen Au-Streutargets (siehe Abschnitt 7.1.1), durchgeführt. Da in diesen Untersuchungen die beiden MCP-Detektoren erneut so verschaltet wurden, dass der hintere Time-Pickoff-Detektor das Start- und der vordere das Stopp-Signal erzeugt, ergibt sich der Offset t_0 aus der gemessenen Zeit t_{TDC} und der Kalibrierungsflugzeit $t_{f,0}$ nach Gleichung 6.2. Bei der Berechnung von $t_{f,0}$ ist zu beachten, dass die Ionen an einigen Stellen zwischen Beschleuniger und ToF-Strecke geringfügige Energieverluste erleiden. Die Einschussenergie der Ionen vom Beschleuniger E_0 , die einzelnen Beiträge zum Energieverlust, die resultierende Energie innerhalb der Flugstrecke $E_{tof,0}$ sowie die daraus bestimmte Flugzeit $t_{f,0}$ sind in Tabelle C.1 zusammengestellt. $\delta E_{ST,elekt}$ und δE_{MCP1} sind dabei jeweils die mit SRIM berechneten elektronischen Energieverluste der Projektile beim Durchgang durch das $97 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Au-Streutarget bzw. die $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke C-Folie des vorderen Time-Pickoff-Detektors (MCP1). $\delta E_{ST,nukl}$ hingegen beschreibt den Energieverlust der Projek-

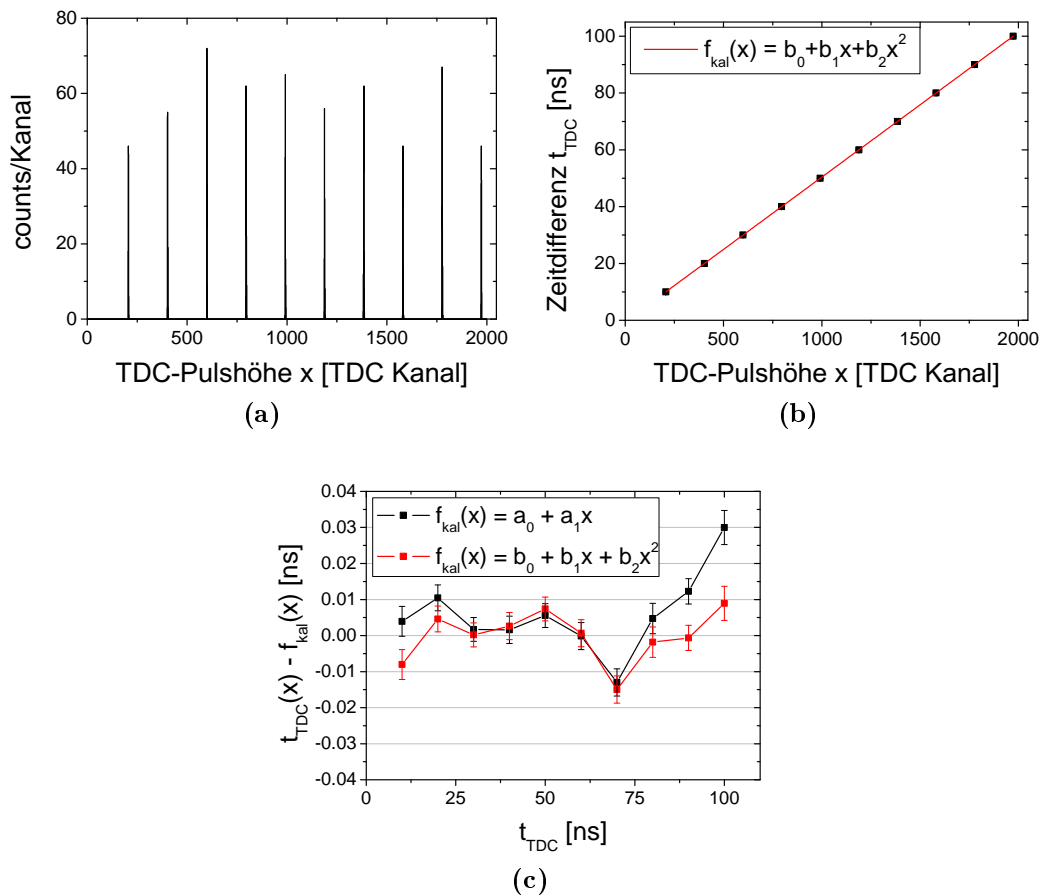


Abbildung C.1: Kalibrierung der TDC-Zeitachse mittels eines Time Calibrators. (a): TDC-Pulshöhenspektrum. Die Abstände zwischen den Linien betragen jeweils 10 ns. Der TAC-Messbereich beträgt 100 ns. (b): Zeitdifferenz t_{TDC} als Funktion der gemessenen TDC-Pulshöhe x , mit einem Fit der Daten über ein Polynom 2. Ordnung $f_{kal}(x) = b_0 + b_1x + b_2x^2$. In dieser Darstellung sind die Fehler kleiner als die Datenpunkte. (c): Abweichung der Messpunkte in (b) von einer linearen Fitfunktion (schwarz) und einem Fit mit einem Polynom 2. Ordnung (rot). Letzteres wurde aufgrund der besseren Anpassung an das nicht-lineare Verhalten am oberen Ende des Messbereiches zur Kalibrierung des TDC verwendet.

E_0 [MeV]	$\delta E_{ST,elekt}$ [MeV]	$\delta E_{ST,nukl}$ [MeV]	δE_{MCP1} [MeV]	$E_{tof,0}$ [MeV]	$t_{f,0}$ [ns]
866.1(13)	4.83(55)	7.95(32)	1.39(16)	851.9(17)	40.49(12)

Tabelle C.1: Bestimmung der Ionen-Flugzeit $t_{f,0}$ im ToF-Spektrometer bei einer Einschussenergie seitens des Beschleunigers von $E_0 = 3.638(5)$ MeV/u. Der Wert für E_0 wurde mit einer Genauigkeit von 1.5‰ angegeben [Dah11]. Zur Definition der Größen, siehe Text. Die Fehler von $\delta E_{ST,elekt}$ und δE_{MCP1} ergeben sich jeweils durch quadratische Addition der Unsicherheit in der Foliendicke von 10 % und dem Fehler der SRIM-Berechnungen von 5.5 % [Zie13] zu einem Gesamtfehler von 12 %. Der Fehler in $\delta E_{ST,nukl}$ resultiert aus der Unsicherheit des Messwinkels von 0.1° und der Fehler in $E_{tof,0}$ aus der quadratischen Addition der vier zuvor genannten Fehlerbeiträge. Die Unsicherheit in $t_{f,0}$ wurde nach der Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler von $E_{tof,0}$ und dem der Flugstrecke ($s = 1.061(3)$ m) bestimmt.

tile bei der Rutherford-Streuung innerhalb des Streutargets. Der Wert für den Messwinkel von $\theta_{lab} = 5^\circ$ ergibt sich dabei aus Gleichung 2.9 und der Umrechnung zwischen CM-Winkel θ und Laborwinkel

$$\tan(\theta_{lab}) = \frac{\sin\theta}{M_1/M_2 + \cos\theta}. \quad (C.1)$$

Aus der Subtraktion der drei Energieverlust-Werte von der Einschussenergie E_0 erhält man schließlich die Kalibrierungsenergie $E_{tof,0}$ und nach Gleichung 6.1, mit der Ionen-Masse $m = 238.051$ u [LBN12], die entsprechende Flugzeit $t_{f,0}$.

Für die Untersuchungen der Stopping Power sind die mit dem ToF-Detektor bestimmten Energiewerte E_{tof} ausschlaggebend. Daher wird im Folgenden der Einfluss der zur Kalibrierung des Spektrometers benutzten fehlerbehafteten Größen, d.h. der Flugstrecke s , der Kalibrierungsenergie $E_{tof,0}$ und der Zeitachsen-Kalibrierung des TDC, auf die Energiemessung untersucht. Der Einfachheit halber kann für diese Betrachtungen die nicht-relativistische Näherung

$$E_{tof} = \frac{m s^2}{2 t_f^2} \quad (C.2)$$

verwendet werden. Ausgedrückt in den Basisgrößen s , $E_{tof,0}$ und $\delta t_{TDC} := t_{TDC,0} - t_{TDC}$, wobei letzteres die mit dem TDC gemessene Differenz zwischen der Kalibrierungslinie $t_{TDC,0}$ und dem Messwert t_{TDC} darstellt, ergibt sich

$$E_{tof} = \frac{m}{2} s^2 \left(s \sqrt{\frac{m}{2E_{tof,0}}} + \delta t_{TDC} \right)^{-2}. \quad (C.3)$$

Nach der Fehlerfortpflanzung erhält man daraus die einzelnen Beiträge zur rela-

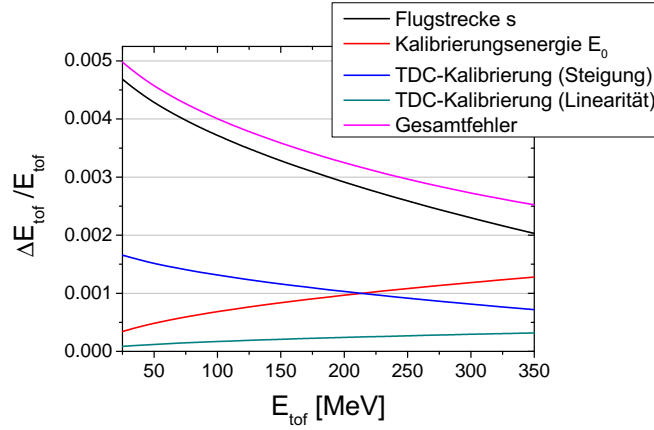


Abbildung C.2: Systematische Fehlerbeiträge bei der Energiekalibrierung des ToF-Spektrometers im Energiebereich der durchgeführten Stopping Power Messungen. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der Einzelfehler.

tiven Unsicherheit in der Energiebestimmung des ToF-Detektors zu

$$\left(\frac{\Delta E_{tof}}{E_{tof}} \right)_s = 2 \frac{\Delta s}{s} \left(1 - \frac{t_{f,0}}{t_f} \right) \quad (C.4)$$

$$\left(\frac{\Delta E_{tof}}{E_{tof}} \right)_{E_{tof,0}} = \frac{\Delta E_{tof,0}}{E_{tof,0}} \cdot \frac{t_{f,0}}{t_f} \quad (C.5)$$

$$\left(\frac{\Delta E_{tof}}{E_{tof}} \right)_{\delta t_{TDC}} = 2 \left[\frac{\Delta b}{b} \left(1 - \frac{t_{f,0}}{t_f} \right) + \frac{\Delta a}{t_f} \right]. \quad (C.6)$$

Die letzte Gleichung beschreibt dabei den Einfluss der TDC-Kalibrierung mit den oben diskutierten Fehlern in der Steigung $\Delta b/b = 0.1\%$ und den maximalen Abweichungen der Messwerte vom Kalibrierungsfit $\Delta a = 10$ ps. Aufgrund der Energieabhängigkeit der einzelnen Beiträge sind diese graphisch für den Messbereich von 25 – 350 MeV in Abbildung C.2 dargestellt. Wie üblich wurde dabei der Gesamtfehler aus der quadratischen Addition der einzelnen voneinander unabhängigen Fehlerbeiträge bestimmt. Die Werte zeigen, dass der Kalibrierungsfehler des ToF-Spektrometers im Wesentlichen durch die Genauigkeit, mit der die Flugstrecke vermessen wurde, bestimmt ist. Dennoch ist der Gesamtfehler im kompletten Messbereich kleiner als 0.5%, weswegen auf aufwendigere Methoden für eine präzisere Vermessung der Flugstrecke verzichtet werden konnte.

Energiekalibrierung der CLTDs

Die Methode zur Energiekalibrierung der CLTDs über die im ToF-Detektor ko-zident gemessenen Energien einzelner Ionen (ToF-basierte CLTD-Kalibrierung) wurde bereits in Abschnitt 7.1.2 ausführlich diskutiert. An dieser Stelle werden daher lediglich die Betrachtungen bezüglich der systematischen Unsicherheiten

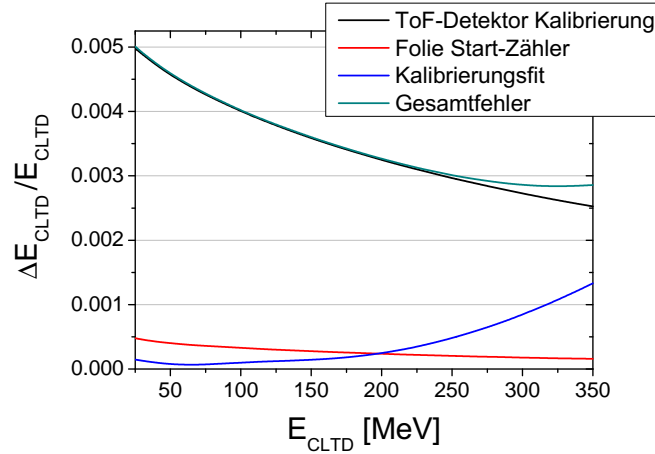


Abbildung C.3: Systematische Fehlerbeiträge bei der Energiekalibrierung der CLTDs im Energiebereich der durchgeführten dE/dx -Messungen. Der Fehler aus der ToF-Kalibrierung ist der Gesamtfehler aus Abbildung C.2. Der Beitrag der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors (hier: Start-Zähler) ergibt sich aus einem relativen Fehler von 12 % bei der Berechnung des Energieverlustes δE_{MCP2} (10 % Fehler in Foliendicke und 5.5 % Fehler in SRIM-Rechnung). Der Beitrag des Kalibrierungsfits wurde aus der Kovarianzmatrix der χ^2 -Minimierung bestimmt. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der restlichen Fehler.

der CLTD-Kalibrierung angestellt. Diese setzen sich zum einen aus dem Fehler bei der Angabe der Kalibrierungsenergien, also aus dem im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Kalibrierungsfehler des ToF-Detektors ΔE_{tof} und dem Fehler bei der Berechnung der Energieverluste in der Folie des hinteren Time-Pickoff-Detektors $\Delta(\delta E_{MCP2})$, und zum anderen aus dem Fitfehler bei der Parametrisierung der Messdaten ΔE_{fit} zusammen. Auch hier sind die einzelnen Größen energieabhängig und wurden daher für den Energiebereich der Untersuchungen in Abbildung C.3 graphisch dargestellt. Der Anstieg des Fitfehlers bei höheren Energien ist dabei auf die verhältnismäßig geringe Anzahl an Kalibrierungspunkten am oberen Ende des Fitbereiches zurückzuführen. Insgesamt zeigen die Werte, dass der Gesamtfehler der CLTD-Kalibrierung nahezu vollständig durch die Kalibrierung des ToF-Spektrometers bestimmt ist und somit im kompletten Untersuchungsbereich ebenfalls unterhalb von 0.5 % liegt.

C.2 Fehlerbetrachtung bezüglich der Dickenbestimmung der Absorberfolien durch α -Energieverlust-Messungen

In Abschnitt 7.1.4 wurden die Messungen zur Dickenbestimmung der Absorberfolien, die für die dE/dx -Messungen am UNILAC verwendet wurden (siehe Tabelle

Abs.	E-Kal.	Selbstabsorp.	Winkel	Statistik	Stabilität	δE_α -Mess.	SRIM	Gesamtfehler
C	1.7	0.6	0.4	0.6	0.8	2.1	5.6	6.0
Au	1.7	0.4	0.4	1.3	1.8	2.8	7.3	7.8

Tabelle C.2: Fehlerbeiträge zur Bestimmung der Absorberdicken durch Energieverlust-Messungen von α -Teilchen. Abs. = Absorber, E-Kal. = Beitrag der Energiekalibrierung, Selbstabsorp. = Beitrag der Selbstabsorption der α -Quelle, δE_α -Mess. = Gesamtfehler der Bestimmung des absoluten Energieverlustes (inkl. Winkelunsicherheit). Alle Werte sind als relative Fehler in % angegeben. Die jeweiligen Messfehler ergeben sich aus der quadratischen Addition der zuvor aufgelisteten Werte. Der Gesamtfehler wurde aus der quadratischen Summation des Messfehlers und des SRIM-Beitrages bestimmt.

7.3), über den Energieverlust von α -Teilchen aus einer ^{241}Am -Quelle diskutiert. Bezüglich der Fehler dieser Dickenbestimmung wurden allerdings lediglich die Endresultate zusammengefasst. Die unterschiedlichen Fehlerquellen, die bei der Berechnung des Gesamtfehlers berücksichtigt wurden, sind in Tabelle C.2 zusammengestellt und werden im Folgenden beschrieben.

Die erste systematische Fehlerquelle ist die Energiekalibrierung des Energiedetektors (PIN-Diode), deren Unsicherheit bei diesen Untersuchungen bei 1.7 % liegt. Allerdings wurde aufgrund der unbekanntenen Dicke der für die Kalibrierung verwendeten α -Quelle die Selbstabsorption, d.h. der Energieverlust innerhalb der Quelle, bei der Angabe der verwendeten Kalibrierungsenergien (siehe Abbildung 7.8a) nicht berücksichtigt. Aufgrund dieser Selbstabsorption liegen die tatsächlichen Energien der von der Quelle emittierten α -Teilchen ein wenig unterhalb der verwendeten Werte aus Abbildung 7.8a. Da jedoch die Kalibrierungslinien in einem engen Energiefenster von ca. 160 keV liegen, können die Energieabhängigkeit der Selbstabsorption und somit der Einfluss auf die Steigung der Kalibrierungsgeraden vernachlässigt werden. Bei der Bestimmung der Linien-Verschiebung δE_α spielt dieser Effekt daher keine Rolle. Für die Bestimmung von $S_\alpha(E_{av})$ hingegen werden die absoluten Teilchenenergien benötigt, wodurch die Vernachlässigung der Selbstabsorption unter Umständen merklich zum Messfehler beitragen kann. Der Einfluss auf die Messgenauigkeit lässt sich allerdings aus dem Offset der Kalibrierungsgeraden von 392 keV, der durch die Selbstabsorption der α -Quelle, die Totschicht der PIN-Diode und den Offset der Ausleseelektronik (Verstärker, ADC) verursacht wird, abschätzen. Der letzte genannte Beitrag wurde mittels eines Pulsgenerators vermessen und ergab einen Offset von -102 ADC-Kanälen, was bei der Energiemessung einem Offset von 343 keV entspricht. Die verbleibenden 49 keV sind daher auf die anderen beiden Beiträge zurückzuführen und stellen somit eine Abschätzung für den Maximalwert der Selbstabsorption dar. Das Resultat ist ein systematischer Fehler bei der Angabe der absoluten Ener-

gewerte von weniger als 0.9 %. Betrachtet man die Energieabhängigkeit der mit SRIM bestimmten Werte $S_\alpha(E)$ im untersuchten Energiebereich zeigt sich, dass der resultierende relative Fehler in den Angaben der Stopping Power für den C-Absorber bei $\Delta S_\alpha/S_\alpha < 0.6\%$ und für den Au-Absorber bei $\Delta S_\alpha/S_\alpha < 0.4\%$ liegt.

Eine weitere, direkt aus der Messung resultierende, systematische Fehlerquelle bei dieser Dickenbestimmung ist die Winkel-Unsicherheit bei der orthogonalen Positionierung der Absorberfolie relativ zur mittleren Flugbahn der α -Teilchen. Letztere Unsicherheit wurde mit maximal 5° abgeschätzt, was einem relativen Fehler in der Weglänge der Projektile beim Durchqueren des Absorbers von 0.4 % entspricht.

Die statistischen Fehler bei der Messung der Energiedifferenzen $\langle \delta E \rangle_\alpha$ betragen 0.6 % für die C-Folie und 1.3 % für die Au-Folie.

Um die Stabilität der Energiemessung zu überprüfen, wurden Messungen ohne Absorber sowohl vor als auch nach den Messungen mit den unterschiedlichen Absorbern durchgeführt. Die Messungen unter gleichen experimentellen Bedingungen (ohne Absorber) zeigten eine Verschiebung der 5586 keV-Linie um 0.5(1) keV, die außerhalb der statistischen Messgenauigkeit liegt. Daher muss dieser Wert als die minimale Genauigkeit, mit der Energiedifferenzen bestimmt werden können, angenommen werden. Für den Au-Absorber ergibt sich daraus ein relativer Messfehler in δE_α von 1.8 % und für den C-Absorber aufgrund der größeren Linienverschiebung ein Fehler von 0.8 %.

Der größte Fehlerbeitrag bei dieser Dickenbestimmung ist die Unsicherheit der mit SRIM berechneten Werten für S_α . Bei den hier verwendeten Materialien werden die differentiellen Energieverluste für C-Absorber mit einer relativen Genauigkeit von 5.6 % und für Au-Absorber mit 7.3 % angegeben [Zie13].

Der Übersicht halber sind alle oben diskutierten relativen Fehlerbeiträge zur Bestimmung der Absorberdicken in Tabelle C.2 zusammengestellt. Die Einzelbeiträge wurden jeweils quadratisch, zum einen zum Fehler der δE_α -Messung, wobei hier auch die Winkelunsicherheit mit eingerechnet wurde, und zum anderen zum Gesamtfehler der Messung, d.h. inklusive der Unsicherheit der SRIM-Vorhersage S_α , addiert.

Zum Abschluss dieser Betrachtungen sei noch angemerkt, dass bei dieser Dickenbestimmung unter Umständen berücksichtigt werden muss, dass aufgrund der Winkelverteilung der von der Quelle emittierten α -Teilchen diese im Mittel nicht orthogonal zur Oberflächennormalen des Absorbers einfallen. Für den in Abschnitt 7.1.4 beschriebenen Messaufbau beträgt der maximale Öffnungswinkel zwischen Flugbahn der α -Teilchen und Oberflächennormalen β_{max} etwa 7.6° . Der

mittlere Eintrittswinkel kann dementsprechend zu $\beta_{max}/2 = 3.8^\circ$ abgeschätzt werden, wodurch der Weg der α -Teilchen durch den Absorber im Mittel etwa 0.2 % größer ist als dessen Dicke. Diese Abweichung ist zwar klein gegenüber den oben diskutierten systematischen Unsicherheiten, wurde aber dennoch bei der Bestimmung der Foliendicken berücksichtigt.

C.3 Berechnungen systematischer Fehler bei den dE/dx -Messungen mit ^{238}U -Ionen

Bei den Fehlerbetrachtungen zu den dE/dx -Messungen mit ^{238}U -Ionen in Abschnitt 7.1.6 wurden der Übersicht halber für einige der Fehlerquellen lediglich die Resultate der Fehlerberechnung vorgestellt. Die Details zu den entsprechenden Rechnungen (diese betreffen die Punkte (a) bis (c) aus der Fehlerdiskussion in Abschnitt 7.1.6) werden im Folgenden betrachtet.

(a) Detektorkalibrierungen

Aufgrund der ToF-basierten Kalibrierung der CLTDs sind deren Kalibrierungsfehler $(\Delta E)_{CLTD}^{kal}$ direkt mit den Unsicherheiten bei der Energiekalibrierung des ToF-Spektrometers $(\Delta E)_{tof}^{kal}$ korreliert. Die Analyse der Kalibrierungsfehler in Abschnitt C.1 hat darüber hinaus gezeigt, dass $(\Delta E)_{CLTD}^{kal}$ nahezu vollständig durch $(\Delta E)_{tof}^{kal}$ bestimmt ist (siehe Abbildung C.3), weswegen beide Größen der Einfachheit halber mit $(\Delta E)_{kal}$ bezeichnet werden können.

Betrachtet man den Einfluss dieser Kalibrierungsfehler auf die gemessenen Werte der Stopping Power muss beachtet werden, dass die Kalibrierung sowohl in die Bestimmung der Energiedifferenzen δE als auch in die der Energiewerte, bei denen die Energieverluste angegeben werden, eingeht (siehe Gleichungen 7.11 bis 7.13). Für eine Berechnung der Korrelation dieser beiden Einflüsse werden die gemessenen Stopping Power Werte zunächst über eine Funktion $f(E)$ parametrisiert. Wählt man nun einen Messpunkt $S(E)$, der auf der Kurve $f(E)$ liegt, so verschiebt sich dieser durch den Kalibrierungsfehler $(\Delta E)_{kal}$ nach

$$S'(E') = f(E) + \frac{\Delta(\delta E)_{kal}}{d}, \quad (\text{C.7})$$

mit der Energie $E' = E + (\Delta E)_{kal}$ und dem entsprechenden Fehler bei der Bestimmung des absoluten Energieverlustes $\Delta(\delta E)_{kal}$. Der resultierende Fehler in der Stopping Power ist die Abweichung des verschobenen Punktes $S'(E')$ zur

Parametrisierungsfunktion $f(E')$ bei der Energie E' :

$$\begin{aligned}
 (\Delta S)_{kal} &= S'(E') - f(E') \\
 &= \frac{\Delta(\delta E)_{kal}}{d} + f(E) - f(E') \\
 &= \frac{\Delta(\delta E)_{kal}}{d} + f(E) - f(E + (\Delta E)_{kal}).
 \end{aligned} \tag{C.8}$$

Der Term

$$(\Delta S)_{kal}^E := f(E) - f(E + (\Delta E)_{kal}) \tag{C.9}$$

beschreibt dabei den Beitrag, der aus der Verschiebung der effektiven Energien aus Gleichung 7.13 resultiert. Bei der Bestimmung der Energieverluste δE sind die mit dem ToF-Detektor gemessenen Energien E_{tof} wie auch die berechneten Werte für den Energieverlust im hinteren Time-Pickoff-Detektor δE_{MCP2} für die Messungen mit und ohne Absorber identisch, wodurch sich die entsprechenden systematischen Unsicherheiten kompensieren. Als Kalibrierungsfehler $\Delta(\delta E)_{kal}$ bleibt somit lediglich die Differenz der Kalibrierungsunsicherheit der CLTDs ΔE_{CLTD}^{kal} zwischen der Einschuss- und Austrittsenergie im Absorber:

$$\Delta(\delta E)_{kal} = \Delta E_{CLTD}^{kal}(E + \delta E/2) - \Delta E_{CLTD}^{kal}(E - \delta E/2) \tag{C.10}$$

Zu beachten ist hierbei, dass die systematischen Fehler der Energiemessung des ToF-Spektrometers sowie konstante relative Fehler bei der Bestimmung von δE_{MCP2} über die ToF-basierte Energiekalibrierung der CLTDs mit einfließen.

Bei diesem Detektor-System und dem hier untersuchten Energiebereich steigen sowohl die Kalibrierungsfehler $\Delta E_{CLTD}^{kal}(E)$ als auch die Stopping Power $S(E)$ bzw. $f(E)$ mit zunehmender Energie an. Nach den Gleichungen C.8, C.9 und C.10 gehen somit $(\Delta S)_{kal}^E$ und $(\Delta S)_{kal}^{\delta E} := \Delta(\delta E)_{kal}/d$ mit jeweils unterschiedlichem Vorzeichen ein und bewirken daher eine gegenseitige Kompensation bei der Berechnung des gesamten Kalibrierungsfehlers $(\Delta S)_{kal}$. Abbildung C.4 zeigt die energieabhängigen Einzelbeiträge von $(\Delta S/S)_{kal}^E$ und $(\Delta S/S)_{kal}^{\delta E}$ sowie deren Addition zum gesamten relativen Kalibrierungsfehler $(\Delta S/S)_{kal}$ für die Messungen mit beiden Absorbern. Aufgrund des unterschiedlichen $S(E)$ -Verlaufs in den Targetmaterialien fallen die Beiträge von $(\Delta S)_{kal}^E$ unterschiedlich aus. Als Gesamtfehler aus der Detektorkalibrierung ergeben sich somit im kompletten untersuchten Energiebereich $(\Delta S/S)_{kal} < 0.3\%$ für den C-Absorber und $(\Delta S/S)_{kal} < 0.2\%$ für die Messung mit dem Au-Absorber.

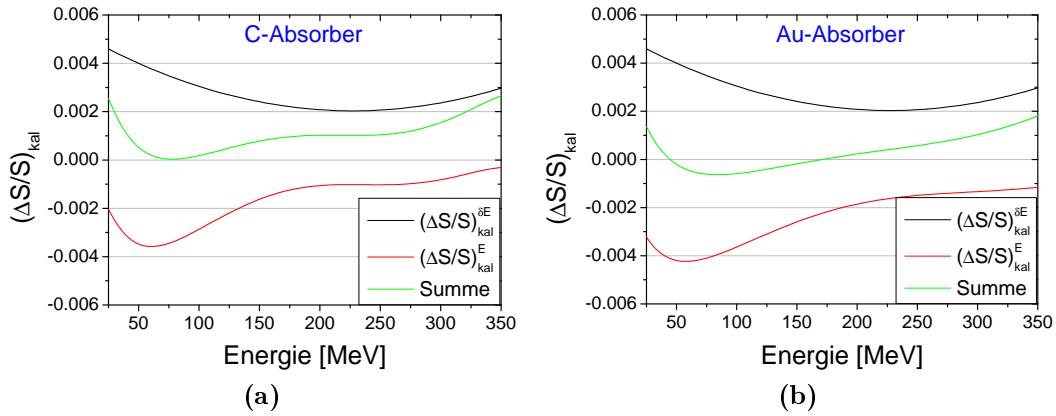


Abbildung C.4: Relative systematische Unsicherheit aus der Kalibrierung der Detektoren bei der Bestimmung der Stopping Power S für (a) den C-Absorber und (b) den Au-Absorber. Der Beitrag $(\Delta S/S)_{kal}^{\delta E}$ wurde nach Gleichung C.10 mit den Kalibrierungsfehlern $\Delta E_{CLTD}^{kal}(E)$ aus Abbildung C.3 bestimmt. $(\Delta S/S)_{kal}^E$ ergibt sich aus Gleichung C.9. Der $S(E)$ -Verlauf wurde dabei jeweils über einen Fit der Daten aus den Tabellen A.1 bzw. A.2 mittels eines Polynoms 6. Ordnung parametrisiert. Zu beachten ist, dass sich aufgrund der Korrelation der beiden Einzelbeiträge der Gesamtfehler (Summe) nicht durch quadratische Addition der einzelnen Fehler, sondern durch direkte Summation unter Berücksichtigung der jeweiligen Vorzeichen ergibt.

(b) Energieabhängigkeit der relativen SRIM-Unsicherheit bei der Berechnung von δE_{MCP2}

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, wurden energieunabhängige relative Fehlerbeiträge bei der Bestimmung der Energieverluste innerhalb der C-Folie des hinteren Time-Pickoff Detektors δE_{MCP2} , d.h. Fehler in der Foliendicke Δd_{MCP2} sowie ein konstanter relativer Fehlerbeitrag bei der Berechnung der Stopping Power mit SRIM $(\Delta S/S)_{srim} = const$, als systematische Unsicherheiten bei der Kalibrierung der CLTDs bereits berücksichtigt. Allerdings führt eine Energieabhängigkeit der relativen Fehler in den SRIM-Vorhersagen zu unterschiedlichen relativen Fehlern bei der Berechnung von δE_{MCP2} für die Einschuss- bzw. Austrittsenergien und somit zu einer zusätzlichen Unsicherheit bei der Bestimmung der Energieverluste innerhalb des Absorbers δE . Mit der mittleren Ionenenergie innerhalb des Absorbers E sowie den Einschuss- und Austrittsenergien $E_i = E + \delta E/2$ bzw. $E_f = E - \delta E/2$ lässt sich die Variation des SRIM-Fehlers zwischen Einschuss- und Austrittsenergie als

$$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{srim}^{var}(E) := \left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{srim}(E_i) - \left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{srim}(E_f) \quad (C.11)$$

ausdrücken. Damit ergibt sich bei der Messung der Energieverluste innerhalb der Absorber ein zusätzlicher Fehlerbeitrag $(\Delta(\delta E))_{\delta E_{MCP2}}$, der durch

$$(\Delta(\delta E))_{\delta E_{MCP2}} = \delta E_{MCP2} \left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{srim}^{var} \quad (C.12)$$

gegeben ist. Der resultierende relative Fehler bei der Bestimmung der Energieverluste

$$\left(\frac{\Delta(\delta E)}{\delta E} \right)_{\delta E_{MCP2}} = \frac{\delta E_{MCP2}}{\delta E} \left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{srim}^{var} \quad (C.13)$$

wird somit zum einen durch das Verhältnis zwischen dem Energieverlust in der Folie des hinteren MCP-Detektors und dem innerhalb der Absorberfolie $\delta E_{MCP2}/\delta E$ und zum anderen durch die Variation des relativen SRIM-Fehlers bei der Berechnung von δE_{MCP2} zwischen den Eintritts- und Austrittsenergien der Ionen bestimmt.

Ein Problem bei der Abschätzung dieses Fehlerbeitrags ist die Tatsache, dass die echte $S(E)$ -Kurve und somit der energieabhängige Verlauf der SRIM-Abweichungen

$$\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{srim}(E) = \frac{S(E) - S_{srim}(E)}{S(E)} \quad (C.14)$$

unbekannt sind. Da jedoch in diesem Experiment u.a. auch die differentiellen Energieverluste von U-Ionen beim Durchgang durch Kohlenstoff, d.h. dem Material der Folien des ToF-Detektors, bestimmt wurden, kann zumindest die Größenordnung des resultierenden Messfehlers abgeschätzt werden. Unter der Annahme, dass die in der vorliegenden Arbeit experimentell bestimmte Energieabhängigkeit der Stopping Power in erster Näherung dem tatsächlichen Verlauf entspricht, wurden die Messwerte $S(E)$ für den C-Absorber verwendet, um anhand von Gleichung C.14 Abschätzungen für die relativen SRIM-Unsicherheiten als Funktion der Ionenenergie zu erhalten.

Unter dieser Annahme ergeben sich Variationen des relativen SRIM-Fehlers $(\Delta S/S)_{srim}^{var}$ zwischen Einschuss- und Austrittsenergien von weniger als 2% für Messungen mit dem C-Absorber und, bedingt durch die geringeren Differenzen zwischen E_i und E_f , weniger als 1% bei den Messungen mit dem Au-Absorber. Nach Gleichung C.13 liegen folglich die resultierenden relativen Unsicherheiten bei der Bestimmung der absoluten Energieverluste $(\Delta(\delta E)/\delta E)_{\delta E_{MCP2}}$ und somit auch der Stopping Power $(\Delta S/S)_{\delta E_{MCP2}}$ für beide Absorber bei weniger als 0.1% im gesamten untersuchten Energiebereich. Da jedoch bei diesen Betrachtungen Annahmen bezüglich der Energieabhängigkeit der Unsicherheiten in den SRIM-Vorhersagen gemacht werden mussten, wird für die Fehlerabschätzung ein um einen Faktor zwei höherer Wert von $(\Delta S/S)_{\delta E_{MCP2}} = 0.2\%$ angenommen.

(c) Amplitudendrift der CLTDs durch Restgas-Kondensation

Das Driften der CLTD-Signalamplituden aufgrund von Restgas-Kondensation auf den Detektoroberflächen (siehe Abschnitt 7.1.2) führt zu einem systematischen Fehler bei der Energiemessung ($(\Delta E)_{drift}$), der von der Zeitdifferenz δt zur Kalibrierungsmessung und von der Genauigkeit Δb , mit der die Driftkonstante b bestimmt werden kann, abhängt:

$$(\Delta E)_{drift}/E_{CLTD} = \Delta b \cdot \delta t. \quad (\text{C.15})$$

Hieraus resultiert ein Fehler bei der Bestimmung der absoluten Energieverluste δE und somit der Stopping Power S , der durch

$$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{drift} = \left(\frac{\Delta(\delta E)}{\delta E}\right)_{drift} = \frac{(\Delta E)_{drift}}{\delta E} = \frac{\Delta b \cdot \delta t}{\delta E/E_{CLTD}} \quad (\text{C.16})$$

gegeben ist. In dem hier diskutierten Experiment lag die Unsicherheit bei der Bestimmung der Driftkonstanten für die einzelnen CLTD-Pixel im Mittel bei $\Delta b = 4 \cdot 10^{-5}/\text{h}$. Nach Gleichung C.16 ergibt sich somit für die Messung mit dem Au-Absorber im unteren Energiebereich aufgrund eines zeitlichen Abstandes zur Kalibrierungsmessung von $\delta t = 6 \text{ h}$ ein vergleichsweise großer Fehler bei der Bestimmung der Stopping Power von $(\Delta S/S)_{drift} = 1.0 - 1.2 \%$. Bei der Messung im oberen Energiebereich war der Abstand zur Kalibrierungsmessung mit $\delta t = 2 \text{ h}$ deutlich kürzer, weswegen der Fehlerbeitrag mit $(\Delta S/S)_{drift} = 0.4 - 0.6 \%$ trotz der geringeren gemessenen relativen Energiedifferenzen $\delta E/E_{CLTD}$ kleiner ausfällt. Für den C-Absorber, mit Werten von δt von ca. 2 h in beiden Messungen, reduziert sich die Unsicherheit durch die Amplitudendrift aufgrund der höheren relativen Energieverluste nochmals auf $(\Delta S/S)_{drift} = 0.1 - 0.3 \%$.

Die geringfügige Modifikation der effektiven Energie $(\Delta E_{eff}/E_{eff})_{drift}$, die sich nach Gleichung 7.13 aus dem Messfehler $(\Delta(\delta E))_{drift}$ ergibt, ist im größten Fall $< 1.2 \times 10^{-4}$ und somit vernachlässigbar.

Anhang D

Zusätzliche Analysen bezüglich der Messungen am Zyklotron-Beschleuniger des JYFL (Kapitel 7.2)

D.1 Detektorkalibrierung

Das Prinzip der Kalibrierung des Detektor-Systems für die Messungen am JYFL wurde in Abschnitt 7.2.2 beschrieben. Im Folgenden werden weitere im Haupttext nicht aufgeführte Details sowie die Bestimmung der in Abschnitt 7.2.2 zusammengefassten Kalibrierungsunsicherheiten diskutiert.

Kalibrierung des ToF-Spektrometers

Bei allen mit dem ToF-Detektor durchgeführten Messungen am JYFL (Kapitel 7.2) wurde der TAC in einem Messbereich von 500 ns betrieben. Die Zeitachse des TDC wurde nach dem gleichen Verfahren, wie es in Abschnitt C.1 vorgestellt wurde, über einen Time Calibrator, mit einer Pulsfrequenz von 10 ns, kalibriert. Dadurch ergibt sich für die Kalibrierungssteigung b der Zeitachse erneut ein relativer Fehler von $\Delta b/b = 0.1\%$ und durch Nicht-Linearitäten ein zusätzlicher absoluter Fehler von $\Delta a = 30$ ps.

Bei der Bestimmung des Offsets t_0 ist zu beachten, dass für das hier beschriebene Experiment die beiden Time-Pickoff-Detektoren so verschaltet wurden, dass der vordere Detektor das Start-Signal und der hintere Detektor das Stopp-Signal für die Flugzeitmessung liefern (umgekehrter Fall zur Verschaltung bei den Messungen in den Kapiteln 6.2 und 7.1). Demnach ist die Flugzeit t_f nicht nach

Gleichung 6.2, sondern durch

$$t_f = t_0 + t_{TDC} \quad (\text{D.1})$$

gegeben. Die Bestimmung von t_0 erfolgte wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben zum einen über ^{131}Xe -Ionen, deren Energien vom Beschleuniger aus bekannt sind ($E_0 = 262 \text{ MeV}$), und zum anderen über ^{131}Xe -Ionen im Energiebereich von $E < 13 \text{ MeV}$, deren Energien über die koinzidente Messung in den CLTDs unter Verwendung der α -Quellen-Kalibrierung bestimmt wurden. Die Kalibrierungslinie im hohen Energiebereich ergibt sich dabei aus den Messungen mit monoenergetischen ^{131}Xe -Ionen, die direkt, d.h. ohne den Einsatz des Degraders, über den Magneten in Richtung der Detektoren abgelenkt wurden. Unter Berücksichtigung des Energieverlustes δE_{MCP1} der Ionen in der C-Folie des vorderen Time-Pickoff-Detektors, erhält man die entsprechende Kalibrierungsenergie für den ToF-Detektor mit

$$E_{tof,0} = E_0 - \delta E_{MCP1}. \quad (\text{D.2})$$

Die Kalibrierungslinien im niederenergetischen Bereich hingegen, wurden aus den Messungen mit verbreiteter Energieverteilung, d.h. unter Verwendung des Degraders, extrahiert. Dabei wurde jeder Peak aus Abbildung 7.17 im Energiebereich von $E < 13 \text{ MeV}$ als eine Kalibrierungslinie verwendet. Die Kalibrierungsenergien sind hierbei durch die mit den CLTDs gemessenen Energiewerte $E_{CLTD,i}$ und die Energieverluste der Ionen im hinteren Time-Pickoff-Detektor δE_{MCP2} gemäß

$$E_{tof,i} = E_{CLTD,i} + \delta E_{MCP2} \quad (\text{D.3})$$

gegeben. Die Energieverluste δE_{MCP1} bzw. δE_{MCP2} wurden jeweils mit SRIM berechnet.

Durch die Verwendung mehrerer Kalibrierungspunkte wird die Flugstrecke nicht mehr als Eingabeparameter für die Kalibrierung des ToF-Detektors benötigt. Vielmehr ergibt sie sich, wie in Abbildung D.1 dargestellt, als einer von zwei Fitparametern aus einem Fit der Messpunkte $E_{tof}(t_{TDC})$ entsprechend Gleichung 6.1 mit $t_{TDC} = t_f - t_0$ (Gleichung D.1). Die χ^2 -Minimierung ergibt dabei eine Flugstrecke von $s = 0.886 \text{ m}$, in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert von $s = 0.883(3) \text{ m}$.

Für die Energie E_0 der $2 \text{ MeV/u-}^{131}\text{Xe}$ -Ionen seitens des Beschleunigers wird ein Fehler von 1% angegeben. Da der gesamte berechnete Energieverlust in der C-Folie des Start-Zählers im Verhältnis zur Einschussenergie nur $\delta E_{MCP1}/E_0 = 0.3\%$ beträgt, kann hier der aus der Berechnung von δE_{MCP1} resultierende Fehler in $E_{tof,0}$ (Gleichung D.2) vernachlässigt werden. Für die Kalibrierungsenergien

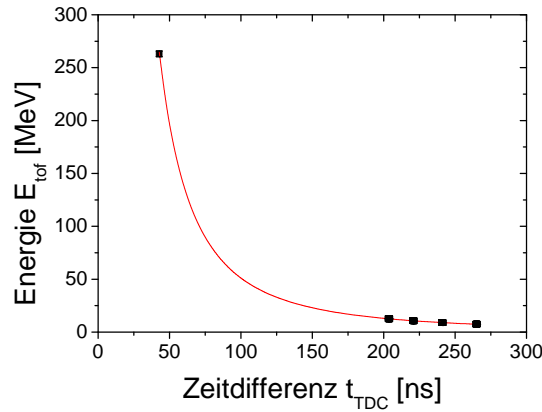


Abbildung D.1: Kalibrierung des ToF-Detektors. Dargestellt ist die Ionenenergie innerhalb der Flugstrecke als Funktion der gemessenen Zeitdifferenz t_{TDC} , mit einem Fit der Daten (rote Linie) nach Gleichung 6.1 und t_f aus Gleichung D.1. Die Parameter der χ^2 -Minimierung sind die Flugstrecke s und der Offset t_0 . Die Fehler sind kleiner als die Darstellung der Messpunkte.

im unteren Energiebereich hingegen, trägt der entsprechende Beitrag von δE_{MCP2} bei der Bestimmung von $E_{tof,i}$ nach Gleichung D.3 deutlich mehr bei. Unter der Annahme eines SRIM-Fehlers von 10 % [Zie13] und der Unsicherheit in der Folienstärke von 6 % (siehe Tabelle 7.4), liegen die Fehler bei der Berechnung der Energieverluste bei $\Delta(\delta E_{MCP2}) = 22 - 30$ keV und die relativen Fehlerbeiträge bei der Bestimmung der Kalibrierungsenergien somit bei $\Delta(\delta E_{MCP2})/E_{tof,i} = 0.3$ %. Der aus der Dicke der α -Quelle resultierende Fehler in den Energien $E_{CLTD,i}$ von 8 keV (siehe Anhang F) kann hierbei vernachlässigt werden. Den größten Fehlerbeitrag bei der Bestimmung von $E_{tof,i}(E_{CLTD,i})$ stellen potentielle Nicht-Linearitäten der CLTDs dar. Da die Peak-Positionen $E_{CLTD,i}$ außerhalb des Bereiches der Kalibrierungslinien der α -Quelle liegen (siehe Abbildung 7.17a), können, nach den Untersuchungen in den vorangegangenen Experimenten aus den Kapiteln 6.1 und 7.1, die Energien $E_{CLTD,i}$ über eine lineare Kalibrierung mit einer Genauigkeit von maximal 1 % angegeben werden. Zu beachten ist hierbei, dass aufgrund der ähnlichen TES-Charakteristika der CLTD-Pixel für diesen Fehlerbeitrag nicht angenommen werden kann, dass sich die Unsicherheiten durch die Verwendung mehrerer Detektoren gegenseitig kompensieren. Nach quadratischer Addition der Beiträge aller unabhängigen Fehlerquellen ergibt sich somit für alle Kalibrierungspunkte ein relativer Fehler von ca. 1 %.

Die resultierenden Fehler bei der Energiekalibrierung des ToF-Spektrometers sind in Abbildung D.2 dargestellt. Der Fitfehler wurde aus der Kovarianzmatrix des Fits berechnet und enthält sowohl die Fehlerbeiträge der beiden Kalibrierungsparameter s und t_0 als auch den der Steigung b aus der Zeitachsen-Kalibrierung des TDC. Aus der Abbildung wird deutlich, dass die durch den Fit

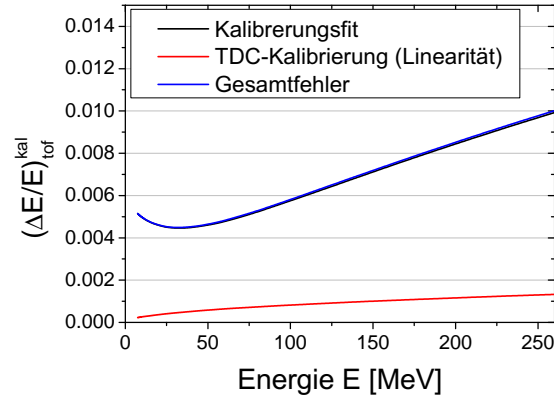


Abbildung D.2: Systematische Fehlerbeiträge bei der Energiekalibrierung des ToF-Spektrometers. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition des Fitfehlers und der Linearität des TDC.

nicht berücksichtigten Nicht-Linearitäten des TDC absolut vernachlässigt werden können. Im Untersuchungsbereich der dE/dx -Messungen von 5 – 130 MeV liegen somit die Kalibrierungsfehler des ToF-Detektors bei 0.5 – 0.7 %.

Kalibrierung der CLTDs

Da die α -Quellen-Kalibrierung der CLTDs nur im Energiebereich von $E < 13$ MeV verwendet wurde, erfolgte die Energiekalibrierung im kompletten Messbereich über die in Abschnitt 7.1.2 beschriebene ToF-basierte Methode. Hierbei wurden die ^{131}Xe -Peaks aus Abbildung 7.17, deren Energien über den kalibrierten ToF-Detektor bestimmt wurden, sowie die drei Linien der α -Quelle als zusätzliche Kalibrierungspunkte im niederenergetischen Messbereich verwendet. Die entsprechenden Daten sind exemplarisch für eines der CLTD-Pixel in Abbildung D.3 dargestellt. Für den Fit der Daten wurden Polynome unterschiedlicher Ordnungen ausprobiert, wobei die beste Anpassung mit Polynomen 5. Ordnung erreicht werden konnte. Diese wurden daher als Kalibrierungsfunktionen verwendet.

Eine Abschätzung für den energieabhängigen Kalibrierungsfehler der CLTDs $(\Delta E/E)_{\text{CLTD}}^{\text{kal}}$ ist in Abbildung D.4 dargestellt. Der Gesamtfehler wird, wie auch bei den Messungen am UNILAC, durch die Bestimmung der Kalibrierungsenergien über den ToF-Detektor (Abbildung D.2) dominiert. Die Unsicherheiten aus der Berechnung von δE_{MCP2} fallen im Vergleich dazu, mit Werten von 0.2 – 0.3 % bei niedrigsten Energien und weniger als 0.2 % für $E > 17$ MeV, eher gering aus. Dabei wurde erneut ein Fehler in den SRIM-Berechnungen von 10 % und ein Fehler in der mittleren Foliendicke von 6 % angenommen. Für einzelne CLTD-Pixel kommen noch die in Abbildung D.4 nicht aufgeführten Fitfehler bei der Bestimmung der jeweiligen Kalibrierungsfunktion $f_{\text{kal}}(x)$ hinzu. Diese sind allerdings im kompletten Energiebereich und für alle Pixel des Arrays kleiner als 0.15 % und

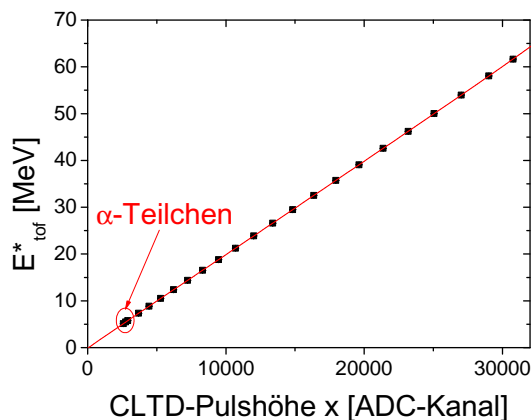


Abbildung D.3: Energiekalibrierung des CLTD-Pixels D6-1 für Messungen im unteren Energiebereich. Die drei niedrigsten Kalibrierungspunkte ergeben sich aus den Messungen mit der α -Quelle, während die restlichen Datenpunkte über die Energie von ^{131}Xe -Ionen im ToF-Detektor bestimmt wurden. Die Fehler sind kleiner als die Darstellung der Messpunkte. Die Kalibrierungsfunktion $f_{kal}(x)$ (rote Linie) ist ein Fit der Daten mit einem Polynom 5. Ordnung.

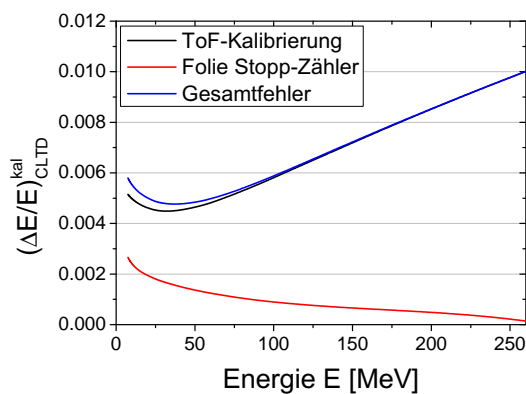


Abbildung D.4: Systematische Fehlerbeiträge bei der Energiekalibrierung der CLTDs. Der Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition der Unsicherheit der Kalibrierungsenergien, also des Fehlers bei der Kalibrierung des ToF-Detektors (siehe Abbildung D.2), und den Unsicherheiten bei der Bestimmung von δE_{MCP2} .

tragen daher kaum zum Gesamtfehler bei. Für die Stopping Power Messungen wird dieser Beitrag nochmals reduziert, da sich die Fitfehler aus der Kalibrierung einzelner CLTD-Pixel bei der Verwendung mehrerer Detektoren gegenseitig kompensieren können.

Effekt der Restgas-Kondensation auf den CLTDs

Wie im zuvor beschriebenen Experiment (Abschnitt 7.1.2) wurde auch bei diesen Untersuchungen das zeitliche Driften der CLTD-Signalamplituden, bedingt durch den langsamen Anstieg der Detektor-Wärmekapazitäten korrigiert. Abbildung D.5 zeigt exemplarisch die Abnahme der Signalamplituden eines der CLTD-Pixel beim Nachweis von 5.15 MeV- α -Teilchen während einer Messreihe über 9 Stunden. Über die gesamte Experimentdauer von 5 Tagen lagen die Werte der Driftkonstanten für die unterschiedlichen Pixel des CLTD-Arrays bei $b = (3.4(1) - 6.9(1)) \times 10^{-4}/h$. Der Druck im Strahlrohr vor dem Kryostaten (innerhalb der ToF-Strecke) betrug dabei $p = 4 \times 10^{-7}$ mbar.

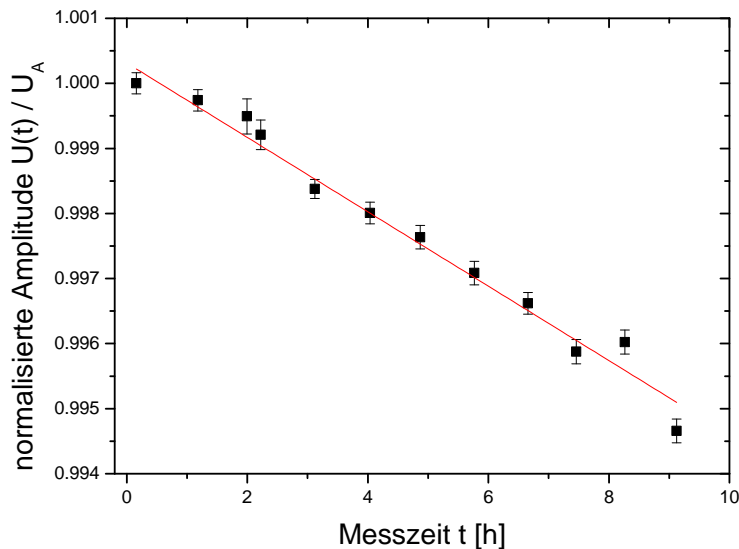


Abbildung D.5: Abnahme der Signalamplitude $U(t)$ des Detektor-Pixels D6-1 beim Nachweis von 5.15 MeV α -Teilchen aus der 3-Isotope- α -Quelle als Funktion der Messzeit t für eine Messreihe am JYFL. Die Signalhöhe wurde dabei auf den Wert U_A der ersten Messung bei $t = 0$ normiert. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Fit-Kurve gemäß Gleichung 7.2. Die Werte wurden parallel während der Messungen des elektronischen Energieverlustes von ^{131}Xe -Ionen aufgezeichnet. Die relative zeitliche Abnahme der Pulshöhe beträgt in diesem Fall $b = 5.7(2) \times 10^{-4}/h$.

D.2 Energie-Pulshöhen-Linearität der CLTDs

Die Energiekalibrierung der CLTDs für das Experiment am JYFL mit 5 – 130 MeV ^{131}Xe -Ionen wurde im vorangegangenen Abschnitt sowie im Haupttext in Abschnitt 7.2.2 vorgestellt. Ein Vergleich der Kalibrierungsfunktionen $f_{kal}(x)$, die anhand der ToF-basierten Kalibrierungsmethode bestimmt wurden (Polynome 5. Ordnung, siehe Abbildung D.3), und den linearen Funktionen $f_{\alpha}(x) = a + bx$, die sich aus den Kalibrierungen mit der α -Quelle ergeben (analog zu Abbildung 5.4), ermöglicht Betrachtungen zur Linearität der Energie-Detektoren. Die Darstellungen in Abbildung D.6 zeigen jeweils die relativen Abweichungen der Kalibrierungspunkte $E(x)$ von den beiden Funktionen $f_{kal}(x)$ und $f_{\alpha}(x)$ für alle 8 CLTD-Pixel. Zu beachten ist hierbei, dass $f_{\alpha}(x)$ ausschließlich über einen Fit der drei Datenpunkte im Energiebereich von 5 bis 6 MeV bestimmt wurde. In Abbildung D.6a sind die Resultate der CLTD-Pixel D6-1 bis D8-2 aus Messungen im höheren Energiebereich dargestellt. Für die beiden Detektoren D9-1 und D9-2 konnten aufgrund eines Bedienungsfehlers bei den Einstellungen der Datenaufnahme¹ die Daten in diesem Messbereich nicht analysiert werden. Die entsprechenden Betrachtungen zur Linearität der beiden Pixel erfolgen daher über die Messungen im niedrigen Energiebereich (Abbildung D.6b).

Der unterschiedliche Verlauf der dargestellten Daten zeigt, wie stark die Linearität von den individuellen Charakteristika der einzelnen CLTDs abhängt. Betrachtet man jedoch die Größenordnung der relativen Abweichungen zwischen einer Energiekalibrierung mit der α -Quelle und den tatsächlichen Energieeinträgen von Xe-Ionen, wird die Besonderheit der CLTDs deutlich. Für die Detektoren D6-1 bis D8-2 liegen die Abweichungen bei weniger als 2% bis zu einem Energiebereich von 130 MeV, während die beiden Pixel D9-1 und D9-2 etwas deutlichere Abweichungen von bis zu 3% bereits bei Energien von 60 MeV aufweisen. Unter Berücksichtigung der großen Unterschiede in den Massen der beiden Ionensorten (^4He , ^{131}Xe) und der Tatsache, dass zwischen dem Energiebereich der α -Kalibrierungslinien und dem Endbereich dieser Untersuchungen bei ca. 130 MeV bzw. 60 MeV ein Faktor 10 – 20 liegt, zeigen sich erneut die hervorragenden Möglichkeiten zur Energiekalibrierung der CLTDs. Allerdings kommen aus den Graphen in Abbildung D.6 auch die, durch die begrenzten Übergangsbreiten der TES bedingten, Grenzen der betrachteten Energie-Pulshöhen-Linearität für große Energieeinträge deutlich hervor.

Ein Vergleich mit den Resultaten ähnlicher Untersuchungen am MPI in Heidelberg (siehe Abbildung B.1) zeigt für einige Pixel eine Änderung der Charakteristika bezüglich der Linearität. Dies ist auf eine unterschiedliche Anpassung der

¹Eine ausführlichere Begründung wird im Haupttext in Abschnitt 7.2.3 gegeben.

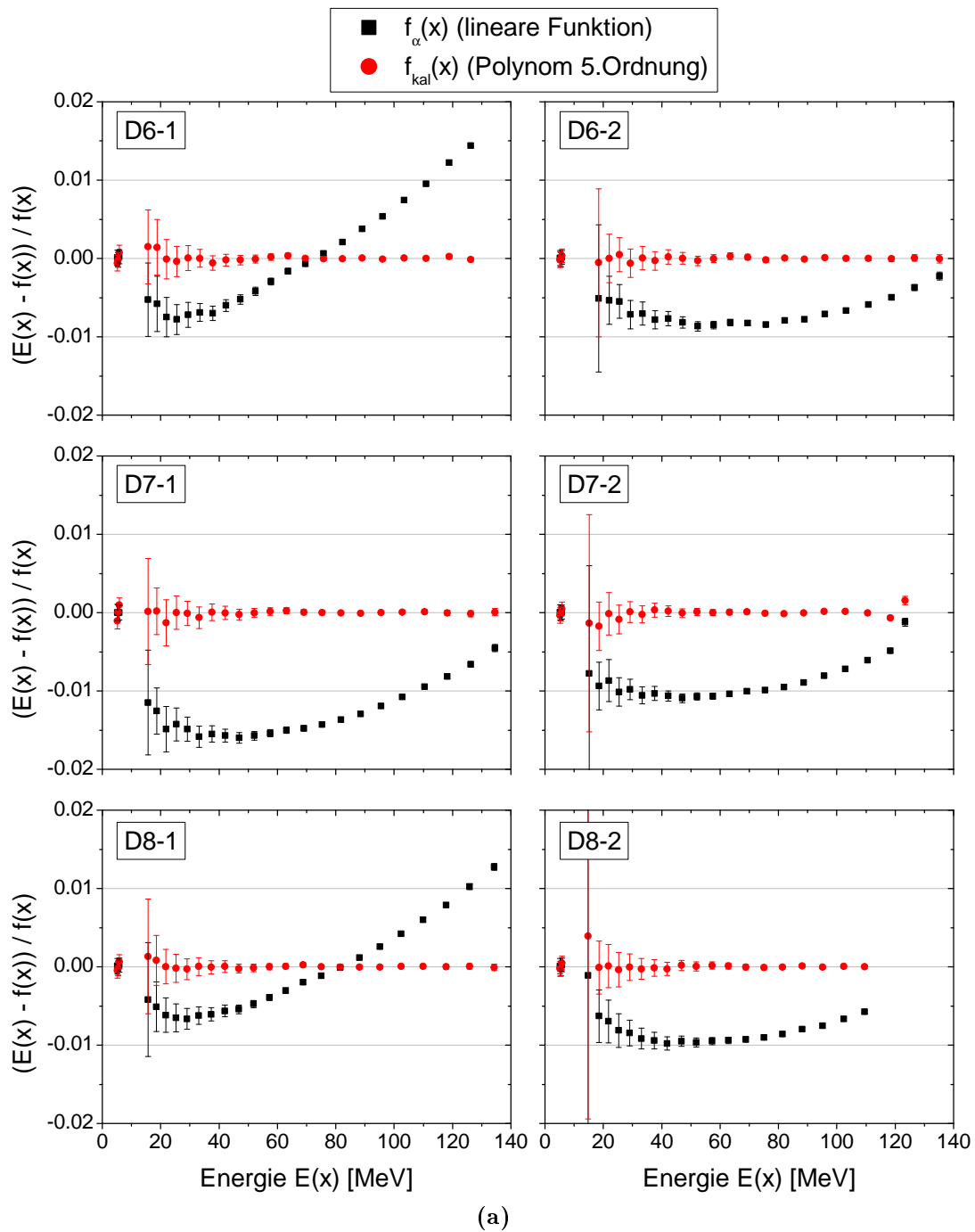


Abbildung D.6: Relative Abweichungen der Kalibrierungspunkte $E(x)$ zu den beiden Kalibrierungsfunktionen $f_{kal}(x)$ und $f_{\alpha}(x)$ für die CLTD-Pixel (a): D6-1 bis D8-2 und (b): D9-1 und D9-2. Die drei Punkte bei $E = 5 - 6$ MeV entsprechen den Linien der α -Quelle, während die restlichen Datenpunkte durch Energien von Xe-Ionen im ToF-Detektor bestimmt wurden (ToF-basierte Kalibrierungsmethode). Der geringere Messbereich des Detektors D8-2 resultiert aus der Sättigung eines im Vergleich zu den restlichen Pixeln anderen verwendeten Verstärkertyps. Die Zunahme der Fehler für niedrige Energien aus den Xe-Messungen ist statistisch bedingt. (Fortsetzung auf nächster Seite.)

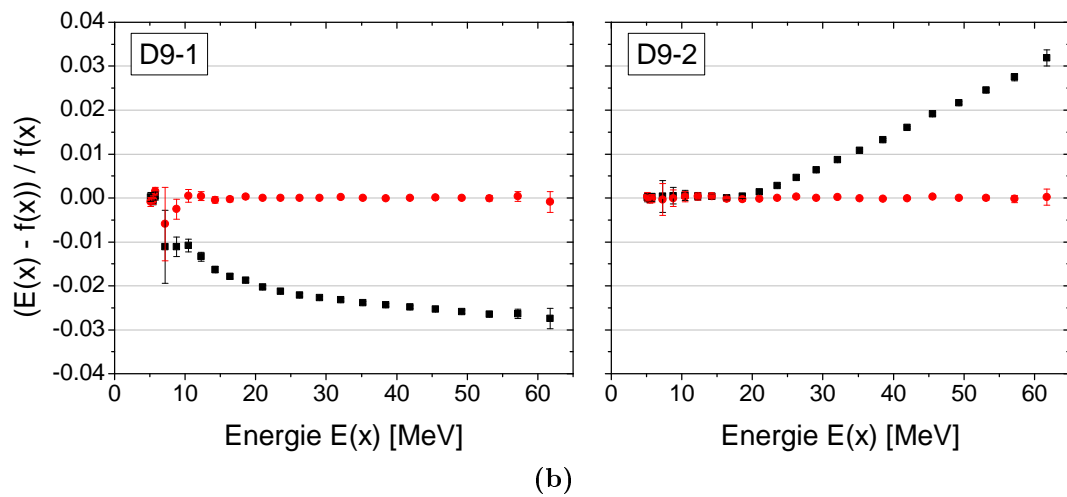


Abbildung D.6: (b): Darstellung für die CLTD-Pixel D9-1 und D9-2. Zu beachten sind die geänderten Skalierungen im Vergleich zu (a).

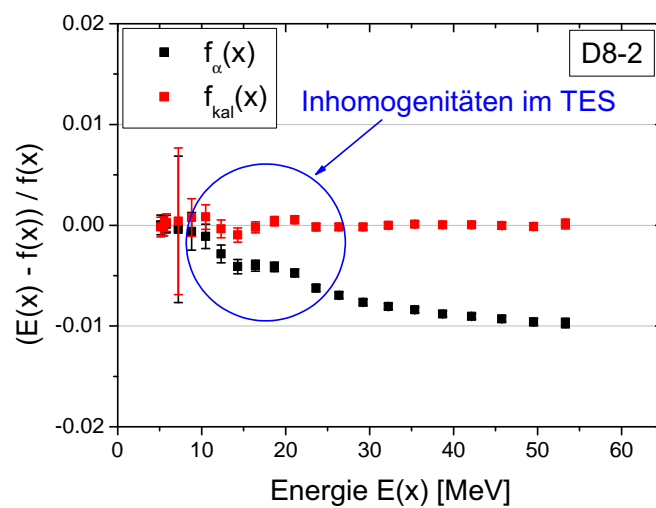


Abbildung D.7: Analoge Darstellung zu Abbildung D.6a für den Detektor D8-2 für Daten aus den Messungen im unteren Energiebereich.

Arbeitspunkte der einzelnen CLTDs an die jeweiligen experimentellen Bedingungen und somit unterschiedliche Bereiche innerhalb der TES-Übergangskurven, in denen gemessen wurde, zurückzuführen.

Wie bei den zwei Detektoren aus Abbildung D.6b wurden auch für die restlichen Pixel analoge Betrachtungen für die Messungen im unteren Energiebereich durchgeführt. Während sich für die Pixel D6-1 bis D8-1 keine neuen Erkenntnisse ergaben, zeigten sich Irregularitäten im Verhalten des Detektors D8-2. Der entsprechende Graph ist daher separat in Abbildung D.7 dargestellt. Auffallend sind hierbei die Abweichungen der Kalibrierungspunkte $E(x)$ von den Kalibrierungsfunktionen im Bereich von 10 – 20 MeV, insbesondere bezüglich $f_{kal}(x)$. Diese Unregelmäßigkeiten sind auf einen inhomogenen $R(T)$ -Verlauf des TES zurückzuführen und bewirken zusätzliche Fehler bei der Energiemessung. Dies zeigte sich deutlich bei der Analyse der Stopping Power Messungen, durch signifikante Abweichungen zu Resultaten aller anderen Pixel im betroffenen Energiebereich. Bei der Darstellung der Endergebnisse für die Energieverlust-Messungen im unteren Energiebereich in Abschnitt 7.2.9 wurden die Daten dieses Detektors daher ausgeschlossen.

D.3 Direkte Bestimmung des Flächengewichtes der Absorber

In Abschnitt 7.2.4 wurde beschrieben, dass die mittleren Foliendicken d_W der dickeren Targets für die dE/dx -Messungen mit ^{131}Xe -Ionen am Zyklotron des JYFL im Anschluss an die Energieverlust-Messungen über eine Bestimmung der Folienoberflächen A und des Gewichtes m vermessen wurden. Tabelle D.1 zeigt die Resultate der entsprechenden Dickenbestimmung.

Absorber	Material	Masse m [μg]	Fläche A [mm^2]	Dicke d_W [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
3	C	550(10)	91.8(6)	599(11)
6	Ni	1800(10)	299(3)	602(7)
9	Au	2480(10)	295(4)	840(10)

Tabelle D.1: Werte aus der direkten Bestimmung der Absorberdicken $d_W = m/A$, d.h. aus Gewicht m und Oberfläche A , für die Messungen des Xe-Energieverlustes am JYFL (Abschnitt 7.2.4).

D.4 Bestimmung der Absorberdicken durch Energieverlust von α -Teilchen

Die Methode zur Dickenbestimmung von dünnen Folien durch Messung des Energieverlustes bei der Transmission von α -Teilchen wurde bereits in Abschnitt 7.1.4 vorgestellt. Im Allgemeinen limitiert hierbei die Genauigkeit der Vorhersagen des differentiellen Energieverlustes, selbst für α -Teilchen, bei denen diese Werte vergleichsweise gut bekannt sind, die Präzision dieser Messungen. Um die systematischen Unsicherheiten zu reduzieren, wurden Messungen in unterschiedlichen Bereichen der $S_\alpha(E)$ -Kurven, d.h. an unterschiedlichen Stellen der jeweiligen Bragg-Peaks, durchgeführt. Als Quelle für die α -Teilchen dienten zum einen eine ^{226}Ra -Quelle mit Energien im Bereich von 4.7 – 7.7 MeV und zum anderen der Pelletron Beschleuniger des JYFL mit α -Energien von ca. 0.5 MeV und 1.5 MeV. Zur Energiemessung wurde dabei jeweils eine PIN-Diode (Si-Detektor) verwendet. Die Auflistung der unterschiedlichen Absorberfolien mit den Ergebnissen der Dickenbestimmung findet sich in Tabelle 7.4.

Messungen mit der ^{226}Ra - α -Quelle

Die Untersuchungen der Targets mit der ^{226}Ra - α -Quelle erfolgten vor den Messungen mit ^{131}Xe -Ionen. Die Folien waren dabei bereits auf dem Targetrad innerhalb des Messaufbaus für die Energieverlust-Messungen am Zyklotron installiert (siehe Abbildung 7.15). Der Abstand der α -Quelle zu den Targets betrug 4 cm und zum Energie-Detektor, einer $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen PIN-Diode, 15 cm. Direkt vor dem Si-Detektor befand sich ein Kollimator mit einer Öffnung von $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$. Die aus dem ^{226}Ra -Zerfall entstehenden α -emittierenden Nuklide sowie deren α -Energien sind in Tabelle D.2 zusammengestellt. Abbildung D.8 zeigt exemplarisch das zu-

Nuklid	E_{Lit} [keV]	Intensität [%]	δE_{SA} [keV]	E [keV]
^{226}Ra	4784.3	93.8	41.9	4742.4
	4601	6.2	41.9	4559.1
^{222}Rn	5489.5	100	39.6	5449.9
^{218}Po	6002.4	100	39.6	5962.8
^{214}Po	7686.8	100	33.7	7653.1
^{210}Po	5304.3	100	39.6	5264.7

Tabelle D.2: α -strahlende Tochternuklide des ^{226}Ra -Zerfalls und deren α -Energien. E_{Lit} = Literaturwerte [NND12] und δE_{SA} = Energieverlust durch Selbstabsorption innerhalb der Quelle. Die Werte für δE_{SA} wurden in früheren Messungen, in denen die Quelle verwendet wurde [T⁺02], bestimmt. $E = E_{Lit} - \delta E_{SA}$ = resultierende emittierte α -Energien.

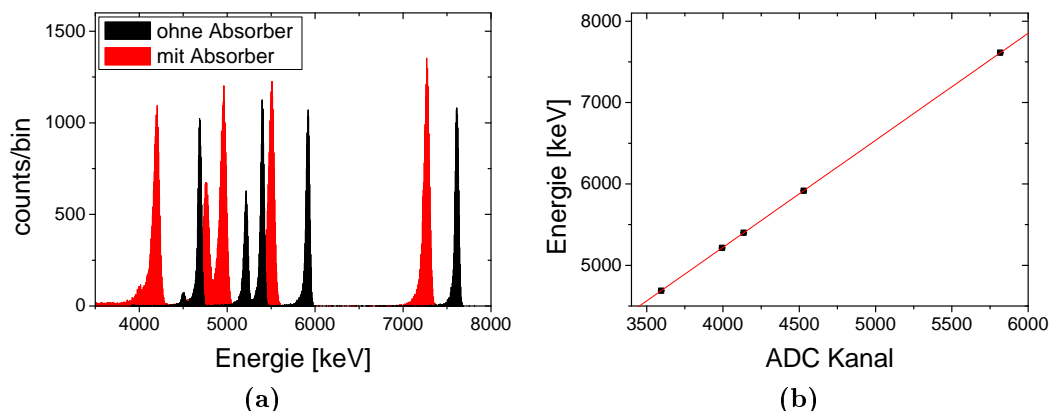


Abbildung D.8: (a): Energiespektren der ^{226}Ra - α -Quelle für eine Messung ohne Absorber und eine Messung mit dem dicken C-Absorber 3. Die Linienbreite (FWHM) für die Messung ohne Folie wird durch die Detektorauflösung, die Dicke der Quelle und Kollimatorstreuung der Ionen bestimmt und beträgt $\Delta E = 45(2)$ keV. (b): Lineare Energiekalibrierung der PIN-Diode. Die Kalibrierungspunkte ergeben sich aus den Positionen der 5 Hauptlinien im linken Graphen (Messung ohne Absorber). Die Bestimmung der Peak-Positionen erfolgte hierbei über Fits der Daten mit der asymmetrischen Verteilungsfunktion ADS (Gleichung 6.3). Die Fehler in diesem Graphen sind kleiner als die Darstellung der Datenpunkte.

sammengesetzte Energiespektrum einer Messung ohne Target und einer Messung mit dem dicken C-Target 3. Die niederenergetischen Ausläufer der Peaks innerhalb der Energiespektren werden durch Kollimator-Streuung und beim Einsatz des Absorbers auch durch Streuung am Trägerrahmen des Absorbers, Beiträge nuklearen Energieverlustes sowie Inhomogenitäten in den Absorberdicken hervorgerufen. Die Energieverluste $\langle \delta E \rangle_\alpha$ wurden für jede der fünf Linien separat aus der Verschiebung der jeweiligen Peak-Mittelwerte bestimmt.

Zur Überprüfung der Stabilität der Energiemessung wurden in regelmäßigen Abständen Messungen ohne Absorber durchgeführt (zwischen den Messungen mit Absorberfolien). Hierbei ergaben sich Schwankungen in den gemessenen Peak-Positionen im Bereich von $\Delta E_{fluct} = 0.9$ keV, die außerhalb der statistischen Genauigkeiten von typischerweise $\Delta E_{stat} = 0.1 - 0.5$ keV liegen. Für die Bestimmung der Energiedifferenzen δE_α ergibt sich damit ein unteres Limit für die Messgenauigkeit von $\Delta(\delta E_\alpha) = \sqrt{2} \cdot \Delta E_{fluct} = 1.3$ keV.

Der relative Fehler in der Kalibrierungssteigung von $\Delta b/b = 0.1\%$ ist für die dünnen Targets, bei denen Energiedifferenzen von $\delta E_\alpha < 83$ keV gemessen wurden, vernachlässigbar. Für die dickeren Absorber hingegen, mit $\delta E_\alpha = 160 - 500$ keV, trägt der Kalibrierungsfehler geringfügig zum Gesamtfehler der Messung bei. Die Winkelunsicherheit der Messung, d.h. potentielle Abweichungen der mittleren Ionen-Flugbahn von der Oberflächennormalen der Folie, ist bei diesem

Absorber	$\langle\delta E\rangle_\alpha$ [keV]	$d_{\alpha,Ra}$ [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	$(\Delta d/d)_m$ [%]
1	24 – 36	43.0(17)	4.0
2	28 – 40	47.7(17)	3.6
3	349 – 503	571.5(17)	0.3
4	49 – 67	140.0(30)	2.2
5	49 – 67	140.1(30)	2.2
6	211 – 283	589.9(30)	0.5
7	67 – 83	347.9(58)	1.7
8	59 – 75	309.8(58)	1.9
9	162 – 204	837.7(57)	0.7

Tabelle D.3: Zusammenstellung der gemessenen mittleren Energieverluste $\langle\delta E\rangle_\alpha$ von α -Teilchen aus der ^{226}Ra -Quelle bei der Transmission durch die verschiedenen Absorberfolien und der daraus bestimmten Absorberdicken $d_{\alpha,Ra}$. Die Angaben für $\langle\delta E\rangle_\alpha$ beziehen sich jeweils auf den minimalen und maximalen gemessenen Energieverlust für die 5 Linien der Quelle. $d_{\alpha,Ra}$ ist der Mittelwert der Absorberdicken, die aus den Verschiebungen der 5 Linien bestimmt wurden. Die Fehlerangaben berücksichtigen lediglich die Messfehler von $\langle\delta E\rangle_\alpha$ (die Fehler der SRIM-Berechnungen $\Delta S_\alpha(E)$ sind noch nicht integriert). Zu Vergleichszwecken sind die relativen Messfehler $(\Delta d/d)_m$ nochmals separat aufgelistet.

Messaufbau kleiner als 1° . Daraus resultiert ein relativer Fehler in der Weglänge der Ionen innerhalb der Folien und somit bei deren Dickenbestimmung von 1.5×10^{-4} , was gegen die zuvor genannten Fehlerbeiträge absolut vernachlässigt werden kann. Die Korrektur bezüglich der Abweichung zwischen mittlerer Weglänge der Ionen beim Durchgang durch das Target und der Targetdicke, die durch die Strahldivergenz hervorgerufen wird (siehe Abschnitt C.2), beträgt in diesem Fall 0.12 %.

Die mit der ^{226}Ra -Quelle bestimmten mittleren Energieverluste $\langle\delta E\rangle_\alpha$ sowie die daraus bestimmten mittleren Absorberdicken $d_{\alpha,Ra}$ (nach Gleichung 7.5) sind in Tabelle D.3 zusammengestellt. Die Werte der Stopping Power $S_\alpha(E)$ wurden dabei mit SRIM berechnet. Zu beachten ist, dass in der Tabelle zunächst nur die reinen, aus der δE_α -Bestimmung resultierenden, Messfehler $(\Delta d)_m$, d.h. ohne den Beitrag der Unsicherheiten der SRIM-Berechnungen, angegeben sind.

Messungen am Pelletron-Beschleuniger

Die α -Transmissionsmessungen am Pelletron-Beschleuniger wurden durch die Kollaborationspartner des JYFL im Anschluss an das Experiment mit Xe-Ionen am Zyklotron durchgeführt. Abbildung D.9 zeigt den hierfür verwendeten Messaufbau. Die ^4He -Ionen aus dem Pelletron, mit einer Strahlbreite von ca. 5 mm, werden an einem Silizium-Streutarget, auf das eine 1 nm dicke Goldschicht auf-

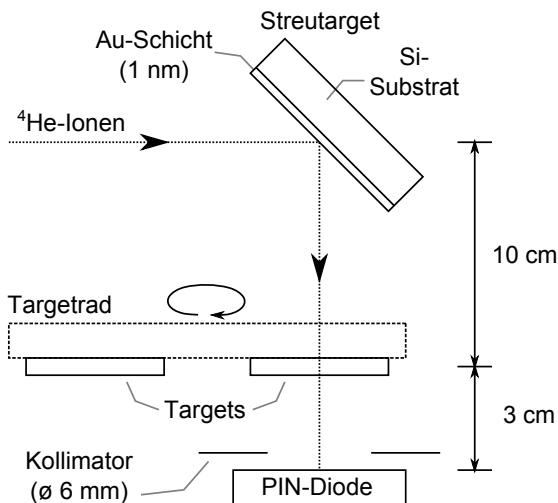


Abbildung D.9: Schematischer Messaufbau für die α -Transmissionsmessungen am Pelletron-Beschleuniger. Der Aufbau mit den Absorbern (Targets) und dem Energie-Detektor befindet sich in einem Winkel von 90° zur Strahlachse. Die monoenergetischen ^4He -Ionen werden über ein Streutarget in Richtung der Messapparatur gestreut.

getragen ist, in Richtung der Folien und des Energie-Detektors gestreut. Zur Energiemessung wurde diesmal eine kleinere ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) PIN-Diode mit einer besseren Energieauflösung eingesetzt. Wie üblich befindet sich direkt vor der PIN-Diode ein Kollimator zur Reduktion von Randeffekten.

Abbildung D.10a zeigt exemplarisch das zusammengesetzte Energiespektrum einer Messung ohne Folie und einer Messung mit dem Ni-Absorber 6. Der Untergrund in den beiden Messungen resultiert aus Streuung am Si-Substrat, während der jeweilige Peak durch Streuung an der dünnen Au-Schicht verursacht wird. Die Energieverluste $\langle \delta E \rangle_\alpha$ der α -Teilchen innerhalb der Absorberfolien wurden aus der Verschiebung der Mittelwerte der jeweiligen Au-Peaks bestimmt. Die Energie der Ionen vor den Absorbern E_i , d.h. nach der Streuung an der Au-Schicht, ergibt sich aus der Einschussenergie der Ionen aus dem Pelletron E_0 und dem Energieverlust bei der Rutherford-Streuung nach den Gleichungen 2.9 und C.1 für einen Streuwinkel von 90° zu $E_i = 0.9602 E_0$.

Neben den Messungen an den neun Absorberfolien wurde der Messaufbau auch gleichzeitig genutzt, um auch die Dicken der beiden ToF-Detektor-Folien zu bestimmen. Für die dünnen Targets wurden jeweils Messungen bei zwei unterschiedlichen Ionen-Einschussenergien durchgeführt, während die drei dickeren Targets aus Zeitgründen lediglich bei einer Einschussenergie vermessen wurden. Die Resultate dieser Untersuchungen sind in Tabelle D.4 zusammengestellt. Hierbei ist zu beachten, dass das Target 3 im Vergleich zu den restlichen Absorbern bei einer höheren Einschussenergie vermessen wurde. Insgesamt zeigt sich, dass die relativen Messfehler $(\Delta d/d)_m$ wesentlich geringer sind als bei den Messungen mit der

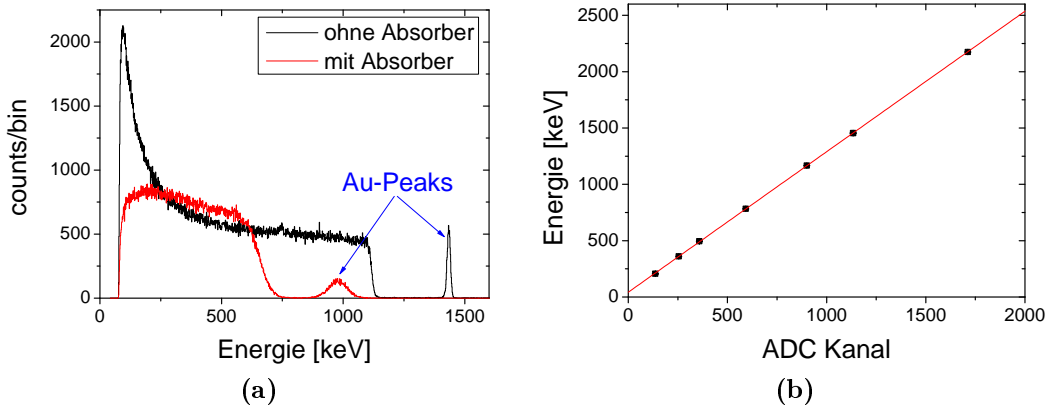


Abbildung D.10: (a): Energiespektren aus den α -Transmissionsmessungen am Pelletron-Beschleuniger für eine Messung ohne Absorber und eine Messung mit dem Absorber 6. Die Linienbreite (FWHM) des Au-Peaks für die Messung ohne Folie, d.h die quadratische Summe aus Energiebreite des Strahls und Detektoraufösung, beträgt $\Delta E = 13.1(7)$ keV. (b): Lineare Energiekalibrierung der PIN-Diode. Die Daten wurden in mehreren Messungen nach jeweiliger Umstellung der Strahlenergie seitens des Pelletron aufgezeichnet. Die Fehler sind kleiner als die Darstellung der Datenpunkte.

^{226}Ra -Quelle. Dies resultiert aus (a) den weitaus geringeren Peak-Breiten durch eine geringere Energiebreite des Ionenstrahls und die bessere Detektoraufösung, (b) den größeren absoluten Energieverlusten δE_α , da hier im Bereich der Maxima der jeweiligen Bragg-Peaks gemessen wurde, und (c) der besseren Stabilität der Energiemessung bei der Verwendung der kleineren PIN-Diode von $\Delta E_{fluct} = 0.2$ keV. Die statistischen Fehler lagen wie bei den Untersuchungen mit der ^{226}Ra -Quelle, je nach Messung, bei $\Delta E_{stat} = 0.1 - 0.5$ keV. Der relative Fehler in der Kalibrierungssteigung beträgt auch hier $\Delta b/b = 0.1\%$.

Diskussion der Resultate

Ein Vergleich der Ergebnisse aus den Untersuchungen am Pelletron (Tabelle D.4) und den Messungen mit der ^{226}Ra -Quelle (Tabelle D.3) zeigt Abweichungen in den gemessenen Absorberdicken, die deutlich außerhalb der angegebenen Messgenauigkeiten liegen. Für die Ni-Targets ist dies auch innerhalb der Messungen am Pelletron bei unterschiedlichen Energien zu beobachten. Diese Abweichungen werden allerdings größtenteils durch die bislang unberücksichtigten Fehler in den SRIM-Berechnungen für $S_\alpha(E)$ [Zie13], von 5.6 % für C-Absorber, 7.3 % für Au-Absorber und 3.4 % für Ni-Absorber, abgedeckt. Zur Veranschaulichung, in welchen Bereichen der Bragg-Kurven die Messungen durchgeführt wurden, sind die mit SRIM berechneten $S_\alpha(E)$ -Kurven für alle drei Targetmaterialien mit entsprechenden Markierungen der Ionenenergien in Abbildung D.11a dargestellt.

Absorber (Material)	E_i [keV]	$\langle \delta E \rangle_\alpha$ [keV]	$d_{\alpha, Pel}$ [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	$(\Delta d/d)_m$ [%]
1 (C)	494	95.2(3)	50.1(2)	0.3
	1455	81.8(3)	49.9(2)	0.4
2 (C)	494	100.9(3)	53.1(2)	0.3
	1455	86.6(3)	52.8(2)	0.4
3 (C)	3356	636.4(14)	567.6(12)	0.2
4 (Ni)	494	107.1(3)	149.7(4)	0.3
	1455	116.7(3)	153.5(5)	0.3
5 (Ni)	494	102.9(3)	143.6(4)	0.3
	1455	112.3(3)	147.7(4)	0.3
6 (Ni)	1455	465.5(7)	600.3(9)	0.2
7 (Au)	494	119.2(3)	371.5(9)	0.3
	1455	137.1(3)	371.1(9)	0.2
8 (Au)	494	106.2(3)	329.2(10)	0.3
	1455	121.3(4)	328.8(10)	0.3
9 (Au)	1455	322.2(5)	864.4(13)	0.2
Start (C)	206	15.3(3)	9.6(2)	1.7
	494	21.0(3)	11.0(1)	1.3
Stopp (C)	206	15.2(3)	9.5(2)	1.8
	494	21.3(3)	11.1(1)	1.3

Tabelle D.4: Zusammenstellung der Messergebnisse aus der α -Transmissionsmessung für die unterschiedlichen Absorber- und ToF-Detektor-Folien am Pelletron-Beschleuniger des JYFL. „Start“ und „Stopp“ sind die Folien der beiden Time-Pickoff-Detektoren aus den Messungen am Zyklotron. $d_{\alpha, Pel}$ = aus den gemessenen mittleren Energieverlusten $\langle \delta E \rangle_\alpha$ bestimmte Foliendicken. Die angegebenen Fehler stellen lediglich die Messfehler, ohne den SRIM-Fehler bei der Berechnung von $S_\alpha(E)$, dar.

Eine Möglichkeit zu überprüfen, ob die Abweichungen tatsächlich durch die Präzision der SRIM-Vorhersagen bedingt sind, bietet ein Vergleich der gemessenen Energieverluste $\langle \delta E \rangle_\alpha(E_{av})$ für unterschiedliche Folien gleichen Materials und bei gleicher mittlerer Energie innerhalb des Absorbers $E_{av} = E_i - \langle \delta E \rangle_\alpha / 2$. Zu erwarten ist, dass das Verhältnis der gemessenen Energieverluste für die unterschiedlichen Energien E_{av} konstant ist, da die theoretischen Werte für $S_\alpha(E_{av})$ bei der Betrachtung dieser Verhältnisse herausfallen:

$$\frac{d_k}{d_l} = const = \frac{\langle \delta E \rangle_{\alpha, k}(E_{av}) / S_\alpha(E_{av})}{\langle \delta E \rangle_{\alpha, l}(E_{av}) / S_\alpha(E_{av})} = \frac{\langle \delta E \rangle_{\alpha, k}(E_{av})}{\langle \delta E \rangle_{\alpha, l}(E_{av})}. \quad (\text{D.4})$$

Hierbei stehen die Indizes k, l für zwei Targets gleichen Materials. Bei den hier vorgestellten Messungen lassen sich allerdings lediglich die jeweils dünneren Foli-

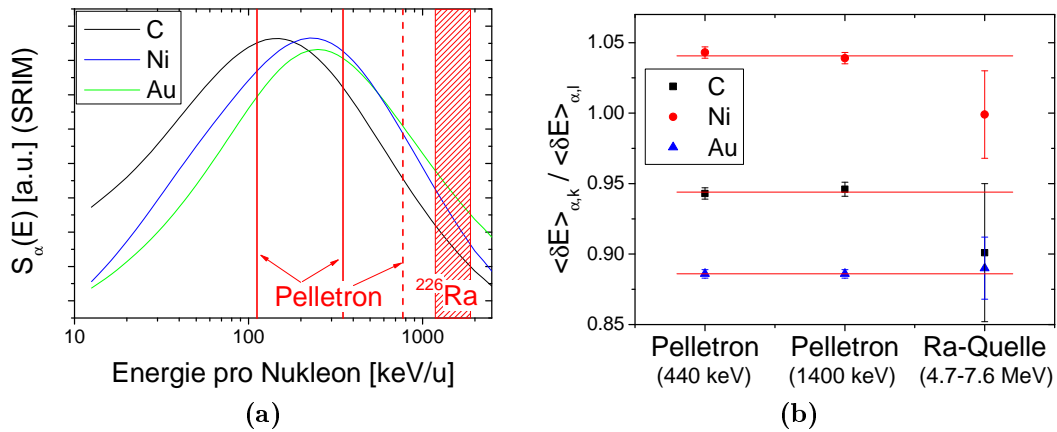


Abbildung D.11: (a): SRIM-Berechnungen der Stopping Power von α -Teilchen beim Durchgang durch C, Ni und Au. Für eine bessere Darstellung sind die vertikalen Achsen für die verschiedenen Materialien unterschiedlich skaliert. Die Energie-Achse ist logarithmisch skaliert. Die roten Markierungen zeigen die Energiebereiche, in denen die α -Transmissionsmessungen durchgeführt wurden. Bei der gestrichelten Markierung ($E = 760$ keV/u) wurde lediglich eine Messung mit Absorber 3 durchgeführt. (b): Verhältnisse der gemessenen Energieverluste $\langle \delta E \rangle_{\alpha}$ für die dünnen Folien (Indizes k, l) eines jeden Absorbermaterials in Abhängigkeit von der mittleren Ionenenergie E_{av} (C: $k = 1, l = 2$; Ni: $k = 4, l = 5$; Au: $k = 8, l = 7$). Die roten Linien geben jeweils die gewichteten Mittelwerte an.

en eines Materials miteinander vergleichen, da sich die mittleren Energien E_{av} bei gleicher Einschussenergie E_i für Messungen mit dünnen und dicken Folien zu stark unterscheiden. Abbildung D.11b zeigt die gemessenen Verhältnisse $\langle \delta E \rangle_{\alpha,k}(E_{av}) / \langle \delta E \rangle_{\alpha,l}(E_{av})$ für die jeweils dünnen Folien eines jeden Absorbermaterials. Die gewichteten Mittelwerte in dieser Darstellung geben für jedes Absorbermaterial, entsprechend Gleichung D.4, das Verhältnis der Foliendicken der Targets k und l an. Innerhalb der angegebenen Messgenauigkeiten zeigen die Werte eine sehr gute Übereinstimmung für alle drei untersuchten Energiebereiche. Dies bestätigt die Konsistenz der gemessenen Werte und angegebenen Messfehler aus den Tabellen D.3 und D.4.

Da über große Bereiche der Bragg-Peaks eine Variation der Genauigkeit der SRIM-Vorhersagen zu erwarten ist, insbesondere im Bereich des Maximums, ermöglichen die Messungen an unterschiedlichen Stellen des Bragg-Peaks (siehe Abbildung D.11a) eine Reduktion der zuvor genannten SRIM-Fehler, durch eine Mittelwertbildung der in den verschiedenen Energiebereichen gemessenen Foliendicken. Zu diesem Zweck wurde aus den Werten $d_{\alpha,Ra}$ aus Tabelle D.3 und den jeweils ein oder zwei Werten $d_{\alpha,Pel}$ aus Tabelle D.4, nach quadratischer Addition der SRIM-Fehler, jeweils ein gewichteter Mittelwert d_{α} gebildet. Eine Ausnahme stellt hierbei Absorber 3 dar. Für dieses Target wurde die einzige Messung am

Pelletron in einem ähnlichen Energiebereich wie bei der ^{226}Ra -Messung durchgeführt, weswegen die obigen Annahmen zur Reduktion des SRIM-Fehlers nicht gemacht werden können. In diesem Fall wurde d_α als mit den reinen Messfehlern gewichteter Mittelwert aus den fünf einzelnen Werten der ^{226}Ra -Messung und dem einzigen Wert der Pelletron-Messung gebildet. Die 5.6% SRIM-Unsicherheit wurde anschließend quadratisch zum Gesamtfehler hinzuaddiert. Die Resultate für d_α sind im Haupttext in Tabelle 7.4 aufgelistet.

D.5 Channeling Effekte beim Durchgang der Xe-Ionen durch polykristalline Absorberfolien

In Abschnitt 7.2.5 wurde die Beobachtung von Doppel-Peak-Strukturen in den Energieverlust-Spektren bei der Transmission von ^{131}Xe -Ionen durch einige der verwendeten Targets und die Interpretation dieser Strukturen als Channeling-Effekte beschrieben. Bei der Diskussion dieser Effekte wurden für einige der Analysen und Argumentationen aus Gründen der Übersicht lediglich Resultate bzw. die wichtigsten Argumente zusammengefasst. Weitere Details zu den entsprechenden Betrachtungen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

D.5.1 Zusätzliche Rechnungen zum Ausschluss inhomogener Dickenverteilungen der Targets als Ursache für Doppel-Peaks

Als alternative Möglichkeit zur Erklärung der Doppel-Peak-Strukturen wurde in Abschnitt 7.2.5 eine Dickenverteilung der Targets diskutiert, bei der die Folien im Wesentlichen aus dünneren Bereichen mit der Dicke d_L und dickeren Bereichen mit der Dicke d_H bestehen. Gegen diese Hypothese wurde dabei das Argument angebracht, dass in diesem Fall sowohl das Verhältnis der Absolutwerte der beiden δE -Komponenten $R_{\delta E} = \delta E_L / \delta E_H$ als auch das Verhältnis der Intensitäten $R_I = I_L / I_H$, in denen beide Komponenten beobachtet werden, energieunabhängig sein müssen. Da beide Punkte allerdings nur näherungsweise richtig sind, soll im Folgenden die Größenordnung der erwarteten Energieabhängigkeit von $R_{\delta E}$ und R_I für den hier beschriebenen hypothetischen Fall anhand von Rechnungen für das Au-Target 7 bestimmt werden.

Energieabhängigkeit von $R_{\delta E}$

Aufgrund der nicht-linearen Energieabhängigkeit der Stopping Power skaliert der Energieverlust in einem Absorber nicht exakt mit der Dicke des Materials. D.h. für zwei Absorber gleichen Materials mit den Dicken d_L und d_H entspricht das Verhältnis der Dicken $R_d = d_L/d_H = \text{const}$ nicht genau dem Verhältnis der Energieverluste $R_{\delta E}$ von Ionen beim Durchgang durch die Absorber. Um die Größenordnung dieser energieabhängigen Abweichungen abzuschätzen, wurden SRIM-Berechnungen für das erwartete Verhältnis der Energieverluste $R_{\delta E}$ für zwei Au-Absorber mit einem Verhältnis der Dicken von $R_d = 0.7$ (also dem ungefähren Verhältnis der Peakpositionen in Abbildung 7.25) bei jeweils gleicher Einschussenergie durchgeführt. Die Absorberdicken ($d_H = 403 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, $d_L = 282 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) wurden dabei so abgestimmt, dass der Mittelwert bei einem Verhältnis der Oberflächen F von $R_F := F_L/F_H = 1:2$ dem des Targets 7, mit einer Dicke von $363 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, entspricht. Das Resultat ist ein leichter Abfall der berechneten $R_{\delta E}$ -Werte von $R_{\delta E} = 0.711$, bei Einschussenergien von 10 MeV, auf $R_{\delta E} = 0.708$, bei einer Einschussenergie von 50 MeV. Diese geringfügige Verminderung um ca. 0.4 % steht nicht nur bezüglich der Größenordnung, sondern auch bezüglich des Vorzeichens im Gegensatz zum gemessenen Anstieg der $R_{\delta E}$ -Werte für das Au-Target in Abbildung 7.28c.

Energieabhängigkeit von R_I

Bei der Betrachtung der Zählraten in Transmissionsmessungen mit geringer Raumwinkelabdeckung und Targets mit stark variierender Dickenverteilungen muss der Einfluss von Kleinwinkelstreuung beachtet werden. Da die Wahrscheinlichkeit dafür, dass Ionen beim Durchgang durch das Target aus der Detektionsebene heraus gestreut werden, mit der Dicke des Absorbers zunimmt, tragen dickere Bereiche relativ betrachtet weniger zum Gesamtergebnis bei als dünnere Bereiche. Dieser Effekt verstärkt sich in Richtung niedrigerer Energien durch die Zunahme des nuklearen Streuquerschnitts, wodurch das Verhältnis $R_I = I_L/I_H$ der Zählraten für Teilchen, die dünnere (L) bzw. dickere (H) Bereiche des Targets passiert haben, energieabhängig wird.

Zur Abschätzung dieser Energieabhängigkeit wurden mit dem Programm SRIM Monte-Carlo-Simulationen (TRIM) für Teilchentrajektorien von jeweils 10^6 ^{131}Xe -Ionen beim Durchgang durch Au-Targets, mit den bereits zuvor verwendeten Dicken $d_H = 403 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $d_L = 282 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, bei Einschussenergien von 10 und 50 MeV, durchgeführt. Anhand der simulierten Trajektorien nach der Transmission durch die Absorber wurde, entsprechend der Geometrie des Messaufbaus (Abstand zwischen Target und CLTDs: 1 m; mittlerer Radius in Detektionsebene: 5

mm), jeweils die erwartete Anzahl, N_L für das dünnere Target bzw. N_H für das dickere Target, von detektierten Ionen bestimmt. Bei einer Einschussenergie von 10 MeV ergeben die Rechnungen ein Verhältnis von $N_L/N_H = 1.81(8)$. Für Einschussenergien von 50 MeV reduziert sich dieses Verhältnis lediglich um ca. 5% auf $N_L/N_H = 1.73(2)$. Somit liegt die Erwartung für die durch Kleinwinkelstreuung innerhalb des Au-Targets verursachte Reduktion des Intensitätsverhältnisses R_I zwischen Einschussenergien von 10 und 50 MeV im Bereich weniger Prozent. Dies ist mindestens zwei Größenordnungen geringer als die beobachtete Reduktion von R_I in diesem Energiebereich um etwa einen Faktor 10 (siehe Abbildung 7.28a) und kann daher die starke gemessene Energieabhängigkeit von R_I nicht bewirken.

D.5.2 Betrachtung der Energieverlust-Spektren aus Messungen mit α -Teilchen bezüglich potentieller Doppel-Peak-Strukturen

Aufgrund der Beobachtung von Doppel-Peak-Strukturen in den δE -Spektren für das Au-Target 7 und die beiden dünnen Ni-Targets 4 und 5 (Abschnitt 7.2.5) wurden die Resultate aus den Energieverlust-Messungen mit α -Teilchen (Abschnitt D.4) für die gleichen Targets auf ähnliche Strukturen hin untersucht. Zwei exemplarische Energiespektren aus diesen Untersuchungen, eines aus Messungen mit der ^{226}Ra - α -Quelle und eines aus denen am Pelletron, sind in Abbildung D.12 dargestellt. Die Graphen zeigen jeweils die Energiespektren einer PIN-Diode für Messungen ohne Absorber und mit dem Au-Absorber 7. In beiden Darstellungen wurde jeweils ein Bereich von 70 – 80 % der Linienverschiebung δE_p , d.h. der Bereich, in dem nach den Messungen mit Xe-Ionen eine zweite δE -Komponente zu erwarten wäre (siehe Abbildung 7.28c), blau markiert. Für die Messungen mit der ^{226}Ra -Quelle (Abbildung D.12a) lässt die, relativ zur geringen Verschiebung der Peaks gesehen, hohe Linienbreite keine eindeutige Aussage zu. Eine deutlich ausgeprägte Doppel-Peak-Struktur ist jedoch nicht zu erkennen. Bei den Messungen am Pelletron hingegen würden, bedingt durch die geringeren Linienbreiten und die höheren Energieverluste δE_p , zwei Peaks mit Energieverlusten im Verhältnis von 0.7 – 0.8 deutlich getrennt zu erkennen sein. Abbildung D.12b zeigt hierfür jedoch keine Anzeichen.

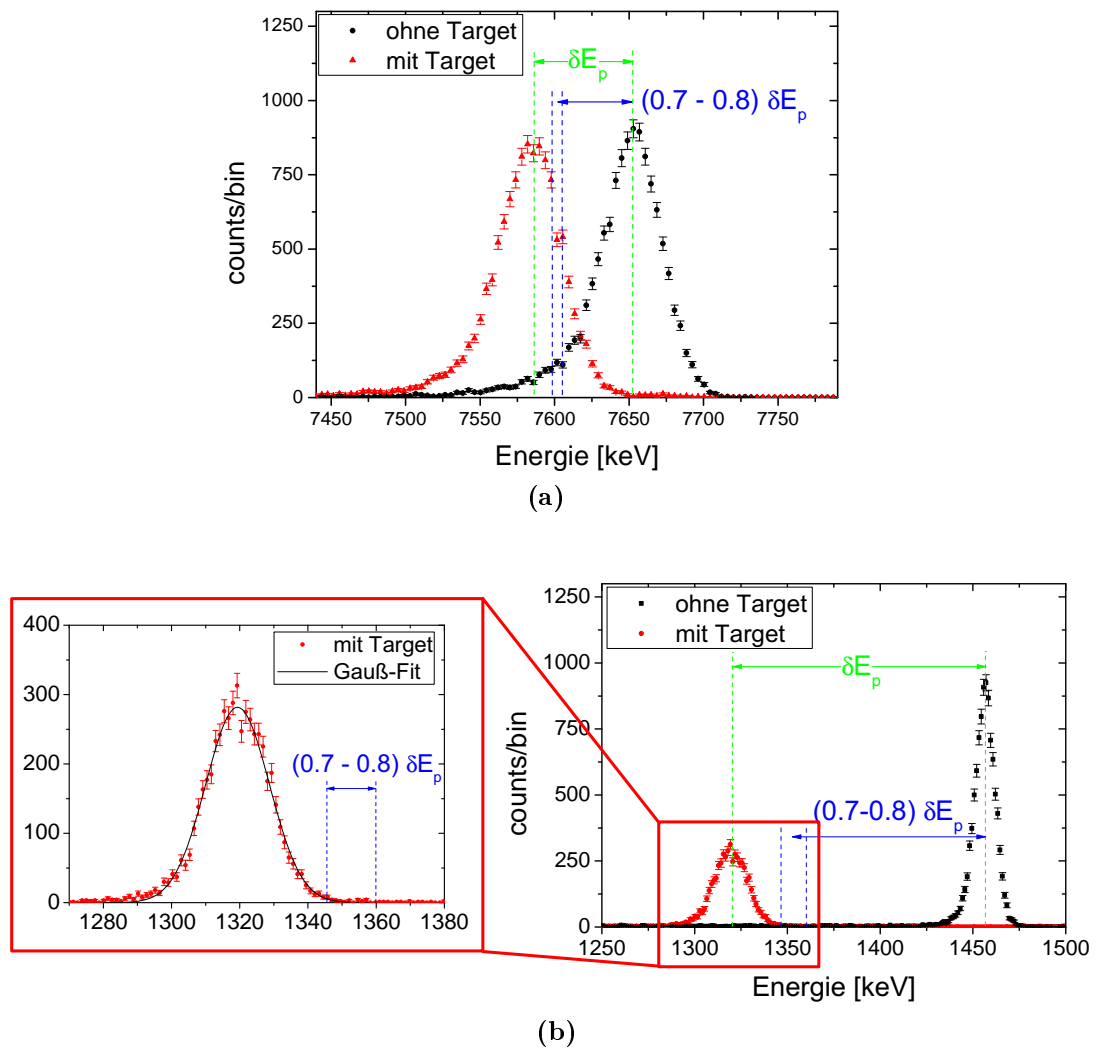


Abbildung D.12: Energiespektren aus α -Transmissionmessungen mit dem Au-Target 7. Dargestellt sind jeweils die Energiespektren einer PIN-Diode beim Nachweis von α -Teilchen für Messungen ohne und mit Absorber. Die blauen Linien markieren jeweils einen Bereich zwischen 70 und 80 % der Linienverschiebung δE_p . (a): Messung mit der ^{226}Ra -Quelle (^{214}Po -Linie, siehe Tabelle D.2). (b): Messungen am Pelletron Beschleuniger des JYFL. Der Bereich um den Peak aus der Messung mit Absorber ist zusätzlich vergrößert dargestellt. Zur Verdeutlichung der Symmetrie des Peaks ist in der vergrößerten Darstellung ein Gauß-Fit mit eingezeichnet.

D.5.3 Strukturanalyse der Targets durch XRD-Messungen

Für jedes der in den dE/dx -Messungen aus Kapitel 7.2 verwendeten Absorbermaterialien wurde jeweils eine der dünnen Folien in zusätzlichen Messungen mittels Röntgenbeugung (XRD, „X-Ray Diffraction“) am Institut für Chemie der Universität Jyväskylä bezüglich der Kristallstruktur untersucht. Die vermessenen Folien stammen dabei aus den gleichen Produktionschargen, wie auch die Targets an denen die Energieverlust-Messungen mit Schwerionen durchgeführt wurden. Sowohl die XRD-Messungen als auch die in diesem Abschnitt vorgestellte Interpretation der Messdaten wurden von Manu Lahtinen, Adjunct Professor am Institut für Chemie der Universität von Jyväskylä, durchgeführt. Die Daten wurden mit einem „Panalytical X’pert Pro Alpha 1“ Diffraktometer in einer θ - 2θ -Geometrie unter Verwendung von monochromatisierter Cu-K₁-Strahlung ($\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$) aufgezeichnet. Zur Identifikation unterschiedlicher Phasen in der Kristallstruktur der Proben wurden die gemessenen Daten mit der „ICDD PDF 4+ Powder Diffraction“ Datenbank [ICD11] verglichen.

Abbildung D.13 zeigt die Diffraktogramme für die drei untersuchten Folien. Im Falle der C-Folie sind keine charakteristischen Peaks im Diffraktogramm erkennbar, was zeigt, dass diese Folie eine vollständig amorphe Struktur besitzt. Im Gegensatz dazu sind bei den Messungen mit der Ni- und der Au-Folie diverse Beugungs-Peaks erkennbar, die charakteristischen Kristallrichtungen des fcc-Gitters von Nickel bzw. Gold entsprechen [RL73, ABM74]. Daraus lässt sich schließen, dass in beiden Proben polykristalline Zonen vorhanden sind. Allerdings zeigen die breiten Verteilungen bei niedrigen 2θ , dass der überwiegende Teil der metallischen Folien dennoch amorph ist, insbesondere im Falle der Ni-Folie. Darüber hinaus zeigt ein Vergleich bezüglich der Intensitäten in den Peaks zwischen der Au- und der Ni-Folie, dass erstere einen höheren Anteil an kristallinen Strukturen besitzt.

Über die sogenannte „Scherrer Gleichung“ lässt sich aus der Breite der Peaks die mittlere Größe D der Kristalle gemäß

$$D = \frac{K\lambda}{\beta \cdot \cos(\theta)} \quad (\text{D.5})$$

abschätzen. Hierbei sind $K = 0.9$ der sogenannte „Shape Factor“, λ die Wellenlänge, β die Linienbreite (FWHM, abzüglich der intrinsischen Detektorauflösung) und θ der Bragg-Winkel. Die entsprechend bestimmten mittleren Kristallgrößen für die vier Kristallorientierungen, die am häufigsten vorkommen, sind in Tabelle D.5 zusammengestellt. Während die ähnlichen Kristallgrößen für unterschiedliche Kristallorientierungen bei der Ni-Folie auf eine isotrope Verteilung der Kristal-

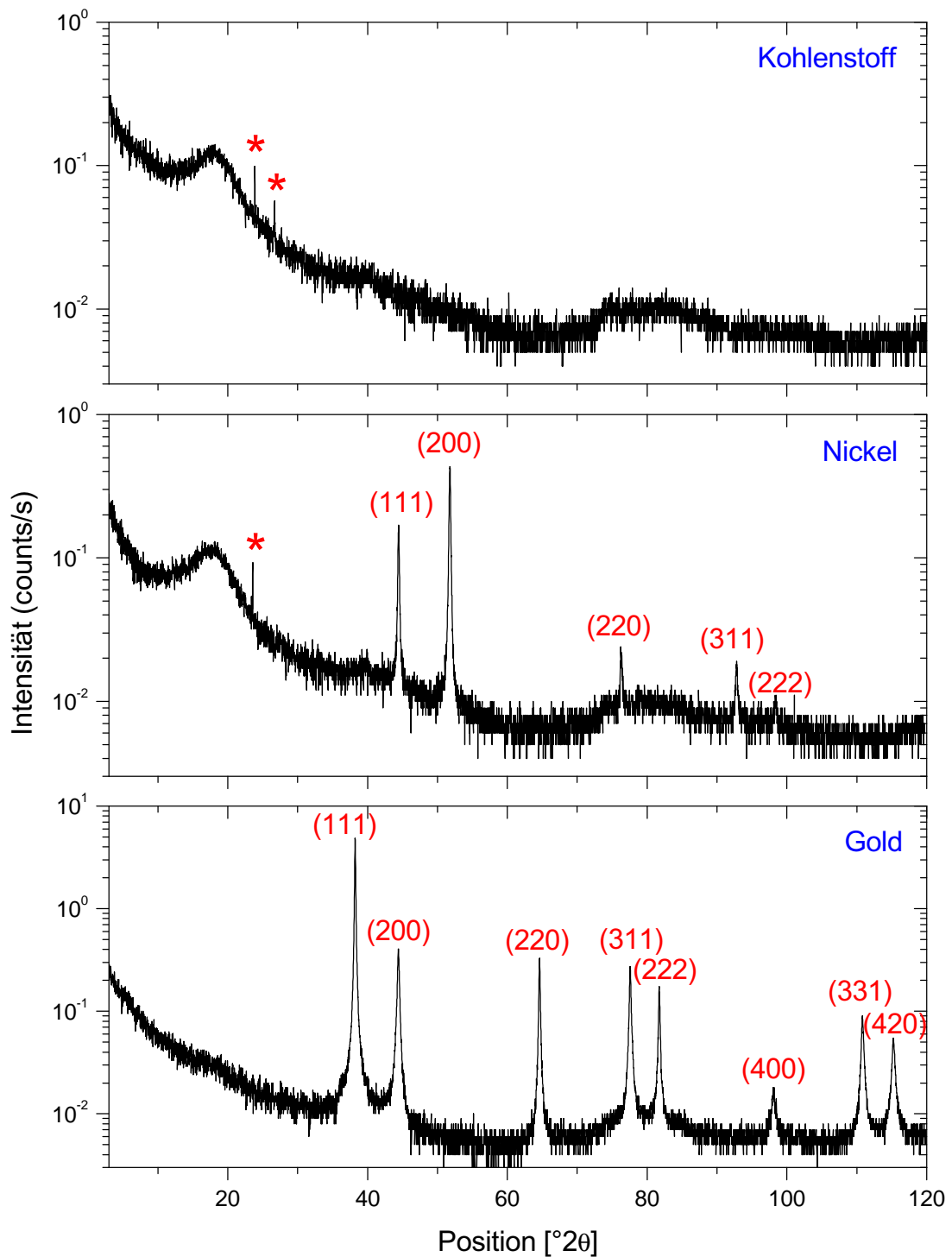


Abbildung D.13: Diffraktogramme aus XRD-Messungen an dünnen Folien unterschiedlichen Materials. Die Folien stammen aus den gleichen Produktionschargen wie die dünnen Targets für die Stopping Power Messungen mit Xe-Ionen. Dargestellt ist jeweils die Zählrate als Funktion der Detektorposition. Für jeden der Peaks ist die zugehörige Kristallorientierung durch Miller Indizes angegeben. Die mit * markierten Peaks werden durch den Probenhalter verursacht.

Miller Indizes	Nickel		Gold	
	Peak- Position [2°]	Kristall- größe [Å]	Peak- Position [2°]	Kristall- größe [Å]
(111)	44.444	496	38.224	1051
(200)	51.775	523	44.412	380
(220)	76.275	472	64.605	752
(311)	92.79	404	77.57	502

Tabelle D.5: Mittlere Kristallgrößen, die jeweils nach der Scherrer Gleichung D.5 für die unterschiedlichen Kristallorientierungen (gekennzeichnet durch die Miller Indizes) in der Ni- und der Au-Folie bestimmt wurden.

le hindeuten, zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Kristallgröße von der Orientierung im Fall der Au-Folie. Vergleicht man darüber hinaus die relativen Intensitäten der einzelnen Peaks mit einer charakteristischen Verteilung aus der Literatur [RL73] zeigt sich, dass der (111)-Peak bei der Au-Folie wesentlich stärker ist, als er sein sollte. Dies lässt darauf schließen, dass in diesem Fall entweder eine leicht bevorzugte Orientierung der polykristallinen Zonen oder ein Anteil signifikant größerer Kristalle, bzw. eine Mischung von beiden, vorliegt. Demnach ist es durchaus möglich, dass sich ein Teil der Kristalle über die komplette Foliendicke erstreckt.

D.5.4 Abschätzung der Channeling-Wahrscheinlichkeit einzelner Ionen beim Durchgang durch die polykristallinen Targets

Die XRD-Analyse im vorangegangenen Abschnitt hat gezeigt, dass in den Ni- und Au-Targets polykristalline Zonen vorhanden sind, wobei die Kristallite keine signifikant bevorzugte Orientierung aufweisen und deren mittlere Größe geringer ist als die Foliendicke. Demzufolge bietet für Ionen, die senkrecht zur Oberfläche einfallen, nur ein geringer Teil der Folienoberfläche die Möglichkeit durch die komplette Foliendicke zu channeln. In den folgenden Betrachtungen soll abgeschätzt werden, in welcher Größenordnung die Wahrscheinlichkeit für Channeling eines Ions liegt, das senkrecht an einer beliebigen Stelle der Folienoberfläche eintritt.

Zunächst wird angenommen, dass der relative Anteil an polykristallinen Strukturen innerhalb der betreffenden Folien bei 10 % liegt, und dass sich hiervon wiederum 10 % der Kristalle über die volle Foliendicke erstrecken. Somit liegt der Anteil an Kristallen ausreichender Größe an der Gesamtfläche der Folien im Bereich von 1 %, wovon wiederum nur ein geringer Bruchteil die für Channeling benötigte

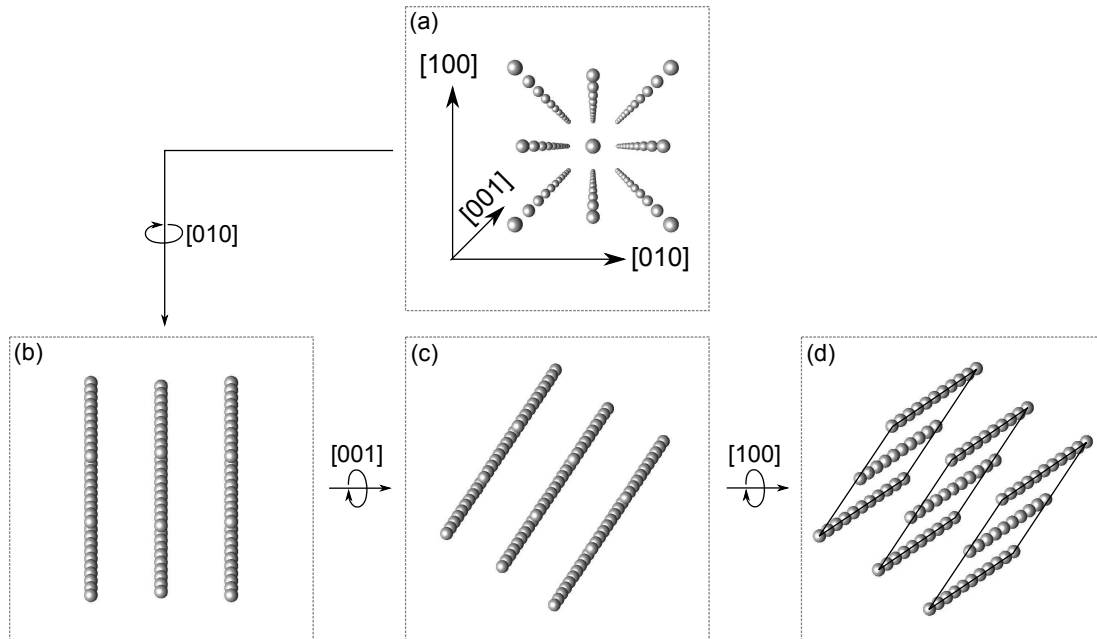


Abbildung D.14: Schematische Darstellung eines fcc-Kristallgitters bei der Rotation um drei orthogonale Achsen. (a): Perspektivische Darstellung des Kristalls mit Blickrichtung entlang der $[001]$ -Achse. (b) – (d): Sukzessive Rotation des Kristalls um die in (a) definierten Koordinatenachsen. (Im Gegensatz zum oberen sind die unteren drei Graphen nicht perspektivisch dargestellt.)

Orientierung aufweist. Welche der möglichen Kristallorientierungen Channeling ermöglichen, soll anhand von Abbildung D.14 veranschaulicht werden. Im oberen Teil der Abbildung (a) ist der Ausschnitt eines fcc-Kristallgitters (Struktur für Ni- und Au-Kristalle) mit Blickrichtung entlang der $[001]$ -Achse perspektivisch dargestellt. Für Ionen, die entlang der $[001]$ -Achse einfallen, ermöglicht diese Orientierung axiales Channeling. Jede weitere Orientierung des Kristalls lässt sich durch eine Drehung um die drei Achsen des dargestellten Koordinatensystems erreichen. Rotiert man den Kristall zunächst um die $[010]$ -Achse (b) geht zwar die Möglichkeit für axiales Channeling verloren, dennoch können die Ionen zwischen den Ebenen channeln. Eine weitere Drehung, diesmal um die ursprüngliche $[001]$ -Achse (c), ändert die Situation aufgrund der Axialsymmetrie des Problems bezüglich der Einfallsrichtung der Ionen nicht. Erst die letzte Drehung um die $[100]$ -Achse (d) lässt die Ebenen überlappen und behindert somit auch planares Channeling. Der relative Anteil r_c an Kristallen, mit für planares Channeling benötigter Orientierung zur Strahlachse, in einer Probe aus zufällig orientierten Kristallen lässt sich somit über den Halbwertswinkel für Channeling² $\psi_{1/2}$ und der 90° -Symmetrie der fcc-Kristallstruktur zu $r_c = 3 \cdot 2\psi_{1/2}/90^\circ$ abschätzen. Der Faktor 3 berücksichtigt dabei die Möglichkeit des Channelings entlang der drei

²Zur Definition von $\psi_{1/2}$ siehe Fußnote in Abschnitt 7.2.5

Hauptebenen ((100), (110), (111)) des Kristalls. Der Halbwertswinkel $\psi_{1/2}$ für planares Channeling hängt hierbei von diversen experimentellen Faktoren, insbesondere der Projektilenergie sowie den Ebenenabständen des Kristallgitters, ab und kann theoretisch anhand der im Anhang des Übersichtsartikels zum Thema Channeling von D. Gemell [Gem74] ausführlich beschriebenen Prozedur bestimmt werden. Für ^{131}Xe -Ionen in Au-Kristallen bei einer Einschussenergie von 10 MeV ergeben sich für die drei Hauptebenen Werte für $\psi_{1/2}$ von 0.62° (100), 0.49° (110) und 0.67° (111). Entsprechend erhält man für Ni-Kristalle $\psi_{1/2} = 0.51^\circ$ (100), 0.37° (110), 0.59° (111). Unter Verwendung der mittleren Werte für $\psi_{1/2}$ lässt sich der relative Anteil an Kristallen mit der für Channeling benötigten Orientierung in eine Größenordnung von $r_c = 4\%$ abschätzen. Zusätzlich muss berücksichtigt werden dass aufgrund der Strahldivergenz vor dem Absorber die Anzahl der möglichen Kristallorientierungen, die zum Channeling beitragen können, nochmals erhöht wird. Zusammen mit der obigen Abschätzung für den Anteil an Kristallen ausreichender Größe kann somit die Wahrscheinlichkeit für planares Channeling innerhalb der polykristallinen Ni- und Au-Targets in eine Größenordnung von ca. 10^{-3} abgeschätzt werden. Für axiales Channeling ist die Wahrscheinlichkeit aufgrund der geringeren Möglichkeiten für eine passende Kristallorientierung nochmals mehrere Größenordnungen kleiner. Allerdings ist zu beachten, dass bei den eben durchgeführten Überlegungen an mehreren Stellen lediglich sehr grobe Abschätzungen durchgeführt wurden. Daher kann die tatsächliche Channeling-Wahrscheinlichkeit ohne weiteres mehr als eine Größenordnung vom oben angegebenen Wert abweichen.

Anhang E

Aufnahme der $R(T)$ -Kennlinien der CTLDs

Zur Vermessung der in Abschnitt 5.1 vorgestellten $R(T)$ -Kennlinien der TES-Phasenübergänge wurde ein einfacher ^4He -Badkryostat, dessen Aufbau und Funktionsweise in [Mei90] beschrieben ist, benutzt. Abbildung E.1 zeigt schematisch den Messaufbau mit der entsprechenden Verschaltung der Elektronik. Die Detektor-Pixel befinden sich hierbei direkt im flüssigen Helium des Kryostaten, dessen Temperatur über den He-Dampfdruck in einem Bereich von 1.2 – 4.2 K reguliert werden kann. Die Bestimmung der Badtemperatur erfolgt durch einen GR-200-A-500-Temperatursensor, der über eine Vermessung des Widerstandes als Funktion des He-Dampfdrucks kalibriert wurde. Die Kalibrierung des Temperatursensors wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Der Thermometerwiderstand wird mit einer LR-400-Messbrücke und einem Keithley 197 Digitalmultimeter ausgelesen, während die Detektorwiderstände über eine Spannungsmessung mit einem Keit-

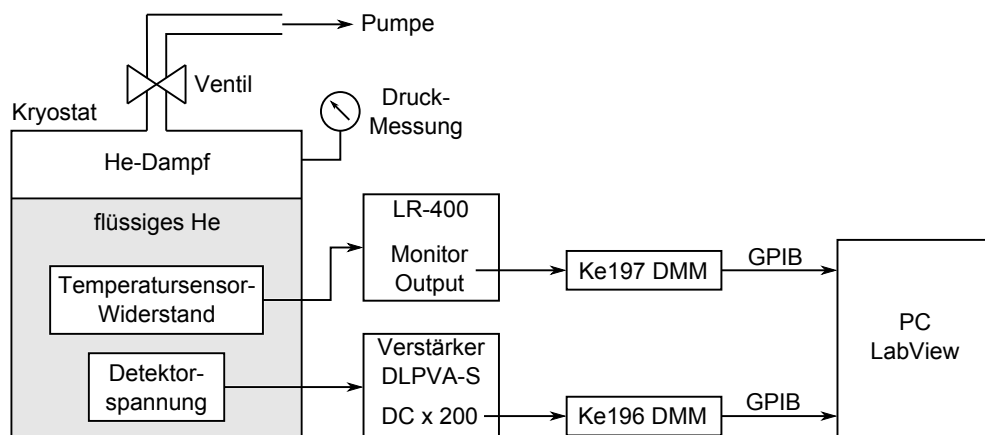


Abbildung E.1: Messaufbau und Verschaltung der Elektronik für die Aufnahme von $R(T)$ -Kennlinien der CLTDs.

hley 196 Digitalmultimeter am jeweiligen DC-Ausgang eines DLPVA-S Verstärkers bestimmt werden. Die entsprechende Verschaltung der Detektoren wurde in Abschnitt 4.1.1 vorgestellt. Aus dem jeweils gemessenen $U(T)$ -Verlauf und dem Meßstrom von 500 nA ergeben sich die $R(T)$ -Kennlinien der CLTDs.

Zur Aufnahme der Übergangskurven werden die Detektorspannungen und der Widerstand des Temperatursensors permanent ausgelesen, während der Dampfdruck des Helium-Bades, und somit seine Temperatur, über ein Pump-Ventil langsam reduziert werden, bis alle Detektoren den supraleitenden Zustand erreicht haben. Ein eigens für die Aufnahme der $R(T)$ -Kennlinien geschriebenes LabView Programm ermöglicht dabei eine einfache Aufzeichnung der Daten über die jeweiligen GPIB-Schnittstellen der Digitalmultimeter. Um etwaige Hystereseeffekte durch den Meßstrom auszuschließen, wird nach Erreichen des supraleitenden Zustandes der Detektoren das Ventil zur Pumpe geschlossen und die $R(T)$ -Kurven im sich aufwärmenden Helium-Bad erneut aufgezeichnet. Durch die direkte thermische Ankopplung der Detektoren an das Helium-Bad und den vergleichsweise geringen Meßstrom von 500 nA wurden jedoch wie erwartet keine Hysteresen im $R(T)$ -Verlauf beobachtet.

Die Resultate der Messungen sind im Haupttext in Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Kalibrierung des Temperatursensors im Kryostaten

Um den Temperatursensor des Kryostaten, der sich wie die zu untersuchenden Proben direkt im flüssigen Helium des Kryostaten befindet, zu kalibrieren, wurde der Sensorwiderstand als Funktion des Helium-Dampfdrucks in einem Bereich von 0 – 50 Torr aufgezeichnet. Der Dampfdruck wurde dabei mit einer Wallace und Tiernan Druckuhr Modell FA-160 mit einer Absolutgenauigkeit (Offset) von 0.2 Torr und einer Ablesegenauigkeit der Druckskala von 0.05 Torr gemessen, während der Widerstand des Sensors mit einer LR-400-Messbrücke und einem Keithley 197 Digitalmultimeter am Monitor-Output der Messbrücke ausgelesen wurde.

Anhand einer von der International Temperature Scale (ITS-90) [PT90] gegebenen Parametrisierung

$$T[K] = A_0 + \sum_{i=1}^9 A_i \{[\ln(p[Pa]) - B]/C\}^i \quad (\text{E.1})$$

wurde die Badtemperatur aus dem Dampfdruck bestimmt. Die zugehörigen Parameter sind in Tabelle E.1 zusammengestellt.

A0	A1	A2	A3	A4	A5
1.392408	0.527153	0.166756	0.050988	0.026514	0.001975
A6	A7	A8	B	C	
-0.017976	0.0055409	0.013259	5.6	2.9	

Tabelle E.1: Koeffizienten für Gleichung E.1 zur Parametrisierung der Temperatur als Funktion des He-Dampfdrucks im Bereich von 1.25 – 2.1768 K [PT90].

Die resultierende $T(R)$ -Abhängigkeit des Temperatursensors wurde durch einen Fit mit einer Summe aus zwei Exponentialfunktionen parametrisiert:

$$T(R) = T_0 + T_1 e^{-R/R_1} + T_2 e^{-R/R_2}. \quad (\text{E.2})$$

Tabelle E.2 zeigt die aus der χ^2 -Minimierung resultierenden Werte der zugehörigen Parameter. Aufgrund der starken Abhängigkeiten der 5 Parameter voneinander wurden T_0 , T_1 und R_1 dabei festgehalten und lediglich T_2 und R_2 variiert. Der Fehler in der Kalibrierung ist stark vom betrachteten Temperaturbereich abhängig und wird im Wesentlichen durch die Absolutgenauigkeit der Druckmessung von $\Delta p = 0.2$ Torr bestimmt. Im für die Aufnahme der $R(T)$ -Kennlinien der CLTDs benötigten Temperaturbereich von 1.5 – 1.7 K ergibt sich ein Fehler für die Sensorkalibrierung von 8 mK für absolute Temperaturmessungen und 3 % für die Bestimmung von Temperaturdifferenzen.

T_0 [K]	T_1 [K]	T_2 [K]	R_1 [k Ω]	R_2 [k Ω]
1.16	1.16	2.018(13)	6.884	1.688(5)

Tabelle E.2: Parameter für die Kalibrierungs-Gleichung des Temperatursensors (Gleichung E.2), die sich aus der χ^2 -Minimierung ergeben. T_0 , T_1 und R_1 wurden dabei festgehalten.

Anhang F

Beschreibung der 3-Isotope- α -Quelle

In dieser Arbeit wurde eine innerhalb des Kryostaten installierte (siehe Abbildung 3.7) α -Quelle eingesetzt, um die Funktionalität der Detektoren während Messungen mit schwereren Ionen zu überwachen oder auch um die Eigenschaften der CLTDs beim Nachweis niederenergetischer, leichter Ionen zu überprüfen (Abschnitt 5.2). Tabelle F.1 zeigt die Zusammensetzung der radioaktiven Isotope dieser Quelle mit Literaturwerten für die Energien und relativen Anteile der Nebenlinien sowie die daraus bestimmten mittleren Energien $\langle E \rangle_{Lit}$ eines jeden Isotops. Zu beachten ist, dass aufgrund der endlichen Dicke der Quelle ein Teil der kinetischen Energie der emittierten α -Teilchen bereits in der Quelle absorbiert wird. Daher wurde die Quelle in einer Messung am Pelletron-Beschleuniger an der Universität in Jyväskylä kalibriert¹. Hierzu wurden mittels einer PIN-Diode (Si-Detektor) die Energien der von der Quelle emittierten Teilchen vermessen, während die Diode über α -Teilchen aus dem Beschleuniger, deren Energien mit einer Genauigkeit von 6 keV bekannt sind, kalibriert wurde. Die gemessenen, mit den relativen Häufigkeiten der Nebenlinien gewichteten mittleren Energien $\langle E \rangle_M$ für jedes Isotop sind zusammen mit deren Differenzen zu den entsprechenden Literaturwerten $\delta E = \langle E \rangle_{Lit} - \langle E \rangle_M$ in Tabelle F.1 aufgelistet. Bei den Angaben der Fehler für $\langle E \rangle_M$ und δE sind dabei lediglich statistische Fehler sowie Fehler in der Kalibrierungssteigung des Energie-Detektors berücksichtigt. Nimmt man den systematischen 6 keV Offset-Fehler bei der Genauigkeit der Kalibrierungsenergien des Tandem-Beschleunigers hinzu, ergibt sich ein mittlerer Wert für die Selbstabsorption aller drei Isotope in der Quelle von $\delta E = 13(8)$ keV.

¹Die Messung erfolgte im Anschluss an das dort durchgeführte Experiment zur Bestimmung der Stopping Power von Xe-Ionen (Abschnitt 7.2).

Isotop	Literaturwerte [NND12]			Messung	
	E_{Lit} [keV]	rel. Häufigkeit [%]	$\langle E \rangle_{Lit}$ [keV]	$\langle E \rangle_M$ [keV]	δE [keV]
^{239}Pu (47 %)	5105.5(8)	11.94(7)	5148.4(2)	5139(3)	10(3)
	5144.3(8)	17.11(14)			
	5156.59(14)	70.77(14)			
^{241}Am (35 %)	5388(1)	1.7(2)	5478.3(1)	5466(3)	12(3)
	5442.80(13)	13.1(3)			
	5485.56(12)	84.8(5)			
^{244}Cm (18 %)	5762.64(3)	23.1(1)	5795.0(1)	5779(4)	16(4)
	5804.77(5)	76.9(1)			

Tabelle F.1: Zusammensetzung und Energien der 3-Isotope- α -Quelle mit den relativen Anteilen der Nebenlinien der jeweiligen Isotope. Unter den Isotopen sind deren relative Anteile an der Gesamtaktivität der Quelle, welche aus den Pulshöhenspektren bestimmt wurden, vermerkt. Die Literaturwerte E_{Lit} für die Energien der Linien und deren relative Häufigkeiten wurden [NND12] entnommen. Die mittlere Energie $\langle E \rangle_{Lit}$ für jedes Isotop berechnet sich aus den mit ihren relativen Häufigkeiten gewichteten Energien E_{Lit} . Die Werte für $\langle E \rangle_M$ wurden in einer Messung an einem Pelletron-Beschleuniger bestimmt. δE ergibt sich als Differenz zwischen $\langle E \rangle_{Lit}$ und $\langle E \rangle_M$ und beschreibt den mittleren Energieverlust der Teilchen innerhalb der Quelle. Die Fehler für $\langle E \rangle_M$ und δE beinhalten lediglich statistische Messfehler und Fehler in der Kalibrierungssteigung des Energie-Detektors. Bei Betrachtungen der absoluten Energien muss ein systematischer Offset-Fehler von 6 keV mit berücksichtigt werden.

Literaturverzeichnis

- [ABM74] ANANTATMULA, R.P. ; BRUCE MASSON, D.: Thermodynamic properties of solid Ni-Zn alloys by atomic absorption. In: *Metallurgical Transactions* 5 (1974), S. 605
- [ABS80] ALIG, R.C. ; BLOOM, S. ; STRUCK, C.W.: Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors. In: *Physical Review B* 22 (1980), S. 5565
- [And86] ANDERSEN, H.H.: Calorimetric energy-dispersive detectors for ion beam analysis. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 15 (1986), S. 722
- [Aum07] AUMANN, T.: Prospects of nuclear structure at the future GSI accelerators. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 59 (2007), S. 3
- [B+80a] BIMBOT, R. u. a.: Stopping power measurements for 3-5 MeV/nucleon ^{86}Kr , ^{132}Xe , ^{208}Pb and ^{238}U in solids. In: *Nuclear Instruments and Methods* 174 (1980), S. 231
- [B+80b] BUSCH, F. u. a.: A position-sensitive transmission time detector. In: *Nuclear Instruments and Methods* 171 (1980), S. 71
- [B+89] BOUCHENEB, N. u. a.: High resolution measurements of mass, energy and nuclear charge correlations for $^{229}\text{Th}(n_{th},f)$ with the cosi fan tutte spectrometer. In: *Nuclear Physics A* 502 (1989), S. 261c
- [BDH63] BARKAS, W.H. ; DYER, J.N. ; HECKMAN, H.H.: Resolution of the Σ^- -Mass Anomaly. In: *Physical Review Letters* 11 (1963), S. 26
- [Bet30] BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 5 (1930), S. 325

- [BH78] BOWMAN, J.D. ; HEFFNER, R.H.: A novel zero time detector for heavy ion spectroscopy. In: *Nuclear Instruments and Methods* 148 (1978), S. 503
- [BHMC69] BROWN, W.L. (Hrsg.) ; HIGINBOTHAM, W.A. (Hrsg.) ; MILLER, G.L. (Hrsg.) ; CHASE, R.L. (Hrsg.): *Semiconductor nuclear-particle detectors and circuits: proceedings of a conference*. 1969 (Nuclear Science Series Report 44)
- [Bük71] BÜKER, H.: *Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung*. Springer, 1971
- [Blo33] BLOCH, F.: Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. In: *Annalen der Physik* 16 (1933), S. 285
- [BM72] BROWN, M.D. ; MOAK, C.D.: Stopping Powers of Some Solids for 30 - 90-MeV ^{238}U -Ions. In: *Physical Review B* 6 (1972), S. 90
- [Boh13] BOHR, N.: On the Theory of the Decrease of Velocity of Moving Electrified Particles on passing through Matter. In: *Philosophical Magazine* 25 (1913), S. 10
- [Boh48] BOHR, N.: The penetration of atomic particles through matter. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 8 (1948)
- [Bri12] BRINK, P.L.: Review of Dark Matter Direct Detection Using Cryogenic Detectors. In: *Journal of Low Temperature Physics* 167 (2012), Nr. 5-6, S. 1048
- [C⁺54] CHILTON, A.B. u. a.: The Stopping Powers of Various Elements for Protons of Energies from 400 to 1050 keV. In: *Physical Review* 93 (1954), Nr. 3, S. 413
- [CP69] CHU, W.K. ; POWERS, D.: Alpha-Particle Stopping Cross Section in Solids from 400 keV to 2 MeV. In: *Physical Review* 187 (1969), S. 487
- [D⁺65] DATZ, S. u. a.: Channeling effects on the energy loss of high energy (20-80) MeV ^{79}Br and ^{127}I ions in gold. In: *Nuclear Instruments and Methods* 38 (1965), S. 221
- [D⁺71] DIETZ, E. u. a.: Time-of-flight spectrometer for mass identification of heavy ions. In: *Nuclear Instruments and Methods* 97 (1971), S. 581

- [D⁺73] DIETZ, E. u. a.: Improved zero-time detector for heavy ion time-of-flight spectroscopy. In: *Nuclear Instruments and Methods* 108 (1973), S. 607
- [Dah11] DAHL, L.: *Maschinenkoordinator UNILAC, private Kommunikation*. 2011
- [DMB01] DI MARCO, V.B. ; BOMBI, G.G.: Mathematical functions for the representation of chromatographic peaks. In: *Journal of Chromatography A* 931 (2001), S. 1
- [E⁺12a] ECHLER, A. u. a.: Application of CLTD's for High Resolution Mass Identification and for Stopping Power Measurements of Heavy Ions. In: *Journal of Low Temperature Physics* 167 (2012), Nr. 5, S. 949
- [E⁺12b] ECKARD, M.E. u. a.: Kilopixel X-ray Microcalorimeter Arrays for Astrophysics: Device Performance and Uniformity. In: *Journal of Low Temperature Physics* 167 (2012), Nr. 5-6, S. 732
- [Ech07] ECHLER, A.: *Aufbau und Test eines Arrays kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren für Schwerionen*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2007
- [EKB05] EGELHOF, P. ; KRAFT-BERMUTH, S.: Calorimetric Low Temperature Detectors for Heavy Ion Physics. In: *Topics in Applied Physics* 99 (2005), S. 469
- [Ens05] ENSS, C.: *Cryogenic Particle Detection*. Springer, 2005
- [F⁺76] FORSTER, J.S. u. a.: Stopping Power Measurements for ¹⁹F, ²⁴Mg, ²⁷Al, ³²S and ³⁵Cl at Energies ~ 0.2 to ~ 3.5 MeV/Nucleon in Ti, Fe, Ni, Cu, Ag and Au. In: *Nuclear Instruments and Methods* 136 (1976), S. 349
- [Fir59] FIRSOV, O.B.: A qualitative interpretation of the mean electron excitation energy in atomic collisions. In: *Soviet Physics JETP* 9 (1959), S. 1076
- [FT47] FERMI, E. ; TELLER, E.: The Capture of Negative Mesotrons in Matter. In: *Physical Review* 72 (1947), S. 399
- [G⁺] GEISSEL, H. u. a.: Diverse Datensätze, zusammengefasst in der Online-Bibliothek für Stopping Power Werte von H. Paul [Pau13].

- [G⁺06] GUTBROD, H.H. u. a.: FAIR Baseline Technical Report / FAIR Facility for Antiproton and Ion Research. 2006. – Forschungsbericht. – ISBN 3–9811298–0–6
- [Gem74] GEMMELL, D.S.: Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals. In: *Reviews of Modern Physics* 46 (1974), Nr. 1, S. 129
- [Giu12] GIULIANI, A.: Neutrino Physics with Low-Temperature Detectors. In: *Journal of Low Temperature Physics* 167 (2012), Nr. 5-6, S. 991
- [GLSA82] GEISSEL, H. ; LAICHTER, Y. ; SCHNEIDER, W.F.W. ; ARMBRUSTER, P.: Energy Loss and Energy Loss Straggling of Fast Heavy Ions in Matter. In: *Nuclear Instruments and Methods* 194 (1982), S. 21
- [GLSA83] GEISSEL, H. ; LAICHTER, Y. ; SCHNEIDER, W.F.W. ; ARMBRUSTER, P.: On the Effective Charges from Stopping Powers of 0.5-10 MeV/u Heavy Ions. In: *Physics Letters* 99A (1983), S. 77
- [GM93] GRAY, P.R. ; MEYER, R.G.: *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*. John Wiley and Sons, Inc., 1993
- [Gön89] GÖNNENWEIN, F.: Recent developments of experimental techniques. In: *Nuclear Physics A* 502 (1989), S. 159c
- [GS09] GRANDE, P.L. ; SCHIWIEZ, G.: Convolution approximation for the energy loss, ionization probability and straggling of fast ions. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 267 (2009), S. 859
- [GS12] GRANDE, P.L. ; SCHIWIEZ, G.: *Convolution approximation for swift Particles, CasP (Version 5.0)*. <http://www.casp-program.org/>. Version: 2012
- [GSM⁺12] GEISSEL, H. ; SCHEIDENBERGER, C. ; MALZACHER, P. ; KUNZENDORF, J. ; WEICK, H.: *Atomic Interaction with Matter, ATIMA*. www-linux.gsi.de/~weick/atima/. Version: 2012
- [GWS⁺02] GEISSEL, H. ; WEICK, H. ; SCHEIDENBERGER, C. ; BIMBOT, R. ; GARDES, D.: Experimental studies of heavy-ion slowing down in matter. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 195 (2002), S. 3
- [Hal52] HALL, R.N.: Electron-Hole Recombination in Germanium. In: *Physical Review* 87 (1952), Nr. 2, S. 387

- [ICD11] *International Centre for Diffraction Data, ICDD-PDF4+*. <http://www.icdd.com/>. Version: 2011
- [ICR05] ICRU Report 73, International Commission on Radiation Units and Measurements. In: *Journal of the ICRU* 5 (2005), Nr. 1
- [J⁺07] JAVANAINEN, A. u. a.: Linear Energy Transfer of Heavy Ions in Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54 (2007), Nr. 4, S. 1158
- [J⁺09] JAVANAINEN, A. u. a.: Experimental Linear Energy Transfer of Heavy Ions in Silicon for RADEF Cocktail Species. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56 (2009), Nr. 4, S. 2242
- [KB04] KRAFT-BERMUTH, S.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren für niederenergetische ($E \leq 1$ MeV/amu) Schwerionen und ihr erster Einsatz in der Beschleuniger Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von ^{236}U* , Universität Mainz, Diss., 2004
- [KB⁺09] KRAFT-BERMUTH, S. u. a.: Calorimetric low temperature detectors for low-energetic heavy ions and their application in accelerator mass spectrometry. In: *Review of Scientific Instruments* 80 (2009), S. 103304
- [Kie93] KIENLIN, A.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren auf Halbleiterbasis für den energieauflösenden Nachweis von Schwerionen*, Universität Mainz, Diss., 1993
- [Kit06] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006
- [Kle92] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung, 3. Aufl.* B.G. Teubner, 1992
- [KOGF76] KALBITZER, S. ; OETZMANN, H. ; GRAHMANN, H. ; FEUERSTEIN, A.: A Simple Universal Fit Formula to Experimental Nuclear Stopping Power Data. In: *Zeitschrift für Physik A* 278 (1976), S. 223
- [Koh96] KOHLRAUSCH, F.: *Praktische Physik, 24. Auflage.* B.G. Teubner, 1996
- [KPP77] KOHLMAYER, B. ; PFEFFER, W. ; PÜHLHOFER, F.: Fusion and direct reactions between 92 MeV ^{19}F and ^{12}C . In: *Nuclear Physics A* 292 (1977), S. 288

- [Krü05] KRÜCKEN, R.: The NuSTAR facility at FAIR. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 31 (2005), S. S1807
- [LBN12] *Table of Isotopes, Lawrence Berkeley National Laboratory*. <http://ie.lbl.gov/toi2003/MassSearch.asp>. Version: 2012
- [LC75] LANG, W. ; CLERC, H.G.: A fast zero-time detector for time-of-flight measurements with heavy ions. In: *Nuclear Instruments and Methods* 126 (1975), S. 535
- [Leo94] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1994
- [Lin76] LINDHARD, J.: The Barkas Effect - Or Z_1^3 , Z_1^4 -Corrections to Stopping of Swift Charged Particles. In: *Nuclear Instruments and Methods* 132 (1976), S. 1
- [LNS68] LINDHARD, J. ; NIELSEN, V. ; SCHARFF, M.: Approximation method in classical scattering by screened coulomb fields. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 36 (1968), Nr. 10
- [LS61] LINDHARD, J. ; SCHARFF, M.: Energy dissipation by ions in the keV region. In: *Physical Review* 124 (1961), S. 128
- [LSS63] LINDHARD, J. ; SCHARFF, M. ; SCHIOTT, H.E.: Range concepts and heavy ion ranges. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33 (1963), Nr. 14
- [ltd12] Low Temperature Detectors (LTD-14): Part I + II. In: *Journal of Low Temperature Physics* Bd. 167, Springer, 2012
- [M+00] MUTTERER, M. u. a.: Breakthrough in Pulse-Shape Based Particle Identification with Silicon Detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2000), S. 756
- [M+09] MUTTERER, M. u. a.: Particle identification with time-of-flight and pulse-shape discrimination in neutron-transmutation-doped silicon detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 608 (2009), S. 275
- [Mei90] MEIER, H.J.: *Aufbau und Test eines supraleitenden Phasenübergangsthermometers für bolometrische Kryodetektoren*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 1990

- [Mei94] MEIER, H.J.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren mit supra-leitendem Phasenübergangsthermometer zum Schwerionennachweis*, Universität Mainz, Diss., 1994
- [Mes02] MESCHEDE, D.: *Gerthsen Physik*. 21. Springer, 2002
- [Mol47] MOLIÈRE, G.: Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 2 (1947), S. 133
- [Mot78] MOTT, N.F.: Recombination; A Survey. In: *Solid-State Electronics* 21 (1978), S. 1275
- [Mou78] MOULTON, J.B.: A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods* 157 (1978), S. 325
- [MPI12] *Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, Homepage*. <http://www.mpi-hd.mpg.de>. Version: 2012
- [N⁺11] NAVIN, A. u. a.: Nuclear structure and reaction studies at SPIRAL. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 38 (2011), S. 024004
- [NND12] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory*. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>. Version: 2012
- [NS70] NORTHCLIFFE, L.C. ; SCHILLING, R.F.: Range and Stopping - Power Tables for Heavy Ions. In: *Nuclear Data Tables A7* (1970), S. 233
- [O⁺81] OED, A. u. a.: A fast beam coaxial time pickoff system. In: *Nuclear Instruments and Methods* 179 (1981), S. 265
- [O⁺84] OED, A. u. a.: A mass spectrometer for fission fragments based on time-of-flight and energy measurements. In: *Nuclear Instruments and Methods* 219 (1984), S. 569
- [O⁺86] OGIHARA, M. u. a.: Systematic measurements of pulse height defects for heavy ions in surface-barrier detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 251 (1986), S. 313
- [Pau07] PAUL, H.: New developments in stopping power for fast ions. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 261 (2007), S. 1176

- [Pau10] PAUL, H.: Recent results in stopping power for positive ions, and some critical comments. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 268 (2010), S. 3421
- [Pau12] PAUL, H.: Comparing experimental stopping power data for positive ions with stopping tables, using statistical analysis. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 273 (2012), S. 15
- [Pau13] PAUL, H.: *Stopping Power for Light Ions*. www.exphys.jku.at/stopping/. Version: 2013
- [PKS78] PAPE, H. ; KLERC, H.G. ; SCHMIDT, K.H.: Energy Loss of Heavy Ions in Carbon Foils. In: *Zeitschrift für Physik A* 286 (1978), S. 159
- [PT90] PRESTON-THOMAS, H.: The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90). In: *Metrologia* 27 (1990), S. 3
- [Q⁺88] QUADE, U. u. a.: Nuclide yields of light fission products from thermal-neutron induced fission of ²³³U at different kinetic energies. In: *Nuclear Physics A* 487 (1988), S. 1
- [R⁺96a] RAJATORA, M. u. a.: Stopping powers of GaAs for 0.3 - 2.5 MeV ¹H and ⁴He ions. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 119 (1996), S. 457
- [R⁺96b] RÄISÄNEN, J. u. a.: Stopping power determinations by the transmission technique. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 118 (1996), S. 1
- [Rei87] REIF, F.: *Statistische Physik und Theorie der Wärme*. de Gruyter, 1987
- [Rep09] REPNOW, R.: *Koordinator des Tandem-Beschleunigers am MPI für Kernphysik, Heidelberg; private Kommunikation*. 2009
- [RL73] ROBERGE, R. ; LEAK, G.M.: A study of iron in gold-iron alloys. In: *Physica Status Solidi A* 19 (1973), S. 695
- [Rod07] RODER, C.: *Analyse struktureller Eigenschaften von GaN mittels hochauflösender Röntgenbeugung bei variabler Meßtemperatur*, Universität Bremen, Diss., 2007
- [RW95] RUDDEN, M.N. ; WILSON, J.: *Elementare Festkörperphysik und Halbleiterelektronik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1995

- [SBB53] SMITH, F.M ; BIRNBAUM, W. ; BARKAS, W.H.: Measurements of Meson Masses and Related Quantities. In: *Physical Review* 91 (1953), S. 765
- [See02] SEEGER, K.: *Semiconductor Physics*. 8. Springer, 2002
- [SG01] SCHIWIETZ, G. ; GRANDE, P.L.: Improved charge-state formulas. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 175-177 (2001), S. 125
- [Sho61] SHOCKLEY, W.: Problems related to p-n junctions in silicon. In: *Solid-state Electronics* 2 (1961), Nr. 1, S. 35
- [Sig97] SIGMUND, P.: Charge-dependent electronic stopping of swift nonrelativistic heavy ions. In: *Physical Review A* 56 (1997), S. 3781
- [Sig98] SIGMUND, P.: Stopping power in perspective. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 135 (1998), S. 1
- [Som32] SOMMERFELD, A.: Asymptotische Integration der Differentialgleichung des Thomas-Fermischen Atoms. In: *Zeitschrift für Physik* 78 (1932), S. 283
- [SR52] SHOCKLEY, W. ; READ, W.T.: Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. In: *Physical Review* 87 (1952), Nr. 5, S. 835
- [SS02] SIGMUND, P. ; SCHINNER, A.: Binary theory of electronic stopping. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 195 (2002), S. 64
- [SS12] SIGMUND, P. ; SCHINNER, A.: *PASS, Computer-Code zur Berechnung elektronischer Energieverluste*. 2012. – Basierend auf der „binary theory“ von P. Sigmund und A. Schinner [SS02]. Online nicht verfügbar. Die in dieser Arbeit präsentierten Daten wurden freundlicherweise von P. Sigmund zur Verfügung gestellt.
- [T⁺01] TRZASKA, W.H. u. a.: A novel method for obtaining continuous stopping power curves. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 183 (2001), S. 203
- [T⁺02] TRZASKA, W.H. u. a.: New approach to energy loss measurements. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 195 (2002), S. 147
- [T⁺09] TRZASKA, W.H. u. a.: Energy loss of ¹³²Xe-ions in thin foils. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 267 (2009), S. 3403

- [WH77] WILSON, W.D. ; HAGGMARK, L.G.: Calculation of nuclear stopping, ranges and straggling in the low-energy region. In: *Physical Review B* 15 (1977), S. 2458
- [Wil90] WILMHURST, T.H.: *Signal recovery from noise in electronic instrumentation*. IOP Publishing Ltd, 1990
- [Wiz79] WIZA, J.L.: Microchannel Plate Detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods* 162 (1979), S. 587
- [WMT78] WASTYN, P. ; MUTTERER, M. ; THEOBALD, J.P.: Sekundärelektronen-Startzähler mit zylindrischem elektrostatischem Spiegel. In: *GSI Annual Report* (1978), S. 180
- [Z⁺77] ZEBELMAN, A.M. u. a.: A time-zero detector utilizing isochronous transport of secondary electrons. In: *Nuclear Instruments and Methods* 141 (1977), S. 439
- [Z⁺01] ZHANG, Y. u. a.: Measurements of the mean energy-loss of swift heavy ions in carbon with high precision. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 183 (2001), S. 34
- [Z⁺02] ZHANG, Y. u. a.: Measurement of electronic stopping power of swift heavy ions using high-resolution time-of-flight spectrometer. In: *Applied Physics Letters* 80 (2002), Nr. 24, S. 4662
- [Z⁺05] ZHANG, Y. u. a.: Electronic stopping powers for He, Be and F ions in Au. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 227 (2005), S. 479
- [Zha02] ZHANG, Y.: High-precision measurement of electronic stopping powers for heavy ions using high-resolution time-of-flight spectrometry. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 196 (2002), S. 1
- [Zie98] ZIEGLER, J.F.: RBS/ERD simulation problems: Stopping powers, nuclear reactions and detector resolution. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 136-138 (1998), S. 141
- [Zie13] ZIEGLER, J.F.: *The Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM*. www.srim.org. Version: 2013. – [ZZB10]
- [ZW03] ZHANG, Y. ; WEBER, W.J.: Validity of Bragg's rule for heavy-ion stopping in silicon carbide. In: *Physical Review B* 68 (2003), S. 235317

- [ZZB10] ZIEGLER, J.F. ; ZIEGLER, M.D. ; BIRSACK, J.P.: SRIM The stopping and range of ions in matter. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 268 (2010), S. 1818