

# Verbesserung der Energiekalibrierung der LYCCA Si-Streifendetektoren auf Pixel-Ebene

Bachelorarbeit



**Autor:** Alessandro Salice (Matrikelnummer: 7348331)

**Erstgutachter:** Prof. Dr. Peter Reiter

**Zweitgutachter:** Prof. Dr. Andreas Zilges

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät

Institut für Kernphysik

Universität zu Köln

14. April 2022

## Abstract

Das Lund-York-Cologne-Calorimeter (LYCCA) ist ein Detektoraufbau, der für eine Untersuchung des angeregten  $0_2^+$ -Zustandes des  $^{12}\text{C}$ -Kerns eingesetzt wurde. Das Experiment wurde am 10-MV Tandembeschleuniger der Universität zu Köln durchgeführt. Für die Messungen wurden 18 doppelseitige Silizium-Streifen-detektoren (DSSDs) mit jeweils  $32 \times 32$  Pixeln verwendet. Die Auswertung der Energie-Spektren wurde auf Pixel-Ebene durchgeführt indem die Daten der  $18 \times 32 \times 32$  Pixel automatisiert mit einer neuer Analysesoftware ausgewertet wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Verbesserung des Kalibrierungs-Systems der LYCCA-DSSDs erarbeitet, welches in zukünftigen Messungen verwendet wird. Es wurde eine verbesserte Kalibrierung aller Pixel mit Hilfe von Messungen im Dezember 2019 und Januar 2020 erstellt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>2</b>
1.1	Nukleosynthese . . . . .	2
1.2	Hoyle State . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Wechselwirkung von Teilchen mit Materie</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Aufbau des Experiments</b>	<b>9</b>
3.1	LYCCA . . . . .	9
3.2	DSSDs . . . . .	12
3.3	AIDA . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Experimente</b>	<b>13</b>
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>14</b>
5.1	Analyseverfahren . . . . .	14
5.2	Alpha-Streuung an Gold . . . . .	16
5.2.1	Untersuchung der Peak-Formen . . . . .	21
5.2.2	Kalibrierung der Pixel . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>30</b>

# 1 Motivation

Atome sind die Grundbausteine aller beobachteter Materie im Universum. Ihre Kerne bestehen aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, und tragen zu über 99% zur Gesamtmasse der Atome bei. Zwar beobachten wir im Universum viele massereiche Kerne, doch schon bis zur Entstehung von Kernen mit nur wenigen Nukleonen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, den Grundbausteinen des Lebens, war es ein langer Weg.

## 1.1 Nukleosynthese

Die ersten leichten Atomkerne bildeten sich bereits kurz nach dem Urknall, was als Big-Bang-Nukleosynthese bezeichnet wird. Nukleosynthese ist die Bildung von Atomkernen aus Protonen und Neutronen. Schon in der ersten Sekunde nach den Urknall kühlte sich das Universum so weit ab, dass Protonen und Neutronen entstehen konnten, die zu Beginn etwa in einem Gleichgewicht vorhanden waren.



Während dieser ersten Sekunde entkoppelt die schwache Wechselwirkung langsam und die Neutrinos frieren aus, da die Temperaturen für die oben beschriebenen Reaktionen (Gleichung 1) zu klein werden. Das Gleichgewicht verschiebt sich hin zu den Protonen, da freie Neutronen mit einer Halbwertszeit von etwa 881 s in Protonen, Elektronen und Anti-Elektronneutrinos zerfallen (Gleichung 2). Nach der ersten Sekunde sind alle Neutrinos ausgefroren und die Neutronen können nur in gebundenen Zuständen überleben.



Bis die letzten Neutronen in stabilen Helium-Kernen gebunden werden konnten, hat sich das Verhältnis zwischen Neutronen und Protonen auf etwa 1:7 verringert. Dies entspricht einem Massen-Anteil von 25% für Helium-Kernen im gesamten Universum.

Nach wenigen Minuten war das Universum so weit abgekühlt, dass die Big-Bang Nukleosynthese beendet war und zusätzlich neben Helium kleine Mengen von Lithium- ( ${}^7\text{Li}$ ) und Beryllium ( ${}^9\text{Be}$ ) entstehen konnten. Bis zur Bildung der für das Leben wichtigen Kerne wie Kohlenstoff und Sauerstoff mussten sich die ersten Sterne entwickeln [1].

In den ersten 90% des Lebens eines Sterns wandelt dieser Wasserstoff- in Helium-Kerne um, es fusionieren vier H-Kerne und bilden nach mehreren Zwischenschritten einen He-Kern. Diese Phase wird auch Wasserstoff-Brennen genannt. Dies passiert zuerst im Zentrum des Sterns, da dort der Druck und somit die Temperatur am größten ist. So befinden sich die Helium-Kerne im Zentrum des Sterns, während das Wasserstoff-Brennen langsam nach außen wandert. Währenddessen steigt weiterhin der Druck und die Temperatur im Mittelpunkt des Sterns, bis das Helium-Brennen einsetzen kann.

Das Heliumbrennen kann jedoch nicht wie beim Wasserstoffbrennen aus Fusionen zwischen zwei Nuklei (ein Proton und ein He-Kern, oder zwei He-Kerne) ablaufen und so zu einer weiteren stabilen Brenn-Phase führen, da es keine stabilen Kern mit 5 oder 8 Nukleonen und jeweils 3 oder 4 Protonen gibt. Lithium, Beryllium und Bor bilden sich hierbei nicht in Sternen, sondern durch Spallation im interstellaren Raum. Es kann also nur eine Reaktion zwischen drei He-Kernen ablaufen, um einen  $^{12}\text{C}$ -Kern zu bilden. Jedoch ist die gleichzeitige Kollision von drei Teilchen sehr unwahrscheinlich und der Wirkungsquerschnitt für solch eine Reaktion ist auch vernachlässigbar klein. Dies kann nicht die beobachtete Häufigkeit von Kohlenstoff in Universum erklären.

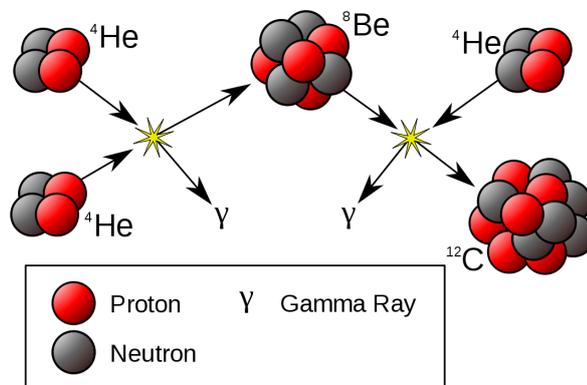


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Tripel-Alpha-Prozesses [2]

Zwei Helium-Kerne können nicht zu einem stabilen  $^8\text{Be}$ -Kern fusionieren, da dieser Kern mit einer Halbwertszeit von etwa  $10^{-16}$  s wieder zerfällt. Jedoch kann sich ein Gleichgewicht zwischen Be- und He-Kernen von etwa  $1 : 10^{10}$  einstellen, sodass sich ein weiterer Helium-Kern an einen kurzlebigen Be-Kern anlagern kann. Bei dieser Verbindung muss es sich um eine s-Wellen Resonanz von  $^{12}\text{C}$  mit einer Energie nahe der Temperatur handeln, bei der das He-Brennen stattfindet, da nur diese Bedingungen das hohe Vorkommen von Kohlenstoff erklären kann. Dieser Zustand trägt auch den Namen «Hoyle State», da er von Fred Hoyle vorhergesagt wurde [3].

## 1.2 Hoyle State

Über den Hoyle State und dessen Kernstruktur ist nur wenig bekannt. Da dieser Zustand, wie der Grundzustand, die Quantenzahlen  $0^+$  besitzt, kann dieser nicht über Coulombanregung untersucht werden, sondern muss über andere Prozesse angeregt werden. Der Hoyle State zerfällt dann in die drei Helium-Kerne, wie in Abbildung 2 skizziert. In den meisten Fällen zerfällt der Kern sequentiell, sodass er zwei nacheinander folgenden Alpha-Zerfällen unterläuft. Daneben können die drei Alpha-Teilchen direkt auseinander laufen, ohne dass vorher zwei Teilchen einen  ${}^8\text{Be}$ -Kern bilden.

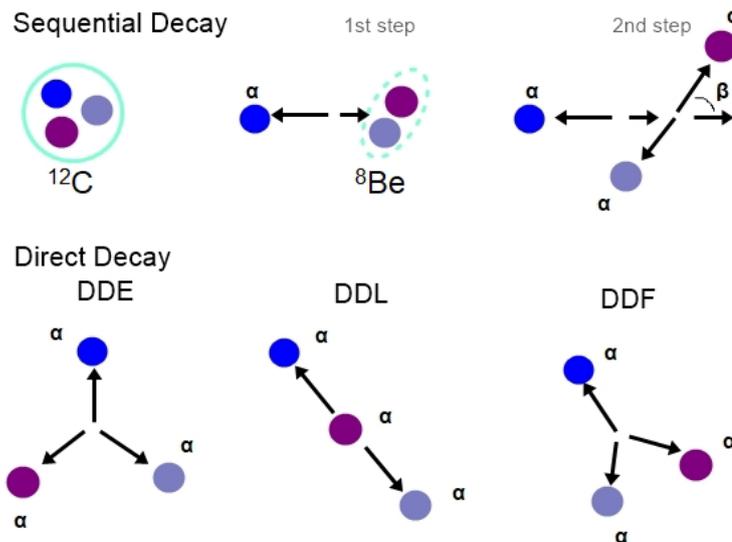


Abbildung 2: Schematische Darstellung des sequentiellen und der verschiedenen direkten Zerfallsmodi des Hoyle States [2]

Der Tripel-Alpha Zerfall wurde bereits in einigen Publikationen untersucht. Über die Jahre wurden so immer niedrigere obere Limits für den Anteil des direkten Zerfalls bestimmt. 2017 wurde der Zerfall des Hoyle States von Dell'Aquila et al. über eine  ${}^{14}\text{N}(d, \alpha){}^{12}\text{C}$  Reaktion ein Limit von 0.043% [4] bestimmt. Rana et al. bestimmten 2019 mit  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)3\alpha$  ein Limit von 0.031% [5] und Bishop et al. 2020 über beta-Zerfall von  ${}^{12}\text{N}$  ein Limit von 0.043% [6]. Im gleichen Jahr wurde von Smith et al. ein Limit von 0.0057% [7] bestimmt.

Diese Verhältnisse könne über die Untersuchung der Energien und Impulse der drei Alpha-Teilchen unterschieden und bestimmt werden. Dazu kann ein Dalitz-Plot verwendet werden, welcher ermöglicht, drei Größen in einem 2D-Plot darzustellen. In diesem Fall sind diese Größen die reduzierten Energien im Schwerpunktsystem der drei Alpha-Teilchen.

Im 3D-Raum, mit den reduzierten Energien auf den Achsen, bilden die Punkte jedes Hoyle States ein gleichseitiges Dreieck in einer Ebene, welche die drei

Achsen jeweils in den Achsenabschnitten  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$  schneidet. Diese Ebene wird dadurch begrenzt, dass die gesamte Energie der drei Teilchen genau der Anregungsenergie des Hoyle States betragen muss. Zusätzlich beschränkt die Impulserhaltung die Position der Punkte auf einen Kreis auf dieser Ebene. Die Koordinaten der Ebene können über

$$X = \frac{1}{\sqrt{3}}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$$

$$Y = \frac{\sqrt{3}}{4}(2\varepsilon_3 - \varepsilon_2 - \varepsilon_1)$$

aus den reduzierten Energien  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  und  $\varepsilon_3$  bestimmt werden.

Abhängig vom den in Abbildung 2 gezeigten Zerfallsmodi des Hoyle States sind die Punkte nur in bestimmten Regionen des Dalitz Plots zu finden. In Abbildung 3 wurden diese Regionen farblich gekennzeichnet.

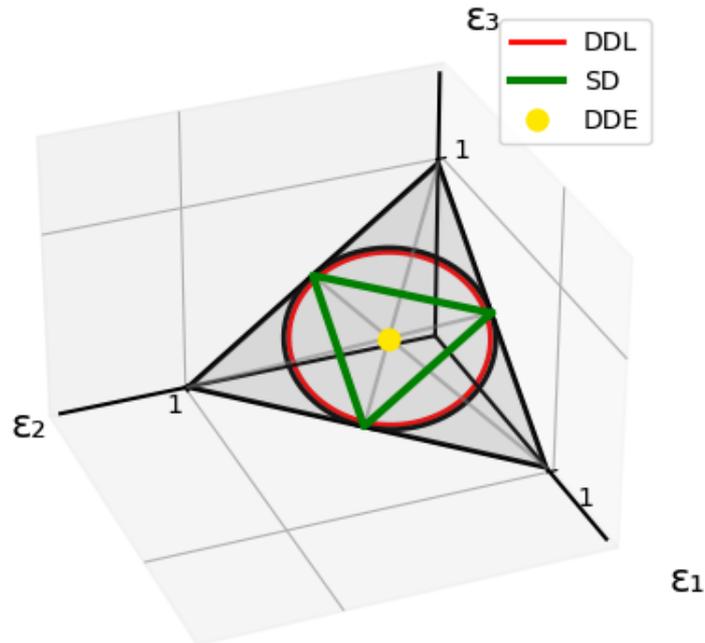


Abbildung 3: Skizze eines Dalitz-Plots mit drei Zerfallsmodi farblich markiert.

Dabei bezeichnet die Abkürzungen **SD** den sequentiellen und **DD** den direkten Zerfallskanal. Der zusätzliche Buchstabe beim direkten Zerfall beschreibt die Orientierung der Impulsvektoren der drei Teilchen zueinander. So können sich die drei Teilchen in gleichen (**E** für equal) Winkeln von  $120^\circ$  voneinander wegbewegen, die Flugbahnen sind kollinear (**L**), oder die Winkel stehen in keiner dieser Relationen zueinander und bleiben beliebig frei (**F**), diese Punkte können überall in dem Kreis auftreten.

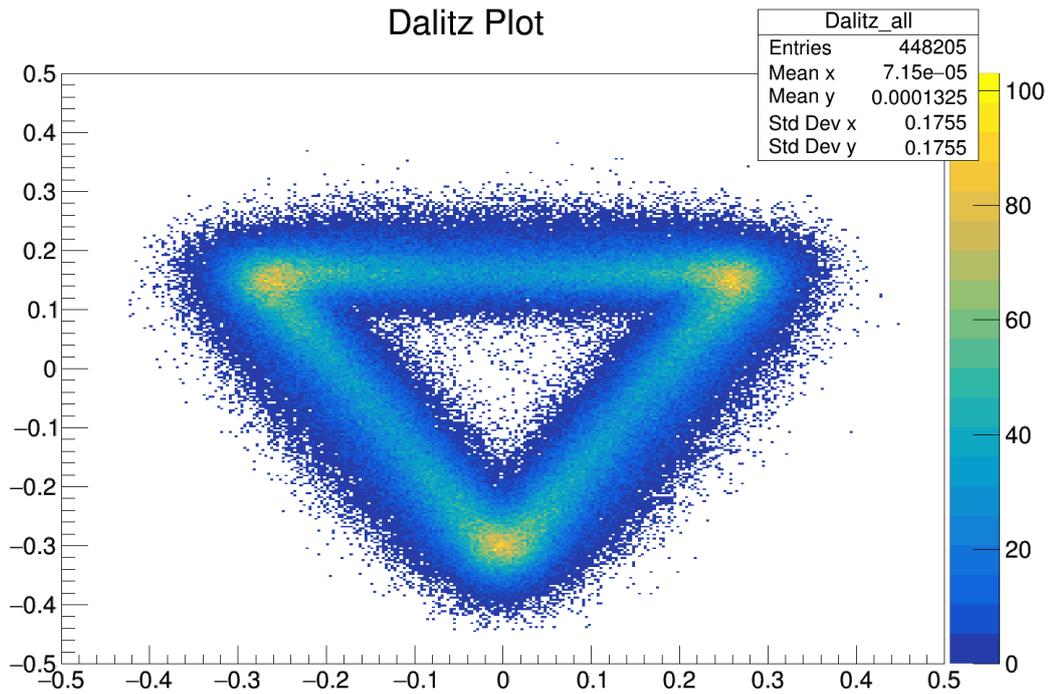


Abbildung 4: Dalitz Plot der Messungen von 2019/20 in Köln [2]

Nach Messungen der  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')$  Reaktionen am IKP der Universität zu Köln wurde der vorläufige Dalitz Plot aus Abbildung 4 erstellt. Deutlich zu erkennen sind die breiten Linien des sequentiellen Zerfalls. Im Rahmen dieser Arbeit werden nun Analyseschritte untersucht, die es ermöglichen sollen, die Energieauflösung zu verbessern, sodass die Energien der drei Alpha-Teilchen genauer bestimmt werden können. Dies reduziert die Streuung der Messwerte im Dalitz-Plot, sodass die verschiedenen Zerfallsmodi besser voneinander abgegrenzt werden können und eine genaue Bestimmung ihrer Anteile ermöglicht wird.

## 2 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Ein Alpha-Teilchen, das unter einem Streuwinkel  $\Theta$  detektiert wird, muss zuvor mit dem Targetmaterial, der Totschicht auf den verwendeten Detektoren und dem aktiven Detektormaterial interagiert haben. Im Folgenden werden verschiedene Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie beschrieben, die für die Ergebnisse dieser Arbeit relevant sind.

Damit ein Teilchen gestreut wird, muss dieses über Kern-Kern Stöße mit den Targetkern wechselwirken. Dieser Prozess wird über die Rutherford-Streuung für elastische Stöße beschrieben. Die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes und die damit proportionale Intensität der gestreuten Teilchen ist über Formel 3 bestimmt.

$$I \propto \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (3)$$

Für die Rutherford-Streuung wird lediglich die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den elektrisch geladenem Projektil und den elektrisch geladenem Streuzentrum, dem Atomkern, berücksichtigt. Durchquert ein Projektil jedoch ein Medium, kommt es auch zu Stößen mit Elektronen. Diese Elektronen werden zum Beispiel im Coulomb-Feld ihres zugehörigen Atomkerns angeregt, oder ganz ionisiert, wobei das Projektil einen Teil seiner Energie bei diesem Stoß verliert. Diese Wechselwirkung findet sowohl im Target als auch in der Verarmungszone des Detektors statt. Die mittlere Energie, die das Projektil beim Zurücklegen einer gewissen Strecke im Material verliert, kann über die Bethe-Bloch-Formel 4

$$-\frac{dE}{dx} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{4\pi z^2}{m_e v^2} \cdot \frac{Z\rho}{Au} \cdot \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right\} \quad (4)$$

oder aus tabellierten Werten aus über SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) von Ziegler und Biersack bestimmt werden. Für die Energieverluste der gezeigten Abbildungen wurden die Werte aus SRIM verwendet, da diese genauer als die reinen Werte aus der Bethe-Bloch-Gleichung sind [8].

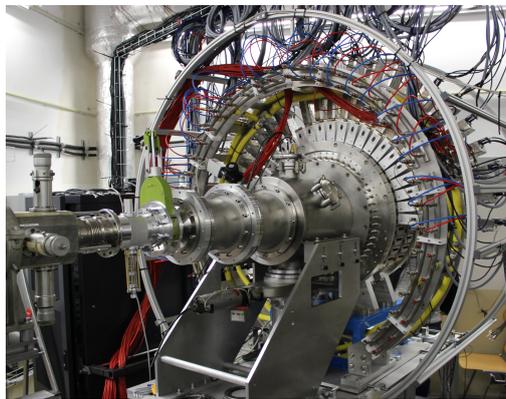
Bei dem Energieverlust des Projektils im Target handelt es sich um einen statistischen Prozess. Die Fluktuationen des Energieverlustes um den Mittelwert lassen sich über eine Landau-Vavilov-Verteilung beschreiben [9], sie werden Energie-Straggling genannt. Hierbei handelt es sich um eine asymmetrische Verteilung, da es vereinzelt frontale Stößen mit Elektronen geben kann, bei denen das Projektil viel mehr Energie abgibt, als bei wahrscheinlicheren Stößen mit kleineren Energieüberträgen. Dieser Prozess führt zu einem Ausläufer der Verteilung zu größeren Energieverlusten. Für kleine Energieverluste hat die Verteilung etwa eine Gauß-Form. Dies führt zu einer Verbreiterung der Peaks in gemessenen Energiespektren, da diese nach der Streuung der Projektile aufgenommen werden [10].

Neben dem Energie-Stragglung werden die gemessenen Daten auch durch das Winkel-Stragglung beeinflusst. Dieser Effekt bezeichnet eine Verschmierung der gemessenen Winkelverteilungen durch Mehrfachstreuungen um kleine Winkel in Materie, wie dem verwendeten Target. Ein Maß hierfür ist der Molière-Radius, der die Aufweitung des Ionenstrahls nach der Durchquerung von Materie wiedergibt. Der Radius ist materialspezifisch und abhängig von der Energie des Projektils [10].

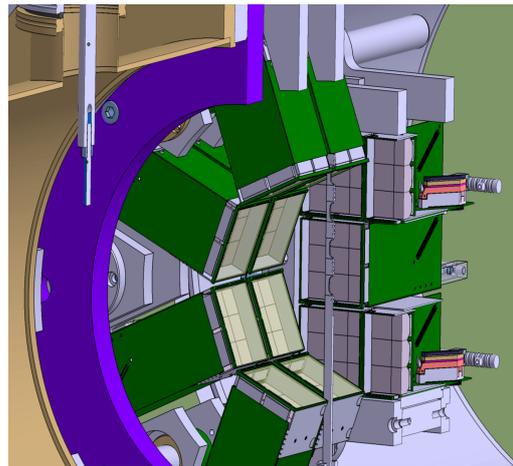
### 3 Aufbau des Experiments

#### 3.1 LYCCA

Das Lund-York-Cologne-Calorimeter (LYCCA) ist ein Teilchendetektor-Array, das für das HISPEC Experiment im Rahmen der NUSTAR-Kollaboration bei FAIR<sup>1</sup> gebaut wurde. Aktuell ist der Aufbau am 10-MV Tandem Beschleuniger der Universität zu Köln aufgebaut und wird für die Untersuchung des Hoyle States verwendet.

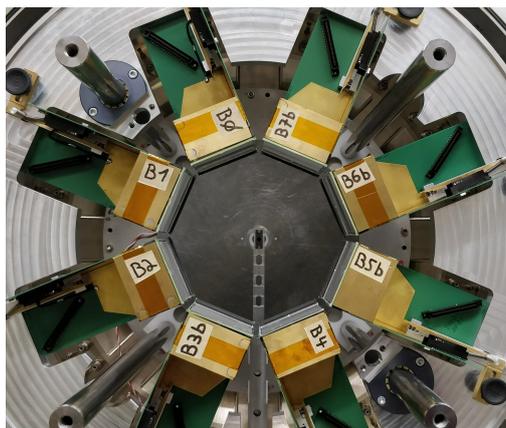


(a) Ganzer LYCCA-Aufbau von außen

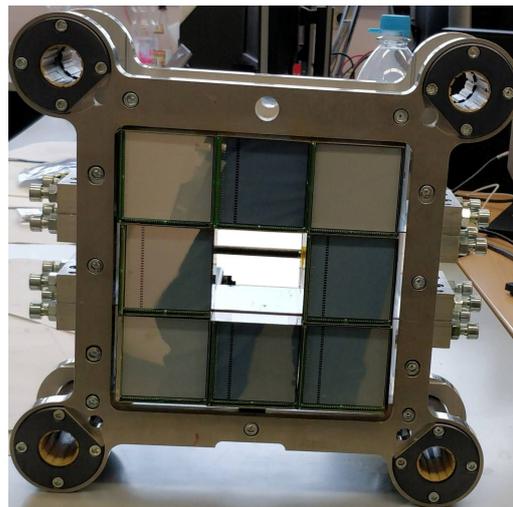


(b) CAD-Schnittdarstellung von innen

Abbildung 5: Bilder des ganzen Aufbaus von außen und von innen



(a) Acht Ring-Detektoren und Targetleiter im Zentrum



(b) Wand-Detektoren von vorne, Detektoroberfläche sichtbar

Abbildung 6: Bilder der verbauten Detektoren

<sup>1</sup>Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions; Facility for Antiproton and Ion Research

Im LYCCA-Aufbau werden für diese Messungen 18 DSSDs (doppelseitige Silizium Streifendetektoren) eingesetzt. Bislang wurden noch keine Untersuchungen des Hoyle States mit einer so hohen Anzahl an segmentierten Si-Detektoren durchgeführt. Jeder Detektor besitzt 32 Streifen pro Seite, wobei die Streifen der Vorderseite um  $90^\circ$  gegen die Streifen der Rückseite rotiert sind, wodurch sich 1024 Pixel für jeden Detektor ergeben. Um die Pixel genau zuordnen zu können, werden diese durch drei Indizes ( $M, F, B$ ) beschrieben: die Modulnummer ( $M$ ) und die Indizes der Streifen auf der Vorder- ( $F$ ) sowie auf der Rückseite ( $B$ ) der Detektoren. Die Streifennummerierung beginnt auf der Rückseite mit 0 und endet auf der Vorderseite mit 63.

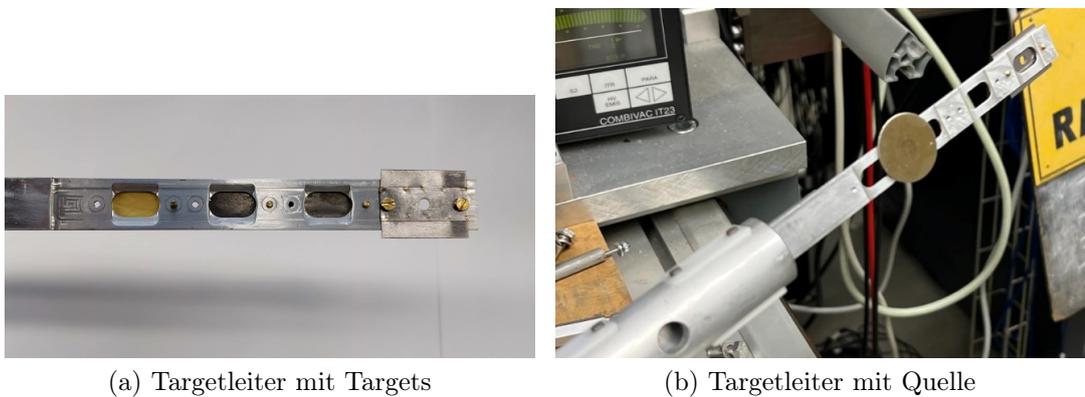


Abbildung 7: Bilder der Targetleiter

Mittig in der Messkammer befindet sich die Targetleiter, auf der eine Fokus-Blende und bis zu drei Targets montiert werden können. Für Eichmessungen mit einer Alpha-Quelle wird diese auf der Targetleiter befestigt (Abbildung 7b). Da die Quelle auf die Targetleiter montiert wird, muss sie allerdings während Messungen mit Ionenstrahl aus der Kammer ausgebaut werden.

Die DSSDs des Aufbaus sind in drei Gruppen angeordnet: 14 Detektoren sind in zwei Ringen angeordnet, die restlichen vier Detektoren befinden sich in der Detektor-Wand (Abbildung 5b). Die vier Wand-Detektoren sind kreuzförmig mit einem freien Platz in der Mitte senkrecht zur Strahlachse positioniert (Abb. 6b). Die DSSDs in den zwei Ringe aus sechs und acht Detektoren stehen parallel zur Strahl-Achse zwischen der Targetleiter und der Wand (Abb. 6a). Alle Detektoren befinden sich unter Vorwärtswinkeln  $\Theta$  von etwa  $12^\circ$  bis  $85^\circ$ .

Diese Detektoranordnung ist in Abbildung 8 als eine zweidimensionale Karte der Pixelkoordinaten, projiziert auf eine Kugeloberfläche, dargestellt. Da die Oberflächen der DSSDs nicht senkrecht zum Target orientiert sind, gibt es für jeden Detektorpixel einen effektiven Eintreffwinkel  $\alpha$  für detektierte Alpha-Teilchen, der von  $90^\circ$  abweicht. Dieser Winkel  $\alpha$  wird in Abbildung 9 für jeden Pixel gegen den Streuwinkel aufgetragen, und berechnet sich aus Formel 5. Dabei ist  $\vec{n}$  der

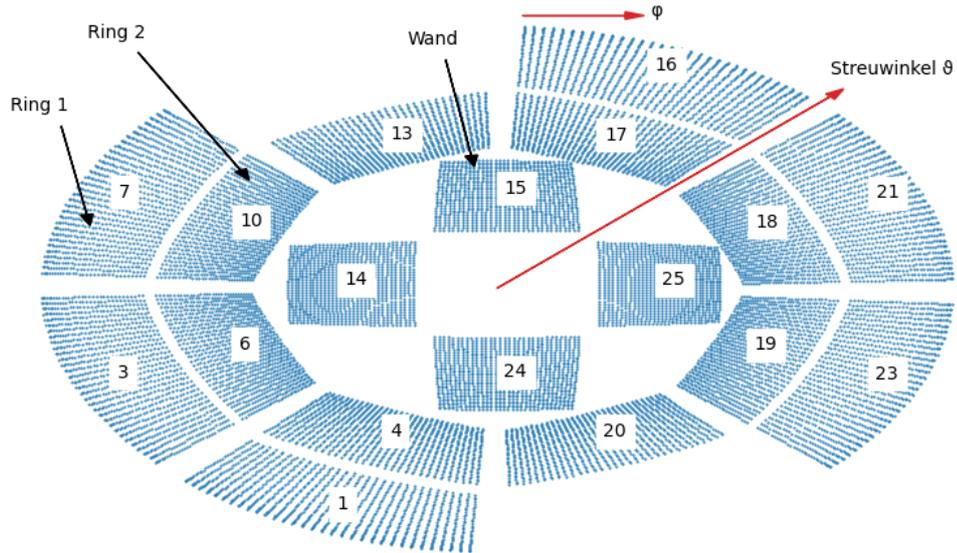
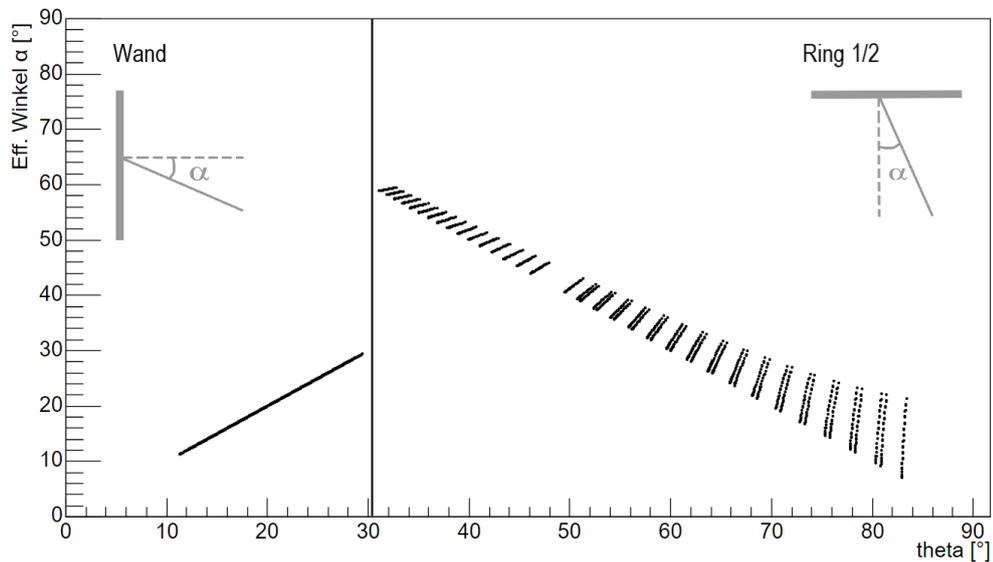


Abbildung 8: Projektion der Pixel auf eine 2D-Karte

Normalenvektor und  $\vec{p}$  der normierter Einflugsvektor eines detektierten Teilchens auf die Pixel.

$$\alpha = \cos^{-1}(\vec{n} \cdot \vec{p}) \quad (5)$$

Abbildung 9: Effektiver Eintreffwinkel  $\alpha$  der gestreuten Teilchen auf die Pixel, aufgetragen gegen den Winkel  $\Theta$  relativ zur Strahlachse

Die hohe Anzahl an Pixeln und gewählte Orientierung der Detektoren ermöglicht eine große Raumwinkelabdeckung bei gleichzeitig hoher Ortsauflösung, was ein Vorteil des LYCCA-Aufbaus gegenüber früheren Messungen mit weniger Detektoren ist.

### 3.2 DSSDs

Bei den verwendeten Detektoren handelt es sich um Silizium-Halbleiterdetektoren, welche gut dazu geeignet sind, die Energien elektrisch geladener Teilchen wie Alpha-Teilchen zu detektieren.

Die Siliziumdetektoren funktionieren analog zu anderen Halbleiterdetektoren über eine Ladungsträger-Verarmungszone als Detektionsvolumen. Durch Ionenkaskaden erzeugte Elektronen-Loch-Paare werden über die Streifen auf der Vorder- und Rückseite abtransportiert und die Signale in der angeschlossenen Elektronik erfasst. Diese Verarmungszone kann durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung, wie bei einer Halbleiterdiode, erweitert werden. Im Experiment wurde dazu eine Biasspannung von 50 V an die Detektoren angelegt [10].

### 3.3 AIDA

An jeden DSSD ist jeweils ein AIDA-Frontend-Elektronikmodul angeschlossen. Die AIDA-Module sind digitale Datenaufnahme-Module, die über 64 Eingangskanäle verfügen und für diese jeweils zwei Verarbeitungsschaltungen bieten: Der ADC-Zweig (analog-digital converter) bestimmt die Energie des detektierten Teilchens. Dazu wird das Signal der Detektoren mehrfach gefiltert, bevor die Höhe dieses Signals einer digitalen Kanalnummer zugeordnet wird. Es kann über den ADC auch mit grober Zeitaufösung der Detektions-Zeitpunkt bestimmt werden. Komplementär ist der Diskriminator-Zweig für eine möglichst präzise Zeitangabe der Detektion eines Teilchens zuständig.

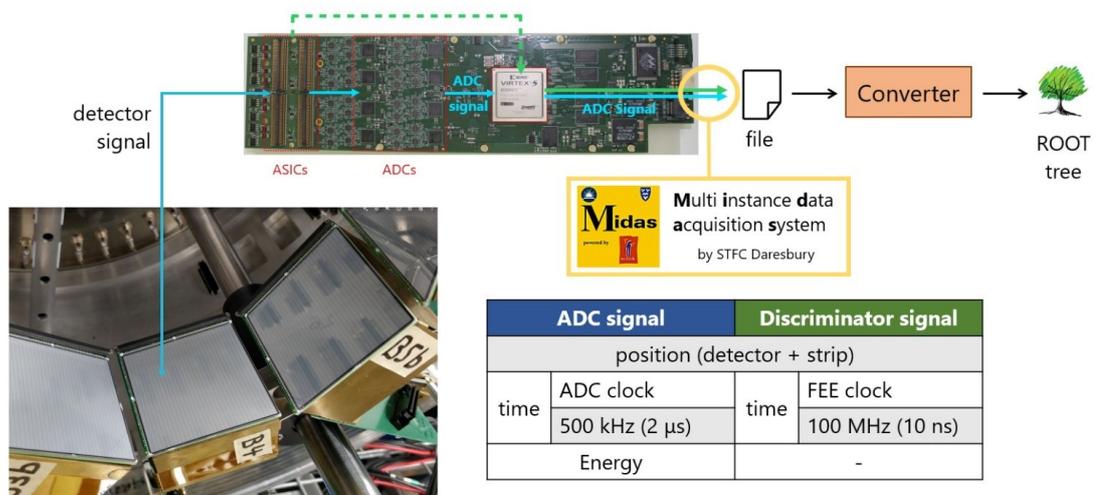


Abbildung 10: Schematischer Ablauf der Datenaufnahme von AIDA [2]

## 4 Experimente

Mit dem LYCCA-Aufbau wurden im Dezember 2019 und Januar 2020 für jeweils sieben Tage  $C(\alpha, \alpha')C^*$  Experimente am Kölner 10-MV-Tandembeschleuniger durchgeführt. Dabei wurden Alpha-Teilchen mit einer Strahlenergie von 27 MeV an einem Kohlenstofftarget mit einer Massenbelegung von  $0.114 \text{ mg/cm}^2$  gestreut. Die Dicke des Targets wurde hierbei durch Auswiegen bestimmt.

Zusätzlich wurden im Januar 2020 weitere Daten in  $Au(\alpha, \alpha')Au'$  Streuexperimenten für Strahlenergien von 8 MeV, 14 MeV und 20 MeV aufgenommen. Die verwendete Goldfolie hatte eine Massenbelegung von  $0.3 \text{ mg/cm}^2$ . Da bei diesen Strahlenergien nur elastische Streuung stattfindet, wurde für jeweils drei Energien Kalibrationspunkte gemessen, die höher liegen als die Energien der Alpha-Quelle und die Energien der gestreuten Teilchen nach Anregung des Hoyle States.

Neben der Kalibrierung über die Energien der Strahlteilchen nach Streuung an der Goldfolie wurden im Dezember 2019 zusätzlich Kalibrierungsmessungen mit einer  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  Tripel-Alpha-Quelle unternommen. Die Energien der von der Quelle emittierten Alpha-Teilchen liegen bei 5.148 MeV, 5.478 MeV und 5.795 MeV.

Diese Arbeit befasst sich mit der Auswertung der aufgenommenen Daten aus den Streuexperimenten von Alpha-Teilchen an Gold.

## 5 Auswertung

### 5.1 Analyseverfahren

Die von den AIDA-Modulen aufgezeichneten Rohevents werden zuerst in Binärdateien gespeichert. Diese müssen in mehreren Stufen bearbeitet werden, bis sie zur eigentlichen Analyse der Daten verwendet werden können. Dazu werden die Daten in ROOT Dateien umgewandelt. ROOT ist ein vom CERN, der europäischen Organisation für Kernforschung, entwickeltes Software-Framework, was zur Datenanalyse und -verarbeitung sowie zur grafischen Darstellung von Ergebnissen verwendet werden kann. Es wurde in C++ geschrieben, sodass die Funktionen des Frameworks einfach in eigene C++ Codes integriert werden können.

Die im Folgenden kurz beschriebenen Analysestufen wurden im Rahmen von vorherigen Arbeiten erstellt, aber in Rahmen dieser Arbeit angepasst und verbessert.

#### **Converter**

Im ersten Schritt müssen die Binärdaten in von ROOT lesbare Dateien konvertiert werden. Diese Dateien sind nach der Zeit der Detektion sortiert und enthalten für jedes Signal die Nummer des Detektors und des Streifens, in dem das Teilchen detektiert wurde. Alle Signale sind entweder ein ADC- oder Diskriminator-Signal.

Durch die Arbeitsweise der verwendeten Diskriminatoren kann es passieren, dass ein geringer Anteil an Ereignissen mehrfach abgespeichert wird. Diese Ereignisse werden im Converter erkannt und verworfen.

#### **Event Builder**

Bis zu diesem Punkt in der Analyse besteht ein Event, bei dem ein Teilchen im DSSD einen elektrischen Puls erzeugt hat, aus zwei Signalzweigen: dem ADC- (Energie und Zeit) und dem Diskriminator-Signal. Beide bestimmen die Zeitpunkte, zu denen die Teilchen registriert werden, verschieden genau. So besitzt der ADC eine Auflösung von  $2 \mu\text{s}$  und der Diskriminator eine Auflösung von 10 ns. Zur Optimierung der verwendeten Zeit-Gates zwischen ADC- und Diskriminatorsignalen wird ein weiteres Programm, **timetest**, verwendet.

Die Aufgabe des Event Builders besteht darin, die zwei Signale eines Events zusammenzufügen und in eine weitere ROOT Datei zu schreiben, sodass mit der Energie-Information des ADCs und der Zeit-Information des Diskriminators weiter gerechnet werden kann.

**Combine Strips**

Auf Grund des Aufbaus und der Funktionsweise der DSSDs wird die Energie des Teilchens in Form von Elektronen und Löchern sowohl in einem vorderen als auch in einem hinteren Streifen gesammelt, sodass für jedes eingetroffene Teilchen zwei Ereignisse gemessen werden können. Diese Ereignisse werden von den Diskriminatoren zu separaten Zeitpunkten gemessen, sodass es auch hierfür eine zusätzliche Abfrage gibt, welche dieses Zeitfenster für ein gleichzeitiges Ansprechen bestimmt. Die Ereignisse der beiden Streifen können dann mit dieser Information im Event Builder zu einem Pixel-Event zusammengefügt werden. Diese Events werden in neuen ROOT Dateien gespeichert, sodass für jedes neue Event alle Informationen aus dem Event Builder für einen vorderen und einen hinteren Streifen vorliegen. Mit diesen Daten können nun Energie-Spektren erstellt werden, die weiter ausgewertet werden können.

**Streifenkalibrierung**

Noch vor dem Event Builder wird eine vorläufige Kalibrierung der Kanäle der ADCs durchgeführt. Dazu werden aus den Streifen-Spektren direkt nach dem Converter die Positionen der Peaks einer verwendeten Tripel-Alpha-Quelle bestimmt, sodass eine lineare Kalibrierung der Kanäle mit diesen drei Peaks für jeden Streifen durchgeführt werden kann.

Sobald diese Eichung erstellt wurde, konnte die entsprechende Kalibrierung auch auf die Daten der  $\text{Au}(\alpha, \alpha')\text{Au}'$  und  $\text{C}(\alpha, \alpha')\text{C}^*$  Messungen angewandt werden.

Für die finale Kalibrierung auf Pixel-Ebene werden, im Vergleich zur Streifenkalibrierung, zusätzlich zu den drei Peaks der Alpha-Quelle weitere Peaks aus den Streuexperimenten von Alpha-Teilchen verschiedener Energien an Gold- und Kohlenstoff-Targets hinzugezogen. Dadurch wird ein möglichst breiter Energiebereich für alle Peaks mit bekannten Energien abgedeckt.

## 5.2 Alpha-Streuung an Gold

Im Folgenden werden die Messdaten der elastischen Streuung von Alpha-Teilchen an Goldkernen bei Strahlenergien von 8 MeV, 14 MeV und 20 MeV untersucht. Ein 2D-Histogramm der gemessenen Energien gegen die jeweiligen Streuwinkel ist für die drei Messungen in Abbildung 11 dargestellt. Typische Energiespektren der gestreuten Alpha-Teilchen, die in einem einzelnen Pixel der LYCCA DSSDs gemessen wurden, sind in den Abbildungen 12 und 13 unter verschiedenen Streuwinkeln, sowohl für Energien der Vorderseite als auch der Rückseite der DSSDs aufgetragen.

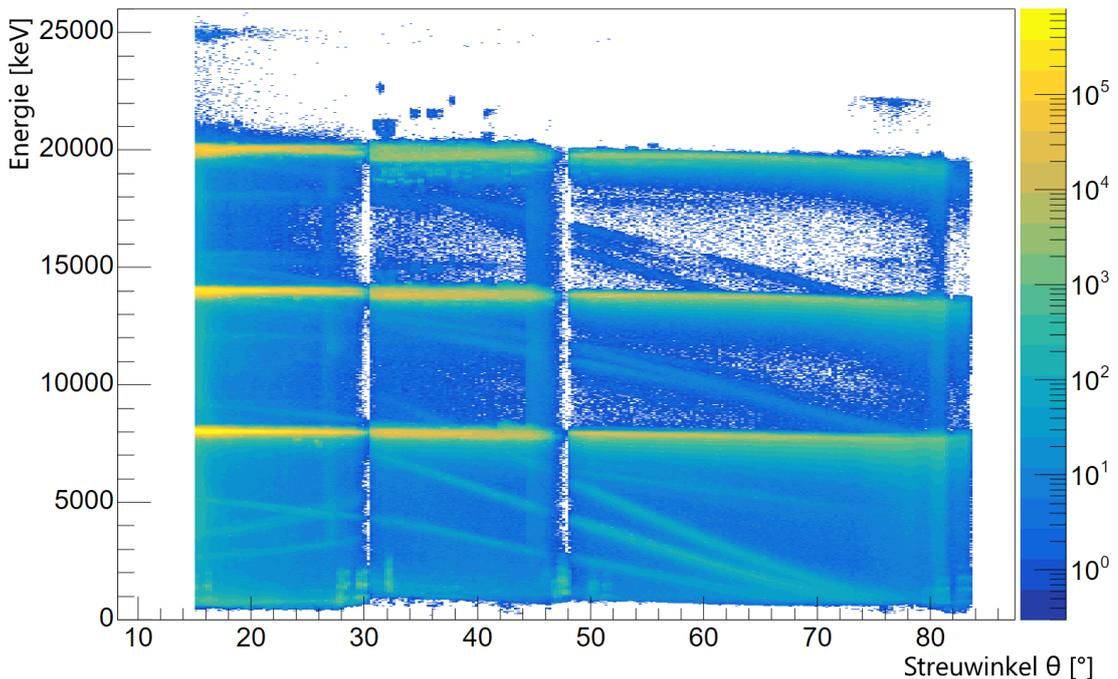


Abbildung 11: Der 2D Kinematik-Plot zeigt die gemessenen Energien der gestreuten Alpha-Teilchen aus den drei Messungen bei Strahlenergien von 8 MeV, 14 MeV und 20 MeV (Linien mit höchster Intensität). Außerdem sind Verunreinigungen des Targets von Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff zu erkennen.

Um die Energiedepositionen über die Positionen und Formen der Peaks so genau wie möglich zu bestimmen, werden diese mit Hilfe von geeigneten mathematischen Funktionen gefittet. Zuvor wird die ungefähre Position der Peaks mit Hilfe von durch ROOT zur Verfügung gestellten Funktionen ermittelt, sodass diese Werte als Startwerte für die Fits genutzt werden können.

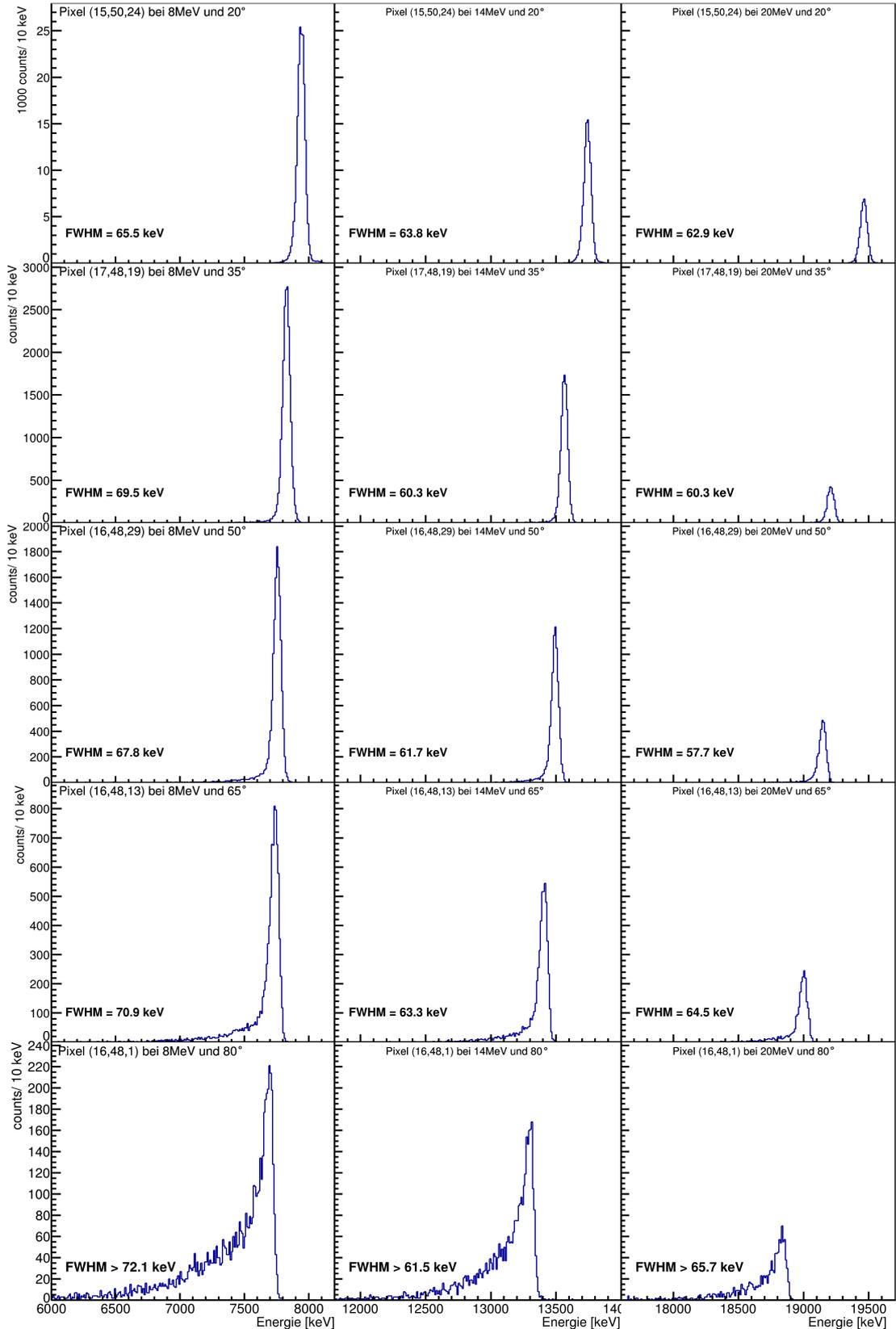


Abbildung 12: Histogramme der vorkalibrierten Energiedepositionen der gestreuten Alpha-Teilchen in den vorderen Streifen. Die Spektren von gleichen Pixeln sind für drei Strahlenergien (8 MeV links, 14 MeV mitte, 20 MeV rechts) nebeneinander aufgetragen und Pixel bei verschiedenen Streuwinkeln untereinander angeordnet.

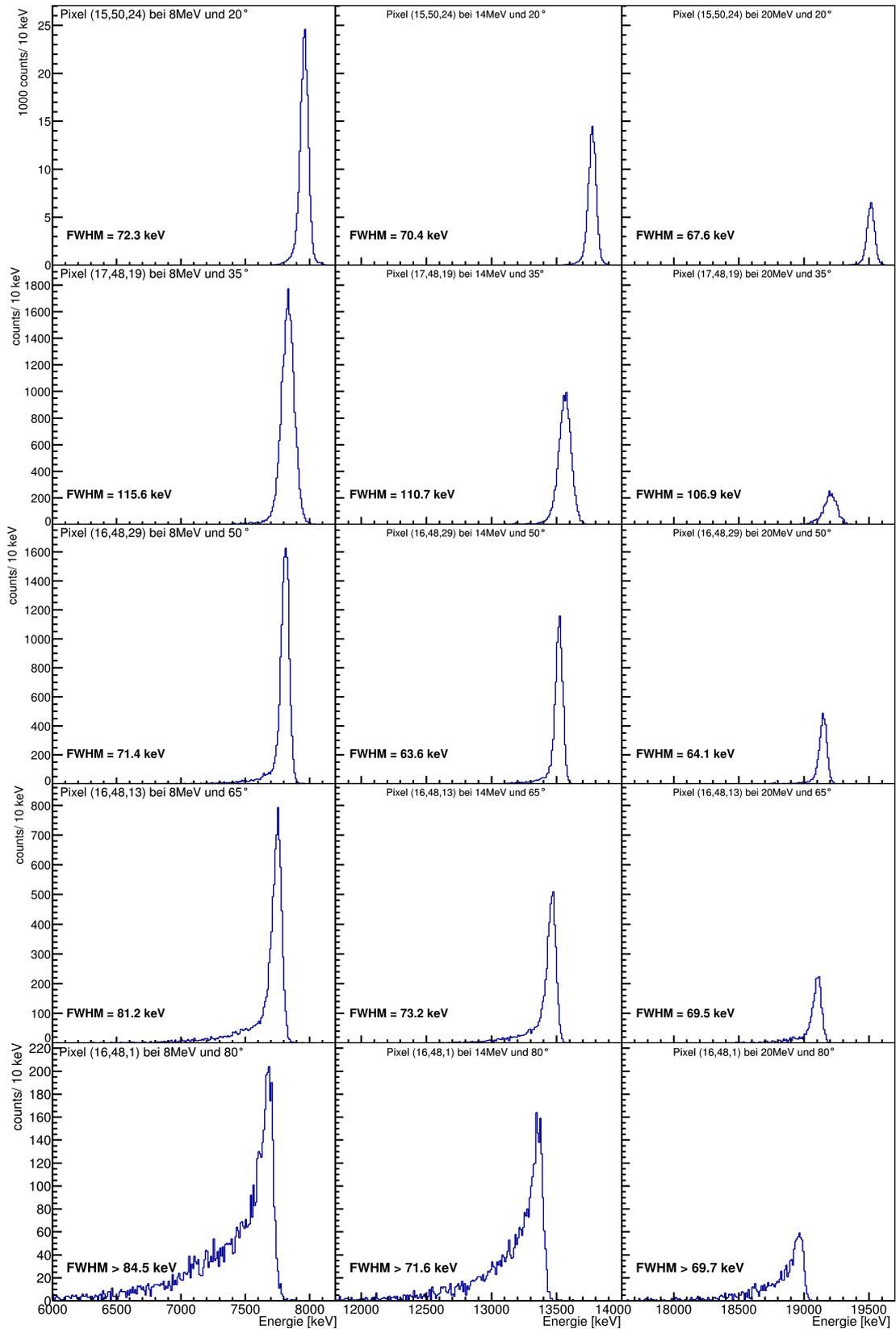


Abbildung 13: Histogramme der vorkalibrierten Energiedepositionen der gestreuten Alpha-Teilchen in den hinteren Streifen. Die Spektren von gleichen Pixeln sind für drei Strahlenergien (8 MeV links, 14 MeV mitte, 20 MeV rechts) nebeneinander aufgetragen und Pixel bei verschiedenen Streuwinkeln untereinander angeordnet.

Da es sich bei der Streuung und den Wechselwirkungen der Strahlteilchen im Target und dem Detektormaterial um statistische Ereignisse handelt, wird eine Gauß-Form der Peaks erwartet, wobei die Breite dieser Peaks von den oben genannten Wechselwirkungen abhängt. Dieser Ansatz gibt die Messergebnisse für kleine Streuwinkel gut wieder, jedoch ändert sich die Peakform für höhere Streuwinkel: Insbesondere für Winkel nahe  $90^\circ$  können die gemessenen Spektren nicht mit Gaußverteilungen beschrieben werden, da lange niederenergetische Tails sichtbar werden. Für den Fit können diese Tails nicht vernachlässigt werden, da ein einfacher Gauß-Fit die Position des Peaks hin zu kleineren Energien verschieben würde. Bei kleinen Streuwinkeln sind nur geringe Anteile der Tails zu beobachten.

Für eine Beschreibung der Peaks ist eine Gauß-Funktion also nicht ausreichend. Daher wurden einige Funktionen im Hinblick auf ihre Wiedergabe der beobachteten Tails untersucht. Da dieser dem Verlauf einer Exponentialfunktion ähnelt, wurde eine geteilte Funktion gewählt, die eine Seite des Peaks mit einer Gauß-Form und die andere mit einer Exponentialfunktion beschreiben soll, wobei die Gesamtfunktion einen stetigen Übergang zwischen beiden Teilen haben sollte.

$$f(x) = \begin{cases} h \cdot e^{\frac{\tau}{\sigma^2} \cdot (x - \mu + \frac{\tau}{2})} & , x - \mu < -\tau \\ h \cdot e^{-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}} & , x - \mu \geq -\tau \end{cases}$$

Dabei ist  $\tau$  ein freier Parameter, welcher der Entfernung des Punktes vom Erwartungswert  $\mu$  der Gauß-Funktion entspricht, der die zwei Teilfunktionen trennt. Wie man in Abbildung 15a sehen kann, ist auch diese Beschreibung der Peaks nicht ausreichend, da auch hier der Fit um das Maximum des Peaks diesen nicht gut beschreibt. Daher wurde sich für eine Summe aus einer Gauß-Funktion und der oben beschriebenen geteilten Funktion entschieden, da dies die Peak-Form am Besten reproduziert. Als einzige Bedingung wurde hier gesetzt, dass die Funktion mit dem exponentiellen Tail auf der niederenergetischen Seite der Haupt-Gauß-Funktion liegen soll.

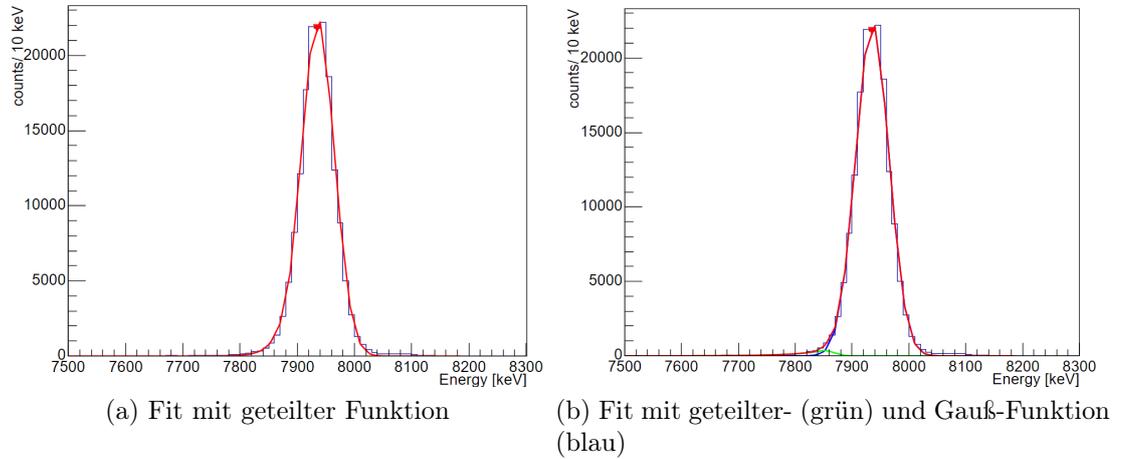


Abbildung 14: Energiespektrum für gestreute Alpha-Teilchen mit 8 MeV Strahlenergien, die in Pixel (15,48,11) unter 20° nachgewiesen wurden.

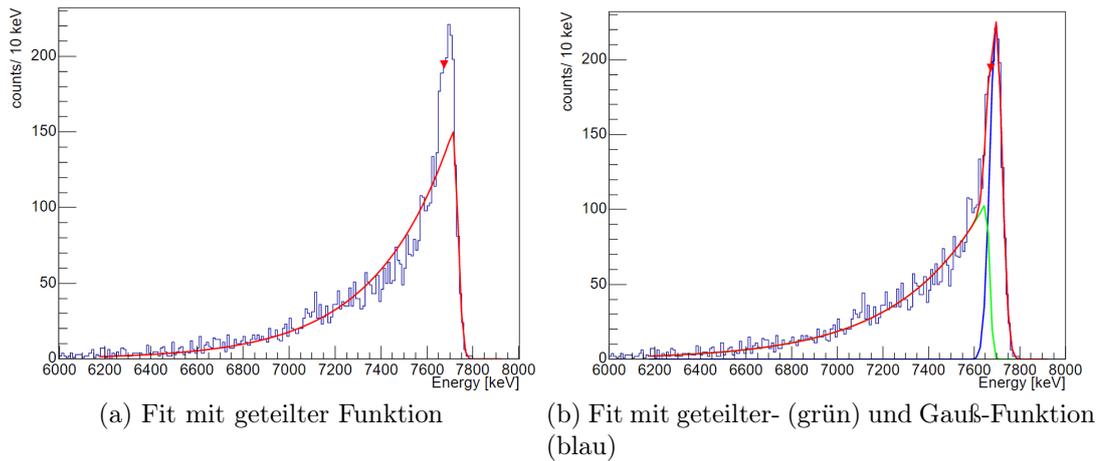


Abbildung 15: Energiespektrum für gestreute Alpha-Teilchen mit 8 MeV Strahlenergien, die in Pixel (16,48,1) unter 80° nachgewiesen wurden.

### 5.2.1 Untersuchung der Peak-Formen

Aus den Fitergebnissen können nun einige Größen bestimmt werden, welche Aufschluss über die Form der Peaks geben. Darunter fallen die Halbwertsbreite und die Anteile der Tails zum Gesamtvolumen des Peaks.

Die Fit-Funktion wurde so gewählt, dass der rechte Gauß-Teil den Peak um das Maximum gut beschreiben soll, wohingegen der linke Teil, welcher aus der geteilten Funktion besteht, den Tail des Peaks gut beschreibt.

#### Halbwertsbreiten

Auf Grund der vor allem bei großen Streuwinkeln, langen und breiten Tails, ist es schwierig aus der Fit-Funktion die Halbwertsbreite zu bestimmen. In den meisten Pixeln dominiert die rechte, höher-energetische Gauß-Komponente den Fit, sodass die Halbwertsbreite des Peaks alleine über die Gauß-Funktion bestimmt werden kann. Für Pixel unter größerem Streuwinkel trägt jedoch die Tail-Funktion stärker zum Fit bei. Wie in Abbildung 15b beispielhaft dargestellt ist, ist diese meist kleiner als die halbe Höhe des Gauß-Peaks, sodass die Breite des Fits nur über einen kleinen Teil der rechten Hälfte des Tail-Peaks leicht verbreitert wird. Somit kann die gemessene Breite in diesem Bereich etwas kleiner ausfallen, als die des tatsächlichen Peaks.

Dies kann in Abbildung 16 beispielhaft für Detektor 7 und einem 8 MeV Strahl beobachten werden: Hier fällt die berechnete Breite ab  $75^\circ$  leicht ab.

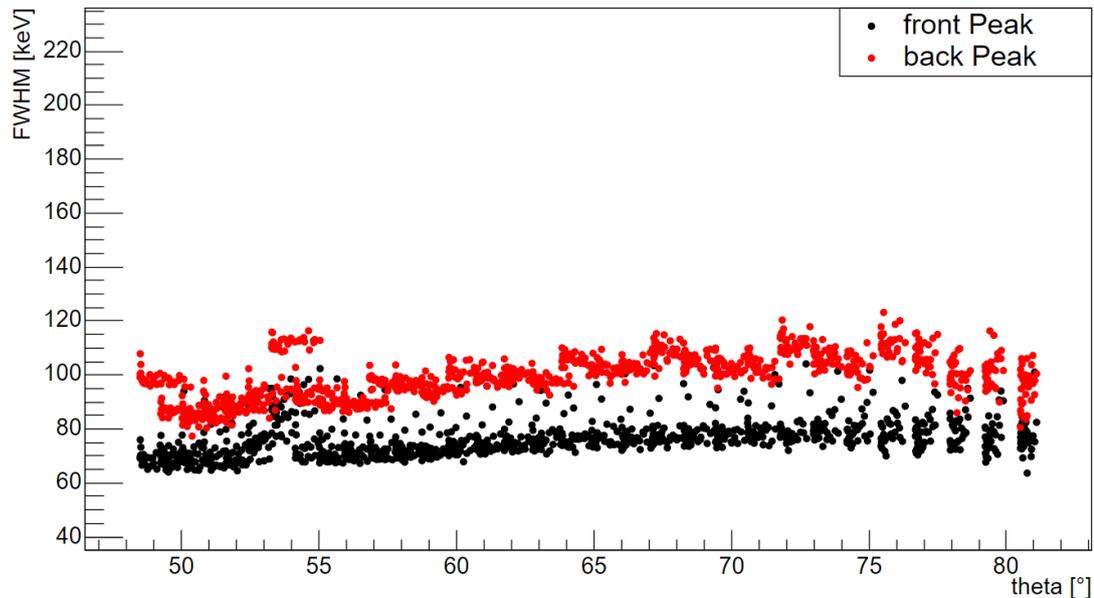
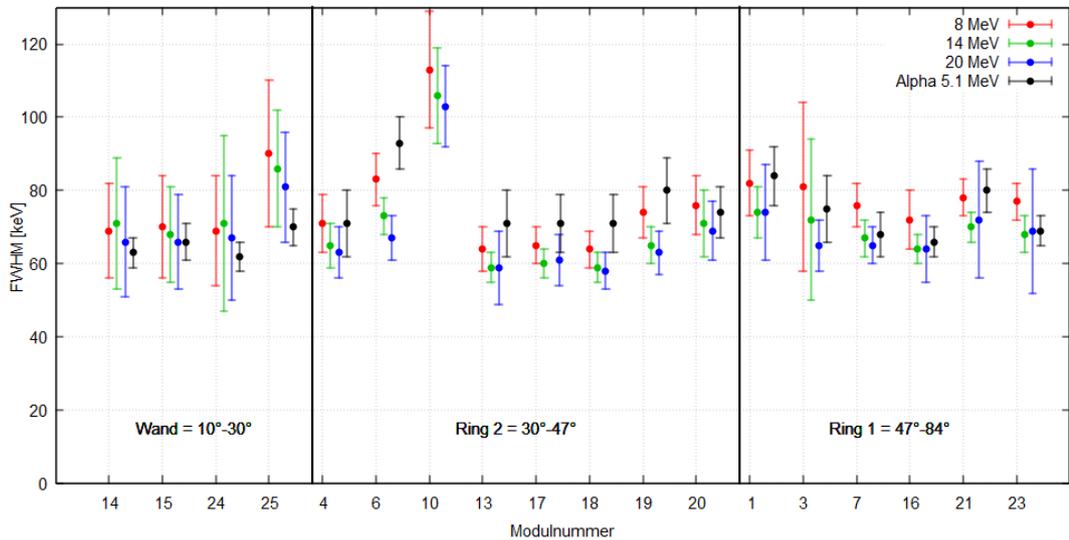
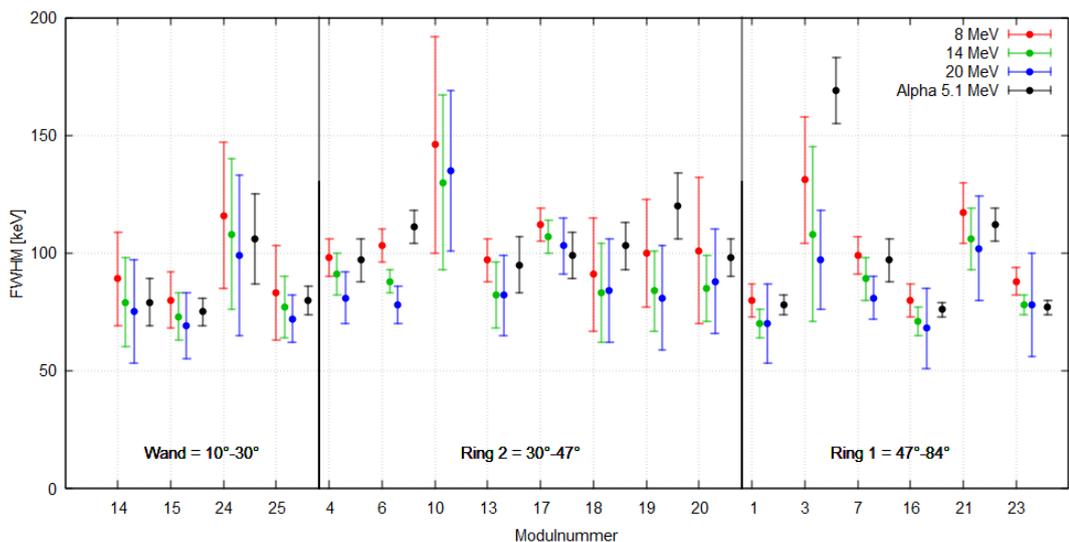


Abbildung 16: Auftragung der Halbwertsbreiten der Gauß-Peaks jedes Pixels von Modul 7 aus Ring 1 für die Vorder- und Rückseite bei einem 8MeV Strahl

In Abbildung 17 werden die über die Gauß-Funktion bestimmten Halbwertsbreiten für alle drei Strahlenergien detektorweise gemittelt dargestellt. Zusätzlich wurde zum Vergleich die Breite des 5.1 MeV Peaks der Tripel-Alpha-Quelle aufgetragen.



(a) Gemittelte Halbwertsbreiten der Vorderseiten



(b) Gemittelte Halbwertsbreiten der Rückseiten

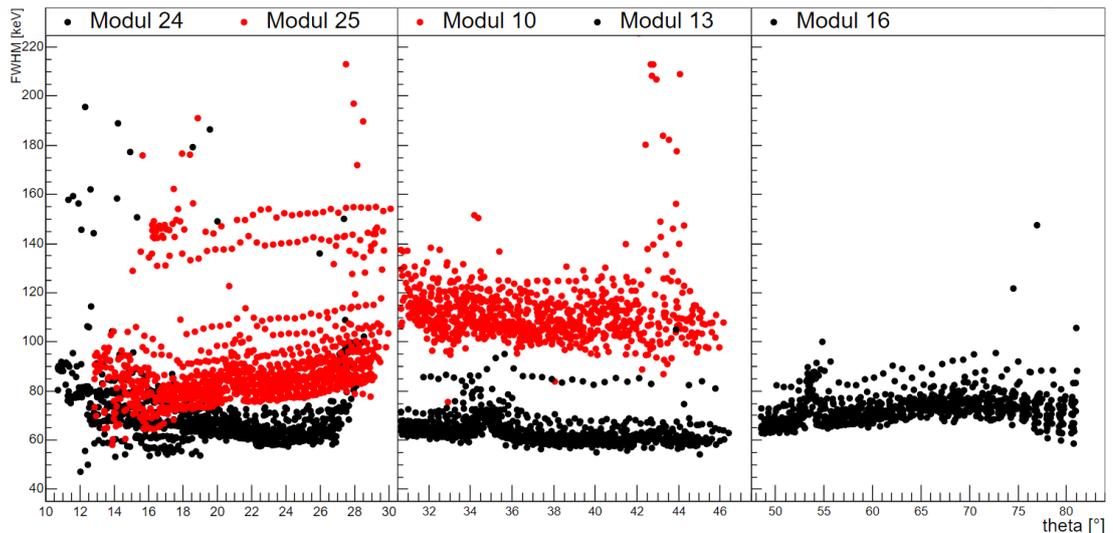
Abbildung 17: Modulweise gemittelte Halbwertsbreiten der aufgenommenen Peaks für alle drei Strahlenergien. Zusätzlich ist als Referenz die Halbwertsbreite des 5.1 MeV Peak der Tripel-Alpha-Quelle mitgeplottet.

Es fällt auf, dass die Breiten der Spektren der Rückwärts-Streifen bei allen Modulen größer sind, als die der Vorwärts-Streifen.

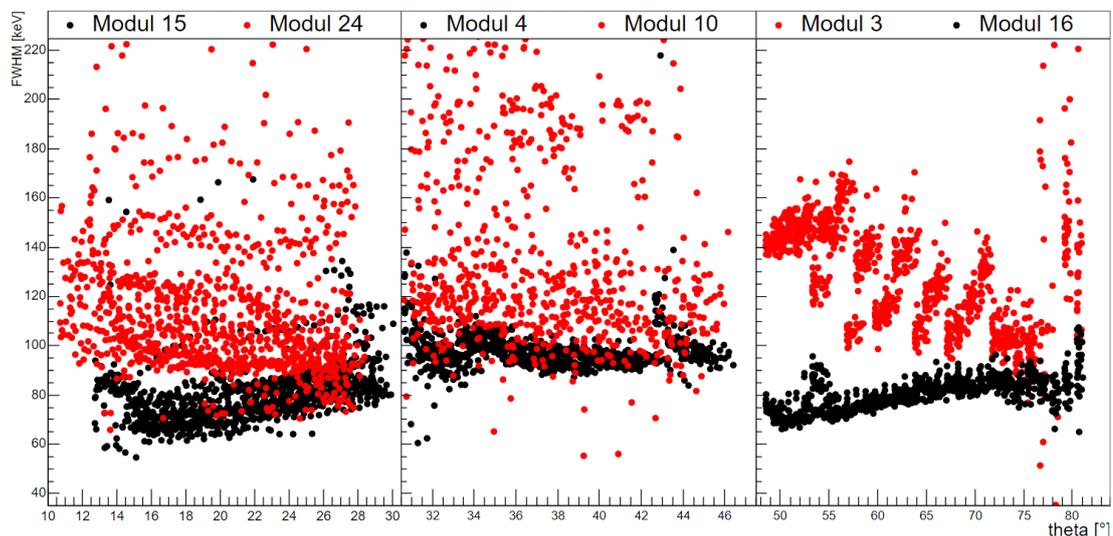
In Abbildung 18 werden zusätzlich für ausgewählte Module die bestimmten Breiten aus allen Pixeln gegen den Streuwinkel aufgetragen. Hierbei wurden die Module farblich so markiert, dass die schwarz dargestellten Werte Beispiele für eine

schmale Peakbreite sind und die roten Punkte Beispiele für Module sind, die deutlich breitere Peaks aufgenommen haben. Es sollte angemerkt werden, dass die Energiespektren aus den vorderen Streifen nur für die Module 10 und 25 breite Peaks gezeigt haben. Die restlichen Module zeigten ähnliche Breiten, wie die schwarz markierten Module, wie in Abbildung 17a zu sehen.

Für die Spektren der Rückwärts-Streifen gibt es keine einheitliches Verteilung der Peakbreiten. Hier sind in Abbildung 18b die extremen Module gezeigt, sodass die restlichen Module in die Bereiche zwischen den gezeigten Beispielen fallen.



(a) Breiten der Vorderseite

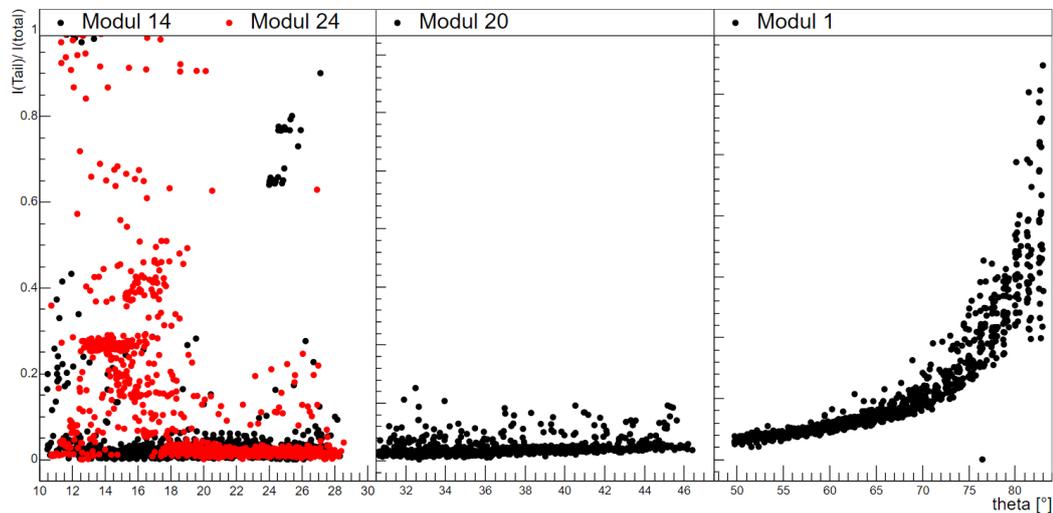


(b) Breiten der Rückseite

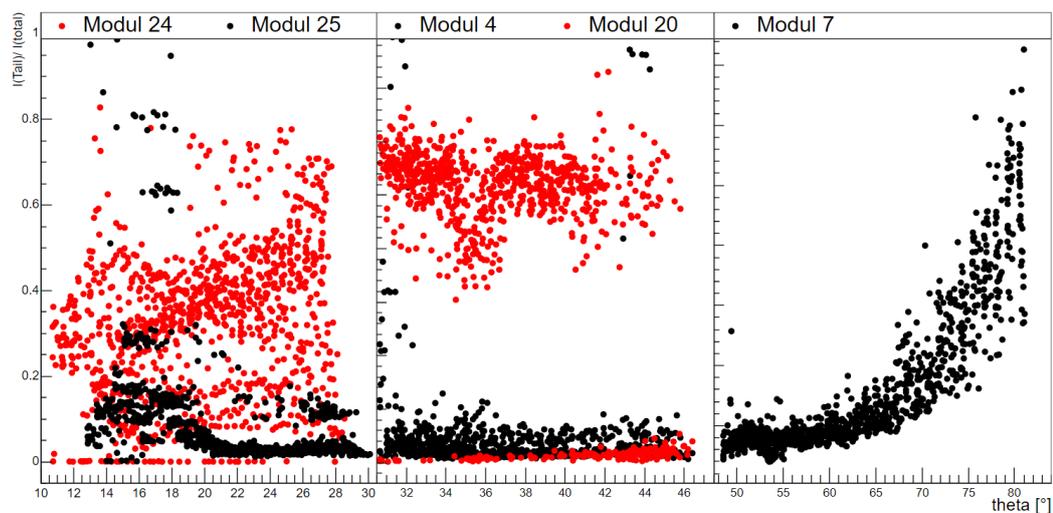
Abbildung 18: Halbwertsbreiten der Gauß-Peaks jedes Pixels gegen den Streuwinkel aufgetragen bei einer Strahlenergie von 8MeV, unterteilt in die drei Winkelbereiche der Wand (10-30°), Ring 2 (30-47°) und Ring 1 (47-84°)

### Beiträge der Tails zum Peakvolumen

Neben der Halbwertsbreite wurden auch die Anteile der Tails zu der Gesamtintensität der Peaks untersucht. Dazu wurden die Volumina der beiden Teilfunktionen des Fits berechnet, wobei die Summe beider Volumina der Gesamtintensität des gemessenen Peaks entsprechen sollte. Der Anteil der Intensität des Gauß-Peaks von der Intensität des gesamten Peaks wurde daraufhin gegen den Streuwinkel in einem Plot aufgetragen. Hier wurde, wie schon bei der Halbwertsbreite, jeweils eine Abbildung 19a für die Spektren der Vorderseite und eine Abbildung 19b für die Spektren der Rückseite erstellt. Die Module, die gleiches Verhalten zeigen, werden erneut durch ein Beispielmuster in schwarz repräsentiert und die rot markierten Module zeigen abweichendes Verhalten.



(a) Verhältnis der Vorderseite



(b) Verhältnis der Rückseite

Abbildung 19: Verhältnis der Volumina der Gauß-Peaks jedes Pixels zur Gesamtintensität gegen den Streuwinkel aufgetragen bei einer Strahlenergie von 8MeV

Auch hier zeigen die Spektren der Vorderseite weitgehend vergleichbares Verhalten, nur in der Detektor-Wand gibt es einige Streifen (mit Verhältnissen von etwa 60% und 80%), welche einen größeren Anteil der Tail-Peaks aufweisen. In den Spektren der Rückseite gibt es, neben Modul 24 in der Wand, drei Module (18, 19, 20) im zweiten Ring, die für einen Großteil der Pixel Doppel-Peak aufweisen, und daher Anteile der Tails von 70% zeigen.

So handelt es sich bei den Modulen mit Doppel-Peak in allen Pixeln (18, 19, 20 und 24) vermutlich um fehlerhafte Elektronik, da hier nur die Spektren für Energien der Rückseite Doppel-Peaks zeigen. Die Ursache der Doppel-Peaks in Energiespektren der Vorderseite für einzelnen Streifen aus den Wand-Modulen (14, 15, 24 und 25) sind bekannt: Für diese Module befinden sich Einkerbungen auf den Oberflächen der Detektoren. Dies ist in Abbildung 6b sichtbar. Die Einkerbungen erstrecken sich nicht über die ganze Länge der Streifen, sodass eintreffende Teilchen nur dann weniger Energie verlieren, wenn sie durch diese Fenster fliegen, da die Totschicht des Detektors an dieser Stelle dünner ist.

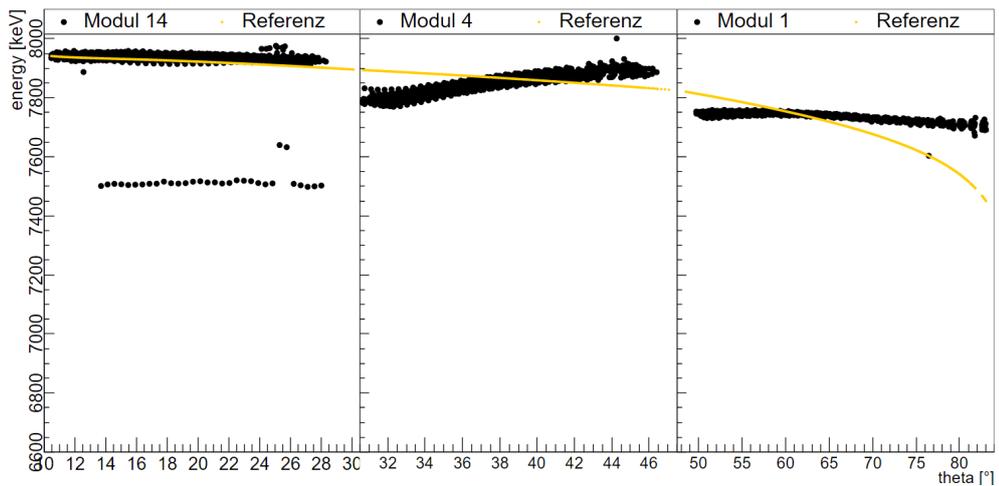
In beiden Untersuchungen der Energiespektren der Vorder- und Rückseiten zeigen die Vorderseiten bessere und zuverlässigere Ergebnisse, sodass in den weiteren Schritten nur mit den Energiemesswerten der Vorderseiten weitergearbeitet wird.

### 5.2.2 Kalibrierung der Pixel

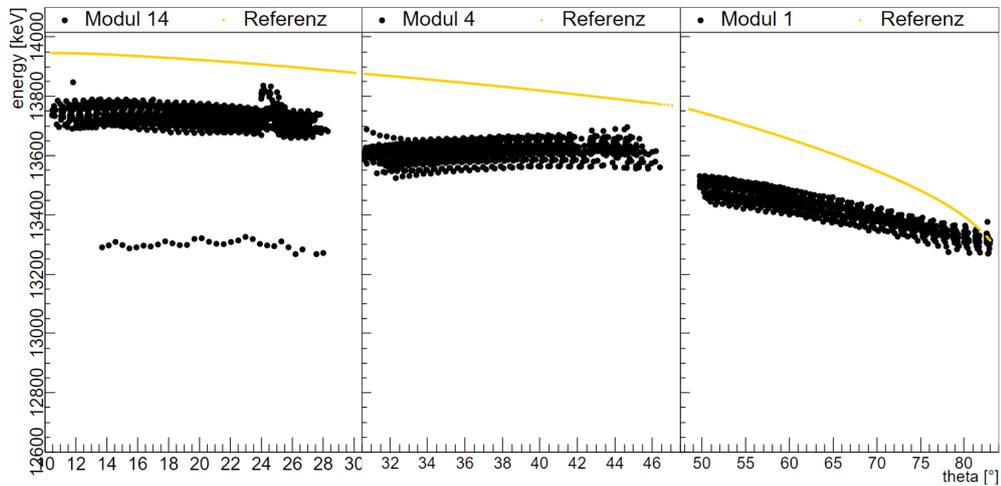
Für die Kalibrierung der einzelnen Pixel werden jeweils die drei Peaks der Tripel-Alpha-Quelle und die Peaks der drei  $\text{Au}(\alpha, \alpha')\text{Au}'$  Experimente bei den Strahlenergien von 8, 14 und 20 MeV verwendet.

Die gemessene Position der Gold-Peaks wird über den oben beschriebenen Fit bestimmt, wobei dafür der Erwartungswert der rechten Gauß-Funktion verwendet wird. Die Energie des Peaks ist wegen der Kinematik der elastischen Streuung vom Streuwinkel abhängig und wird mit Hilfe des Programms LISE++ berechnet. Hierbei wird eine Polynom-Funktion elften Grades an die von LISE++ bestimmte Kinematik-Kurve angefitet. Diese Funktion kann dann für jeden Pixel für den zugehörigen Streuwinkel ausgewertet werden. Die gemessenen Positionen aus den Fits werden in Abbildung 20 beispielhaft für ein Modul aus jedem Streuwinkelbereich gezeigt.

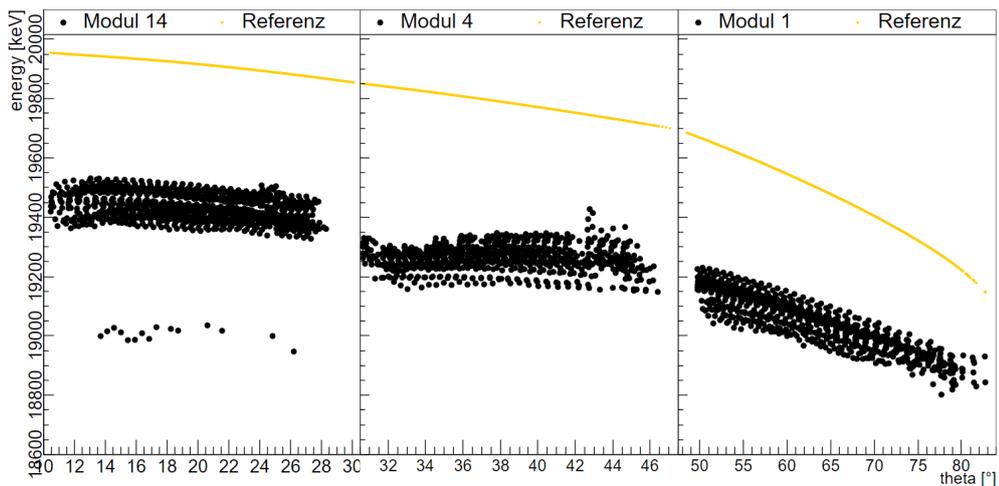
Es fällt auf, dass die bestimmten Energien im zweiten Ring, bei mittleren Streuwinkeln von  $30^\circ$  bis  $48^\circ$ , nicht, wie erwartet, mit steigendem Winkel abnehmen, sondern sogar ansteigen. Ähnlich verhalten sich die Energien des ersten Rings. Hier sinken die Energien mit wachsendem Streuwinkel, jedoch nicht so schnell wie erwartet. Die Ursache dafür muss in der Vorkalibrierung der Streifen liegen, da es sich nicht um Fehler im Fit der Peaks handelt.



(a) Energien bei einem 8 MeV Alpha-Strahl



(b) Energien bei einem 14 MeV Alpha-Strahl



(c) Energien bei einem 20 MeV Alpha-Strahl

Abbildung 20: Detektierte und erwartete Energie der gestreuten Alpha-Teilchen an einem Gold-Target bei Strahlenergien von (a) 8 MeV, (b) 14 MeV und (c) 20 MeV

Für die Peaks der Tripel-Alpha-Quelle wird eine konstante Energie der Teilchen unter allen Winkeln angenommen. Diese Annahme ist möglicherweise nicht zutreffend, da wie in Abbildung 9 dargestellt, die einfliegenden Alpha-Teilchen eine unterschiedliche Totschichtdistanz vor dem Eintritt in das aktive Volumen der Detektoren zurücklegen. Dies muss noch weiter untersucht werden. Da dies außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegt, wird für die Kalibrierung nur ein Energieverlust von 6 keV berücksichtigt, der auf Grund der zurückgelegten Strecke der Alpha-Teilchen in der Quelle entsteht.

Aufbauend auf den gemessenen Daten konnte auf Grundlage der genannten Punkte eine Kalibrierung für jeden Pixel der Detektoren erstellt werden. Hierfür wurde eine quadratische Fit-Funktion verwendet. Diese Kalibrierung wird dann auf die ihr zugrundeliegenden Messwerte angewendet, sodass über die Abweichung der Werte von den Referenzenergien ein Maß für die Güte der Kalibrierung bestimmt werden kann.

Diese Abweichungen sind in den Abbildungen 21, 22 und 23 erneut für alle drei Strahlenergien mit den Werten von Beispiel-Modulen dargestellt. Auch hier zeigen alle Module die gleiche Streuwinkelabhängigkeit bei gleicher Ionenstrahlenergie, sodass nur die Punkte eines Moduls zu besseren Übersicht gezeigt werden.

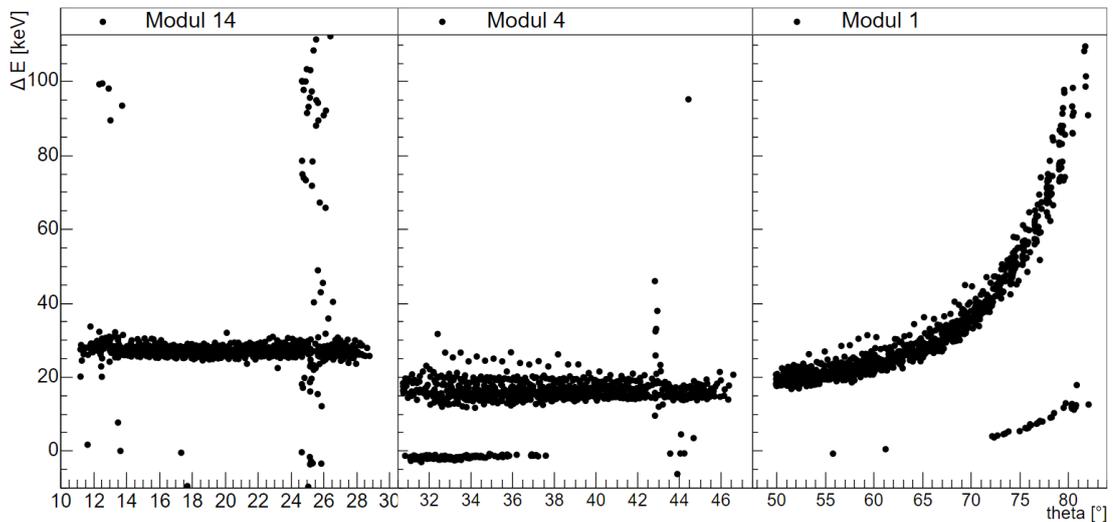


Abbildung 21: Abweichungen der neu kalibrierten Peak-Positionen von den erwarteten Positionen bei einer Strahlenergie von 8 MeV

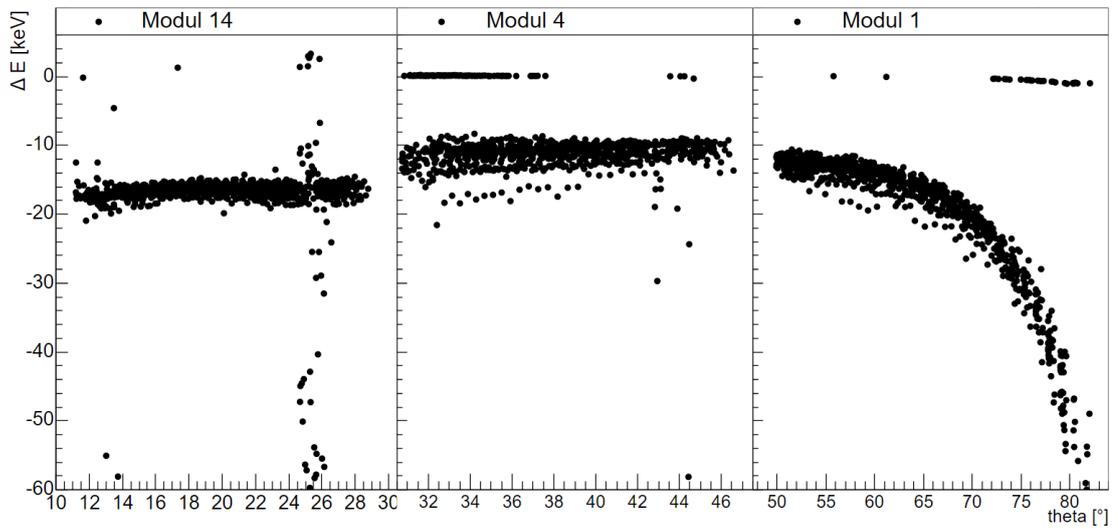


Abbildung 22: Abweichungen der neu kalibrierten Peak-Positionen von den erwarteten Positionen bei einer Strahlenergien von 14 MeV

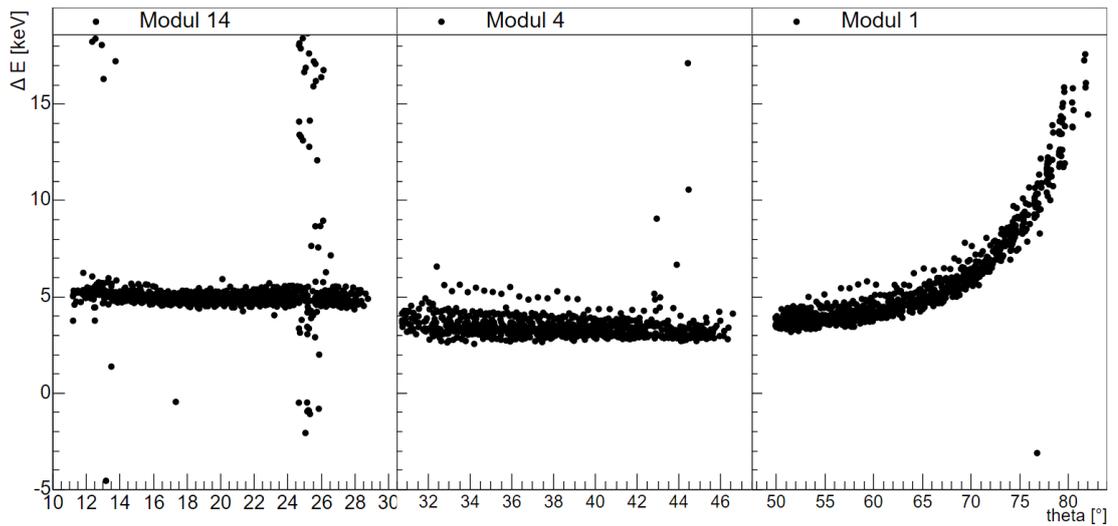


Abbildung 23: Abweichungen der neu kalibrierten Peak-Positionen von den erwarteten Positionen bei einer Strahlenergien von 20 MeV

Diese Abhängigkeit ist ähnlich zu dem Verlauf der Tail-Anteile mit steigendem Streuwinkel. Das zeigt, dass die Positionen der Peaks mit großen Tails noch nicht ausreichend verstanden sind. Zusätzlich fällt auf, dass die allgemeine Abweichung aller kalibrierten Energien mit steigender Strahlenergie kleiner wird. So ist die Abweichung bei dem 8 MeV Ionenstrahl in der Wand und dem zweiten Ring etwa 20 keV (Abbildung 20a), beim 14 MeV Strahl 14 keV (Abbildung 20b) und beim 20 MeV Strahl etwa 5 keV (Abbildung 20c). Dies lässt sich damit erklären, dass die Positionen der Peaks der Tripel-Alpha-Quelle auf Grund von anderen Energieverlusten noch nicht genau bestimmt worden sind. Diese Energien der drei Peaks dieser Quelle liegen eng beieinander bei etwa 5.1 MeV, 5.4 MeV und 5.8 MeV. Dies führt dazu, dass die Kalibrierungslinie für kleine Energien (auf Grund der  $\chi^2$ -Minimierung des Fits) näher an den Werten dieser drei Peaks liegen wird, als an dem Wert des 8 MeV Strahls. Auch dieses Ergebnis muss in Zukunft noch weiter untersucht werden.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

### Auswertung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurden geeignete Fit-Funktionen für die Peaks aus den Energiespektren der gestreuten Alpha-Teilchen an Gold-Kernen ermittelt. Eine einfache Gauß-Form erwies sich als nicht ausreichender Ansatz, da auf Grund der breiten Streuwinkelabdeckung von  $10^\circ$  bis  $85^\circ$  kinematische Effekte bei großen Winkeln zu langen Tails von unvollständiger Energiedeposition und erhöhten Energieverlusten im Target und Totschichten der Detektoren führten. Es wurde gezeigt, dass der Fit mit zwei Gauß-Funktionen deutlich verbessert werden konnte, wobei einer der Teile nur zur Hälfte aus einer Gauß-Funktion und zur anderen Hälfte aus einer fallenden Exponentialfunktion besteht.

Nach den Fits kann über die freien Parameter der Funktionen die Peak-Form analysiert werden. So wurde gezeigt, dass die Tails ab etwa  $50^\circ$  merklich auftreten, was auf kinematische Effekte auf Grund der Abhängigkeit vom Streuwinkel zurückgeführt werden konnte.

Die deponierten Energien der detektierten Alpha-Teilchen wurde nur für die einzelnen Streifen über die Tripel-Alpha-Quelle kalibriert, wobei hier für jeden Winkel die gleiche deponierte Energie im aktiven Medium der DSSDs angenommen wurde. Die gemessenen Energien der gestreuten Alpha-Teilchen zeigen jedoch nicht den erwarteten Verlauf der Kinematik-Kurven: Es lässt sich ein Verlauf beobachten, der eine Korrelation mit dem inversen Kosinus des effektiven Eintrittswinkels  $\alpha$  der Teilchen auf die Pixel aufweist, was auf eine nicht vernachlässigbare Energiedeposition in der Totschicht der DSSDs hinweist. Diese Energieverluste können auch die Ursache der stärkeren Abweichung der bestimmten Positionen der Peaks bei kleinen Ionenstrahl-Energien sein, welche sich nach der Pixel-Kalibrierung ergeben. Dies muss noch weiter untersucht werden.

### Ausblick

Die Tails der Peaks in den Energiespektren der gestreuten Alpha-Teilchen sind noch nicht vollständig verstanden worden, was die abschließende Kalibrierung zeigt. Für ein besseres Verständnis wurden Simulationen der Spektren unter Berücksichtigung des Energie-Stragglings im Target begonnen, diese konnten jedoch nicht im Rahmen diese Arbeit beendet werden und werden als anschließendes Projekt fortgesetzt. Da auch die gestreuten Zerfallskomponenten des Hoyle States den gleichen Effekten zugrunde liegen, kann unter diesen Winkeln die Energie der Teilchen auf Grund der Tails nicht zuverlässig bestimmt werden. Aufbauend darauf kann für künftige Messungen der Einsatz dünnerer Targets zur Verbesserung der Energieauflösung notwendig sein. Hierbei muss jedoch auch berücksichtigt wer-

den, dass dies die Rate gemessener Reaktionen reduzieren würde.

Darüber hinaus kann die Orientierung der DSSDs optimiert werden, um soweit möglich die Detektoren direkter auf Target oder Quelle auszurichten. Dies würde winkelabhängige Energieverluste in der Totschicht der DSSDs verhindern, und sowohl für die erste Streifen-Kalibration, als auch der abschließenden Pixel-Kalibrierung bessere Ergebnisse erzeugen.

## Danksagung

Besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Reiter für das spannende Thema und die gute Betreuung während der Bearbeitung dieser Arbeit, sowie Herrn Prof. Dr. Zilges, der sich als Zweitgutachter bereit erklärt hat. Mein Dank gilt außerdem David Werner, der mich während der ganzen Zeit stark unterstützt, und meiner Familie, die mich stets motiviert hat.

# Eidesstattliche Versicherung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne die Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten und nicht veröffentlichten Schriften entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise im Rahmen einer anderen Prüfung noch nicht vorgelegt worden. Ich versichere, dass die eingereichte elektronische Fassung der eingereichten Druckfassung vollständig entspricht.

Die Strafbarkeit einer falschen eidesstattlichen Versicherung ist mir bekannt, namentlich die Strafandrohung gemäß § 156 StGB bis zu drei Jahren Freiheitsstrafe oder Geldstrafe bei vorsätzlicher Begehung der Tat bzw. gemäß § 161 Abs. 1 StGB bis zu einem Jahr Freiheitsstrafe oder Geldstrafe bei fahrlässiger Begehung.

**Alessandro Salice**

Köln, den 14. April 2022

## Abbildungsverzeichnis

1	Schematische Darstellung des Tripel-Alpha-Prozesses [2] . . . . .	3
2	Schematische Darstellung des sequentiellen und der verschiedenen direkten Zerfallsmodi des Hoyle States [2] . . . . .	4
3	Skizze eines Dalitz-Plots mit drei Zerfallsmodi farblich markiert. . . . .	5
4	Dalitz Plot der Messungen von 2019/20 in Köln [2] . . . . .	6
5	Bilder des ganzen Aufbaus von außen und von innen . . . . .	9
6	Bilder der verbauten Detektoren . . . . .	9
7	Bilder der Targetleiter . . . . .	10
8	Projektion der Pixel auf eine 2D-Karte . . . . .	11
9	Effektiver Eintreffwinkel $\alpha$ der gestreuten Teilchen auf die Pixel, aufgetragen gegen den Winkel $\Theta$ relativ zur Strahlachse . . . . .	11
10	Schematischer Ablauf der Datenaufnahme von AIDA [2] . . . . .	12
11	Der 2D Kinematik-Plot zeigt die gemessenen Energien der gestreuten Alpha-Teilchen aus den drei Messungen bei Strahlenergien von 8 MeV, 14 MeV und 20 MeV (Linien mit höchster Intensität). Außerdem sind Verunreinigungen des Targets von Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff zu erkennen. . . . .	16
12	Histogramme der vorkalibrierten Energiedepositionen der gestreuten Alpha-Teilchen in den vorderen Streifen. Die Spektren von gleichen Pixeln sind für drei Strahlenergien (8 MeV links, 14 MeV mitte, 20 MeV rechts) nebeneinander aufgetragen und Pixel bei verschiedenen Streuwinkeln untereinander angeordnet. . . . .	17
13	Histogramme der vorkalibrierten Energiedepositionen der gestreuten Alpha-Teilchen in den hinteren Streifen. Die Spektren von gleichen Pixeln sind für drei Strahlenergien (8 MeV links, 14 MeV mitte, 20 MeV rechts) nebeneinander aufgetragen und Pixel bei verschiedenen Streuwinkeln untereinander angeordnet. . . . .	18
14	Energiespektrum für gestreute Alpha-Teilchen mit 8 MeV Strahlenergien, die in Pixel (15,48,11) unter $20^\circ$ nachgewiesen wurden. . . . .	20
15	Energiespektrum für gestreute Alpha-Teilchen mit 8 MeV Strahlenergien, die in Pixel (16,48,1) unter $80^\circ$ nachgewiesen wurden. . . . .	20
16	Auftragung der Halbwertsbreiten der Gauß-Peaks jedes Pixels von Modul 7 aus Ring 1 für die Vorder- und Rückseite bei einem 8MeV Strahl . . . . .	21
17	Modulweise gemittelte Halbwertsbreiten der aufgenommenen Peaks für alle drei Strahlenergien. Zusätzlich ist als Referenz die Halbwertsbreite des 5.1 MeV Peak der Tripel-Alpha-Quelle mitgeplottet. . . . .	22

18	Halbwertsbreiten der Gauß-Peaks jedes Pixels gegen den Streuwinkel aufgetragen bei einer Strahlenergie von 8MeV, unterteilt in die drei Winkelbereiche der Wand (10-30°), Ring 2 (30-47°) und Ring 1 (47-84°) . . . . .	23
19	Verhältnis der Volumen der Gauß-Peaks jedes Pixels zur Gesamtintensität gegen den Streuwinkel aufgetragen bei einer Strahlenergie von 8MeV . . . . .	24
20	Detektierte und erwartete Energie der gestreuten Alpha-Teilchen an einem Gold-Target bei Strahlenergien von (a) 8 MeV, (b) 14 MeV und (c) 20 MeV . . . . .	26
21	Abweichungen der neu kalibrierten Peak-Positionen von den erwarteten Positionen bei einer Strahlenergien von 8 MeV . . . . .	27
22	Abweichungen der neu kalibrierten Peak-Positionen von den erwarteten Positionen bei einer Strahlenergien von 14 MeV . . . . .	28
23	Abweichungen der neu kalibrierten Peak-Positionen von den erwarteten Positionen bei einer Strahlenergien von 20 MeV . . . . .	28

## Literatur

- [1] Claus E. Rolfs, William S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago, 1988.
- [2] private Kommunikation.
- [3] E. Margaret Burbidge, G. R. Burbidge, William A. Fowler, F. Hoyle. „Synthesis of Elements in Stars“. In: *Reviews of Modern Physics* (1957).
- [4] D. Dell’Aquila, I. Lombardo, G. Verde, M. Vigilante, L. Acosta, C. Agodi, F. Cappuzzello, D. Carbone, M. Cavallaro, S. Cherubini, A. Cvetinovic, G. D’Agata, L. Francalanza, G. L. Guardo, M. Gulino, I. Indelicato, M. La Cognata, L. Lamia, A. Ordine, R. G. Pizzone, S. M. R. Puglia, G. G. Rapisarda, S. Romano, G. Santagati, R. Spartà, G. Spadaccini, C. Spitaleri, and A. Tumino. „High-Precision Probe of the Fully Sequential Decay Width of the Hoyle State in  $^{12}\text{C}$ “. In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017), S. 132501.
- [5] T.K. Rana, S. Bhattacharya, C. Bhattacharya, S. Manna, Samir Kundu, K. Banerjee, R. Pandey, Pratap Roy, A. Dhal, G. Mukherjee, V. Srivastava, A. Dey, A. Chaudhuri, T.K. Ghosh, A. Sen, Md.A. Asgar, T. Roy, J.K. Sahoo, J.K. Meena, A.K. Saha, R.M. Saha, M. Sinha, Amit Roy. „New high precision study on the decay width of the Hoyle state in  $^{12}\text{C}$ “. In: *Physics Letter B* 793 (2019), S. 130–133.
- [6] J. Bishop, G. V. Rogachev, S. Ahn, E. Aboud, M. Barbui, A. Bosh, C. Hunt, H. Jayatissa, E. Koshchiy, R. Malecek, S. T. Marley, E. C. Pollacco, C. D. Pruitt, B. T. Roeder, A. Saastamoinen, L. G. Sobotka, S. Upadhyayula. „Almost medium-free measurement of the Hoyle state direct-decay component with a TPC“. In: *Phys. Rev. C* 102 (2020), S. 041303.
- [7] R. Smith, M. Gai, M. W. Ahmed, M. Freer, H. O. U. Fynbo, D. Schweitzer, S. R. Stern. „Stringent upper limit on the direct  $3\alpha$  decay of the Hoyle state in  $^{12}\text{C}$ “. In: *Pyhs. Rev. C* 101 (2020), S. 021302.
- [8] J. Ziegler. *SRIM-2013*. Accessed: 2022-03-23. URL: <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>.
- [9] CERN. *Simulation of energy loss straggling*. <https://desktop-publishing.web.cern.ch/crnrepex.pdf>. Accessed: 2022-03-23.
- [10] H. Kolanoski, N. Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Springer Spektrum, 2006.