

Universität zu Köln
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

α -Zerfälle angeregter Zustände in ^{12}C



Erstgutachter : Prof. Dr. Peter Reiter

Zweitgutachter : Prof. Dr. Dennis Mächer

Vorgelegt von :

Joe Roob

Matrikelnummer 7339832

16. Januar 2023

Abstract

Im Rahmen dieser Arbeit wurden angeregte Zustände in ^{12}C oberhalb des Hoyle-States, des zweiten angeregten 0^+ Zustands in Kohlenstoff, untersucht. Es wurden die Anregungen des 3_1^- , 1_1^- und 2_1^- Zustands analysiert. Die Analyse dient dem Vergleich der α -Zerfallskanäle der höher angeregten Zuständen mit denen des Hoyle-States. Dieser ist von besonderem Interesse, da er einen wichtigen Beitrag zur Entstehung von ^{12}C in Sternen liefert. Der mögliche direkte 3α -Zerfallskanal kann so in höher liegenden Zuständen durch bessere Statistik und günstigere relative Energiebreiten beobachtet werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
1.1	Entdeckung des Hoyle-States	2
1.2	Weitere angeregte Zustände in ^{12}C	2
1.3	Teilchenzerfall von ^{12}C	4
1.4	Center-of-Mass System	5
1.5	Dalitz-Plot	5
2	Aufbau & Experiment	8
2.1	LYCCA	8
2.1.1	Experiment	9
3	Analyse	10
3.1	Verarbeitung der Daten	10
3.2	Analysebedingungen	11
3.2.1	Kinematik-Gate	12
3.2.2	Multiplizitäts-Gate	13
3.2.3	Energie-Summen-Gate	16
3.2.4	$\Delta\phi$ -Winkel-Gate	18
3.2.5	Energie-Summen-Gate im Center-of-Mass System	19
3.2.6	$\Delta\theta$ -Winkel-Gate	21
4	Ergebnisse	23
4.1	Kinematik-Linien	24
4.2	Energien der α -Teilchen im Center-of-Mass System	28
4.3	Dalitz-Plots der Zustände	29
4.3.1	Gefaltener Dalitz-Plot	33
4.3.2	Statistik	34
5	Zusammenfassung & Ausblick	36
5.1	Zusammenfassung	36
5.2	Ausblick	38

1 Einführung

1.1 Entdeckung des Hoyle-States

Nach dem Verständnis der Physiker im beginnenden 20. Jahrhundert war die Menge an ^{12}C , die im Universum auffindbar war, nicht zu erklären. Es wurde weniger ^{12}C vorhergesagt, als tatsächlich zu finden war. Im Jahr 1953 schlug der Astrophysiker Fred Hoyle die Existenz eines Zustands in ^{12}C vor, der bislang nicht beobachtet worden war. Ein Zustand, der sich bei ungefähr 7,70 MeV befinden würde, würde die in der Theorie fehlende Anzahl an ^{12}C erklären können. Der Q-Wert zwischen dem vorhergesagten Zustand und einer Fusion zwischen einem α -Teilchen und einem ^8Be liegt bei 270 keV [8] was ermöglicht, dass dieser Zustand des ^{12}C durch diese Fusion während des Helium-Brennens von Sternen populiert werden könnte. Die Existenz des Zustandes wurde einige Jahre später experimentell bestätigt [1], auch wenn viele Eigenschaften es Zustandes noch Gegenstand aktueller Untersuchungen sind. Der oft als Hoyle-State bezeichnete Zustand liegt bei einer Energie von 7,654 MeV über dem Grundzustand von ^{12}C , besitzt Spin und Parität 0^+ .

1.2 Weitere angeregte Zustände in ^{12}C

Andere, insbesondere höher liegende angeregte Zustände von ^{12}C sind im Levelschema in Abb. 1 dargestellt. Die Daten wurden von NUDAT (National Nuclear Data Center) übernommen, jedoch sind nicht alle Spin-Werte und Paritäten der höher liegenden Zustände bekannt. Der 3_1^- Zustand, der mit 9,641 MeV direkt über dem Hoyle-State liegt, ist sehr gut nachweisbar und erforscht. Manche Zustände, die höher liegen, sind jedoch nur schwer nachweisbar. Ursächlich dafür ist laut NUDAT die Interferenz zwischen dem Hoyle-State und den Zuständen bei Energien von ungefähr 11 MeV. Diese Interferenz ist laut theoretischen Berechnungen beispielsweise bei einer Energie von 10,3 MeV zu finden, bei der man anfangs fälschlicher Weise von einem Zustand mit 3 MeV Breite ausging [2].

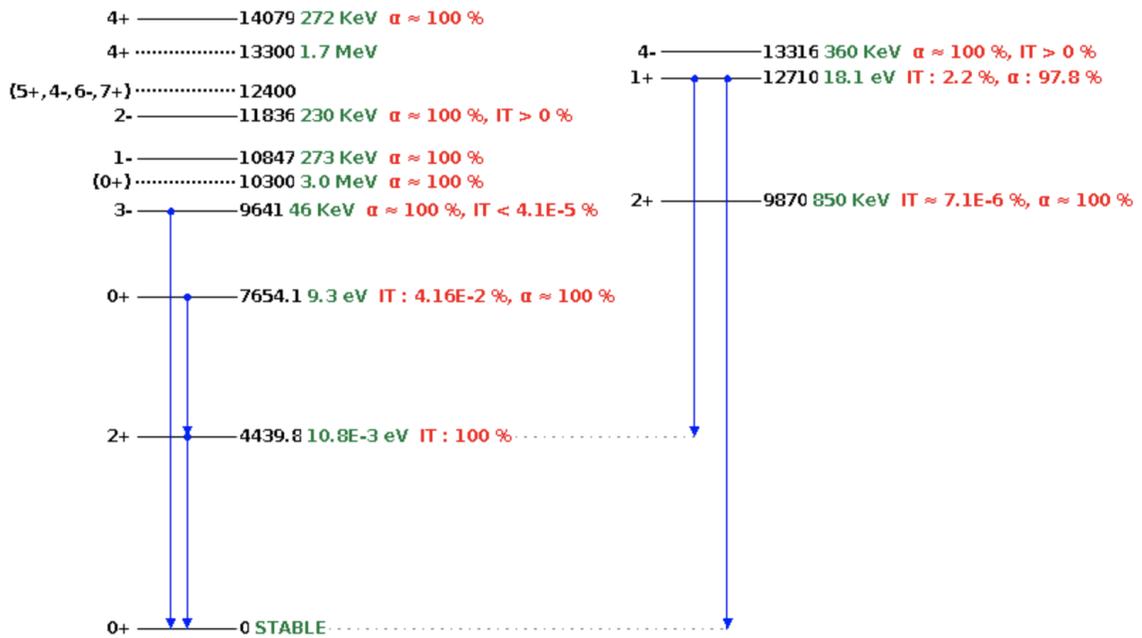


Abbildung 1: Levelschema für ^{12}C [2]

Über die Anregungsenergie und Breite des 2_2^+ Zustands wird viel diskutiert: Mehrere Arbeiten erwarten den 2_2^+ Zustand zwischen 9 und 11 MeV [3-6]. Dieser Zustand ist deswegen so interessant, da vermutet wird, dass es sich dabei um eine kollektive Anregung des Hoyle-States handeln könnte [6]. Untersuchungen dieses Zustandes könnten eine große Rolle bei der Bestimmung der Kernstruktur von ^{12}C bei höheren Energien spielen. Das eigentliche Problem bei der Messung des 2_2^+ Zustandes ist jedoch der 3_1^- Zustand. Dieser 3_1^- Zustand wird deutlich stärker als andere Zustände im umgebenen Energiebereich in ^{12}C angeregt, sodass eine Zuordnung und Messung von Zuständen in der direkten Umgebung eine Herausforderung ist.

Quelle	Energie(MeV)	Breite(MeV)
[3]	9,61	0,6
[4]	9,84	1,01
[5]	9,6	N/A
[6]	10,03	0,8

Tabelle 1: Postulierte Anregungsenergie und Breite des 2_2^+ Zustand in ^{12}C [3-6].

1.3 Teilchenzerfall von ^{12}C

Angeregte Zustände in ^{12}C ab dem Hoyle-State besitzen genug Energie, um in drei α -Teilchen zu zerfallen. Für diesen 3α -Zerfall erwartet man verschiedene Zerfallskanäle, die experimentell zu bestätigen sind. Der am häufigsten auftretende Zerfall ist der sogenannte sequentielle Zerfall (engl. : sequential decay SD). Hierbei zerfällt der ^{12}C -Kern in ein α -Teilchen und einen ^8Be -Kern. Jedoch ist ^8Be ungebunden und zerfällt daher in direkter Folge in zwei α -Teilchen wie in Abb. 2 dargestellt.

Der weitaus seltenere Fall ist der direkte Zerfall (engl. : direct decay DD) von ^{12}C in drei α -Teilchen. Für den direkten Zerfall wurde ein oberes Limit für das Verzweigungsverhältnis von 0,043% bestimmt [8][13], was den Nachweis für direkte Zerfälle für den Hoyle-State schwierig macht. Für diesen direkten Zerfallskanal gibt es wie in Abb. 2 dargestellt drei verschiedene Moden: Zum einen gibt es den direkten Zerfall bei dem die Energie gleichmäßig an die Teilchen verteilt wird und die einen Ausfallswinkel von je 120° besitzen (auch DDE genannt). Zum anderen kommt es vor, dass sich die drei α -Teilchen kollinear voneinander trennen. Dabei fliegen zwei α -Teilchen in entgegengesetzte Richtung und das dritte α -Teilchen in der Mitte der beiden besitzt dann im Schwerpunktsystem keine kinematische Energie. Dieser direkte Zerfallskanal wird auch DDL genannt. Den dritten direkten Zerfallskanal beschreibt eine beliebige Verteilung der Energie an die α -Teilchen und einen beliebigen Ausfallswinkel nach dem Zerfall von ^{12}C , welche nicht von den vorherigen beiden Fällen abgedeckt wird (auch DDF genannt).

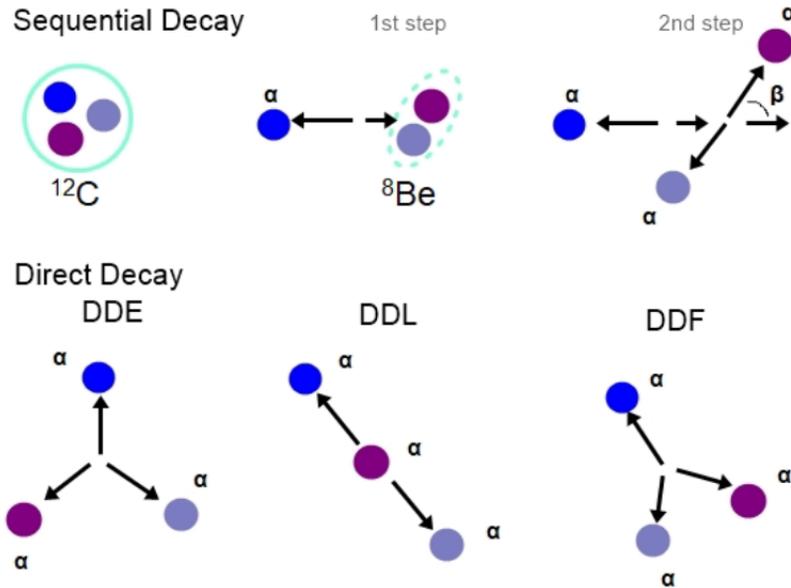


Abbildung 2: Zerfallskanäle von ^{12}C schematisch dargestellt [9].

1.4 Center-of-Mass System

Für spätere Analysebedingungen ist es notwendig, die Energien der α -Teilchen in das Schwerpunktsystem (engl. : Center-of-Mass System, kurz : CoM) des gestreuten ^{12}C zu transformieren. Mit den Impulsen der drei α -Teilchen wird der Impuls des Schwerpunkts des Systems bestimmt. Die daraus resultierende Geschwindigkeit des Schwerpunkts wird von den Geschwindigkeiten der einzelnen α -Teilchen abgezogen. Hiermit werden die Impulse der α -Teilchen nicht-relativistisch ins CoM System transformiert. Die Annahme einer nicht-relativistischen Transformation ist valide, da alle Geschwindigkeiten im durchgeführten Experiment unter 3% der Lichtgeschwindigkeit liegen und relativistische Effekte damit vernachlässigbar sind.

1.5 Dalitz-Plot

Um die Teilchen-Zerfallskanäle der angeregten Zustände voneinander unterscheiden zu können, muss man sich die Energien der drei entstehenden α -Teilchen anschauen. Die Zeitdifferenz zwischen dem direkten und sequentiellen Zerfall ist zu gering (Lebensdauer τ von ^8Be beträgt $\tau = 8.181 \cdot 10^{-17}\text{s}$ [8], Zeitauflösung des verwendeten Aufbaus liegt bei $1 \cdot 10^{-8}\text{s}$), um diese voneinander unterscheiden zu können. Deswegen werden die Energien der Teilchen im Schwerpunktsystem benötigt, um den Unterschied feststellen zu können.

Dies kann mithilfe eines Dalitz-Plots getan werden. Dalitz-Plots wurden ursprünglich in der Teilchenphysik verwendet. In ihnen können mehrdimensionale Probleme in zwei Dimensionen dargestellt werden. Hierzu werden die CoM-Energien der Zerfalls- α 's auf ihre verfügbare Gesamtenergie skaliert. Diese Energiewerte werden dann in einem 2D-Histogramm dargestellt, wobei die Achsen wie folgt definiert sind:

$$x = \frac{e_2 - e_1}{\sqrt{3}} \quad ; \quad y = \frac{2e_3 - e_1 - e_2}{3}$$

wobei e_i die Energie des i -ten Teilchens ist. Die Bestimmung von X und Y erlauben es, den eigentlichen 3D Dalitz-Plot in eine 2D Ebene zu projizieren. Es bildet sich wegen der Energieerhaltung eine Kreisstruktur um den Nullpunkt des Dalitz-Plots (Abb. 3). Wenn eines der α -Teilchen einen gewissen Anteil der verfügbaren Energie besitzt, kann nicht mehr als der Rest der verfügbaren Energie an die anderen beiden α -Teilchen weitergegeben werden. Die im innerhalb des Kreises (Abb. 3) entstehenden gerade Segmente bilden die sequentiellen Zerfälle (SD) ab. Die Ereignisse, die sich um den Nullpunkt des Dalitz-Plots befinden sind α -Teilchen, die alle drei mit dem gleichen Ausfallswinkel von 120° zerfallen (DDE). An den Schnittpunkten des Kreises und des abgebildeten Dreiecks in Abb. 3 befinden sich die Ereignisse, die zum kollinearen Zerfallskanal (DDL) gehören.

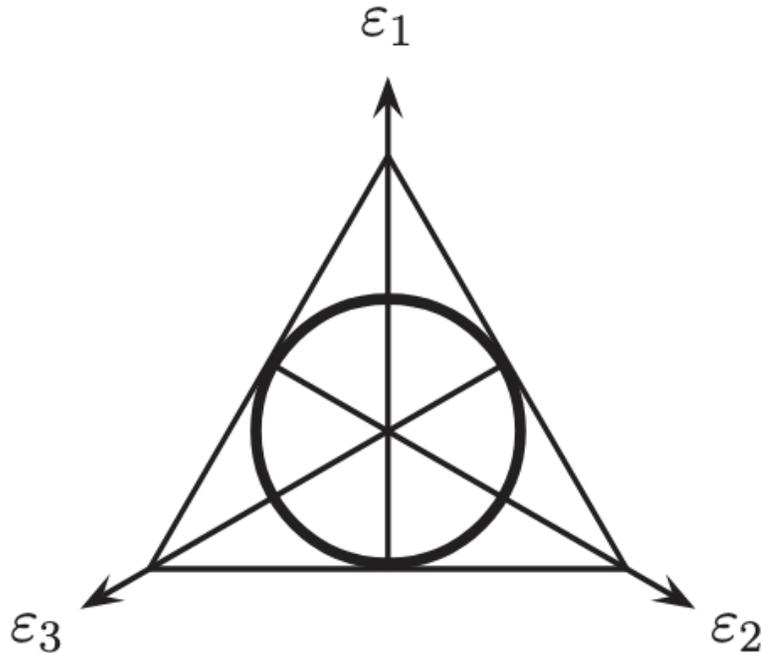


Abbildung 3: Darstellung eines Dalitz Plots [7].

In der Arbeit [7] wurden Bereiche im Dalitz-Plot bestimmt, bei denen es sich um 'Verbotzonen' der Energien handelt. Die verbotenen Zonen treten nur bei den direkten Zerfällen auf und sind durch die Erhaltung von Parität, Spin und Isospin der α -Teilchen bestimmt.

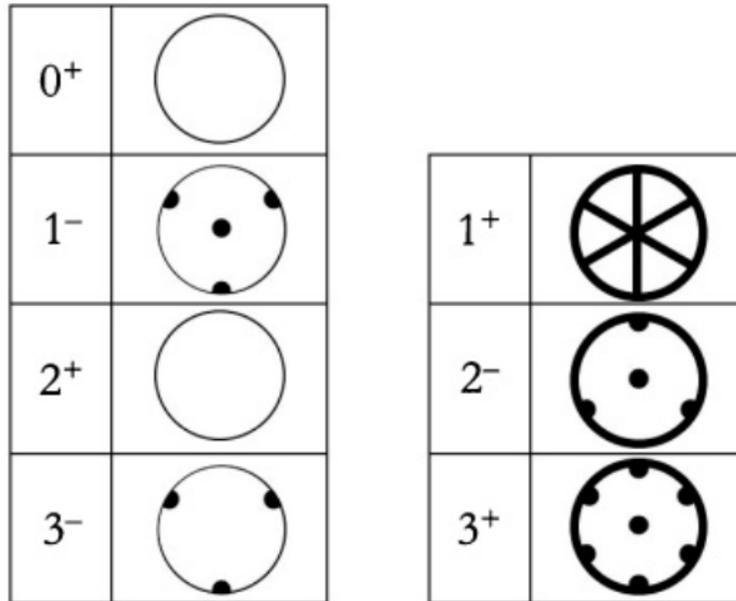


Abbildung 4: Verbotene Bereiche für die Ereignisse aus dem 3α -Zerfall von ^{12}C in Schwarz dargestellt [7].

2 Aufbau & Experiment

2.1 LYCCA

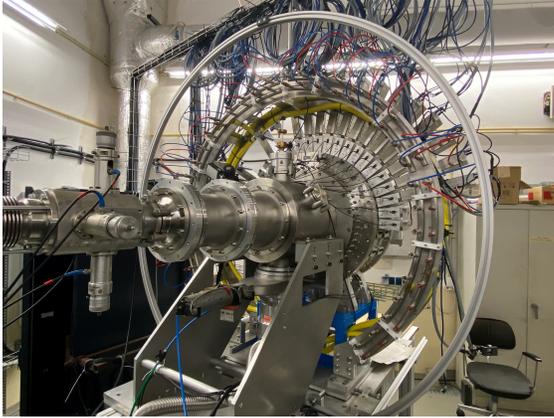


Abbildung 5: LYCCA-Aufbau.



Abbildung 6: Detektoren und Targethalterung. Hier mit verbauter Tripel- α -Quelle.

Das Lund-York-Cologne-Calorimeter (LYCCA) (Abb. 5) ist ein Teilchendetektor, der im Rahmen der NUSTAR/FAIR Kollaboration für das HISPEC Experiment entwickelt und gebaut wurde. Nach mehreren erfolgreichen Messungen in der HISPEC/DESPEC Kampagne ist der Detektor zur Zeit am IKP der Universität zu Köln am 10-MV Tandem Beschleuniger aufgebaut und im Einsatz.

Im LYCCA-Aufbau sind 24 DSSSDs (Double-Sided-Silicon-Strip-Detector) eingebaut. Diese befinden sich in Strahlrichtung hinter dem Target und sind in zwei Ringen um die Strahlachse mit jeweils 8 Detektoren und einer Wand mit 4 Detektoren angeordnet (Abb. 6).

Jeder DSSSD besteht aus 32 Streifen auf der Vorder- und 32 Streifen auf der Rückseite, woraus sich 1024 unterscheidbare Pixel pro Detektor ergeben. Insgesamt sind 18.432 Pixel im Aufbau enthalten. Die Vorderseite der Si-Detektoren sind p-dotiert während die Hinterseite n-dotiert ist. Ursprünglich wurde LYCCA mit einer $\Delta E/E$ -Konfiguration mit CsI-Detektoren betrieben. Bei den in Köln durchgeführten Experimenten sind die Energien der Teilchen jedoch so gering, dass die Zerfallsprodukte ihre gesamte Energie bereits in den DSSSDs deponieren.

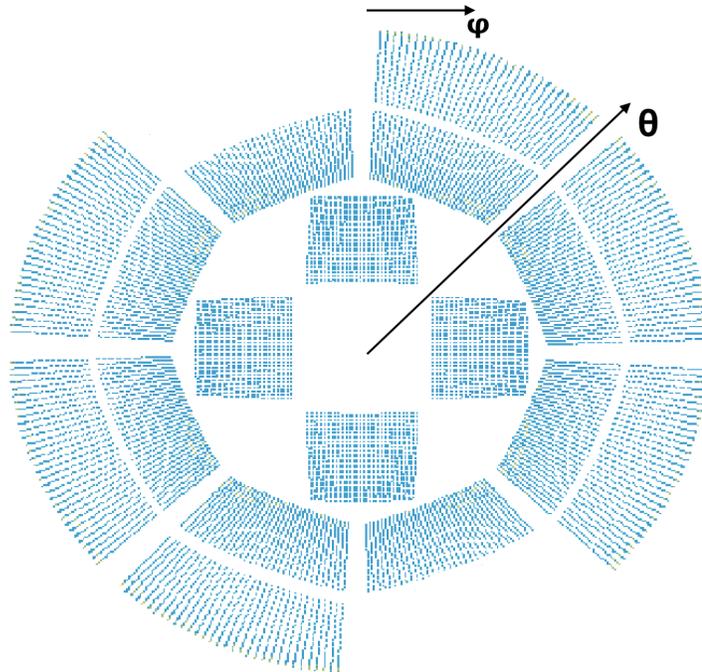


Abbildung 7: Pixel-Positionen der Detektoren des LYCCA-Aufbaus.

Die Ereignisse werden von AIDA Modulen analog gemessen und digitalisiert. Jeder Kanal der AIDA-Module wird dann von einem ADC (Analog-to-Digital-Converter) und einem Diskriminator ausgelesen. Die Zeitauflösung der ADC-Signale liegt bei $2 \mu s$. Viel Präziser dagegen ist die Zeitauflösung der Diskriminatoren die bei $10 ns$ liegt [8].

2.1.1 Experiment

Zur Messung der 3α -Zerfälle wurde ein Experiment im Dezember 2019 und ein Experiment im Januar 2020 durchgeführt [8]. Bei beiden Strahlzeiten wurden die $^{12}C(\alpha, \alpha')^{12}C^*$ -Reaktionen verwendet, um angeregte Kohlenstoff-Kerne zu produzieren. Hierzu wurde ein α -Strahl mit einer Energie von 27 MeV auf ein 0.114 mg/cm^2 dickes Target aus ^{12}C geschossen. Die Messung erfolgte jeweils für 7 Tage am 10-MV Tandem Beschleuniger am Institut der Kernphysik der Universität zu Köln. Insgesamt wurden in diesen Experimenten über $3 \cdot 10^{10}$ Ereignisse mit Pixelinformationen nach Reaktionen im Target gemessen.

3 Analyse

3.1 Verarbeitung der Daten

Im folgenden Abschnitt wird erklärt, wie mit der bereits vorhandenen Analysesoftware [8-9][11] die gemessenen Daten analysiert und kalibriert worden sind, die im Rahmen dieser Arbeit mit Verbesserung und Erweiterung der Analysebedingungen untersucht wurden.

Converter

Die in den DSSSDs registrierten Signale werden in den AIDA-Modulen verarbeitet und in einem binären Format gespeichert. Da dieses für die folgende Analyse schwer zu handhaben und ineffizient ist, werden die Daten im Converter zu Root-Files exportiert, mit denen die Analyse durchgeführt wurde. Root ist ein vom CERN entwickeltes Datenverarbeitungssystem, welches Daten in komprimierte binäre Dateien speichert. Mit diesen Root-Files wird durchgehend in der Analyse gearbeitet.

Timetest

Bei Timetest werden die Zeitmessungen des ADCs mit denen des Diskriminators verglichen und zusammengefügt. Es wird geprüft, welches Zeitfenster das beste Verhältnis aus korrekt kombinierten Ereignissen und verworfenen Fehlkombinationen ergibt.

Kalibrierung

Die Kalibrierung wurde zu erst mit einer Tripel- α -Quelle durchgeführt. Dabei wurden die α -Zerfälle der Isotope ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm verwendet, um die Energie zu kalibrieren.

Zusätzlich dazu wurden kinematische Kalibrierungen durchgeführt: Es wurde mit Gold kalibriert, worauf mehrere α -Strahlen von je 8, 14 und 20 MeV verwendet wurden. Darüber hinaus wurden auch die bekannten Energien der Kohlenstoff-Linien selbst für die Kalibrierung verwendet. Die Verwendung dieser hat den Vorteil, dass die Winkelabhängigkeit des Energieverlusts soweit wie möglich unterdrückt wird. Darüberhinaus wurden die Daten in der gleichen Messung erhoben was die Konsistenz der Messergebnisse erhöht.

EventBuilder

Bis zu diesem Analyseschritt wurden die Zeit- und Energieinformationen der ADCs und die präziseren Zeitinformationen der Diskriminatoren getrennt verarbeitet. In diesem Schritt werden diese Informationen für jedes Teilchen kombiniert und zugeordnet.

Windowtest

Analog zum Programm Timetest werden in Windowtest die Zeitinformationen der Signale der Streifen auf der Detektorvorderseite mit denen auf der Detektorrückseite verglichen. Das hiermit ermittelte Zeitfenster wird im folgenden Analysecode verwendet.

CombineStrips

In diesem Schritt wurden die Ereignisse, die auf den Streifen der Vorderseite der DSSSDs registriert wurden mit denen der orthogonal ausgerichteten Streifen der Rückseite der Detektoren kombiniert. Somit erhalten wir nach der Kombination einzelne Pixel. Die Koordinaten der Pixel wurden an die Detektorpositionen angepasst. Somit erhalten wir den Eintrittswinkel der einfallenden Teilchen.

3.2 Analysebedingungen

Es folgt nun die Erklärung der Ausarbeitung, Verbesserung und Anpassung der Analyse zur Untersuchung der höher angeregten Zustände von ^{12}C , die Gegenstand dieser Arbeit sind.

Hauptgegenstand dieses Analyseschritts ist die Energie-gegen- θ Abbildung. Es wird die Energie eines jeden Teilchen gegen dessen entsprechenden Streuwinkel θ aufgetragen. Hierbei soll angemerkt sein, dass vor der Anwendung der Gates, nicht nur α -Teilchen, sondern auch verschiedene Kontaminanten gemessen wurden. In der Abb. 8 sieht man neben den Zuständen von ^{12}C (in Rot markiert) auch verschiedene andere Kinematik-Linien. Dabei handelt es sich um α -Teilchen, die an im Target vorhandenen Wasserstoff, Sauerstoff oder auch ^{13}C gestreut wurden.

Im Folgenden werden die Zustände von ^{12}C betrachtet, die über dem Hoyle-State, also bei Energien über 7,654 MeV liegen. Die Zustände sollen separat voneinander

analysiert werden. Stellen, an denen sich Ereignisse aus verschiedenen Reaktionen kreuzen, sollen nicht fälschlicherweise kombiniert werden. Deswegen werden Bedingungen (engl. : Gates) gestellt, die die Ereignisse erfüllen müssen um in der Analyse berücksichtigt werden zu können. Bei Analysebedingungen, die sich auf Gauß-Fits beziehen, wird ein 1,5-faches Sigma verlangt, bei denen sich die Ereignisse vom Erwartungswert des Peaks befinden müssen.

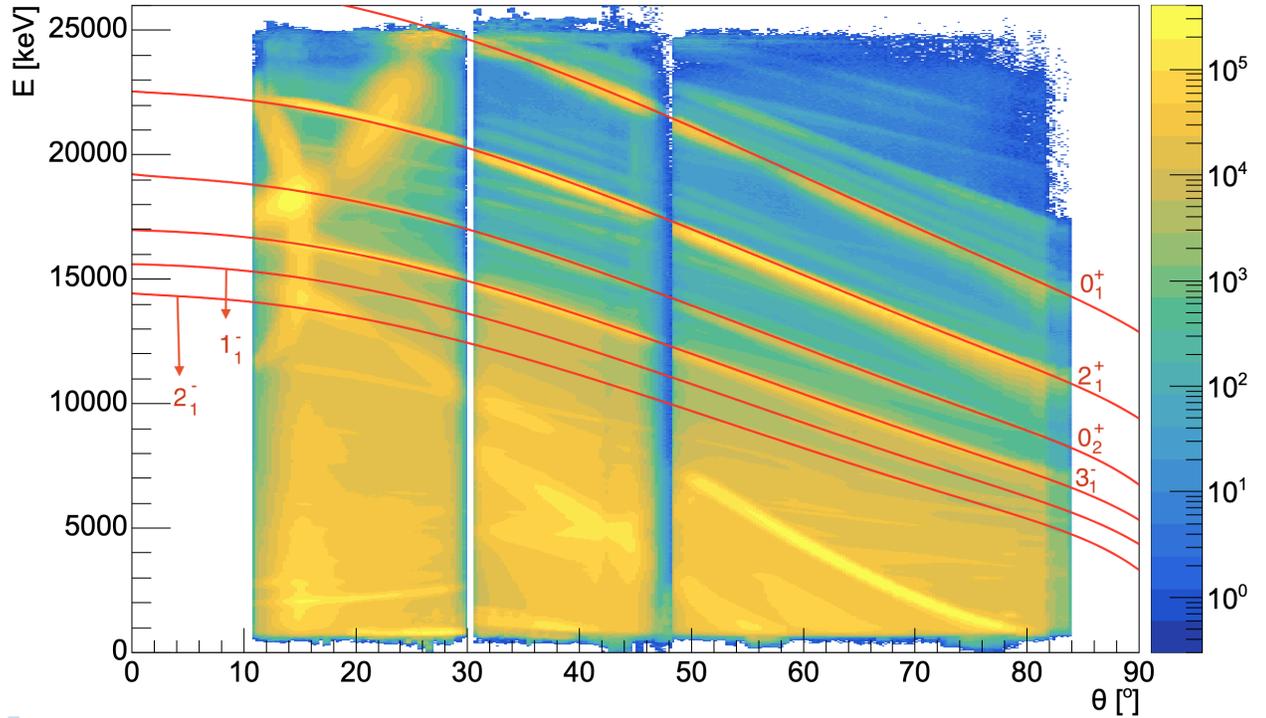


Abbildung 8: Energie-gegen- θ -Winkel aller α -Teilchen. In Rot: Kinematik-Linie einiger Zustände in ^{12}C .

3.2.1 Kinematik-Gate

Im Kinematik-Gate wird die Detektion des gestreuten α -Teilchen aus dem Strahl als Bedingung verwendet. Dabei wird mit Hilfe von LISE++ eine relativistische Teilchenstreuung berechnet, womit die Kinematik des α - und ^{12}C -Teilchen in Form einer Energie-gegen- θ Abbildung ermittelt werden kann. Die berechnete Kinematik wird anschließend mit den Kinematik-Linien des Experiments verglichen.

Im Folgenden werden nur die Teilchen betrachtet, welche in einer vorgegebenen Energiedifferenz der zu untersuchenden Kinematik liegen. Zudem wird die Anzahl an Teilchen bestimmt, die im Rahmen eines Zeitfensters von 100 ns detektiert mit dem

gestreuten α -Teilchen gemessen wurden. In Abb. 9 ist der Teil an Ereignissen zu sehen, welche nach dem Kinematik-Gate mit dem gestreuten α -Teilchen aus dem Strahl koinzidieren.

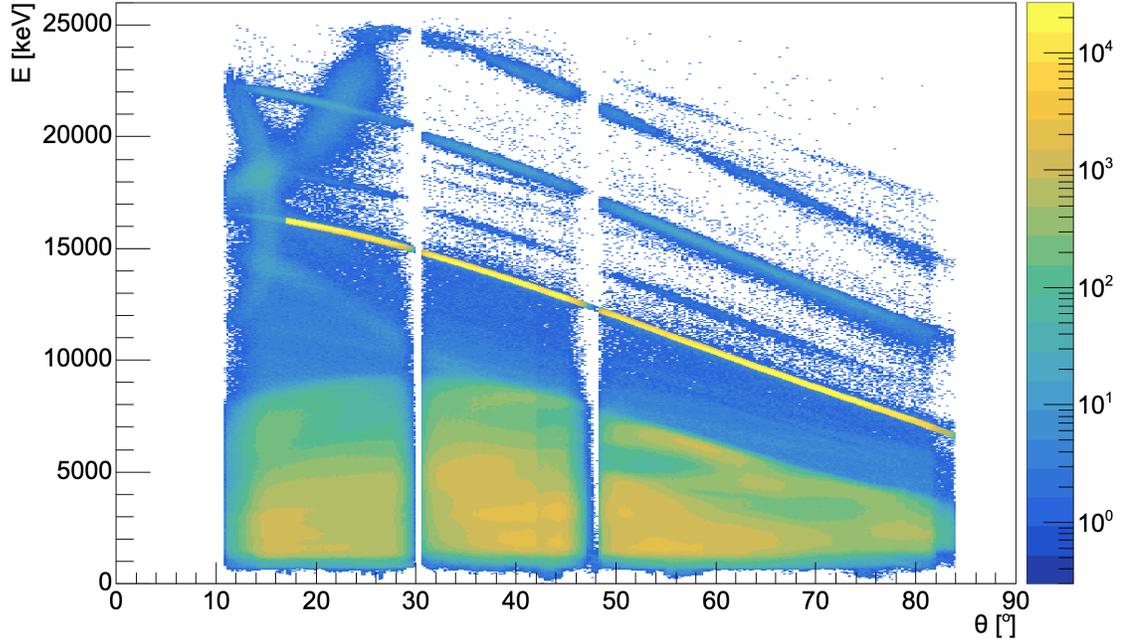


Abbildung 9: Energie-gegen- θ Abbildung der α -Teilchen nach dem Kinematik-Gate für den 3_1^- Zustand. Die gelbe Linie in der Abbildung zeigt die Kinematik-Linie, auf die sich fokussiert wurde. Die Breite entspricht der gewählten Energie-Breite (hier : 220 keV).

3.2.2 Multiplizitäts-Gate

Im zweiten Gate werden nur die Teilchen berücksichtigt, die zu viert im oben genannten Zeitfenster von 100 ns detektiert wurden (siehe Abb. 10). Da sich mit dem Teilchen-Zerfall von angeregten Zuständen in ^{12}C beschäftigt wird, wird davon ausgegangen, dass nach dem 3-Körper-Zerfall vier α -Teilchen gemessen werden: Ein gestreutes Strahlteilchen und drei α -Teilchen aus dem ^{12}C -Kern. Dabei wird nicht unterschieden, ob es sich bei dem betroffenen α -Teilchen um ein gestreutes α -Teilchen aus dem Strahl oder eines der restlichen α -Teilchen handelt. Wird ein α -Teilchen mit der entsprechenden Bedingung gefunden, werden die drei restlichen α -Teilchen markiert, sodass diese nicht mehr in diesem Gate analysiert werden.

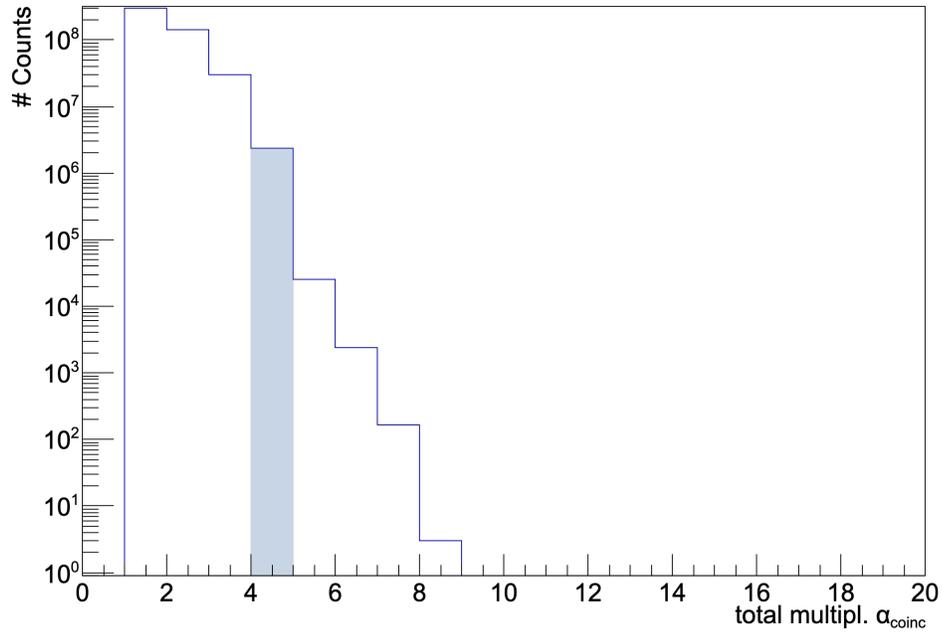


Abbildung 10: Anzahl an Ereignissen gegen Anzahl an detektierten Teilchen, die in einem Zeitfenster von 100 ns gemessen wurden. Es werden nur die Ereignisse aus der blauen Säule verwendet, die einer Teilchenmultiplizität von vier α -Teilchen entspricht. Hier für den 3_1^- Zustand dargestellt.

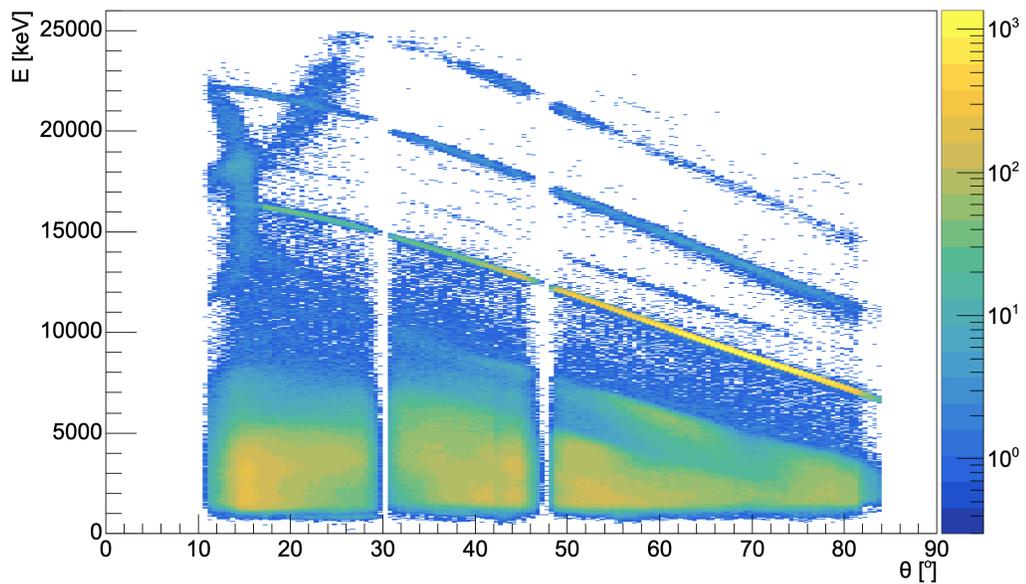


Abbildung 11: Energie-gegen- θ Abbildung der α -Teilchen nach dem Multiplizitäts-Gate für den 3_1^- Zustand.

Energieverluste

Im folgenden Abschnitt müssen die Energieverluste erwähnt werden, die durch die Kalibrierung nicht kompensiert werden konnten, da die dadurch auftretenden Effekte in der Analyse bemerkbar sind.

Es gibt in diesem Experiment zwei Hauptursachen für Energieverluste, die nicht ausreichend durch die Kalibrierung kompensiert werden: Die erste sind die Energieverluste durch die Interaktion der α -Teilchen mit dem Targetmaterial. Da sich nicht nur das α -Teilchen durch ein Medium mit Elektronen bewegt, sondern es auch die gestreuten Kohlenstoff bzw. α -Teilchen tun, wird es zu Abweichungen der zu erwarteten Energien kommen. Da diese Abweichung nicht-linear verläuft (Abb. 12), kann sie nicht komplett von der Kalibrierung kompensiert werden [9].

Die zweite Ursache liegt an der Totschicht der Silizium-Detektoren. Bei der Herstellung der DSSSDs entsteht ein Film über den Detektoren, worin die eingehenden Teilchen Energie verlieren. Der Energieverlust hängt vom Einfallswinkel der Teilchen in die Detektoren ab, da deren Flugstrecke durch die Totschicht von diesem abhängig sind und sie dadurch mehr oder weniger Energie in der Schicht verlieren. Bei Teilchen mit vergleichbar niedrigeren Energien macht sich dieser Effekt stärker bemerkbar, da der Energieverlust bei jenen Teilchen höher ist.

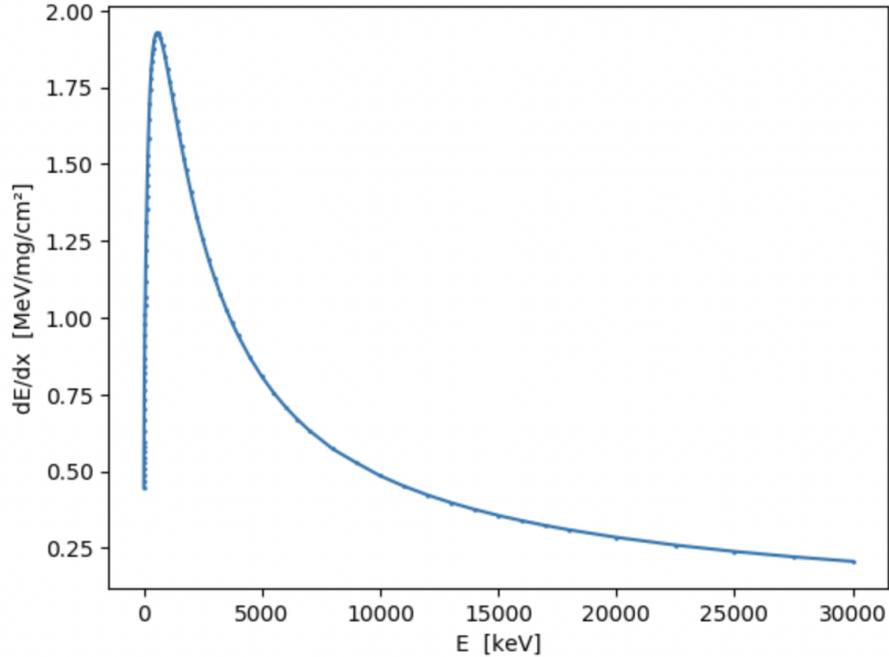


Abbildung 12: Energieverluste, die durch Coulomb-Wechselwirkungen mit den Elektronen im Target entstehen [11].

3.2.3 Energie-Summen-Gate

Beim Aufsummieren der Energien der vier α -Teilchen muss aufgrund der Energieerhaltung eine Endsumme von 27 MeV im Labor-System herauskommen, da dies der Energie des α -Strahls entspricht.

Wenn demnach von der Strahlenergie die Energie der vier α -Teilchen abgezogen wird und der Massendefekt Δm , welcher die Massendifferenz zwischen dem ^{12}C und den drei α -Teilchen aus dem Zerfall darstellt, berücksichtigt wird, muss die Energiedifferenz ΔE wegen Energieerhaltung verschwinden:

$$\Delta E = E_{\text{Strahl}} - \sum_{i=1}^4 E_{\alpha_i} + \Delta m \stackrel{!}{=} 0 \quad (1)$$

wobei $\Delta m = -7274,98 \text{ keV}$ entspricht. Hierbei müssen allerdings die Energieverluste, die bereits oben genannt wurden, berücksichtigt werden. Summen, die weit von 27 MeV weg liegen, entstehen aus zufälligen Teilchen, die während des Zeitfensters von 100 ns in die Detektoren eingedrungen sind, jedoch zu unterschiedlichen Reaktionen gehören. Deswegen wird in diesem Gate der Peak der Energiesumme mit einer Gauß-Funktionen gefittet. Der Peak liegt wie in Abb. 13 gezeigt um 844,87 keV oberhalb

des Erwartungswerts. Das liegt an den Energieverlusten, die vorher erklärt wurden.

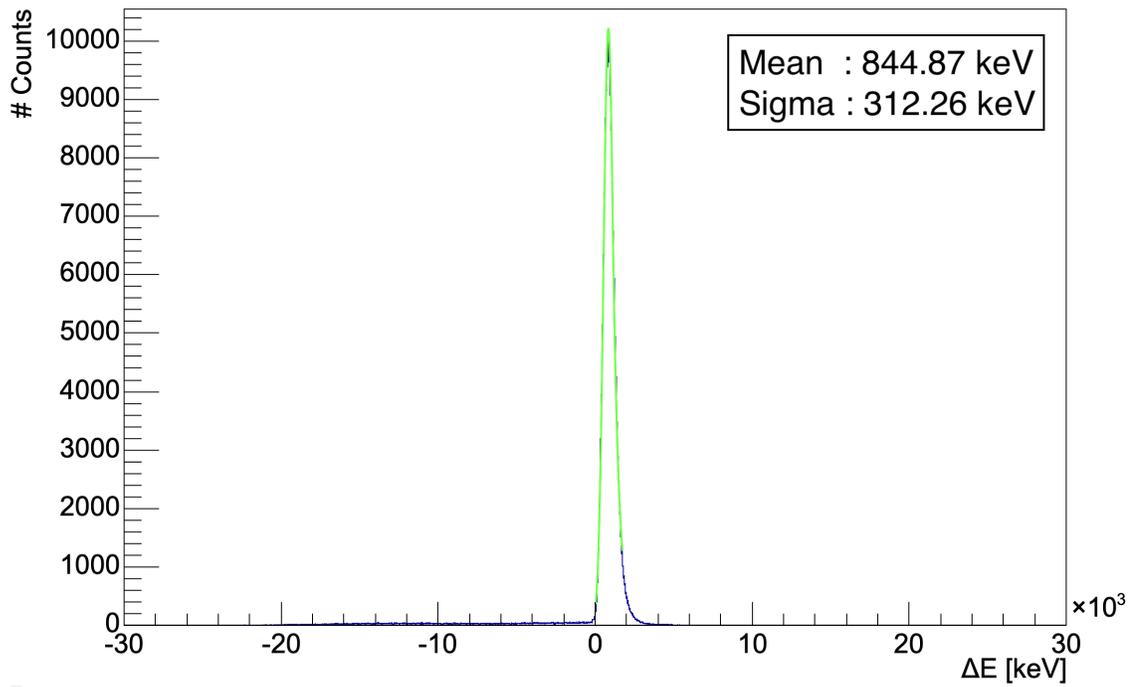


Abbildung 13: Energie des Strahls nach Abzug der Energiesumme der vier α -Teilchen für den 3_1^- Zustand. In Grün : Gauß-Kurve an den Peak gefittet.

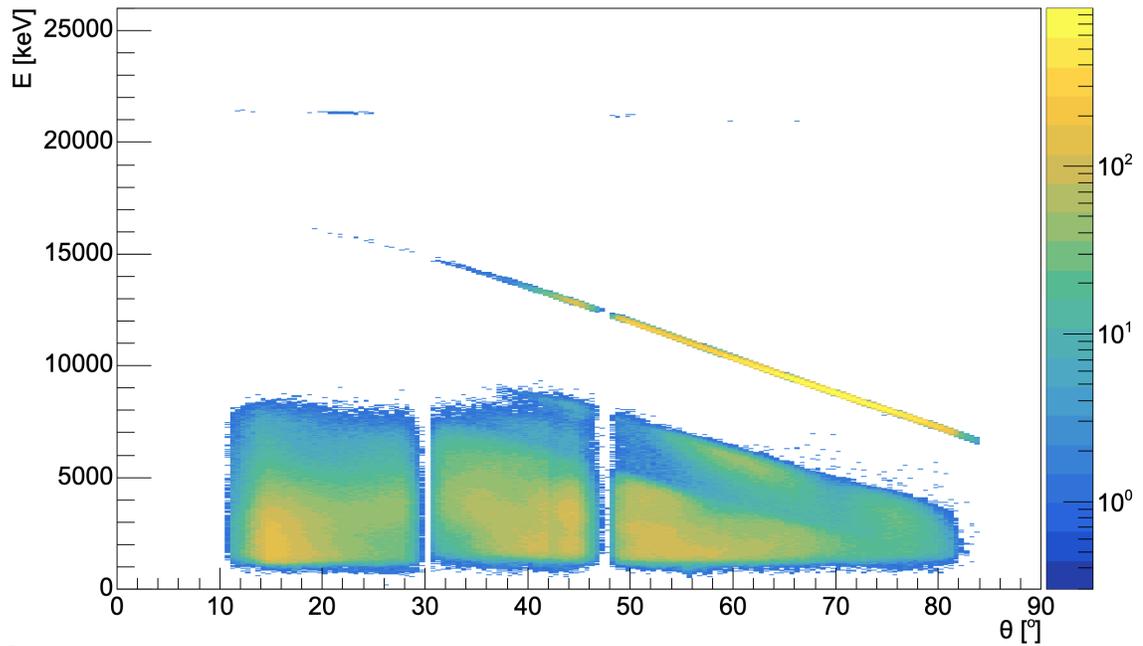


Abbildung 14: Energie-gegen- θ Abbildung der α -Teilchen, die nach dem Energie-Summen-Gate übrig geblieben sind. Hier dargestellt für den 3_1^- Zustand.

3.2.4 $\Delta\phi$ -Winkel-Gate

In diesem Analyseschritt wird die Reaktionsebene untersucht, indem der Winkel ϕ zwischen dem gestreuten ^{12}C und dem α -Teilchen aus dem Strahl untersucht wird. Dabei wurde aus den Energien und Winkelverteilungen der drei α -Teilchen, die aus dem ^{12}C -Zerfall stammen, das ursprüngliche ^{12}C rekonstruiert. Dessen Flugbahn wird nach der Reaktion mit dem Strahl berechnet. Die Impulserhaltung gibt vor, dass im Schwerpunktsystem das α -Teilchen aus dem Strahl und das ^{12}C in einer Ebene d.h mit einem Winkel um 180° von einander wegfliegen müssen (siehe Abb. 15). Die Bedingung, dass alle Ereignisse in einer Reaktionsebene liegen müssen, muss erfüllt sein. Bei einer zu großen Abweichung des Ausfallswinkels zwischen dem α -Teilchen und dem rekonstruierten ^{12}C werden daher die entsprechenden Ereignisse ignoriert.

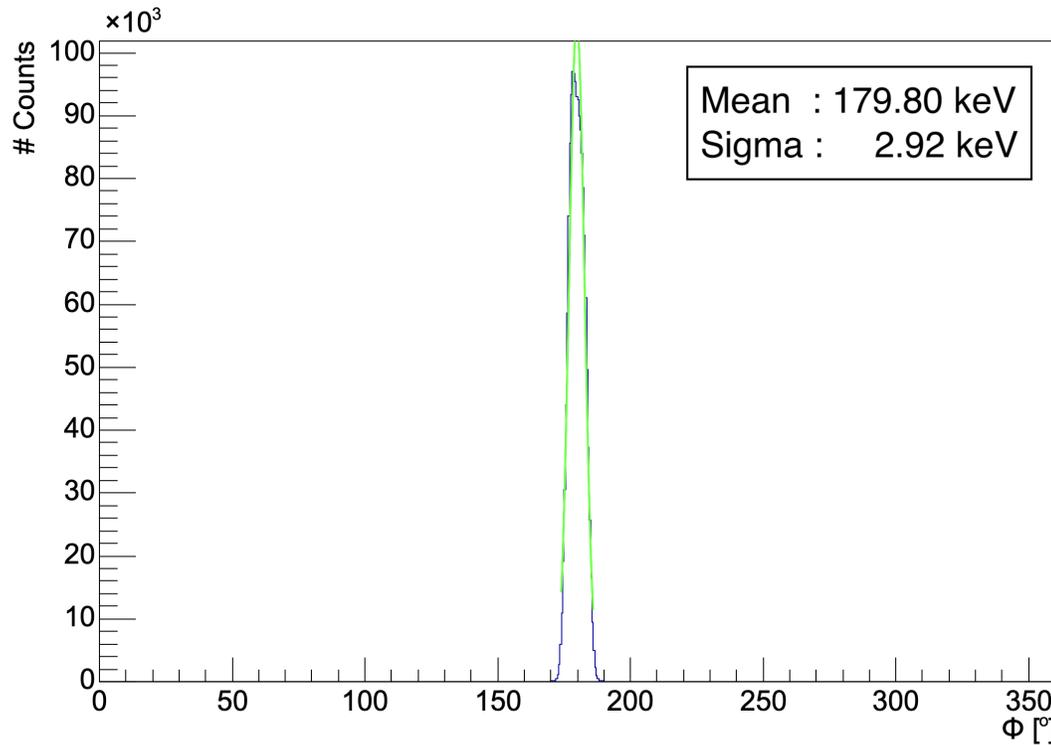


Abbildung 15: Differenzwerte zwischen den ϕ -Winkel des rekonstruierten ^{12}C und des Streu- α 's für den 3_1^- Zustand.

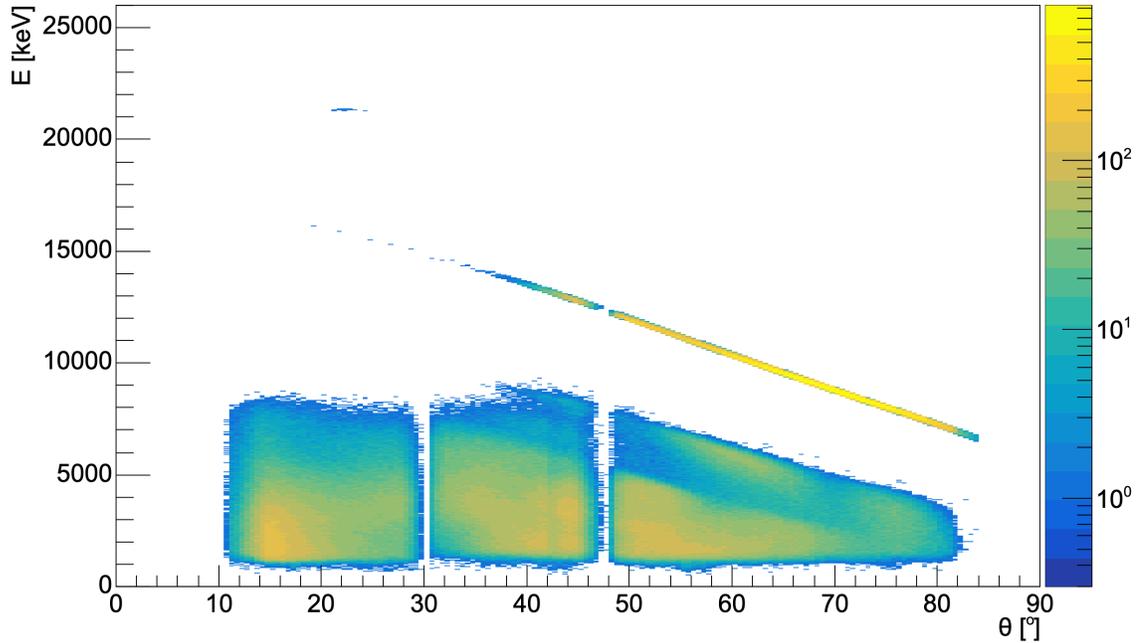


Abbildung 16: Energie-gegen- θ Abbildung der α -Teilchen nach dem $\Delta\phi$ -Gate für den 3_1^- Zustand.

3.2.5 Energie-Summen-Gate im Center-of-Mass System

Der im Center-of-Mass System erwartete Q_{CoM} -Wert ist definiert als:

$$Q_{CoM} = (m_{^{12}C} - 3 \cdot m_{^4He}) + E_{exc}$$

wobei E_{exc} die Energie des angeregten Zustands in ^{12}C ist und m die entsprechende Masse für ^{12}C - und 4He -Kerne ist. Dieser Wert entspricht, wegen der Energieerhaltung, der Summe der drei α -Teilchen, die aus dem ^{12}C -Kern stammen. Im Analysecode werden deswegen die Energien der α -Teilchen vom Labor ins Schwerpunktsystem transformiert und aufsummiert. Für den 3_1^- Zustand erhält man einen Q_{CoM} -Wert von 2366.01 keV. Verglichen mit Abb. 17 kommt es zu kleineren Abweichungen. Diese sind durch die Positionen der Detektoren, die in der Kalibrierung angenommen werden, und leichte Abweichungen der Kalibrierung, zu verstehen. Die Bedingung (Abb. 17) verhält sich analog zur Bedingung des Energie-Summen-Gates im Labor System. Alle anderen Energiesummen außerhalb des Peaks stammen aus anderen Reaktionen oder fehl-rekombinierten Ereignissen, die nichts mit dem 3α -Zerfall der ^{12}C -Kinematik zu tun haben.

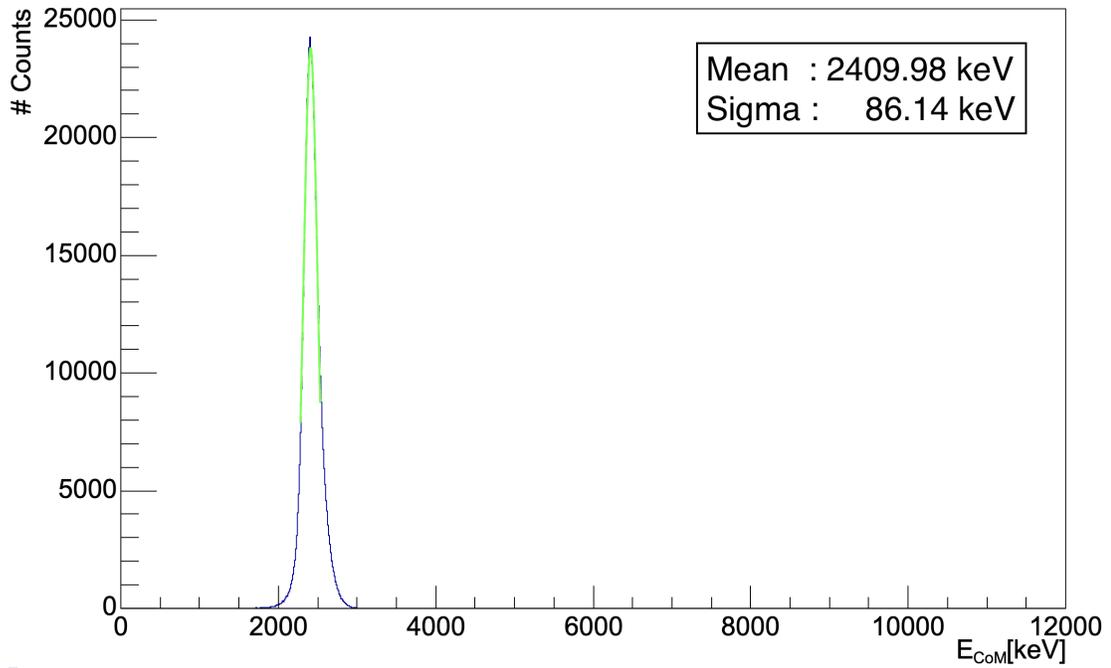


Abbildung 17: Energiesumme der 3 α -Teilchen im CoM für den 3_1^- Zustand. In Grün : Gauß-Fit um den Peak.

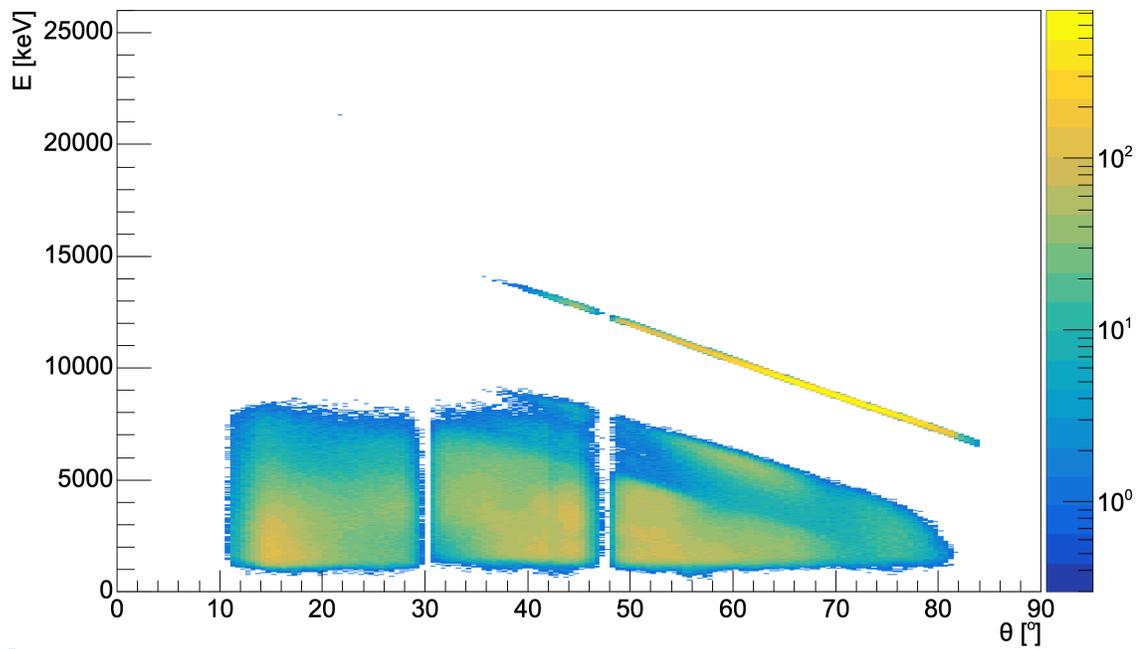


Abbildung 18: Energie-gegen- θ Abbildung der α -Teilchen nach dem Energie-Summen-Gate im Center-of-Mass System für den 3_1^- Zustand.

3.2.6 $\Delta\theta$ -Winkel-Gate

Mithilfe des Programms LISE++ wird die Winkelverteilung θ des α -Teilchens aus dem Strahl und dem ^{12}C nach der Reaktion berechnet. Hieraus wird aus dem θ -Winkel des rekonstruierten ^{12}C der entsprechenden θ -Winkel des gestreuten α -Teilchens berechnet. Für das sechste Gate wird dieses rekonstruierte α -Teilchen mit dem gemessenen Streu- α aus der Reaktion verglichen, indem die θ -Winkeldifferenz des berechneten und des gemessenen α -Teilchens bestimmt und aufgetragen wird (Abb. 19).

Bei der Subtraktion entsteht so ein Peak um 0° . Deutlich zu erkennen ist die Aufweitung des Peaks in Abb. 19. Das liegt an der Position der Detektoren, die in der Kalibrierung angenommen wird. Durch die Abweichung der Detektorpositionen weichen die Winkel der rekonstruierten α -Teilchen von den experimentell bestimmten Werten ab, was sich in der Abb. 19 widerspiegelt.

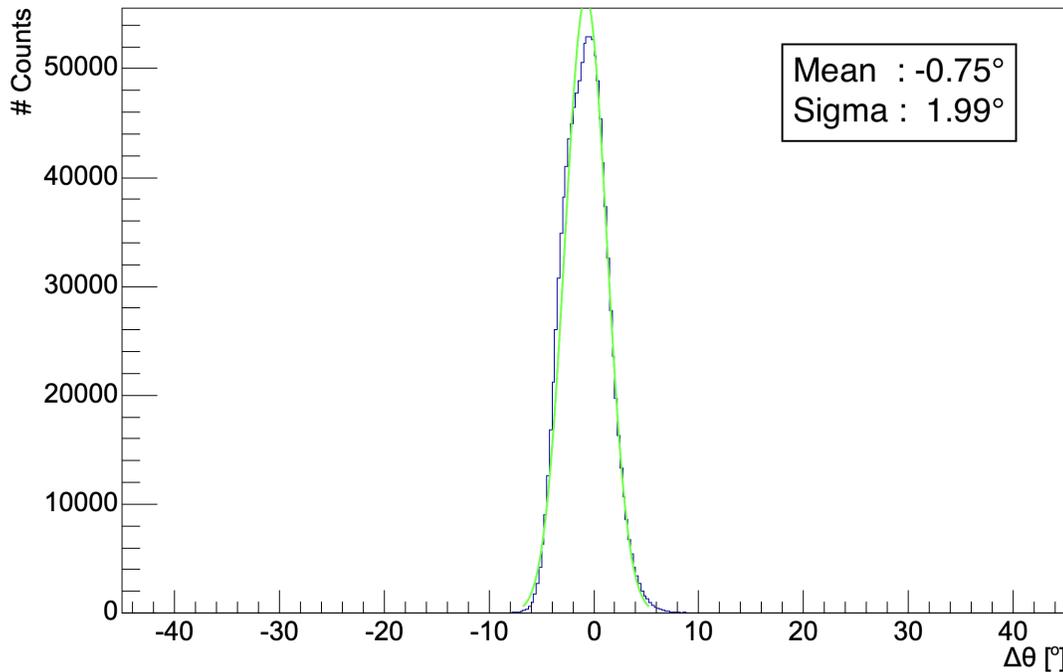


Abbildung 19: Differenz zwischen θ -Winkel des rekonstruierten Strahl- α und θ des Teilchens aus der Messung für den 3_1^- Zustand

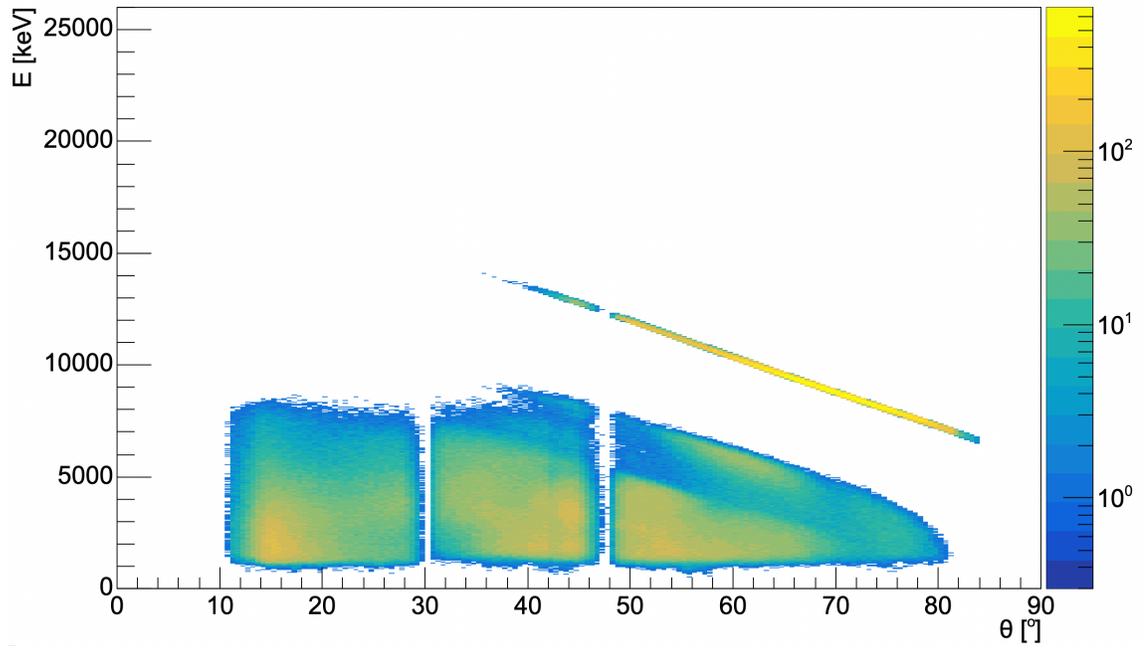


Abbildung 20: Energie-gegen- θ der α -Teilchen nach dem $\Delta\theta$ -Gate. Hier dargestellt für den 3_1^- Zustand.

4 Ergebnisse

Die oben genannten Analyseschritte können nun für beliebige Zustände in ^{12}C verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies für den 3_1^- Zustand und die nächstgelegenen höheren Zustände durchgeführt:

Zustand	Energie [MeV]
3_1^-	9,641
1_1^-	10,847
2_1^-	11,836

Tabelle 2: Liste der analysierten Zustände mit den entsprechenden Energien

Zum einen kann aus den Energie-gegen- θ Abbildungen bestimmt werden, wie sich die α -Teilchen im Raum verteilen, was Hinweise auf die Struktur des angeregten Kohlenstoff-Kerns liefert. Zum anderen kann mit Hilfe der gewonnen Dalitz-Plots zwischen den Zerfallskanälen und deren Häufigkeiten differenziert werden.

In der Abb. 21 ist für ein θ -Streuwinkel-Intervall von 60° bis 61° das Energiespektrum der Messung vor dem Einsatz von Bedingungen aufgetragen. Vom Grundzustand bis zum 2_1^- Zustand sind alle Zustände markiert. Der höchste Peak, der bei einer Energie von ungefähr 4100 keV liegt, stammt von Protonen ab, die mit den α -Teilchen aus dem Strahl gestreut wurden. Der breite Peak bei einer Energie von ungefähr 2000 keV ist das elastisch gestreute ^{12}C im Grundzustand.

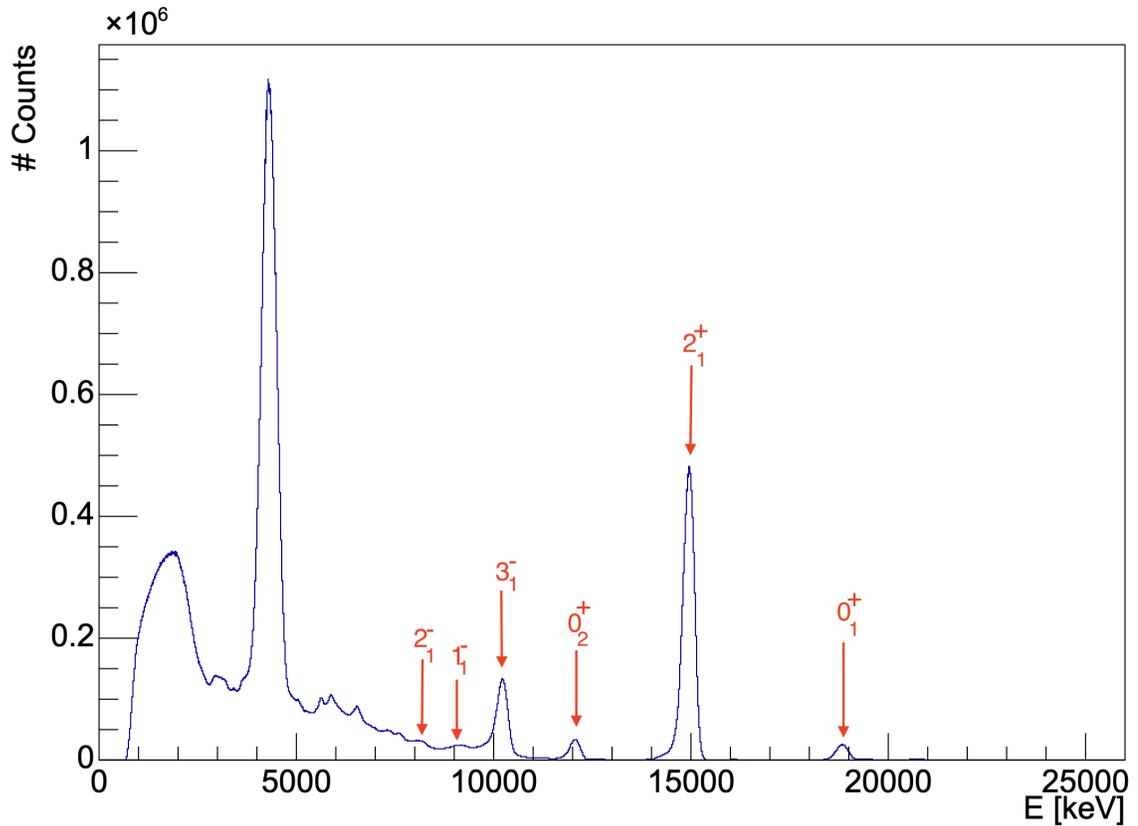


Abbildung 21: Spektrum der gemessenen Ereignissen im θ -Winkelbereich von 60° bis 61° vor Anwendung der Gate-Bedingungen.

Die Anzahl der gemessenen α -Teilchen in den Peaks wurden in der Tabelle 3 für folgende Zustände abgeschätzt:

Zustand	#Teilchen
0_1^+	$2,19 \cdot 10^7$
2_1^+	$3,84 \cdot 10^8$
0_2^+	$2,21 \cdot 10^7$
3_1^-	$1,06 \cdot 10^8$

Tabelle 3: Anzahl der α -Teilchen, die in den Peaks vorhanden sind.

4.1 Kinematik-Linien

In der Beschreibung der Analyse wurden bereits die Abbildungen der Kinematik-Linie des 3_1^- Zustandes nach dem Erfüllen der jeweiligen Bedingungen angegeben. Diese stehen auch für die Zustände der Tabelle 2 zur Verfügung.

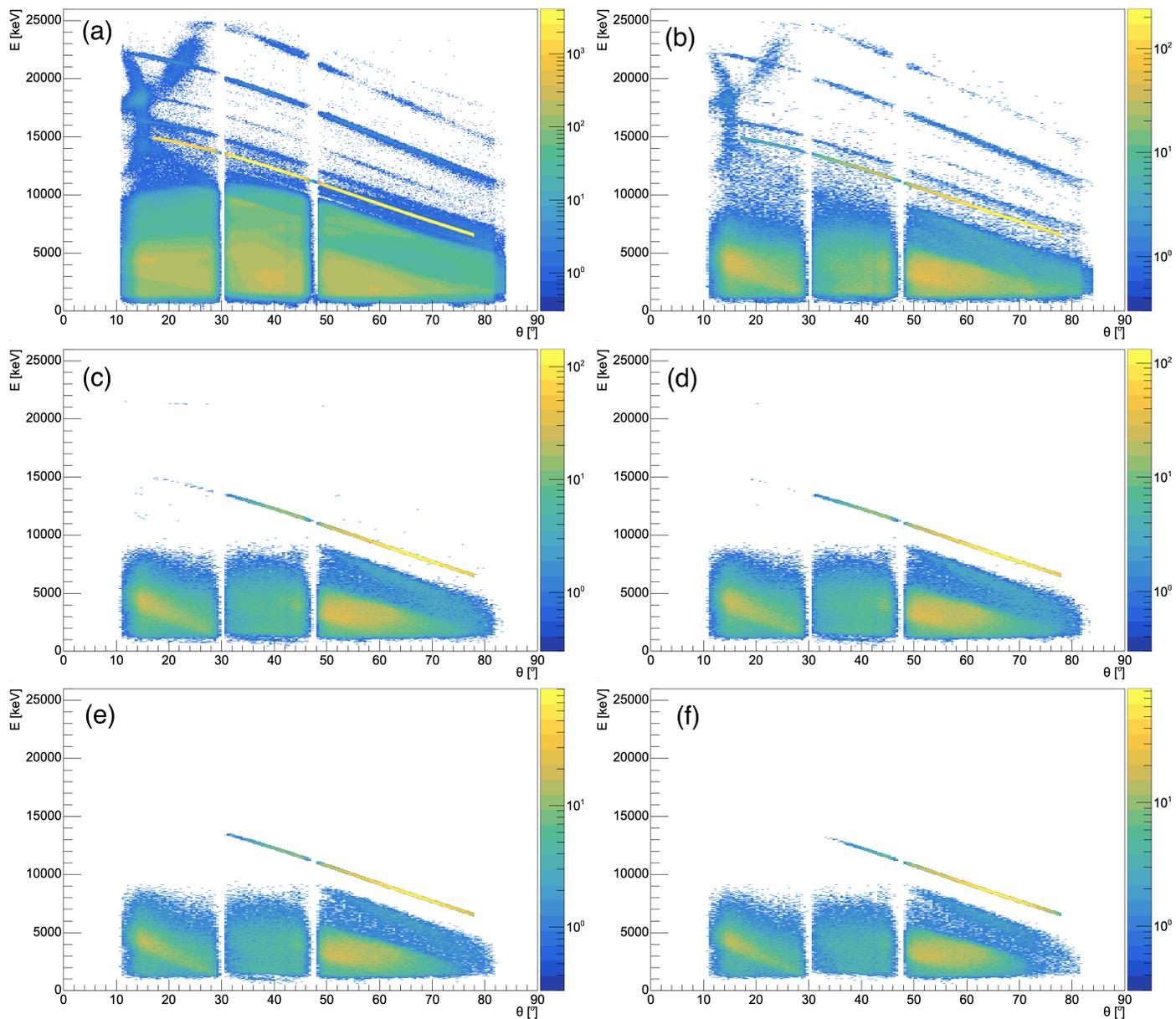


Abbildung 22: Energie-gegen- θ Abbildung des 1_1^- Zustandes nach den einzelnen Gates wie in Punkt 3.2 Analysebedingungen beschrieben.

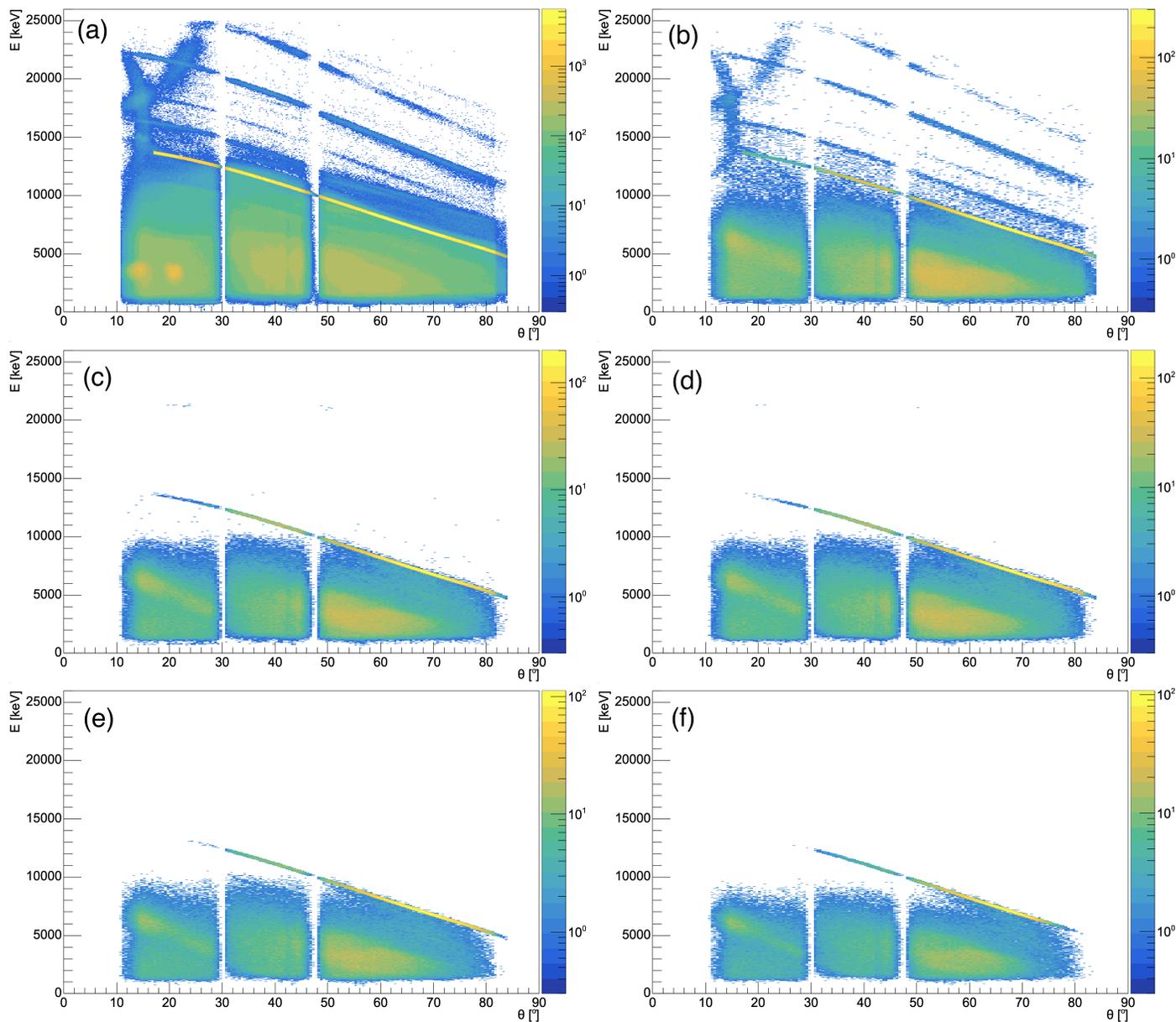


Abbildung 23: Energie-gegen-Theta Abbildung des 2_1^- Zustandes nach den einzelnen Gates wie in Punkt 3.2 Analysebedingungen beschrieben

Gezeigt werden die Energie-gegen- θ Abbildungen (Abb. 22 & Abb. 23) nach den jeweiligen Gate-Bedingungen. Darauf zu sehen ist die Kinematik-Linie des untersuchten Zustandes und die verbliebenen α -Teilchen, die aus dem Zerfall von ^{12}C in Koinzidenz gemessen wurden. In den Abbildungen (a) und (b) für jeweils Abb. 22 und Abb. 23 erkennt man, dass sich nach der Kinematik- und Multiplizitätsbedingung immer noch Ereignisse aus anderen Reaktion wiederfinden. Das liegt daran, dass eines der α -Teilchen, welches sich im Bereich der Kinematik-Linie des entsprechenden Zustandes befindet, kein gestreutes α -Teilchen aus dem Strahl ist. Es handelt sich um ein Fragment einer anderen Reaktion, dessen Energie und Winkel θ sich auf der Kinematik-Linie aufweisen lässt, mit der Kinematik des zu untersuchenden Zustands allerdings nichts zu tun hat.

Erst nach dem Energie-Summen-Gate im Labor System werden die meisten Ereignisse, die sich zwar in der Kinematik-Linie befinden, allerdings aus einer anderen Reaktion stammen, aussortiert (Abb. 22 (c) & Abb. 23 (c)). Nach weiteren Gates werden weitere Reaktionen, dessen Teilchen sich oberhalb der Kinematik befinden, aussortiert. Somit bleibt die Kinematik-Linie mit den dazugehörigen Reaktionspartnern übrig. In Abb. 22 und Abb. 23 (f) ist zu beobachten, dass die gestreuten α -Teilchen aus dem Strahl bei θ -Winkeln zwischen 50° und 80° am Häufigsten vorkommen. Selbiges gilt für den 3_1^- Zustand (Abb. 20).

4.2 Energien der α -Teilchen im Center-of-Mass System

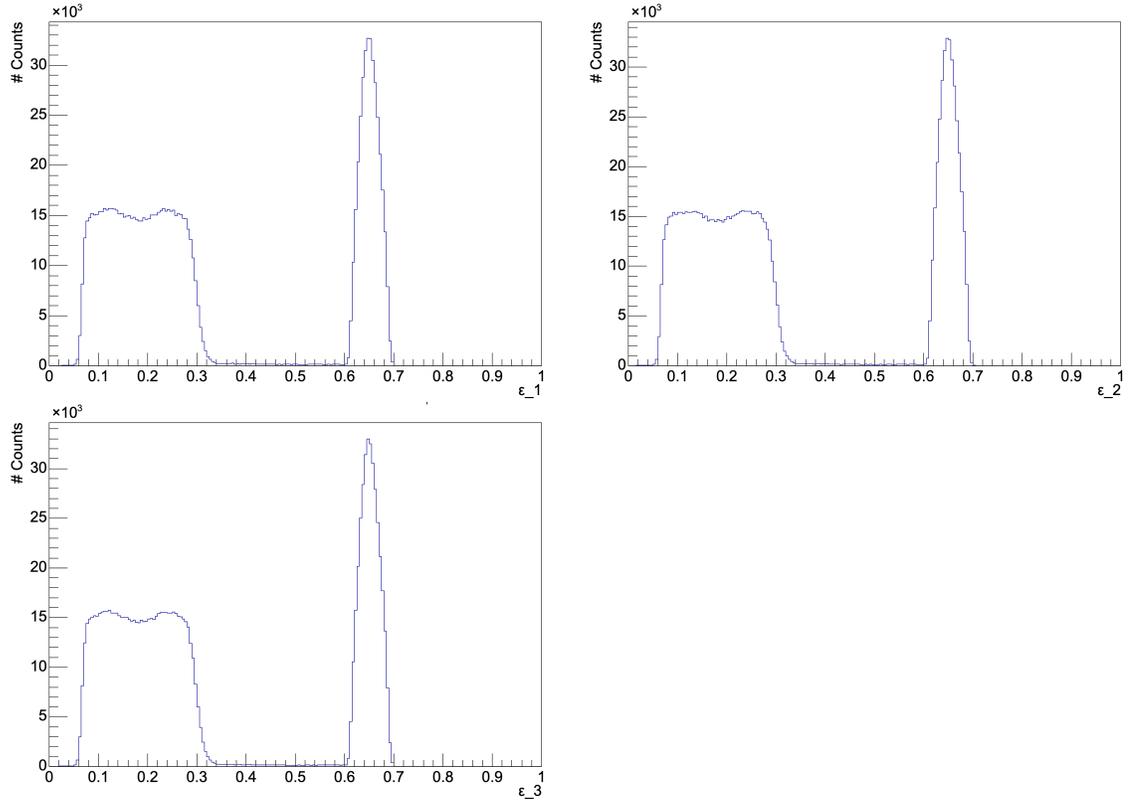


Abbildung 24: Energieverteilung von jedem der drei α -Teilchen im Center-of-Mass System aus dem zerfallenen ^{12}C . Die hier aufgetragene α -Teilchen stammen aus dem 3_1^- Zustand des ^{12}C .

Für die Dalitz-Plots wird der Energieanteil der drei α -Teilchen aus dem 3α -Zerfall im Center-of-Mass System benötigt. Dazu müssen die Energien auf den Q_{CoM} -Wert skaliert sein um die Energieverteilung beim 3α -Zerfall besser verstehen zu können. Die einzelnen Energieanteile sind in Abb. 24 für jeweils die drei Teilchen aufgezeigt. Der höchste Peak, der Rechts von allen anderen Energieanteilen liegt, ist der Energieanteil des α -Teilchens, welches beim sequentiellen Zerfall von ^{12}C nicht im ^8Be vorkommt. Die α -Teilchen die aus dem ^8Be stammen, sind im Bereich zwischen 0,1 und 0,3 der Gesamtenergie zu finden. Die Verteilung der Energie dieser beiden α -Teilchen hängt vom Zerfall des ^8Be -Kerns ab und ergibt somit zwei breite Peaks.

4.3 Dalitz-Plots der Zustände

Dalitz-Plot des 3_1^- -Zustand

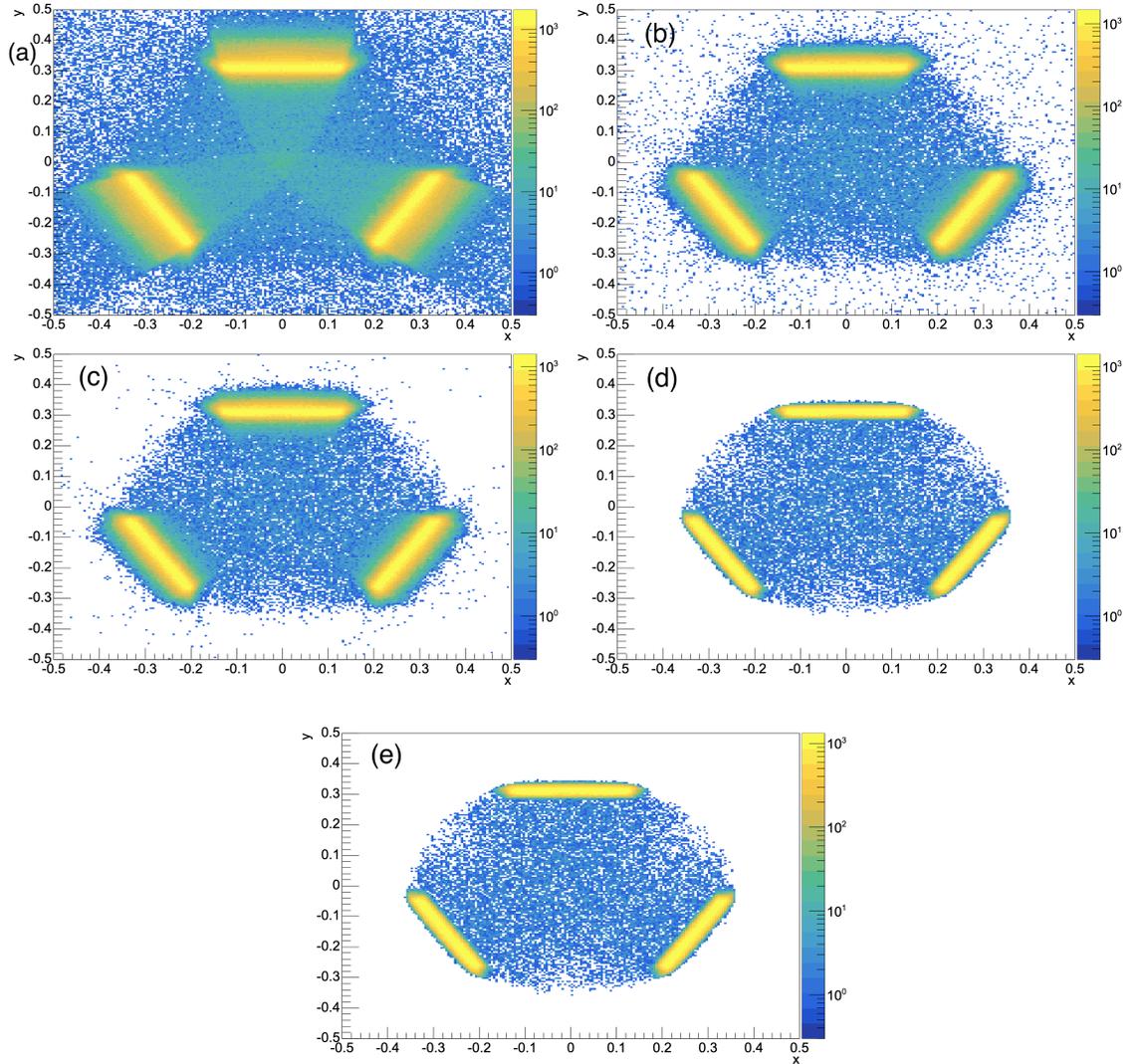


Abbildung 25: Evolution der Dalitz-Plots für den 3_1^- Zustand nach den folgenden Gates: (a) Multiplizitäts-Gate, (b) Energie-Summen-Gate, (c) $\Delta\phi$ -Winkel-Gate, (d) Energie-Summen-Gate im CoM, (f) $\Delta\phi$ -Winkel-Gate

Abb. 25 zeigt die Evolution der Dalitz-Plots für den 3_1^- Zustand nach der Erfüllung der einzelnen Bedingungen, die bereits in Punkt 3.2 Analysebedingungen beschrieben wurden. Nach der ersten und zweiten Bedingung werden die meisten Ereignisse verworfen, da diese Ereignisse die Kinematik- und Multiplizitätsbedingungen nicht erfüllt haben. Nach dem Energie-Summen-Gate (c) werden die meisten Ereignisse aus anderen Reaktionen verworfen und es bildet sich eine Kreisstruktur. Nach den

Bedingungen (d) und (e) zeichnet sich die Kreisstruktur deutlicher ab. In diesen Plots werden auch die geraden gelben Segmente schmaler. In diesen Segmenten stecken die Ereignisse des sequentiellen Zerfalls. Dieser Zerfallskanal hat eine deutlich höhere Intensität als der direkte Zerfall. Allerdings ist der direkte Zerfall von ^{12}C in der Abb. 25 (e) auch zu finden. Alle Ereignisse, die sich innerhalb des Kreises und nicht in den Segmenten befindet, sind entweder Ereignisse aus dem direkten Zerfall oder geringe Überreste aus anderen Reaktionen, die nicht aussortiert worden sind. Dabei sind hauptsächlich die DDF - und die DDE - Zerfallskanäle zu erkennen.

Die Strukturen für den direkten Zerfall der Abb. 4 lassen sich für den 3_1^- Zustand im Dalitz-Plot wiederfinden. Zu erkennen ist eine Abnahme an Ereignissen in den Bereichen des Kreises (Abb. 25 (e)), die in Abb. 4 mit schwarzen Punkten markiert ist.

Dalitz-Plot des 1_1^- -Zustand

Die Entwicklung des Dalitz-Plots ist in der Hinsicht analog mit dem 3_1^- Zustand, dass ein großer Teil der ungewollten Ereignisse nach den Kinematik- und Multiplizitätsbedingungen verworfen wurden (Abb. 26 (a)&(b)). In der ersten Darstellung von Abb. 26 können noch Ereignisse aus dem sequentiellen Zerfall des 3_1^- Zustands beobachtet werden. Diese lassen sich innerhalb der Kreis-Struktur als gelbe Segmente erkennen. Dabei handelt es sich um die gestreuten α -Teilchen des zerfallenen ^{12}C im 3_1^- Zustand, welche auf der Kinematik-Linie des 1_1^- Zustand zu finden sind (Vergleich Abb. 20 mit Abb. 22 (f)). Der nächste Schritt der Analyse filtert diese jedoch fast vollständig heraus, sodass wir uns hauptsächlich auf den eigentlichen 1_1^- Zustand konzentrieren können. Die Struktur des Dalitz-Plots am Ende der Analyse ist der Struktur des 3_1^- Dalitz-Plots sehr ähnlich. Der sequentielle Zerfall ist die am meisten gemessene Zerfallsart in diesem Zustand. Eine Eigenheit gegenüber dem 3_1^- Zustand ist jedoch, dass sich in der Mitte der Abb. 26 (e) ein Bereich zu erkennen ist, in den weniger Ereignisse liegen. Somit sind DDE Zerfälle in diesem Zustand unwahrscheinlicher, als es im 3_1^- Zustand ist. Grund hierfür folgt aus der Abb. 4, welche die Abnahme der Ereignisse in diesem Bereich erklärt.

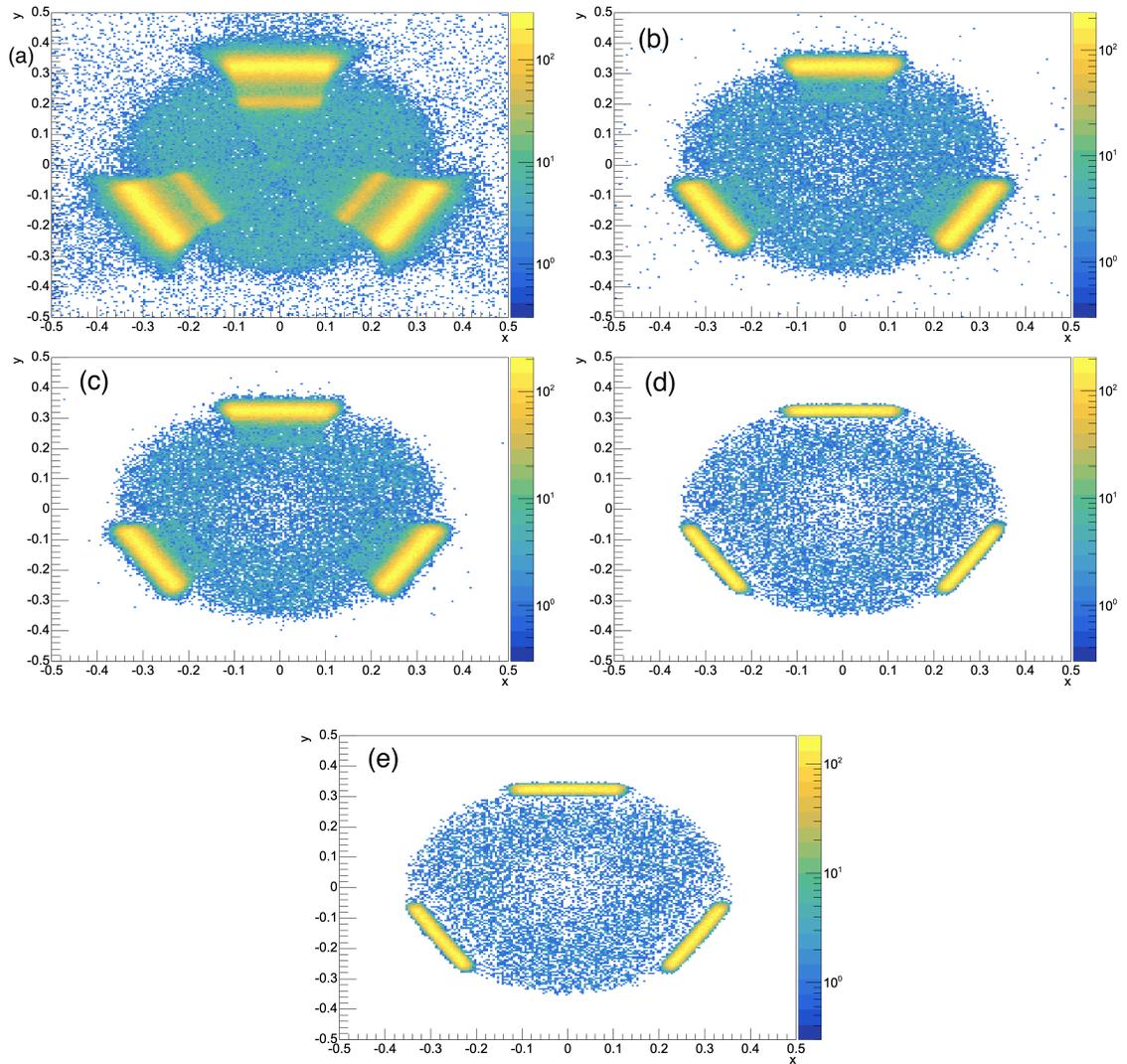


Abbildung 26: Evolution der Dalitz-Plots für den 1_1^- Zustand nach den folgenden Gates: (a) Multiplizitäts-Gate, (b) Energie-Summen-Gate, (c) $\Delta\phi$ -Winkel-Gate, (d) Energie-Summen-Gate im CoM, (e) $\Delta\phi$ -Winkel-Gate

Ab dem 1_1^- Zustand muss man beachten, dass der Kohlenstoff-Kern über genug Energie verfügt, um in ein α -Teilchen und einen kurzlebigen angeregten Zwischen-Zustand in ^8Be zu zerfallen. Dies ist bei der Betrachtung der Dalitz-Plots von Bedeutung, da diese Ereignisse im Bereich liegen, wo auch die direkten Zerfälle zu finden sind. Im Fall vom sequentiellen Zerfall in den Grundzustand von ^8Be wird ein α -Teilchen mehr Energie besitzen als die anderen Beiden. Beim sequentiellen Zerfall in $^8\text{Be}^*$ muss das nicht mehr gelten, da den α -Teilchen aus dem $^8\text{Be}^*$ mehr Energie zur Verfügung steht, wobei das dritte α -Teilchen wegen der Energieerhaltung sogar über weniger Energie verfügt, als im regulären sequentiellen Zerfall. Das gilt auch für die Zustände,

die höher als der 1_1^- Zustand liegen.

Dalitz-Plot des 2_1^- -Zustand

In Abb. 27 sind die Dalitz-Plots des 2_1^- Zustands dargestellt. Analog zum 1_1^- Zustand können im ersten Dalitz-Plot (Abb. 27 (a)) Ereignisse aus dem 3_1^- Zustand innerhalb des Kreises in Form der gelben Segmente gefunden werden. Diese sind näher am Zentrum des Kreises, da die Energien der α -Teilchen mit dem jeweiligen Q_{CoM} -Wert skaliert werden. Dabei handelt es sich nicht um α -Teilchen aus dem Strahl, sondern um Produkte des $3\text{-}\alpha$ -Zerfalls von ^{12}C im 3_1^- Zustand (Vergleich Abb. 19 mit Abb. 23 (f)). In folgenden Analyseschritt werden diese Ereignisse allerdings aussortiert. In der Abb. 27 (e) kann beobachtet werden, dass wieder die drei gelben Segmente am Rande des Kreises am häufigsten vorkommen, was auf eine Mehrheit von sequentiellen Zerfällen schließen lässt. Wie im 1_1^- Zustand stammen die Ereignisse innerhalb des Kreises nicht nur aus direkten Zerfällen von ^{12}C sondern auch aus dem sequentiellen Zerfall in den angeregten ^8Be Zustand.

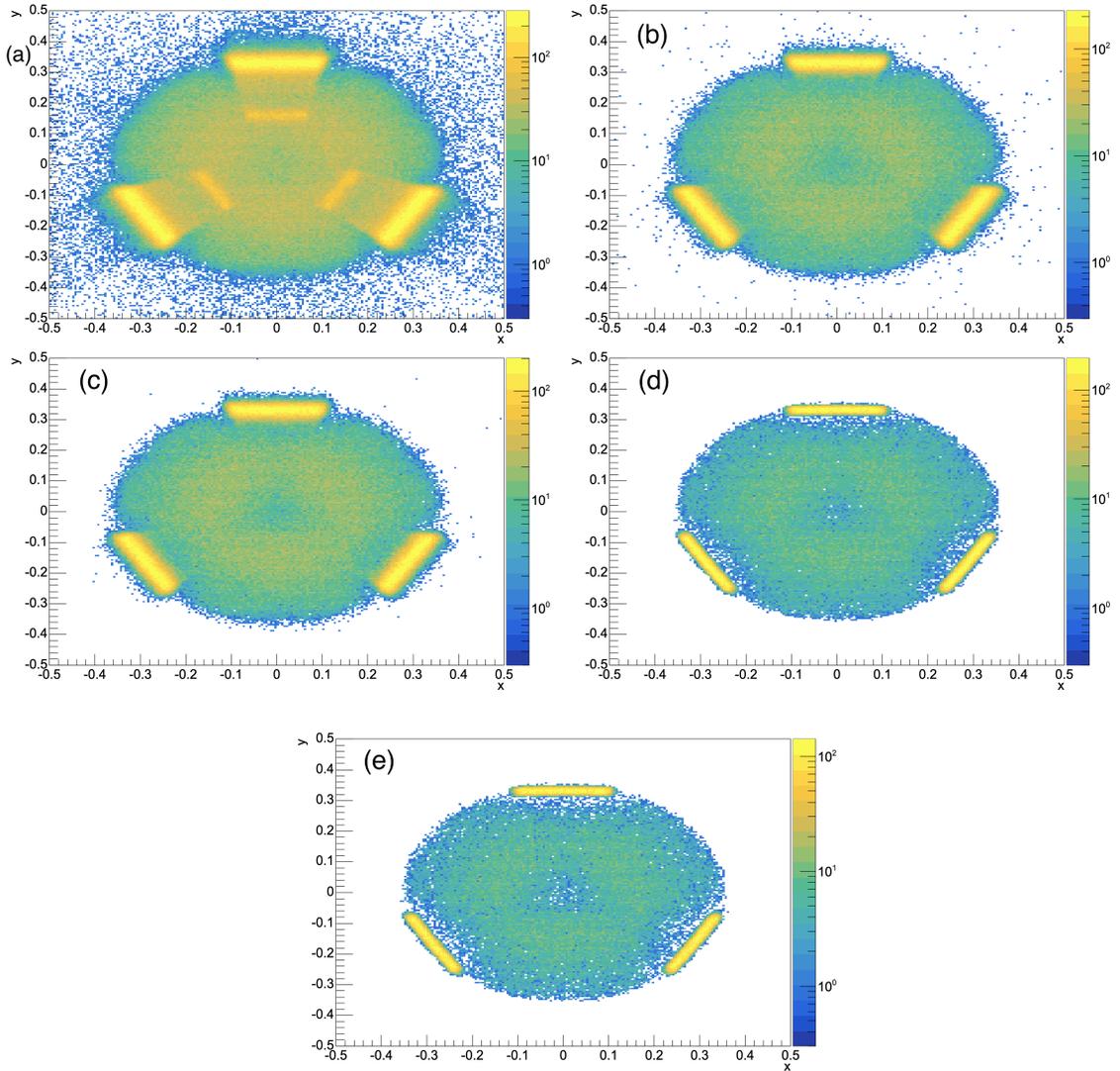


Abbildung 27: Evolution der Dalitz-Plots für den 2_1^- Zustand nach den folgenden Gates: (a) Multiplizitäts-Gate, (b) Energie-Summen-Gate, (c) $\Delta\phi$ -Winkel-Gate, (d) Energie-Summen-Gate im CoM, (e) $\Delta\theta$ -Winkel-Gate

4.3.1 Gefaltener Dalitz-Plot

Die Symmetrie des Dalitz-Plot erlaubt es, den Dalitz-Plot 6-fach zu falten (Abb. 28). Dadurch wird eine kompaktere Darstellung erstellt, ohne dass Informationen aus dem ungefalteten Dalitz-Plot verloren gehen. In dieser Darstellung sind Strukturen bei gleicher Auflösung durch höhere Statistik besser erkennbar sind.

Im Rahmen dieser Arbeit liegt das Interesse in der Anzahl an direkten Zerfällen, um die gewonnen Daten mit Messungen aus dem Hoyle-State vergleichen zu können.

Im gefalteten Dalitz-Plot wird deshalb das gelbe Segment, der oben durch die sequentiellen Zerfälle von ^{12}C entstanden ist, abgeschnitten. Der Schwellenwert wurde empirisch nach der Abb. 28 (a) bestimmt. Je nach Schnittlage können allerdings zu viele direkt-zerfallene Ereignisse oder zu wenige sequentiell-zerfallene Ereignisse aussortiert worden sein. Idealerweise bleiben nach dem Schnitt die Ereignisse übrig, die aus einem der direkten Zerfalls-Modi von ^{12}C entstanden sind.

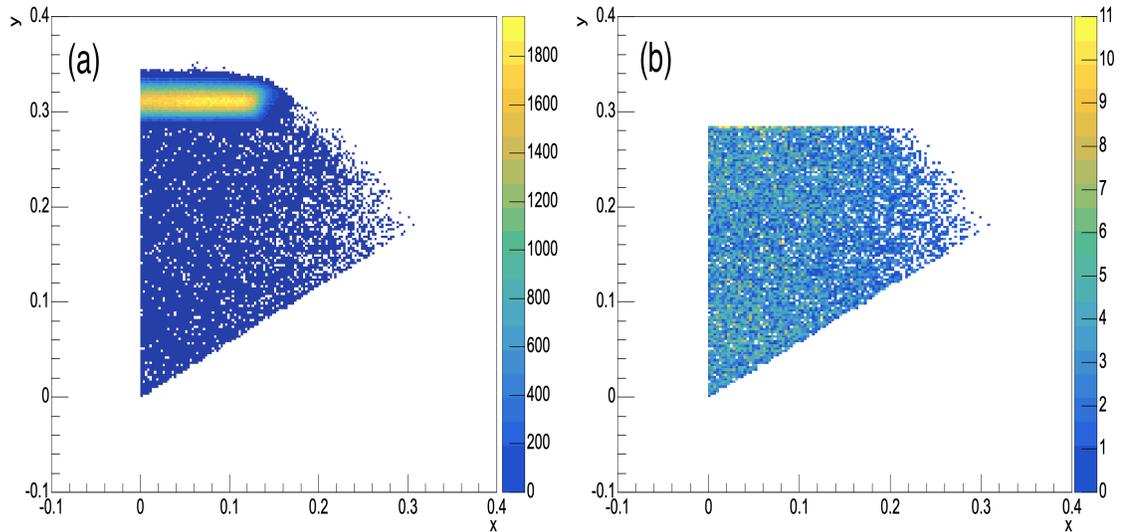


Abbildung 28: (a) : 6-fach gefalteter Dalitz-Plot. Die Ereignisse, die im gelben Segment liegen sind aus dem sequentiellen Zerfall von ^{12}C entstanden. Alle anderen Ereignisse sind aus dem direkten Zerfall entstanden. (b) : 6-fach gefalteter Dalitz-Plot ohne sequentiellen Zerfall von ^{12}C .

In Abb. 28 (a) befinden sich $1,06 \cdot 10^6$ und in Abb. 28 (b) $1,86 \cdot 10^4$ Ereignisse. Somit liegt die relative Anzahl an direkten Zerfällen im Dalitz-Plot bei 1,75 %. Es werden allerdings auch Ereignisse dabei sein, wenn auch wenige, die aus anderen Reaktionen stammen.

4.3.2 Statistik

Die Größe der Bedingungen der Analyse können nicht beliebig gewählt werden. Sind die Bedingungen zu breit gewählt, werden viele Ereignisse die es zu verwerfen gilt in die Ergebnisse einfließen. Wählt man die Bedingung zu eng, dann werden viele Ereignisse, die es zu untersuchen gilt, verworfen. Da die meisten Bedingungen sich auf mehrere α -Teilchen beziehen und nicht nur auf ein α -Teilchen, nimmt die Wahrscheinlichkeit rapide ab, Ereignisse zu finden, die die Bedingungen erfüllen. In Abb. 29 ist der Verlust an Statistik im Verlauf der Analyse zu erkennen.

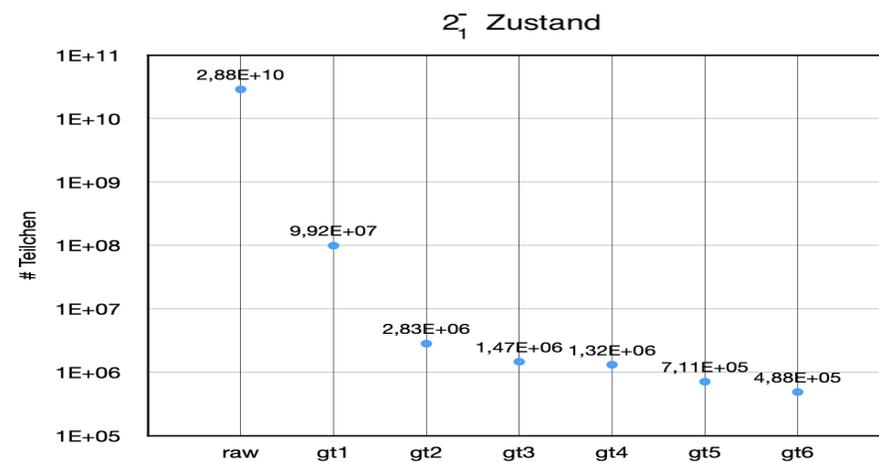
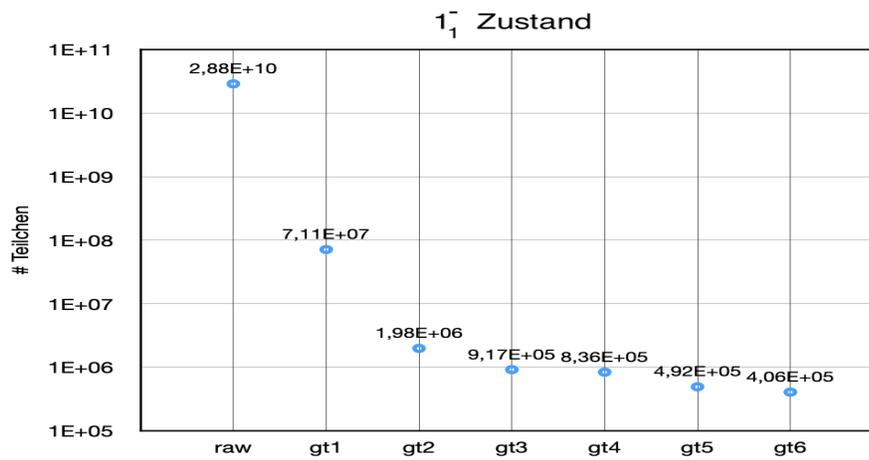
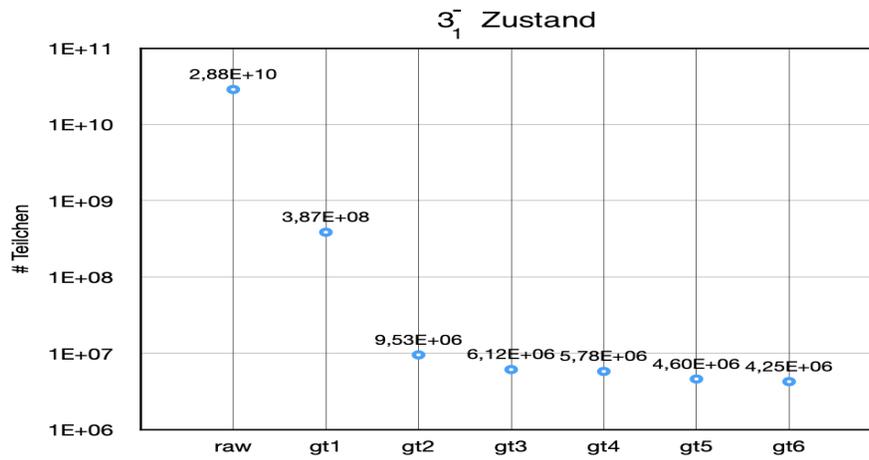


Abbildung 29: Anzahl an Teilchen, die nach den einzelnen Gates übrig bleiben. raw : Keine Bedingungen , gt1 : Kinematik-Gate , gt2 : Multiplizitäts-Gate , gt3 : Energie-Summen-Gate , gt4 : $\Delta\phi$ -Winkel-Gate , gt5 : Energie-Summen-Gate im CoM , gt6 : $\Delta\theta$ -Winkel-Gate

5 Zusammenfassung & Ausblick

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Verbesserungen und weitere Gate-Bedingungen in der Analysesoftware implementiert: Neben dem bereits vorhandenen Kinematik-Gate und Multiplizitäts-Gate wurden das Energie-Summen-Gate im Labor und im CoM System sowie die $\Delta\phi$ - und $\Delta\theta$ -Winkel-Gates für die der Analyse implementiert und verbessert. Weiterhin wurde die Analysesoftware verbessert, sodass mehrere angeregte Zustände in ^{12}C gleichzeitig analysiert werden können. Die Gates wurden optimiert, indem die Gauß-Funktionen genauer an die Peaks angepasst wurden. Mit den implementierten und verbesserten Gates wurden die gemessenen Daten komplett analysiert.

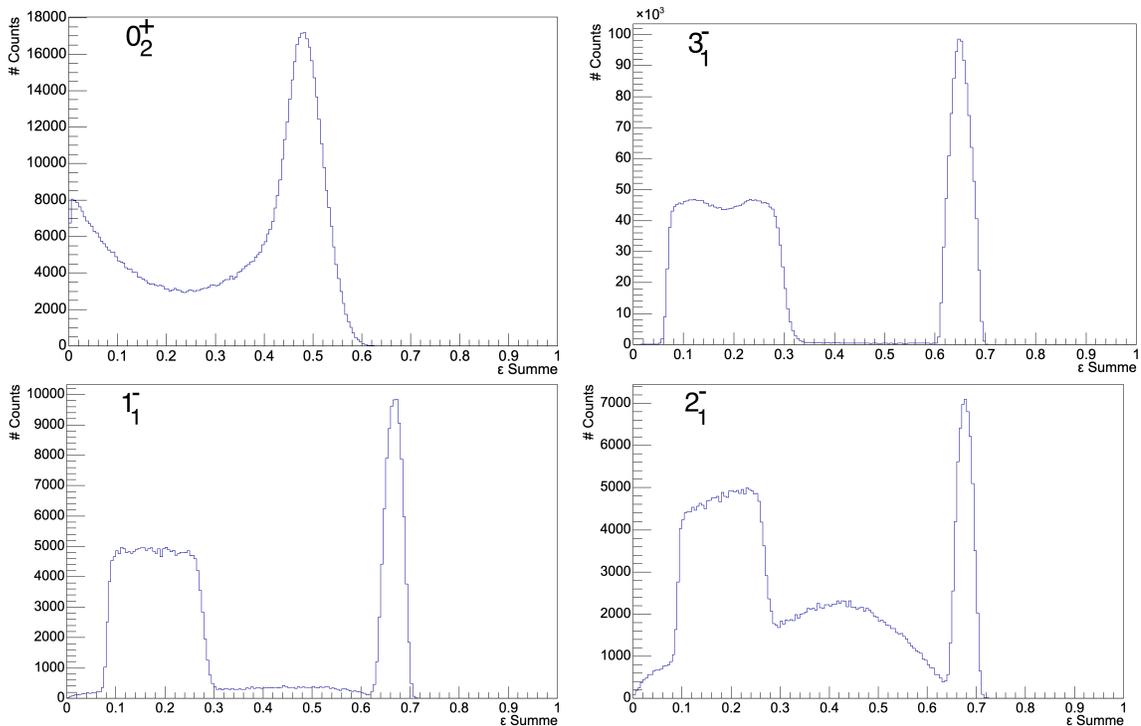


Abbildung 30: Vergleich der aufsummierten Energieanteile der α -Teilchen im Center-of-Mass System zwischen dem Hoyle-State und den anderen drei Zuständen.

Durch diese Verbesserung war es erstmals mit dem bestehenden Experiment möglich, die 3α -Zerfälle des 3_1^- , des 1_1^- und des 2_1^- Zustands in ^{12}C zu untersuchen (siehe Abb. 30 & Abb. 31). Dabei konnte bestätigt werden, dass der hauptsächliche Zerfallskanal von ^{12}C der sequentielle Zerfall $^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be} \rightarrow 3\alpha$ in allen drei Zuständen

ist. Dies ist deutlich in den erstellten Dalitz-Plot der jeweiligen Zustände jeweils an den drei gelben linearen Segmenten zu erkennen, die den überwiegende Anteil der Ergebnisse beinhaltet. Nach dem Abschneiden der sequentiellen Ereignissen aus den gefalteten Dalitz-Plots blieben nur noch die Ereignisse übrig, die aus den direkten Zerfallskanälen stammen oder geringem Untergrund stammen. Somit konnte eine erste Abschätzung für den Anteil der direkten Zerfälle im 3_1^- Zustand erhalten werden.

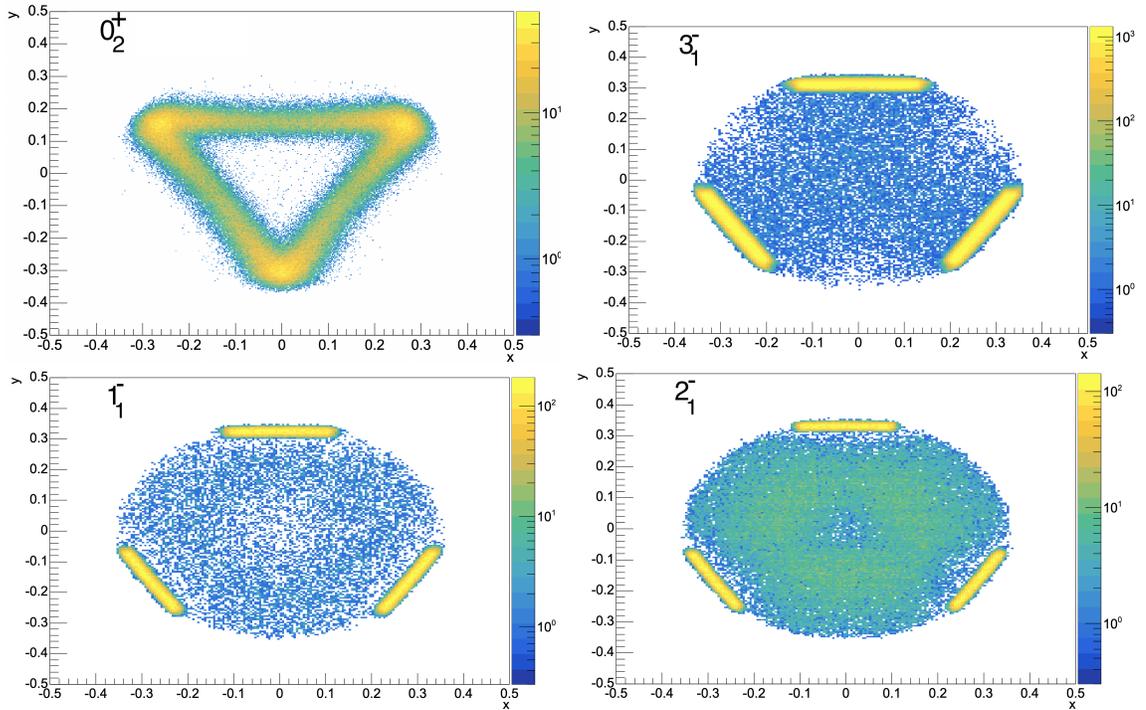


Abbildung 31: Vergleich zwischen dem Dalitz-Plot des Hoyle-States und den Dalitz-Plots der anderen drei Zustände nach allen Gate-Bedingungen.

5.2 Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine verbesserte Einsicht in die Zerfallskanäle der angeregten Zuständen von ^{12}C erlangt. Mit den gewonnenen Ergebnissen der Analyse und der bereits erwähnten Einsicht wird es zukünftig möglich sein, andere Zerfallskanäle von ^{12}C besser verstehen zu können. Ein Kandidat hierfür ist der Hoyle-State, bei welchem die genaue Kernstruktur zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht ganz verstanden ist. Die Ergebnisse der Analyse zu den unterschiedlichen Zuständen bringt ebenfalls die Gewissheit, dass die Analyse für andere Zustände, die einen 3α -Zerfall erfahren, brauchbare Ergebnisse liefern wird. Hierbei sind weitere angeregte Zustände gemeint, die energetisch höher liegen als der besprochene 2_1^- Zustand in ^{12}C . Ein weiterer Zustand wäre der 2_2^+ Zustand der im Rahmen dieser Arbeit nicht an den vermuteten Energien [4-7] gefunden wurde. Dies kann mit der Energieauflösung von 30 bis 80 keV [13] im Aufbau zu tun haben, mit dem man den 2_2^+ Zustand nicht vom 3_1^- Zustand unterscheiden kann.

Darüberhinaus wird die Verbesserung der Detektor-Positionen, wie insgesamt die Verbesserung der Kalibrierung, eine entscheidende Rolle für zukünftige Messungen spielen. Nach einer solchen Verbesserung würden die Peaks in den Analysen schmaler werden, was es möglich machen würde, die Analysebedingungen noch enger zu wählen. Generell werden die gewonnenen Daten aus den Messungen eindeutiger sein. Zudem wird die Korrektur der Energieverluste, die die Kalibrierung zur Zeit nicht vollkommen kompensieren kann, ebenfalls eindeutigere Daten produzieren.

Wie im Abschnitt 4.3.2 Statistik deutlich wurde, lässt sich die Anzahl der untersuchten Ereignisse deutlich erhöhen, wenn zusätzliche α -Teilchen mit einer Teilchenmultiplizität von drei untersucht werden. So wird, wenn nach dem 3α -Zerfall von ^{12}C eines der α -Teilchen nicht detektiert wird, das Ereignis verworfen obwohl es die zu untersuchende Reaktion beinhaltet. Um eine Analyse dieser Ereignisse zu untersuchen, muss für weitere Bedingungen bestimmt werden, welches der vier α -Teilchen aus dem Strahl und welche die Zerfallsprodukte von ^{12}C sind. Dies ist hauptsächlich für Zustände relevant, deren Kinematik sich im Bereich der Zerfallsprodukte liegen. In diesem Bereich der Energie ist es aktuell nicht möglich zu bestimmen, welches α -Teilchen aus dem Strahl und welches aus dem ^{12}C stammt.

Zuletzt wird eine Monte Carlo Simulation für das Vergleichen der Ergebnisse aus dieser Arbeit benötigt. Mit der Simulation wird die Detektionseffizienz des Aufbaus

verdeutlicht. Somit können auch verfälschte von gewollten Ereignissen getrennt werden. Dazu kann aus der Monte Carlo Simulation der sequentielle Zerfall in den ersten angeregten ^8Be Zustand simuliert und mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen werden. Dies ist hauptsächlich für Zustände gedacht, für die die Kinematik des gestreuten α -Teilchen im Energiebereich der Zerfallsprodukte des ^{12}C liegt.

Eidesstaatliche 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 sinnesgemäß 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 mit 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.

Joe Roob

Köln, 16. Januar 2023

Literatur

- [1] Dunbar, D. N. F. and Pixley, R. E. and Wenzel, W. A. and Whaling, W. (1953) The 7.68-Mev state in C12. Physical Review, 92 (3)
- [2] <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/NuDatBandPlotServlet?nucleus=12C&unc=nds>
- [3] M. Freer, H. Fujita, Z. Buthelezi, J. Carter, R. W. Fearick, S. V. Förtsch, R. Neveling, S. M. Perez, P. Papka, F. D. Smit, J. A. Swartz, and I. Usman Phys. Rev. C 80, 041303(R) – Published 19 October 2009
- [4] M. Itoh, H. Akimune, M. Fujiwara, U. Garg, N. Hashimoto, T. Kawabata, K. Kawase, S. Kishi, T. Murakami, K. Nakanishi, Y. Nakatsugawa, B. K. Nayak, S. Okumura, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, M. Uchida, Y. Yasuda, M. Yosoi, and J. Zenihiro Phys. Rev. C 84, 054308 – Published 14 November 2011
- [5] W. R. Zimmerman, N. E. Destefano, M. Freer, M. Gai, and F. D. Smit Phys. Rev. C 84, 027304 – Published 26 August 2011
- [6] W. R. Zimmerman, M. W. Ahmed, B. Bromberger, S. C. Stave, A. Breskin, V. Dangendorf, Th. Delbar, M. Gai, S. S. Henshaw, J. M. Mueller, C. Sun, K. Tittelmeier, H. R. Weller, and Y. K. Wu Phys. Rev. Lett. 110, 152502 – Published 10 April 2013
- [7] O. S. Kirsebom, M. Alcorta, M. J. G. Borge, M. Cubero, C. A. Diget, R. Dominguez-Reyes, L. M. Fraile, B. R. Fulton, H. O. U. Fynbo, S. Hyldegaard, B. Jonson, M. Madurga, A. Muñoz Martin, T. Nilsson, G. Nyman, A. Perea, K. Riisager, and O. Tengblad Phys. Rev. C 81, 064313 – Published 18 June 2010
- [8] The study of the 3α -decay of 0_2^+ in ^{12}C using the Lund-York-Cologne Calorimeter by Madalina Ravar University of Cologne August 2020
- [9] Verbesserung der Energiekalibrierung der LYCCA Si-Streifendetektoren auf Pixel-Ebene von Alessandro Salice Universität zu Köln April 2022
- [10] <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3>
- [11] Private Kommunikation mit David Werner

- [12] <https://root.cern/about/>
- [13] 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. Sparta', G. Spadaccini, C. Spitaleri, A. Tumino, High-Precision Probe of the Fully Sequential Decay Width of the Hoyle State in ^{12}C , PRL 119 (2017) 132501

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich herzlich bei Prof. Reiter für das spannende Thema dieser Bachelor-Arbeit und die gute Betreuung. Ich bedanke mich ebenfalls herzlich bei Prof. Mücher für die Korrektur dieser Arbeit. Zu guter Letzt noch ein großes Dankeschön an die Mitglieder der LYCCA-Arbeitsgruppe, David Werner und Alessandro Salice, für die Unterstützung, die mir beide im Rahmen der Bachelor-Arbeit gegeben haben.