



Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik-Department E12

Entwicklung einer neuartigen Nachweismethode hochenergetischer Teilchen im CALIFA-Kalorimeter

Michael Bendel

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

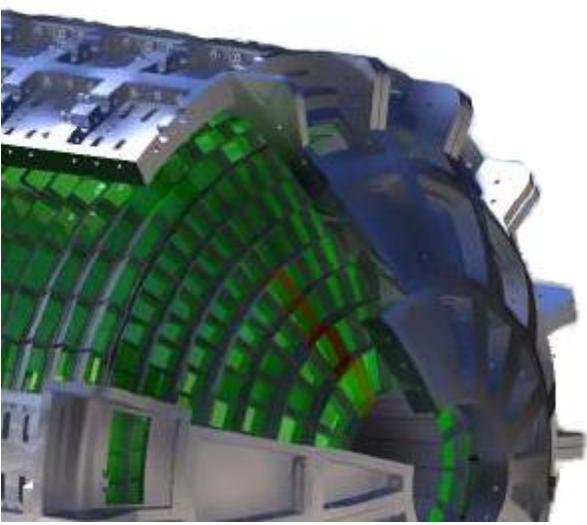
genehmigten Dissertation.

Vorsitzende: Univ.-Prof. Dr. Nora Brambilla

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. Lothar Oberauer

Die Dissertation wurde am 16. Oktober 2014 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 13. November 2014 angenommen.



Zusammenfassung

Für den Nachweis von γ -Strahlung und leichten geladenen Teilchen wie Protonen oder Deuteronen wird zur Zeit das CALIFA-Kalorimeter an der neuen Beschleunigereinrichtung FAIR aufgebaut. Es besteht im Barrel-Teil aus 1952 CsI(Tl)-Kristallen und soll als Schlüsseldetektor des R³B-Experiments zur Untersuchung der Struktur von exotischen Kernen eingesetzt werden. Dabei stellt gerade die Messung der kinetischen Energie von hochenergetischen Protonen ($E_p > 100$ MeV) mit einem elektromagnetischen Kalorimeter eine besondere Herausforderung dar, da nukleare Prozesse im Detektormaterial die Lichtausbeute stark modifizieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Detektorkonzept erarbeitet, das erlaubt die Energie der Teilchen zu bestimmen, ohne sie vollständig zu stoppen und gleichzeitig eine Selektion der Ereignisse ermöglicht, bei denen der Anteil der nuklearen Wechselwirkungen vernachlässigbar ist.

Seit einigen Jahren werden dafür im Rahmen des europäischen „ERA-Net NuPNET“-Projekts und in Zukunft im "ENSAR II"-Programm sogenannte Phoswich-Detektoren entwickelt, die mit mehreren Lagen verschiedener Szintillationsmaterialien eine mehrfache Messung des geschwindigkeitsabhängigen Energieverlustes geladener Teilchen erreichen.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Entwicklung einer neuen Methode zur Bestimmung der Energie für hochenergetische Protonen in monolithischen CsI(Tl)-Szintillatorkristallen, dem sogenannten *intrinsischen Phoswich* oder kurz *iPhos*. Die Basis dafür bildet ein im Rahmen dieser Arbeit entdeckter, neuer Effekt im Szintillationslicht dieses Detektormaterials. Er erlaubt es gestoppte von nicht-gestoppten Protonen zu unterscheiden und auf die in beiden Fällen korrekte kinetische Energie zu schließen. Ausgenutzt werden dabei die unterschiedlichen Komponenten des Szintillationslichts von CsI(Tl), die durch unterschiedliche Abklingzeiten charakterisiert sind. Die Analyse der Signalform erlaubt es, diese Information zu extrahieren und nicht nur, wie bereits schon seit einigen Jahrzehnten bekannt, zur Teilchenidentifikation zu nutzen. In einem Experiment im Jahr 2010 am Maier-Leibnitz-Laboratorium in Garching wurden erste Anzeichen für diesen *iPhos-Effekt* bei der Untersuchung der unterschiedlichen Szintillationskomponenten zur Teilchenidentifikation entdeckt. Der Effekt wurde über einen weiten Energiebereich systematisch untersucht und quantitativ modelliert. Dadurch konnte gezeigt werden, dass im gesamten Energiebereich der durchgeführten Experimente eine hervorragende Separation der beiden Fälle erreicht werden kann. Gleichzeitig gelang es, ihn vollständig in das Simulationspaket GEANT4 zu implementieren und das Antwortverhalten komplexer Detektorstrukturen zu untersuchen.

Innerhalb dieser Arbeit wurde ebenfalls ein komplettes Design der CALIFA-Vorwärtskappe als *iPhos*-Detektor mit 22 cm langen CsI(Tl)-Kristallen entwickelt, das maßgeblich in den Technischen Design Report für die CALIFA-Vorwärtskappe eingehen wird. Verglichen mit anderen Konzepten, die für CALIFA in Betracht gezogen werden, führt dies zu einer Kostenersparnis von mehr als 50 %. Ebenfalls konnte gezeigt werden, dass in *iPhos*-Detektoren bei einer Einschussenergie von $E_p = 500$ MeV, bei der bereits 50 % der Ereignisse einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an Kernreaktionen besit-

zen, ohne weitere Randbedingungen eine Reinheit von Protonenereignissen ohne Kernreaktionsanteil von über 90 % und für bestimmte Experimente sogar über 98 % erreicht werden kann.

Die *iPhos-Methode* erlaubt nicht nur die Neukonstruktion von eleganten Detektorsystemen mit einfachen Szintillatorkristallen, die durch ihre einfache Handhabung, eine extrem kompakte Bauform und damit beste kalorimetrische Eigenschaften erlauben, sondern bietet auch die Möglichkeit in bereits existierenden CsI(Tl)-Detektorsystemen eingesetzt zu werden.

Abstract

For the detection of γ -rays and light charged particles like protons and deuterons, the CALIFA calorimeter is currently being build at the new accelerator facility FAIR. The Barrel part consists of 1952 CsI(Tl) crystals and will be used as a key detector within the R³B experiment for investigations of exotic nuclei. Especially the measurement of the kinetic energy of high-energy protons ($E_p > 100$ MeV) in an electromagnetic calorimeter is a big challenge, because nuclear reactions inside the active detector material can modify the light yield dramatically. In the context of this work a new detector concept has been developed, which permits to measure the kinetic energy of a particle without fully stopping them and simultaneously enables the selection of events which obtain a negligible amount of nuclear reactions. In recent years so-called phoswich detectors are developed within the context of the "ERA-Net NuPNET" project and in near future within the "ENSAR II" project, that allow for a multiple measurement of the velocity dependent energy loss by means of several layers of different scintillation materials.

The focus of the present thesis is the developement of this new method for measuring the energy of high-energy protons within monolithic CsI(Tl) scintillation crystals, the so-called *intrinsic phoswich* or shorter *iPhos*. The fundamental principle is a new effect in the scintillation light of this long known scintillator material that was discovered within this thesis. It permits the discrimination of stopped and punch-through protons and therefore the determination of the accurate kinetic energy in both cases. Different components in the scintillation light of CsI(Tl) that are characterized by their decay time constant form the basis. Pulse shape analysis makes it possible to extract these information and to use it not only for particle identification as it is known for decades. In an experiment in 2010 at the Maier-Leibnitz laboratory in Garching a first evidence for this *iPhos* effect was found by investigating the different scintillation components for performing a particle identification. Over a large energy range this effect was investigated systematically and could be modeled quantitatively. It could be shown that in the full energy range of the experiments performed, an excellent separation between these two cases could be reached. Thus it was possible to implement it completely in the simulation package GEANT4 and to study the response of complex detector systems.

Within this work a complete design of the CALIFA Forward Cap as an *iPhos* detector with 22 cm long CsI(Tl) crystals was developed that will be a main part of the Technical Design Report for the CALIFA Forward Cap. Compared to other concepts that are considered for CALIFA, it will lead to a cost reduction of more than 50 %. Additionally it could be demonstrated for *iPhos* detectors at $E_p = 500$ MeV, where events with a non-negligible amount of nuclear reactions already reach the magnitude of 50 %, that a selection of events with a negligible amount of nuclear reactions can be achieved with a purity of 90 % without any boundary conditions and in particular experiments even 98 %.

The *iPhos* technique allows for a smart and cost effective construction of new detector systems, that

permit an extremely compact design and therefore brilliant calorimetric properties, but can also be implemented in existing CsI(Tl) detector systems.

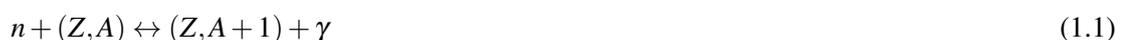
Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	3
1.1	FAIR	4
1.2	Das R ³ B-Spektrometer	5
1.2.1	Physikalisches Programm	6
2	CALIFA	11
2.1	Die zwei Gesichter von CALIFA	11
2.1.1	Das hochauflösende γ -Spektrometer CALIFA	11
2.1.2	Das hocheffiziente Kalorimeter CALIFA	12
2.2	Geometrie	12
2.2.1	Barrel	12
2.2.2	Vorwärtskappe	13
2.3	Vorverstärkung und Datenaufnahme	14
3	Das Phoswich-Konzept	15
3.1	Phoswich-Detektoren zum Nachweis von γ -Strahlung	16
3.2	Phoswich-Detektoren zur Messung von Teilchenstrahlen	18
3.2.1	Informationsgehalt der Detektorsignale	19
3.2.2	Trennung der Szintillationskomponenten	20
3.2.3	Energieauflösung	22
4	CsI(Tl) und seine Eigenschaften	25
4.1	Emissionsspektrum	26
4.2	Lichtausbeute	26
4.3	Szintillationsmechanismen	28
4.4	Zeitabhängigkeit der Szintillationskomponenten	31
4.4.1	Experiment am Maier-Leibnitz-Laboratorium, Garching	31
4.4.2	Zusammenhang der Szintillationsamplituden mit der integralen Lichtausbeute	34
4.5	Zeitaufgelöste Simulation von CsI(Tl)-Signalen in GEANT4	36
5	Das iPhos-Konzept	41
5.1	Nicht-gestoppte Protonen in CsI(Tl)	41
5.2	Rekonstruktion der Einschussenergie aus den RPID-Daten	42
5.3	Auflösung	45
5.3.1	Elektromagnetischer Beitrag	46
5.3.2	Weitere Beiträge	47

6	Benchmark-Experiment am Cyclotron Center Bronowice	49
6.1	Das Detektorsystem	50
6.1.1	DemoZero	50
6.1.2	Ausleseelektronik	51
6.2	Streugeometrie	51
6.3	Energiekalibration	53
6.4	Auswertung und Diskussion	54
6.4.1	Einzelkristall	54
6.4.2	Addback-Analyse von zwei Kristallen	59
6.4.3	Rekonstruktion der Experiment-Ergebnisse in der Simulation	60
7	Entwicklung einer iPhos-Vorwärtsskappe für CALIFA	63
7.1	Einfluss von Kernreaktionen	64
7.2	Selektion der Ereignisse ohne Kernreaktion	65
7.3	Geometrie der iPhos-Vorwärtsskappe	69
7.3.1	Kristalldimensionen in Richtung des Polarwinkels	69
7.3.2	Länge der CsI(Tl)-Kristalle	71
8	Simulation eines R³B Experiments in inverser Kinematik	77
8.1	Quasi-freie Streuung $^{18}\text{O}(p, 2p)^{17}\text{N}$	77
8.2	Die Simulations- und Analysesoftware R ³ Broot	78
8.2.1	UK-R3B Si-Tracker	79
8.2.2	Addback-Algorithmus in CALIFA	79
8.3	Analyse der Protonen in CALIFA und UK-R3B Si-Tracker	80
8.4	Rekonstruktion der Anregungsenergie des Restkerns	84
8.5	Rekonstruktion der γ -Strahlung in CALIFA	85
9	Zusammenfassung und Ausblick	87
9.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	87
9.2	Ausblick	88
A	Teilchenidentifikations-Algorithmus RPID	91
	Literaturverzeichnis	95
	Danksagung	111

Einleitung und Motivation

Als vor 13,8 Milliarden Jahren das Universum entstand [1], bildeten sich bereits in den ersten Sekunden nach dem Urknall die leichtesten Elemente. Nachdem die Temperatur und damit die kinetische Energie der entstandenen Protonen und Neutronen unter die Bindungsenergie der leichtesten Elemente (< 10 MeV) gefallen war, startete die primordiale Nukleosynthese mit der Bildung von Deuteronen, ^3He , ^4He und in Spuren auch Li [2]. Alle schwereren Kerne wurden und werden bis heute in stellaren Prozessen produziert. Die leichten und mittelschweren Kerne bis Eisen werden in heißen und dichten Sternen durch Fusion der leichten Bestandteile gebildet, wobei durch den Gewinn an Bindungsenergie pro Nukleon eine große Menge Energie frei wird. Ab dem Element Eisen jedoch verringert sich diese Bindungsenergie pro Nukleon wieder. Aus diesem Grund muss zur Bildung schwererer Kerne Energie von außen eingebracht werden. Die weitere Nukleosynthese findet deshalb nur noch in sehr schweren Sternen durch Neutroneneinfang und anschließendem β^- -Zerfall statt. Im Folgenden wird eine kurze Zusammenfassung dieser Thematik basierend auf den Quellen [3–7] gegeben. Nach derzeitigem Wissensstand sind für die Nukleosynthese aller neutronenreichen Elemente schwerer als ^{56}Fe nur zwei unterschiedliche Prozesse verantwortlich. Der *s-Prozess* (slow neutron capture) findet bei moderaten Neutronenflüssen statt und ist dadurch gekennzeichnet, dass die mittlere Lebensdauer des β -Zerfalls τ_β deutlich kürzer als die mittlere Einfangszeit für ein Neutron τ_n ist. Somit führt er auf der neutronenreichen Seite nahe am Tal der Stabilität entlang und ist aufgrund der relativ langen Lebensdauern der beteiligten Isotope zu großen Teilen erforscht. Bei sehr hohen Neutronenflüssen kommt es zum sogenannten *r-Prozess* (rapid neutron capture). Dies könnte bei der Verschmelzung zweier Neutronensterne [8] oder auch am Rande eines kollabierenden Kerns einer Typ-II-Supernova [3] der Fall sein. Jedoch ist diese Frage noch nicht abschließend geklärt. In einer solchen Umgebung geht der hohe Neutronenfluss mit hohen Temperaturen einher und damit mit einer hohen Dichte an hochenergetischer γ -Strahlung, die wiederum zu nuklearer Photodesintegration führt. Dieser Gegenprozess zum Neutroneneinfang sorgt durch Anregung der Kerne über die Neutronseparationsenergie S_n für die Emission eines Neutrons bzw. auch mehrerer Neutronen. Die Zeitskalen dieser konkurrierenden Prozesse sind deutlich kürzer als τ_β , wodurch es zu einem Gleichgewichtszustand kommt.



Der Pfad des r-Prozesses in der N-Z-Ebene verläuft fernab des Tals der Stabilität im Bereich von neutronenreichen Kernen mit sehr kurzer Lebensdauer. Er ist dadurch gekennzeichnet, dass die mittlere Einfangszeit für ein Neutron τ_n deutlich kürzer ist als die mittlere Lebensdauer des β -Zerfalls τ_β . Aus den natürlichen Vorkommen der unterschiedlichen Isotope kann der grobe Verlauf des r-Prozesspfads abgeleitet werden. Jedoch erfordert eine detaillierte Beschreibung nicht nur die genaue Kenntnis der Massen und β -Zerfallshalbwertszeiten aller beteiligten Isotope, sondern es müssen auch weitere Einflüsse betrachtet werden.

Ein wichtiger Aspekt ist der Einfangsquerschnitt für Neutronen σ_n , der meist in zwei Beiträge, den *direkten Einfang* und den Einfang über einen *Compoundkern*, unterteilt wird. Beim *direkten Einfang* werden Ein-Teilchen-Zustände im Ausgangskern bevölkert und bilden einen angeregten Zustand, der über γ -Emission in einen gebundenen Endzustand zerfallen kann [9]. Präzise theoretische Vorhersagen aus dem Schalenmodell benötigen experimentelle Messungen der Ein-Teilchen-Zustände. Dies ist mit quasi-freien Streuexperimenten, wie in Kapitel 8 für ^{17}N gezeigt, oder mit anderen Knockout- oder Transfer-Reaktionen möglich. Der Einfang von Neutronen über einen *Compoundkern* führt zu kollektiven Anregungszuständen, wie die Pygmy-Resonanz (Oszillationen einer Neutronenhaut gegenüber dem Kern) oder auch Dipol-Riesenresonanzen (Oszillationen der Protonen gegen den Neutronen im Kern). Deren Untersuchung ist vor allem im Bereich der Neutronenseparationsenergie sehr interessant, da diese direkt den Gleichgewichtszustand zwischen den (n,γ) - und (γ,n) -Reaktionen (s. Gl. (1.1)) beeinflussen. Die Anregungen solcher Zustände in kernphysikalischen Experimenten ist unter anderem durch Schwerionen-induzierte Coulombanregung möglich [10].

Das Ende des r-Prozesspfads bei sehr schweren Kernen ist durch die Spaltbarriere bestimmt. Auch dies ist ein wichtiger Aspekt, der die Häufigkeit der unterschiedlichen Isotope stark beeinflusst, da die Spaltprodukte wieder "recycelt" werden und selbst erneut an der Nukleosynthese teilnehmen können [3]. Theoretische Modelle der Spaltbarriere wie z.B. in [5] beschrieben, müssen bis in die Regionen des r-Prozesses extrapoliert werden, wobei bisher verlässliche experimentelle Daten fehlen um diese zu testen. Ihre Vermessung im Bereich von sehr neutronenreichen Kernen ist auch bei sehr kurzer Lebensdauer durch quasi-freie Streuexperimente in inverser Kinematik möglich (s. Abschn. 1.2.1).

In den vergangenen Jahrzehnten eröffneten sich durch den technischen Fortschritt in der Beschleunigerphysik und die dadurch verfügbaren hochenergetischen, exotischen Teilchenstrahlen neue Möglichkeiten für die kernphysikalische Forschung. Ab sofort war es möglich Kernstrukturen und die Dynamik von komplexen Atomkernen fernab der Stabilität direkt zu untersuchen, um das fundamentale Verständnis der Kernkräfte auch unter diesen extremen Bedingungen zu vertiefen. (vgl. [6])

1.1 FAIR

Die neue europäische Forschungseinrichtung **FAIR** (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) [6] in Darmstadt bietet die weltweit einmaligen technischen Voraussetzungen um diese Grundlagen in unterschiedlichsten Experimenten detailliert zu erforschen. Dabei ist eines der Schlüsselemente die Produktion von Sekundärteilchenstrahlen höchster Qualität und Intensität. Im Vergleich zur bestehenden Beschleunigeranlage der Helmholtzgesellschaft für Schwerionenforschung GmbH (GSI), wird

die Intensität des Primärstrahles um einen Faktor 100, jene des Sekundärstrahls sogar um bis zu einen Faktor 10 000 übertroffen. Zusätzlich soll die Strahlenergie für alle verfügbaren Ionen, von Wasserstoff bis Uran, für manche Experimente um bis zum 15-fachen höher sein.

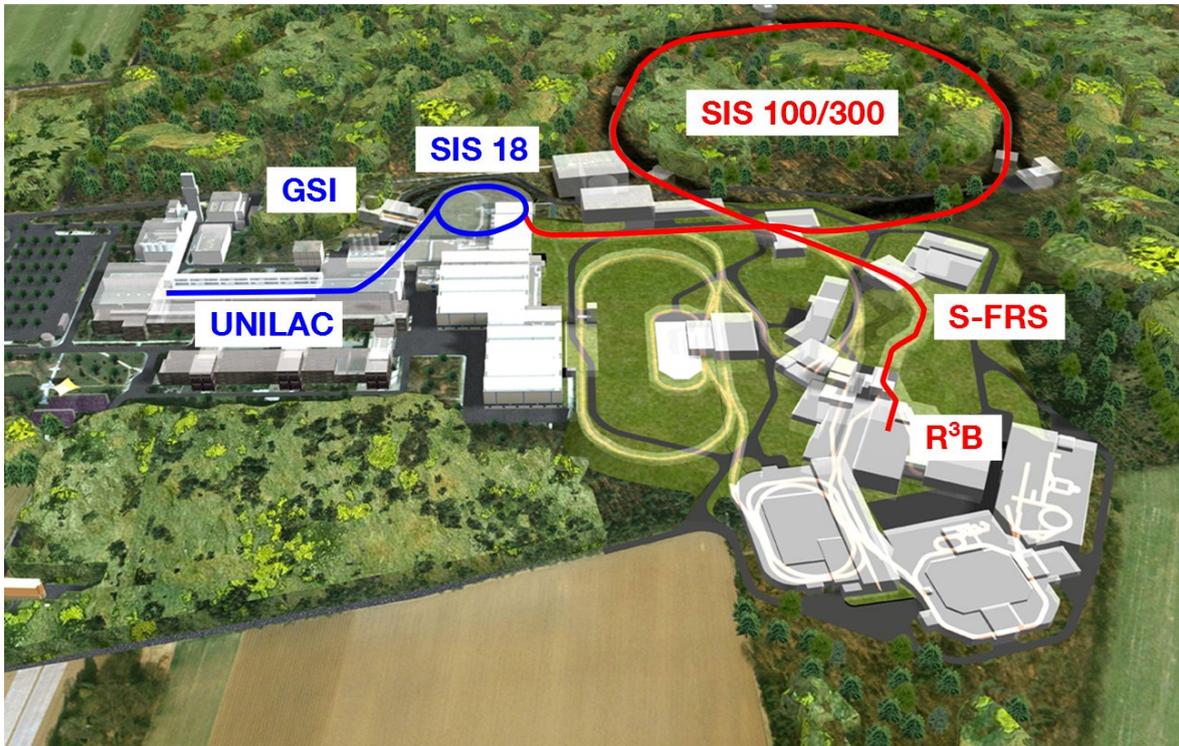


Abbildung 1.1: Die neue europäische Forschungseinrichtung *FAIR* bietet im Vergleich zur bestehenden Beschleunigeranlage der GSI eine Erhöhung der Intensität des Primärstrahles um einen Faktor 100 sowie des Sekundärstrahls um einen Faktor 10 000. Zusätzlich soll die Strahlenergie für alle verfügbaren Ionen von Wasserstoff bis Uran um das 15-fache höher sein.

Die bestehenden Beschleuniger der GSI (s. Abb. 1.1, (blau)), der Linearbeschleuniger UNILAC und der Ringbeschleuniger SIS-18 dienen als Injektor für die neue Anlage. Deren Herzstück ist der Doppelringbeschleuniger SIS 100/300 mit einem Röhrenumfang von 1100 m. Direkt dahinter befindet sich das Produktionstarget in dem durch Kernreaktionen exotische Ionen erzeugt werden. Neben Speicherringen und anderen Experimentierstationen schließt auch der Super-Fragment-Separator S-FRS, ein supraleitendes Magnetspektrometer mit hoher Akzeptanz, daran an. In ihm werden die unterschiedlichen Isotope mit der sogenannten *in-flight* Technik separiert und somit Sekundärstrahlen mit hoher Reinheit, Intensität und Energie erzeugt [11; 12], die anschließend zum Beispiel in Experimenten wie R^3B (**R**eactions with **R**elativistic **R**adioactive **B**eams) im Hochenergiezweig verwendet werden können.

1.2 Das R^3B -Spektrometer

Das Ziel des R^3B -Detektoraufbaus [10] ist es in inverser Kinematik, mit hochenergetischem, radioaktivem Strahl die vollständige Information aller Reaktionsprodukte im Ausgangskanal zu rekonstru-

ieren. Eine hohe Effizienz, Akzeptanz und Auflösung lässt sich dabei nur durch das perfekte Zusammenspiel einer Vielzahl an Einzeldetektoren erreichen. Zu Beginn wird der ankommende Strahl aus

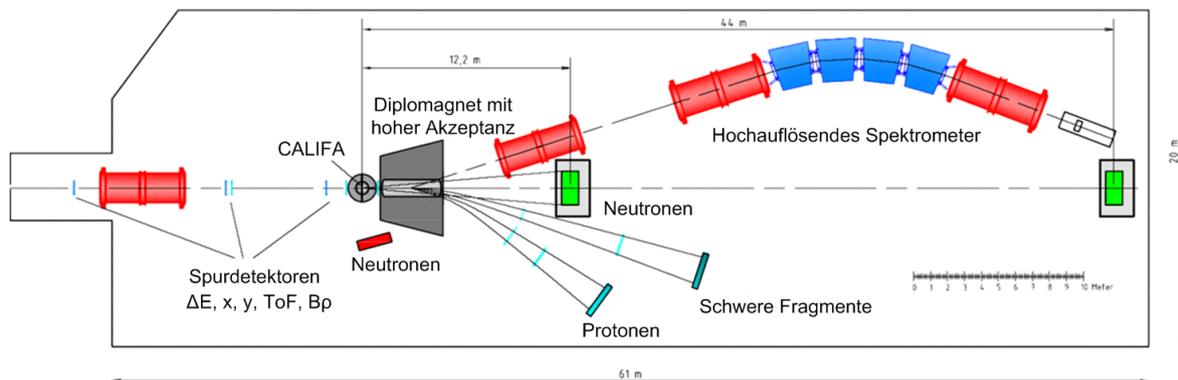


Abbildung 1.2: Das R^3B -Spektrometer: Der ankommende Strahl aus dem S-FRS wird mit Hilfe von Spurdetektoren ereignisweise charakterisiert, bevor er das Sekundärtarget innerhalb des CALIFA-Kalorimeters trifft. Direkt dahinter befindet sich der supraleitende Dipolmagnet GLAD, der sich durch eine hohe Akzeptanz und ein hohes Magnetfeldintegral von 5 Tm auszeichnet. In direkter Strahlrichtung nach dem Magneten ist mit NeuLAND ein hocheffizienter und hochauflösender Neutronendetektor platziert, der es durch seine hohe Granularität sogar möglich macht, mehrere Neutronenereignisse gleichzeitig zu identifizieren. Ein hochauflösendes Spektrometer und Flugzeitdetektoren für schwere Fragmente sowie Protonen runden den Experimentaufbau ab (nach [13]).

dem S-FRS mit Hilfe von Spurdetektoren ereignisweise charakterisiert, bevor er das Sekundärtarget innerhalb des CALIFA-Kalorimeters (s. Kapitel 2) trifft. Direkt dahinter befindet sich der supraleitende Dipolmagnet GLAD, welcher sich durch eine hohe Akzeptanz und ein hohes Magnetfeldintegral von 5 Tm auszeichnet. In direkter Strahlrichtung nach dem Magneten ist mit NeuLAND ein hocheffizienter und hochauflösender Neutronendetektor platziert, der durch seine hohe Granularität sogar die Identifikation mehrerer Neutronenereignisse gleichzeitig möglich macht. Ein hochauflösendes Spektrometer sowie Flugzeitdetektoren für schwere Fragmente und Protonen runden den Experimentaufbau ab.

Grundsätzlich sind zwei Betriebsarten vorgesehen:

- **Hohe Akzeptanz:** Sowohl schwere Fragmente als auch leichte, geladene Teilchen werden im Dipolmagnet abgelenkt, mit voller Raumwinkel-Akzeptanz detektiert und erlauben eine einzigartige Bestimmung der Masse und der Ladung auch von schweren Fragmenten.
- **Hohe Auflösung:** Der Dipolmagnet lenkt die Fragmente in ein Magnetspektrometer mit größerem Feldintegral ab und erlaubt eine präzise Messung von Rückstoßimpulsen in Knockout-Reaktionen und quasi-freien Streuexperimenten [10].

1.2.1 Physikalisches Programm

Das physikalische Programm von R^3B umfasst eine Vielzahl an Reaktionstypen mit exotischen Kernen fernab des Tals der Stabilität bei relativistischen Energien mit den unterschiedlichsten Zielen. In

Spaltungs- oder Spallationsexperimenten lassen sich Spaltbarrieren und Eigenschaften der Schalenstruktur der untersuchten Kerne ermitteln [10]. Die Untersuchung der Schalenstruktur kann mit Hilfe von verschiedenen Streuexperimenten durchgeführt werden, die je nach Methode in unterschiedlichen Bereichen sensitiv sind. Streuexperimente mit niederenergetischen Nukleonen erzeugen hauptsächlich Reaktionen an der Oberfläche, da ihre mittlere freie Weglänge sehr kurz ist. Aufgrund der Randunschärfe des Kernpotenzials befinden sich hauptsächlich Nukleonen aus den obersten Schalen an der Oberfläche, sodass tiefliegende Zustände kaum an der Reaktion teilnehmen [14].

Durch Experimente mit elektromagnetischer Anregung ist es möglich, virtuelle Photonen als Projektil zu nutzen. Dies führt meist aufgrund ihrer großen freien Weglänge zu kollektiver Anregung vieler Kernnukleonen. Damit lässt sich auf tiefliegende Übergangsstärken, Dipol/Quadrupol-Riesenresonanzen, Pygmy-Resonanzen oder den astrophysikalischen spektroskopischen Faktor schließen. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben ist dies speziell für neutronenreiche, exotische Kerne in der Nähe des r -Prozesspfades, die in R^3B zugänglich sind, von großem Interesse.

Vor allem die quasi-freie Protonstreuung in inverser Kinematik bietet vielfältige Möglichkeiten der Untersuchung von exotischen Kernen im Bereich des r -Prozesspfades. Neben der bereits erwähnten Untersuchung der Ein-Teilchen-Struktur, kann auch die Spaltbarriere schwerer, neutronenreicher Kerne, die das Ende des r -Prozesspfades bestimmt, mit großer Genauigkeit erforscht werden. Dies soll im Folgenden näher erläutert werden.

Quasi-freie Protonstreuung

Die quasi-freie Streuung oder auch quasi-elastische Streuung wird in direkter Kinematik schon seit vielen Jahrzehnten benutzt um die Einteilchen-Eigenschaften in Kernen zu vermessen. *G. Jacob et al.* veröffentlichten im Jahr 1966 eine Übersicht über die Reaktionsmethode sowie der bis dahin durchgeführten Experimente [14]. Im Nachfolgenden wird eine kurze Zusammenfassung seiner Arbeit gegeben. In Reaktionen der Form ${}^AZ(p, 2p){}^{A-1}(Z-1)$ unterliegen die beiden emittierten Protonen einer starken Korrelation. Bei Einschussenergien im Bereich von 700 MeV erreicht die mittlere freie Weglänge in Kernmaterie der ein- sowie der auslaufenden Protonen einen Bereich der größer wird als der Kerndurchmesser selbst [10; 15]. In diesem Fall wird der Kern für die hochenergetischen Protonen "durchsichtig", der Einfluss der nicht an der Reaktion beteiligten *Spectator*-Nukleonen wird vernachlässigbar klein und die Protonen bewegen sich auf geraden Bahnen durch das Kernvolumen (Eikonale Näherung). Dadurch ist diese Art der Streuung hervorragend dazu geeignet, auch die Struktur der inneren Schalen zu untersuchen [14].

Aus den kinematischen Eigenschaften der beiden Protonen und des Restkerns lassen sich wertvolle Informationen wie den Fermi-Impuls oder die Separationsenergie des ausgelösten Protons gewinnen. Aufgrund der hohen Energie sind die Abstände der Teilchen beim Stoß sehr gering, sodass die starke Wechselwirkung dominant ist und neben $(p, 2p)$ -Reaktionen auch (p, pn) -Reaktionen auftreten. Vor allem in sehr exotischen Kernen mit hoher Proton-Neutron-Asymmetrie ist dies von großem Interesse um die Ein-Teilchen-Zustände und damit die Schalenstruktur näher zu untersuchen [16].

Mit hochenergetischen Elektronen sind solche Experimente in den vergangenen Jahrzehnten bereits erfolgreich durchgeführt worden [17; 18]. Ihr Vorteil gegenüber Messungen mit protonischen Sonden

liegt darin, dass Elektronen nur elektromagnetisch mit der Kernmaterie wechselwirken und dadurch noch weniger durch *Spectator*-Nukleonen beeinflusst werden. Auf der anderen Seite sind solche Experimente jedoch sehr selektiv bezüglich des Isospins, da ausschließlich Protonen an der Reaktion teilnehmen können.

Die Reaktionskinematik einer quasi-freien (p,2p)-Reaktion ist in Abb. 1.3 schematisch dargestellt. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich immer auf das Ruhesystem des Kerns vor dem Stoß. Findet das Experiment in inverser Kinematik statt, wie das in Experimenten mit exotischen Kernen zwangsläufig der Fall ist, ist dieses System gegenüber dem Laborsystem in Bewegung. Bei direkter Kinematik entspricht es dem Laborsystem. Die oben erwähnte Näherung einer hohen kinetischen Energie des ankommenden Protons führt zu einer zu vernachlässigenden Wechselwirkung des ankommenden als auch der beiden auslaufenden Protonen (s. Abb. 1.3, (rot)) mit den restlichen Nukleonen im Kern (schwarz). Dadurch unterscheidet sich die Kinematik, abgesehen von der Bindungsenergie des ausgeschlagenen Protons, nicht von einer Streuung zweier freier Protonen.

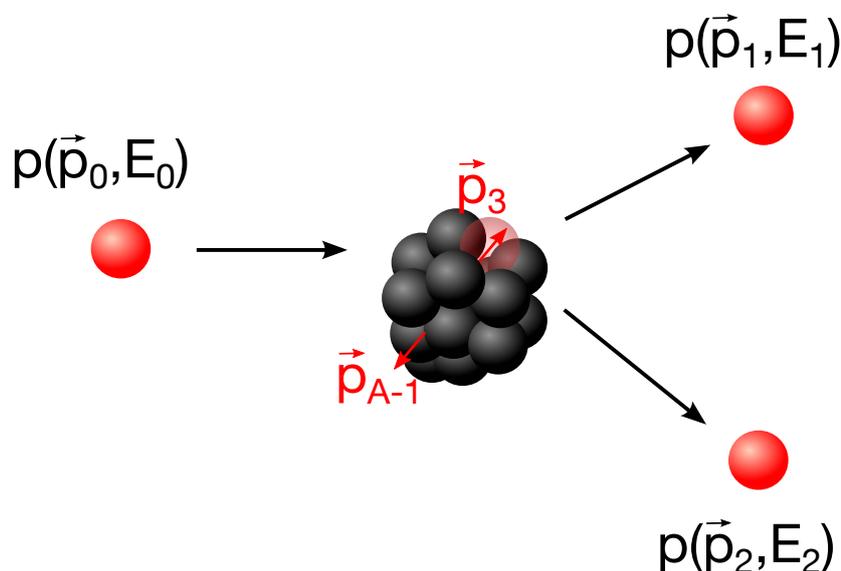


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung einer (p,2p)-Reaktion im Ruhesystem des Kerns. Das einlaufende Proton (0) schlägt ein gebundenes Proton mit dem Fermi-Impuls \vec{p}_3 aus dem Kern aus. Nach der eikonalen Näherung beeinflussen die Nukleonen des Restkerns (schwarz) die Streuung nicht und nehmen lediglich den entgegengesetzten Impuls \vec{p}_{A-1} des ausgeschlagenen Protons auf. Ohne weitere Wechselwirkungen verlassen die beiden Protonen (1) und (2) den Restkern.

Nach der Reaktion bleibt neben den beiden Protonen ein Restkern mit einem Loch in der Schale aus welcher das Proton ausgeschlagen wurde. Befindet sich dieses Loch in der äußersten Schale, ist der Restkern A-1 im Grundzustand. Ist dies nicht der Fall und das Loch liegt energetisch unterhalb des Fermi-Niveaus, so erhält der Restkern eine Anregungsenergie E_{A-1}^* . Aufgrund des Energieerhaltungssatzes ergibt sich folgender Zusammenhang für die Bindungsenergie B_p des Protons.

$$B_p = S_p + E_{A-1}^* = T_0 - (T_1 + T_2 + T_{A-1}) \quad (1.2)$$

dabei entspricht $S_p = (M_A - M_{A-1} - m_p)c^2$ der Protonseparationsenergie mit den Massen M_A des Targetkerns, M_{A-1} des Restkerns und m_p des Protons. T beschreibt die kinetischen Energien des Strahlprotons beim Einlauf (0) und beim Auslauf (1), des ausgeschlagenen Protons (2) und des Restkerns (A-1).

Die Betrachtung der Impulserhaltung ergibt

$$\vec{p}_{A-1} = \vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 = -\vec{p}_3 \quad (1.3)$$

wobei wiederum \vec{p}_{A-1} dem Dreierimpuls des Restkerns, \vec{p}_0 und \vec{p}_1 dem des einlaufenden bzw. auslaufenden Strahlprotons, \vec{p}_2 dem Impuls des ausgeschlagenen Protons und \vec{p}_3 dessen Fermi-Impuls im gebundenen Zustand vor dem Stoß entspricht.

Aus Gl. (1.2) lässt sich erkennen, dass sich die Bindungsenergie B_p des ausgeschlagenen Protons auf zweierlei Arten bestimmen lässt. Zum einen durch den Vergleich der Protonenergie im Eingangskanal und der kinetischen Energien der Protonen und des Restkerns nach der Reaktion und zum anderen über die Messung des Anregungszustandes des Restkerns nach dem Stoß. Ersteres erfordert eine hohe Energieauflösung für alle Teilchen im Ausgangskanal, da die Bindungsenergie in den meisten Fällen nur einem kleinen Bruchteil ihrer kinetischen Energie entspricht. Die zweite Möglichkeit erfordert ein Detektorsystem, das alle Zerfallsprodukte des angeregten Kerns zuverlässig vermessen kann. Dazu gehört γ -Strahlung im Bereich von einigen MeV und die Möglichkeit deren Dopplerverschiebung durch die Emission im bewegten Bezugssystem zu rekonstruieren, sowie der Nachweis von Teilchen wenn die Anregungsenergie des Restkerns über der Teilchenseparationsenergie liegt. Die ermittelte Bindungsenergie ist abhängig von der Schale aus der das Proton ausgeschlagen wird.

Ähnlich stellt sich der Fall für den Fermi-Impuls \vec{p}_3 des ausgeschlagenen Protons dar. Nach Gl. (1.3) lässt sich dieser entweder über den Impuls des Restkerns \vec{p}_{A-1} oder einen Vergleich des Impulses des einlaufenden Protons mit den beiden Protonen im Ausgangskanal bestimmen. Die Messung des Rückstoßimpulses des Restkerns ist prinzipiell nur in inverser Kinematik möglich, da in direkter Kinematik der Impulsübertrag auf den Restkern nicht groß genug ist um das Target zu verlassen. Auch in inverser Kinematik erfordert es eine hohe Impulsauflösung, da die Impulsänderung durch den Knockout des Protons klein im Vergleich zum Gesamtimpuls ist. Die zweite Möglichkeit der Bestimmung über die Protonimpulse setzt eine genaue Messung der Energie und der Emissionswinkel der beiden auslaufenden Protonen über den ganzen Raumwinkel voraus.

Die quasi-freie Streuung lässt sich am anschaulichsten in Kugelkoordinaten darstellen. Die Vektoren des einlaufenden Protons sowie beider auslaufender Protonen liegen in einer Ebene, sind also koplanar, wodurch die Differenz der Azimutalwinkel $\Delta\phi = 180^\circ$ beträgt. Die Ergebnisse des ersten Benchmark-Experiments [16] der Reaktion $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{Be}$ bei 400 AMeV am LAND/R³B-Aufbau sind in Abb. 1.4 dargestellt. Die Azimutalwinkel $\phi_{1,2}$ beider Protonen (rechts) zeigen eine klare Korrelation aus der ersichtlich ist, dass sie in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden.

Die Polarwinkel θ der beiden Protonen zeigen ebenfalls eine Systematik. Bei elastischen Streuprozessen zwischen zwei Teilchen mit derselben Ruhemasse ist im nicht-relativistischen Fall der polare

Zwischenwinkel $\Delta\theta = 90^\circ$. Bei hohen Einschussenergien besitzt das einlaufende Teilchen jedoch eine Geschwindigkeit bei der die relativistische Massenzunahme nicht mehr zu vernachlässigen ist und somit ein "schwereres" Teilchen an einem "leichteren" streut, wodurch $\Delta\theta$ mit zunehmender Energie kleiner wird. Abb. 1.4, (links) zeigt diese Antikorrelation mit einem Zwischenwinkel von ungefähr 82° , wie er bei einer Geschwindigkeit von $\beta \approx 0,712$ auftritt. Durch den Fermi-Impuls des ausgeschlagenen Protons ergibt sich jedoch ein zusätzlicher Freiheitsgrad, der diese festen Winkelkorrelationen wieder etwas aufweicht [19]. [vgl. 14; 16; 20; 21]

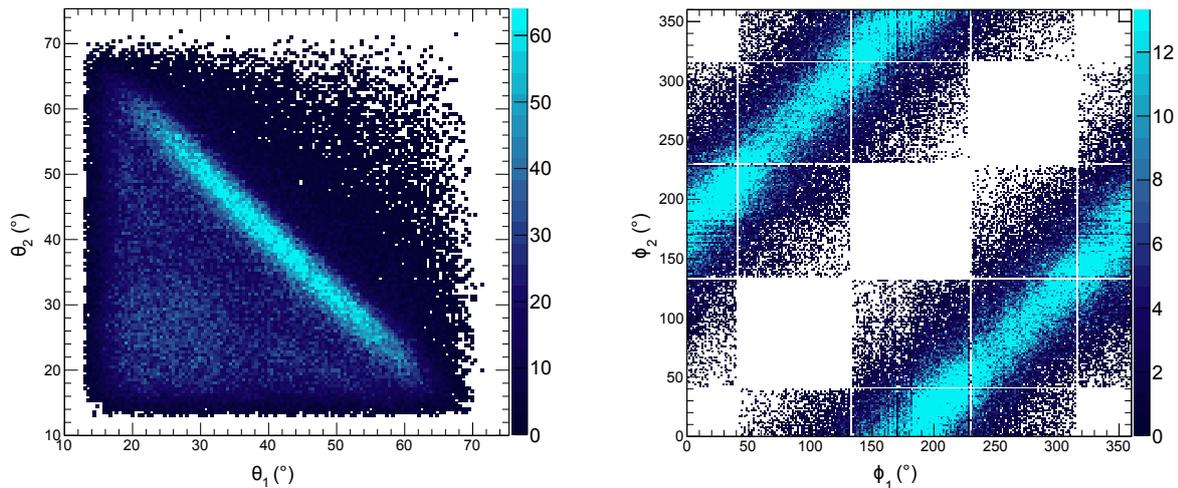


Abbildung 1.4: Die Ergebnisse des ersten Benchmark-Experiments der Reaktion $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{Be}$ bei 400 AMeV am LAND/R³B-Aufbau. *Links:* Die Summe der Polarwinkel der beiden auslaufenden Protonen ist konstant und wird nur durch den Fermi-Impuls des ausgeschlagenen Protons aufgeweicht. *Rechts:* Die Vektoren des einlaufenden Protons sowie beider auslaufender Protonen liegen in einer Ebene, sind also koplanar, wodurch die Differenz der Azimthalwinkel der auslaufenden Protonen $\Delta\phi = 180^\circ$ beträgt (aus [16]).

Wie im vorigen Abschnitt schon erwähnt, ermöglichen es quasi-freie Protonstreuexperimente in inverser Kinematik die Spaltbarriere auch sehr kurzlebiger Kerne zu untersuchen. Durch die Reaktionskinematik kann die Schale aus welchem das Proton ausgeschlagen wurde und die Anregungsenergie des Restfragments bestimmt werden (s. Gl. 1.3 und 1.2). Die zusätzliche Messung des Restfragments in einem Magnetspektrometer gibt Aufschluss darüber, ob eine Kernspaltung stattgefunden hat. Somit kann Ereignis für Ereignis in Abhängigkeit der Anregungsenergie des Fragments die Wahrscheinlichkeit zur Kernspaltung ermittelt werden [22].

CALIFA

Das R^3B -Kalorimeter CALIFA (**CAL**orimeter for **In Flight** detection of γ -rays and high energy charged **pART**icles) ist ein sehr vielseitiges Instrument, das eine Schlüsselrolle in der Realisation von kinematisch vollständigen Messungen spielt und in den meisten der angedachten R^3B -Experimente zum Einsatz kommt. Die gesamte Targetregion wird von diesem großvolumigen Kalorimeter umgeben, wodurch es γ -Strahlung in dem großen Energiebereich von $100 \text{ keV} < E_\gamma < 30 \text{ MeV}$ sowie leichte geladene Teilchen mit bis zu $\frac{E}{A} = 700 \text{ AMeV}$ detektieren soll. Die spezielle Kinematik von Hochenergiereaktionen mit relativistischen, radioaktiven Teilchenstrahlen ist maßgeblich für die Detektorauslegung verantwortlich. γ -Strahlung die im Flug von angeregten Fragmenten emittiert wird, jedoch im Laborsystem nachgewiesen wird, erfährt, abhängig von ihrem Polarwinkel, eine starke Dopplerverschiebung. Typische γ -Energien von 1 MeV bis ungefähr 10 MeV im Schwerpunktsystem werden durch Fragmentenergien im Bereich von 700 AMeV und damit einer relativistischen Geschwindigkeit von $\beta = 0,82$ durch die Transformation ins Laborsystem vor allem in Vorwärtsrichtung um einen Faktor von bis zu drei erhöht. Dort wird durch die starke Fokussierung aufgrund des Doppler-Boosts auch die maximale Intensität von γ -Quanten erwartet. Die weiteren Anforderungen sind eine gute Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} = 6 \%$ bei 1 MeV und eine hohe Effizienz zum Nachweis von γ -Kaskaden. All diese Faktoren sind maßgeblich für die Detektorauslegung verantwortlich [23].

2.1 Die zwei Gesichter von CALIFA

Die Vielzahl an unterschiedlichsten Experimenten am R^3B -Experimentaufbau fordert von CALIFA eine hohe Flexibilität. Grundsätzlich lassen sich dabei zwei Betriebsarten unterscheiden.

2.1.1 Das hochauflösende γ -Spektrometer CALIFA

Reaktionstypen innerhalb des R^3B -Messprogramms wie Knockout-Reaktionen oder Fragmentationsreaktionen des Projektils ermöglichen die Vermessung der Schalenstruktur in exotischen Kernen. Die folgenden Ausführungen basieren auf den Quellen [24–26]. Ein-Nukleon-Knockout-Reaktionen von hochenergetischen exotischen Strahlen an leichten Reaktionstargets haben sich als leistungsfähiges

Werkzeug zur Untersuchung der Wellenfunktionen von sehr kurzlebigen Kernen herausgestellt. In einer peripheren Kollision wird ein Nukleon an der Oberfläche des Projektils ausgelöst. Durch den Nachweis des Restkerns im nachfolgenden Magnet und einer koinzidenten Messung der emittierten γ -Strahlung kann der angeregte Zustand ermittelt werden. Dafür ist eine gute Energieauflösung für niederenergetische γ -Strahlung im Bereich von $100 \text{ keV} < E_\gamma < 5 \text{ MeV}$ und kleiner Multiplizität unabdingbar. Die intrinsische Auflösung des Szintillatormaterials ist hierbei nur ein Aspekt. Durch die hohen Teilchenenergien und dadurch relativistischen Geschwindigkeiten der Fragmente aus denen die γ -Quanten emittiert werden, ist ebenfalls eine exzellente Rekonstruktion der winkelabhängigen Doppler-Verschiebung von großer Wichtigkeit. In Szintillationsdetektoren ist dafür eine hohe Granularität der Kristalle in Richtung des Polarwinkels erforderlich. Die Granularität in CALIFA ist so gewählt, dass die Energieauflösung durch die Doppler-Rekonstruktion bei typischen Teilchengeschwindigkeiten von $\beta = 0,82$ und einer Vertexauflösung $\Delta z < \pm 5 \text{ mm}$ in Richtung der Strahlachse etwa $\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{Doppler}} \approx 5 \%$ beträgt [23].

2.1.2 Das hocheffiziente Kalorimeter CALIFA

In Schwerionen-induzierten elektromagnetischen Anregungen, die unter anderem zu den bereits erwähnten Messungen von Pygmy- und Riesenresonanzen benutzt werden können, ist es weniger wichtig jede einzelne γ -Energie mit hoher Präzision zu messen, sondern in Ereignissen mit sehr hoher Multiplizität eine gute Auflösung der Summenenergie sowie eine hohe Absorptionseffizienz zu erreichen.

Solche kollektiven Kernanregungen zerfallen über Kaskaden in den Grundzustand, sodass der Nachweis möglichst aller γ -Quanten notwendig ist, um Aussagen über die Anregungsenergie machen zu können [vgl. 10; 23]. Für diesen Zweck ist es wichtig, die Totschichten zwischen den einzelnen Kristallen möglichst weit zu reduzieren, um dadurch die γ -Effizienz zu steigern.

2.2 Geometrie

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist CALIFA in zwei Bereiche aufgeteilt (s. Abb. 2.1). Der zylinderförmige Barrel-Teil [23] deckt den Polarwinkelbereich von $43,2^\circ$ bis $140,3^\circ$ ab, während die Vorwärtskappe den Bereich zwischen 7° und $43,2^\circ$ abdeckt.

2.2.1 Barrel

Das CALIFA-Barrel ist als Szintillationskalorimeter geplant und wird aus 1952 CsI(Tl)-Kristallen bestehen, die zylinderförmig in 31 Ringen zu jeweils 64 Einzelkristallen (nur 32 im letzten Ring in Rückwärtsrichtung) angeordnet sind. Es ist in zwei Hälften aufgeteilt (s. Abb. 2.2), die kombiniert oder auch unabhängig voneinander betrieben werden können. Die Grundform der Einzelkristalle ist

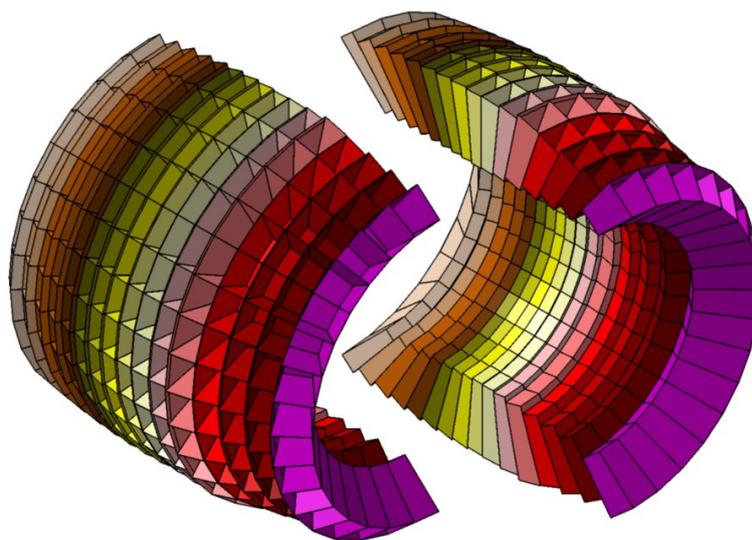


Abbildung 2.2: Das CALIFA-Barrel ist aus zwei Hälften aufgebaut und besteht aus insgesamt 1952 CsI(Tl)-Szintillationskristallen (aus [23]).

dennoch die Energie dieser Teilchen bestimmen zu können, werden innovative neue Detektorsysteme benötigt. Eine mögliche Lösung dafür wird in Kapitel 7 erarbeitet.

2.3 Vorverstärkung und Datenaufnahme

Dieser Abschnitt spricht in aller Kürze die beiden Themen Vorverstärkung und Datenaufnahme an, ohne jedoch Detailinformationen zu beinhalten. Diese sind im Technischen Design Report [23] nachzulesen, der auch die Grundlage der folgenden Zusammenfassung darstellt.

Die Auslese des Szintillationslichts mit großflächigen APDs verlangt einen Vorverstärker, der sowohl an die hohen Kapazitäten angepasst ist als auch mit möglichst geringem elektronischen Rauschen zum Signal beiträgt. Zusätzlich muss jeder Kanal individuell mit Hochspannung bis zu max. 600 V versorgt werden. Zu diesem Zweck wurde der ladungsintegrierende Vorverstärker MPRB-32 in Zusammenarbeit mit der Firma Mesytec⁴ entwickelt. Eine Kompensation der temperaturabhängigen Variation der internen Verstärkung und die Möglichkeit der computergestützten Fernsteuerung ist ebenfalls integriert [30].

Die Datenaufnahme der differentiellen Signale nach dem Vorverstärker erfolgt digital über FEBEX3-Module [31, S. 253], die an der GSI in Darmstadt entwickelt wurden und jeweils 16 Aufnahmekanäle besitzt. Mit einer Aufnahmezeit von $f = 50$ MHz und einer Auflösung von 14 bit werden für jedes Ereignis die Signaldaten digitalisiert und in Echtzeit in einem Lattice ECP3 150 FPGA vorverarbeitet. Die vorverarbeiteten Daten werden anschließend über Glasfaserleitungen weitergeleitet und aufgezeichnet.

⁴mesytec GmbH & Co. KG, Wernher-von-Braun-Str. 1, 85640 Putzbrunn

Das Phoswich-Konzept

Bereits 1952 publizierte D. H. Wilkinson einen Artikel unter dem Titel "The Phoswich — A Multiple Phosphor" [32]. Darin beschreibt er einen Detektoraufbau, der aus zwei Szintillatorkristallen besteht, welche optisch aneinander gekoppelt werden und gemeinsam über nur einen einzigen Photoelektronenvervielfacher ausgelesen werden. Der Name "Phoswich" ist dabei ein, aus den Begriffen "Phosphor" (analog zu Szintillator) und "Sandwich", zusammengesetztes Kunstwort.

Um zwei Szintillatormaterialien sinnvoll miteinander kombinieren zu können und deren Lichtemission getrennt nutzen zu können, müssen grundsätzlich folgende Bedingungen erfüllt sein:

➤ **Transparenz für das Szintillationslicht des jeweils anderen Kristalls**

Das erzeugte Szintillationslicht wird isotrop in alle Raumrichtungen entsandt und erreicht dadurch erst nach einigen Reflexionen den Auslesesensor. Durch eine teilweise Absorption des Szintillationslichtes wird die nachgewiesene Anzahl an Photonen stark vom zurückgelegten Weg und damit auch vom Ort der Erzeugung abhängig.

Zusätzlich könnte eine Absorption des jeweils anderen Szintillationslichtes mit anschließender Emission dazu führen, dass die Signale beider Kristalle nicht rekonstruierbar gemischt werden.

➤ **Unterscheidbarkeit des Szintillationslichts**

Die Auslese mit nur einem Photoelektronenvervielfacher oder vergleichbaren Photosensoren für beide Szintillatoren führt zu einer Addition des Szintillationslichts beider Materialien. Um Aussagen über die Energiedeposition E_1 und E_2 in den beiden Kristallen treffen zu können, müssen beide Szintillationskomponenten anschließend wieder getrennt werden. Eine Trennung ist dabei entweder über die Abklingzeiten des Szintillationslichtes möglich, wobei deren Differenz ausreichend groß sein muss (s. Abschn. 3.2.2) oder unter Zuhilfenahme von Filtern über die unterschiedlichen Wellenlängen.

Die am häufigsten genutzte Art, die Szintillationskomponenten zu trennen, besteht darin, ihre unterschiedlichen Abklingzeiten τ_a und τ_b auszuwerten. Dabei wird von zwei jeweils exponentiell zerfallenden Komponenten ausgegangen, die Szintillationslicht der Form

$$S(t) = A e^{-\frac{t}{\tau_a}} + B e^{-\frac{t}{\tau_b}} \quad (3.1)$$

erzeugen.

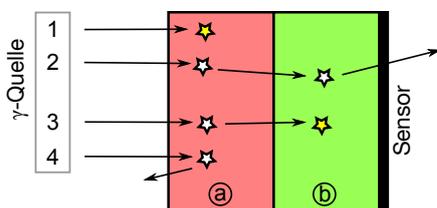
➤ **Ähnliche physikalische Eigenschaften**

Beide Kristalle sollten möglichst direkt miteinander verbunden werden, um zusätzliche Grenzschichten und damit verbundene Reflexionen zu vermeiden. Aus diesem Grund ist es wichtig thermische Materialeigenschaften wie Wärmeausdehnungskoeffizienten und spezifische Wärmekapazitäten aneinander anzugleichen, wodurch Spannungen durch Temperaturschwankungen minimiert werden. Um einen möglichst kleinen Anteil des erzeugten Szintillationslichtes an der Grenzschicht zu reflektieren, ist es ebenfalls von großer Bedeutung, die Unterschiede in den Brechungsindizes und somit den Winkel für Totalreflexion klein zu halten. Zusätzlich führen große Unterschiede in den hygroskopischen Eigenschaften zum Austausch von Feuchtigkeit und können die Szintillationseigenschaften ebenfalls beeinflussen.

3.1 Phoswich-Detektoren zum Nachweis von γ -Strahlung

Besonders in medizinischen Anwendungen sind Phoswich-Detektoren zum Nachweis von niedereenergetischer γ -Strahlung beliebt. Dies ist besonders auf die Möglichkeit zurückzuführen, Untergrund durch Compton-Streuung sowie anderen Strahlungsquellen zu identifizieren und dadurch zu unterdrücken. In Abb. 3.1 werden unterschiedliche Szenarien für die Wechselwirkung von niederenergetischer γ -Strahlung mit dem Detektormaterial schematisch dargestellt. Im ersten Fall wird das γ -Quant durch photoelektrischen Effekt direkt im vorderen Kristall absorbiert. Dadurch ist die Energiedeposition im hinteren Kristall offensichtlich gleich Null, woraus geschlossen werden kann, dass die volle Energie im vorderen Kristall deponiert wurde und das Ereignis als gültig identifiziert wird. In Fall 2 finden in beiden Kristallen Compton-Streuungen statt und das γ -Quant wird nicht vollständig im aktiven Detektormaterial absorbiert. Durch die Energiedeposition in beiden Kristallen wird dieses Ereignis als Compton-gestreut und damit ungültig markiert.

Diese beiden Szenarien sind jedoch nur Idealbeispiele bei denen die Unterscheidung zwischen Compton-gestreuten und durch Photo-Effekt absorbierte γ -Quanten fehlerlos funktioniert. Allerdings gibt es eine Vielzahl an weiteren Wechselwirkungsszenarien, welche nicht eindeutig zu identifizieren sind. Stellvertretend dafür werden im folgenden zwei Fälle angeführt. In Szenario 3 wird über Compton-Streuung und Photo-Effekt die volle Energie im Phoswich-Detektor deponiert und könnte somit als gültiges Ereignis aufgenommen werden. Dieser Fall ist jedoch nicht von Fall 2 zu unterscheiden, da keine Information über die Wechselwirkung im hinteren Kristall zur Verfügung steht. Somit wird ein prinzipiell gültiges Ereignis als Compton-gestreutes aussortiert. Genau des Gegenteil ist im vierten Szenario der



- ★ Photoelektrischer Effekt
- ☆ Compton-Effekt

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines Phoswich-Detektors für die Messung von γ -Strahlung (nach [33; 34]).

Fall. Das γ -Quant wird im vorderen Kristall zurückgestreut und verlässt den Detektor in Rückwärtsrichtung. Dies wiederum ist nicht von einem reinen Photo-Effekt-Ereignis (Szenario 1) zu unterscheiden und führt daher zu einem gültigen Ereignis, welches jedoch die falsche Energie liefert.

Es lässt sich zusammenfassen, dass sich durch die Anwendung von Phoswich-Detektoren das Verhältnis von Photopeak zu Compton-Untergrund für γ -Strahlung von $500 \text{ keV} \lesssim E_\gamma$ oder auch dünne Szintillatorschichten deutlich reduzieren lässt.

Für hochenergetische γ -Strahlung im Bereich von $10 \text{ MeV} < E_\gamma < 30 \text{ MeV}$ ist die Paarbildung der dominierende Effekt bei der Wechselwirkung mit Materie. Der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt ist hier schon vernachlässigbar klein und auch der für Compton-Streuung nimmt deutlich ab.

Daher ist es von großer Wichtigkeit, die Charakteristik der Paarbildung bei diesen Energien zu untersuchen. In Abb. 3.2, (links) ist die Wahrscheinlichkeit zur Bildung eines Elektron-Positron-Paares für γ -Strahlung mit $E_\gamma = 25 \text{ MeV}$ in Abhängigkeit der Eindringtiefe des γ -Quants in LaBr_3 dargestellt. Die höchste Wahrscheinlichkeit dafür findet sich bei sehr geringen Eindringtiefen und nimmt nach dem Lambert-Beerschen Gesetz exponentiell mit der Eindringtiefe ab. Bereits nach $x \approx 39 \text{ mm}$ ist die Hälfte der γ -Quanten in Elektron-Positron-Paare konvertiert. Die Energie des ursprünglichen γ -Quants wird dabei zur Erzeugung der beiden Teilchen verwendet und zur Energieerhaltung die restliche Energie als kinetische Energie auf Positron und Elektron verteilt. Diese Verteilung ist nicht gleichmäßig, sondern für jedes Teilchen flach zwischen Null und der maximal verfügbaren Energie verteilt, sodass in dem gezeigten Beispiel Elektronen bzw. Positronen mit bis zu $E_e = 24 \text{ MeV}$ kinetischer Energie entstehen können. Die Richtung der beiden Teilchen in Kugelkoordinaten bezogen auf

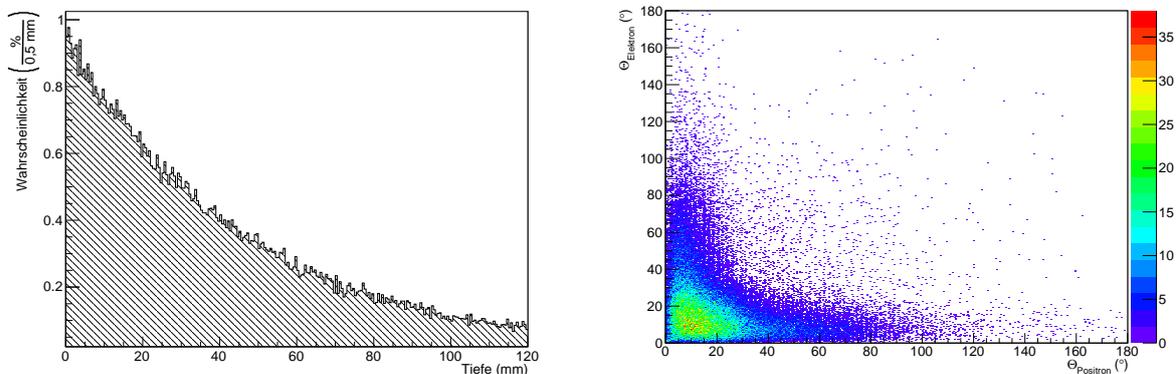


Abbildung 3.2: Simulation der Paarbildungscharakteristik von γ -Strahlung mit $E_\gamma = 25 \text{ MeV}$ in LaBr_3 . *Links:* Paarbildungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Eindringtiefe. Die höchste Wahrscheinlichkeit zur Bildung eines e^+/e^- -Paares ist direkt am Anfang des Kristalls und sie nimmt nach dem Lambert-Beerschen Gesetz exponentiell mit der Eindringtiefe x ab. *Rechts:* Polarwinkel des entstehenden Elektrons und Positrons. Für mehr als 60 % der emittierten Paare ist der Polarwinkel sowohl des Elektrons als auch des Positrons unterhalb von 30° und in nahezu allen Fällen befindet sich mindestens eines der Teilchen unterhalb dieser Grenze.

die Einstrahlrichtung des γ -Quants ist in Abb. 3.2, (rechts) gezeigt. Für mehr als 60 % der emittierten Paare ist der Polarwinkel sowohl des Elektrons als auch des Positrons unterhalb von 30° und in nahezu allen Fällen befindet sich mindestens eines der Teilchen unterhalb dieser Grenze. Die Azimutalwinkel beider Teilchen sind unkorreliert. Für eine komplette Absorption der γ -Energie müssen

beide Sekundärteilchen im aktiven Detektormaterial gestoppt werden und ebenfalls alle tertiär erzeugten Wechselwirkungsprodukte wie Bremsstrahlungspotonen, Ionisationselektronen und zuletzt auch die beiden 511 keV γ -Quanten aus der Positronannihilation absorbiert werden.

Die mittlere Reichweite von Elektronen bzw. Positronen in LaBr_3 liegt für $E_e = 24 \text{ MeV}$ in der Größenordnung von $x = 20 \text{ mm}$. Die entstehenden Bremsstrahlungspotonen wechselwirken wiederum elektromagnetisch über die bekannten Prozesse mit dem Detektormaterial.

Um die Eigenschaften eines Phoswich-Detektors in ähnlicher Weise wie in Abb. 3.1 auch für hochenergetische γ -Strahlung auszunutzen, muss der vordere Kristall lang genug sein um einen Großteil der innerhalb des Schauers auf mehrere Teilchen bzw. Photonen verteilten Energie zu absorbieren. In diesem Fall kann ebenfalls über keine oder eine nur geringe Energiedeposition im hinteren Kristall auf die volle Absorption des γ -Quants im aktiven Detektormaterial geschlossen werden.

3.2 Phoswich-Detektoren zur Messung von Teilchenstrahlen

Neben dem Einsatz von Phoswich-Detektoren zur Messung von γ -Strahlung finden sie auch im Nachweis von Teilchenstrahlen Anwendung.

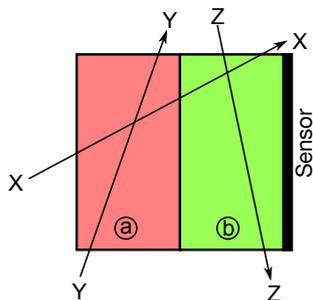


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Phoswich-Detektors für die Messung von Teilchen. Abhängig von der Richtung der durchschlagenden Teilchen teilt sich die Energiedeposition auf die Kristalle a und b auf (nach [32]).

Die einfachste Art der Anwendung dafür wurde schon in der Originalpublikation von *D.H. Wilkinson* vorgestellt. Abb. 3.3 zeigt eine schematische Skizze dieses Experiments. Wird ein Phoswich-Detektor mit Teilchen aus verschiedenen Richtungen bestrahlt, so teilt sich in Abhängigkeit von der Richtung der einfallenden Teilchen die Energiedeposition unterschiedlich auf beide Kristalle auf. Für Teilchen die sich entlang der Trajektorie YY oder ZZ bewegen wird nur in einem der Kristalle Energie deponiert, entlang XX in beiden. Auf ähnliche Weise lassen sich weitere Anwendungen zur Messung von Teilchenflugbahnen finden, auch unter Zuhilfenahme mehrerer unterschiedlicher Szintillationskristalle.

Weiterhin lassen sich Phoswich-Detektoren auch zur Bestimmung der Energie von hochenergetischen Teilchen nutzen, wie im folgenden näher erläutert.

Abb. 3.4 zeigt das Ergebnis einer Phoswich-Messung für hochenergetische Protonen, durchgeführt von *Mikael Mårtensson* [35]. Hier wurde ein Stapel aus zwei Lagen Szintillatormaterial (LaBr_3 , 4 cm lang und LaCl_3 , 6 cm) benutzt. Protonen mit den Energien $E_p = 90 \text{ MeV}$, 130 MeV, 150 MeV und 220 MeV wurden an einem Ti-Target gestreut und unter $\theta = 17,8^\circ$ zur Strahlachse im Detektor nachgewiesen. Es entsteht dabei ein Spektrum mit vier scharfen Energien sowie einem kontinuierlichen Untergrundspektrum. Die Summe der Lichtemission beider Kristalle $\Delta E_{\text{Br}} + \Delta E_{\text{Cl}}$ befindet sich auf der Abszisse, die Energie des vorderen Detektors ΔE_{Br} auf der Ordinate. Bis zu $E_p = 130 \text{ MeV}$ werden die Protonen im ersten Kristall gestoppt. Dadurch entspricht die Summenenergie auch der

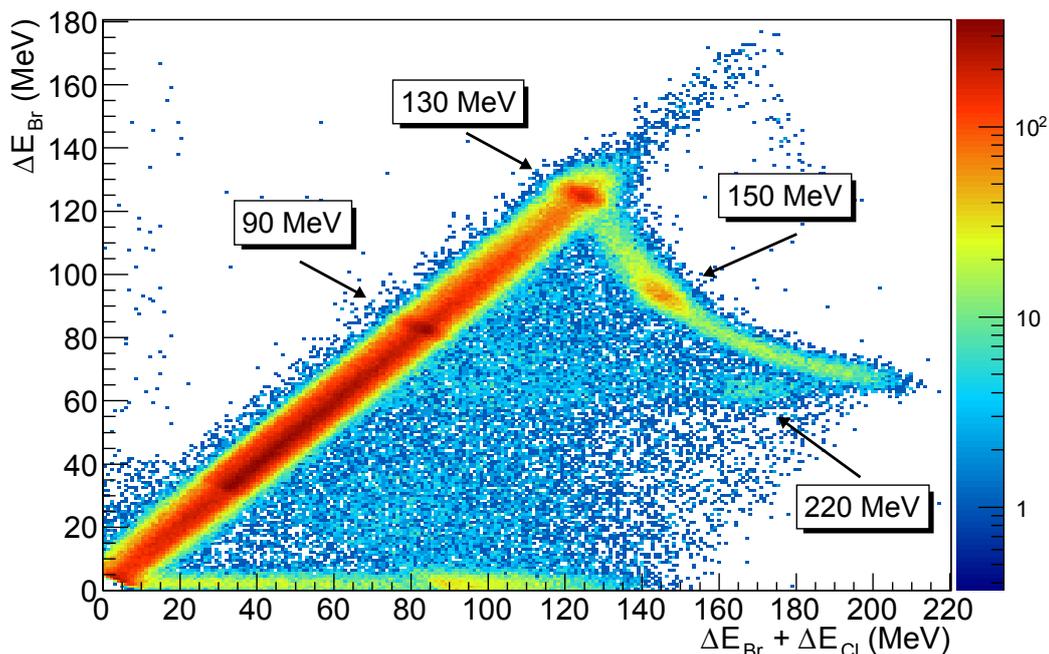


Abbildung 3.4: Beispielspektrum einer Messung eines $\text{LaBr}_3/\text{LaCl}_3$ -Phoswichs mit den Energien $E_p = 90 \text{ MeV}$, 130 MeV , 150 MeV und 220 MeV . Bis zu Energien von $E_p = 130 \text{ MeV}$ werden die Protonen im ersten Kristall gestoppt. Bei höheren Energien durchstoßen sie ihn. Aus der Bethe-Bloch-Gleichung ist bekannt, dass für höhere Geschwindigkeiten β der spezifische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ abnimmt und dadurch auch die deponierte Energie im ersten Kristall ΔE_{Br} . Bei einer Einschussenergie von $E_p = 200 \text{ MeV}$ durchdringen die Protonen beide Kristalle, womit die Energiedeposition nicht nur im ersten Kristall abnimmt, sondern auch die Summenenergie sinkt (aus [35]).

Energie des vorderen Kristalls und diese Ereignisse befinden sich auf der Winkelhalbierenden. Bei noch höheren Energien (z.B. $E_p = 150 \text{ MeV}$) durchstoßen die Protonen den ersten Kristall. Aus der Bethe-Bloch-Gleichung ist bekannt, dass für höhere Teilchengeschwindigkeiten β auch der spezifische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ abnimmt und dadurch angesichts der konstanten Länge des Kristalls auch die deponierte Energie im ersten Kristall ΔE_{Br} . Jedoch wird nun Energie im zweiten Kristall deponiert, wodurch die Amplitude des Lichtsignals im Phoswich $\Delta E_{\text{Br}} + \Delta E_{\text{Cl}}$ weiterhin ansteigt. Bei einer Energie über $E_p = 200 \text{ MeV}$ durchdringen die Protonen beide Kristalle, womit die Energiedeposition nicht nur im ersten Kristall weiterhin abnimmt, sondern insgesamt auch die deponierte Energie sinkt. Somit kann durch die Messung von zwei Energiedepositionen je nach Position in dieser zweidimensionalen Darstellung die Einschussenergie des Protons rekonstruiert werden, auch wenn diese zu hoch ist um im aktiven Detektormaterial gestoppt zu werden.

3.2.1 Informationsgehalt der Detektorsignale

Die grundlegende Anforderung an einen Phoswich-Detektor für hochenergetische, geladene Teilchen besteht darin, die Energie von Teilchen zu bestimmen, auch wenn sie nicht gestoppt werden können. Dafür werden, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, die Energieinformationen beider Kristalle

genutzt.

Jedoch ist der Informationsgehalt zwischen ihnen stark ungleich verteilt. Während sich für unterschiedliche Einschussenergien der Energieverlust im ersten Kristall nur unwesentlich verändert, ist die Differenz im zweiten Kristall deutlich höher, da dieser sich noch im Bereich des Braggpeaks mit höherem Energieverlustgradienten befindet.

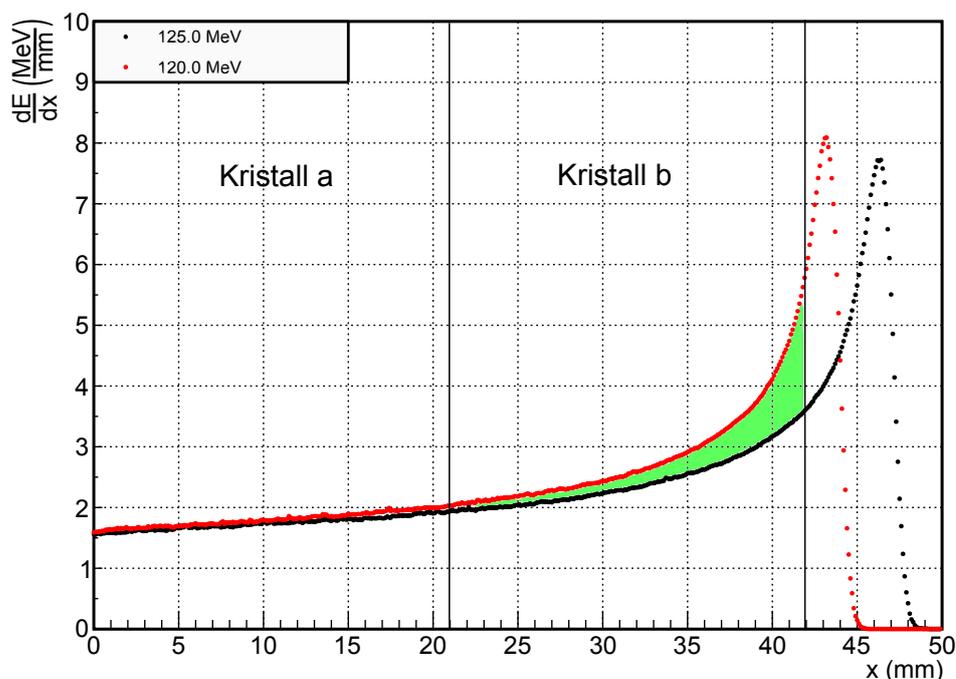


Abbildung 3.5: Braggkurven für Protonen mit einer kinetischen Energie von $E_p = 120$ MeV (rot) und 125 MeV (schwarz) in einem Stapel aus zwei CsI(Tl)-Kristallen mit einer Dicke von je $x = 21$ mm. Die Unterschiede in der Energiedeposition beider Einschussenergien ist im ersten Kristall marginal, im zweiten Kristall jedoch in Form der grünen Fläche deutlich erkennbar. Die durchgezogenen, schwarzen Linien kennzeichnen die Kristallgrenzen bei $x = 21$ mm und $x = 42$ mm.

Eine Geant4-Simulation [36–38] in Abb. 3.5 stellt dies grafisch für einen Stapel aus zwei identischen CsI(Tl)-Kristallen der Länge $x = 21$ mm bei Protoneneinschussenergien von $E_p = 120$ MeV (rot) beziehungsweise $E_p = 125$ MeV (schwarz) dar. Dabei wurde der spezifische Energieverlust jeweils durch Mittelung über 10 000 Ereignisse bestimmt. Das Integral unter den Kurven entspricht dabei der im jeweiligen Kristall deponierten Energie. Während die Unterschiede zwischen der roten und der schwarzen Verteilung im ersten Kristall marginal sind, werden sie im zweiten Kristall in Form der grünen Fläche sichtbar. Dadurch ist deutlich erkennbar, dass im Falle eines Durchschusses ein Großteil der Energieinformation im zweiten Kristall enthalten ist.

3.2.2 Trennung der Szintillationskomponenten

Die Trennung der Szintillationskomponenten in einem Phoswich-Detektor ist offensichtlich von großer Bedeutung. Dabei spielen zum einen die beiden Abklingzeiten $\tau_{a,b}$ zum anderen das Rausch-zu-

Signal-Verhältnis (RSV) $\frac{\sigma_R}{A+B}$ eine zentrale Rolle. Diese komplexen Abhängigkeiten lassen sich mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation systematisch untersuchen. Dafür werden realitätsnahe Datenspur nach der Funktion 3.1 generiert und jeder Datenpunkt mit gaußförmigem Rauschen der Breite σ_R modifiziert. Die zeitliche Auflösung dieser Spuren ist so gewählt, dass innerhalb der kürzeren Abklingzeit 100 Datenpunkte generiert werden und die Länge der Spur das Fünffache der längeren Zeitkonstante beträgt. Dadurch ist sichergestellt, dass weder durch die zeitliche Auflösung noch durch zu kurze Datenspur der Informationsgehalt gravierend beeinflusst wird. Abb. 3.6 zeigt zwei simulierte Datenspur mit deutlich unterschiedlichem RSV und den Abklingzeiten $\tau_a = 10$ ns und $\tau_b = 100$ ns. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wird daraufhin eine Kurvenanpassung der Funktion $S(t)$ (s. Gl. (3.1)) durchgeführt und damit die Amplituden A und B rekonstruiert. Die relative Breite der Amplitudenverteilung $\frac{\sigma_A}{A}$ bzw. $\frac{\sigma_B}{B}$ definiert ein Maß für die Qualität der Amplitudenrekonstruktion.

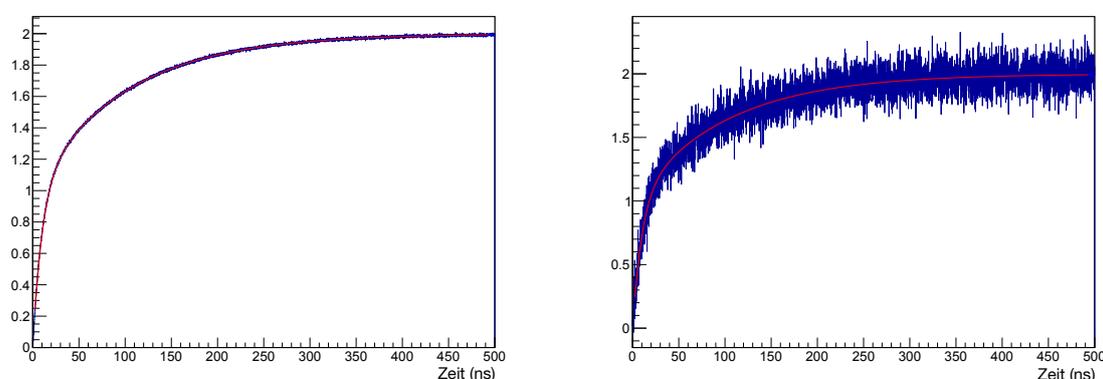


Abbildung 3.6: Links: Simulation einer Phoswich-Datenspur mit geringem Rauschanteil $\frac{\sigma_R}{A+B} = 0,25\%$. Die eingezeichnete, rote Funktion entspricht dem idealen Verlauf $S(t)$. Rechts: Dieselbe Datenspur mit hohem Rauschanteil $\frac{\sigma_R}{A+B} = 5\%$. Die eingezeichnete, rote Funktion entspricht dem idealen Verlauf $S(t)$.

Durch eine Variation der beiden Abklingzeiten $\tau_{a,b}$ sowie der Rauschbreite σ_R können damit systematische Zusammenhänge untersucht werden. Durch die Einführung eines Parameters

$$r = \frac{\tau_b - \tau_a}{\tau_b + \tau_a} \quad (3.2)$$

kann die Problemstellung um eine Dimension verringert werden. Dieser Parameter kombiniert die beiden Abklingzeiten zu einer relativen Differenz, welche unabhängig von $\tau_{a,b}$ die relative Rekonstruktionsbreite der Amplitude $\frac{\sigma_A}{A}$ beeinflusst. Abb. 3.7 zeigt eine Simulation der relativen Rekonstruktionsbreite einer Phoswich-Amplitude bei konstantem Rausch-zu-Signal-Verhältnis von 0,05 in Abhängigkeit der relativen Differenz der Abklingzeiten r . Darin ist deutlich zu erkennen, dass für größere relative Differenzen die Rekonstruktionsgenauigkeit stark zunimmt.

Das Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit der beiden freien Parameter r und $\frac{\sigma_R}{A+B}$ ist in Abb. 3.8 gezeigt. Mit zunehmendem Rausch-zu-Signal-Verhältnis $\frac{\sigma_R}{A+B}$ auf der x-Achse wird die relative Rekonstruktionsbreite $\frac{\sigma_A}{A}$ zunehmend schlechter, während eine steigende relative Differenz der Abklingzeiten r sich signifikant positiv darauf auswirkt. Die schwarze, waagrechte Linie

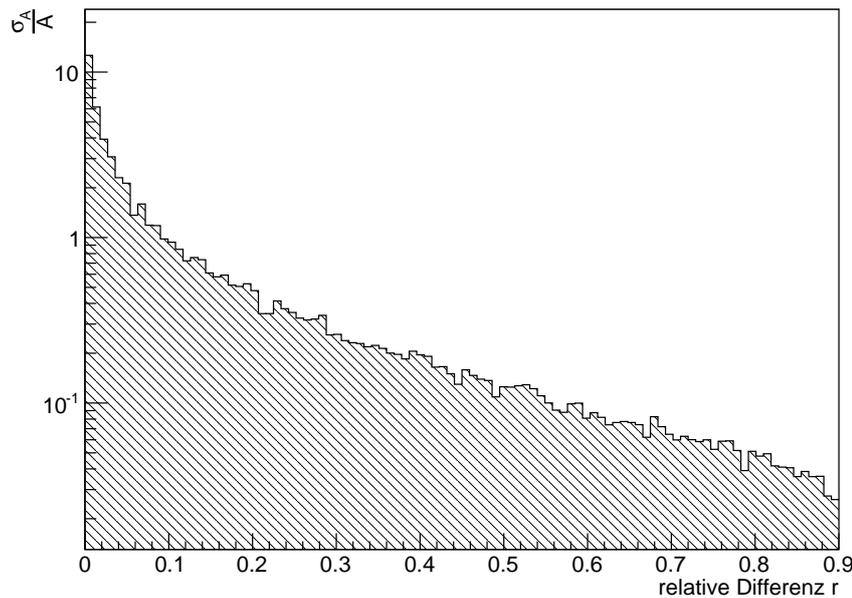


Abbildung 3.7: Relative Rekonstruktionsbreite einer Phoswich-Amplitude bei konstantem Rausch-zu-Signal-Verhältnis von 0,05 in Abhängigkeit der relativen Differenz der Abklingzeiten r . Deutlich ist zu erkennen, dass für größere relative Differenzen die Rekonstruktionsgenauigkeit stark zunimmt.

ist ein Beispiel für einen Phoswich-Detektor aus $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ und $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, der mit $\tau_a = 16 \text{ ns}$ und $\tau_b = 28 \text{ ns}$ sehr eng beieinanderliegende Abklingzeiten besitzt.

So kann zum Beispiel für ein Rausch-zu-Signal-Verhältnis $\frac{\sigma_R}{A+B} = 1\%$ nur aufgrund der Komponententrennung von $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ und $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ bestenfalls eine Auflösung von $\frac{\sigma_A}{A} = 0,5\%$ erreicht werden. Dabei ist weder der Einfluss der intrinsischen Auflösung der Szintillatormaterialien noch die Energieverluststreuung in diesem Modell berücksichtigt.

3.2.3 Energieauflösung

Neben den im vorigen Abschnitt beschriebenen Unsicherheiten gibt es weitere Aspekte die zur Energieauflösung eines Phoswich-Detektors beitragen. Der bei weitem dominierende Effekt für die Auflösung eines Phoswich-Detektors zur Rekonstruktion hochenergetischer Teilchen ist die Energieverluststreuung. Diese wird ausführlich in Abschn. 5.3 diskutiert.

Für Szintillatormaterialien mit schneller Abklingzeit muss die Aufnahmezeit des ADCs dementsprechend hoch sein, um eine ausreichende zeitliche Auflösung zur Amplitudenrekonstruktion zu erreichen. Eine damit einhergehende Vergrößerung der Bandbreite führt allerdings nach [39, S. 108] wiederum zu einer Erhöhung des Rauschanteils und damit einer Erhöhung des Rausch-zu-Signal-Verhältnisses. Auch hier muss ein Kompromiss gefunden werden, der sowohl eine ausreichende Aufnahmezeit beinhaltet sowie einen möglichst geringen Anteil zum Rauschen beiträgt.

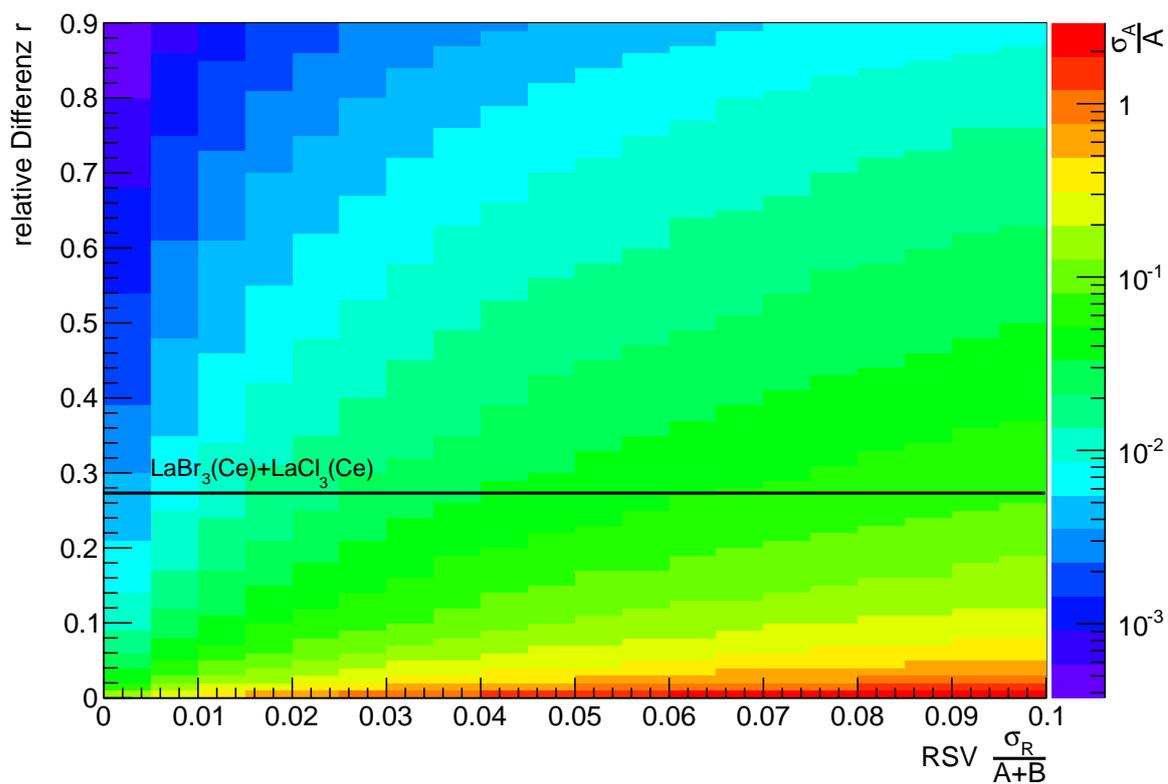


Abbildung 3.8: Relative Rekonstruktionsbreite einer Phoswich-Amplitude in Abhängigkeit der beiden freien Parameter r und $\frac{\sigma_R}{A+B}$. Mit zunehmendem RSV $\frac{\sigma_R}{A+B}$ auf der x-Achse wird die relative Rekonstruktionsbreite $\frac{\sigma_A}{A}$ zunehmend schlechter, während eine steigende relative Differenz der Abklingzeiten r (auf der y-Achse) sich signifikant positiv darauf auswirkt. Die schwarze, waagrechte Linie ist ein Beispiel für einen Phoswich-Detektor aus LaBr₃(Ce) und LaCl₃(Ce), der mit 16 ns bzw. 28 ns sehr eng beieinanderliegende Abklingzeiten besitzt.

CsI(Tl) und seine Eigenschaften

Seit seiner Entdeckung Ende der 1950er Jahre durch Hofstadter [40] wird Thallium-dotiertes Cäsiumiodid (CsI(Tl)) vielfältig in Szintillationsdetektoren eingesetzt. Einige der ersten finden sich in [41–43]. Zwischenzeitlich wurde NaI(Tl) aufgrund der hohen Lichtausbeute, der teilweise geringeren Kosten und des Emissionsspektrums, welches mehr ins Blaue verschoben ist und dadurch besser auf die Sensitivität der S11-Standardphotokathode¹ passt, bevorzugt. Durch die zunehmende Verwendung von Photodioden deren Sensitivität besser zum Emissionsspektrum von CsI(Tl) passt und der besseren hygroskopischen Eigenschaften [44] schreiben Grassmann et al. [45] 35 Jahre später von der "*Wiedergeburt eines alten Szintillationsmaterials*". Verwendet wurde es damals zum Beispiel in CLEO II [46] am Cornell Electron Storage Ring in Ithaca, USA. Getrieben durch die zunehmende Nachfrage aus der medizinischen Diagnostik gibt es in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung neuer Szintillatormaterialien. Wie z.B. LaBr(Ce) besitzen sie eine exzellente Energieauflösung, eine hohe Dichte oder auch kurze Abklingzeiten des Szintillationssignals und dadurch gute Zeitnahme-Eigenschaften. Trotz dieser neuen Entwicklungen wird auch in den letzten Jahren wieder häufiger auf CsI(Tl) zurückgegriffen, zum Beispiel in den Detektoren "ATOMKI" [47] am RIKEN-Forschungszentrum in Tokio, Japan, "CHIMERA" [48] in Catania, Italien, "CrystalBarrel" [49] am CERN in Genf, Schweiz und später in Bonn oder in naher Zukunft "CALIFA" am R³B-Experimentieraufbau bei FAIR in Darmstadt, Deutschland. So erlebt es im Moment nicht weniger als seine zweite Renaissance. Neben den Kosten, die für große Detektorsysteme ein wesentliches Kriterium sind, bietet die vergleichsweise einfache Verarbeitung die Möglichkeit, große Kristalle und nahezu beliebige Formen herzustellen. Zudem besitzt CsI(Tl) im Gegensatz zu vielen der neuen Szintillatormaterialien keine Eigenaktivität. Seine positiven Eigenschaften zeichnen sich neben einer hohen Lichtausbeute von etwa $\frac{L}{E} = 52 \frac{\text{Photonen}}{\text{keV}}$ und einer hohen Dichte von $\rho = 4,51 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ auch durch eine gute Energieauflösung von etwa 5 % bei 1 MeV aus [23]. In den letzten Jahren wurden durch die zunehmende Digitalisierung der Ausleselektronik auch Informationen in der Signalform, wie z.B. unterschiedliche Zerfallskomponenten, einfacher zugänglich. Diese Informationen sind wichtige Stützpfiler für die innerhalb dieser Arbeit entwickelten Rekonstruktionsalgorithmen.

¹Photokathode aus Cäsium-dotiertem Antimon

4.1 Emissionsspektrum

Das Emissionsspektrum von CsI(Tl) unter Bestrahlung von Protonen und He^+ (s. Abb. 4.1) ist dominiert durch die Emissionskontinua im sichtbaren Bereich bei $E = 2,25 \text{ eV}$ ($\lambda = 550 \text{ nm}$) und $2,55 \text{ eV}$ (480 nm). Weitere Emissionen sind [50; 51] im UV-Bereich bei $E = 3,09 \text{ eV}$ ($\lambda = 400 \text{ nm}$) und $3,31 \text{ eV}$ (375 nm) auszumachen. Nach Nagirnyi et al. [50] ist das Verhältnis unabhängig von der Tl^+ -Konzentration $1 : 1,3 : 13 : 26$ in aufsteigender Reihenfolge der Wellenlängen, sodass die UV-Komponenten nur unwesentlich zum Szintillationslicht beitragen. Auch für unterschiedliche Teilchensorten wie Protonen oder He^+ ändern sich diese Verhältnisse nicht. Aus [52, S. 59ff] ist zu entnehmen, dass auch das Emissionsspektrum für die Absorption von γ -Quanten davon nicht abweicht.

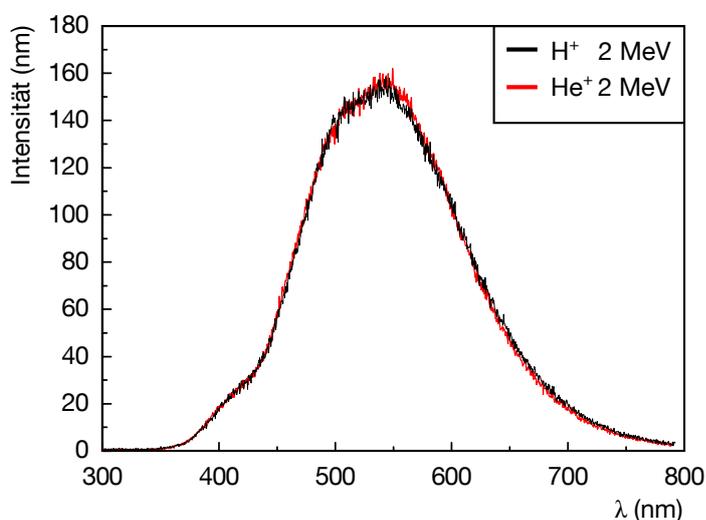


Abbildung 4.1: Emissionsspektrum von CsI(Tl) bei Bestrahlung mit Protonen und He^+ der Energie $E_{p,\alpha} = 2 \text{ MeV}$ (nach [53]). Die Hauptemissionslinien liegen im sichtbaren Bereich bei $\lambda = 550 \text{ nm}$ und 480 nm . Deutlich unterdrückt ist bei $\lambda = 400 \text{ nm}$ noch eine UV-Komponente zu erkennen, die jedoch nur unwesentlich zum Szintillationssignal beiträgt. Die aufeinander normierten Emissionsspektren für die Anregung mit Protonen und mit He^+ unterscheiden sich nicht signifikant.

4.2 Lichtausbeute

Die Lichtausbeute von CsI(Tl) variiert stark mit der Masse, der Ladung und der Energie des Teilchens. *Bashkin et al.* [54] untersuchten die Abhängigkeit der Signalhöhe zur tatsächlichen Teilchenenergie und fanden im niederenergetischen Bereich bis 5 MeV eine lineare Abhängigkeit mit unterschiedlichen Proportionalitätskonstanten für Protonen, α -Teilchen und ^{12}C (s. Abb. 4.2, (links)). Bei höheren Energien treten jedoch Quenching-Effekte auf, welche zu nicht-linearem Verhalten führen [55, S. 436ff] [56].

Basierend auf dem Modell von *R.B. Murray und A. Meyer* [58] (beziehungsweise auf der Theorie von *J.B. Birks* [59] für organische Szintillatoren), welches die differentielle Lichtausbeute $\frac{dL}{dE}$ auf

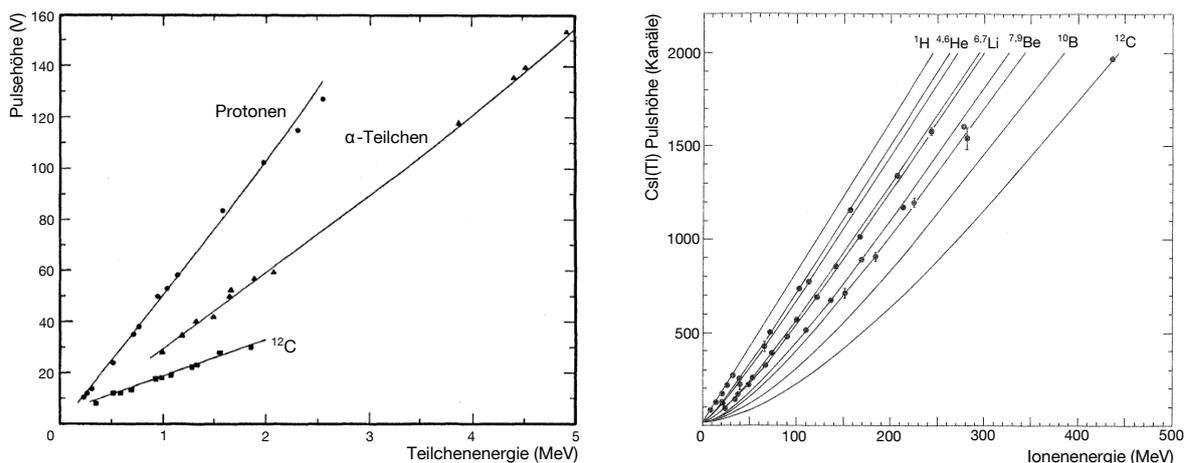


Abbildung 4.2: Links: Szintillationsverhalten von CsI(Tl) für Protonen, α -Kerne und ^{12}C . Für den niederenergetischen Bereich ist eine lineare Abhängigkeit mit unterschiedlichen Steigungen deutlich zu erkennen (nach [54]). Rechts: Szintillationsverhalten von CsI(Tl) für schwere Ionen. Für höhere Energien bis 400 MeV führen Quenching-Effekte zu nicht-linearem Verhalten (nach [57]).

die alleinige Abhängigkeit vom spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ reduziert, entwickelten *Horn et al.* [57] einen funktionalen Zusammenhang zwischen Ladung Z , Masse A und Energie E (in MeV) des absorbierten Teilchens und der integralen Lichtausbeute L im Detektor (s. Abb. 4.2, (rechts)). Unter der Näherung

$$\frac{dE}{dx} \approx c \frac{AZ^2}{E} \quad (4.1)$$

welche für Energien oberhalb einiger A MeV geeignet ist, gilt

$$L = a_1 \left(E - a_2 AZ^2 \ln \left| \frac{E + a_2 AZ^2}{a_2 AZ^2} \right| \right) \quad (4.2)$$

mit den Parametern $a_1 = 8.145 \pm 0.036$ und $a_2 = 0.326 \pm 0.003$ MeV [57].

Die Lichtausbeute L nimmt mit zunehmender Masse und Ladung ab. *Avdeichikov et al.* [60] fanden im Bereich von 2,5 – 60 A MeV und bis $Z(A) = 8(16)$ eine exzellente Übereinstimmung mit den gemessenen Daten.

Für Protonen oberhalb einiger 100 keV, deren Nachweis in den folgenden Kapiteln im Fokus steht, gilt $E \gg a_2 AZ^2$. Damit ist der nicht-lineare Teil vernachlässigbar klein (s. Abb. 4.2 sowie Gl. (4.2)) und es gilt auch nach [56; 61] in guter Näherung

$$L = a_1 E \propto E \quad (4.3)$$

Der Grund für Quenching-Effekte in CsI(Tl) bei hohen Energieverlusten der eingestrahnten Teilchen und damit sehr hohen Ionisationsdichten im Szintillatorkristall ist bis heute nicht eindeutig geklärt. Während *Gwin und Murray* [62] 1963 die Sättigung der Tl-Aktivator-Zentren als Grund bereits ausschlossen, zeigen die Daten von *Hamada et al.* [63] dagegen, dass dies zumindest teilweise zum Quenching-Verhalten beiträgt. *Kubota et al.* [64] führen zwei mögliche weitere Gründe, Ionisationsquenching sowie nicht-strahlende Rekombinationsprozesse in Regionen hoher Ionisationsanregungen, dafür an. Für höhere Energien wird der Einfluss der Produktion von δ -Elektronen zunehmend wichtiger. *Pârlog et al.* [65] erweitern dafür das in Gl. (4.2) vorgestellte mathematische Modell, wodurch ihre Messdaten auch für Energien bis $E = 1,4 \text{ GeV}$ präzise beschrieben werden können.

Bei sehr niedrigen Ionisationsdichten von zum Beispiel Elektronen oder γ -Quanten, nimmt L ebenfalls wieder ab. *Kienle et al.* [66] geben ein Verhältnis der Lichtausbeute von Elektronen zu Protonen in CsI(Tl) mit 1:1,26 an. Dabei werden Elektronen und γ -Quanten stets als äquivalent betrachtet, da auch γ -Quanten ihr Szintillationslicht erst durch die Erzeugung von sekundären Elektronen im Kristall generieren. Ein in 2010 durchgeführtes Experiment am Maier-Leibnitz-Laboratorium (s. Abschn. 4.4.1) ergab ein Verhältnis von $1 : 1,27 \pm 0,05$ zwischen γ -Quanten und Protonen. Der Grund für die sinkende Lichtausbeute hin zu kleinen Ionisationsdichten liegt in der Rekombinationswahrscheinlichkeit der erzeugten Exzitonen. Im einfachsten Modell bestehen für die erzeugten freien, d.h. ins Leitungsband gehobenen, Elektronen n_e innerhalb einer schmalen Scheibe senkrecht zur Bahn des ionisierenden Teilchens zwei Möglichkeiten. Entweder sie rekombinieren mit ebenfalls erzeugten Löchern und bilden dabei Exzitonen oder aber sie werden an Defekten im Kristall gefangen. Nach [58] ist die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Exzitonen n_{ex} , welche unter Lichtemission zerfallen können, proportional zur Anzahl der freien Elektronen im betrachteten kleinen Kristallvolumenelement, die der eingefangenen Elektronen an einem Defekt n_d allerdings proportional zur Dichte dieser Störstellen und damit konstant. Unter der gesicherten Annahme, dass die Anzahl der erzeugten freien Elektronen im Volumenelement proportional zum differentiellen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ ist, ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung eines Exzitons

$$\frac{n_{ex}}{n_e} \propto \frac{k_e \frac{dE}{dx}}{k_d n_d + k_e \frac{dE}{dx}}. \quad (4.4)$$

Daraus ist die Verringerung der Lichtausbeute bei kleinen Ionisationsdichten direkt ersichtlich.

4.3 Szintillationsmechanismen

Die Szintillationsmechanismen in CsI(Tl) sind bis heute nicht entgültig verstanden und zu einem einheitlichen Modell zusammengefasst. Unterschiedlichste Abhängigkeiten der Wellenlänge, Lichtausbeute und Szintillationskomponenten von Thalliumkonzentration, Temperatur, Art der Anregung, Ionisationsdichte des absorbierten Teilchens, usw. führen dazu, dass nur einzelne Aspekte dieser komplexen Zusammenhänge in verschiedenen Modellen verstanden sind. Im Folgenden werden einige

dieser Aspekte aufgegriffen und die grundlegenden Zusammenhänge anhand vereinfachter Betrachtungen erläutert. Jedoch wird ausschließlich auf die Emissionsbänder im sichtbaren Bereich eingegangen, während zwei ebenfalls existente Bänder im UV-Bereich [51] nicht betrachtet werden, da, wie eingangs des Kapitels (s. Abschn. 4.1) erwähnt, ihre Intensität gering ist.

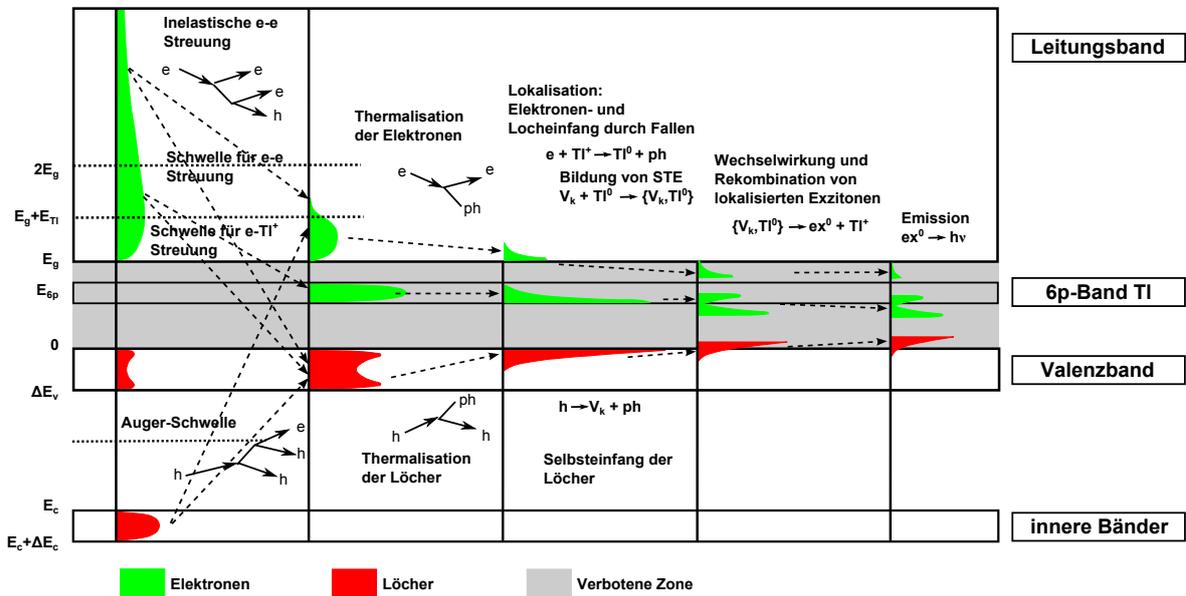


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Relaxation elektronischer Anregungen in Szintillatoren. Der graue Bereich verdeutlicht die *verbotene Zone* zwischen dem Leitungs- und Valenzband von CsI(Tl). *ph* steht für Phononen, *e* für Elektronen und *h* für Löcher im Valenzband (In Anlehnung an [67, S. 84]).

Die Erzeugung von Szintillationslicht durch hochenergetische γ -Strahlung oder Teilchen kann qualitativ anhand eines einfachen Schemas auf Grundlage der Bänderstruktur von Isolatoren verdeutlicht werden (vgl. [67]). Dieses Schema ist in Abb. 4.3 für CsI inklusive des 6p-Bandes von Thallium dargestellt. Dabei wurde der Einfachheit halber nur eines der inneren Bänder von CsI mit der oberen Energie E_c und der Bandbreite ΔE_c berücksichtigt. Darüber befindet sich das Valenzband mit dem oberen Energielevel 0 sowie der Bandbreite ΔE_v , worin auch das 6s-Orbital des Thalliums enthalten ist [68]. Oberhalb der *Bandlücke* ist zusätzlich das Leitungsband mit einem Energieabstand von E_g angesiedelt. In dieser *Bandlücke* befindet sich in Thallium-dotiertem CsI noch zusätzlich das 6p-Band von Tl^+ . Die Bandlücke in undotiertem CsI beträgt $E_g = 6.135$ eV [69]. Der Szintillationsprozess kann nun generell in 5 Schritte unterteilt werden.

Zu Beginn steht die Wechselwirkung von hochenergetischen, ionisierenden Teilchen oder γ -Strahlung mit dem Szintillatormaterial [67]. Hauptsächlich werden hierbei zum einen tiefe Löcher (*h*) in einem der inneren Bänder, sowie heiße Elektronen (*e*) im Leitungsband produziert. Nur in sehr geringem Umfang wird hier direkt das 6p-Band der Thallium-Dotierung bevölkert. Innerhalb einer sehr kurzen Zeit (10^{-16} s - 10^{-14} s) werden durch Elektronen mit einer kinetischen Energie von mehr als $2E_g$ (Schwelle für Elektron-Elektron-Streuungen) sowie den Auger-Meitner-Effekt (Besetzung eines inneren Lochs durch ein Elektron aus einer weiter außen liegenden Schale, wobei durch die gewonnene Energie ein äußeres Elektron ins Leitungsband gehoben werden kann.) sowohl weitere Elektronen im Leitungsband als auch Löcher in den inneren Bändern sowie im Valenzband generiert. Für Elektro-

nen die unterhalb der Schwelle für e-e-Streuung, jedoch oberhalb der Schwelle für e – Tl⁺-Streuung ($E_g + E_{Tl}$) liegen, kann ein Elektron in ein freies 6p-Orbital eines Tl⁺ transferiert werden (dies muss nicht notwendigerweise das nächstliegende Tl⁺ sein) und bildet ein neutrales Tl⁰ sowie ein Loch im Valenzband [70]. Am Ende dieses ersten Schrittes ebbt die Vervielfachung der Anregungen ab. Die Energie der Elektronen ist kleiner als $2E_g$, also der Schwelle für Elektron-Elektron-Streuung und damit nicht mehr groß genug, um weitere Elektronen ins Leitungsband zu heben und ebenfalls kleiner als $E_g + E_{Tl}$. Die Löcher befinden sich nun alle im Valenzband. Der nächste Schritt wird von Elektron/Loch-Phonon-Streuung beherrscht. Sowohl Elektronen als auch Löcher streuen an Gitterphononen und thermalisieren, sodass sich die Elektronen zum Schluss am energetisch unteren Ende des Leitungsbandes bzw. des 6p-Bandes befinden und die Löcher am oberen Ende des Valenzbandes. Der dritte Schritt ist durch die Lokalisation der Ladungsträger charakterisiert. Elektronen im Leitungsband sowie Löcher im Valenzband können durch Eigeneinfang sowie durch verschiedene Fallen in der Gitterstruktur eingefangen werden. Für die beiden sichtbaren Emissionsbänder bei 2,25 eV und 2,55 eV wird ein Loch im Valenzband in einem sogenannten V_k -Center lokalisiert. Bei einem V_k -Center handelt es sich um ein Loch zwischen zwei nebeneinander liegenden Halogenionen. In erster Näherung kann es als I_2^- -Molekül angesehen werden, welches aus zwei I⁻-Ionen sowie dem Loch aufgebaut ist [71, S. 244]. Die Bildung eines V_k -Centers ist am effizientesten in der Nähe eines Tl⁰. Im vierten Schritt kommt es zwischen den lokalisierten V_k -Centern und dem Tl⁰ aufgrund eines großen Überlapps der Wellenfunktionen zu einer schnellen Tunnelrekombination, aus der ein Exziton ex^0 sowie ein nahegelegenes Tl⁺ entstehen [70].

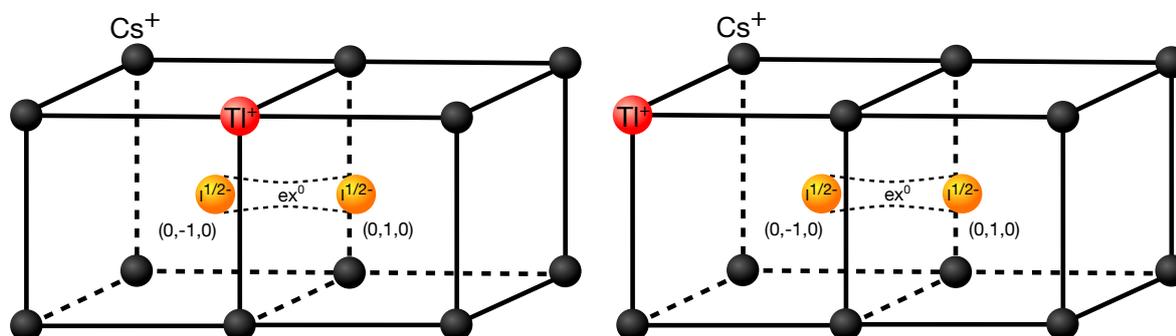


Abbildung 4.4: Unterschiedliche Gitterkonfigurationen sind ausschlaggebend für die Wellenlänge des Szintillationslichtes von CsI(Tl). Befindet sich in der einen Gitterkonfiguration das Tl⁺ nahe am Exziton (*weak off-centre*, links), führt dies zur Übergangsenergie $E = 2,55$ eV, in der anderen Konfiguration (*strong off-centre*, rechts) zur Übergangsenergie $E = 2,25$ eV [72] (nach [73]).

Im Gegensatz zu anderen Alkalihalogenverbindungen welche vom Typ *fcc* (face centered cubic) sind, ist die Gitterstruktur von CsI(Tl) *bcc* (body centered cubic). Die Gitteranordnung zwischen ex^0 und Tl⁺ ist ausschlaggebend für die Energie bzw. Wellenlänge des Szintillationslichts [73]. In Abb. 4.4 ist dieser Zusammenhang schematisch dargestellt. Befindet sich in der einen Gitterkonfiguration das Tl⁺ nahe am Exziton (*weak off-centre*, links) führt dies zur Übergangsenergie $E = 2,55$ eV, in der anderen Konfiguration (*strong off-centre*, rechts) zur Übergangsenergie $E = 2,25$ eV [72].

Der letzte Schritt ist durch die strahlende Rekombination der Exziton ex^0 beherrscht, welche zu den charakteristischen Emissionsbändern bei 480 nm und 550 nm führen. Wie in Abschn. 4.1 schon

angemerkt, tragen auch andere Emissionsprozesse zu kleineren Teilen bei. Das sind zum einen Übergänge aus Exzitonenzuständen mit Elektronen aus dem Leitungsband oder unkorrelierter Elektronen und Löcher zum anderen auch ebenfalls mit der Thallium-Dotierung verknüpfte Übergänge, die zu den Emissionen im UV-Bereich führen [50; 70].

Das in Abb. 4.3 dargestellte Modell der Funktionsweise von CsI(Tl) und in ähnlicher Weise auch von Szintillatoren im Allgemeinen entspricht mit seiner vereinfachten Bandstruktur nicht der vollen Realität. Es soll lediglich einen anschaulichen Überblick über die Funktionsweise geben ohne den Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben. Eine detailliertere Beschreibung ist bei Vasil'ev et al. [74] zu finden.

4.4 Zeitabhängigkeit der Szintillationskomponenten

Schon wenige Jahre nach der Einführung von CsI(Tl) als Szintillatormaterial wurde erkannt, dass in CsI(Tl) durch Pulsformanalyse auch eine Teilchenidentifikation erreicht werden kann [75]. Dabei spielen zwei unterschiedliche Szintillationskomponenten, eine schnelle mit einer Abklingzeit von $\tau_f = 600$ ns und eine langsame mit $\tau_s = 3,5$ μ s eine zentrale Rolle [76]. Das Verhältnis der Amplituden dieser beiden Bestandteile ist abhängig von der Art des absorbierten Teilchens oder γ -Quanten und könnte laut *Dinca et al.* [77] auf die oben erwähnten Quenching-Effekte zurückzuführen sein.

Die Emissionsspektren beider Komponenten sind innerhalb der experimentellen Fehler aber gleich [76; 78]. Dadurch liegt die Vermutung nahe, dass die unterschiedlichen Zerfallszeitkonstanten aus verschiedenen Pfaden der Elektronen und Löcher zum Aktivatorzentrum resultieren [79].

Zur Vermessung der beiden Szintillationskomponenten für unterschiedliche Teilchen und γ -Quanten wurden im Rahmen dieser Arbeit unterschiedliche Experimente durchgeführt.

4.4.1 Experiment am Maier-Leibnitz-Laboratorium, Garching

Das erste Experimente zur Vermessung der beiden Szintillationskomponenten für unterschiedliche Teilchen und γ -Quanten wurde im Jahr 2010 am Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) in Garching durchgeführt. Es war darauf ausgelegt Protonen und γ -Strahlung im Energiebereich unterhalb von 21 MeV nachzuweisen. Die Reaktion $^{12}\text{C}(p, p')^{12}\text{C}^*$ bei 21 MeV erzeugte dafür unter einem Streuwinkel von $\Theta = 60^\circ$ (s. Abb. 4.5) sowohl Protonen bis 16 MeV als auch durch inelastische Anregungen des 2_0^+ -Zustandes mit hohem Wirkungsquerschnitt γ -Quanten mit $E_\gamma = 4,439$ MeV sowie durch Anregung höherer Zustände γ -Quanten bis zu $E_\gamma = 15,1$ MeV (siehe auch [80; 81]). Das verwendete Kohlenstoff-Target mit einer Dicke von $d = 75 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ wurde um etwa $\theta = 25^\circ$ zur Strahlachse gedreht, um den Energieverlust der in Richtung des Detektors gestreuten Protonen zu reduzieren. Als Detektor wurde ein CsI(Tl)-Kristall mit einer Länge von $z = 13$ cm verwendet, wodurch alle gerade einfallenden Protonen im Detektormaterial gestoppt werden konnten. Das Szintillationslicht wurde mit einer Lawinenphotodiode (Hamamatsu S8664-1010) mit einer Größe von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ausgelesen. Dieser komplette Aufbau befand sich innerhalb einer Vakuumkammer bei einem Druck von im Mittel

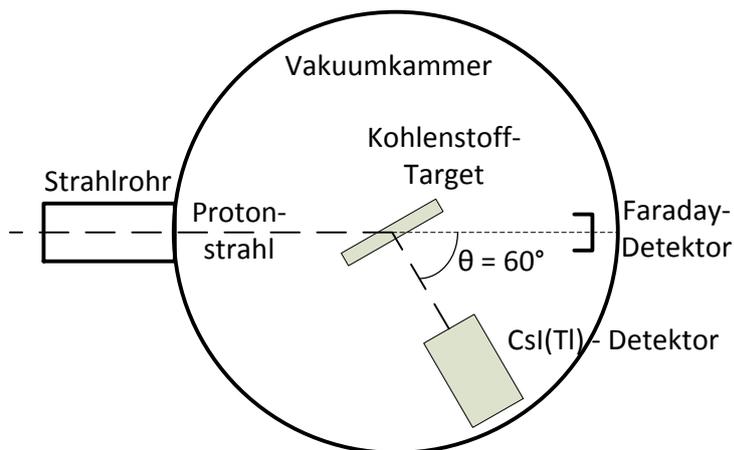


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus am MLL im September 2010. Der verwendete CsI(Tl)-Detektor befand sich innerhalb einer Vakuummutter unter einem Streuwinkel $\Theta = 60^\circ$. Die nicht wechselwirkenden Protonen wurden in einem Faraday-Detektor absorbiert.

$\bar{p} = 10^{-5}$ mbar. Nach der Verstärkung durch den ladungsintegrierenden Vorverstärker MPRB-16 der Firma Mesytec² wurde zur Datenaufnahme der Sampling ADC SIS3302 der Firma Struck³ verwendet, welcher auf eine Aufnahmerate von 100 MHz eingestellt war. Für jedes Ereignis wurden Datenspur mit einer Länge von $250 \mu\text{s}$, das entspricht 2500 Datenpunkten mit einer Auflösung von 16 bit, zur späteren Analyse gespeichert. Zur Identifikation der gestreuten Protonen und der γ -Quanten wird der RPID-Algorithmus (s. Anhang A und Bendel et al. [82]) herangezogen. Dieser extrahiert aus den Datenspur die Amplituden der schnellen bzw. langsamen CsI(Tl)-Komponente, wodurch eine Separation erreicht werden kann. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abb. 4.6 dargestellt. γ -Quanten und Protonen sind bis zu Energien unterhalb von 1 MeV deutlich voneinander getrennt. Das lineare Band der Amplitude der schnellen Komponente N_f zur langsamen N_s für γ -Strahlen zeigt ein konstantes, energieunabhängiges Verhältnis der beiden Amplituden.

Anders stellt sich dies bei der Verteilung der Protonen dar. Hier ist deutlich zu erkennen, dass diese für kleine Energien vom linearen Verlauf abweicht. Die Funktion (s. Abb. 4.6, rote Kurve)

$$N_{s,p}(N_f) = a \left(e^{-bN_f} - 1 \right) + cN_f \quad (4.5)$$

beschreibt diesen Zusammenhang für gestoppte Protonen sehr präzise.

Bereits aus dem Tatsache, dass sich für hoch- und niederenergetische Protonen das Verhältnis der beiden Szintillationskomponenten ändert, ließ sich der Verlauf für nicht gestoppte Protonen $N_{s,p,frac}(N_f)$ in dieser Darstellung prognostizieren (s. Abb. 4.6, grüne/blau Kurve und Bendel et al. [82]).

$$N_{s,p,frac}(N_f) = ae^{-bN_{f,max}} \left(1 - e^{bN_f} \right) + cN_f \quad (4.6)$$

²mesytec GmbH & Co. KG, Wernher-von-Braun-Str. 1, 85640 Putzbrunn

³Struck Innovative Systeme GmbH, Harksheider Str. 102A, 22399 Hamburg

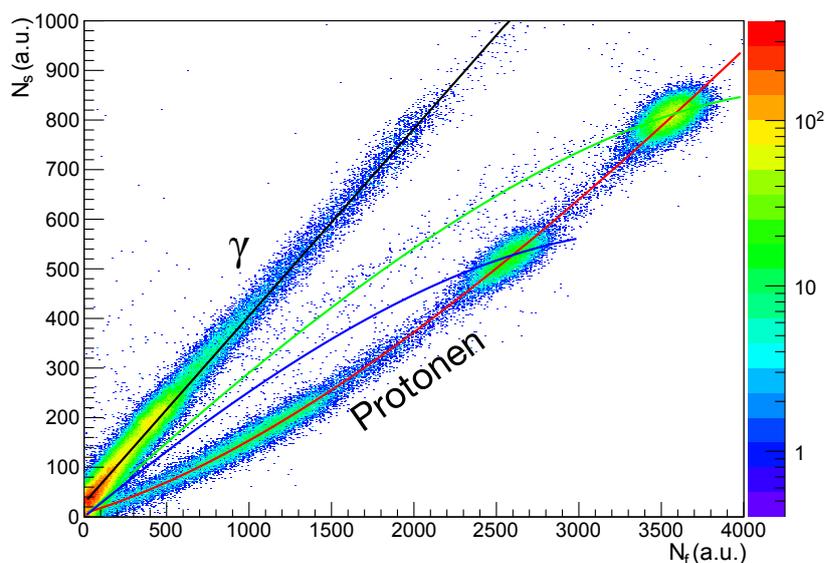


Abbildung 4.6: RPID-Ergebnisse des Experiments am MLL im September 2010. γ -Quanten und Protonen können bis zu Energien unterhalb von 1 MeV deutlich voneinander getrennt werden. Aus [82].

Die Einträge in Abb. 4.6 geben für jedes Ereignis die Gesamtamplituden der beiden Komponenten an. Dies entspricht der integralen Lichtausbeute jeder Komponente, welche die Protonen bzw. γ -Quanten durch ihre Energiedeposition im CsI(Tl)-Kristall erzeugen.

Die Trennung von gestoppten und durchgeschlagenen Protonen ist nur möglich, weil sich das Verhältnis der beiden Szintillationskomponenten N_s und N_f im niederenergetischen Bereich deutlich in Abhängigkeit der Energie verändert. Durch Differentiation der Funktion $N_s(N_f)$ (Gl. (4.5)) lässt sich das Verhältnis der beiden Komponenten für Protonen in Abhängigkeit von N_f ermitteln.

$$\frac{dN_{s,p}}{dN_f}(N_f) = -ab \left(e^{-bN_f} \right) + c \quad (4.7)$$

Dieser Zusammenhang ist in Form der orangen Linie qualitativ auch in Abb. 4.7 dargestellt.

Wird nun ein einfallendes Proton betrachtet, welches komplett im Szintillatorkristall absorbiert wird, kann durch Integration von Gl. (4.7) mit den Integrationsgrenzen 0 und $N_{f,\max}$ der Anteil der langsamen Komponente N_s errechnet werden. $N_{f,\max}$ entspricht dabei der schnellen Komponente bei voller Energie E_{\max} des Protons (s. Abb. 4.7, (links)). In diesem Fall ist das Ergebnis gleich der in Gl. (4.5) beschriebenen Funktion der gestoppten Protonen.

Für Protonen, die den Szintillatorkristall durchschlagen, muss die untere Integrationsgrenze angepasst werden. Es darf in diesem Fall nur noch beginnend von der unteren Grenze $N_{f,\min}$ integriert werden (s. Abb. 4.7, (rechts)). Dabei entspricht $N_{f,\min}$ der schnellen Komponente bei der Energie E_{\min} , die das Proton beim Verlassen des Kristalls besitzt.

Im niederenergetischen Bereich knickt die Funktion $\frac{dN_s}{dN_f}(N_f)$ stark ab, wodurch die langsame Komponente im Vergleich zur schnellen nur wenig beiträgt. Dieses unterschiedliche Verhalten der Szintilla-

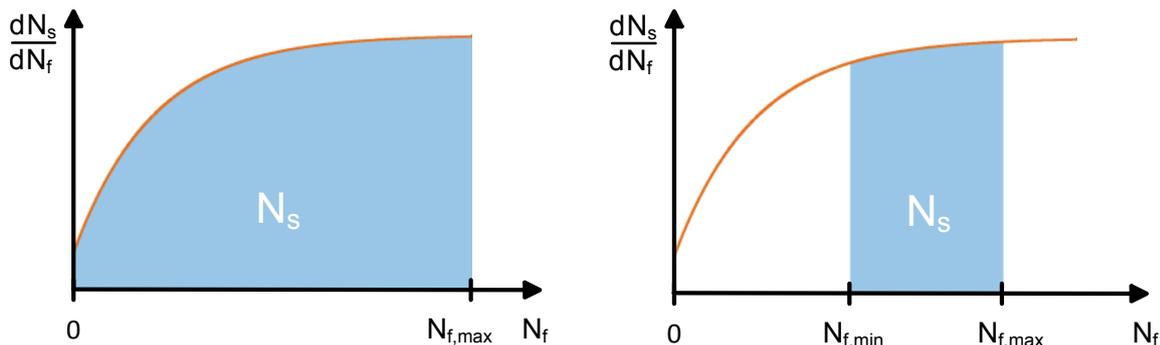


Abbildung 4.7: Links: Qualitative Darstellung des Verhältnisses von N_s zu N_f in Abhängigkeit von N_f . Werden die Protonen im Szintillatorkristall gestoppt, erfolgt die Integration von 0 bis $N_{f,max}$. Rechts: Werden die Protonen im Szintillatorkristall nicht gestoppt, erfolgt die Integration von $N_{f,min}$ bis $N_{f,max}$. Ausführlichere Erläuterungen finden sich im Text.

tionskomponenten für hohe bzw. niedrige Energien macht eine Identifikation von durchgeschlagenen Protonen erst möglich. Die Ausführungen des vorangegangenen Abschnitts sind bereits in [82] publiziert.

4.4.2 Zusammenhang der Szintillationsamplituden mit der integralen Lichtausbeute

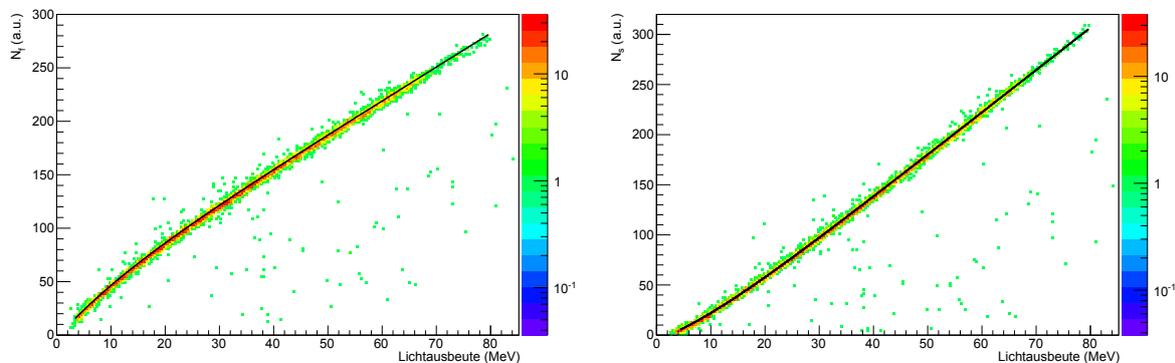


Abbildung 4.8: Links: Die Amplitude der schnellen Komponente N_f für gestoppte Protonen zeigt eine eindeutige Abhängigkeit von der integralen Lichtausbeute L . Die Fit-Funktion wird in Gl. (4.8) beschrieben. Rechts: Ebenso zeigt die Amplitude der langsamen Komponente N_s eine ähnliche Abhängigkeit. Die Fit-Funktion wird in Gl. (4.9) beschrieben.

Werden die Amplituden der einzelnen Komponenten für gestoppte Protonen gegenüber der integralen Lichtausbeute L betrachtet, zeigt sich eine klare Korrelation. Auch hier sei noch einmal auf die Linearität der Lichtausbeute L zur kinetischen Energie der absorbierten Protonen E (s. auch Abschn. 4.2) hingewiesen. Die Messwerte stammen aus einem Datensatz des in Kapitel ausführlich 6 beschriebenen Experiments und zeigen gestoppte Protonen bis zu einer Energie von 70 MeV. Die eingezeichneten Funktionen entsprechen den Gl. (4.8) bzw. Gl. (4.9). Im Folgenden werden beide Amplituden als nicht-lineare Funktion der integralen Lichtausbeute betrachtet (s. Gl. (4.8) und Gl. (4.9)).

Zur Einschränkung der freien Parameter dieser Funktionen kann eine Randbedingung herangezogen werden. Das gewählte Modell beschreibt das Szintillationslicht mit Hilfe von zwei Komponenten. Die Lichtausbeute dieser Teilchen wird, wie in Anhang A beschrieben, aus der im Detektor gesammelten Gesamtladung bestimmt. Daraus folgt unmittelbar, dass die ermittelte Lichtausbeute L proportional zur Summe beider Amplituden $N = N_f + N_s$ sein muss.

In Abb. 4.9 ist dieses lineare Verhalten deutlich erkennbar.

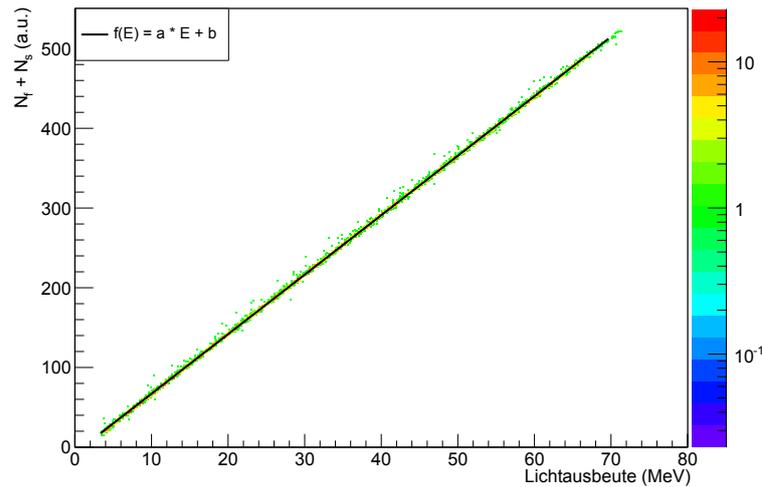


Abbildung 4.9: $N_s + N_f$ vs. L : Die Amplitudensumme der beiden Komponenten ist direkt proportional zur gemessenen Lichtausbeute.

Somit gelten drei Gleichungen

$$N_f(L) = a_f \left(e^{-b_f L} - 1 \right) + c_f L \quad (4.8)$$

$$N_s(L) = a_s \left(e^{-b_s L} - 1 \right) + c_s L \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} mL &= N_f(L) + N_s(L) \\ &= a_f \left(e^{-b_f L} - 1 \right) + c_f L + a_s \left(e^{-b_s L} - 1 \right) + c_s L \end{aligned} \quad (4.10)$$

Um Gl. (4.10) erfüllen zu können, muss sich die Summe der beiden Exponentialfunktionen zu Null addieren. Daraus ergibt sich für die Parameter

$$a_s = -a_f \quad (4.11)$$

$$b_s = b_f \quad (4.12)$$

$$m = c_s + c_f \quad (4.13)$$

Diese Randbedingungen sind bei den Kurvenanpassungen in Abb. 4.8 bereits berücksichtigt. Durch die Proportionalität der Lichtausbeute L zur deponierten Energie E des eingestrahnten Teilchens (s. Gl. (4.3)) kann daraus rückschließend die Verteilung in die zwei Komponenten N_f und N_s von bisher willkürlichen Einheiten in reelle, geeichte Einheiten der Energie gewonnen werden. Auch dies ist in den Abb. 4.8 und Abb. 4.9 bereits dargestellt.

Der Faktor $m = 7,46$ ist kanalunabhängig und resultiert in diesem Fall aus den unterschiedlichen Verarbeitungen der Energiebestimmung im FPGA und der computerbasierten RPID-Analyse.

Für γ -Quanten ist das Verhältnis der beiden Amplituden $\frac{N_s}{N_f}$ energieunabhängig konstant (s. Abschn. 4.4.1). Somit gilt für die Vorfaktoren $a_f = a_s = 0$ und Gl. (4.8) bzw. Gl. (4.9) vereinfachen sich zu Geradengleichungen.

4.5 Zeitaufgelöste Simulation von CsI(Tl)-Signalen in GEANT4

Grundsätzlich besteht in GEANT4 bereits die Möglichkeit Szintillationsprozesse in einer Simulation zu berücksichtigen. Diese beinhalten die Angabe der gesamten Lichtausbeute, der Auflösung sowie der zwei unterschiedlichen Abklingzeiten und Amplituden des Szintillationslichts. Allerdings ist das Verhältnis der beiden Amplituden festgelegt, sodass eine realistische Simulation unterschiedlicher Teilchen damit nicht möglich ist.

Anhand der im vorherigen Abschn. 4.4.2 beschriebenen Zusammenhänge zwischen den beiden Szintillationsamplituden N_f und N_s zur deponierten Energie, lässt sich dies jedoch für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Teilchensorten (Protonen, Deuteronen und γ -Quanten) implementieren. Im Folgenden wird dies anhand der Gleichungen für Protonen näher erläutert.

Die Gleichungen (4.9) und (4.8) beschreiben die integrale Abhängigkeit der Amplituden von der Energie und damit den Anteil der Energie welcher in der jeweiligen Komponente deponiert wird. Analog zu Gl. (4.7) wird durch die Ableitung der beiden Gleichungen nach der Energie eine differentielle Vorschrift für die Erzeugung der beiden Komponenten geschaffen.

$$\frac{dN_f}{dL}(L) = -a_f b_f e^{-b_f L} + c_f \quad (4.14)$$

$$\frac{dN_s}{dL}(L) = -a_s b_s e^{-b_s L} + c_s \quad (4.15)$$

Die kontinuierliche Energiedeposition im Szintillationsmedium wird in GEANT4 bei jeder Wechselwirkung ausgewertet. Das bedeutet, dass jeder Wechselwirkung in Abhängigkeit zum räumlichen Abstand der vorherigen Wechselwirkung und der Anfangsenergie eine Energiedeposition zugeschrieben wird. Durch Integration der beiden differentiellen Ausdrücke $\frac{dN_f}{dL}(L)$ und $\frac{dN_s}{dL}(L)$ können die in diesem Schritt erzeugten Amplituden $N_{s,0}$ und $N_{f,0}$ errechnet werden.

$$N_{f,0} = \int_{L_1}^{L_0} \frac{dN_f}{dL}(L) dL \stackrel{\text{Gl. (4.3)}}{=} \int_{L(E_1)}^{L(E_0)} \frac{dN_f}{dL}(L) dL \quad (4.16)$$

$$N_{s,0} = \int_{L_1}^{L_0} \frac{dN_s}{dL}(L) dL \stackrel{\text{Gl. (4.3)}}{=} \int_{L(E_1)}^{L(E_0)} \frac{dN_s}{dL}(L) dL \quad (4.17)$$

L_0 entspricht hier der Lichtmenge die erzeugt worden wäre, wenn das einlaufende Proton gestoppt worden wäre. Nach Gl. (4.3) kann diese in Einheiten der Energie E_0 des einlaufenden Protons beschrieben werden. Ist der Kristall zu kurz um das Proton zu stoppen, dann entspricht E_1 seiner Energie beim Verlassen des Kristalls und L_1 wäre die Lichtmenge, die von einem gestoppten Proton dieser Energie erzeugt werden würde. Für gestoppte Protonen ($E_1 = 0$) ist die untere Grenze der Integration $L(0) = 0$, für durchgeschlagene Protonen $L(E_1) > 0$. Dies gilt unabhängig voneinander für beide Komponenten des Szintillationslichts. Diese Kalkulationen werden anschließend für alle weiteren Wechselwirkungen ebenfalls durchgeführt und damit die weiteren Teilamplituden ermittelt. Abb. 4.10 zeigt dies schematisch für die langsame Komponente und $K = 4$ Wechselwirkungsschritte bis zur Absorption. Alle berechneten Teilamplituden $N_{s,k}$ und $N_{f,k}$ werden zum Schluss zu den Gesamtamplituden

$$N_f = \sum_{k=0}^{K-1} N_{f,k} \quad k, K \in \mathbb{N} \quad (4.18)$$

und

$$N_s = \sum_{k=0}^{K-1} N_{s,k} \quad k, K \in \mathbb{N} \quad (4.19)$$

aufaddiert. Diese sequentielle Betrachtung der Energiedeposition bietet den Vorteil, dass Protonen, die den Kristall verlassen ohne vollständig gestoppt zu werden in derselben Weise behandelt werden können. Anschaulich ist das im Unterschied zwischen den beiden Abb. 4.10, (links unten und rechts unten) zu erkennen. Verlässt das Proton den Kristall bereits nach der dritten Integration (links unten), so fehlt der nicht-lineare Anteil in der Summe von N_s . Im gestoppten Fall (rechts unten) wird er dazu integriert. Analog zu Abb. 4.7 führt dies für gestoppte und durchgedrungene Protonen zu unterschiedlichen Verhältnissen der schnellen und langsamen Komponente zu einander. Ein weiterer Vorteil ist, dass auch Kernwechselwirkungen berücksichtigt werden können. Diese erzeugen aus der Energiedeposition im Allgemeinen kein Szintillationslicht und können damit aus der Summenbildung (Gl. 4.18 und 4.19) einfach ausgeschlossen werden.

Diese Erkenntnisse lassen sich nutzen um die Ergebnisse des MLL-Experiments in GEANT4 nachzuvollziehen. Dafür wird die Detektorgeometrie originalgetreu nachgeahmt und ein Ereignisgenerator

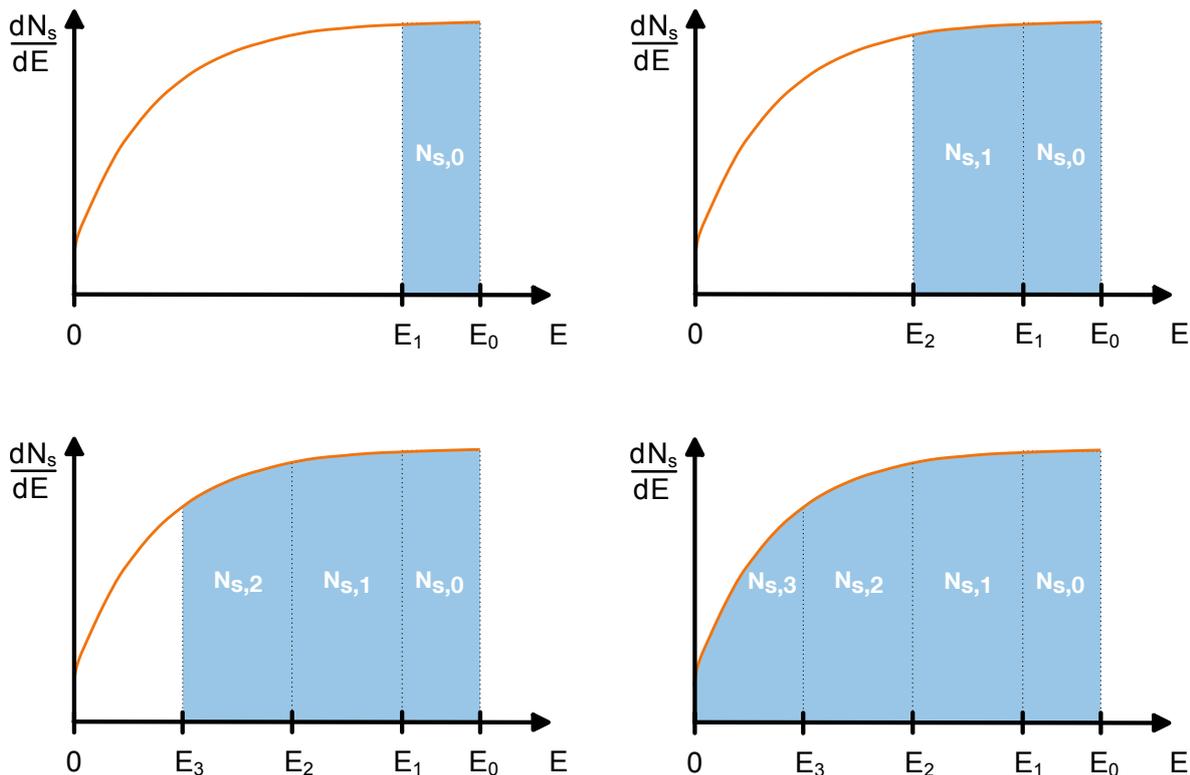


Abbildung 4.10: Die differentielle Abhängigkeit der langsamen Amplitude N_s von der Energie ist hier in orange dargestellt und es werden vier Wechselwirkungen angenommen, bis das Proton gestoppt ist. *Links oben:* Der ersten Wechselwirkung im Kristall wird eine Energie E_1 (nach der Wechselwirkung) und E_0 (vor der Wechselwirkung) zugeordnet. Durch Integration der orangenen Funktion in diesem Intervall wird die Komponente $N_{s,0}$ für die erste Wechselwirkung berechnet. Analog wird dies für die schnelle Komponente $N_{f,0}$ durchgeführt. *Rechts oben und links/rechts unten* Diese Kalkulationen werden für alle weiteren Wechselwirkungen ebenfalls durchgeführt und damit die weiteren Teilamplituden $N_{s,1..3}$ und $N_{f,1..3}$ ermittelt. Alle berechneten Teilamplituden $N_{s,k}$ und $N_{f,k}$ werden zum Schluss zu den Gesamtamplitude N_s und N_f aufaddiert.

erstellt, der sowohl Protonen mit $E_p = 16$ MeV, für die elastisch gestreuten als auch mit 11,6 MeV und einer breiten Verteilung zwischen 2 – 6 MeV für die inelastisch gestreuten erzeugt. Sie beinhalten bereits den Streuwinkel von 60° und den jeweiligen Energieverlust im Detektorgehäuse. Diese Energien werden in 15 cm Abstand zum Detektorkristall in einen Raumwinkelbereich von $0^\circ \leq \theta \leq 3^\circ$ und $-180^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ um die Richtung zur Mitte des Detektors emittiert. Zusätzlich werden γ -Quanten mit 4,432 MeV aus dem Zerfall des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C sowie ein exponentiell mit der Energie abfallender Photonenhintergrund emittiert. Mehr Details dazu sind in [82] zu finden. Zur realistischeren Darstellung ist auf die ermittelten Amplituden der langsamen respektive schnellen Komponenten ein normalverteiltes Rauschen der Breite 0,1 MeV addiert.

Abb. 4.11 zeigt das Resultat dieser Simulation, welche sehr nahe an die Ergebnisse des Experiments (s. Abb. 4.6) kommen. Nach den Ausführungen im vorigen Abschnitt können nun auch die Amplituden in Einheiten der Energie angegeben werden. Das Protonenband ist deutlich von dem der γ -Quanten separiert. Außerdem sind zwischen den beiden Verteilungen weitere Bänder zu erkennen. Dies wird durch Protonen verursacht, die aufgrund des Emissionswinkels nicht im aktiven Detektormaterial gestoppt werden können und dieses seitlich wieder verlassen. Auf einer Funktion (s. Gl.

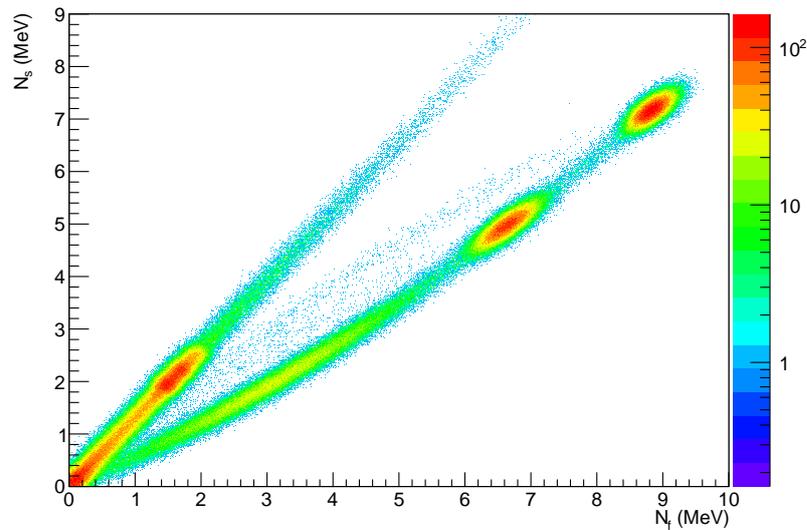


Abbildung 4.11: Simulation der CsI(Tl)-Szintillationskomponenten für die Reaktion $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}$ bei einer Protonenergie von $E_p = 21$ MeV und einer Detektorgeometrie wie sie in Abschn. 4.4.1 vorgestellt ist. Der Ereignisgenerator erzeugt sowohl Protonen mit $E_p = 16$ MeV, für die elastisch gestreuten als auch mit 11,6 MeV und einer breiten Verteilung zwischen 2 – 6 MeV für die inelastisch gestreuten. Durch Variation des Emissionswinkels $0^\circ \leq \theta \leq 3^\circ$ und $-180^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ kann auch das Band der teilweise gestoppten Protonen simuliert werden.

(4.6)) liegen dabei die Protonen, welche dieselbe Einschussenergie besitzen, jedoch unterschiedlich lange Pfade durch den Kristall zurückgelegt und dabei unterschiedlich viel Energie deponiert haben.

Das iPhos-Konzept

Die Fähigkeit eines Phoswich-Detektors, nicht-gestoppte Teilchen von gestoppten zu unterscheiden, ermöglicht es unabhängig davon, jedoch mit Einschränkungen in der Energieauflösung, die volle Einschussenergie aus dem Energieverlust zu rekonstruieren. Dafür ist allerdings ein aufwändiger Szintillatoraufbau aus zwei unterschiedlichen Materialien notwendig (s. Kapitel 3). Das im Rahmen dieser Doktorarbeit entwickelte Konzept des "*iPhos*", ein abgeleitetes Akronym aus dem englischen "*intrinsic Phoswich*", ist der erstmalige Ansatz diese Art der Energiebestimmung durch den Einsatz nur eines Szintillatorkristalls aus Thallium-dotiertem Cäsiumiodid zu realisieren [83].

In diesem Kapitel werden die Grundlagen dieser neuen Methode anhand der in Abschn. 4.5 vorgestellten Simulationen erläutert.

5.1 Nicht-gestoppte Protonen in CsI(Tl)

Im vorherigen Kapitel ist das Verhalten der beiden Szintillationskomponenten beschrieben, das durch unterschiedliche Energiedeposition aufgrund unterschiedlich langer Pfade im aktiven Detektormaterial von Protonen gleicher Einschussenergie hervorgerufen wird.

Ausgehend von diesem Ansatz ist eine andere Möglichkeit, durch geschickte Anordnung der Detektoren dafür zu sorgen, dass der Weg durch den Szintillatorkristall immer gleich lang ist. Dadurch wird innerhalb der noch zu diskutierenden Auflösung jeder Einschussenergie eine eindeutige Position in der Teilchenidentifikationsdarstellung zugeordnet. Ist die Energie klein genug um das Proton im CsI(Tl)-Kristall zu stoppen, wird dieser Punkt auf der durch Gl. (4.5) beschriebenen Funktion liegen. Wird die Energie des Protons jedoch weiter erhöht und durchstößt das Proton den Kristall, so weicht dieser Punkt von der diskutierten Funktion ab.

Abb. 5.1 zeigt dies anhand einer GEANT4-Simulation. Ein $z = 15,3$ mm langer CsI(Tl)-Kristall wird dabei mit Protonen bestrahlt, deren Energien gleichmäßig zwischen $0 < E_p < 100$ MeV verteilt sind und die zusätzlich eine Häufung bei $E_p = 100$ MeV aufweisen. Angefangen bei sehr kleinen Energien folgt das Band vom Nullpunkt beginnend der Gleichung für gestoppte Protonen bis zum Durchstoßpunkt A. Für weiterhin zunehmende Energie kehren die Ereignisse der nun durchgeschlagenen Protonen auf einem anderem Pfad wieder in Richtung des Nullpunkts zurück und enden bei der Maximalenergie am Punkt B.

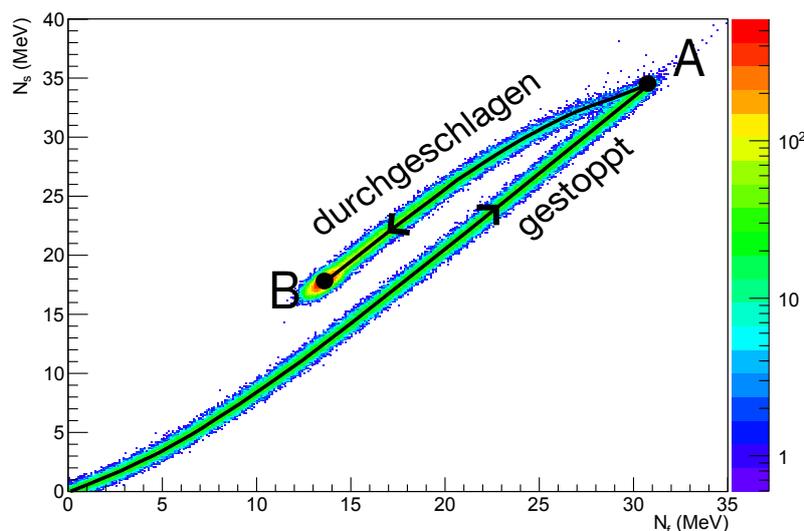


Abbildung 5.1: Simulation eines RPID-Spektrums bei Bestrahlung eines 15.3 mm langen CsI(Tl)-Kristalls mit Protonen, deren Energien gleichmäßig zwischen $0 < E_p < 100$ MeV verteilt sind und die zusätzlich eine Energielinie bei $E_p = 100$ MeV besitzen. Für eine realistische Darstellung ist hier auf beide Komponenten ein normalverteiltes Rauschen der Breite $\sigma = 0,25$ MeV addiert.

Somit sollte es, bei konstanter Kristalllänge, nicht nur möglich sein die Signaturen von nicht-gestoppten und gestoppten Protonen zu unterscheiden, sondern auch ohne weitere Informationen daraus ihre Einschussenergie zu rekonstruieren.

5.2 Rekonstruktion der Einschussenergie aus den RPID-Daten

Für gestoppte Protonen entspricht die deponierte Energie auch der vollen Einschussenergie. Bei nicht-gestoppten Protonen wird jedoch nur ein Teil der Einschussenergie im aktiven Detektormaterial deponiert. Somit muss deren Einschussenergie durch Extrapolation aus der deponierten Energie rekonstruiert werden. Dazu werden in der RPID-Darstellung zuerst die durchgeschlagenen Protonen selektiert. Wie bereits erwähnt liegen diese in einem Band oberhalb der gestoppten Protonen (s. Abb. 5.1). Die Summe der beiden Komponenten N_s und N_f der abgebildeten Ereignisse definieren nach Gl. (4.10) den Energieverlust der Protonen im Kristall. Das daraus resultierende Spektrum des Energieverlustes ist in Abb. 5.2 gezeigt. Dabei entspricht der Peak dem Energieverlust ΔE der Protonen mit einer Einschussenergie von $E_p = 100$ MeV. Die Verbreiterung im Vergleich zum idealen Spektrum der eingeschossenen Protonen (s. Abb. 5.5, (links)) ist dabei ausschließlich auf die Energieverluststreuung im CsI(Tl)-Kristall zurückzuführen, da die intrinsische Szintillatorkauföslung in diesem Beispiel nicht beachtet wird.

Aus den bis hier gesammelten Informationen lässt sich nun die ursprüngliche Einschussenergie rekonstruieren. ΔE ist in weiten Bereichen exakt vermessen, in Tabellen präzise verfügbar und wird auch in Softwarepaketen wie GEANT4 verwendet. Für die folgenden Rechnungen und Simulationen wird

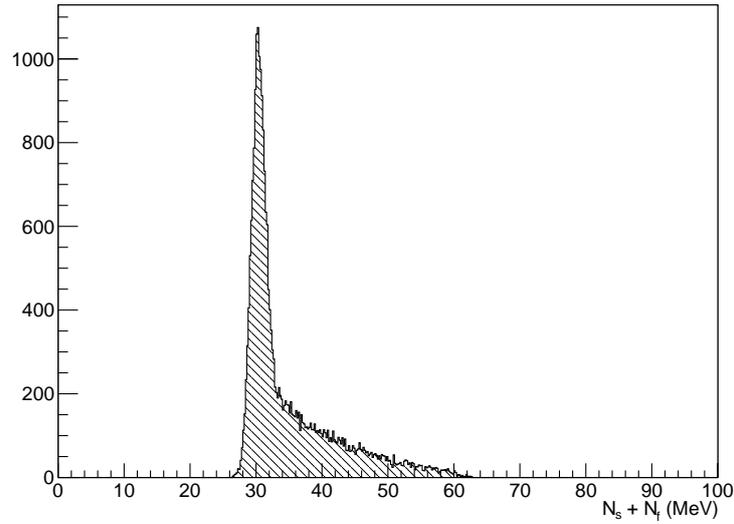


Abbildung 5.2: Energieverlustspektrum der Simulation mit $E_p = 100$ MeV Protonen aus Abb. 5.1. Für jedes Ereignis, das als Durchschuss identifiziert wurde, ist hier die Summe der beiden Komponenten aufgetragen.

dafür ein funktioneller Zusammenhang $E(\Delta E)$ für Protonen, die nicht gestoppt werden, aufgestellt und an die Simulationsdaten angepasst.

$$E(\Delta E) = \frac{a}{\Delta E - b} + c \cdot (\Delta E - b) \quad (5.1)$$

Umfangreiche GEANT4-Simulationen (s. Abb. 5.3) zeigen, dass dieser einfache funktionelle Zusammenhang nicht nur für einen kleinen Energiebereich, sondern für Energien bis zu $E_p = 400$ MeV und für Kristalllängen von $5 \text{ mm} < z < 150 \text{ mm}$ und darüber hinaus sehr präzise gültig ist.

Zusätzlich lässt sich für unterschiedliche Kristalllängen z jeweils ein funktionaler Zusammenhang zu den Parametern a , b und c erkennen (s. Abb. 5.4). Die dafür verwendeten Funktionen Gl. 5.3, 5.4 und 5.5 werden dafür an die Daten angepasst und beschreiben sie exakt. Dadurch kann Gl. (5.1) weiter zu einer Funktion $E(\Delta E, z)$ verallgemeinert werden.

$$E(\Delta E, z) = \frac{a(z)}{\Delta E - b(z)} + c(z) \cdot (\Delta E - b(z)) \quad (5.2)$$

mit

$$a(z) = p_1 z^2 + p_2 z + p_3 \quad (5.3)$$

$$b(z) = q_1(z - q_2) \quad (5.4)$$

$$c(z) = \frac{r_1}{z - r_2} + r_3 z + r_4 \quad (5.5)$$

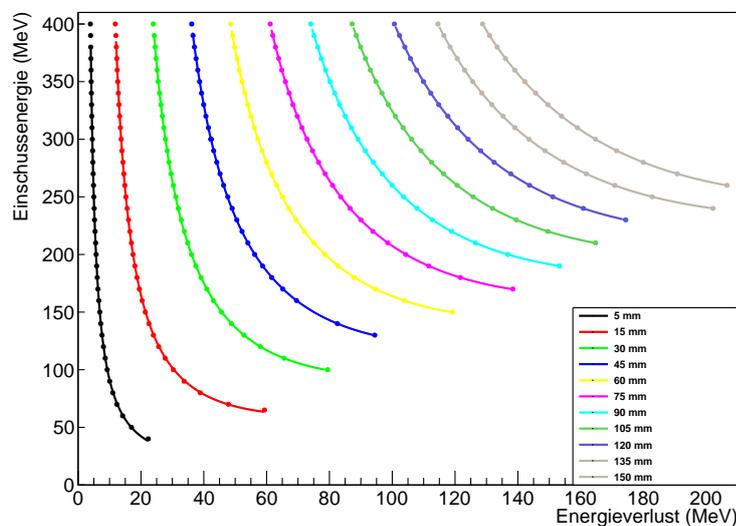


Abbildung 5.3: Umfangreiche Simulationen zur Bestimmung der Teilchenenergie aus dem Energieverlust nicht-gestoppter Teilchen zeigen eine klare Abhängigkeit. Über einen großen Energiebereich und diverse Kristalllängen lässt sich Gl. (5.1) mit großer Genauigkeit an die simulierten Datensätze anpassen.

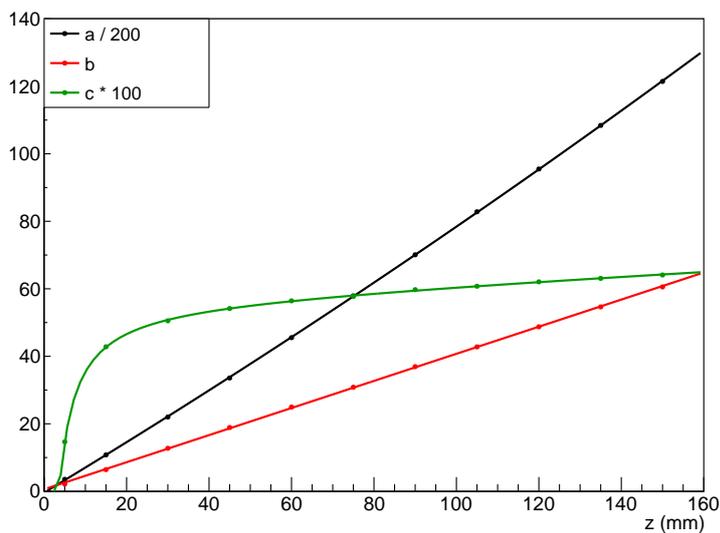


Abbildung 5.4: Die Parameter aus Gl. (5.1) zeigen einen Zusammenhang mit der Kristalllänge z und können dadurch wiederum in einen funktionalen Zusammenhang gebracht werden. Die zur Anpassung benutzten Funktionen entsprechen Gl. 5.3, 5.4 und 5.5.

Mit Hilfe dieser Funktion kann somit die Energieachse transformiert werden. Abb. 5.5, (links) zeigt das Protonenspektrum, wie es generiert wurde. Es besteht aus einem Untergrund mit konstanter Teilchenzahl pro Energieintervall sowie einer Energielinie bei der Maximalenergie von $E_p = 100$ MeV. Abb. 5.5, (rechts) zeigt dasselbe Spektrum nach der iPhos-Rekonstruktion. Im schwarzen Histogramm befinden sich dabei die niederenergetischen Ereignisse, bei denen die Protonen im 15,3 mm langen CsI(Tl)-Kristall gestoppt werden und somit der Energieverlust auch der Einschussenergie entspricht. Die Ereignisse im roten Histogramm enthalten Protonen, welche den Kristall durchdringen und daher mit Hilfe der iPhos-Methode rekonstruiert werden müssen. Wie auch schon im Energieverlustspektrum (s. Abb. 5.2) zu erkennen ist, schränkt die Energieverluststreuung im Szintillatorkristall die erreichbare Energieauflösung ein.

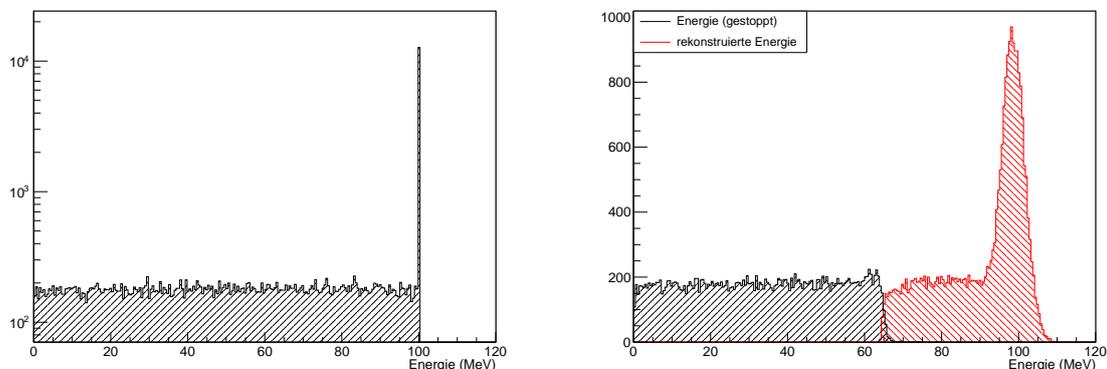


Abbildung 5.5: *Links:* Das zur Simulation verwendete Energiespektrum besteht aus einem Untergrund mit konstanter Teilchenzahl pro Energieintervall sowie einer Energielinie bei der Maximalenergie von $E_p = 100$ MeV. *Rechts:* Durch die iPhos-Rekonstruktion werden gestoppte von nicht-gestoppten Protonen unterschieden. Im schwarzen Histogramm befinden sich die Ereignisse, bei denen die Protonen im 15,3 mm langen CsI(Tl)-Kristall gestoppt werden und somit die Energie auf herkömmliche Weise ermittelt werden kann. Die Ereignisse im roten Histogramm enthalten hochenergetische Protonen, welche den Kristall durchdringen und daher mit Hilfe der iPhos-Methode rekonstruiert werden müssen.

5.3 Auflösung

Die Grenze für die erreichbare Energieauflösung ist wie auch beim Phoswich-Detektor (vgl. Abschn. 3.2.3) definiert durch die Energieverluststreuung im aktiven Detektormaterial. Der Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie setzt sich aus einer Vielzahl an elektromagnetischen Wechselwirkungen mit den Absorberatomen zusammen. Diese Prozesse sind einzeln nicht behandelbar und nur innerhalb einer stochastischen Theorie zu erfassen.

5.3.1 Elektromagnetischer Beitrag

P.V. Vavilov [84] untersuchte die elektromagnetischen Ionisationsverluste von schweren Teilchen in dünnen Materieschichten präzise. Grundlegend unterscheidet er dabei mehrere Bereiche, die sich durch einen Signifikanzparameter

$$\kappa = \frac{\xi}{E_{\max}} \quad (5.6)$$

beschreiben lassen. Dabei entspricht E_{\max} der Maximalenergie, die innerhalb eines Stoßes auf ein Hüllenelektron eines Absorberatoms übertragen werden kann. Der Parameter ξ kommt aus dem Rutherford'schen Streuquerschnitt und ist definiert als

$$\xi = 153,4 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \rho \delta x \text{ keV} \quad (5.7)$$

wobei z der Ladungszahl des Projektils, β der Geschwindigkeit in Einheiten von c , Z und A der Ladungszahl bzw. der Massenzahl des Absorbermaterials, ρ seiner Dichte in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und δx seiner Dicke in cm entsprechen.

- $\kappa \leq 0,01$: Das Absorbermaterial ist sehr dünn, sodass nur wenige Wechselwirkungen zum gesamten Energieverlust beitragen. Die Verluststreuung kann dabei durch die Landau-Näherung beschrieben werden.
- $0,01 < \kappa < 3$: Bei mittleren Absorberdicken wird die Energieverluststreuung durch die asymmetrische Vavilov-Funktion (Gl. (16) in [84]) beschrieben. Mehr Details sowie die Herleitung hierzu können aus [85] entnommen werden.
- $\kappa \geq 3$: Die Energie des einfallenden Teilchens wird durch eine hohe Anzahl an Wechselwirkungen zu großen Teilen im Absorbermaterial deponiert. Aufgrund dieser hohen Anzahl an einzelnen, statistisch unabhängigen Energieverlusten können die Fluktuationen nach dem *Zentralen Grenzwertsatz* [86, S. 252f.] als Normalverteilung dargestellt werden [85]. Dies steht im Einklang mit der Vavilov-Funktion, welche für $\kappa \rightarrow \infty$ in eine Normalverteilung übergeht. In Abb. 5.6, (rechts) ist ein Vergleich zwischen einer Normalverteilung (schwarz) und der Vavilov-Funktion für drei unterschiedliche Separationsparameter $\kappa = 10, 3$ und $0,3$ dargestellt. Für die im Rahmen dieser Arbeit notwendige Genauigkeit ist bereits ab $\kappa = 3$ die Abweichung von der Normalverteilung vernachlässigbar klein. Aufgrund dessen wird im Gegensatz zu [84], das erst ab $\kappa > 10$ die Näherung der Normalverteilung als gültig definiert, im Folgenden $\kappa > 3$ verwendet.

Abb. 5.6, (links) stellt mit Blick auf Kapitel 6 für einen 15,3 mm dicken CsI(Tl)-Kristall den Separationsparameter κ für den Beschuss mit Protonen in Abhängigkeit der kinetischen Protonenergie dar. Bis zu Energien von 200 MeV gilt $\kappa > 3$ und somit kann die Energieverluststreuung als Normalverteilung genähert werden.

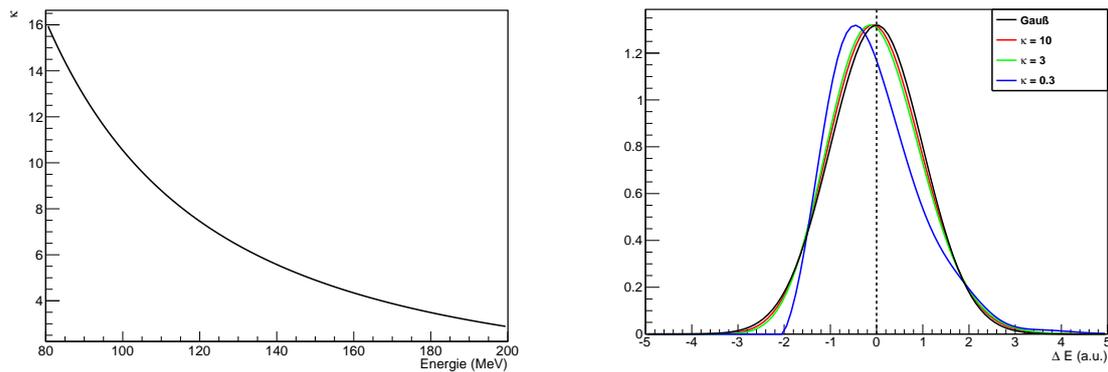


Abbildung 5.6: Separationsparameter κ für Protonen in 15,3 mm CsI(Tl) in Abhängigkeit der Einschussenergie (links). Vergleich zwischen Normalverteilung (scharz) und Vavilov-Verteilungen mit unterschiedlichen Separationsparametern κ (rechts). Die Verteilungen sind auf die selbe Höhe normiert. Für Separationsparameter bis $\kappa = 3$ ist die Abweichung von der Normalverteilung im Rahmen der nötigen Genauigkeit vernachlässigbar klein. Für deutlich kleinere Werte von κ muss die Vavilov-Funktion herangezogen werden.

5.3.2 Weitere Beiträge

Zusätzlich zu der Energieverluststreuung, die eine physikalische Grenze für die erreichbare Auflösung der Energiemessung mit der iPhos-Methode setzt, existieren weitere Effekte die darauf Einfluss nehmen.

Der Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen der einlaufenden Protonen mit dem Detektormaterial nimmt mit dem Weg zu, den dieses Teilchen im Detektormaterial zurücklegt. Dies führt kaum zu einer Verbreiterung des Energieverlustpeaks, steuert jedoch durch unterschiedlichste Prozesse einen breiten Untergrund bei. Detaillierter wird dieser Aspekt in Abschn. 7.1 behandelt.

Weitere Beiträge wie intrinsische Energieauflösung des Szintillatorkristalls oder elektronisches Rauschen tragen wiederum zu einer Verbreiterung des Energieverlustpeaks bei, sind jedoch stark vom Detektoraufbau abhängig und sollen aus diesem Grund hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt sein.

Benchmark-Experiment am Cyclotron Center Bronowice

Das erste Experiment zur Untersuchung der "intrinsischen Phoswich"-Eigenschaften von CsI(Tl) wurde im Frühjahr 2013 am Cyclotron Center Bronowice des Henryk Niewodniczański Instituts für Kernphysik der Polnischen Akademie der Wissenschaften [87] (IFJ PAN) in Krakau durchgeführt. Das dabei verwendete Protonenzyklotron "Proteus C-235" wird sowohl für kernphysikalische, medizinische und materialtechnische Forschung als auch zur Strahlentherapie an Tumorpatienten eingesetzt. Daher kann die Strahlenergie an dieser Anlage innerhalb weniger Sekunden im Bereich

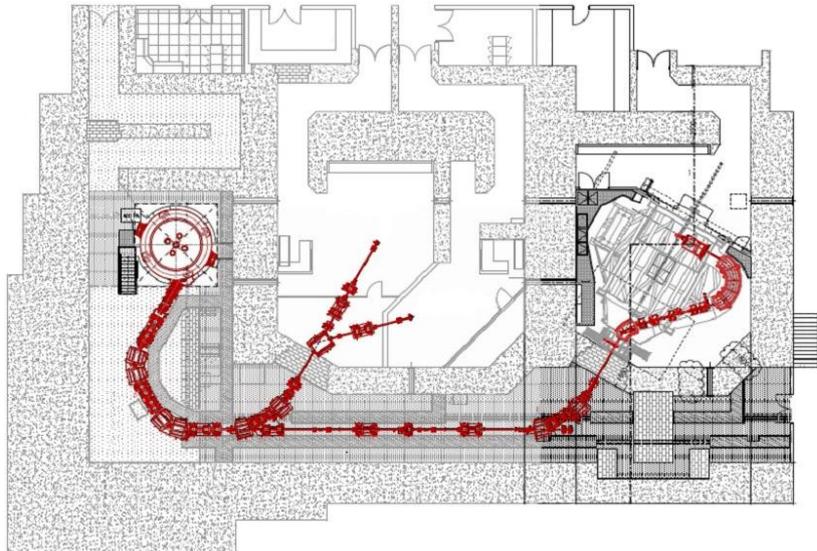


Abbildung 6.1: Gebäudeplan des Cyclotron Center Bronowice, Krakau. Mit freundlicher Genehmigung des IFJ PAN, Krakau [87].

von $70 \text{ MeV} < E_p < 226 \text{ MeV}$ eingestellt werden. Da das zentrale Zyklotron eine feste Energie von $E_p > 235 \text{ MeV}$ liefert, gelingt dies durch ein sogenanntes Degradier-Rad mit welchem unterschiedliche Materieschichten in den Strahlengang gedreht werden. Zusätzlich verfügt die Anlage über einen magnetischen Energiefilter, der gleichzeitig angepasst wird und dadurch eine Energieschärfe von $\Delta E_p < 0,7 \%$ (FWHM) garantiert. Allerdings ist der Teilchenstrom des Strahls, bedingt durch die

medizinische Verwendung des Beschleunigers, im Bereich von 1 pA bis 300 pA limitiert. Die verwendeten Detektoren sind für Teilchenraten $r > 1$ kHz jedoch nicht ausgelegt, sodass Messungen nur außerhalb des Primärstrahls mit gestreuten Teilchen möglich sind. Dieses Kapitel enthält neben einer ausführlichen Beschreibung des experimentellen Aufbaus auch den erstmaligen experimentellen Nachweis der in Kapitel 5 beschriebenen "iPhos"-Methode.

6.1 Das Detektorsystem

6.1.1 DemoZero

Der Detektoraufbau für dieses Experiment bestand im Wesentlichen aus dem mit 32 CsI(Tl)-Kristallen bestückten *DemoZero*. Dieser Detektor ist ein Prototyp für den *Barrel*-Teil des *CALIFA*-Kalorimeters. Die Kristallgrößen und -formen entsprechen einem Ausschnitt von 4x8 Kristallen im vorwärtsgerichteten Polarwinkelbereich von *CALIFA* zwischen $55,5^\circ < \Theta < 70,4^\circ$ (s. [88, S. 15]). Die Grundform ist, wie in Kapitel 2 bereits beschrieben, ein asymmetrischer Pyramidenstumpf. Die Länge beträgt für alle Kristalle $z = 180$ mm. Jeder Einzelkristall ist in eine Lage der hochreflektierenden Folie *Vikuiti*^{TM1} eingepackt (s. Abb. 6.2). Mit einer Dicke von nur $65 \mu\text{m}$ reflektiert sie mehr als 98 % des Lichts im sichtbaren Bereich womit auch für große Kristalle eine hohe Lichtausbeute erreicht werden kann. Zur Stabilität innerhalb des späteren Kalorimeters sind jeweils vier solche Kristalle in insgesamt acht sogenannter *Alveoli* zusammengefasst. Um den Anteil an nicht-aktiven Schichten zwischen den Kristallen möglichst gering zu halten, besteht ein solcher *Aveolus* aus Karbonfasern und weist eine Wandstärke von gerade einmal $250 \mu\text{m}$ auf. Das Szintillationslicht wird mit Hilfe von Hamamatsu S8664-1020 *LAAPDs* [27] ausgelesen. Diese besitzen eine aktive Fläche von zwei mal $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und eine vergleichsweise hohe Kapazität von etwa $2 \times 300 \text{ pF}$. Eine detaillierte Beschreibung zu diesem Prototyp-Detektor von *Pietras et al.* ist in [89] zu finden.

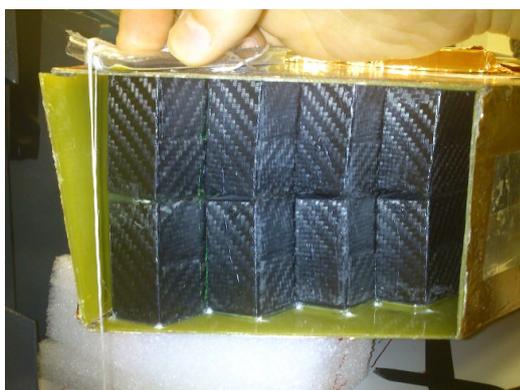


Abbildung 6.2: *Links:* Frontansicht des *DemoZero*-Detektors. In den acht schwarzen Karbonfaserhüllen mit einer Wandstärke von $250 \mu\text{m}$ befinden sich jeweils vier CsI(Tl)-Kristalle mit einer Länge von 180 mm. *Rechts:* Jeweils vier CsI(Tl)-Kristalle befinden sich in einem Alveolus. Jeder Kristall wird mit den großflächigen Lawinenphotodioden S8664-1020 von Hamamatsu ausgelesen (aus [89]).

¹*Vikuiti*TM Enhanced Specular Reflector Film der Firma 3M

6.1.2 Ausleseelektronik

Das Signal aus den Lawinenphotodioden wird im ladungsintegrierenden Vorverstärker MPRB-32 der Firma Mesytec² verstärkt. Neben 32 unabhängigen Kanälen und individueller Spannungsversorgung, besitzt dieses Modul auch eine interne Kompensation der Sperrspannung in Abhängigkeit von der Temperatur für jeweils 16 Kanäle. Zwei unterschiedliche Empfindlichkeiten für Energien bis 3 pC und bis 30 pC erlauben eine Anpassung der Verstärkerstufen an die Anforderungen des Experiments. Alle Parameter und Funktionen lassen sich über ein dafür entwickeltes Web-Interface steuern. Die Aufnahme der differentiellen Vorverstärkersignale erfolgte durch FEBEX3-Module [31, S. 253] mit jeweils zwei ADCs³, einem LFE3-150 FPGA⁴ und insgesamt 16 Aufnahmekanälen. Mit einer Aufnahmezeit von $f = 50$ MHz und einer Auflösung von 14 bit wurden für jedes Ereignis Datenspuren der Länge $t_L = 60 \mu\text{s}$ zur späteren Analyse aufgezeichnet (s. Abb. 6.3).

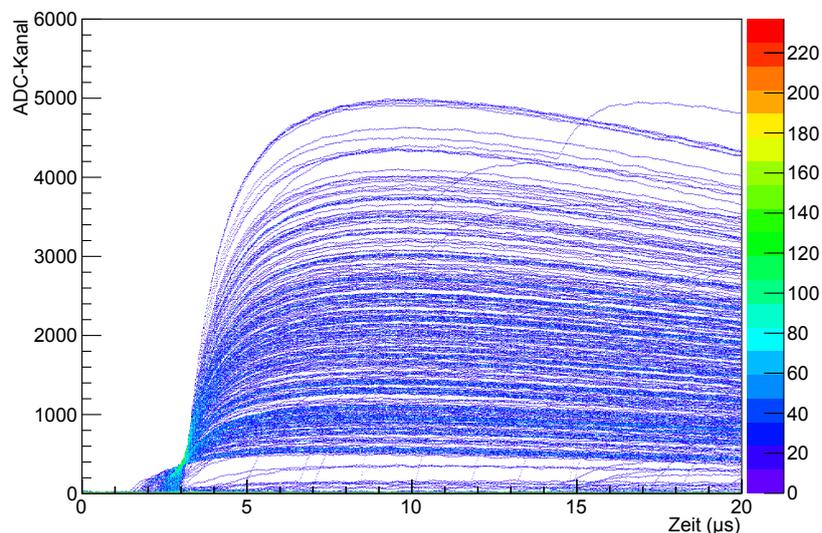


Abbildung 6.3: 1000 Datenspuren des CsI(Tl)-Signals aus einem Messdurchgang mit $E_p = 100$ MeV Protonen. Die Länge der Datenspuren beträgt $t_L = 60 \mu\text{s}$ und wurde mit einer Frequenz von $f = 50$ MHz aufgenommen. Der Triggerzeitpunkt jeder Datenspur ist auf $t_0 = 3 \mu\text{s}$ festgelegt. Für sehr kleine Energien ist jedoch zu erkennen, dass durch die Verwendung eines sogenannten *Leading Edge*-Triggers die Aufnahme verspätet ausgelöst wird, wodurch die Spur dementsprechend in dieser Darstellung früher beginnt. In wenigen Fällen sieht man zufällige Überlagerungen von mehreren Teilchensignalen zu unterschiedlichen Zeiten.

6.2 Streugeometrie

Zur Streuung der Protonen wurde eine dünne Titanfolie $d_{\text{Ti}} = 50 \mu\text{m}$ am Ausgang des Strahlrohrs verwendet. Die Folie besteht aus natürlichem Titan und beinhaltet folgende Isotophäufigkeiten

²mesytec GmbH & Co. KG, Wernher-von-Braun-Str. 1, 85640 Putzbrunn

³Analog Devices AD9252

⁴Field Programmable Gate Array

Isotop	Häufigkeit
^{46}Ti	8,01 %
^{47}Ti	7,33 %
^{48}Ti	73,81 %
^{49}Ti	5,50 %
^{50}Ti	5,35 %

Tabelle 6.1: Isotophäufigkeiten in natürlichem Titan. ^{48}Ti überwiegt deutlich gegenüber den anderen stabilen Isotopen [90].

Der DemoZero befand sich unter einem Winkel von $\theta = 10^\circ$ zur Strahlachse und in einem Abstand von $l = 2\text{ m}$ vom Ausgang des Strahlrohres. Abb. 6.4 zeigt diesen Aufbau in der Draufsicht. Durch den Einsatz eines dafür konstruierten, höhenverstellbaren Tisches konnte auch die vertikale Position präzise angepasst werden.

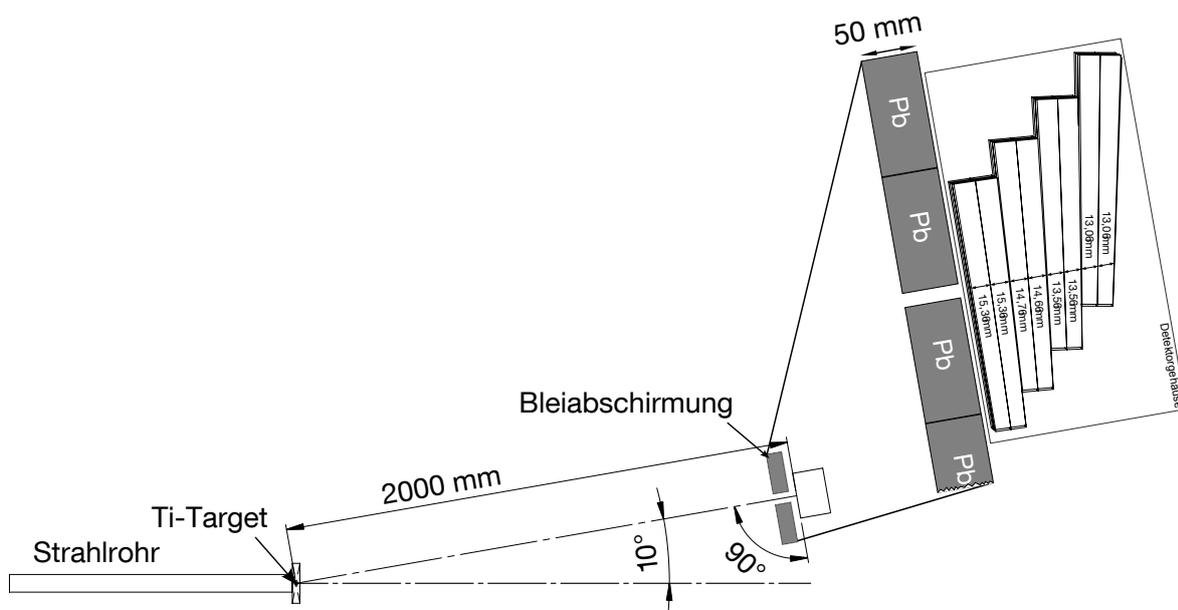


Abbildung 6.4: Aufbau des Experiments mit *DemoZero* am IFJ PAN, Krakau. Am Ausgang des Strahlrohres war eine dünne Titan-Folie $d_{\text{Ti}} = 50\ \mu\text{m}$ angebracht, die als Target diente. Die CsI(Tl)-Detektoren befanden sich im Abstand von $l = 2\text{ m}$ und unter $\theta = 10^\circ$ zur Strahlachse. Eine Bleiabschirmung beschränkte dabei den Eintrittswinkel auf etwa $\Delta\theta = 0,5^\circ$.

Rechts im Bild ist die Detektorgeometrie im Detail dargestellt. Das Detektorgehäuse besteht aus 0,5 mm dickem Edelstahlblech sowie 2 mm Pertinax-Platten. Die Bleiabschirmung beschränkt den Einfallsbereich der Protonen auf 10 mm, womit die Variation der Kristalldicke aufgrund der pyramidalen Form im Bereich von nur $\Delta z = \pm 0,15\text{ mm}$ liegt.

Für die folgende Abschätzung der Zählraten werden die unterschiedlichen Ti-Isotophäufigkeiten vernachlässigt und lediglich die Streuung an ^{48}Ti betrachtet. Ein Vergleich der Simulationsergebnisse für diesen vereinfachten Fall und Simulationen mit korrekter Isotophäufigkeit zeigen keine signifikante

Änderung der Ergebnisse.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung bei $E_p = 100$ MeV liegt für den Winkelbereich um $\theta = 10^\circ$ bei etwa $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 3 \frac{\text{b}}{\text{sr}}$, während er für die inelastische Anregung $0^+ \rightarrow 2^+$ nur im Bereich von $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 20 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ und damit mehr als 2 Größenordnungen darunter liegt [91]. Simulationen der Kernreaktion $^{48}\text{Ti}(p, p')^{48}\text{Ti}^*$ in der Software *Talys* [92] bestätigen dies ebenfalls und berechnen den Gesamtwirkungsquerschnitt für inelastische Streuung auf etwa $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 500 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$. Der weitaus größere Teil des Protonenuntergrundes scheint allerdings von Streuungen an anderen Materialien, wie der Bleiabschirmung oder anderen Aufbauten vor der Bleiabschirmung und der $l = 2$ m langen Luftstrecke zwischen Strahlaustrittsfenster und Detektor verursacht zu werden.

Durch Vergleich der Produktionsquerschnitte mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der inelastisch gestreuten Protonen in den ersten angeregten Zustand und linearer Extrapolation lassen sich anhand der *Talys*-Simulationen auch die Produktionsquerschnitte für den Winkelbereich bei $\theta = 10^\circ$ abschätzen. Danach werden Deuteronen in der Reaktion $^{48}\text{Ti}(p, d)^{47}\text{Ti}^*$ mit einem differentiellen Wirkungsquerschnitt von ungefähr $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 50 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ sowie von Tritonen und Alpha-Kernen mit einem Produktionsquerschnitt von $8 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ bzw. $4 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ erzeugt. Die Produktionsquerschnitte für ^3He und schwerere Sekundärkerne sind vernachlässigbar klein. Abb. 6.5, (links) zeigt die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische Streuung der Protonen an ^{48}Ti . Dieser nimmt mit zunehmender Einschussenergie von $E_p = 80$ MeV auf $E_p = 200$ MeV um mehr als einen Faktor 6 ab, während er für die inelastische Streuung $0^+ \rightarrow 2^+$ Abb. 6.5, (rechts) nur auf knapp die Hälfte sinkt. Der Untergrund durch andere Streuprozesse sollte ebenfalls relativ dazu zunehmen, wodurch für höhere Energien der Peak der elastisch gestreuten Protonen als deutlich weniger ausgeprägt erwartet wird.

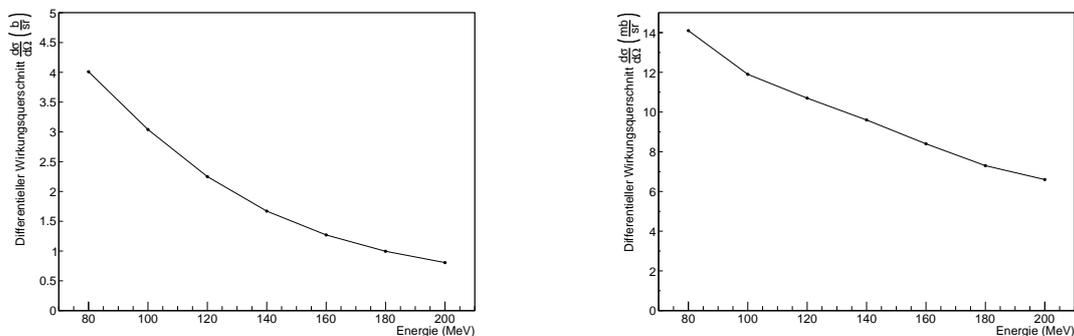


Abbildung 6.5: Links: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung $^{48}\text{Ti}(p, p')^{48}\text{Ti}$ bei einem Streuwinkel von $\theta = 10^\circ$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt nimmt bis $E_p = 200$ MeV um mehr als einen Faktor 6 ab. Rechts: Für die inelastische Streuung ($0^+ \rightarrow 2^+$) $^{48}\text{Ti}(p, p')^{48}\text{Ti}^*$ bei einem Streuwinkel von $\theta = 10^\circ$ nimmt er mit zunehmender Einschussenergie nur auf gut die Hälfte ab.

6.3 Energiekalibration

Zur Kalibration der 32 CsI(Tl)-Kristalle des DemoZero wurde dieser mit verschiedenen Strahlenergien von $70 \text{ MeV} < E_p < 200 \text{ MeV}$ von der Stirnseite der Kristalle bestrahlt. Bei diesen Energien werden

die Protonen in den $z = 180$ mm langen Kristallen gestoppt. Der Energieverlust durch die elastische Streuung an ^{48}Ti sowie beim Durchgang durch die Umhüllung wurden dabei berücksichtigt. In Abb. 6.6 sind die Energiespektren beispielhaft für die Energien $E_p = 100$ MeV und 200 MeV gezeigt. Wie in Abschn. 6.2 auch bereits aus der Reaktionssimulation erwartet, ist die Energielinie der elastisch gestreuten Protonen bei 200 MeV deutlich weniger ausgeprägt als bei kleineren Strahlenergien.

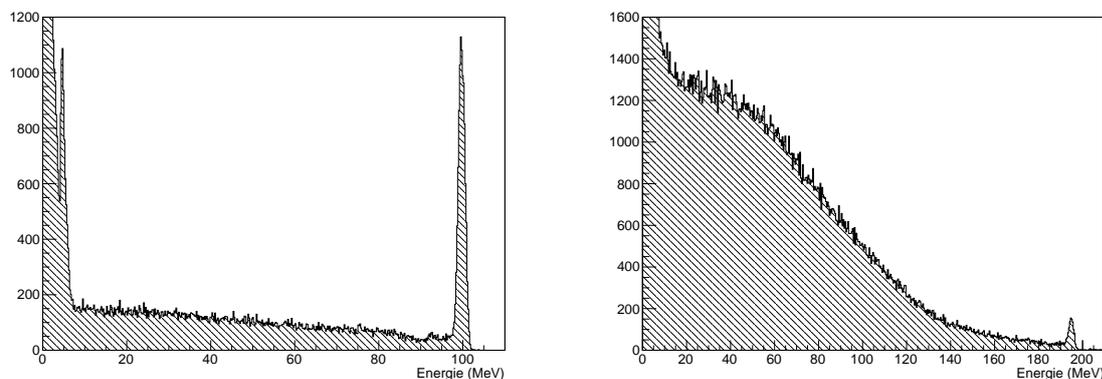


Abbildung 6.6: Links: Bei einer Strahlenergie von $E_p = 100$ MeV hebt sich die Linie der vollen Energie noch deutlich vom niederenergetischeren Untergrund ab. Die Linie bei 5 MeV ist nicht physikalischen Ursprungs, sondern ist durch die Triggerschwelle verursacht. Rechts: Bei $E_p = 200$ MeV überwiegt der Untergrund bereits deutlich. Der Peak der vollen Energie ist nur noch schwach zu erkennen.

6.4 Auswertung und Diskussion

Für die Analyse der Daten wurde im Rahmen dieser Arbeit ein spezielles auf C++ und ROOT basierendes Programmpaket entwickelt.

6.4.1 Einzelkristall

Für die Auswertung stehen acht verschiedene Energieeinstellungen $E_p = 90$ MeV, 100 MeV, 105 MeV, 110 MeV, 120 MeV, 130 MeV, 155 MeV, 175 MeV und 180 MeV zur Verfügung. Durch die Position des Detektors außerhalb des Primärstrahls und dem Energieverlust der Protonen im Gehäuse, sind die Einschussenergien und tatsächlich nachgewiesenen Energien leicht voneinander abweichend. In Tab. 6.3 ist die Zuordnung der beiden Energien zueinander ersichtlich. In den folgenden Kapiteln wird zur Beschreibung der Protonenenergie immer die Einschussenergie benutzt. In diesem Abschnitt wird zuerst ein Kristall zur Energierekonstruktion herangezogen, um die Methode anhand von experimentellen Daten zu diskutieren. Dieser hat im Mittel eine Dicke von $15,3 \pm 0,15$ mm

Identifikation der durchgeschlagenen Protonen

Wie in Abschnitt 5 bereits ausführlich beschrieben, stellt der Teilchenidentifikationsalgorithmus RPID (s. Anh. A) die Grundlage für die Energierekonstruktion mittels der iPhos-Methode dar. Die innerhalb der folgenden Analyse verwendeten Parameter sind in Tab. (6.2) aufgelistet.

Parameter	Wert
MAU	
Fenstergröße	1 μ s
MWD	
Fenstergröße	10 μ s
Abklingzeit	48 μ s
Differentiation	
Summe	100 ns
Differenz	500 ns
Division	
Abklingzeit	3.24 μ s
MWD II	
Fenstergröße	4 μ s
Abklingzeit	740 ns

Tabelle 6.2: Verwendete Parameter des RPID-Algorithmus für die folgende Auswertung.

Einschussenergie (MeV)	90	100	105	110	120	130	155	175	180
Energie im Kristall (MeV)	85,5	95,9	101,0	106,1	116,4	126,6	152,0	172,2	177,3

Tabelle 6.3: Das Gehäuse des DemoZero-Detektors befand sich in diesem Experiment unter etwa $\theta = 10^\circ$ zur Strahlachse und bestand aus einer dünnen Aluminiumstruktur, sowie einem Pertinax-Gehäuse und führte bereits hier zu einem Energieverlust der Protonen. In dieser Tabelle ist die Zuordnung der Einschussenergien der Protonen zur Energie nach elastischer Streuung und Durchlaufen des Detektorgehäuses ersichtlich. In den folgenden Kapiteln wird zur Beschreibung der Protonenenergie die Einschussenergie benutzt.

Das Ergebnis der RPID-Signalformanalyse ist in Abb. 6.7 für die vier ausgewählten Einschussenergien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV dargestellt. Deutlich sind dabei drei unterschiedliche Bänder (1-3 in Abb. 6.7) im Spektrum zu sehen. Das mit (2) gekennzeichnete Band entspricht den niederenergetischen und dadurch gestoppten Protonen. Die dazugehörigen Energiespektren für zwei unterschiedliche Energien wurden bereits in Abb. 6.6 vorgestellt. Wie in Kapitel 5 bereits erläutert, knickt diese Linie für durchschlagende Protonen in das Band (1) ab. Mit zunehmender Energie und damit höherer Geschwindigkeit der eintreffenden Protonen verringert sich dagegen ihr Energieverlust im aktiven Detektormaterial nach Bethe-Bloch immer weiter. In absteigender Reihenfolge sind daher in Band (1) von rechts oben an die Häufungen der elastischen Streuung von Protonen mit Energien von $90 \text{ MeV} < E_p < 180 \text{ MeV}$ zu sehen. Sie sind auch schon in dieser Darstellung deutlich voneinander separiert.

Die aufgrund der Reaktionssimulation bereits erwarteten Deuteronen sind in diesem Teilchenidenti-

fikationsspektrum ebenfalls zu erkennen (3). Linien für schwerere Sekundärkerne (Tritonen (4) und Helium-Kerne (5)) deuten sich rechts davon an.

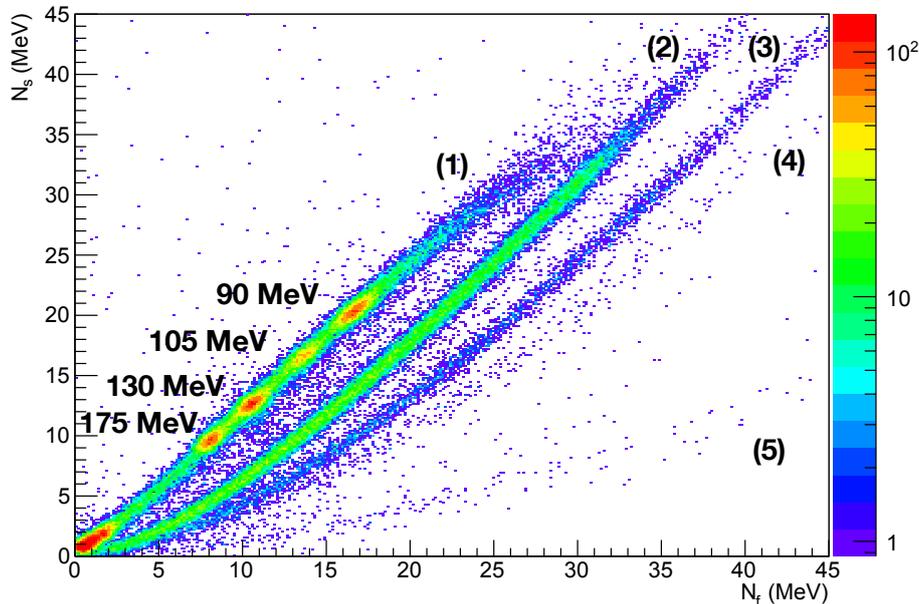


Abbildung 6.7: Ergebnis der RPID-Pulsformanalyse für einen Kristall und die vier ausgewählten Energien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV. Das Band der gestoppten Protonen (2) ist deutlich von den nicht-gestoppten (1) zu unterscheiden. Daneben sind ebenfalls Deuteronen (3) und mit kleiner Statistik auch Tritonen (4) und Helium-Kerne (5) zu erkennen.

Rekonstruktion der Einschussenergie

Die Summe von N_f und N_s ergeben nach Gl. (4.10) den Energieverlust des Protons im durchstoßenen CsI(Tl)-Kristall. Abb. 6.8 stellt dies für die vier ausgewählten Energien dar. Unter Zuhilfenahme einer Transformationsfunktion $E(\Delta E)$ (s. Gl. (5.1)) kann aus diesem Energieverlust die Einschussenergie rekonstruiert werden. Die gemessenen Energieverluste werden mit dieser numerisch ermittelten Funktion in die Erwartungswerte der Protonenenergie zurücktransformiert. Für die Kristalllänge $z = 15,3$ mm ist diese Transformationsfunktion in Abb. 6.9 dargestellt. Nach der Transformation (Abb. 6.10) sind die Peaks der vollen Energie deutlich zu erkennen. Durch die immer kleiner werdende Energiedeposition mit zunehmender Energie der Protonen und den dadurch verringerten Informationsgehalt, nimmt die Energieauflösung deutlich ab. Während die Protonen mit 90 MeV noch mit einer Auflösung von $\frac{\Delta E}{E} = 6\%$ rekonstruiert werden können, nimmt sie für 180 MeV auf etwa $\frac{\Delta E}{E} = 12,0\%$ ab. Die genauen Energieauflösungen zu jeder Energie sind in Tab. 6.4 im Vergleich zur relativen Energieverluststreuung⁵ und der deponierten Energie aufgelistet. Durch die zunehmende Extrapolation auf die Einschussenergie ausgehend vom Energieverlust und die immer steiler werdende Transformationsfunktion, nimmt auch die Auflösung für höhere Energien immer weiter ab. Aufgrund des Energieverlusts der eingeschossenen Protonen in der Umhüllung der Detektorkristalle weicht die

⁵berechnet in LISE++

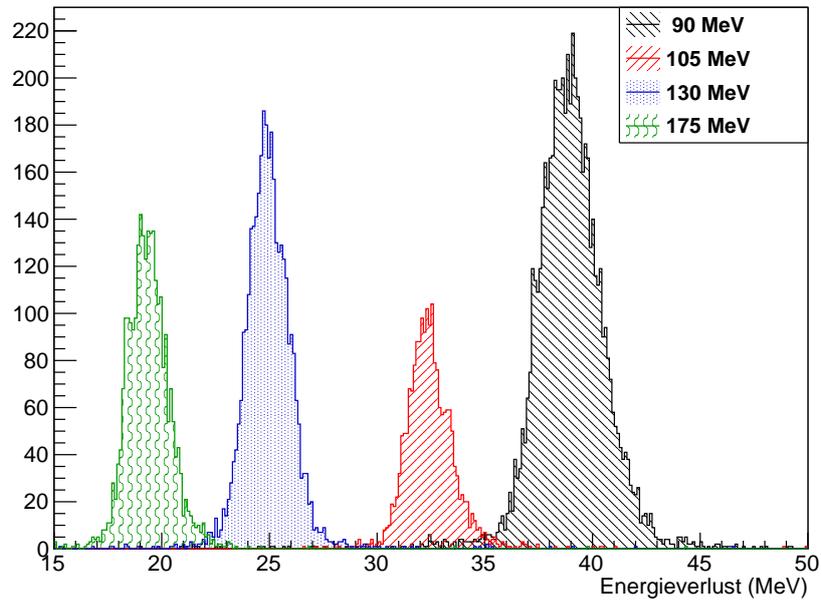


Abbildung 6.8: Energieverlust der Protonen mit den Energien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV.

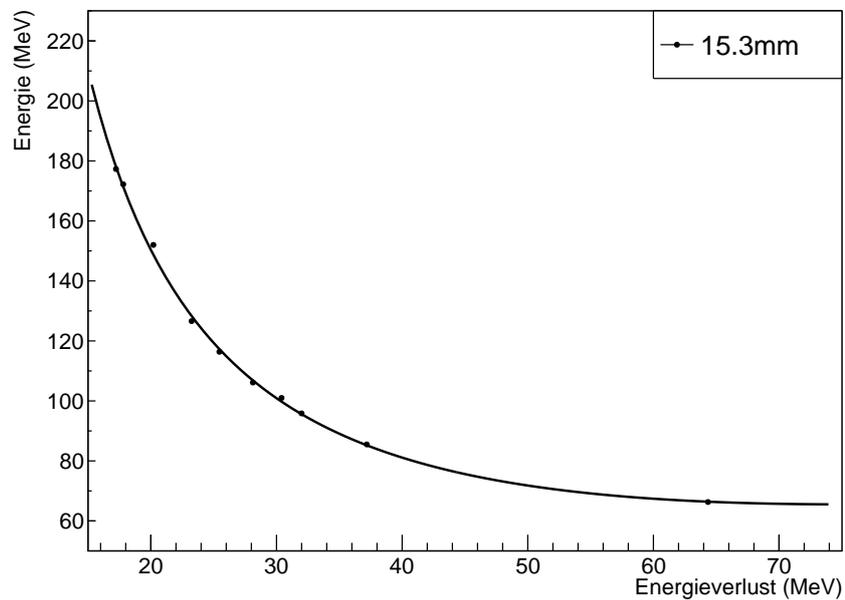


Abbildung 6.9: Transformationsfunktion der iPhos-Energien für die Kristallgrößen $z = 15,3$ mm. Die Parameter der Funktion (s. Gl. (5.1)) sind dabei an die Messdaten angepasst. Die Einschussenergie hat eine Genauigkeit von 0,7 % (FWHM), sodass ihre Fehlerbalken nicht sichtbar sind und ebenfalls der statistische Fehler der Energieverlustmessung ist klein. Die Abweichungen zur angepassten Funktion sind systematischer Natur und könnten unter anderem aus Variationen der Temperatur resultieren, die nicht ausreichend durch den Vorverstärker kompensiert wurden.

rekonstruierte Energie leicht von der nominellen Einschussenergie ab (s. Tab. 6.3). Dies ist in der Kalibration und der Rekonstruktion berücksichtigt.

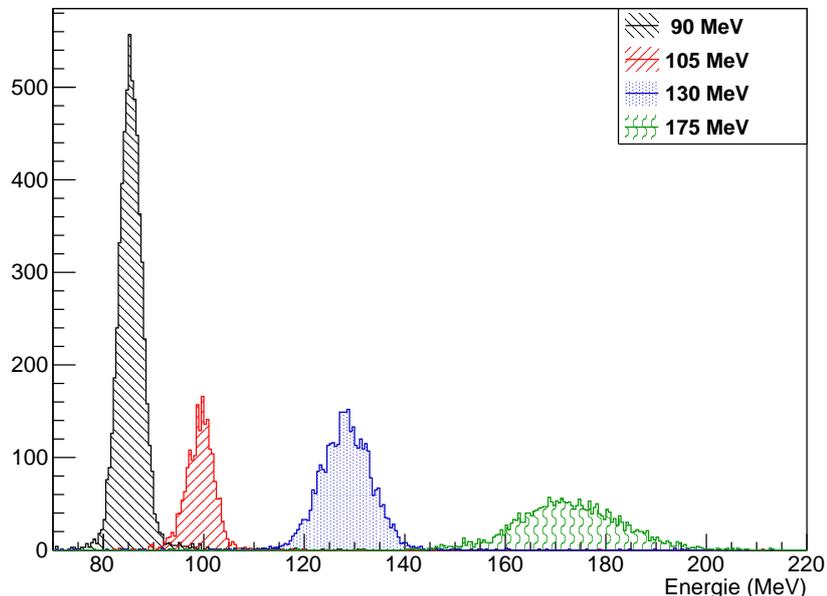


Abbildung 6.10: Rekonstruierte Protonenergie der vier ausgewählten Energien. Die Auflösungen aller gemessener Energien sind in Tab. (6.4) aufgelistet. Aufgrund des Energieverlusts der eingeschossenen Protonen in der Umhüllung der Detektorkristalle, weicht die rekonstruierte Energie leicht von der nominellen Einschussenergie ab. Dies ist in allen Betrachtungen jedoch berücksichtigt.

Einschussenergie	Energiedeposition (MeV) ⁵	Auflösung der rekonstruierten Energie (FWHM)	relative Energieverluststreuung (FWHM) ⁵
90 MeV	38,6 MeV	5,6 %	4,3 %
100 MeV	33,9 MeV	6,5 %	4,4 %
105 MeV	32,2 MeV	6,7 %	4,5 %
110 MeV	30,7 MeV	7,6 %	4,7 %
120 MeV	28,2 MeV	8,7 %	4,9 %
130 MeV	26,2 MeV	8,7 %	5,2 %
155 MeV	22,6 MeV	10,7 %	5,9 %
175 MeV	20,7 MeV	11,9 %	6,3 %
180 MeV	20,2 MeV	11,7 %	6,5 %

Tabelle 6.4: Energieauflösungen der iPhos-Rekonstruktion mit einem 15,3 mm langen CsI(Tl)-Kristall im Vergleich zur relativen Energieverluststreuung bezogen auf den Energieverlust⁵. Durch die zunehmende Extrapolation der Einschussenergie ausgehend vom Energieverlust und die immer steiler werdende Transformationsfunktion, nimmt auch die Auflösung für höhere Energien immer weiter ab.

6.4.2 Addback-Analyse von zwei Kristallen

Der Teilchenidentifikationsalgorithmus RPID welcher, wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben, die Grundlage für die Energierekonstruktion mittels der iPhos-Technik ist, ermittelt die Amplituden der beiden Szintillationskomponenten. Diese lassen sich in gleicher Weise wie auch die Energie über die einzelnen Kristalle hinweg aufsummieren. Unter dieser Annahme kann die iPhos-Methode mit dem vorliegenden Datensatz auch für längere CsI(Tl)-Kristalle getestet werden.

Im ersten Schritt werden dabei die schnellen bzw. langsamen Komponenten der ersten beiden Kristalle aufsummiert.

$$N_f = \sum_{i=1,2,\dots} N_{f,i} \quad (6.1)$$

$$N_s = \sum_{i=1,2,\dots} N_{s,i} \quad (6.2)$$

Die dadurch erhaltenen Komponenten entsprechen, unter Vernachlässigung des Energieverlustes in der Spiegelfolie zwischen den Kristallen, denen eines $z = 30,6$ mm CsI(Tl)-Kristalls.

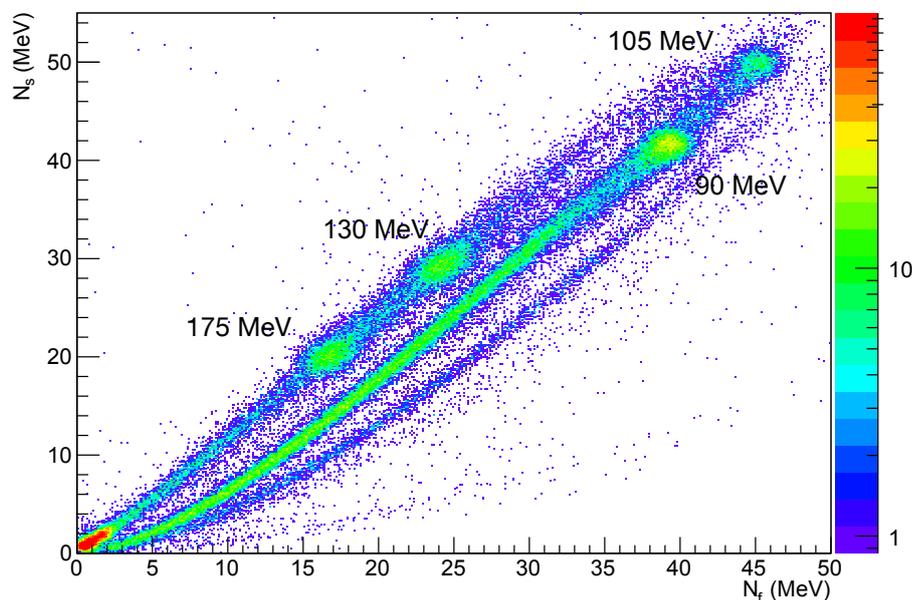


Abbildung 6.11: Ergebnis der RPID-Pulsformanalyse für die Amplitudensumme zwei aufeinander folgender Kristalle und die vier Energien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV. Deutlich ist zu erkennen, dass die elastisch gestreuten Protonen bei einer Einschussenergie von 90 MeV und von 105 MeV in den nun doppelt so langen Kristallen $z = 30,6$ mm gestoppt werden.

Abb. 6.11 zeigt das Ergebnis der RPID-Pulsformanalyse für die Amplitudensumme der ersten beiden Kristalle und für die vier Energien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV. Die Qualität

der Trennung zwischen den Bändern der gestoppten und der nicht-gestoppten Protonen ist deutlich verringert, verglichen mit Abb. 6.7. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei der Summation auch die Unsicherheiten aufgrund elektronischen Rauschens bei der Berechnung der beiden Komponenten aufsummiert werden. Eine ausreichende Trennung ist jedoch auch hier weiterhin gegeben.

Aufgrund der größeren effektiven Kristalllänge werden hier im Unterschied zu Abb. 6.7 Protonen mit $E_p = 90$ MeV im aktiven Detektormaterial gestoppt. In der RPID-Darstellung ist deutlich zu erkennen, dass für diese Energie der Peak der vollen Energie im Band der gestoppten Protonen liegt. Auch die Protonen mit einer Energie von $E_p = 105$ MeV werden größtenteils gestoppt, allerdings ist hier ein Verwischen ins Band der nicht-gestoppten Protonen zu entdecken. Der Grund dafür ist, dass Protonen mit dieser Energie nur noch knapp in den beiden Kristallen gestoppt werden und sie durch die Energieverluststreuung auch durchdringen können. Höhere Energie werden nicht in 30,6 mm CsI(Tl) gestoppt.

Die Energieauflösungen für unterschiedliche effektive Kristalllängen aller gemessener Einschussenergien sind am Ende dieses Kapitels in Abb. 6.13 dargestellt. Es zeigt sich für alle eine, in guter Näherung lineare Abhängigkeit von der Energie. In dieser Darstellung ist die Einschussenergie um den Energieverlust im Detektorgehäuse korrigiert. Die senkrechten, grün gestrichelten Linien zeigen die Grenzenergien an, ab welchen Kristall 1, 2 bzw. 3 durchschlagen werden. Die Summation über verschiedene Kristalle führt zu einem Aufsummieren des elektronischen Rauschens aller Kanäle und damit zu einer weiteren Abnahme der zu erreichenden Auflösung.

6.4.3 Rekonstruktion der Experiment-Ergebnisse in der Simulation

Zur Überprüfung der Experimentergebnisse werden, wie in Abschn. 4.5 diskutiert, die Amplituden der schnellen und der langsamen Komponente N_f und N_s für die in den Experimentdaten analysierten Konfigurationen in GEANT4 simuliert und auf Basis der gleichen Analyseschritte wie in Kapitel 6 daraus die Einschussenergie rekonstruiert.

Analog zur Teilchenidentifikationsdarstellung des Experiments in Abb. 6.7 ist in Abb. 6.12 eine Simulation der vier Energien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV gezeigt. Für eine originalgetreue Nachbildung der experimentellen Daten sind neben den vollen Energien in der Simulation auch ein flacher Untergrund mit einer konstanten Zahl von Protonen pro Energieintervall bis zur Maximalenergie von 175 MeV, eine ebenfalls flache Verteilung von γ -Strahlung bis 10 MeV und Deuteronen bis 165 MeV berücksichtigt. Beide Komponenten sind durch eine Normalverteilung der Breite $\sigma = 300$ keV modifiziert, wie sie auch in den experimentellen Daten zu beobachten ist. Auf eine zusätzliche Berücksichtigung der intrinsischen Energieauflösung wird verzichtet.

Wie in den experimentellen Daten des 15,3 mm dicken Kristalls kann am Durchstoßpunkt bei etwa 60 MeV das Abknicken des Protonbands ausgemacht werden, wodurch auch in der Simulation eine Unterscheidung von nicht-gestoppten (1) und gestoppten Protonen (2) erreicht wird. Durch Kernreaktionen kommt es nun auch in der Simulation zu Abweichungen von der Verteilung der gestoppten und der nicht-gestoppten Protonen. Mehr Details hierzu befinden sich im nächsten Abschnitt (s. Abschn. 7.1).

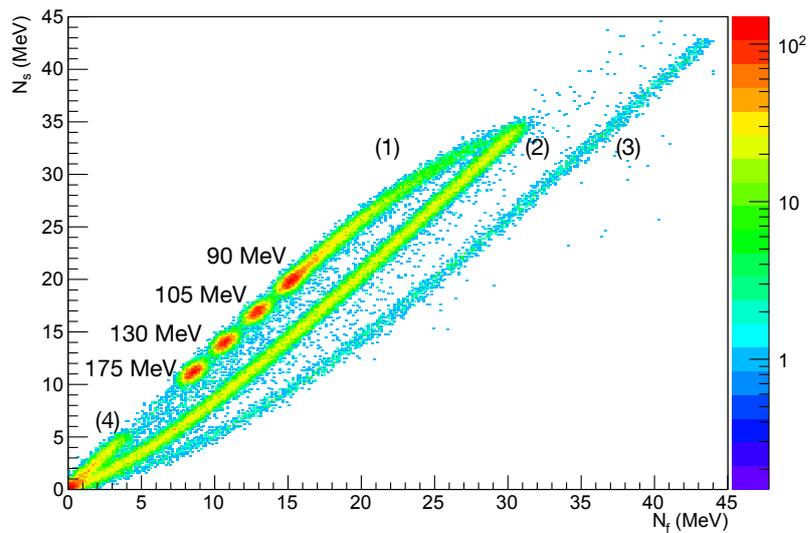


Abbildung 6.12: Die GEANT4-Simulation zeigt eine Auswahl der vier Energien $E_p = 90$ MeV, 105 MeV, 130 MeV und 175 MeV. Für eine originalgetreue Nachbildung der experimentellen Daten sind neben den vollen Energien in der Simulation auch ein flacher Protonenuntergrund bis zur Maximalenergie von $E_p = 175$ MeV, eine ebenfalls flache Verteilung von γ -Strahlung bis 10 MeV (4) und Deuteronen bis 165 MeV (3) berücksichtigt.

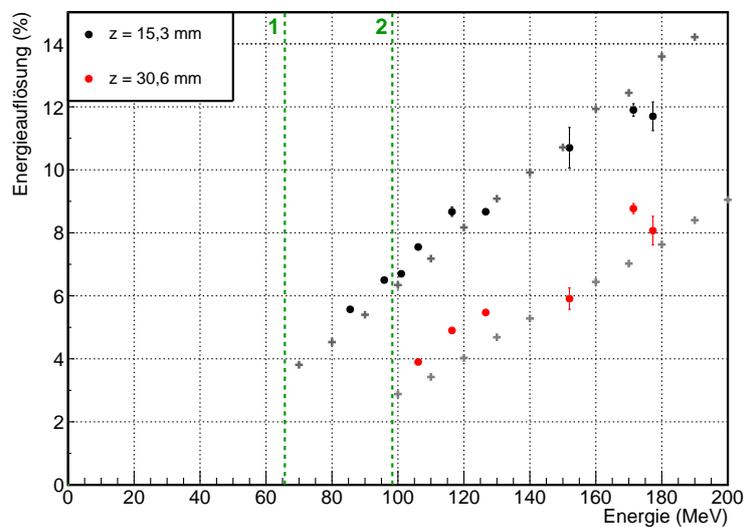


Abbildung 6.13: Die Energieauflösung der Rekonstruktion aus 15,3 mm (schwarze Punkte) bzw. 30,6 mm CsI(Tl) (rote Punkte) verhalten sich in guter Näherung linear zur Energie der einlaufenden Protonen. Der Vergleich mit den Simulationsdaten (graue Kreuze) zeigt eine gute Übereinstimmung, wenn auch kleinere Abweichungen vor allem für höhere Energien zu erkennen sind.

Ein Vergleich der Auflösung zwischen den experimentellen Daten und den Simulationen in GEANT4 ist in Abb. 6.13 dargestellt. Die Energieauflösung der Rekonstruktion aus 15,3 mm CsI(Tl) (schwarze Punkte) verhält sich in guter Näherung linear zur Energie der einlaufenden Protonen. Der Vergleich

mit den Simulationsdaten (graue Kreuze) zeigt eine gute Übereinstimmung, wenn auch kleinere Abweichungen vor allem für höhere Energien zu erkennen sind.

Der Einfluss der pyramidenstumpfförmigen Kristalle ist mitentscheidend für die Abweichung. Die Länge der Kristalle variiert um $\pm 0,15$ mm wodurch eine Variation im Energieverlust von etwa ± 1 % resultiert. Dies ist in Abb. 6.13 bereits berücksichtigt. Für höhere Energien ist die Statistik deutlich verringert, woraus die größeren Fehlerbalken resultieren. Die experimentelle Energieauflösung aus der Summe der ersten beiden Kristalle (rote Punkte) liegt etwas oberhalb der Simulationsergebnisse (hellgraue Kreuze). Dafür ist zum einen die Summe über zwei Kristalle verantwortlich, wodurch auch elektronisches Rauschen aus zwei Kanälen aufsummiert wird und auch die intrinsische Auflösung der CsI(Tl)-Kristalle zweimal miteinbezogen werden. Die lineare Abhängigkeit von der Energie des durchgeschlagenen Protons ist auch hier deutlich zu erkennen.

Entwicklung einer iPhos-Vorwärtskappe für CALIFA

Die experimentellen Anforderungen an eine Vorwärtskappe für CALIFA im Polarwinkelbereich von $7^\circ < \theta < 43^\circ$ sind bereits in Kapitel 2 ausführlich dargestellt. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept des iPhos-Detektors ist geradezu ideal für diesen Einsatzzweck, da es elegant und mit geringem Aufwand die experimentellen Vorgaben erfüllen kann. Im folgenden Kapitel werden die unterschiedlichen Anforderungen sowie die Konsequenzen, welche sich daraus für das geometrische Design ergeben, erläutert. Dabei wird auf die grundlegenden Aspekte der Doppler-Rekonstruktion von γ -Quanten, den Einfluss von Kernreaktionen im aktiven Detektormaterial beim Nachweis von Protonen mit Energien von $E_p = 700$ MeV, sowie auf die Auswirkung der Geometrie auf die Nachweiseffizienz der vollen Energie von Protonen und γ -Strahlung eingegangen.

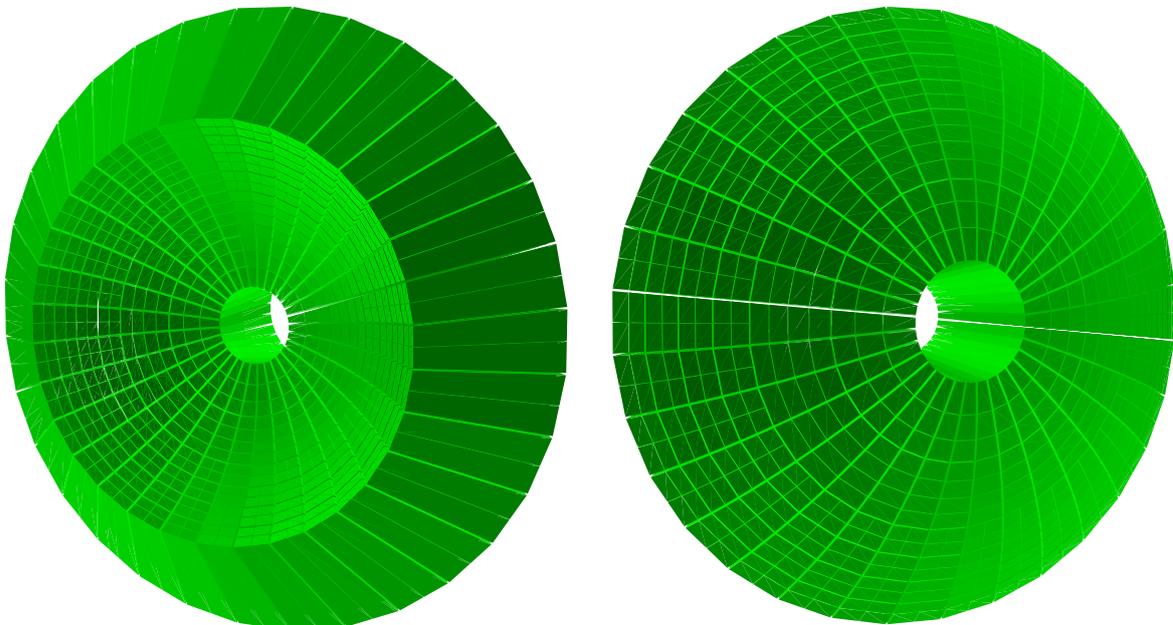


Abbildung 7.1: In Anbindung an das bereits existierende Design des Barrel-Teils von CALIFA, ist die Vorwärtskappe in Form eines Kugelsegments geplant, welches den restlichen zur Verfügung stehenden Polarwinkelbereich 7° bis ungefähr 43° abdeckt. Die Abbildungen zeigen eine R³Broot-Implementierung der geplanten Geometrie.

7.1 Einfluss von Kernreaktionen

Bei hohen Teilchenenergien kommt es in den bestrahlten Materialien zunehmend zu Wechselwirkungen der Teilchen mit den Atomkernen und dadurch zu Energiedepositionen, die nicht elektromagnetischer Natur sind. Diese führen z.B. durch den Knockout von Nukleonen aus den Atomkernen des CsI(Tl)-Kristalls dazu, dass die Bindungsenergie nicht für die Lichtproduktion zur Verfügung steht und gleichzeitig kinetische Energie des primären Teilchens auf Sekundärteilchen übergeht. Inelastische Teilchenstreuung führt zu Kernanregungen, die durch γ - oder Teilchenemission zerfallen und somit auch unterschiedlich zu den beiden Szintillationskomponenten beitragen. Um realitätsnahe Simulationen der beiden Szintillationskomponenten zu erreichen, müssen solche hadronischen Prozesse berücksichtigt werden. Dafür werden auch eventuell erzeugte Sekundärteilchen einzeln verfolgt und gemäß ihrer Teilchenart und Energie zu den Szintillationskomponenten addiert.

Dieser Einfluss von Kernreaktionen auf die Energiemessung lässt sich mit Hilfe von GEANT4-Simulationen untersuchen. Abb. 7.2 zeigt vier Energieverlustspektren von Protonen mit der kinetischen Energie $E_p = 500$ MeV in $z = 50$ mm CsI(Tl) (links oben), 150 mm CsI(Tl) (rechts oben), 250 mm CsI(Tl) (links unten) und 500 mm CsI(Tl) (rechts unten). Werden für die Wechselwirkungen ausschließlich elektromagnetische Prozesse zugelassen (schwarz), befinden sich alle Ereignisse innerhalb eines schmalen Fensters um den Energieverlustpeak. Die Breite des Energieverlustpeaks für transmittierte Protonen ist durch die Statistik der Vielfachstreuung an Hüllenelektronen bestimmt. Die Erweiterung der physikalischen Prozesse auf Kernanregungen bzw. -reaktionen führt zu einem breiten Untergrund (rot) und damit zu einer Verringerung der Proton-Effizienz. Die Breite des Energieverlustpeaks wird dadurch jedoch nicht beeinflusst. Ein Vergleich der Spektren zueinander lässt eine deutliche Zunahme der Kernreaktionsanteile für größere Kristalllängen erkennen. Die Gesamtenergie des einlaufenden Protons kann daher für den Großteil der Ereignisse auch bei einer sehr dicken aktiven Schicht von $z = 500$ mm nicht rekonstruiert werden. Die Ursache für diese sehr breite Energieverteilung bei Kernreaktionen liegt in der unterschiedlichen Verteilung der Energie auf die verschiedenen Sekundärteilchen. Neben dem mittleren Energieverlust \bar{E}_{em} der bei rein elektromagnetischen Wechselwirkungen auftritt, gibt es einen Bereich a, in dem die deponierte Energie $E < \bar{E}_{em}$ ist und einen Bereich b, in dem $E > \bar{E}_{em}$ ist (s. Abb. 7.2, (links unten)). Abb. 7.3 zeigt dies exemplarisch und aufgespalten nach der Teilchensorte für die Bestrahlung eines 250 mm langen CsI(Tl)-Kristalls mit 500 MeV Protonen. Die Anzahl der im Mittel pro Ereignis in Kernreaktionen produzierten Sekundärteilchen sind in Abb. 7.3, (links) dargestellt. In Bereich b (s. Abb. 7.2, (links unten)) werden mehr als doppelt so viele Protonen pro Ereignis erzeugt wie in Bereich a. Die Anzahl der Neutronen unterscheidet sich nur um etwa 20 %. Häufig werden auch γ -Quanten und Elektronen bzw. Positronen erzeugt. Wird jedes der produzierten Sekundärteilchen mit seiner kinetischen Energie gewichtet und über die Ereignisse der in Bereich b bzw. a befindlichen Ereignis gemittelt, ergibt sich ein anderes Bild (rechts). Die Energie des primären Protons wird dabei nicht berücksichtigt. Bei niedrigem Energieverlust (rot) geht der größte Teil der Energie auf Neutronen über, welche den Kristall ohne großen Energieverlust verlassen. Protonen bekommen im Mittel weniger Energie. Hohe Energieverluste (schwarz) kommen dadurch zu Stande, dass das primäre Proton weitere Protonen aus einem

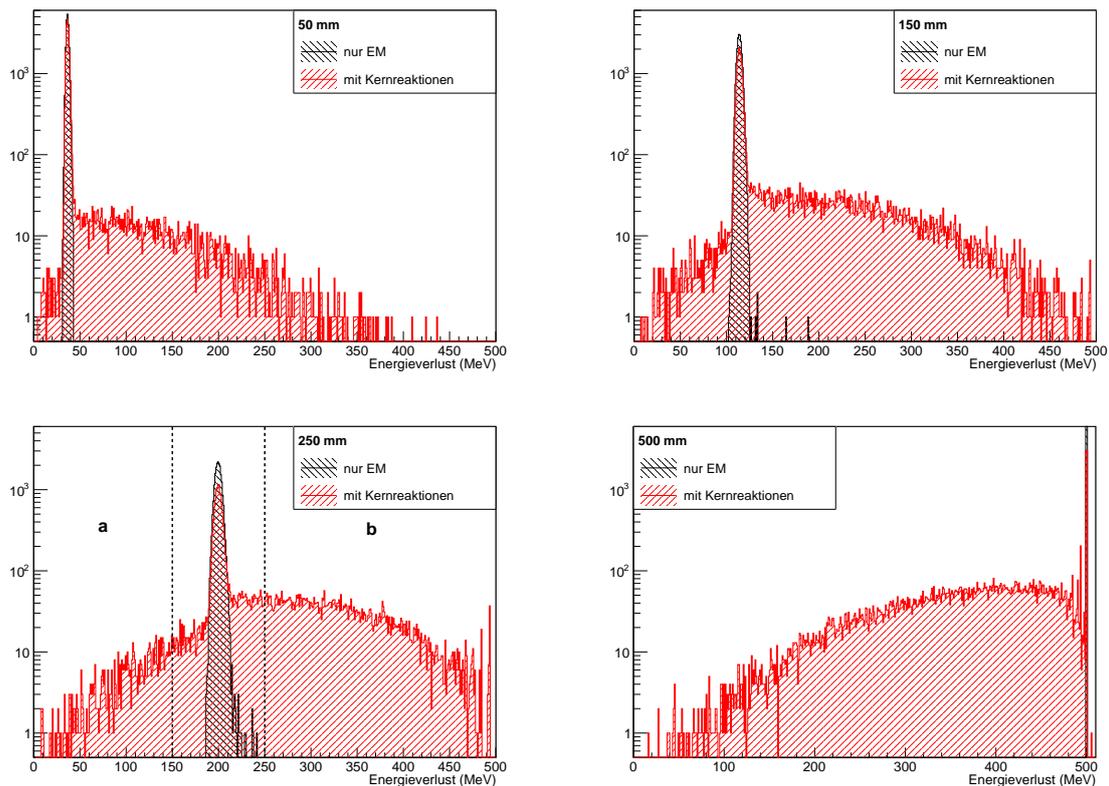


Abbildung 7.2: Energieverlustspektrum von Protonen mit $E_p = 500$ MeV in unterschiedlich langen CsI(Tl)-Kristallen. Die Breite des Energieverlustpeaks ist durch die Statistik der Vielfachstreuung an Hüllenelektronen bestimmt. Werden nur elektromagnetische Prozesse zugelassen (schwarz), befinden sich alle Ereignisse innerhalb des Energieverlustpeaks. Betrachtet man zusätzlich Kernanregungen bzw. -reaktionen (rot), wird zusätzlich ein breiter Untergrund produziert. Die Breite des Energieverlustpeaks wird dadurch jedoch nicht beeinflusst. *Links oben:* $z = 50$ mm langer CsI(Tl)-Kristall. *Rechts oben:* $z = 150$ mm langer CsI(Tl)-Kristall. *Links unten:* $z = 250$ mm langer CsI(Tl)-Kristall. *Rechts unten:* $z = 500$ mm langer CsI(Tl)-Kristall. Deutlich ist die Zunahme der Kernreaktionsanteile für größere Kristalllängen zu erkennen. Diese werden auch durch das vollständige Stoppen der Protonen nicht reduziert.

Atomkern ausschlägt auf welche die Energie verteilt wird und somit auch in kleineren Kristallen Energien bis zur vollen Einschussenergie deponiert werden können. Die Energieverteilung auf andere Teilchen ist in beiden Fällen vernachlässigbar.

Für die Simulation der in Kernreaktionen entstehenden Teilchen wird die "GEANT4 Binary Cascade" zusammen mit dem experimentbasierten Hochpräzisionspaket für den Neutronentransport aus der Physikliste "QGSP_BIC_HP" [93] benutzt.

7.2 Selektion der Ereignisse ohne Kernreaktion

Die Produktion von Sekundärteilchen in Kernreaktionen des einfallenden Teilchens mit dem Detektormaterial und die Aufteilung der Energie auf jene, führt je nach Zusammensetzung zu einer unterschiedlichen Bevölkerung der beiden Komponenten des CsI(Tl)-Szintillationslichts. Wie in Abschn.

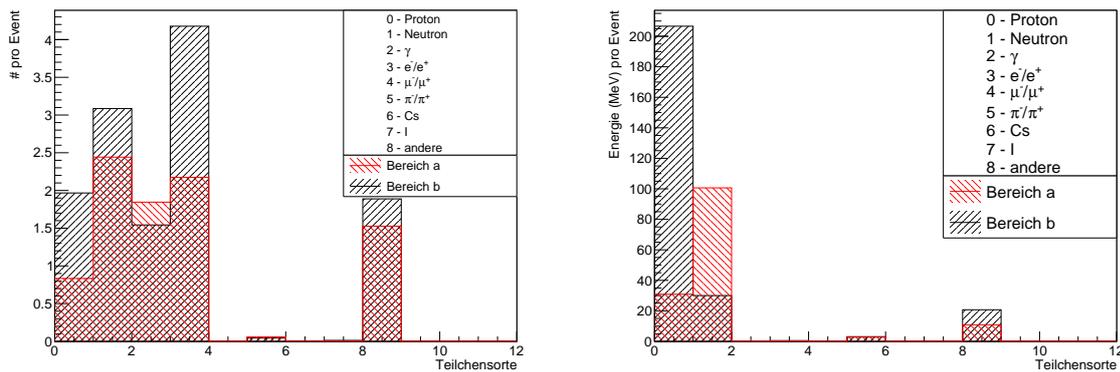


Abbildung 7.3: Links: Anzahl der in Kernreaktionen produzierten Sekundärteilchen für die Bestrahlung eines 250 mm langen CsI(Tl)-Kristalls mit 500 MeV Protonen. In Bereich b (s. Abb. 7.2, (links unten)) werden mehr als doppelt so viele Protonen pro Ereignis erzeugt wie in Bereich a. Die Anzahl der Neutronen unterscheidet sich nur um etwa 20 %. Häufig werden auch γ -Quanten und Elektronen bzw. Positronen erzeugt. Rechts: Wird jedes der produzierten Sekundärteilchen mit seiner kinetischen Energie gewichtet und über die Ereignisse der in Bereich b bzw. a befindlichen Ereignis gemittelt, ergibt sich ein anderes Bild. Die Energie des primären Protons wird dabei nicht berücksichtigt. Bei niedrigem Energieverlust (rot) geht der größte Teil der Energie auf Neutronen über, welche den Kristall ohne großen Energieverlust verlassen. Protonen bekommen im Mittel weniger Energie. Hohe Energieverluste (schwarz) kommen dadurch zu Stande, dass das primäre Proton weitere Protonen aus einem Atomkern ausschlägt auf welche die Energie verteilt wird und somit auch in kleineren Kristallen Energien bis zur vollen Einschussenergie deponiert werden können. Die Energieverteilung auf andere Teilchen ist in beiden Fällen vernachlässigbar.

4.5 bereits beschrieben, ist der Beitrag durch Kernreaktionen an der Produktion des Szintillationslichts in der Simulation berücksichtigt. Alle Sekundärteilchen werden ebenso wie das Primärteilchen innerhalb des aktiven Detektormaterials verfolgt und tragen zur Lichtproduktion bei.

Dieser Effekt lässt sich ausnutzen um mit Hilfe der beiden Szintillationskomponenten eine Unterdrückung der Ereignisse mit Kernreaktionsanteil zu erreichen.

Die Leistungsfähigkeit der beschriebenen Unterdrückung von Kernreaktionsereignissen ist abhängig von den Rahmenbedingungen des Experiments. Beispielhaft sollen hierfür die Knockout-Reaktion ($p, 2p$) und eine Multifragmentations-Reaktion herangezogen werden. Für Multifragmentations-Experimente ist ohne die Verwendung von weiteren Detektoren die Energie eines emittierten Protons völlig unbestimmt. Dadurch müssen für eine Auswahl potenziell gültiger Ereignisse sowohl gestoppte als auch durchgeschlagene Protonen berücksichtigt werden. Anders verhält es sich für ($p, 2p$)-Experimente, in denen nur zwei Protonen emittiert und in den meisten Fällen auch in CALIFA nachgewiesen werden. Durch die bekannte Kinematik und die dadurch festgelegten Randbedingungen kann die Auswahl zusätzlich eingeschränkt werden.

Für die folgenden Simulationen wird ein Szintillationsdetektor bestehend aus 250 mm CsI(Tl) verwendet und mit Protonen einer festen kinetischen Energie von $E_p = 500$ MeV bestrahlt. Zur Verdeutlichung der gewählten Ereignisauswahlen für die beiden Beispielexperimente ist in Abb. 7.4 ein Teilchenidentifikationsspektrum gezeigt, mit einer Energielinie bei 500 MeV und einem Untergrund mit konstanter Ereigniszahl pro Energieintervall, in dem nur elektromagnetische Wechselwirkungen zugelassen sind. Im Gegensatz zu vorherigen Darstellungen ist die langsame Komponente N_s auf der Ordinate um ihren zu N_f linearen Faktor reduziert. Damit werden die beiden Bänder der gestoppten

und nicht-gestoppten Protonen horizontal und visuell besser zu identifizieren. Die Auswahl gültiger Ereignisse für Multifragmentations-Reaktionen (rot) muss hier alle Ereignisse umfassen, um wie erwähnt Protonen jeglicher Energie einzuschließen. Für (p,2p)-Reaktionen können weitere Randbedingungen herangezogen werden. Unter der Annahme einer (p,2p)-Reaktion mit einer Strahlenergie von $\frac{E}{A} = 700$ AMeV und ohne Anregung des Restkerns werden Protonen mit $E_{p,g} = 500$ MeV in einen Winkelbereich um $\theta \approx 27^\circ$ emittiert. Wird weiterhin angenommen, dass der höchste Zustand der bevölkert werden soll im Bereich der Bindungsenergie eines Nukleons $B \approx 40$ MeV liegt, so ergibt sich für diesen Fall eine Protonenenergie $E_{p,a} \approx 440$ MeV unter dem selben Winkel. Zusätzlich muss die Unsicherheit durch den Fermi-Impuls (s. Abschn. 1.2.1) berücksichtigt werden. Aus Simulationen ergibt sich eine Unsicherheit für eine Fermi-Impulsbreite von $\sigma = 100 \frac{\text{MeV}}{c}$ in der Größenordnung von ± 150 MeV. Somit wird für diesen Fall die zusätzliche Einschränkung auf den Energiebereich $350 \text{ MeV} > E > 700 \text{ MeV}$ festgelegt. Da für die verwendete Kristalllänge Protonen mit $E_p > 350$ MeV nicht mehr gestoppt werden können, kann somit die Auswahl für die (p,2p)-Reaktion auf die transmittierten Protonen (schwarz) beschränkt werden. Die Energievariation aufgrund der Winkelabdeckung von $\Delta\theta \approx 3^\circ$ eines Kristalls kann in beiden Fällen vernachlässigt werden.

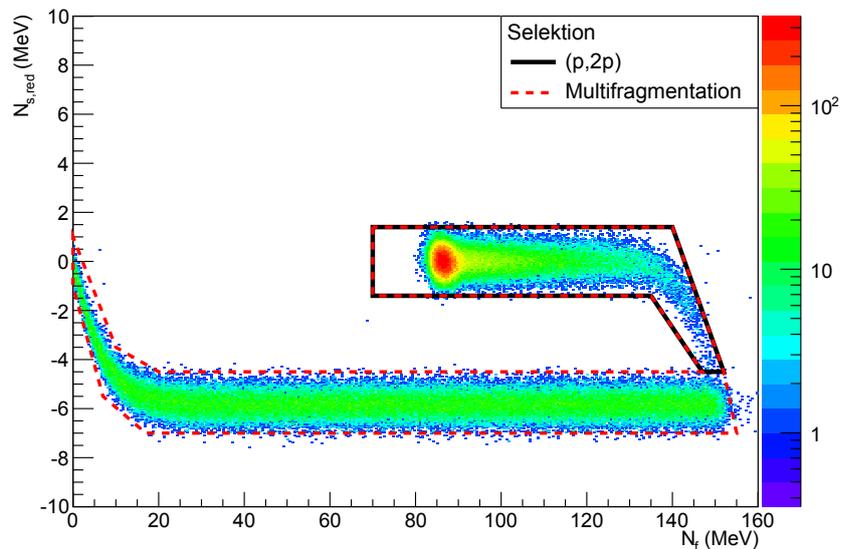


Abbildung 7.4: Simulation der Szintillationskomponenten in 250 mm langem CsI(Tl) für Protonen mit einer Energielinie bei $E_p = 500$ MeV und konstantem Untergrund von 0 – 500 MeV in der nur elektromagnetische Wechselwirkungen erlaubt sind. Im Gegensatz zu vorherigen Darstellungen ist für diese RPID-Darstellung die langsame Komponente $N_{s,\text{red}}$ auf der Ordinate um ihren zu N_f linearen Faktor reduziert. Damit werden die beiden Bänder der gestoppten und nicht-gestoppten Protonen horizontal dargestellt und visuell besser zu identifizieren. Dies hat keinen Einfluss auf die weitere Analyse. In Abhängigkeit von den Randbedingungen der Reaktion kann die Selektion von gültigen Ereignissen unterschiedlich stark eingegrenzt werden. Für Multifragmentations-Experimente ist die Energie der Protonen unbekannt und die Auswahl somit nur auf die Teilchenart eingeschränkt (rot). Für (p, 2p)-Reaktionen kann zusätzlich eine Einschränkung der Energie vorgenommen werden. Im vorliegenden Beispiel werden nur durchgeschlagene Protonen als gültig identifiziert (schwarz).

Für eine perfekte Unterdrückung der Ereignisse mit Kernreaktionsanteil sollte nun ausschließlich die Energielinie der elektromagnetisch wechselwirkenden Protonen innerhalb der Ereignisauswahl liegen. In der Teilchenidentifikationsdarstellung mit zugelassenen hadronischen Wechselwirkungen (s. Abb. 7.5) ist deutlich zu erkennen, dass sich innerhalb der schwarzen Auswahl nur wenige falsch zu-

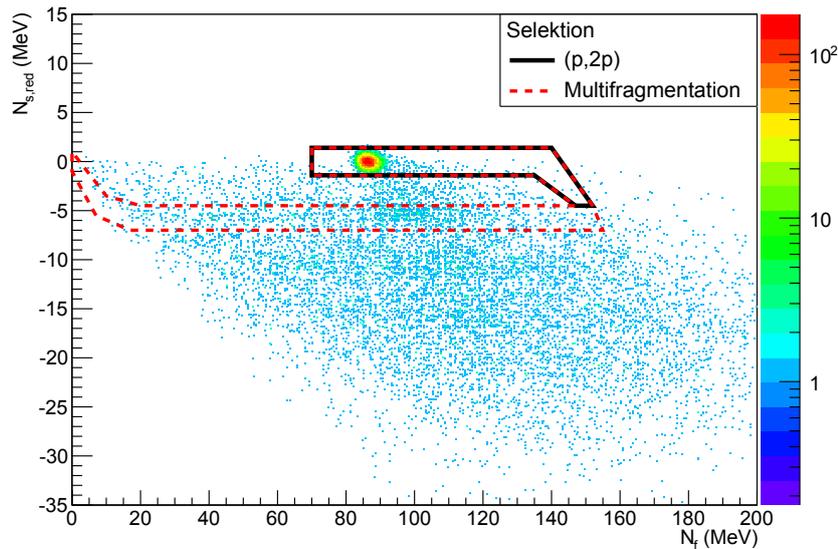


Abbildung 7.5: Simulation mit ausschließlich 500 MeV Protonen und eingeschalteten hadronischen Wechselwirkungen. Wie in Abb. 7.4 ist in der RPID-Darstellung eine reduzierte langsame Komponente $N_{s,red}$ auf der Ordinate aufgetragen. Für eine perfekte Unterdrückung der Ereignisse mit Kernreaktionsanteil sollte nun ausschließlich die Häufung der elektromagnetisch wechselwirkenden Protonen bei ungefähr (90/0) innerhalb der Ereignisauswahl liegen. Qualitativ ist deutlich zu erkennen, dass die zusätzliche Beschränkung auf ausschließlich durchgeschlagene Protonen (schwarz) diesen Kernreaktionsuntergrund im Vergleich zur Auswahl ohne Energiebeschränkung (rot) deutlich reduziert.

geordnete Ereignisse befinden, während die rote Auswahl einen deutlich größeren Anteil einschließt. Die Auswirkungen auf die Leistungsfähigkeit der Kernreaktionsunterdrückung ist in Abb. 7.6 dargestellt. Für Multifragmentations-Reaktionen ohne Beschränkung der Protonenergie (links) ist vor allem im Bereich knapp über dem Energieverlustpeak eine Häufung an falsch zugeordneten Energien zu erkennen. Mit Hilfe der Energiebeschränkung in (p, 2p)-Reaktionen (rechts) kann dieser Anteil deutlich reduziert werden und damit eine exzellente Unterdrückung erreicht werden.

Alle Ereignisse die nur elektromagnetisch mit dem Detektormaterial wechselwirken liegen innerhalb der Energieverlustverteilung und damit in sehr guter Näherung innerhalb des Intervalls $185 \text{ MeV} < E_p < 220 \text{ MeV}$. Das Verhältnis zwischen den als gültig eingestuften Ereignissen (s. Abb. 7.6, (rot)) zu allen Ereignissen (s. Abb. 7.6, (schwarz)) gibt Aufschluss über die zu erwartende Effizienz des Detektors bei $E_p = 500 \text{ MeV}$. Das Verhältnis der Ereignisse innerhalb des Intervalls zu allen Ereignissen im bereinigten Spektrum (rot) gibt die Reinheit der Selektion an. Für das gezeigte Beispiel ergeben sich die in Tab. (7.1) gelisteten Verhältnisse.

	Reinheit	Effizienz
(p, 2p)	98,7 %	52,1 %
Multifragmentation	90,5 %	58,1 %

Tabelle 7.1: Zusammenfassend lassen sich für beide Demonstrationsexperimente die zwei Kennzahlen Reinheit und Effizienz bestimmen. Die Reinheit der Zuordnung ist als Anteil der richtig zugeordneten Ereignisse zur Gesamtzahl der Ereignisse im bereinigten Spektrum definiert. Die Effizienz ist durch das Verhältnis aus den Ereignissen im bereinigten Spektrum zur Anzahl aller eingestrahlen Protonen definiert.

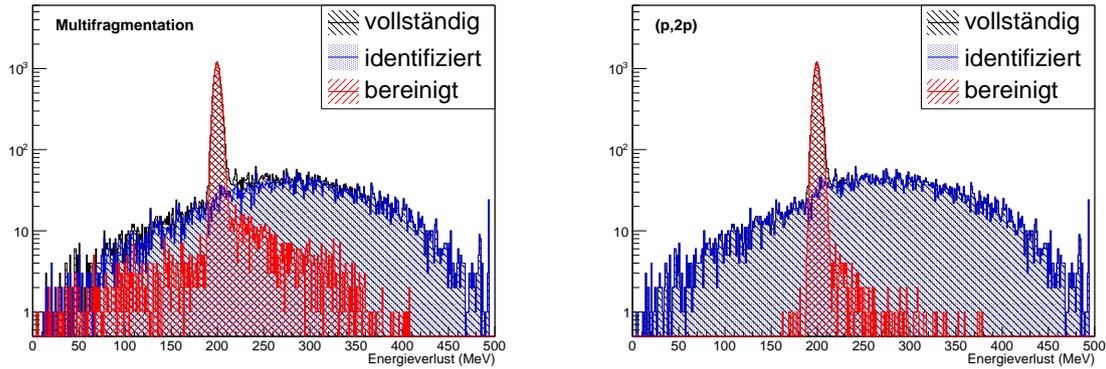


Abbildung 7.6: Links: Identifikation von Ereignissen mit Kernreaktionsanteil in Multifragmentations-Reaktionen ohne Beschränkung der Energie. Das volle Energieverlustspektrum (schwarz) enthält sowohl Ereignisse die sich ausschließlich aus elektromagnetischen Wechselwirkungen zusammensetzen, als auch Ereignissen mit Kernreaktionsanteil. Die aufgrund der Auswahl (s. Abb. 7.5, (rot)) ausgeschlossenen Ereignisse sind in blau eingezeichnet. Das rote Spektrum entspricht dem Energieverlustspektrum nach der Unterdrückung von Kernreaktionen. Rechts: Aufgrund der zusätzlichen Beschränkung der Energie in (p, 2p)-Reaktionen (s. Abb. 7.5, (schwarz)) verbessert sich die Leistungsfähigkeit der Unterdrückung deutlich.

7.3 Geometrie der iPhos-Vorwärtskappe

In Anbindung an das bereits existierende Design des Barrel-Teils von CALIFA, ist die Vorwärtskappe in Form eines Kugelsegmentes geplant, welches einen Teil der in Vorwärtsrichtung zur Verfügung stehenden Polarwinkelbereichs abdecken soll.

7.3.1 Kristalldimensionen in Richtung des Polarwinkels

Die Aufteilung und Größen der Kristalle der CALIFA-Vorwärtskappe in Richtung des Polarwinkels θ werden maßgeblich von der benötigten Polarwinkelauflösung zur Rekonstruktion der Dopplerverschobenen γ -Quanten bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Energie im Laborsystem E_L und der Energie im Ruhesystem E_γ des emittierenden Kerns ist

$$E_\gamma = \gamma E_L (1 - \beta \cos(\theta)) \quad (7.1)$$

wobei γ dem Lorentzfaktor und β der relativistischen Geschwindigkeit entspricht.

Unter der Näherung für kleine Winkeländerungen kann daraus die Verbreiterung der Rekonstruktion der Dopplerverschiebung ΔE_γ zu

$$\Delta E_\gamma = \gamma E_L \beta \sin(\theta) \Delta\theta \quad (7.2)$$

berechnet werden. Dabei ist $\Delta\theta$ die Breite der Kristalle in Richtung des Polarwinkels. Ist jeder Polarwinkel innerhalb eines Kristalls gleich wahrscheinlich, ergibt sich nahezu eine Rechteckverteilung mit der Breite $\Delta\theta$.

Wird die intrinsische Auflösung des Szintillatorkristalls nicht beachtet, ist damit die Verteilung von E_γ innerhalb eines Kristalls ebenfalls nahezu eine Rechteckfunktion und ΔE_γ beschreibt deren Breite sowie k die relative Breite $\Delta E_\gamma/E_\gamma$. In Abb. 7.7, (links) ist dies quantitativ für γ -Strahlung der Energie $E_\gamma = 1$ MeV und einer Kristallgröße gezeigt, die eine relative Breite von $k = 5,5\%$ nach der Rekonstruktion erreicht. Die Energie der γ -Strahlung ist mit $\beta = 0,82$ Doppler-verschoben und die Emission gleich auf den Polarwinkelbereich eines Kristalls verteilt. Nach der Detektion ist die Information über den genauen Winkel nicht mehr verfügbar, sondern lediglich der mittlere Winkel des getroffenen Kristalls. Dieser wird für die Rekonstruktion der γ -Energie im Ruhesystem des emittierenden Kerns herangezogen. Deutlich sind darin die scharfen Kanten der Rechteckverteilung zu erkennen, deren Plateau jedoch etwas durch die abnehmende Photopeakeffizienz für höhere Energien verzerrt ist. Ein realistischeres Bild ergibt sich, wenn auch die intrinsische Auflösung des CsI(Tl)-

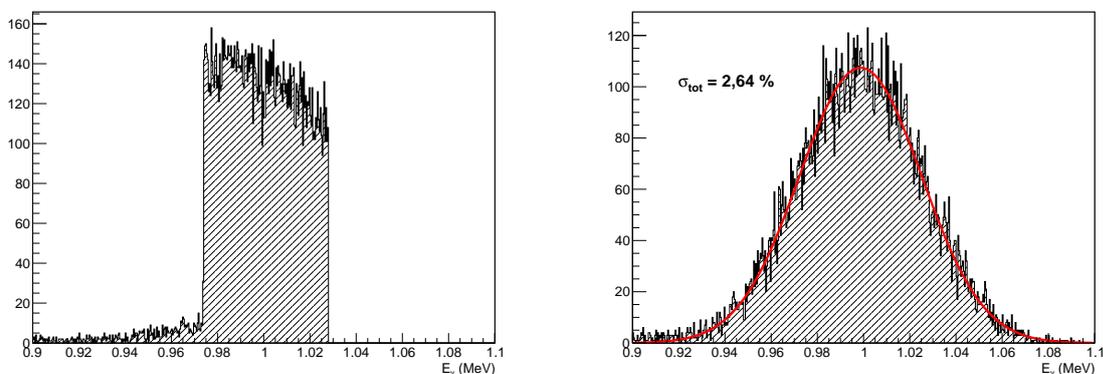


Abbildung 7.7: Links: Quantitative Darstellung des Photopeaks von 1 MeV γ -Strahlung nach der Doppler-Rekonstruktion der Energie. Deutlich sind darin die scharfen Kanten der Rechteckverteilung zu erkennen, deren Plateau jedoch durch abnehmende Photopeakeffizienz für höhere Energien verzerrt ist. Der Ursprungsort der γ -Strahlung ist um $\Delta z = \pm 5$ mm in Richtung der Strahlachse variiert. Für diese Simulation ist eine Kristallgröße gewählt die nach der Rekonstruktion eine Breite von $k = 5,5\%$ erzeugt. Rechts: Wird die normalverteilte, intrinsische Auflösung des CsI(Tl)-Kristalls von $\Delta E(\text{FWHM})/E = 6\%$ @ 1 MeV mit einbezogen, ergibt sich in guter Näherung wieder eine Normalverteilung.

Kristalls von etwa $\Delta E(\text{FWHM})/E = 6\%$ @ 1 MeV mit einbezogen wird (s. Abb. 7.7, (rechts)). In guter Näherung ergibt sich daraus wieder eine Normalverteilung, deren Breite σ_{tot} sich aus den beiden erwähnten Beiträgen errechnen lässt. Dabei wird angenommen, dass die intrinsische Auflösung nur durch die Photonenstatistik definiert ist.

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}}{E_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{int}}}{\sqrt{\frac{E_L}{1 \text{ MeV}}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{Doppler}}}{E_\gamma}\right)^2} \quad (7.3)$$

dabei gilt

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{\Delta E(\text{FWHM})}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (7.4)$$

und

$$\sigma_{Doppler} = \frac{k}{\sqrt{12}} E_{\gamma} \quad (7.5)$$

Der errechnete Wert von $\frac{\sigma_{tot,math}}{E_{\gamma}} = 2,63 \%$ passt dabei innerhalb der Fehler sehr gut zum simulierten Wert von $\frac{\sigma_{tot,sim}}{E_{\gamma}} = 2,64 \pm 0,15 \%$.

Auf dieser Grundlage werden die Kristallgrößen der iPhos-Vorwärtskappe in Richtung des Polarwinkels definiert. Die relative Breite der Doppler-Rekonstruktion wird dabei so gewählt, dass sie im Bereich der Detektorauflösung von etwa $k = 6 \%$ liegt. Abb. 7.8 zeigt die sich daraus ergebende Einteilung der Kristalle in 15 unterschiedliche Ringe.

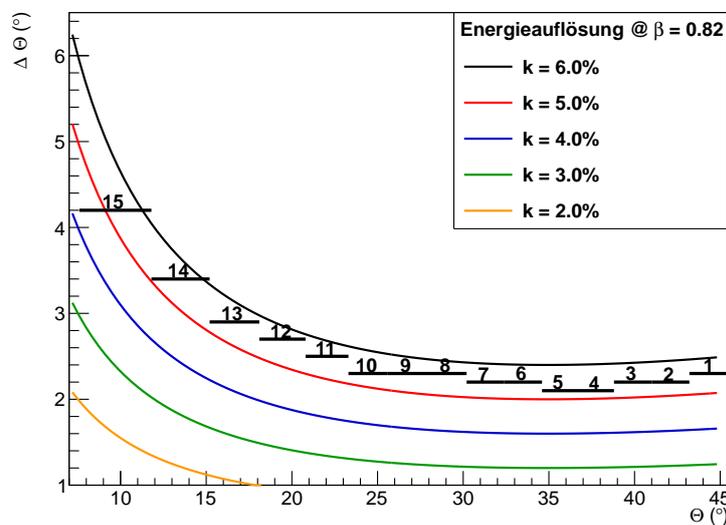


Abbildung 7.8: Die Berechnung der Kristalldimensionen in Richtung des Polarwinkels θ wird maßgeblich von der benötigten Auflösung nach der Rekonstruktion der dopplerverschobenen γ -Strahlung bestimmt. $\Delta\theta$ ist die Breite der Kristalle in Richtung des Polarwinkels. Die Linien schwarz bis orange entsprechen den Energieauflösungen $k = 2 \%, \dots, 6 \%$ nach der Dopplerkorrektur und die schwarzen Balken der Geometrie der Kristalle in der Vorwärtskappe. Sie ist auf eine Auflösung nach der Rekonstruktion von $5 \% < k < 6 \%$ modelliert.

7.3.2 Länge der CsI(Tl)-Kristalle

Für viele Experimente innerhalb der R³B-Messkampagne, besonders für schwere Kerne und (p,2p)-Reaktionen werden Ionenstrahlen bei einer Energie von $\frac{E}{A} \approx 700$ AMeV verwendet. Daher werden in Vorwärtsrichtung hohe Teilchenenergien erwartet. Wie in Abschn. 2.2 bereits dargestellt ist es nur mit sehr hohem Materialaufwand möglich, diese Teilchen zur Energiebestimmung vollständig zu stoppen, um dadurch die bestmögliche Energieauflösung für Protonen zu erhalten. Jedoch ist die Auflösung nur ein Aspekt, der im Zusammenhang mit der optimalen Kristalllänge beachtet werden muss. Simulationen zeigen, dass die Reaktionswahrscheinlichkeit η für Kernreaktionen innerhalb des Szintillationskristalls mit zunehmendem Weg durch das Szintillatormaterial zunimmt. Vor allem

für Reaktionen wie (p,2p) bei denen zwei hochenergetische Protonen entstehen, quadriert sich dieser Effekt. Auf der anderen Seite soll die Photopeak-Effizienz für γ -Strahlung möglichst hoch sein. Diese drei Hauptanforderungen an die CALIFA-Vorwärtsskappe bestimmen wesentlich die Länge der CsI(Tl)-Kristalle zur Verwendung in einer iPhos-Vorwärtsskappe.

Eine gute Energieauflösung für hochenergetische Teilchen ist eine der zentralen Anforderungen an das CALIFA-Barrel als auch die CALIFA-Vorwärtsskappe. Im Falle einer iPhos-Vorwärtsskappe ist die erreichbare Auflösung für nicht-gestoppte Teilchen stark vom Verhältnis der Kristalllänge zur Energie der Protonen abhängig. Abb. 7.9 zeigt eine GEANT4-Simulation für Protonen mit einer kinetischen

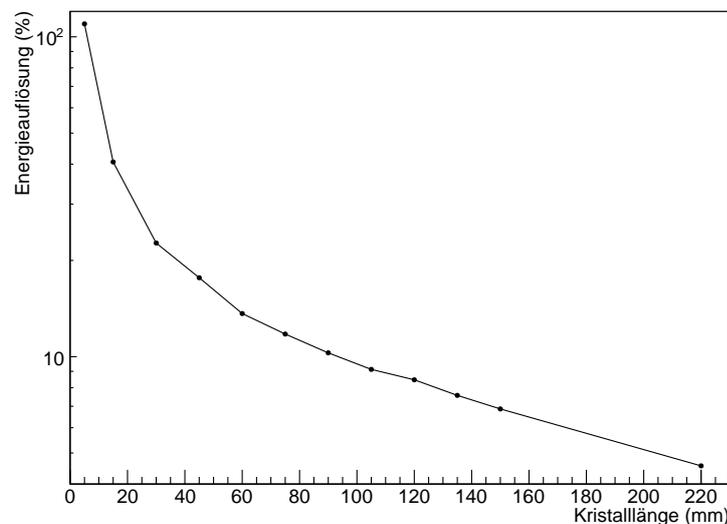


Abbildung 7.9: Simulation der Energieauflösung eines iPhos-Detektors von 400 MeV Protonen in Abhängigkeit der Kristalllänge. In keiner der dargestellten Kristalllängen können sie gestoppt werden, womit die Energieverluststreuung der limitierende Faktor für die erreichbare Auflösung nach der Energierekonstruktion ist. Während für Kristalllängen $z < 20$ mm nahezu keine Energiemessung möglich ist, verbessert sich die Auflösung auf $\frac{\Delta E}{E} < 5\%$ bei $z = 220$ mm.

Energie von $E_p = 400$ MeV. Diese können in keiner der dargestellten Kristalllängen gestoppt werden. Somit ist wie in Kapitel 5 ausführlich dargestellt, die Energieverluststreuung der limitierende Faktor für die erreichbare Auflösung nach der Energierekonstruktion. Während für Kristalllängen $z < 20$ mm nahezu keine Energiemessung möglich ist, verbessert sich die Auflösung auf $\frac{\Delta E}{E} < 5\%$ bei $z = 220$ mm.

Die verschiedenen Aspekte von Kernreaktionen im Detektormaterial und deren Auswirkungen auf das Messergebnis sind in Abschn. 7.1 bereits detailliert beschrieben. Die im Folgenden gezeigten systematischen Simulationen mit Energien von $100 \text{ MeV} < E_p < 600 \text{ MeV}$ und diversen Kristalllängen von $50 \text{ mm} < z < 550 \text{ mm}$ ergeben ein konsistentes Bild (Abb. 7.10). Solange die Protonen innerhalb des CsI(Tl)-Kristalls gestoppt werden, sinkt die Proton-Effizienz nahezu linear mit der Einschussenergie der Protonen. Dementsprechend beträgt ϵ_p für Protonen mit $E_p = 100$ MeV, die in allen Kristalllängen gestoppt werden unabhängig von der Länge $\epsilon_p \approx 92\%$. Protonen mit $E_p = 200$ MeV durchdringen einen Kristall der Länge $z = 50$ mm, werden jedoch in allen weiteren gestoppt. Somit sinkt ϵ_p für die

längeren Kristalle auf ca. 75 %, während sie im 50 mm-Kristall nahezu konstant bleibt. Dasselbe Verhalten ist auch im Weiteren zu erkennen. Sobald der Kristall von den Protonen durchdrungen wird, sinkt ε_p mit zunehmender Energie nur noch sehr wenig. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Effizienz für den Nachweis von Protonen mit vollem Energieverlust mit zunehmender Energie linear abnimmt, solange sie gestoppt werden. Für durchgeschossene Protonen nimmt sie mit zunehmender Energie nur noch geringfügig ab.

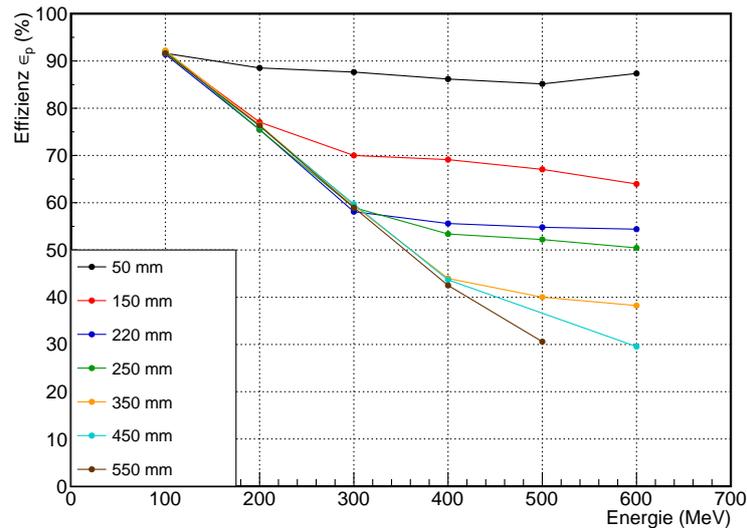


Abbildung 7.10: Simulation der Protoneffizienz ε_p für Kristalle mit sieben verschiedenen Dicken in Strahlrichtung. Solange die Protonen innerhalb des CsI(Tl)-Kristalls gestoppt werden, sinkt die Effizienz linear mit der Einschussenergie der Protonen. So werden die Protonen mit $E_p = 100$ MeV in allen Kristalllängen gestoppt und die Effizienz beträgt unabhängig davon $\varepsilon_p \approx 92$ %. Protonen mit $E_p = 200$ MeV durchdringen einen Kristall der Länge $z = 50$ mm, werden jedoch in allen weiteren gestoppt. Somit sinkt die Effizienz für die längeren Kristalle auf ca. $\varepsilon_p \approx 75$ %, während im 50 mm-Kristall die Effizienz nahezu konstant bleibt. Dasselbe Verhalten ist auch im weiteren zu erkennen. Sobald der Kristall von den Protonen durchdrungen wird, sinkt ε_p mit zunehmender Energie nur noch sehr wenig.

Eine weitere wichtige Anforderung an die CALIFA-Vorwärtskappe ist eine hohe Photopeak-Effizienz ε_g für γ -Strahlung bis zu $E_\gamma = 30$ MeV. Gerade in der Vorwärtskappe ist die Dopplerverschiebung maximal und hochenergetische γ -Strahlung aus kollektiven Anregungen wird kinematisch dorthin fokussiert. Die Effizienz in diesem Energiebereich wird nicht nur durch die Kristalllänge bestimmt, sondern auch entscheidend durch die Wahl des Addback-Algorithmus und im Falle von Rückstreuung auch durch die Nachweiseffizienz des CALIFA-Barrels.

Erst wenn diese beiden Einflüsse außer Acht gelassen werden und ein CALIFA-Barrel mit perfekter γ -Effizienz, sowie ein perfekter Addback-Algorithmus angenommen wird (s. Abb. 7.11, (links oben)), so ist ε_g maßgeblich abhängig von der Kristalllänge. Für diese Simulation wurden die Breite und Höhe der CsI(Tl)-Kristalle gegen unendlich vergrößert, wodurch ein perfekter Addback-Algorithmus simuliert werden kann. Ebenfalls wurde die Energie aller γ -Quanten und Teilchen in Rückwärtsrichtung mit einer Nachweiseffizienz von 100 % einbezogen. Somit können nur Kernreaktionen im Kristall

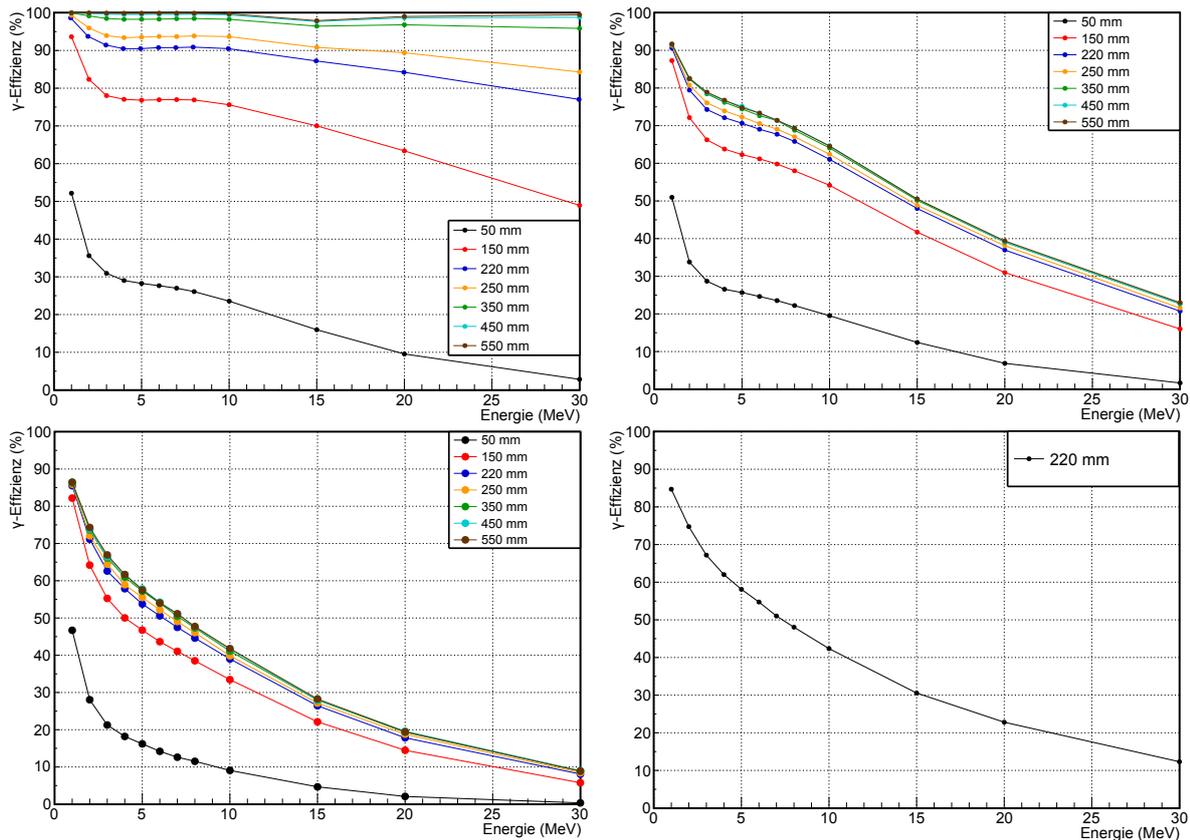


Abbildung 7.11: Simulation der γ -Effizienz für verschiedene Szenarien. *Links oben:* γ -Effizienz ε_g mit idealem CALIFA-Barrel und idealem Addback-Algorithmus. *Rechts oben:* γ -Effizienz ε_g mit idealem CALIFA-Barrel und einem Addback-Algorithmus der eine Fläche von 10×10 cm verwendet. *Links unten:* γ -Effizienz ε_g ohne CALIFA-Barrel und einem Addback-Algorithmus der eine Fläche von 10×10 cm verwendet. *Rechts unten:* Realistische R^3 Broot-Simulation der γ -Effizienz ε_g mit 220 mm langen CsI(Tl)-Kristallen.

sowie Anteile der Strahlung, die die Vorwärtsskappe durchdringen zur Verringerung der Photopeak-Effizienz beitragen. Totschichten zwischen den Kristallen sind in dieser Simulation nicht berücksichtigt.

Dabei ist deutlich zu erkennen, dass ε_g für Kristalle mit einer Länge von $z = 50$ mm schon bei Energien von $E_\gamma = 1$ MeV nur im Bereich von 50 % liegt, aber für höhere Energien stark abnimmt. Je länger nun der Kristall, desto höher auch die Photopeak-Effizienz. Ab einer Länge von $z = 220$ mm liegt ε_g für γ -Strahlung bis $E_\gamma = 10$ MeV bei über 90 % und sinkt bis $E_\gamma = 30$ MeV nur auf etwa 77 % ab. Noch größere Kristalle drücken die Effizienz gegen $\varepsilon_g = 100$ %, wobei diese im Bereich von $E_\gamma = 15$ MeV durch den hohen Wirkungsquerschnitt für (γ, n) -Reaktionen leicht reduziert wird.

Für eine realistischere Simulation sind die Höhe und Breite der simulierten Kristalle auf jeweils 10 cm reduziert (s. Abb. 7.11, (rechts oben)). Dies entspricht in etwa der Detektorfläche, die auch später realistisch für eine Addback-Energierückrekonstruktion verwendet werden kann. Während bei kleinen Energien die Effizienz dadurch kaum beeinträchtigt wird, fällt sie nun für alle Kristalllängen zu höheren Energien ab. Für Kristalllängen $z > 150$ mm sind allerdings die Effizienzverluste vor allem bei höheren γ -Energien deutlich zu erkennen. Diese sind auch mit noch längeren Kristallen nicht zu kompensieren und die Effizienzgewinne für Längen von $z > 220$ mm nur noch marginal. Bei $E_\gamma = 15$ MeV

beispielsweise ergibt sich eine obere Grenze der Photopeak-Effizienz von etwa 50 %. Das zeigt, dass die Methode des Addback ebenso großen Einfluss auf die γ -Effizienz hat, wie die Wahl der optimalen Kristalllänge.

Wird nun zusätzlich das in den vorherigen Simulationen verwendete "perfekte" Barrel und damit jeglicher Effizienzbeitrag in Rückwärtsrichtung entfernt, verringert dies die Effizienz auf etwa 25 – 30 % (s. Abb. 7.11, (links unten)).

Die optimale Kristalllänge für eine iPhos-Vorwärtskappe kann nur ein Kompromiss zwischen den vorherig beschriebenen Aspekten sein. Wird die Photopeak-Effizienz ϵ_g für γ -Strahlung betrachtet, ist der Gewinn durch eine Verlängerung der Kristalle über $z \approx 200$ mm nur noch gering (s. Abb. 7.11, (rechts oben)). Auf der anderen Seite ist jedoch die Verringerung der Effizienz ϵ_p für hochenergetische Protonen in diesem Bereich nahezu linear zur Kristalllänge. Für 400 MeV sinkt ϵ_p zwischen 150 mm und 250 mm um etwa 13 % und um weitere 13 % hin zu einer Kristalllänge von 350 mm (s. Abb. 7.10).

Die Energieauflösung für durchgeschlagene Protonen verbessert sich mit zunehmender Kristalllänge und nähert sich ab etwa 80 mm exponentiell an die Detektorauflösung an. Dabei ist der Gewinn für Protonen mit 400 MeV zwischen 80 mm und 220 mm jedoch lediglich ein Faktor zwei (s. Abb. 7.9) und für längere Kristalle sinkt die Energieauflösung noch langsamer.

Um allen betrachteten Aspekten Rechnung zu tragen, wird auf Basis der vorgestellten Simulationen eine Länge von 220 mm für die CsI(Tl)-Kristalle der iPhos-Vorwärtskappe vorgeschlagen. Die Photopeak-Effizienz einer realistischen R^3 Broot-Simulation für eine iPhos-Vorwärtskappe inklusive CALIFA-Barrel mit einer solchen Kristalllänge ist in Abb. 7.11, (rechts unten) dargestellt. Dabei wird eine vollständige Geometrie für das Barrel, wie im Technischen Design Report [23], mit den wesentlichen Stützstrukturen angenommen und diese für die Vorwärtskappe fortgeschrieben. Für den Addback wird ebenfalls eine Fläche von etwa 10x10 cm angenommen. Die Emissionsrichtung der γ -Strahlung war dabei auf den Winkelbereich der Vorwärtskappe beschränkt. Wie erwartet verläuft die Effizienzkurve dabei zwischen der mit "perfektem" Barrel (s. Abb. 7.11, (rechts oben)) und der ohne Barrel (s. Abb. 7.11, (links unten)).

Simulation eines R³B Experiments in inverser Kinematik

Zur Demonstration der Leistungsfähigkeit einer iPhos-Vorwärtskappe für CALIFA, wie sie im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurde, wird im Folgenden ein R³B-Experiment zur quasi-freien Protonstreuung mit ¹⁸O bei 700 AMeV in inverser Kinematik simuliert.

8.1 Quasi-freie Streuung ¹⁸O(p,2p)¹⁷N

Die (p,2p)-Ereignisse sind mit Hilfe eines C++-Codes erstellt, der freundlicherweise von *V. Panin* [16] zur Verfügung gestellt und ursprünglich von *L. Chulkov* entwickelt wurde. Hierbei sind die kinematischen Näherungen, welche bereits in Abschn. 1.2.1 diskutiert wurden, berücksichtigt.

Es werden jeweils zwei Protonen mit den ebenfalls in Abschn. 1.2.1 eingeführten Winkelkorrelationen in Azimuthal- und Polarrichtung generiert, sowie wie ein Fragment ¹⁷N, welches das in Vorwärtsrichtung das Kalorimeter verlässt. Abhängig von der Schale aus der das Proton herausgestoßen wird, ändert sich die Energie die auf die beiden Protonen aufgeteilt wird, da Protonen aus tieferliegenden Schalen stärker gebunden sind. Zusätzlich befindet sich der Restkern meist in einem angeregten Zustand. Die hier simulierten angeregten Zustände befinden sich alle unterhalb der Emissionsschwelle für Nukleonen, sodass der Zerfall unter Emission eines Photons bzw. aus höheren Zuständen über eine Photonkaskade erfolgt. Abb. 8.2 stellt ein simuliertes (p,2p)-Ereignis dar, bei dem ein Proton aus der p_{3/2}-Schale ausgeschlagen wird. Neben den beiden Protonen (blau), von denen eines gestoppt werden kann und das zweite den Detektorkristall durchdringt, und dem Fragment (schwarz), wird aus dem Zerfall des angeregten ¹⁷N ein Photon mit 1374 keV im Ruhesystem des Kerns emittiert, welches durch den Nachweis im Laborsystem Doppler-verschoben ist. Zur realistischen Simulation eines Gas-Targets aus Wasserstoff ist der Vertex in Strahlrichtung nicht fest, sondern variiert auf einer Skala von ±2,5 cm.

Die ersten beiden angeregten Zustände des entstehenden Restkerns ¹⁷N, die durch diesen Ein-Proton-Knockout angeregt werden könnten, sind in Abb. 8.1 dargestellt [94; 95]. Experimentelle Daten aus (p,2p)-Streuexperimenten an ¹⁸O sind bisher nicht bekannt.

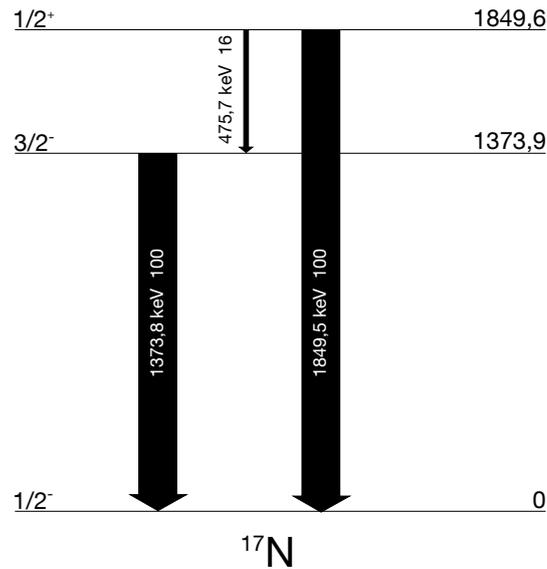


Abbildung 8.1: Niveauschema von ^{17}N mit dem Grundzustand und den ersten zwei Anregungsenergien, die durch einen Ein-Proton-Knockout bevölkert werden können [96].

Parametersatz	1	2
Projektil	^{18}O	^{18}O
Einschussenergie E_p (AMeV)	700	700
Fermi-Impulsbreite σ_{Fermi} ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	100	5
Impulsverteilung	Gauß	Gauß
Addback-Winkel ($^\circ$)	8,6	8,6

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der verwendeten Parametersätze der folgenden $R^3\text{Broot}$ -Simulationen.

Eine realistische Fermi-Impulsbreite σ_{Fermi} kann nach dem *Statistischen Model von Fragmentationsprozessen* von Goldhaber [97] berechnet werden. Für den vorliegenden Fall liegt diese im Bereich von $\sigma_{\text{Fermi}} \approx 100 \frac{\text{MeV}}{c}$, wie im ersten Parametersatz. Für Parametersatz 2 ist eine sehr kleine Impulsbreite gewählt, um die Leistungsfähigkeit des Detektorsystems auch in diesem Bereich zu zeigen.

8.2 Die Simulations- und Analysesoftware $R^3\text{Broot}$

$R^3\text{Broot}$ stellt ein C++-basiertes Grundgerüst zur Simulation und Analyse von R^3B -Experimenten zur Verfügung. Es beinhaltet ROOT-basierte Detektorgeometrien, die Möglichkeit der Visualisierung von Ereignissen und Geometrien, Anbindung an unterschiedliche Monte Carlo Simulationsalgorithmen und eine gemeinsame Datenstruktur zur detektorübergreifenden Analyse der Simulationsergebnisse [98].

8.2.1 UK-R3B Si-Tracker

Für die folgenden Simulationen wird neben dem CALIFA-Barrel (s. Abb. 8.2, (rot)), das in Kapitel 2 bereits ausführlich beschrieben ist, und der iPhos-Vorwärtskappe (grün), welche im vorherigen Kapitel diskutiert ist, auch der Silizium-Spurdetektor UK-R3B Si-Tracker (lila) verwendet. Er besteht aus drei Lagen von Silizium-Detektoren von denen der innerste 100 μm dick ist und in 69 mm Abstand an der Nullposition mit einem Winkel von 14° zu Strahlachse angebracht ist. Die beiden äußeren Schichten sind jeweils 300 μm dick, maximal 194 mm bzw. 198 mm entfernt und in einem Winkel von 33° montiert. Mit ihrer Hilfe lassen sich Rückstoßteilchen aus dem Target mit einer Winkelauflösung von etwa $\Delta\phi \approx \Delta\theta \approx 1 \text{ mrad}$ nachweisen ohne die Vertexposition in Strahlrichtung zu kennen.

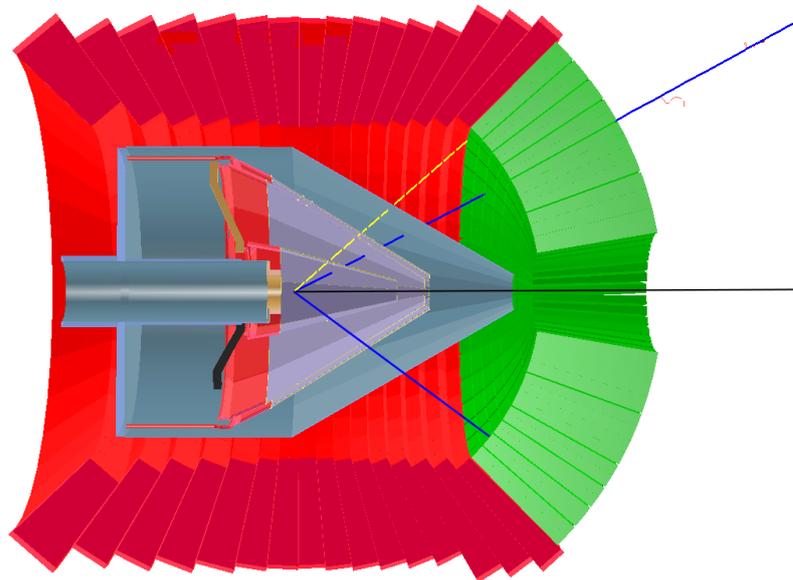


Abbildung 8.2: R³Broot-Darstellung eines (p,2p)-Ereignisses in CALIFA. Das CALIFA Barrel (rot) und die Vorwärtskappe (grün) umschließen die Targetregion mit dem Silizium-Spurdetektor (lila). Details dazu befinden sich im Text. In schwarz ist der Restkern eingezeichnet, der nahezu ohne Ablenkung das Kalorimeter in Vorwärtsrichtung verlässt. Die Protonen (blau) werden in CALIFA detektiert, wobei eines aufgrund seiner hohen Energie die Vorwärtskappe durchstößt, das andere jedoch gestoppt werden kann. Durch die Bevölkung des 3/2-Zustands in ¹⁷N wird zusätzlich ein Photon (gelb) emittiert.

8.2.2 Addback-Algorithmus in CALIFA

Die Größe der in CALIFA verwendeten Kristalle ist aufgrund der Doppler-Rekonstruktion bei hohen Teilchengeschwindigkeiten (s. Abschn. 7.3.1) klein im Vergleich mit anderen Spektrometern. γ -Quanten mit Energien von mehreren MeV, welche vermehrt durch Compton-Streuung und Paarbildung mit dem Detektormaterial wechselwirken, können zu einem großen Teil nicht innerhalb eines Kristalls absorbiert werden. Sie streuen in benachbarte Kristalle oder emittieren Elektronen oder Positronen deren Energie groß genug ist in benachbarte Kristalle einzudringen und teilen somit ihre Energie auf zwei oder mehr Kanäle auf. Um dennoch ihre volle Energie messen zu können, wird in

der Simulation ein einfacher Addback-Algorithmus verwendet. In der Auswertung werden zunächst alle Treffer nach der Höhe ihrer Energie geordnet und danach, angefangen bei der höchsten Energie, alle Kristalle, die sich innerhalb eines Winkelbereichs von 15° in Azimuthal- sowie Polarrichtung befinden dazuaddiert. Dabei wird keine Energiedeposition mehrfach gezählt, sondern nicht mehr beachtet nachdem sie einem Cluster zugeordnet ist. Ausgefeiltere Addback-Algorithmen bringen aufgrund der niedrigen Ereignisrate in der Simulation keinen entscheidenden Vorteil. In realen Experimenten mit hoher Untergrundrate kann dadurch jedoch die Photopeakeffizienz deutlich gesteigert werden.

8.3 Analyse der Protonen in CALIFA und UK-R3B Si-Tracker

Im ersten Analyseschritt soll das Potenzial des CALIFA-Kalorimeters mit iPhos-Vorwärtskappe und des Silizium-Spurdetektors im Bezug auf den Nachweis von Protonen untersucht werden. Dafür müssen aus allen Ereignissen, die in beiden Detektoren registriert werden zuerst die echten Protontreffer identifiziert werden. Die folgenden Simulationsergebnisse sind mit Parametersatz 1 (s. Tab. (8.1)) erzeugt. Über die aus der Pulsformanalyse gewonnenen Amplituden der Szintillationskomponenten kann wie in Abschn. 4.4.1 dargestellt, in CALIFA eine Identifikation der Teilchen bzw. γ -Quanten erreicht werden. Durch Vergleich der Trefferpositionen in CALIFA und im UK-R3B Si-Tracker können daraus komplette Ereignisse mit der Teilchenidentifikation und der Energie aus CALIFA sowie den hochaufgelösten Emissionswinkeln aus UK-R3B Si-Tracker extrahiert werden.

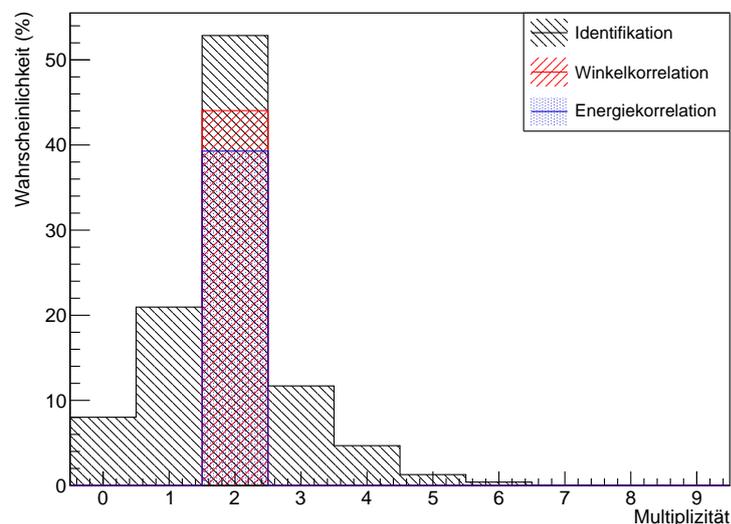


Abbildung 8.3: Effizienz für unterschiedliche Zwangsbedingungen in CALIFA. Wird ausschließlich die Teilchenidentifikation als Bedingung für ein gültiges Ereignis gefordert (schwarz) und werden gestoppte sowie nicht-gestoppte Protonen zugelassen, so besitzen knapp 53 % der Ereignisse eine Multiplizität von zwei. Wird als weitere Randbedingung für die Ereignisse mit Multiplizität zwei gefordert, dass die Summe der Polarwinkel beider Protonen zwischen 70° und 85° liegen (rot), werden noch rund 44 % als gültig angesehen. Wird nun zusätzlich eine Summe beider kinetischer Energien von > 400 MeV gefordert (blau), beträgt die Effizienz noch knapp 40 %.

Die Effizienzen für unterschiedliche Zwangsbedingungen sind in Abb. 8.3 dargestellt. Wird ausschließlich die Teilchenidentifikation als Bedingung gefordert und gestoppte sowie nicht gestoppte Protonen zugelassen (schwarz), so besitzen knapp 53 % der Ereignisse eine Multiplizität von zwei und werden somit als gültig eingestuft. Die angewandte Auswahl ist dabei ähnlich der Auswahl in Abb. 7.5, (rot gestrichelt). Im nächsten Schritt wird als weitere Randbedingung für die Ereignisse mit Multiplizität zwei gefordert, dass die Summe der Polarwinkel beider Protonen zwischen 70° und 85° liegen (rot). Damit werden noch rund 44 % als gültig angesehen. Die Summenenergie beider Protonen ist aufgrund der Aufweitung durch den Fermi-Impuls nicht konstant, liegt jedoch in guter Näherung innerhalb eines Fensters von ± 300 MeV um die Einschussenergie von 700 MeV. Wird wie in Abb. 8.3, (blau) eine Summe beider kinetischer Energien von > 400 MeV gefordert (blau), beträgt die Effizienz noch knapp 40 %.

Ein Vergleich der Protonenenergie E_{CALIFA} , wie sie in CALIFA gemessen wird, und der tatsächlichen

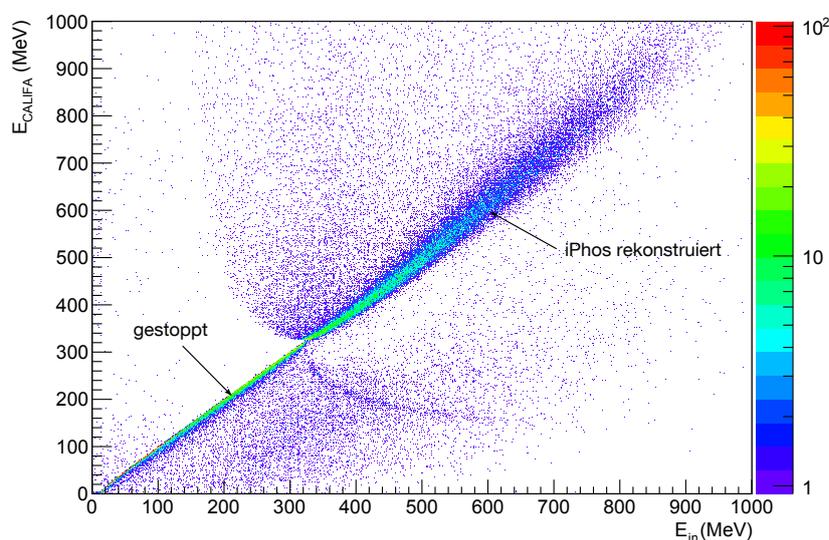


Abbildung 8.4: Vergleich der Protonenenergie E_{CALIFA} , wie sie in CALIFA gemessen wird, und der tatsächlichen Energie bei der Emission E_{in} . Für eine kinetische Energie bis etwa 320 MeV werden die Protonen in den 220 mm langen Kristallen noch gestoppt und es zeigt sich eine schmale Korrelation. Können sie für höhere Energien nicht mehr gestoppt werden und müssen daher über die iPhos-Methode rekonstruiert werden, verbreitert sich diese Korrelation mit zunehmender Energie und dadurch abnehmender Energiedeposition im aktiven Detektormaterial. Abseits der Winkelhalbierenden befinden sich Ereignisse, deren Energie aufgrund von Kernreaktionen nicht korrekt gemessen werden konnte.

Energie bei der Emission E_{in} ist in Abb. 8.4 dargestellt. Die Zuweisung als gültiges Ereignis erfolgte ebenfalls über die Selektion der Protonen in der RPID-Teilchenidentifikationsdarstellung und zusätzlich einer Summenenergie beider Protonen von $E_{\text{sum}} > 400$ MeV. Für eine kinetische Energie bis etwa 320 MeV werden die Protonen in den 220 mm langen Kristallen noch gestoppt und es zeigt sich eine schmale Korrelation. Können sie für höhere Energien nicht mehr gestoppt werden und müssen daher über die iPhos-Methode rekonstruiert werden, verbreitert sich diese Korrelation mit zunehmender Energie und dadurch abnehmender Energiedeposition im aktiven Detektormaterial. Abseits

der Winkelhalbierenden befinden sich Ereignisse, deren Energie aufgrund von Kernreaktionen nicht korrekt gemessen werden konnte.

In Abb. 8.5 sind die Azimutalwinkel $\phi_{1,2}$ und Polarwinkel $\theta_{1,2}$ der beiden Protonen separat für beide Detektoren gegeneinander aufgetragen. Es sind ebenfalls nur die im vorigen Abschnitt definierten, gültigen Protonentreffer gezeigt. Die erwartete azimuthale Korrelation der in entgegengesetzter Richtung auslaufenden Protonen ist sowohl in UK-R3B Si-Tracker (links oben) als auch in CALIFA (links unten) deutlich zu erkennen. Ebenfalls ist der konstante Winkel zwischen den Protonen in Richtung des Polarwinkels, der sich in einer Antikorrelation manifestiert, in beiden Detektoren eindeutig. Die Ursache für die Breite der Linien liegt im Fermi-Impuls des Knockout-Protons.

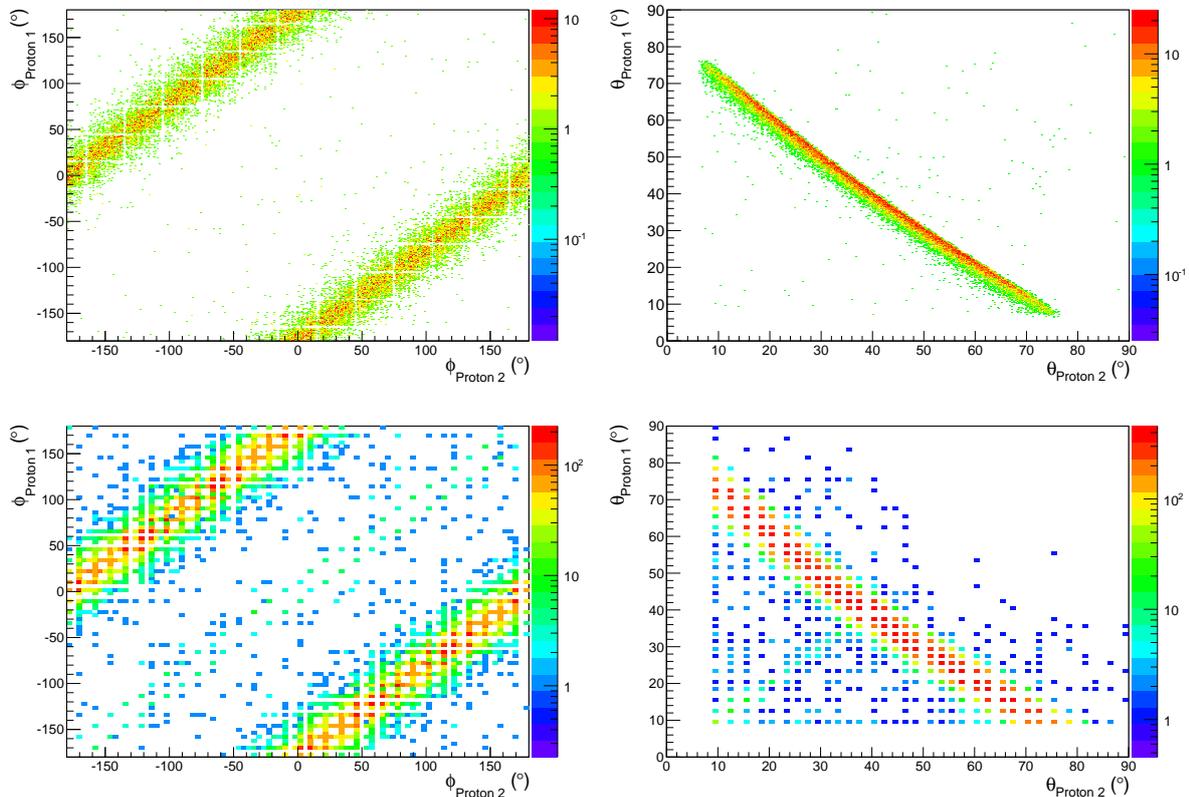


Abbildung 8.5: Winkelverteilungen der Protonen in CALIFA und UK-R3B Si-Tracker, erzeugt mit Parameter-satz 1. *Links:* Die erwartete azimuthale Korrelation der in entgegengesetzter Richtung auslaufenden Protonen ist sowohl in UK-R3B Si-Tracker (*oben*) als auch in CALIFA (*unten*) deutlich zu erkennen. *Rechts:* Der nahezu konstante Winkel zwischen den Protonen in Richtung des Polarwinkels, der sich in einer Antikorrelation manifestiert, ist in beiden Detektoren ebenfalls eindeutig zu erkennen. Die Ursache für die Breite der Linien liegt im Fermi-Impuls des Knockout-Protons.

Über die Messung der Energie sowie der Impulsrichtung beider Protonen kann nach den Gl. 1.3 der Fermi-Impuls des gebundenen Protons beim Stoß im Ruhesystem des Strahlteilchens ^{18}O rekonstru-

iert werden. Dazu werden zuerst die Viererimpulsvektoren \mathcal{P} aller beteiligten Teilchen im Laborsystem aufgestellt.

$$\mathcal{P}_{Strahl} = \begin{pmatrix} E_{Strahl} \\ 0 \\ 0 \\ P_{Strahl} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{P}_{Target} = \begin{pmatrix} M_{Target} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{P}_{p1} = \begin{pmatrix} E_{p1} \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{P}_{p2} = \begin{pmatrix} E_{p2} \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

Zur besseren Übersichtlichkeit ist hier und im folgenden Abschnitt das System der Planck-Einheiten gewählt und die z-Achse in Strahlrichtung definiert. E_{Strahl} , E_{p1} , E_{p2} sind die relativistischen Energien des einlaufenden Strahlteilchens und der beiden auslaufenden Protonen, M_{Target} die Ruhemasse des Targetprotons und \vec{p}_1 , \vec{p}_2 die Dreierimpulse der auslaufenden Protonen.

Nachdem alle Vierervektoren durch eine Lorentz-Transformation in das Ruhesystem des Strahlteilchens überführt wurden, kann nach Gl. (1.3) der Fermi-Impuls des gebundenen Protons zum Zeitpunkt des Stoßes ermittelt werden. Abb. 8.6 zeigt die Impulsverteilungen aufgespalten in die drei kartesischen Koordinaten.

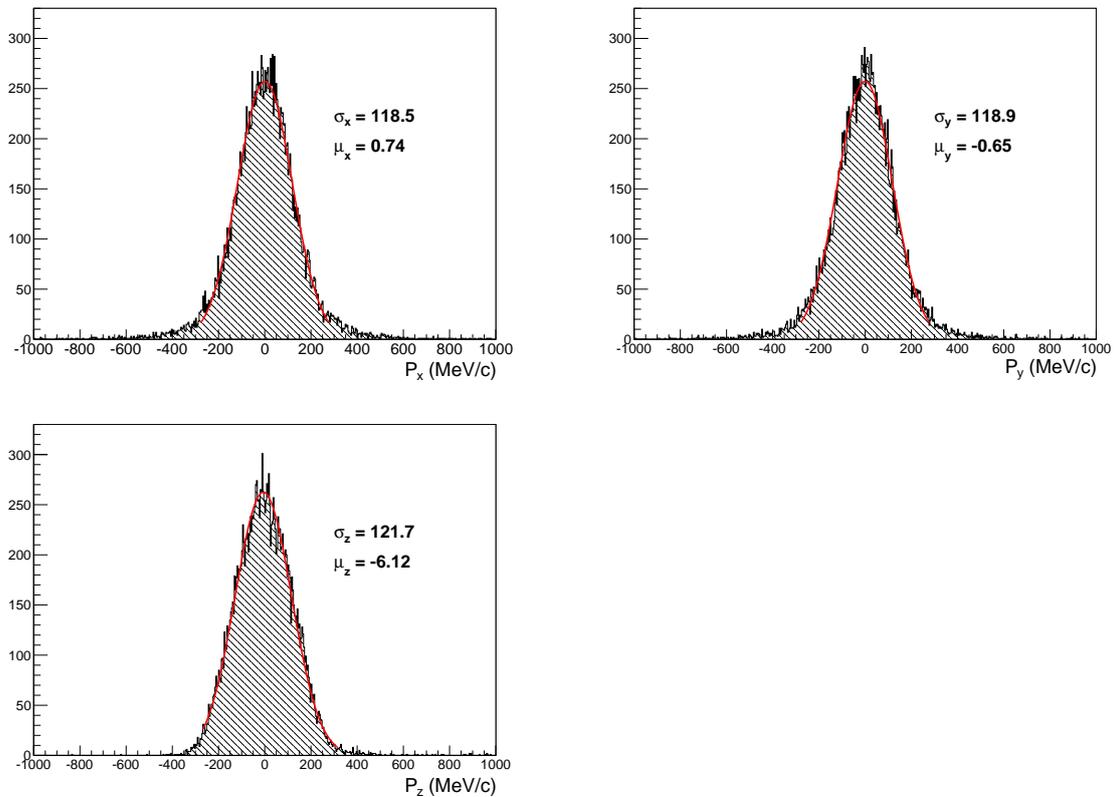


Abbildung 8.6: Rekonstruierte Fermi-Impulsverteilungen in x-, y- und z-Richtung. Die Ereignisse sind mit einer Breite von $\sigma_{Fermi} = 100 \frac{MeV}{c}$ (Parametersatz 1) erzeugt. Den zusätzlichen Beitrag liefert die Detektorauflösung bei der Bestimmung der Energie und des Emissionswinkels.

Die ermittelte Breite der Impulsverteilungen in x-, y- und z-Richtung sind eine Überlagerung der Impulsauflösung des Detektorsystems und der simulierten Breite der Fermi-Impulsverteilung. Da die beiden Beiträge statistisch unabhängig voneinander sind, addieren sie sich quadratisch.

$\sigma_{\text{Fermi}} \left(\frac{\text{MeV}}{c} \right)$	100	5
$\sigma_x \left(\frac{\text{MeV}}{c} \right)$	118,5	9,4
$\sigma_y \left(\frac{\text{MeV}}{c} \right)$	118,9	9,4
$\sigma_z \left(\frac{\text{MeV}}{c} \right)$	121,7	13,2

Tabelle 8.2: Fermi-Impulsauflösung von CALIFA und UK-R3B Si-Tracker bei 700 AMeV. In der ersten Zeile jeder Spalte ist die Breite der simulierten Fermi-Impuls-Verteilung σ_{Fermi} angegeben. $\sigma_{x,y,z}$ geben die Breite nach der Rekonstruktion an.

8.4 Rekonstruktion der Anregungsenergie des Restkerns

Um die Anregungsenergie des Restkerns, im vorliegenden Fall ^{17}N , zu ermitteln hat sich innerhalb des R^3B /LAND-Experiments die Methode der invarianten Masse als nützliches Werkzeug erwiesen (vgl. [16; 20; 21]). Mit ihr ist es möglich sehr kurzlebige oder sogar ungebundene Zustände, deren Zerfall über Teilchenemission erfolgt, zu vermessen. Die invariante Masse ist ein Lorentzskalar, wodurch sich ihr Wert durch eine Lorentz-Transformation nicht verändert.

Nach [20] gilt für die invariante Masse \mathcal{M}

$$\mathcal{M} = \left(\frac{E}{c} \right)^2 - (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2). \quad (8.2)$$

Wird nun der auslaufende Restkern, der durch die Reaktion im Reaktionstarget eine Anregungsenergie E^* erhalten hat, in seinem Ruhesystem betrachtet, ergibt sich daraus unter der Näherung $E^* \ll m_{^{17}\text{N}}$

$$E^* = \mathcal{M} - m_{^{17}\text{N}}. \quad (8.3)$$

\mathcal{M} setzt sich aus den in Gl. (8.1) eingeführten Komponenten zusammen, wobei die beiden Protonen $p_{1,2}$ im Ausgangskanal von den Teilchen (Strahl und Target) im Eingangskanal abgezogen werden.

$$\mathcal{M} = \sqrt{(\mathcal{P}_{\text{Strahl}} + \mathcal{P}_{\text{Target}} - \mathcal{P}_{p1} - \mathcal{P}_{p2})^2}, \quad (8.4)$$

hierbei entspricht das Quadrat dem Skalarprodukt in der Minkowskimetrik.

Abb. 8.7 zeigt die Rekonstruktion der Anregungsenergie E^* über die Methode der invarianten Masse für die drei unterschiedlichen Zustände, den Grundzustand (schwarz), den ersten angeregten $\frac{3}{2}^-$ und den $\frac{1}{2}^+$ -Zustand (s. Abb. 8.1).

Für die Simulation wird eine Winkelauflösung im UK-R3B Si-Spurdetektor von $\Delta\theta = \Delta\phi = 1$ mrad angenommen. Die Bestimmung der Energie in CALIFA wird realitätsgetreu mit Hilfe des iPhos-Konzepts rekonstruiert, wobei eine intrinsische Detektorauflösung von $\frac{\Delta E}{E} = 6\%$ bei 1 MeV angenommen wird. Es ergibt sich eine Auflösung (FWHM) der invarianten Masse von $\Delta\mathcal{M} = 2,4$ MeV.

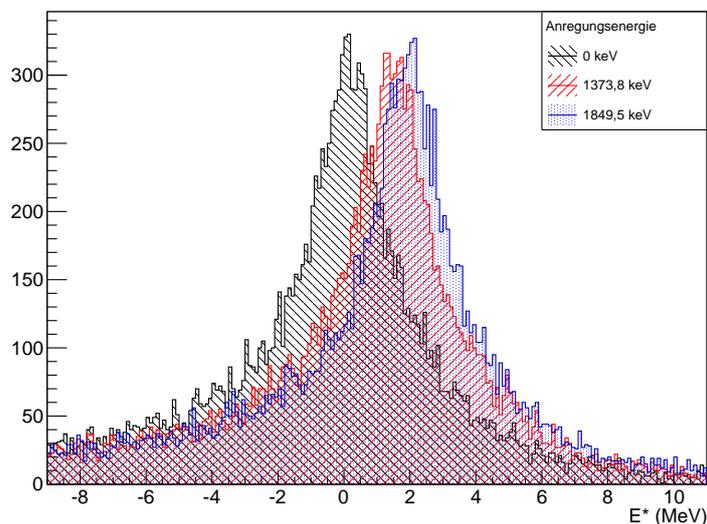


Abbildung 8.7: Rekonstruktion der Anregungsenergie über die Methode der invarianten Masse

Diese Methode bietet die Möglichkeit die Anregungsenergie des Restkerns unabhängig von den Zerfallsprodukten zu bestimmen. Damit lassen sich unterschiedliche Effekte untersuchen. Zum Beispiel ermöglicht es durch die Auswahl einer bestimmten Anregungsenergie bzw. eines Bereichs und koinzidenter Messung der γ -Strahlung, den Wirkungsquerschnitt für die direkte Bevölkerung bestimmter Zustände zu untersuchen ohne die Messung durch Zufuhr aus höheren Energieniveaus zu verfälschen. Auch ist es möglich, bei hohen Anregungsenergien die den Restkern in einen ungebundenen Zustand heben, die Verzweungsverhältnisse für die Emission von Teilchen zu ermitteln (s. [99]).

8.5 Rekonstruktion der γ -Strahlung in CALIFA

Redundant zur Rekonstruktion der invarianten Masse lässt sich für Anregungszustände des Restkerns, die durch γ -Emission zerfallen, die Energie der γ -Strahlung messen. Wie in Abschn. 7.3.1 bereits ausführlich dargestellt, ist diese Energie durch die relativistische Geschwindigkeit des emittierenden Kerns stark Doppler verschoben. Durch die hohe Segmentierung des CALIFA Barrels wie auch der Vorwärtsskappe kann dies jedoch mit guter Auflösung rekonstruiert werden.

Abb. 8.8 zeigt das komplette, simulierte γ -Spektrum für den Kern im Grundzustand (schwarz), im ersten angeregten $\frac{3}{2}^-$ -Zustand (rot) und im $\frac{1}{2}^+$ -Zustand (blau). Der Vertex der Emission wird in Richtung der Strahlachse um ± 5 mm variiert. Dies sollte die Größenordnung sein, die durch die Vertexrekonstruktion der Protonen möglich ist. Die Auswahl der Ereignisse erfolgt über die Teilchenidentifikation

in den CsI(Tl)-Kristallen (s. Anhang A). Auch wenn der Restkern kein γ -Quant emittiert, ist ein Untergrund im schwarzen Spektrum zu erkennen. Durch die Wechselwirkungen der Protonen in den Kristallen können schnelle Elektronen oder durch Kernreaktionen auch γ -Quanten entstehen. Innerhalb des Addback-Fensters von ungefähr $10 \times 10 \text{ mm}^2$ können diese nicht immer absorbiert werden, sodass sie als eigenständige Ereignisse gezählt werden. Dieser Untergrund ist für alle simulierten Anregungszustände ähnlich. Für den ersten angeregten $\frac{3}{2}^-$ -Zustand (s. Abb. 8.8, (rot)) ist die Energielinie bei knapp 1380 keV deutlich zu erkennen und mit einer Auflösung von $\frac{\Delta E}{E} = 6,1 \%$ nach der Dopplerrekonstruktion auch im erwarteten Bereich. Der zweite angeregte Zustand bei ca. 1850 keV zerfällt, wie aus Abb. 8.1 ersichtlich, mit einem Anteil von etwa 86 % direkt in den Grundzustand und mit einem Anteil von etwa 14 % über den $\frac{3}{2}^-$ -Zustand. Auch in der Simulation (s. Abb. 8.8, (blau)) ist dies zu erkennen. Die Auflösung für den direkten Zerfall in den Grundzustand liegt bei $\frac{\Delta E}{E} = 5,4 \%$ und für den Übergang von 478 keV vom $\frac{1}{2}^+$ in den $\frac{3}{2}^-$ -Zustand bei $\frac{\Delta E}{E} = 8,4 \%$.

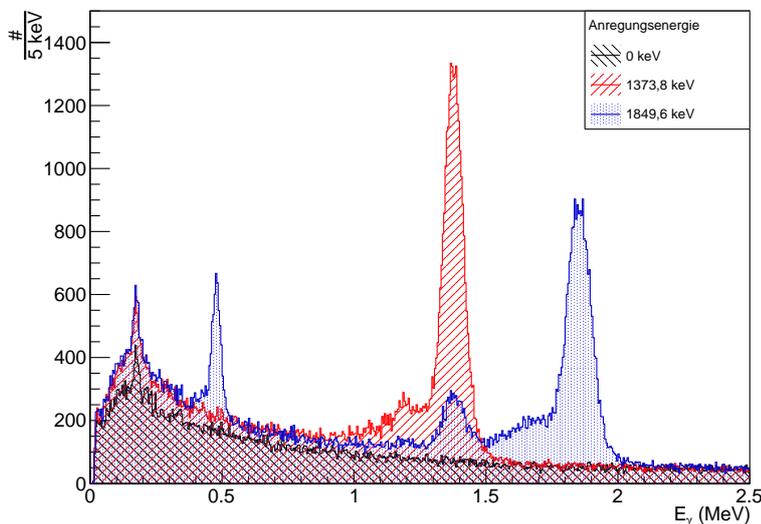


Abbildung 8.8: Komplettes γ -Spektrum nach der Doppler-Rekonstruktion für den Restkern im Grundzustand (schwarz), im ersten angeregten $\frac{3}{2}^-$ -Zustand (rot) und im $\frac{1}{2}^+$ -Zustand (blau). Die Auswahl der Ereignisse erfolgt über die Teilchenidentifikation in den CsI(Tl)-Kristallen (s. Anhang A). Auch wenn der Restkern kein γ -Quant emittiert, ist ein Untergrund im schwarzen Spektrum zu erkennen. Durch die Wechselwirkungen der Protonen in den Kristallen können schnelle Elektronen oder durch Kernreaktionen auch γ -Quanten entstehen. Innerhalb des Addback-Fensters von ungefähr $10 \times 10 \text{ mm}^2$ können diese nicht immer absorbiert werden. Für den ersten angeregten $\frac{3}{2}^-$ -Zustand (rot) ist die Energielinie bei knapp 1380 keV deutlich zu erkennen. Der zweite angeregte Zustand bei ca. 1850 keV zerfällt nicht nur direkt in den Grundzustand, sondern mit einem Anteil von etwa 14 % auch über den $\frac{3}{2}^-$ -Zustand.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges Detektorkonzept basierend auf CsI(Tl)-Szintillationskristallen entwickelt. Die experimentellen Daten dafür stammen aus zwei Experimenten am Maier-Leibnitz-Laboratorium in Garching im Juli 2011 sowie am Cyclotron Center Bronowice in Krakau im März 2013. Darin wurden unterschiedliche CsI(Tl)-Kristalle mit Protonen bestrahlt, deren kinetische Energie im Bereich zwischen 10 MeV und 180 MeV lag.

9.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

- Ein bisher unbekannter Effekt im Szintillationslicht von CsI(Tl) wurde entdeckt. Dieser erlaubt es, mit Hilfe von Algorithmen zur Signalformanalyse, Informationen darüber zu erhalten, ob ein Proton innerhalb des Kristalls gestoppt werden konnte oder ihn durchstoßen hat. Es wurde nachgewiesen, dass diese Separation im gesamten Energiebereich der durchgeführten Experimente mit Protonenergien bis zu $E_p = 180$ MeV mit hoher Auflösung realisiert werden kann.
- Durch systematische Untersuchungen dieses Effekts gelang es gleichzeitig ihn analytisch zu modellieren und in die Simulationssoftware GEANT4 zu implementieren. Dabei werden nukleare Prozesse ebenso wie daraus entstehende Sekundärteilchen, die die Lichtausbeute und Signalform stark modifizieren können, berücksichtigt.
- Darauf aufbauend wurde das sogenannte iPhos-Konzept entwickelt, das es erlaubt die Energie der Protonen in beiden Fällen korrekt zu rekonstruieren. Dieses Konzept wurde am Cyclotron Center Bronowice mit Protonenergien zwischen 90 MeV und 180 MeV erfolgreich getestet, wobei zum ersten Mal die Energie eines nicht-gestoppten, hochenergetischen Protons in nur einem Szintillatorkristall ohne zusätzliche Informationen gemessen werden konnte. Ebenso konnten daraus Energieauflösungen abgeleitet werden, die selbst bei einer Energiedeposition im aktiven Detektormaterial von nur $E_{\text{dep}} = 20\%$ noch unterhalb von $\frac{\Delta E}{E} = 9\%$ liegen und bei konstanter Länge des CsI(Tl)-Kristalls ein lineares Verhalten zur Einschussenergie zeigen. In Simulationen konnten diese Ergebnisse korrekt reproduziert werden. Zusätzlich konnte damit gezeigt werden, dass in iPhos-Detektoren bei einer Einschussenergie von $E_p = 500$ MeV, bei denen der Anteil an Ereignissen mit Kernreaktionen bereits bei 50% liegt, ohne weitere

Randbedingungen eine Reinheit von Protonenereignissen bei denen der Anteil an Kernreaktionen vernachlässigbar ist, von über 90 % erreicht werden kann. Existieren weitere kinematische Randbedingungen wie in quasi-freien (p,2p)-Reaktionen verbessert sie sich sogar auf über 98 %.

- Weitergehend wurde basierend auf der iPhos-Methode eine Vorwärtskappe für das R^3B -Kalorimeter CALIFA entwickelt. Gerade die Messung der kinetischen Energie von hochenergetischen Protonen ($E_p > 100$ MeV) in einem elektromagnetischen Kalorimeter stellen eine besondere Herausforderung dar, da nukleare Prozesse in diesem Bereich stark zunehmen. Durch systematische Simulationen der Proton- und γ -Effizienz sowie der erreichbaren Energieauflösungen wurde eine Geometrie mit $z = 220$ mm langen CsI(Tl)-Szintillationskristallen entworfen, die maßgeblich in den Technischen Design Report für die CALIFA-Vorwärtskappe eingehen wird.
- In einer Simulation eines quasi-freien (p,2p)-Experiments mit realistischer Detektorgeometrie des CALIFA-Kalorimeters mit iPhos-Vorwärtskappe und dem Silizium-Spurdetektor *UK-R3B Si-Tracker* konnte die Leistungsfähigkeit dieses Detektorsystems gezeigt werden. Für die Reaktion $^{18}\text{O}(p, 2p)^{17}\text{N}$ wurde zur Rekonstruktion der Anregungsenergie des Restkerns die Methode der invarianten Masse benutzt und dabei eine Auflösung (FWHM) von $\Delta M = 2,4$ MeV erreicht.

9.2 Ausblick

Für die bevorstehende Anfertigung des Technischen Design Reports der CALIFA-Vorwärtskappe ist es wichtig, das innerhalb dieser Arbeit entwickelte iPhos-Konzept auch für höhere Energien und längere Szintillationskristalle zu überprüfen und zu verifizieren. Zu diesem Zweck wurde im September 2014 ein weiteres Experiment am TRIUMF in Vancouver, Kanada durchgeführt, dessen Auswertung bereits begonnen hat. Mit rechteckigen 5 cm und 15 cm langen CsI(Tl)-Kristallen konnten diverse Aufbauten realisiert werden. Sie erlaubten es viele verschiedene Energiedepositionen in den unterschiedlichen Kristallen zu messen, wobei die kleinen Kristalle als aktive Absorber fungierten. So kann für jedes Ereignis die Energiedeposition in den Kristallen bestimmt und damit der Einfluss der Energieverluststreuung in den Absorbern kompensiert werden. Die Primärenergien des Protonstrahls betragen 355 MeV und 480 MeV und der Strahlstrom konnte bis auf Triggerraten von $r = 100$ Hz reduziert werden, wodurch Pileup-Effekte minimiert sind. Abb. 9.1 zeigt das Ergebnis der RPID eines 15 cm langen Kristalls, wiederum in der Darstellung mit reduzierter langsamer Komponente $N_{s,\text{red}}$ (vgl. Abb. 7.4). Darin sind aus vier verschiedenen Kristallanordnungen ebenso viele Energielinien bei ($E_p = 233$ MeV, 274 MeV, 312 MeV und 474 MeV) zu erkennen. Eine weitere Energielinie bei $E_p \approx 170$ MeV ist ebenfalls auszumachen. Ihr Ursprung muss noch geklärt werden. Während Protonen mit $E_p = 233$ MeV gerade noch gestoppt werden können, durchschlagen die Protonen mit den höheren drei Energien den Kristall. Noch kleinere Energieverluste als für die Energielinie bei $E_p = 474$ MeV sind ebenfalls zu erkennen. Diese werden durch Protonen verursacht, die nicht den vollen Kristall durchschlagen und dadurch weniger Energie deponieren. In der weiteren Analyse, die

im Rahmen der Masterarbeit von Benjamin Heiss durchgeführt wird, können diese durch Randbedingungen an die umgebenden Kristalle reduziert werden. Die Breite der gezeigten Energielinien ist in dieser Abbildung noch durch die Energieverluststreuung dominiert. Auch diese kann durch eine verfeinerte Analyse der bekannten Energiedepositionen in den aktiven Absorbern Ereignis für Ereignis reduziert werden. Zusätzlich zu den Protonen sind ebenfalls γ -Quanten und Deuteronen aus Reaktionen im Detektorgehäuse zu erkennen.

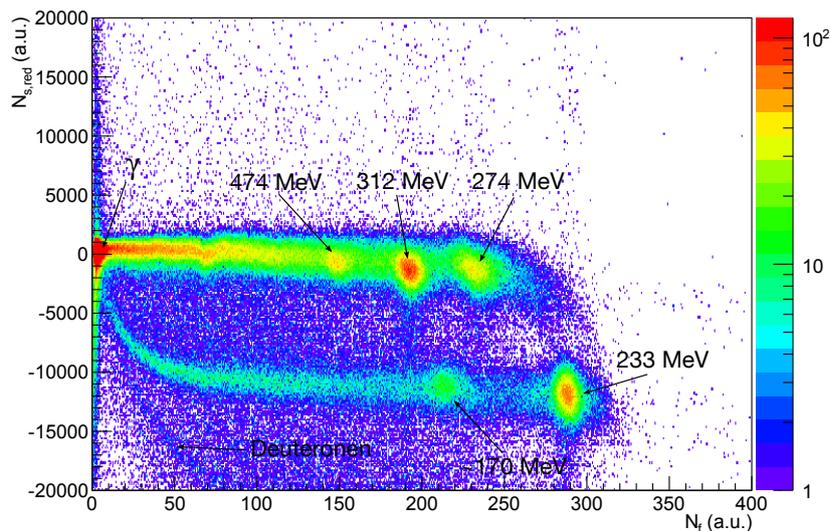


Abbildung 9.1: RPID-Darstellung vier verschiedener Kristallanordnungen des TRIUMF-Experiments. Darin sind Energielinien bei ($E_p = 233$ MeV, 274 MeV, 312 MeV und 474 MeV) zu erkennen. Eine weitere Energielinie bei $E_p \approx 170$ MeV ist ebenfalls auszumachen. Ihr Ursprung muss noch geklärt werden. Die Trennung der Bänder für gestoppte und nicht-gestoppte Protonen ist auch bei Energien bis $E_p = 474$ MeV hervorragend.

Bereits aus diesen ersten Analyseschritten ist jedoch zu erkennen, dass auch bis zu Protonenergien von $E_p \approx 480$ MeV die Trennung der Bänder für gestoppte und nicht-gestoppte Protonen hervorragend funktioniert.

Können innerhalb der weiteren Analyse auch die restlichen Vorhersagen der GEANT4-Simulationen verifiziert werden, ist dies ein großer Schritt für die erfolgreiche Umsetzung der CALIFA-Vorwärts-kappe als weltweit erster iPhos-Detektor.

Weiterhin ist das iPhos-Konzept nicht auf ein Szintillatormaterial beschränkt. Es ist bekannt, dass auch andere Szintillatormaterialien eine teilchenabhängige Signalform besitzen, die durch Pulsformanalyse genutzt werden kann. Neben BaF_2 [100] ist vor allem LaBr_3 [101], aufgrund der ausgezeichneten Energieauflösung und Lichtausbeute, ein vielversprechender Kandidat. Dafür sind weitere Untersuchungen nötig, um herauszufinden ob die Voraussetzung dafür, nämlich das nicht-lineare Verhältnis zwischen den Szintillationskomponenten, auch in diesen Materialien gegeben ist.

Teilchenidentifikations-Algorithmus RPID

Die Teilchenidentifikation in CsI(Tl)-Detektoren über die Abklingcharakteristik der beiden Szintillationskomponenten wird seit Ende der 1950er Jahre in vielen Veröffentlichungen z.B. [77; 102–104] thematisiert. Dabei ist die grundlegende Idee meist, die Komponenten mit Hilfe zweier Integrationen über ein kurzes bzw. ein langes Fenster zu trennen. Skulski et al. [104] untersuchten für einen kleinen $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ großen CsI(Tl)-Würfel den Einfluss einer Gewichtung des Signals innerhalb eines Fensters und erreichten damit die beste Trennung für γ -Quanten und α -Teilchen bzw. Protonen.

Ein anderer Ansatz, der als Ausgangspunkt für das hier vorgestellte iPhos-Konzept dient und in [82] näher beschrieben wird, versucht die Amplituden der beiden Szintillationskomponenten direkt zu extrahieren. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die verwendeten Algorithmen und Methoden gegeben. Weitere Details sind in der Referenz [82] nachzulesen.

Als Ausgangspunkt wird der Intensität des Szintillationslichtes $L(t)$ ein Modell mit zwei Exponentialfunktionen zugrunde gelegt (Gl. (A.1)) [105].

$$L(t) = \frac{N_f}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}}, \quad (\text{A.1})$$

Um dem ladungsintegrierenden Vorverstärker Rechnung zu tragen, wird die Intensitätsfunktion $L(t)$ mit der Antwortfunktion $G(t)$ des Vorverstärkers gefaltet, um eine funktionale Zeitabhängigkeit seiner Ausgangsspannung $U(t)$ (Gl. (A.2)) zu erhalten.

$$\begin{aligned} U(t) &= \int_0^t L(t') G(t-t') dt' \\ &= \int_0^t \left[\frac{N_f}{\tau_f} e^{-\frac{t'}{\tau_f}} + \frac{N_s}{\tau_s} e^{-\frac{t'}{\tau_s}} \right] e^{-\frac{t-t'}{\tau_p}} dt'. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Diese Funktion beschreibt die mit einem Sampling-ADC aufgenommenen Rohdaten in Abb. A.2,a sehr präzise. Ein solcher ADC liefert jedoch keine kontinuierliche Funktion, sondern nimmt entspre-

chend seiner Aufnahme Frequenz $f_s = \frac{1}{t_s}$ nur diskrete Spannungen am Eingang auf. Somit findet ein Übergang zwischen der kontinuierlichen Funktion $U(t)$ zu einer diskreten Funktion $\{U(i) : i \in \mathbb{N}\}$ statt, wobei gilt $i = \frac{t}{t_s}$.

Der erste Schritt zur Bestimmung der beiden Szintillationsamplituden besteht darin, die durch den Vorverstärker eingebrachte Exponentialfunktion mit der Abklingzeitkonstante τ_p zu eliminieren. Dafür wird der mittlerweile gängige Algorithmus der "Moving Window Deconvolution (MWD) [106] verwendet. Dieser faltet bei bekannter Zeitkonstante den exponentiellen Zerfall heraus und liefert die vom Szintillationslicht generierte Ladungsfunktion innerhalb des Zeitfensters L_1 . Eine Übersicht über alle verwendeten Zeitpunkte und -fenster bietet Abb. A.1.

$$Q(i) = U(i) - U(i - L_1) + \frac{1}{m_p} \sum_{i' = i - L_1}^i U(i') \quad (\text{A.3})$$

$i > 0$ wobei $i = 0$ dem Triggerzeitpunkt entspricht.

L_1 - MWD-Fenstergröße

m_p - Abklingzeit des Vorverstärkers

(in Einheiten von t_s)

Ein Nebeneffekt dieses MWD-Algorithmus ist die Rekonstruktion des ballistischen Defizits. Speziell für Detektoren mit langsamer Signalanstiegszeit, wie z.B. CsI(Tl)-Szintillatoren, verbessert es die Energieauflösung. Dafür wurde die Energiebestimmung nach diesem Verarbeitungsschritt platziert.

Angewendet auf das Ausgangssignal des Vorverstärkers $U(i)$ ergibt sich die Gesamtladungsfunktion $Q(i)$, die der integrierten Intensitätsfunktion der Szintillation $L(i)$ entspricht (vgl. Abb. A.2,b).

$$Q(i) = -N_f e^{\left(-\frac{i}{m_f}\right)} - N_s e^{\left(-\frac{i}{m_s}\right)} + N_f + N_s \quad (\text{A.4})$$

mit der Randbedingung $N = N_f + N_s$ als der, aus dem Szintillationslicht produzierten Gesamtladung.

Im nächsten Schritt wird die Ladungsfunktion $Q(i)$ numerisch differenziert um die zeitdiskrete Szintillationsfunktion $L(i)$ zu erhalten. Dieser Schritt ist als eine Subtraktion zweier Summen innerhalb zweier, kurzer Zeitfenster mit konstantem Abstand implementiert.

Die daraus resultierende Funktion ist das zeitdiskrete Analogon zu Gl. (A.1) (vgl. auch Abb. A.2,c).

$$L(i) = \frac{N_f}{m_f} e^{-\frac{i}{m_f}} + \frac{N_s}{m_s} e^{-\frac{i}{m_s}}. \quad (\text{A.5})$$

Eine unabhängige Bestimmung von N_f und N_s kann durch die Division der Szintillationsfunktion $L(i)$ mit einer ihrer beiden Exponentialfunktionen (z.B. der langsamen mit der Zeitkonstanten m_s) erreicht werden. Dies führt zu einer einzelnen Exponentialfunktion mit nur einer Zeitkonstanten m_{sf} und einem konstanten Beitrag (vgl. Abb. A.2,d).

$$D(i) = \frac{N_f}{m_f} e^{-\frac{i}{m_{sf}}} + \frac{N_s}{m_s} \quad (\text{A.6})$$

mit

$$m_{sf} = \frac{m_s m_f}{m_s - m_f} \quad (\text{A.7})$$

Um auch die verbleibende Exponentialfunktion zu eliminieren, wird die "Moving Window Deconvolution" mit der Zeitkonstanten m_{sf} und der Fenstergröße $L_2 < L_1$ noch ein weiteres Mal angewendet.

Lineare Steigung $0 < i < L_2$

$$F(i) = \frac{N_s}{m_s} \left(\frac{i}{m_{sf}} + 1 \right) + \frac{N_f}{m_f} \quad (\text{A.8})$$

$$= mi + b$$

Konstante $L_2 < i < L_1$

$$F(i) = \frac{N_s}{m_s} \frac{L_2}{m_{sf}} \quad (\text{A.9})$$

Durch den konstanten Anteil in $D(i)$ erzeugt die Integration einen linearen Anstieg im Zeitfenster L_2 (vgl. Abb. A.1). Diese lineare Steigung ist proportional zur Amplitude der langsamen Komponenten N_s und der y-Achsenabschnitt am Triggerzeitpunkt zu $\frac{N_f}{m_f} + \frac{N_s}{m_s}$. Zusätzlich wird zwischen L_2 and L_1 ein zeitunabhängiger, konstanter Wert erzeugt, der ebenfalls proportional zu N_s ist (vgl. Abb. A.2, e).

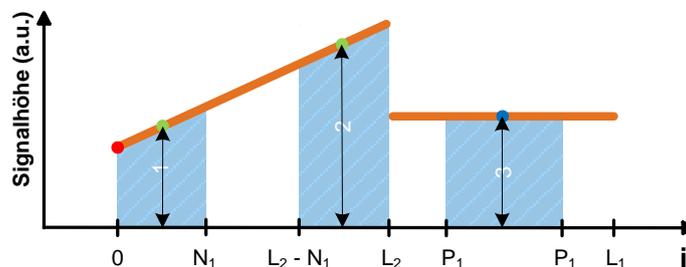


Abbildung A.1: Signalform nach der RPID-Pulsformanalyse

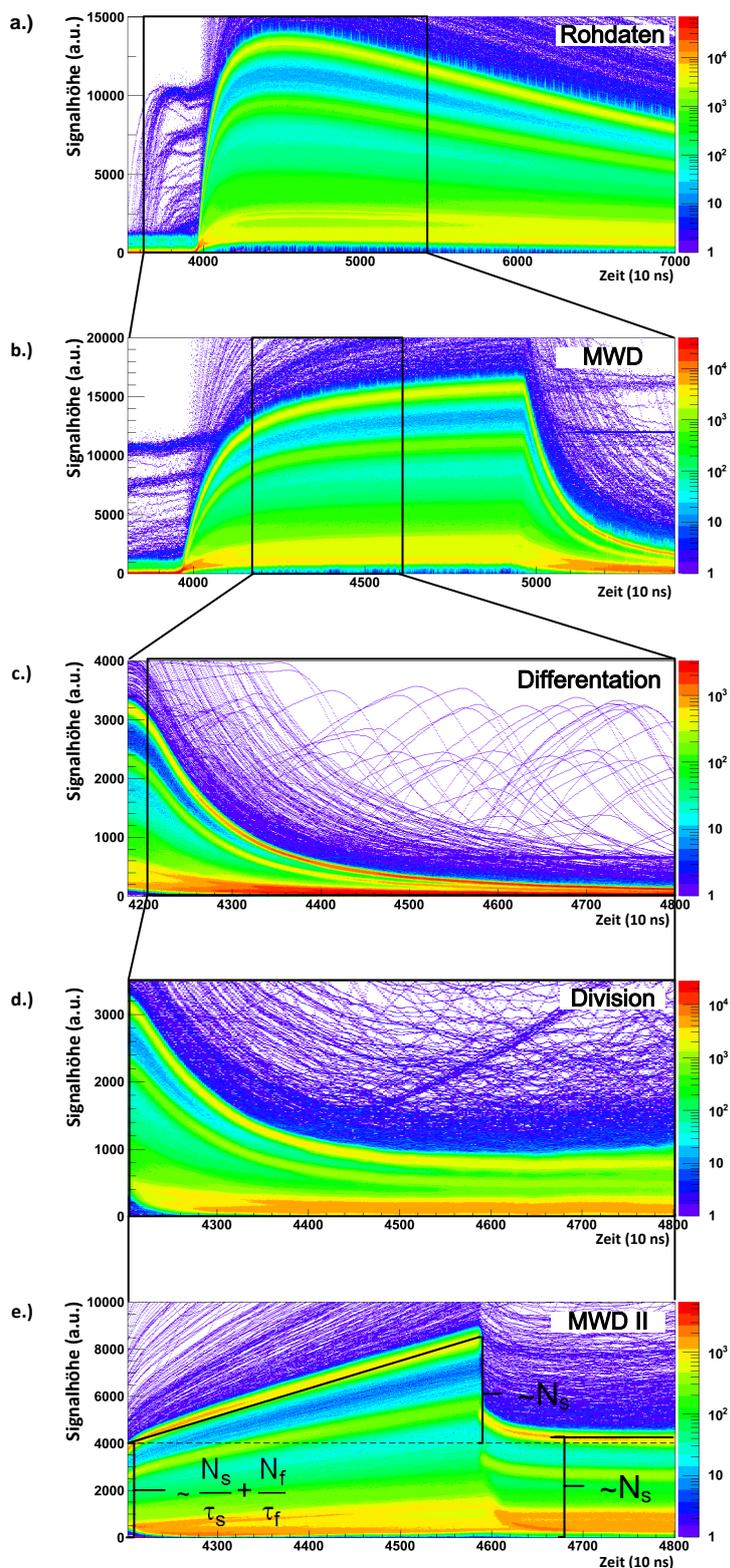


Abbildung A.2: Darstellung der wichtigsten Komponenten des RPID-Teilchenidentifikationsalgorithmus (nach [82]). Detaillierte Informationen befinden sich im Text.

Literaturverzeichnis

- [1] A. D. Dolgov und S. I. Blinnikov. Stars and black holes from the very early universe. Physical Review D, 89(2):021301, 2014. doi:10.1103/PhysRevD.89.021301.
- [2] T. Mayer-Kuckuk. Kernphysik: Eine Einführung. Teubner-Studienbücher : Physik. Teubner, Stuttgart [u.a.], 7., überarb. und erw. Aufl edition, 2002.
- [3] J. J. Cowan und F.-K. Thielemann. R-process nucleosynthesis in supernovae. Physics Today, 57(10):47–54, 2004.
- [4] J. J. Cowan, F.-K. Thielemann und J. W. Truran. The R-process and nucleochronology. Physics Reports, 208(4-5):267–394, 1991. doi:10.1016/0370-1573(91)90070-3.
- [5] P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt und S. Åberg. Heavy-element fission barriers. Physical Review C, 79:064304, Jun 2009. doi:10.1103/PhysRevC.79.064304.
- [6] GSI. An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons - Conceptual Design Report, 2001.
- [7] I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz und F.-K. Thielemann. Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis. Nuclear Physics A, 747(2-4):633–654, 2005. doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.09.115.
- [8] C. Freiburghaus, S. Rosswog und F.-K. Thielemann. R-process in neutron star mergers. The Astrophysical Journal Letters, 525(2):L121, 1999.
- [9] Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis. Physics Letters B, 436(1–2):10–18, 1998. doi:10.1016/S0370-2693(98)00907-1.
- [10] R3B collaboration. Technical Proposal for the Design, Construction, Commissioning and Operation of R3B: A universal setup for kinematical complete measurements of Reactions with Relativistic Radioactive Beams. 2005.
- [11] H. Geissel, H. Weick, M. Winkler, G. Münzenberg, V. Chichkine, M. Yavor, T. Aumann, K. H. Behr, M. Böhmer, A. Brünle, K. Burkard, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, L. Chulkov, A. Dael, J.-E. Ducret, H. Emling, B. Franczak, J. Friese, B. Gastineau, J. Gerl, R. Gernhäuser, M. Hellström, B. Jonson, J. Kojouharova, R. Kulessa, B. Kindler, N. Kurz, B. Lommel, W. Mittig, G. Moritz, C. Mühle, J. A. Nolen, G. Nyman, P. Roussel-Chomaz, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, G. Schrieder, B. M. Sherrill, H. Simon, K. Sümmerer, N. A. Tahir, V. Vysotsky, H. Wollnik und A. F. Zeller. The Super-FRS project at GSI. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 204:71–85, 2003. doi:10.1016/S0168-583X(02)01893-1.

- [12] C. Scheidenberger, H. Geissel, M. Maier, G. Münzenberg, M. Portillo, G. Savard, P. van Duppen, H. Weick, M. Winkler, M. Yavor, F. Attallah, K.-H. Behr, V. Chichkine, S. Eliseev, M. Hausmann, M. Hellström, E. Kaza, B. Kindler, Y. Litvinov, B. Lommel, G. Marx, M. Matos, N. Nankov, T. Ohtsubo, K. Sümmerer, Z.-Y. Sun und Z. Zhou. Energy and range focusing of in-flight separated exotic nuclei – A study for the energy-buncher stage of the low-energy branch of the Super-FRS. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 204:119–123, 2003. doi : 10.1016/S0168-583X(02)01898-0.
- [13] Goethe Universität Frankfurt am Main. LAND/R3B setup at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 2014. Erreichbar über: <http://exp-astro.physik.uni-frankfurt.de/index.php?id=expLAND&lang=en>.
- [14] G. Jacob und Th. A. J. Maris. Quasi-free scattering and nuclear structure. Rev. Mod. Phys., 38:121–142, Jan 1966. doi:10.1103/RevModPhys.38.121.
- [15] R. Dymarz und T. Kohmura. The mean free path of protons in nuclei and the nuclear radius. Physics Letters B, 124(6):446–450, 1983. doi:10.1016/0370-2693(83)91548-4.
- [16] V. Panin. Fully Exclusive Measurements of Quasi-Free Single-Nucleon Knockout Reactions in Inverse Kinematics. Doktorarbeit, 2012.
- [17] J. Mougey, M. Bernheim, A. Bussière, A. Gillebert, Phan Xuan Hô, M. Priou, D. Royer, I. Sick und G. J. Wagner. Quasi-free (e, e'p) scattering on ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca and ^{58}Ni . Nuclear Physics A, 262(3):461–492, 1976. doi:10.1016/0375-9474(76)90510-8.
- [18] G. Van Der Steenhoven, H. P. Blok, E. Jans, M. de Jong, L. Lapikás, Quint, E. N. M. und De Witt Huberts, P. K. A. Knockout of $1p$ protons from ^{12}C induced by the (e, e'p) reaction. Nuclear Physics A, 480(3–4):547–572, 1988. doi:10.1016/0375-9474(88)90463-0.
- [19] B. Povh. Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte : mit 11 Tabellen. Physics and astronomy online library. Springer, Berlin [u.a.], 6 edition, 2004.
- [20] F. Wamers. Quasi-Free-Scattering and One-Proton-Removal Reactions with the Proton-Dripline Nucleus ^{17}Ne at Relativistic Beam Energies. Doktorarbeit, 2011.
- [21] M. A. Najafi. Quasi-free proton and neutron knockout reactions in ^{20}O . Doktorarbeit, Groningen, 2014.
- [22] D. Mücher und W. F. Henning. Proposal for nuclear physics experiment at RI beam factory. Measurement of fission barriers of neutron-rich nuclei using the single-proton knockout reaction (p,2p) at SAMURAI, 2014.
- [23] CALIFA collaboration. Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of The CALIFA Barrel: The R3B CALorimeter for In Flight detection of gamma-rays and high energy charged pArticles. 2011.

- [24] A. Gade, D. Bazin, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. A. Church, D-C Dinca, J. Enders, T. Glasmacher, P. G. Hansen, M. Honma, T. Mizusaki, W. F. Mueller, H. Olliver, T. Otsuka, L. A. Riley, J. R. Terry, J. A. Tostevin und K. L. Yurkewicz. Nuclear spectroscopy with fast exotic beams. Journal of Physics: Conference Series, 20:95–100, 2005. doi:10.1088/1742-6596/20/1/016.
- [25] A. Gade und T. Glasmacher. In-beam nuclear spectroscopy of bound states with fast exotic ion beams. Progress in Particle and Nuclear Physics, 60(1):161–224, 2008. doi:10.1016/j.ppnp.2007.08.001.
- [26] R. Krücken. Introduction to shell structure in exotic nuclei. Contemporary Physics, 52(2):101–120, 2011. doi:10.1080/00107514.2010.509993.
- [27] Hamamatsu Photonics K.K. Solid State Division. Datenblatt Si APD S8664-series, 2005. Erreichbar über: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s8664_series_kapd1012e04.pdf.
- [28] T. Ikagawa, J. Kataoka, Y. Yatsu, T. Saito, Y. Kuramoto, N. Kawai, M. Kokubun, T. Kamae, Y. Ishikawa und N. Kawabata. Study of large area Hamamatsu avalanche photodiode in a - ray scintillation detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 538(1-3):640–650, 2005. doi:10.1016/j.nima.2004.09.021.
- [29] O. B. Tarasov und D. Bazin. LISE++: Radioactive beam production with in-flight separators. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 266(19-20):4657–4664, 2008.
- [30] M. Bendel. Entwicklung und Test einer digitalen Auslese für das CALIFA-Kalorimeter. Diplomarbeit, München.
- [31] J. Hoffmann, N. Kurz, S. Loechner, S. Minami, W. Ott, I. Rusanov, S. Voltz und P. Wiczorek. GSI Scientific Report 2011 [GSI Report 2012-1]: New TASCA Data Acquisition Hardware Development for the Search of Element 119 and 120, volume 2012-1 of GSI Report. GSI, Darmstadt, 2012.
- [32] D. H. Wilkinson. The Phoswich—A Multiple Phosphor. Review of Scientific Instruments, 23(8):414–417, 1952. doi:10.1063/1.1746324.
- [33] A. T. Farsoni, B. Alemayehu, A. Alhawsawi und E. M. Becker. A Phoswich Detector With Compton Suppression Capability for Radioxenon Measurements. Nuclear Science, IEEE Transactions on, 60(1):456–464, 2013. doi:10.1109/TNS.2012.2226606.
- [34] E. G. Shapiro und Anderson, A. L. Dual Energy Analysis Using Phoswich Scintillation Detectors for Low-Level In-Vivo Counting. Nuclear Science, IEEE Transactions on, 21(1):201–209, 1974. doi:10.1109/TNS.1974.4327463.

- [35] M. Martensson. Characterisation of a LaBr₃: LaCl₃ Phoswich Array Using 70-230 MeV Protons. Masterarbeit, 2013.
- [36] CERN. Geant4, 05.11.2013. Erreichbar über: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [37] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, Gómez Cadenas, J. J., I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F. W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, Mora de Freitas, P., Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulikimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J. P. Wellisch, T. Wenaus, D. C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida und D. Zschiesche. Geant4—a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506(3):250–303, 2003. doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [38] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracsek, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Mendez Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. P. Wellisch, D. C. Williams, D. Wright und H. Yoshida. Geant4 developments and applications. IEEE Transactions on Nuclear Science, 53(1):270–278, 2006. doi:10.1109/TNS.2006.869826.
- [39] H. Spieler. Semiconductor detector systems. Oxford University Press, Oxford, 2007.

- [40] R. Novotny. Inorganic scintillators—a basic material for instrumentation in physics. Proceedings of the 7th International Conference on Inorganic Scintillators and their Use in Scientific and Industrial Applications, 537(1–2):1–5, 2005. doi:10.1016/j.nima.2004.07.221.
- [41] P. Miller und G. Phillips. Scattering of He3 from He4 and states in Be7. Physical Review, 112(6):2048–2052, 1958. doi:10.1103/PhysRev.112.2048.
- [42] S. Bashkin, R. Carlson und R. Douglas. Cross sections for elastic scattering and reactions due to protons on N15. Physical Review, 114(6):1543–1551, 1959. doi:10.1103/PhysRev.114.1543.
- [43] J. McIntyre, S. Baker und T. Watts. Elastic scattering of O16 from nuclei. Physical Review, 116(5):1212–1220, 1959. doi:10.1103/PhysRev.116.1212.
- [44] E. Blucher, B. Gittelman, B. K. Heltsley, J. Kandaswamy, R. Kowalewski, Y. Kubota, N. Mistry, S. Stone und A. Bean. Tests of cesium iodide crystals for an electromagnetic calorimeter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 249(2-3):201–227, 1986. doi:10.1016/0168-9002(86)90669-8.
- [45] H. Grassmann, E. Lorenz und H.-G. Moser. Properties of CsI(Tl) — Renaissance of an old scintillation material. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 228(2–3):323–326, 1985. doi:10.1016/0168-9002(85)90276-1.
- [46] Chris Bebek. A cesium iodide calorimeter with photodiode readout for CLEO II. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 265(1-2):258–265, 1988. doi:10.1016/0168-9002(88)91079-0.
- [47] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, G. Kalinka, Y. Kondo, A. A. Korshennikov, K. Kurita, M. Kurokawa, N. Matsui, T. Motobayashi, T. Nakamura, T. Nakao, E. Yu. Nikolskii, T. K. Ohnishi, T. Okumura, S. Ota, A. Perera, A. Saito, H. Sakurai, Y. Satou, D. Sohler, T. Sumikama, D. Suzuki, M. Suzuki, H. Takeda, S. Takeuchi, Y. Togano und Y. Yanagisawa. Testing of the RIKEN-ATOMKI CsI(Tl) array in the study of $^{22,23}\text{O}$ nuclear structure. pages 321–324. Erreichbar über: http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32843-2_49, doi:10.1007/3-540-32843-2_49.
- [48] A. Pagano, M. Alderighi, F. Amorini, A. Anzalone, L. Arena, L. Auditore, V. Baran, M. Bartolucci, I. Berceanu, J. Blicharska, J. Brzywczyk, A. Bonasera, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, G. Cardella, S. Cavallaro, M. B. Chatterjee, A. Chbihi, J. Cibor, M. Colonna, M. D’Agostino, R. Dayras, E. de Filippo, M. Di Toro, W. Gawlikowicz, E. Geraci, F. Giustolisi,

- A. Grzeszczuk, P. Guazzoni, D. Guinet, M. Iacono-Manno, S. Kowalski, E. La Guidara, G. Lanzano, G. Lanzalone, N. Le Neindre, S. Li, S. Lo Nigro, C. Maiolino, Z. Majka, G. Manfredi, T. Padaszynski, M. Papa, M. Petrovici, E. Piasecki, S. Pirrone, R. Planeta, G. Politi, A. Pop, F. Porto, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Rizzo, S. Russo, P. Russotto, M. Sassi, G. Sechi, V. Simion, K. Siwek-Wilczynska, I. Skwira, M. L. Sperduto, J. C. Steckmeyer, L. Swiderski, A. Trifiro', M. Trimarchi, G. Vannini, M. Vigilante, J. P. Wieleczko, J. Wilczynski, H. Wu, Z. Xiao, L. Zetta und W. Zipper. Fragmentation studies with the CHIMERA detector at LNS in Catania: recent progress. Proceedings of the Eighth International Conference On Nucleus-Nucleus Collisions, 734(0):504–511, 2004. doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.01.093.
- [49] E. Aker, C. Amsler, I. Augustin, C. A. Baker, B. M. Barnett, C. J. Batty, R. Beckmann, P. Birien, J. Bistirlich, P. Blüm, R. Bossingham, H. Bossy, K. Braune, D. V. Bugg, M. Burchell, T. Case, S. Cierjacks, K. M. Crowe, K. Dederichs, M. Doser, W. Dünneweber, H. Emerich, D. Engelhardt, M. A. Faessler, C. Felix, G. Folger, J. Friedrich, R. Hackmann, R. Haddock, H. Hammer, F. Heinsius, N. P. Hessey, P. Illinger, D. Jamnik, H. Kalinowsky, B. Kämmler, T. Kiel, E. Klempt, H. Koch, C. Kolo, K. Königsmann, F. Krennrich, M. Kunze, R. Landua, J. Lüdemann, H. Matthäy, M. Merkel, J. P. Merlo, C. A. Meyer, U. Meyer-Berkhout, L. Montanet, A. Noble, K. Peters, W. Rohrbach, A. H. Sanjari, E. Schäfer, B. Schmid, W. Schott, K. Sidiropoulos, S. Spanier, A. Staude, Chr. Strassburger, U. Strohmusch, M. Suffert, C. Sutton, D. Urner, C. Völcker, D. Walther, S. Walther, Ch. Weddigen, U. Wiedner, N. Winter, J. Zoll und C. Zupancic. The crystal barrel spectrometer at LEAR. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 321(1-2):69–108, 1992. doi:10.1016/0168-9002(92)90379-I.
- [50] V. Nagirnyi, A. Stolovich, S. Zazubovich, V. Zepelin, E. Mihokova, E. Nikl, G. P. Pazzi und L. Salvini. Peculiarities of the triplet relaxed excited-state structure and luminescence of a CsI:Tl crystal. Journal of Physics: Condensed Matter, 7(18):3637, 1995. doi:10.1088/0953-8984/7/18/026.
- [51] M. Nikl. Wide Band Gap Scintillation Materials: Progress in the Technology and Material Understanding. physica status solidi (a), 178(2):595–620, 2000. doi:10.1002/1521-396X(200004)178:2<595::AID-PSSA595>3.0.CO;2-X.
- [52] R. Gwin und R. B. Murray. Studies of the scintillation process in CsI(Tl). U.S. Atomic Energy Commission, 1962.
- [53] T. Marchi, M. Frosini, A. Quaranta, M. Bruno, G. Casini, V. Kravchuk, F. Gramegna, N. Grassi, M. Parlog und C. Scian. Analysis of the spectral response of CsI(Tl) scintillators for particle and fragment detection in nuclear reactions, 2006.
- [54] S. Bashkin, Carlson, R. R., Douglas, R. A. und Jacobs, J. A. Response of CsI (Tl) Crystals to Energetic Particles. Physical Review, 109(2):434–436, 1958. doi:10.1103/PhysRev.109.434.

- [55] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press Oxford, Oxford, 1964.
- [56] A. R. Quinton, C. E. Anderson und W. J. Knox. Fluorescent Response of Cesium Iodide Crystals to Heavy Ions. *Physical Review*, 115(4):886–887, 1959. doi:10.1103/PhysRev.115.886.
- [57] D. Horn, G. C. Ball, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg, R. B. Walker, R. Laforest und J. Pouliot. The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 320(1-2):273–276, 1992. doi:10.1016/0168-9002(92)90785-3.
- [58] R. B. Murray und A. Meyer. Scintillation Response of Activated Inorganic Crystals to Various Charged Particles. *Physical Review*, 122(3):815–826, 1961. doi:10.1103/PhysRev.122.815.
- [59] J. B. Birks. Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 64(10):874, 1951. doi:10.1088/0370-1298/64/10/303.
- [60] V. Avdeichikov, B. Jakobsson, V. A. Nikitin, P. V. Nomokonov und van Veldhuizen, E. J. On-beam calibration of the dE(Si)-Sci/PD charged particle telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 466(3):427–435, 2001. doi:10.1016/S0168-9002(01)00194-2.
- [61] J. Scholz. Zeitaufgelöste Kalibration der Lichtmengen aus Szintillatorkristallen für das CALIFA Kalorimeter. *Bachelorarbeit*, 2014.
- [62] R. Gwin und R. B. Murray. Scintillation Process in CsI(Tl). I. Comparison with Activator Saturation Model. *Physical Review*, 131(2):501–508, 1963. doi:10.1103/PhysRev.131.501.
- [63] M. M. Hamada, F. E. Costa, Pereira, M. C. C. und S. Kubota. Dependence of scintillation characteristics in the CsI(Tl) crystal on Tl^+ concentrations under electron and alpha particles excitations. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 48(4):1148–1153, 2001. doi:10.1109/23.958740.
- [64] S. Kubota, F. Shiraishi und Y. Takami. Scintillation Process in NaI(Tl): Comparison with Scintillation Models. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 69(10):3435–3440, 2000. doi:10.1143/JPSJ.69.3435.
- [65] M. Pârlog, B. Borderie, M. F. Rivet, G. Tabacaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassan-got, G. Auger, Ch. O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, R. Bou-

- gault, B. Bouriquet, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, S. Hudan, D. Guinet, P. Lautesse, F. Lavaud, J. L. Laville, J. F. Lecolley, C. Leduc, R. Legrain, M. Louvel, A. M. Maskay, L. Nalpas, J. Normand, J. Péter, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J. C. Steckmeyer, B. Tamain, O. Tirel, E. Vient, C. Volant und J. P. Wieleczko. Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I: recombination and delta-electrons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 482(3):674–692, 2002. doi:10.1016/S0168-9002(01)01710-7.
- [66] P. Kienle und Segel, R. E. Relative Pulse Height of Protons and Electrons in KI(Tl). Physical Review, 113(3):909–911, 1959. doi:10.1103/PhysRev.113.909.
- [67] P. Lecoq. Inorganic scintillators for detector systems: Physical principles and crystal engineering. Particle acceleration and detection. Springer, Berlin and New York, 2006.
- [68] V. J. Weir. Effect of doping on the electronic structures and optical properties of Cesium Iodide. ProQuest Dissertations and Theses, 2008.
- [69] Lipp, M. J., Yoo, C. H., D. Strachan und Daniels, W. B. Band-structure parameters and Fermi resonances of exciton-polaritons in CsI and CsBr under hydrostatic pressure. Physical Review B, 73(8):085121, 2006. doi:10.1103/PhysRevB.73.085121.
- [70] V. Babin, K. Kalder, A. Krasnikov und S Zazubovich. Luminescence and defects creation under photoexcitation of CsI : Tl crystals in Tl+-related absorption bands. Journal of Luminescence, 96(1):75–85, 2002. doi:10.1016/S0022-2313(01)00215-0.
- [71] W. Hayes und A. M. Stoneham. Defects and defect processes in nonmetallic solids. Dover Publications, Mineola and N.Y, dover edition. edition, 2004.
- [72] V. Nagirnyi, S. Zazubovich, V. Zepelin, M. Nikl und G. P. Pazzi. A new model for the visible emission of the CsI:Tl crystal. Chemical Physics Letters, 227(4-5):533–538, 1994. doi:10.1016/0009-2614(94)00857-4.
- [73] C.-R. Fu, L.-F. Chen und K. S. Song. Self-trapped excitons in pure and Na- and Tl-doped caesium halides and the recombination luminescence. Journal of Physics: Condensed Matter, 11(28):5517, 1999. doi:10.1088/0953-8984/11/28/312.
- [74] A. N. Vasil'ev. Polarization approximation for electron cascade in insulators after high-energy excitation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 107(1-4):165–171, 1996. doi:10.1016/0168-583X(95)01023-8.
- [75] R. S. Storey, W. Jack und A. Ward. The Fluorescent Decay of CsI(Tl) for Particles of Different Ionization Density. Proceedings of the Physical Society, 72(1), 1958. doi:10.1088/0370-1328/72/1/302.

- [76] J. D. Valentine, W. W. Moses, S. E. Derenzo, D. K. Wehe und G. F. Knoll. Temperature dependence of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation characteristics. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 325(1-2):147–157, 1993. doi:10.1016/0168-9002(93)91015-F.
- [77] L. E. Dinca, P. Dorenbos, J. T. M. de Haas, V. R. Bom und C. W. E. van Eijk. Alpha-gamma pulse shape discrimination in CsI:Tl, CsI:Na and BaF₂ scintillators. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 486(1-2):141–145, 2002. doi:10.1016/S0168-9002(02)00691-5.
- [78] W. W. Managan. Recent Developments in Alkali Halide Scintillation Crystals. IRE Transactions on Nuclear Science, 9(3):1–15, 1962. doi:10.1109/TNS2.1962.4315965.
- [79] A. Syntfeld-Kazuch, M. Moszynski, L. Swiderski, W. Klamra und A. Nassalski. Light Pulse Shape Dependence on gamma-Ray Energy in CsI(Tl). IEEE Transactions on Nuclear Science, 55(3):1246–1250, 2008. doi:10.1109/TNS.2008.922805.
- [80] D. F. Measday, P. S. Fisher, A. Kalmykov, F. A. Nikolaev und A. B. Clegg. The $^{12}\text{C}(p, p')^{12}\text{C}^*$ (12.71 and 15.11 MeV) reaction from threshold to 50 MeV. Nuclear Physics, 45:98–112, 1963. doi:10.1016/0029-5582(63)90786-7.
- [81] J. B. Swint, A. C. L. Barnard, T. B. Clegg und J. L. Weil. Cross sections as a function of energy for the scattering of protons from ^{12}C . Nuclear Physics, 86(1):119–129, 1966. doi:10.1016/0029-5582(66)90295-1.
- [82] M. Bendel, R. Gernhäuser, W. F. Henning, R. Krücken, T. Le Bleis und M. Winkel. RPID — A new digital particle identification algorithm for CsI(Tl) scintillators. The European Physical Journal A, 49(6):1–7, 2013. doi:10.1140/epja/i2013-13069-8.
- [83] M. Bendel. iPhos, a new technique for the CALIFA CsI(Tl) calorimeter. Journal of Physics: Conference Series, Erscheinungsdatum noch nicht bekannt, 2014.
- [84] P. V. Vavilov. Ionization Losses of High-Energy Heavy Particles. Soviet Physics JETP, (32):920–923, 1957.
- [85] S. M. Seltzer und M. J. Berger. Energy-loss straggling of protons and mesons: Tabulation of the Vavilov distribution, 1964. Erreichbar über: <http://books.google.de/books?id=I6wrAAAAYAAJ&pg=PA187>.
- [86] P. P. Eckstein. Repetitorium Statistik: Deskriptive Statistik-Stochastik-Induktive Statistik. Mit Klausuraufgaben und Lösungen. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2012.
- [87] Institute of Nuclear Physics PAN. Erreichbar über: <http://www.ifj.edu.pl>.

- [88] R3B. Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of the CALIFA Barrel: The R3B CALorimeter for In Flight detection of gamma-rays and high energy charged pArticles. 2012.
- [89] B. Pietras, M. Gascón, H. Álvarez-Pol, M. Bendel, T. Bloch, E. Casarejos, D. Cortina-Gil, I. Durán, E. Fiori, R. Gernhäuser, D. González, T. Kröll, T. Le Bleis, N. Montes, E. Nácher, M. Robles, A. Perea, J. A. Vilán und M. Winkel. CALIFA Barrel prototype detector characterisation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 729(0):77–84, 2013. doi:10.1016/j.nima.2013.06.063.
- [90] P. de Bièvre und Taylor, P. D. P. Table of the isotopic compositions of the elements. International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 123(2):149–166, 1993. doi:10.1016/0168-1176(93)87009-H.
- [91] L. Woo, N. Wall, P. Roos, P. Debenham, K. Kwiatkowski und A. Nadasen. Elastic and inelastic scattering of 100 MeV protons from the even-even titanium isotopes. Physical Review C, 29(3):794–804, 1984. doi:10.1103/PhysRevC.29.794.
- [92] TALYS. Erreichbar über: <http://www.talys.eu/>.
- [93] CERN. GEANT4 Reference Physics Lists, 2013. Erreichbar über: http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists/referencePL.shtml.
- [94] A. T. Rudchik, Yu. M. Stepanenko, K. W. Kemper, A. A. Rudchik, O. A. Ponkratenko, E. I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S. Yu. Mezhevych, I. Skwirzyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek, J. Choiński und L. Głowacka. Comparison of the ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$ and ${}^{18}\text{O}(\text{d}, {}^3\text{He}){}^{17}\text{N}$ reactions. Physical Review C, 83(2), 2011. doi:10.1103/PhysRevC.83.024606.
- [95] D. Hartwig, G. Th. Kaschl, G. Mairle und G. J. Wagner. A study of ${}^{17}\text{N}$ levels and $T=3/2$ multiplets in mass 17 nuclei. Zeitschrift für Physik, 246(5):418–423, 1971. doi:10.1007/BF02115806.
- [96] R. B. Firestone und V. S. Shirley. Table of Isotopes (2 Volume Set, 8th Edition), volume 1. Wiley-Interscience, 8 edition, 1998.
- [97] A.S. Goldhaber. Statistical models of fragmentation processes. Physics Letters B, 53(4):306–308, 1974. doi:10.1016/0370-2693(74)90388-8.
- [98] D. Bertini. R3BRoot, simulation and analysis framework for the R3B experiment at FAIR. Journal of Physics: Conference Series, 331(3):032036, 2011. doi:10.1088/1742-6596/331/3/032036.

- [99] M. Yosoi, H. Akimune, I. Daito, H. Ejiri, H. Fujimura, M. Fujiwara, T. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, M. Nakamura, T. Noro, E. Obayashi, H. Sakaguchi, H. Takeda, T. Taki, A. Tamii, H. Toyokawa, N. Tsukahara, M. Uchida, T. Yamada und H.P Yoshida. Structure and decay of the s-hole state in ^{11}B studied via the $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ reaction. Physics Letters B, 551(3-4):255–261, 2003. doi:10.1016/S0370-2693(02)03062-9.
- [100] R. Novotny. The BaF2 photon spectrometer TAPS. IEEE Transactions on Nuclear Science, 38(2):379–385, 1991. doi:10.1109/23.289329.
- [101] F.C.L. Crespi, F. Camera, N. Blasi, A. Bracco, S. Brambilla, B. Million, R. Nicolini, L. Pellegri, S. Riboldi, M. Sassi, O. Wieland, F. Quarati und A. Owens. Alpha–gamma discrimination by pulse shape in LaBr3:Ce and LaCl3:Ce. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 602(2):520–524, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.01.101.
- [102] J. A. Biggerstaff, R. L. Becker und M. T. McEllistrem. Charged particle discrimination in a CsI(Tl) detector. Nuclear Instruments and Methods, 10:327–332, 1961. doi:10.1016/S0029-554X(61)80127-4.
- [103] J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E. Pollaco, P. Stassi, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain und C. Pastor. Charged particles identification with a CsI(Tl) scintillator. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 242(2):352–354, 1986. doi:10.1016/0168-9002(86)90232-9.
- [104] W. Skulski und M. Momayezi. Particle identification in CsI(Tl) using digital pulse shape analysis. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 458(3):759–771, 2001. doi:10.1016/S0168-9002(00)00938-4.
- [105] F. Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, D. Seghier, K. Zaid, A. Giorni, D. Heuer, A. Llères, C. Morand, P. Stassi und J. B. Viano. Investigation of the performance of CsI(Tl) for charged particle identification by pulse-shape analysis. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 281(1):137–142, 1989. doi:10.1016/0168-9002(89)91225-4.
- [106] A. Georgiev und W. Gast. Digital pulse processing in high resolution, high throughput, gamma-ray spectroscopy. Nuclear Science, IEEE Transactions on, 40(4):770–779, 1993. doi:10.1109/23.256659.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Forschungseinrichtung FAIR	5
1.2	Das R ³ B-Spektrometer	6
1.3	Schematische Darstellung einer (p,2p)-Reaktion	8
1.4	Winkelkorrelationen in (p,2p)-Reaktion	10
2.1	Schnitt durch das CALIFA-Kalorimeter	13
2.2	Das CALIFA-Barrel	14
3.1	Schematische Darstellung eines Phoswich-Detektors für die Messung von γ -Quanten	16
3.2	Simulation zur grundlegenden Charakteristik der Paarbildung bei hohen Energien	17
3.3	Schematische Darstellung eines Phoswich-Detektors für die Winkelmessung von Teilchen	18
3.4	Beispielspektrum eines LaBr ₃ /LaCl ₃ -Phoswichs	19
3.5	Braggkurven für Protonen mit zwei unterschiedlichen Energien	20
3.6	Simulation von Phoswich-Datenspuren mit niedrigem und hohem Rauschanteil	21
3.7	Relative Rekonstruktionsbreite einer Phoswich-Amplitude bei konstantem RSV	22
3.8	Relative Rekonstruktionsbreite einer Phoswich-Amplitude	23
4.1	Emissionsspektrum von CsI(Tl) bei Bestrahlung mit Protonen und Helium	26
4.2	Szintillationsverhalten von CsI(Tl) für unterschiedliche Ionen	27
4.3	Schematische Darstellung der Relaxation elektronischer Anregungen in Szintillatoren	29
4.4	Gitterkonfigurationen der beiden Wellenlänge des Szintillationslichtes von CsI(Tl)	30
4.5	Schematische Darstellung des Experimentaufbaus am MLL im September 2010	32
4.6	RPID-Ergebnisse des Experiments am MLL im September 2010	33
4.7	Qualitative Darstellung des Verhältnisses von N_s/N_f zu N_f	34
4.8	Amplitude der beiden Zerfallskomponenten N_f und N_s vs. L	34
4.9	Summe der Amplituden N_s und N_f vs. L	35
4.10	Differentielle Form der langsamen Szintillationsamplitude	38
4.11	Simulation des ¹² C-Experiments am MLL	39
5.1	Energierückgewinnung aus dem RPID-Spektrum	42
5.2	Energieverlustspektrum einer Simulation mit 100 MeV Protonen	43
5.3	Bestimmung der Energie aus dem Energieverlust nicht-gestoppter Teilchen	44
5.4	Parameter des Energieverlusts in Abhängigkeit von der Kristalllänge	44
5.5	Energiespektren bei der Rekonstruktion durch die iPhos-Methode	45
5.6	Vergleich zwischen Gaußverteilung und Vavilov-Verteilungen	47
6.1	Gebäudeplan des IFJ PAN, Krakau	49

6.2	Der DemoZero-Detektor	50
6.3	Beispiel-Datenspuren	51
6.4	Aufbau des Experiments mit DemoZero am IFJ PAN, Krakau	52
6.5	Differentielle Wirkungsquerschnitte für $^{48}\text{Ti}(p,p)^{48}\text{Ti}$	53
6.6	Spektren von 100 MeV und 200 MeV Protonen	54
6.7	Ausgewählte Ergebnis der RPID-Pulsformanalyse für einen Kristall	56
6.8	Energieverlust für Protonen mit vier unterschiedlichen Energien	57
6.9	Transformationsfunktion der iPhos-Energien	57
6.10	Rekonstruierte Protonenergien	58
6.11	RPID-Darstellung aus der Amplitudensumme zweier Kristalle	59
6.12	Teilchenidentifikationsdarstellung der Simulation	61
6.13	Vergleich der Energieauflösung aus Simulation und Experiment	61
7.1	Geometrie der iPhos-Vorwärtskappe	63
7.2	Energieverlustspektrum bei 500 MeV	65
7.3	Identifikation von Kernreaktionen im Detektormaterial	66
7.4	Auswahl der Protonen für unterschiedliche Rahmenbedingungen	67
7.5	Identifikation von Kernreaktionen in CsI(Tl)	68
7.6	Unterdrückung der Ereignisse mit Kernreaktionsanteil	69
7.7	Dopplerrekonstruktion von γ -Strahlung in der iPhos-Vorwärtskappe	70
7.8	Kristalldimensionen in Richtung des Polarwinkels	71
7.9	Simulation der iPhos-Energieauflösung in Abhängigkeit der Kristalllänge	72
7.10	Simulation der Protoneneffizienz	73
7.11	Simulation der γ -Effizienz	74
8.1	Niveauschema von ^{17}N	78
8.2	(p,2p)-Ereignis in CALIFA	79
8.3	Effizienz der Protonen in CALIFA	80
8.4	Vergleich der Einschussenergie zur Energierekonstruktion	81
8.5	Winkelverteilungen der Protonen in der (p,2p)-Simulation	82
8.6	Rekonstruierte Fermi-Impulsverteilungen	83
8.7	Rekonstruktion der Anregungsenergie über die Methode der invarianten Masse	85
8.8	Doppler-Rekonstruktion der γ -Strahlung	86
9.1	RPID-Darstellung von vier Protonenergien des TRIUMF-Experiments	89
A.1	Signalform nach der RPID-Pulsformanalyse	93
A.2	Darstellung der wichtigsten Komponenten des RPID-Algorithmus	94

Tabellenverzeichnis

6.1	Isotophäufigkeiten in natürlichem Titan	52
6.2	Verwendete Parameter der RPID	55
6.3	Umrechnungstabelle von Einschussenergie zu tatsächlicher Energie	55
6.4	Energieauflösungen der iPhos-Rekonstruktion mit $z = 15,3$ mm CsI(Tl)	58
7.1	Unterdrückung von Kernreaktionsanteilen	68
8.1	Parametersätze der R3Broot-Simulation	78
8.2	Impulsauflösung von CALIFA und UK-R3B Si-Tracker bei 700 AMeV	84

Danksagung

Zum Ende dieser Doktorarbeit ist es an der Zeit, denjenigen zu danken die mich während der vergangenen Jahre fortwährend unterstützt haben.

Als erstes möchte ich mich bei meinem Doktorvater Reiner Krücken bedanken, der sich - trotz 8000 km Entfernung - bereit erklärt hat meine Promotion zu unterstützen. Ein ganz besonderer Dank gilt Roman Gernhäuser. Für die besten Ideen, wenn ich sie am meisten gebraucht habe, für die langen Diskussionen auch zu später Stunde und den Regen, den du verlässlich zu jeder Strahlzeit mitgebracht hast.

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei der ganzen CALIFA-Arbeitsgruppe in München bedanken. Angefangen bei Max Winkel, der immer eine Lösung für meine Programmierprobleme hatte über Tudi Le Bleis, Benjamin Heiss, Philipp Klenze, Patrick Rimmels, Markus Dierigl, Tom Stettner, Christian Pfeffer, Josef Scholz bis zu Florian Löffler. Vielen Dank für die angenehme, lockere und immer wenn es darauf ankam auch sehr produktive Arbeitsatmosphäre und die erfolgreichen Strahlzeiten verteilt über die ganze Welt. Ebenfalls möchte ich mich bei Ludwig Maier bedanken, zum einen dafür dass du nie aufgehört hast "Warum?" zu fragen und zum anderen natürlich für die E12-Rechnerinfrastruktur. Die Wichtigkeit deiner Arbeit wird einem sonst nur in den (seltenen) Momenten bewusst, in denen etwas nicht funktioniert.

Den wahren Chefinnen im Institut Sigrid Weichs und Petra Zweckinger, ohne deren Hilfe ich mich oft in den Mühlen der Verwaltung verloren hätte sowie Michi Klöckner und Ralf Lang aus der Werkstatt, die mir bei allen technischen Fragen zur Seite standen und auch für kurzfristige Änderungen immer Zeit fanden. Für das Bonden all unserer Detektoren und die unterschätzbar wertvollen Erläuterungen zum Leben an sich danke ich Sonja Winkler von ganzem Herzen.

Dank gebührt auch Adam Maj und Bartek Szpak, ohne ihre Unterstützung wäre die Strahlzeit am IFJ PAN in Krakau nicht möglich gewesen und der ganzen CALIFA-Kollaboration, vor allem den Gruppen aus Santiago de Compostela, Lola Cortina-Gil, Hector Alvarez-Pol, Ben Pietras und aus Madrid, Olof Tengblad, José Sánchez del Río Sáez, Ángel Perea Martinez, Kike Nacher und Guillermo Ribero Jimenez die maßgeblich an der Strahlzeit in Krakau beteiligt waren. Weiterhin danke ich Valerii Panin, der mir freundlicherweise seinen (p,2p)-Ereignisgenerator zur Verfügung gestellt hat.

Ganz besonderer Dank gilt meinen E-12-Kollegen Steffi Hellgartner, Tobias Kunz, Josef Lichtinger, Daniel Lubos, Dennis Mücher, Ali Najafi, Anna Katharina Nowak, Dominik Seiler und Konrad Steiger für das freundschaftliche Arbeitsklima und die vielen Aktivitäten, auch außerhalb des Instituts.

Nicht zuletzt bin ich meinen Eltern und meinen Geschwistern Fabian und Daniela, fürs Korrekturlesen und die grenzenlose Unterstützung in den letzten Jahren zutiefst dankbar. Ohne euch wäre das alles nicht möglich gewesen.

Dies trifft in ganz besonderer Weise auch auf meine Kathi zu. Vielen Dank fürs Korrekturlesen, die vielen Denkanstöße und dafür, dass du mir vor allem in den letzten Monaten den Rücken freigehalten hast.