



Technische Universität München

Neuartige Phoswich-Szintillationsdetektoren zum Teilchennachweis

Bachelorarbeit

von

Christian Pfeffer

26. August 2013



LEHRSTUHL E12 FÜR
EXPERIMENTALPHYSIK

Erstgutachter (Themensteller): Prof. W. Henning
Zweitgutachter: Prof. S. Schönert
Betreuer: Dr. R. Gernhäuser, M. Bendel

Zusammenfassung

Eines der größten Forschungsvorhaben weltweit entsteht derzeit am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Das neue, internationale Beschleunigerzentrum FAIR erlaubt durch eine Vielzahl von Experimenten mit Sekundärstrahlen tiefe Einblicke in die Struktur von exotischen Kernen fernab der Stabilität. Ein wesentlicher Bestandteil ist das R^3B -Detektorsystem, dessen Target vom hoch segmentierten, elektromagnetischen Kalorimeter CALIFA umgeben ist.

In dieser Bachelorarbeit wurde eine Studie zu einem neuartigen Phoswich-Konzept für den vorderen Teil von CALIFA durchgeführt. Trotz der Szintillatormasse von über einer Tonne können sehr schnelle, geladene Teilchen aus der Reaktion in CALIFA nicht gestoppt werden. Um dennoch auf die komplette Energie der einfallenden Reaktionsprodukte schließen zu können, soll ein mehrschichtiger Szintillationsdetektor, ein sogenannter Phoswich-Detektor, verwendet werden. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden dazu zwei Prototypen gebaut, simuliert, systematisch charakterisiert und an der Beschleunigeranlage des Cyclotron Center in Krakau mit Protonen variabler Energie bis 230 MeV getestet.

Auf den Forschungsergebnissen des CALIFA-Teams aufbauend wurden die verschiedenen Kristalle zusammengefügt und mit Avalanche Photodioden (APD) optisch verbunden. Die Phoswich-Detektoren bestehen aus zwei Kristallen mit unterschiedlichen Zerfallszeitkonstanten, CsI und LYSO. Die Optimierung des Signals schloss das Verpacken in optisch hochreflektiven Folien und Schutzbehältern mit ein. In zahlreichen Laborexperimenten mit radioaktiven Quellen wurden die Eigenschaften der Kristalle charakterisiert. Dazu gehörten konkret die Eigenaktivität und Linearität der Lichtabgabe des LYSO, sowie das Verhältnis der Lichtausbeuten der Kristalle.

Durch die für CALIFA entwickelte, voll digitale Datenaufnahme gelang es, die Lichtemissionen der beiden Kristalle auf Basis ihrer sehr unterschiedlichen Zeitkonstanten klar zu separieren. Zu diesem Zweck wurde ein auf der *Moving Window Deconvolution* gestützter Algorithmus um eine Mischungsmatrix erweitert, um die deponierten Energien in beiden Schichten individuell rekonstruieren zu können. Mit Protonenstrahlen mit einer Energie unter $E = 95 \text{ MeV}$, die im Detektor vollständig gestoppt werden, gelang eine relative Energieauflösung um 1% (FWHM). Selbst für hochenergetische Protonen, die den Detektor durchdringen, wurde eine relative Energieauflösung von bis zu $\frac{\delta E}{E} > 3,2\%$ (FWHM) erreicht. Diese ist im Wesentlichen durch Vielfachstreuung begrenzt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	R3B an Fair	1
1.2	Das CALIFA-Kalorimeter	2
1.3	Das Barrel-Kalorimeter	2
1.4	Vorwärts-Kalorimeter	4
2	Phoswich Detektoren	5
2.1	Physikalischer Hintergrund	5
2.2	Phoswich-Konzept	6
2.3	Large Area Avalanche Photodiode (LAAPD)	8
2.4	Szintillationsmaterialien	9
2.4.1	CsI (TI)	10
2.4.2	LYSO	10
3	Experiment zur Charakterisierung der Detektoreigenschaften	13
3.1	Prototypen	13
3.2	Messung mit radioaktiven Quellen	15
3.3	Experiment mit Protonenstrahl in Krakau	15
3.4	Ausleseelektronik	17
4	Datenanalyse	19
4.1	Kalibration des Detektors	19
4.2	Algorithmen zur Pulsformanalyse	22
4.2.1	Diskussion der Signalformen	22
4.2.2	QPPID - Quick Phoswich Particle Identification	23
4.2.2.1	Moving Window Deconvolution (MWD)	25
4.2.2.2	Moving Average Unit (MAU)	26
4.2.2.3	Integration zur Ladungsfunktion	26
4.2.2.4	Mischungsmatrix	27
4.3	Experimentelle Signaltrennung	28
5	Diskussion und Interpretation	31
6	Fazit und Ausblick	37
A	Anhang	39
A.1	Energiespektrum für Protonen	39
A.2	Vergleich Simulation - Experiment der Energieverteilung	40
	Literaturverzeichnis	41

1 Einleitung und Motivation

1.1 R3B an Fair

Das R3B-Experiment (Reactions with Relativistic Radioactive Beams) spielt eine herausragende Rolle bei der Untersuchung exotischer Kerne mit extremem Proton zu Neutron Verhältnis an den im Bau befindlichen FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). Hier wird die Struktur exotischer Kerne fernab des Tals der Stabilität untersucht. In dem Magnet-spektrometer mit riesiger Akzeptanz werden diese Kerne in ganz unterschiedlichen Reaktionen, die von Coulombanregung bis Fusion reichen, erforscht.

Eine sehr neue, experimentelle Methode, die einen direkten Zugang zur Besetzung der Einzelteilchenniveaus im Kern erlaubt, ist die quasi-freie Streuung [Sim13]. Diese $(p, 2p)$ Reaktionen sind die wesentliche Motivation für die vorliegende Arbeit. Bei quasi-freier Streuung von exotischen Kernen in inverser Kinematik wird, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, ein Kern auf eine ruhendes Wasserstofftarget geschossen. Dieser Spezialfall einer Knockoutreaktion besitzt im Ausgangskanal zusätzlich zu den beiden Protonen und dem schweren Rückstoßkern meist Photonen sowie bei sehr hohen Anregungsenergien auch Neutronen, Protonen oder α -Teilchen.

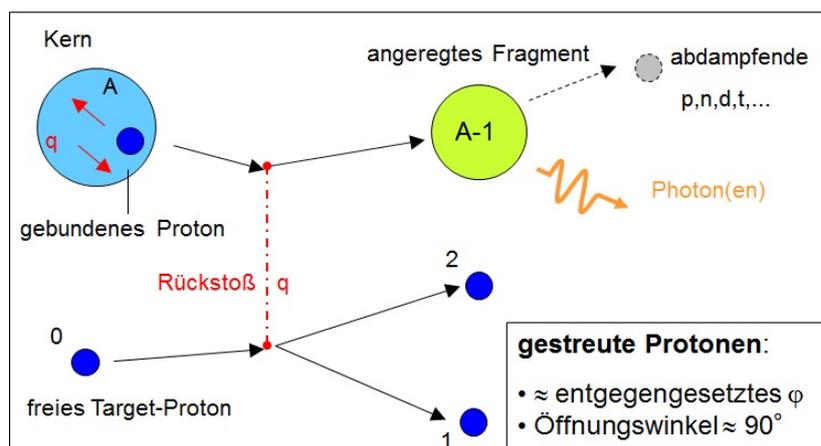


Abbildung 1.1.: p-2p Reaktion Stößt ein Kern auf ein freies Proton, kann dieses Nukleonen heraus-schlagen. Die Protonen (1) und (2) werden in Vorwärtsrichtung emittiert. Misst man die Energien aller Teilchen im Ausgangskanal, lässt sich dank der Energieerhaltung auf den Zustand des zuvor gebundenen Protons zurückrechnen (nach [Wam11]).

Misst man nun die Energien aller Produkte, lässt sich aufgrund der Impuls- und Energieerhaltung auf den Ausgangszustand des gebundenen Protons im Kern schließen. Die dazu notwendigen kinematisch kompletten Messungen motivieren den Bau eines Kalorimeters, welches alle Photonen und geladenen Teilchen, die mit Polarwinkeln $\theta > 7^\circ$ ausgesendet werden, nachweisen soll [PRSZ95, 313ff.]. Der nach vorn emittierte Restkern sowie die projektilartigen Reaktionsprodukte werden dagegen im Magnetfeld des großen Dipols GLAD² abgelenkt und mit einer ebenso umfangreichen wie hochauflösenden Detektorkonfiguration nach dem Magneten vermessen. Diese sind im Detail im Letter of Intent auf der R3B-Website beschrieben [Kol04].

1.2 Das CALIFA-Kalorimeter

Das *CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas and light charged particles (CALIFA)* umschließt das Target des R3B-Experiments und soll γ -Strahlung im Bereich von 100keV bis 20MeV sowie Protonen mit Energien bis zu 300MeV nachweisen. Aufgrund des hohen dynamischen Energiebereichs sowie guter Nachweiseffizienz und Auflösung für nieder- und hochenergetische γ s entschied man sich für Szintillationskristalle [Ben10, S.9]. Es wird versucht, eine möglichst gute Energieauflösung, konkret unter 6% (FWHM) bei hoher Akzeptanz, zu erreichen. Insgesamt sollen im CALIFA ca. 2700 Kristalle verbaut werden. Diese hohe Segmentierung stellt eine gute Doppler-Korrektur und Cluster-Rekonstruktion sicher. Das CALIFA-Kalorimeter, zu sehen auf Abbildung 1.2, wird aufgrund unterschiedlicher Anforderungen in zwei Teile unterteilt, einem *Barrel* (Fass) und einer *End Cap* (Aufsatz) in Vorwärtsrichtung.

1.3 Das Barrel-Kalorimeter

Das Barrel ist in seiner Planung bereits abgeschlossen. Aufgrund seiner hohen Dichte wurde das bereits sehr gut bekannte Cäsiumjodid als Detektormaterial ausgewählt, näheres wird in Abschnitt 2.4.1 erläutert. Das Barrel umfasst den Polarwinkelbereich von $43,2^\circ - 140,3^\circ$. Die Energien der Protonen aus den (p,2p)-Reaktionen in diesem Bereich gehen bis etwa 300MeV und können somit von den bis zu 22cm-langen CsI- Kristallen gestoppt werden. Betrachtet man Vorwärtswinkel ($\theta > 43,2^\circ$), wie in Abbildung 1.3 den rechten Teil, spielt die kinematische Fokussierung eine zunehmendere Rolle [Kol11]. Hier werden folglich höhere Raten und höhere Energien für γ s und Protonen erwartet.

²GSI Large Acceptance Dipole

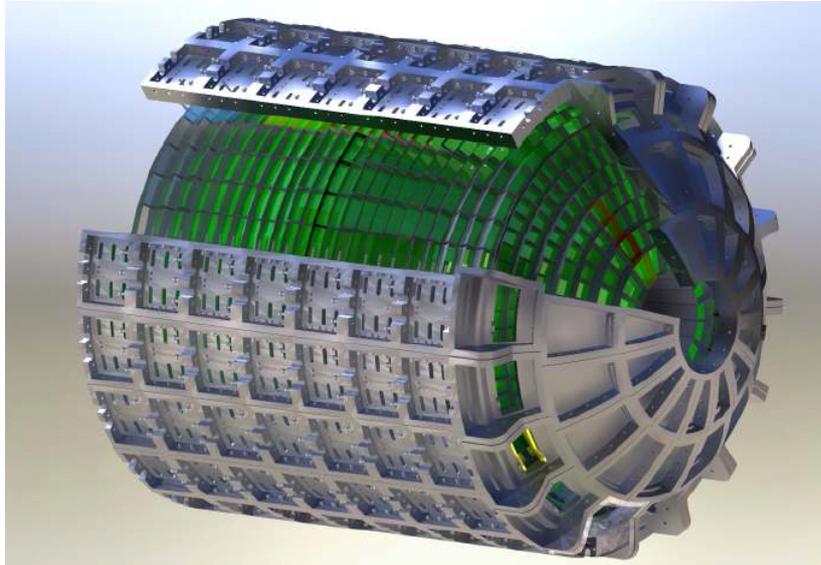


Abbildung 1.2.: CALIFA Das Kalorimeter besteht aus einem *Barrel* und einem *End Cap*. Die vielen Einzelkristalle sind für eine gute Dopplerkorrektur nötig [Ben10].

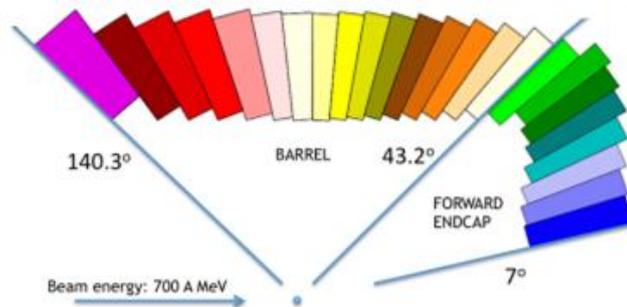


Abbildung 1.3.: CALIFA-Winkelverteilung Es sollen die Kernreaktionsprodukte unter den Winkeln 7° - $140,3^\circ$ analysiert werden. In Vorwärtsrichtung (Forward End Cap) tritt verstärkt Doppler-Verschiebung auf [Ben12].

1.4 Vorwärts-Kalorimeter

Die kinematische Fokussierung bewirkt, dass in diesen Winkelbereichen bis $43,2^\circ$ mehr als 50% mehr Teilchen und Photonen zu erwarten sind und auch deren Energien höher sind.

Die bereits angesprochenen kinematisch kompletten Messungen erhält man in der Regel, falls die Teilchen im aktiven Volumen des Detektors gestoppt werden und somit ihre komplette Energie dort deponieren. Die Dicke unseres Detektors ist jedoch durch mehrere Faktoren (wie dem verfügbaren Platz) beschränkt und deshalb können hochenergetische Protonen mit den angesprochenen 300 MeV nicht gestoppt werden.

Um trotzdem auf die Gesamtenergie des Projektils schließen zu können, wurde ein neues **Phoswich-Konzept** entwickelt.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein Prototyp so eines zweilagigen Detektors simuliert, gebaut, in Laborexperimenten systematisch untersucht, und unter realistischen Bedingungen an der Beschleunigeranlage des Cyclotron Center in Krakau getestet. Für die vorliegende Studie wurde dafür CsI als erste Lage und LYSO als zweite Lage gewählt. Details dazu werden in folgenden Kapiteln diskutiert.

2 Phoswich Detektoren

2.1 Physikalischer Hintergrund

Energieverlust Der Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch Materie wird grundsätzlich über einen weiten Energiebereich durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. In Gleichung 2.1 ist die entscheidende Abhängigkeit des spezifischen Energieverlusts ΔE von der effektiven Ladung des Projektils z und dessen Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ für ein bestimmtes Material dargestellt. Es impliziert, dass bei höheren Geschwindigkeiten eines einfallenden Protons weniger Energie in einer bestimmten Materieschicht deponiert wird.

$$\Delta E \sim \frac{z^2}{\beta^2} \quad (2.1)$$

In einem anorganischen Szintillationskristall können durch diesen elektronischen Energieverlust eines Teilchens Elektron-Loch-Paare erzeugt oder Exzitonen angeregt werden. Wird dadurch ein Aktivatoratom ionisiert, kann dieses ein freies Elektron aus dem Leitungsband einfangen. Dessen potentielle Energie versetzt das Aktivatoratom in einen angeregten Zustand, welcher wiederum in den Grundzustand übergeht und dabei Licht abgibt [S.235ff. Kno10; Win11, S.6]. Die Be- und Entvölkerung der Zustände erfolgt nicht instantan, da die einzelnen Zustände eine feste Lebensdauer besitzen. Somit definieren exponentielle Prozesse die Szintillationsintensität $L(t,E)$, die aus der Summe aller unterschiedlichen Szintillationskomponenten besteht [VMD⁺93; Ben10, S.11f.]:

$$L(t,E) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \sum_i \frac{N_i(E)}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) & t \geq 0 \end{cases}$$

Zum Zeitpunkt $t = 0$ dringt das Teilchen in den Detektor ein. Die τ_i bezeichnen die Zeitkonstanten bzw. die Lebensdauer des Zustands und N_i die integrierte Lumineszenz. Summiert man über die N_i , erhält man bis auf einen Faktor die gesuchte Gesamtenergie E [VMD⁺93]:

$$L_{tot} = \sum_i N_i \propto E \quad (2.2)$$

2.2 Phoswich-Konzept

D.H. Wilkinson beschreibt als einer der ersten das Phoswich-Konzept und erkennt bereits 1951, dass sich zwei verschiedene Szintillatoren kombinieren lassen und deren unterschiedliche Lichterzeugung einen Mehrwert für manche Anwendungen bietet [Wil51]. Die hier relevante Anwendung ist in Abbildung 2.1 skizziert.

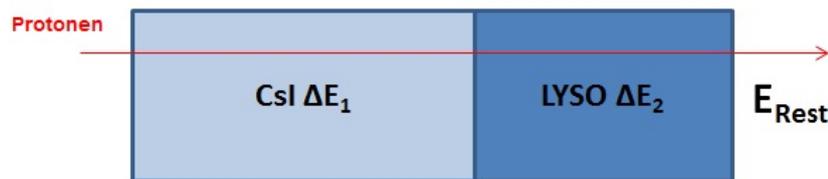


Abbildung 2.1.: Phoswich-Konzept Trifft ein Protonenstrahl in den zweiteiligen Detektor deponiert er je nach Geschwindigkeit unterschiedlich viel Energie in den beiden Kristallen (siehe Gleichung 2.1). Auch bei Teilchendurchgang ist es trotzdem möglich, auf die Gesamtenergie des Strahls schließen.

Auch wenn ein Teilchen so hohe Energie hat, dass es nicht im aktiven Volumen der Kristalle gestoppt wird, kann über die Energiedeposition in den verschiedenen Schichten auf die ursprüngliche Energie zurückgerechnet werden. Die Gesamtenergie der einfallenden Protonen ist gegeben durch Gleichung 2.3.

$$E_{total} = \Delta E_1 + \Delta E_2 + E_{Rest} \quad (2.3)$$

Dabei ist E_1 der Energieverlust im ersten Kristall (CsI), E_2 der Verlust im zweiten (LYSO) und E_{Rest} die kinetische Energie nach Verlassen der Materie. Für einen symmetrischen Detektor, bestehend aus je einem 1 cm^3 Würfel CsI und LYSO, wurde für einen Protonenstrahl mithilfe der Simulationssoftware LISE++¹ das typische Profil der Energieverluste in den

¹O.B. Tarasov, D. Bazin, LISE++: Radioactive beam production with in-flight separators

beiden Materialschichten simuliert. Abbildung 2.2 zeigt den Energieverlust in der 1.Lage (1 cm CsI) gegen den in der 2.Lage (1 cm LYSO).

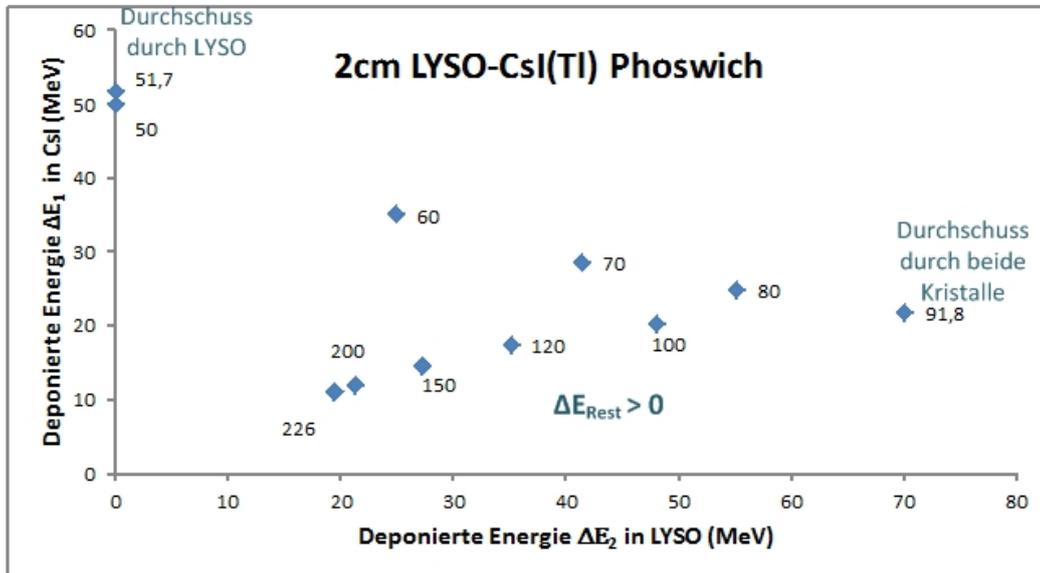


Abbildung 2.2.: Simulation mit variierenden Protonenenergien Auf den Achsen sind die Energieverluste in der ersten Kristallschicht CsI (1 cm) und dem nachfolgenden LYSO (1 cm) dargestellt. Die einzelnen Punkte sind mit den Einschussenergien in MeV gekennzeichnet. Die Durchschussenergien von 51,7 MeV durch CsI und 91,8 durch beide sind extra deklariert.

Niederenergetische Protonen bis ca. 51 MeV werden bereits im CsI gestoppt. Dieser erste Würfel wird erst bei schnelleren Projektilen durchstossen. Beide Kristalle werden in der Simulation von Protonen ab einer Energie von 91,8 MeV durchdrungen. Ab dem Durchschuss ($E_{Rest} > 0$) erkennt man eine interessante Korrelation, die aufgrund der größeren werdenden Abstände nicht linear ist. Der Zusammenhang lässt aber dennoch auf die Gesamtenergien schließen.

Die Phoswich-Idee hat einige sehr interessante Vorteile. Zum einen kann mit deutlich weniger Material und damit auch geringeren Kosten für CALIFA gearbeitet werden. Zum anderen braucht diese Schicht weniger Platz im späteren 4π -Kalorimeter, das sehr nahe am GLAD Magneten stehen muss. Der wesentliche Vorteil besteht aber darin, dass es in einer dünneren Detektorschicht die Wahrscheinlichkeit unerwünschter Kernreaktion im Detektor verringert, welche das Ergebnis der Energiemessung verfälschen. Als grober Richtwert kann angenommen werden, dass bei 15 cm CsI und Protonen mit einer Energie von etwa 300 MeV schon eine Wahrscheinlichkeit von ca. 50% vorliegt, dass die einzuschießenden Protonen mit den Kernen des Szintillatormaterials wechselwirken.

2.3 Large Area Avalanche Photodiode (LAAPD)

Das generierte Licht wird mit einer LAAPD (Large Area Avalanche Photodiode) gemessen. Da in der Nähe von CALIFA ein starkes Magnetfeld benutzt wird, verwendet man keine herkömmlichen Photomultiplier, da diese dadurch in ihrer Funktionsweise stark beeinträchtigt werden.

Thomas Stettner hat sich 2012 in seiner Bachelorarbeit APDs befasst und eine starke Abhängigkeit des Gains zur Temperatur sowie zum Vorverstärkerspannung festgestellt [Ste12]. Es zeigt sich, dass die ausgewählte Hamamatsu Si APD S8664-1010 die maximale Sensitivität knapp unter 600nm aufweist (siehe Abbildung 2.3). Dies ist ein wesentliches Kriterium für die Auswahl der optimalen Detektormaterialien, die im folgenden Abschnitt diskutiert wird.

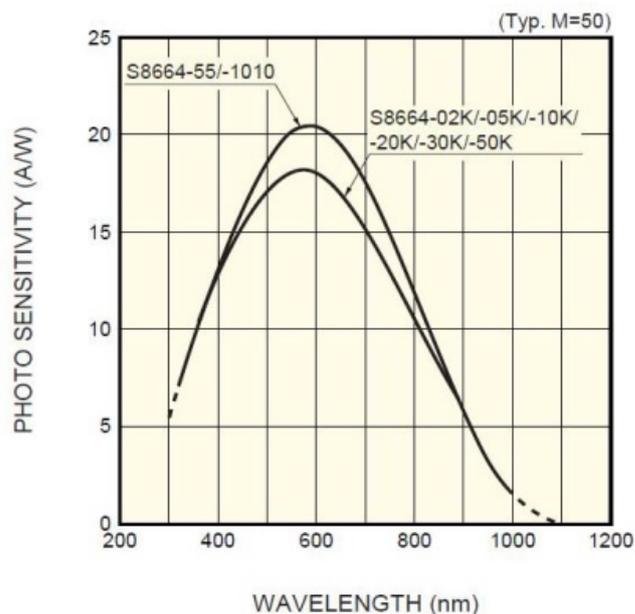


Abbildung 2.3.: Lichtausbeute der APD S8664-1010 in Abhängigkeit der Wellenlänge [Ham05]
Der Peak befindet sich knapp unter 600nm. Es gilt, mit den Abstrahlspektrum der Szintillationsmaterialien eine möglichst gute Überschneidung zu realisieren.

2.4 Szintillationsmaterialien

Grundsätzlich gibt es eine Vielzahl anorganischer Szintillatoren mit recht unterschiedlichen Eigenschaften. Einige der interessantesten Materialien sind für einen Überblick in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

	LaBr₃	LaCl₃	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI(Na)	BGO	LYSO	PWO	CsI_{pure}	
Dichte [$\frac{g}{cm^3}$]	5,29	3,86	3,67	4,51	4,51	7,13	7,10	8,29	4,51	
Lichtausbeute [$\frac{ph}{MeV}$]	63.000	49.000	39.000	65.000	45.000	9000	32.000	100	16.800	
$\frac{\Delta E}{E}$ @662keV	PMT	< 3%	3,5%	7%	6%	7,5%	10%	7,1%	>10%	7,5%
	APD	-	-	3,8%	4,9%	-	8,3%	-	-	4,3%
Peak λ [nm]	380	350 430	310 415	550	420	480	420	420	315	
Zerfallszeit- konstante [ns]	25	25 213	620 230	600 3250	630	300	41	6	35 6	
hygroskopisch	ja	ja	ja	leicht	ja	nein	nein	nein	leicht	
Strahlungs- länge [cm]	2,1	2,8	2,59	1,86	1,86	1,12	1,2	0,92	1,86	

Tabelle 2.1.: Vergleich der wichtigsten Eigenschaften verschiedener Szintillationsmaterialien

Die verwendeten Kristalle CsI und LYSO sind farblich hervorgehoben, wobei besonders die hohen Unterschiede bei den Zerfallszeitkonstanten auffallen [nach Ben10]

Grundsätzlich gilt für den Teilchennachweis in Szintillatoren, dass hohe Ordnungszahlen, hohe Dichten, eine gute Lichtausbeute sowie Linearität bzgl. der Lichtabgabe wichtig sind.

Des Weiteren wird sehr kompakt gebaut, deshalb wird versucht möglichst wenig Totmaterial zu verwenden. Bei hygroskopischen Kristallen müssten diese extra gekapselt werden, deshalb bevorzugt man nicht-hygroskopische Szintillatoren. Wie bereits erwähnt, sollen sehr viele Kristalle verwendet werden, darum spielt auch die Bauform und die damit verbundene Handhabung eine Rolle.

Um niederenergetische Photonen nachweisen zu können, benötigt man eine hohe Lichtausbeute. Zum einen soll das Material möglichst viele Photonen pro deponierte Energie erzeugen, zum anderen gilt es einen guten Überlapp des Wellenlängenspektrums mit den im vorherigen Abschnitt diskutierten Sensitivitäten der APD Sensoren zu gewährleisten. Zu guter Letzt ist zu erwähnen, dass eine hohe totale Masse benötigt wird, sodass auch auf die Kosten geachtet werden muss [Kol11].

2.4.1 CsI (Tl)

Thallium dotiertes Cäsiumjodid wird sehr häufig als Szintillatormaterial verwendet. Dafür spricht der günstige Preis, die sehr hohe Lichtausbeute und die nur gering ausgeprägten hygroskopischen Eigenschaften. Im CALIFA-Barrel wurden bereits alle Eigenschaften des Materials studiert und es erfüllt alle Anforderungen, insbesondere die gute Energieauflösung von unter 5% für die APD [Ben10, S. 9ff.]. Somit stand das erste Material für den Phoswich fest.

Wie aus Tabelle 2.1 ersichtlich wird, besitzt mit Thallium dotiertes Cäsiumjodid zwei Zeitkonstanten für die Entvölkerung, $\tau_f = 600\text{ns}$ und $\tau_s = 3,25\mu\text{s}$. Es gibt eine weitere ultrakurze Zeitkonstante zur Bevölkerung, welche aber laut Valentine et al. [VMD⁺93] vernachlässigbar klein ist.

2.4.2 LYSO

LYSO (Cerium-doped Lutetium Yttrium Orthosilicate) wird aufgrund seiner sehr kurzen Zerfallszeitkonstante von 40 – 44 ns häufig in der medizinischen Diagnostik eingesetzt. Diese Eigenschaft macht es zu einem idealen Partner für CsI. Positiv sind die hohe Dichte, hohe Lichtausbeute, relativ gute Energieauflösung und vor allem die Tatsache, dass es nicht hygroskopisch ist [Inc08].

Problematisch ist die leichte Eigenaktivität, da es sich neben dem stabilen Isotop Lu175 zu 2,59% aus dem radioaktiven Lu176 zusammensetzt. Die spezifische Aktivität wurde auf $183 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^3}$ berechnet und ist somit nicht vernachlässigbar klein. Lu176 zerfällt vorwiegend vom 7- Zustand in den Hf176 6+ Zustand, welcher ein angeregter Zustand ist und sich in den 0+ Zustand unter Emission dreier Photonen abregt.

Das Energiespektrum ist folglich von einem typischen β^- – Spektrum dominiert. Bei einem Q-Wert von 1190,2keV und einer Anregungsenergie von 596,95keV des dominant bevölkerten 6+ Zustandes reicht dies bis 593,2keV. Dem überlagert sind dann noch die Wechselwirkungen der γ -Strahlung mit den Energien 88,3keV, 201,8keV und 306,8keV. Der 8+ Zustand bei 997,9keV wird nur mit 0,4% bevölkert und kann für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden [NND13].

Bei der Kalibration muss dies berücksichtigt werden. In Abbildung 2.4 sind die Untergrundmessungen von CsI und LYSO als einzelne Detektoren zu erkennen. Die zwei Detektoren standen in direkter Nähe. Die Eigenaktivität des LYSO sticht durch den Anstieg bei niedrigen Kanalnummern deutlich hervor.

Tatsächlich lässt sich sogar die Eigenaktivität abgeschwächt im CsI erkennen, da die Kristalle bei der Messung nah beieinander standen.

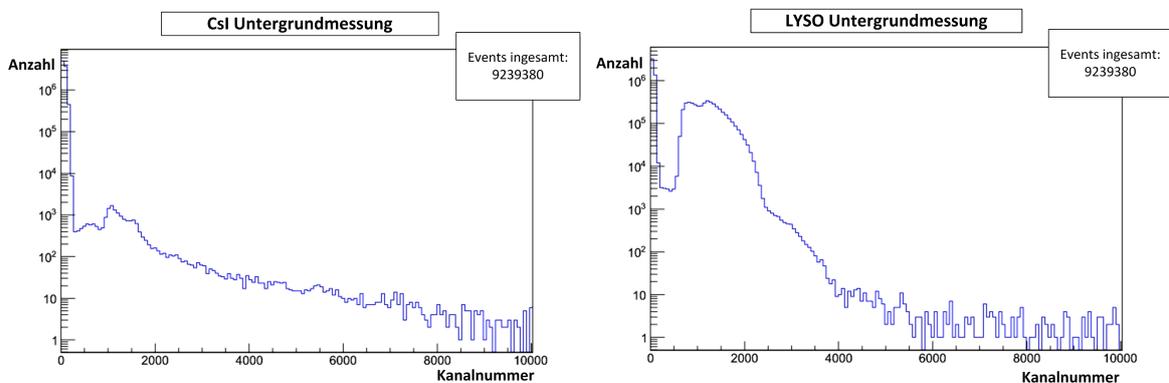


Abbildung 2.4.: Untergrundmessung Hier sind die Energiespektren von einzelner CsI und LYSO dargestellt. Beim LYSO rechts erkennt man durch vermehrte Events bei niedrigen Energien (β^- -Untergrund) deutlich die Eigenaktivität, ausgelöst durch die radioaktive Lu176. Aufgrund dieser LYSO- γ s erkennt man sogar im separaten CsI-Kristall zwei Peaks, wenn auch um drei Größenordnungen schwächer.

3 Experiment zur Charakterisierung der Detektoreigenschaften

3.1 Prototypen

Zwei Prototypen wurden gebaut, um das Konzept zu testen. Ein kleiner Phoswich soll dabei die prinzipielle Realisierbarkeit prüfen. Im Gegensatz dazu wurde noch ein großer Phoswich entworfen, welcher dem später tatsächlich zu verbauenden Detektor nachempfunden ist.

Kleiner Phoswich Der hier besonders untersuchte Prototyp besteht aus einem symmetrischen Aufbau zweier 1 cm^3 Würfel CsI und LYSO. Dieser ist eher konzeptionell gehalten und ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

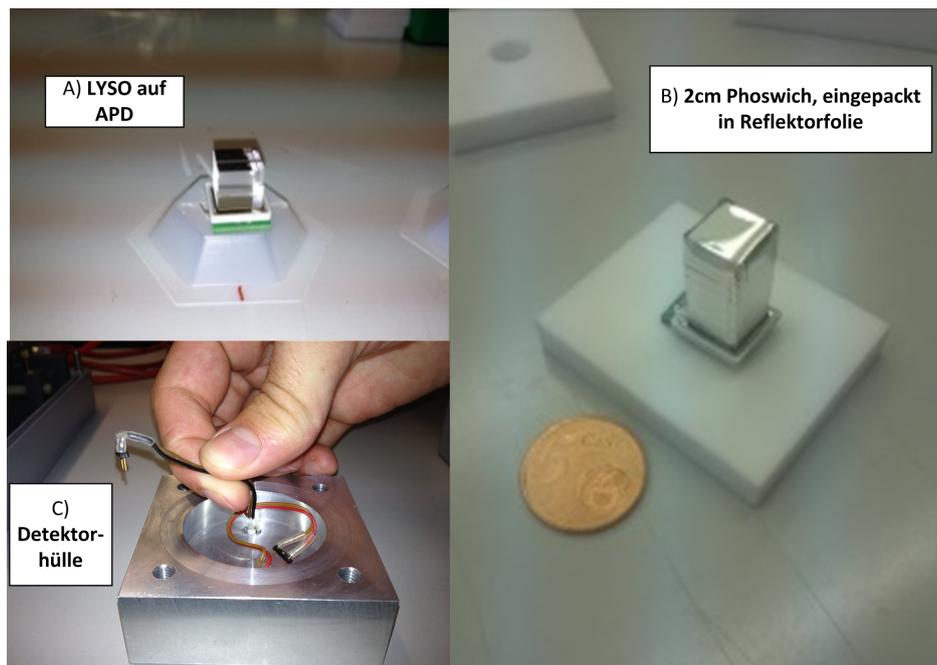


Abbildung 3.1.: Kleiner Phoswich-Prototyp A) Zunächst wurde im Reinraum ein kleiner 1 cm^3 Würfel LYSO an der APD festgeklebt. B) Danach wurde ein gleichgroßer Würfel CsI angebracht, und die ausgeschnittene Reflektorhülle über beide gestülpt. Bild C) zeigt die Detektorhülle aus Aluminium, in der die Kristalle untergebracht werden.

Die beiden Würfel wurden mit dem Kleber BC600 aufeinander gefügt. Dabei ist es wichtig, die Klebermenge so exakt zu dosieren, dass keine Überschüsse aus dem Kleberspalt austreten

3. Experiment zur Charakterisierung der Detektoreigenschaften

und trotzdem die ganze Fläche benetzt ist. Dies ist für einen homogenen und effizienten Lichttransport essenziell [Die11, S. 16ff.].

Um unnötige Verschmutzung zu vermeiden wurden alle Arbeiten in einem Reinraum durchgeführt. Eine Reflektorfolie wurde benutzt, da man möglichst viel Licht auslesen möchte und das Szintillationlicht in alle Raumwinkel emittiert wird. Zum besseren Transport und Handhabung wurde ein gasdichtes Aluminium-Gehäuse verwendet, das in Eingangsrichtung nur ein 1mm dickes Eintrittsfenster besitzt. Dieses schirmt gleichzeitig aus den APD-Sensor vor Licht und elektrischen Störungen ab.

Großer Phoswich Des Weiteren wurde ein großer Prototyp, der dem tatsächlichen, späteren Entwurf nahe kommen soll, gebaut und ist in Abbildung 3.2 zu erkennen.

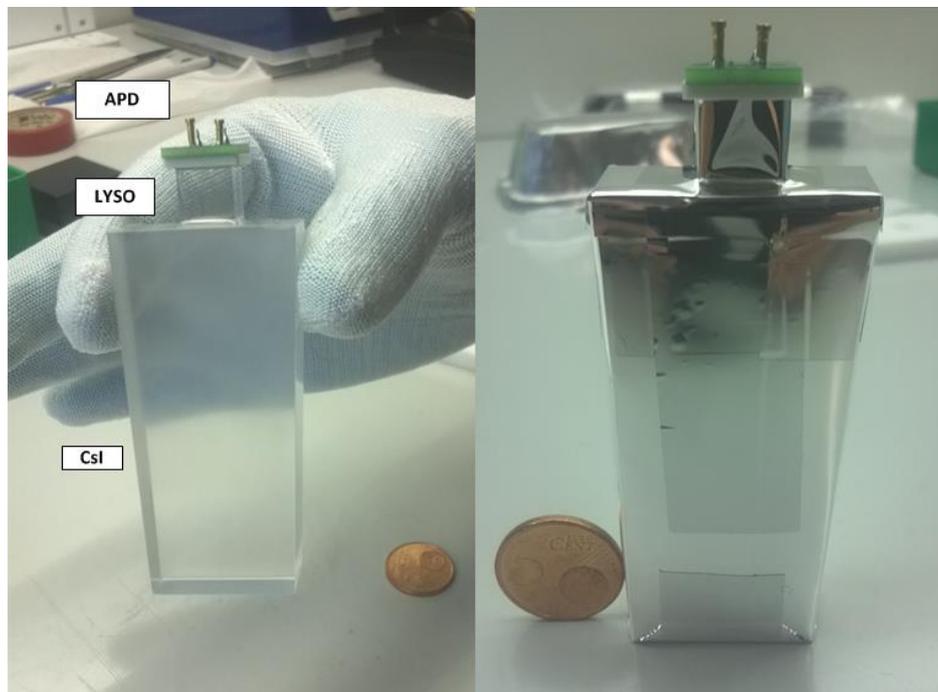


Abbildung 3.2.: Großer Phoswich-Prototyp Auf den großen, eckigen Kristall CsI folgt ein kleiner 1 cm^3 Würfel LYSO. Beide wurden mit optischem Kleber verbunden, um möglichst verlustfrei das Licht zur APD auf dem LYSO transportieren zu können. Rechts ist der mit Reflektorfolie eingepackte Phoswich zu sehen.

3.2 Messung mit radioaktiven Quellen

Zunächst benutzte man Eich-Quellen, um erste Tests der Prototypen durchführen zu können. Es wurden Co60-, Cs137- und Na22-Quellen benutzt. Damit konnten die Signalformen studiert werden und Energieeichungen für Absorption der Strahlung des CsI oder LYSO durchgeführt werden. Für die eigentliche Anwendung als Phoswich für den Teilchennachweis wurde dann ein Protonenstrahl verwendet.

3.3 Experiment mit Protonenstrahl in Krakau

Am Cyclotron Center in Krakau ergab sich für das CALIFA-Team Ende März 2013 die Möglichkeit, einen Protonenstrahl zum Erproben der Detektoren zu verwenden. Die sehr hohen Strahlenergien bis 226 MeV konnten dabei sehr leicht und sehr schnell in beliebigen Stufen ab 70 MeV verändert werden. Die Anlage soll eigentlich zu medizinischen Zwecken genutzt werden.

Setup In der Experimentkampagne wurden eine Reihe unterschiedlicher Detektoren erprobt. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die in Abbildung 3.3 dargestellte Konfiguration mit dem *kleinen* Phoswich-Prototyp, die die Grundlage für die Ergebnisse in Kapitel 4 bildet.

Da in dieser Arbeit prinzipiell die Realisierbarkeit des Phoswich-Konzepts überprüft wird, bietet es sich an, den kleinen Phoswich aufgrund des gleichen LYSO zu CsI-Verhältnis zu betrachten. Die gewünschten Effekte lassen sich dadurch leichter erkennen und deshalb beziehen sich die folgenden Analyse ebenso auf den *kleinen* Phoswich.

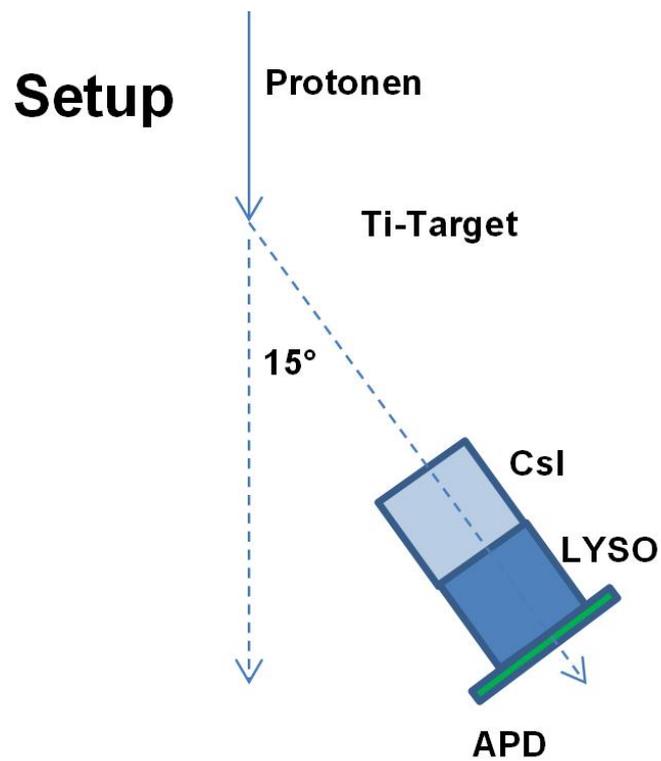


Abbildung 3.3.: Setup Der Protonenstrahl trifft auf ein Titan-Target. Durch Kernreaktionen werden auch schwerere Teilchen emittiert. Der *kleine*, symmetrische Phoswich wird unter einem 15°-Winkel getroffen.

3.4 Ausleseelektronik

Analog-Digital-Wandlung Zunächst muss das schwache Stromsignal aus der APD analog verstärkt und aufgearbeitet werden, bevor es digitalisiert werden kann. Der ladungssensitive Vorverstärker integriert die Ströme zu Spannungen auf und passt die Ausgangsspannung an den Messbereich des Analog-Digital-Wandlers an [Win11, S.17ff.].

Das CALIFA-Team benutzt den Vorverstärker MPRB-16 der Firma Mesytec. Die temperaturstabilisierte Spannungsversorgung des 16-Kanalverstärkers stellt sicher, dass die interne Verstärkung der APD für die Weiterverarbeitung ausreichend groß ist (vgl. [Ste12, S.14 ff.]). Für das Setup (Abschnitt 3.3) erwiesen sich der Bereich um 400 – 420 V als optimal.

Die Digitalisierungseinheit FEBEX¹ im Anschluss hat eine Samplingrate von 50MHz, was umgerechnet 20ns Samplelänge entspricht. Hier werden die Signale aus dem Vorverstärker mit einem 14-Bit-ADC² digitalisiert, ähnlich wie es z.B in einem Oszilloskop geschieht. Das Pendant PEXOR³ dient als Schnittstelle für den PC, die eigentliche Datenerfassung übernimmt das Multibranchsystem (MBS) der GSI⁴. In einer Offline-Analyse werden dann die Amplituden des Ladungssignals aus den Rohdaten berechnet.

¹Front End Board with optical link EXtension

²Analog-Digital-Converter

³PCI-EXpress Optical Receiver

⁴Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung

4 Datenanalyse

Nachdem das Konzept und der Versuchsaufbau erläutert worden ist, sollen nun die Konzepte der digitalen Datenverarbeitung behandelt werden. Bevor aber die experimentellen Daten ausgewertet werden, betrachtet man zunächst die verwendeten Algorithmen. Ein wesentlicher Schritt ist dabei die Kalibration des Detektors.

4.1 Kalibration des Detektors

Die Energie der einfallenden Teilchen ist proportional zur Lichtmenge und damit zu den Amplituden der Ladungen Q_i (siehe Abschnitt 4.2.1). Durch drei verschiedene γ -Quellen wurde im Rahmen dieser Bachelorarbeit das Verhältnis der abgegebenen Lichtmenge der verschiedenen Szintillationsmaterialien CsI und LYSO ermittelt. Dabei geht man davon aus, dass das Verhältnis der einzelnen Komponenten für Photonen in etwa gleich der Lichtausbeute für Protonen entspricht.

Abbildung 4.1 zeigt beispielhaft die Energiespektren einer Co60-Quelle für die Einzelmessungen mit LYSO und CsI. Da in einer weiteren Messung auch eine Cs137-Quelle verwendet wurde, konnte über einen weiten Bereich die Linearität der Lichtemission geprüft werden. Die beiden Ausgleichsgeraden sind für die beiden Materialien ebenso in Abbildung 4.1 gezeigt.

Die in Abschnitt 2.4.2 bereits angesprochene Eigenaktivität kann als eine Ursache angesehen werden, warum beim LYSO-Spektrum die charakteristischen γ -Peaks im Vergleich zum reinen CsI deutlich schlechter erkennbar sind. Auch ist die Energieauflösung mit 10,1% (FWHM) bei 1332keV wie erwartet etwas schlechter als in CsI, bei dem etwa 5,1% erreicht wurden.

Um die Lichtausbeuten der Materialien in der Kombination zum Phoswich zu bestimmen, wird im Folgenden der kleine Phoswich und eine Na22-Quelle verwendet. Bei der Messung mit dem Phoswich wurde dazu ein zusätzlicher, separater CsI- Würfel mitverwendet und die Quelle zwischen den Detektoren positioniert. Eine β^+ -Quelle, wie Na22, emittiert Positronen in alle Richtungen. Trifft das Antiteilchen auf ein Elektron, annihiliert es unter Aussendung zweier entgegengesetzter 511 keV γ s.

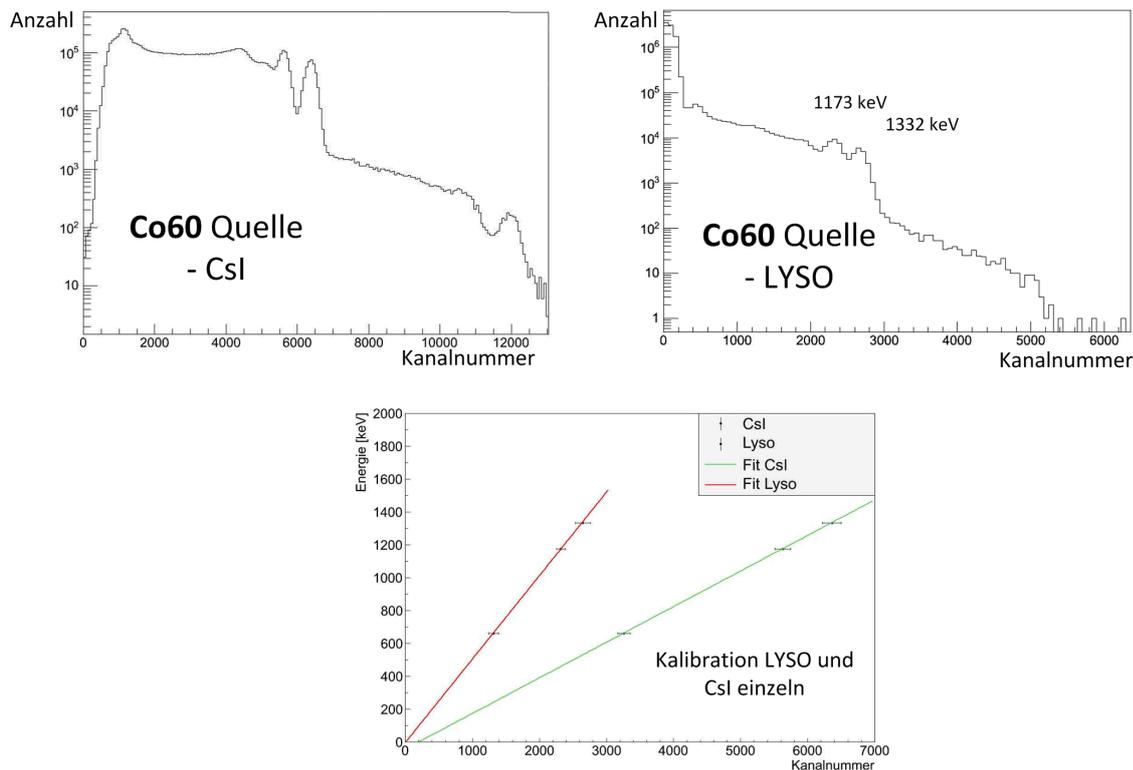


Abbildung 4.1.: Co60-Quelle und Kalibrationsgerade Die beiden oberen Energiespektren oben spiegeln jeweils die gemessenen Amplituden für LYSO und CsI und die charakteristische γ -Strahlung der Co60-Quelle wider. Die deutliche Unterscheidbarkeit der Peaks links lässt bereits auf die bessere Energieauflösung des CsI schließen. In der linearen Ausgleichsgerade (unten) wird neben der Co60- auch der γ -Peak einer Cs137-Quelle benutzt.

Um den Untergrund zu minimieren, wurde auf die γ s koinzident getriggert, d.h. nur wenn in beiden verwendeten Detektoren ein Signal kam, wurde das Event auch aufgezeichnet. Durch die hohe Koinzidenzrate des Na22 lässt sich auch die angesprochenende Eigenaktivität des LYSO aushebeln.

Das resultierende Spektrum in Abbildung 4.2 spiegelt die zwei charakteristischen Übergänge wider, zeigt aber vier Peaks, je nachdem ob die eine oder andere Energie im CsI oder LYSO absorbiert wurde. Mithilfe von linearen Ausgleichsgeraden können die Kanalnummern in Energien umgerechnet werden.

Aus Abschnitt 2.3 folgt, dass verschiedene APDs einen unterschiedlichen Gain haben können (aufgrund beispielsweise ungleicher, lokaler Temperaturen). Der Gain hängt auch von anderen Komponenten wie dem Vorverstärker oder dem ADC-Wandler ab. Um das Verhältnis der Lichtausbeute zu erhalten, darf deshalb für die beiden Kristalle im Phoswich nur *ein*

Setup, speziell *eine* APD, verwendet werden. Das aufgenommene Spektrum ist mitsamt der resultierenden Kalibrationsgeraden in Bild 4.2 präsentiert.

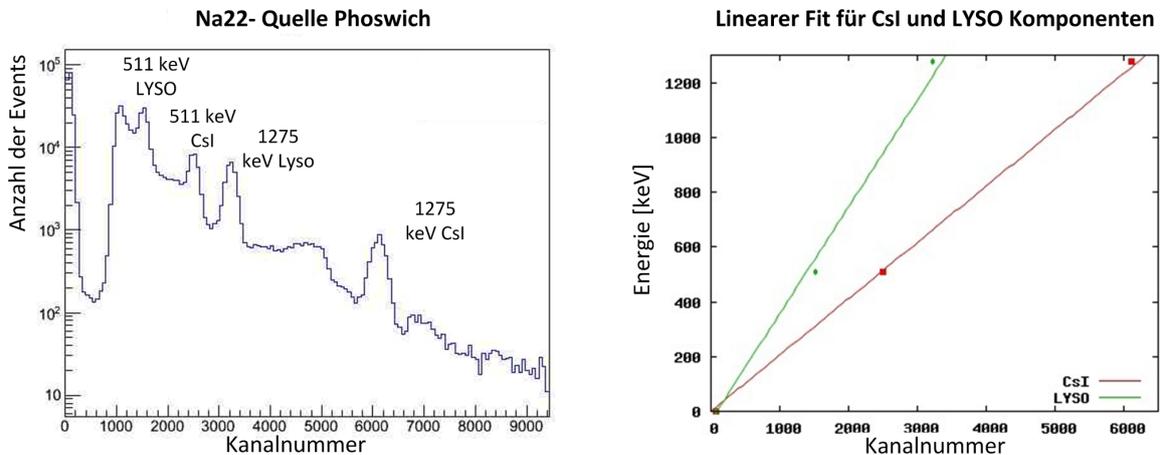


Abbildung 4.2.: Na22-Quelle mit Phoswich und Ausgleichsgerade Im linken Energiespektrum des zusammengesetzten Phoswich sind die Peaks der beiden Komponenten gut sichtbar. Für die Ausgleichsgerade rechts wird zusätzlich als Nullpunkt der Peak des Sockels benutzt. Die statistischen Fehler sind zu klein, um sie darzustellen, deshalb wird eine anschauliche Punktform benutzt.

Im Energiespektrum lassen sich die typischen Übergänge von 1275 keV sowie 511 keV erkennen. Aufgrund der unterschiedlichen Lichtausbeute der Kristalle wird im CsI mehr Licht erzeugt wie im LYSO und somit auch höhere Energien registriert. Wir erwarten durch eine erste grobe Abschätzung der Lichtausbeute aus Tabelle 2.1, dass CsI(Tl) ungefähr doppelt so viel Licht abgibt als LYSO. Gemessen werden kann allerdings nur eine im Detektor erzeugte Ladungsmenge, die weitere Faktoren, wie die Lichtsammlungseffizienz $\eta(\lambda)$ die Nachweiseffizienz vom Detektor $\varepsilon(\lambda)$ beinhaltet.

Der genaue, ermittelte Wert durch die Kalibration ergibt das Verhältnis der Lichtausbeuten R in Gleichung 4.1. Der Index „L“ steht dabei für LYSO, „C“ für CsI.

$$R = \frac{\eta_C \varepsilon_C N_C \Delta E_C}{\eta_L \varepsilon_L N_L \Delta E_L} = 1,850 (\pm 0,159) \quad (4.1)$$

Es wird verwendet, dass die γ s die selbe Energie ΔE abgeben, da Photopeaks benutzt wurden. Der Wert ist unerwartet, da die Literatur einen Wert $\frac{N_C}{N_L} > 2$ vorhersagt und auch die APD eine höhere Effizienz für die Wellenlänge des CsI aufweist ($\varepsilon_C > \varepsilon_L$). Ursachen hierfür können in erster Linie eine mindere Qualität des CsI-Kristalls sein. Des Weiteren kann der Lichttransport des CsI-Lichts relativ zum LYSO $\frac{\eta_L}{\eta_C}$ stark beeinflusst sein. Durch den

höheren Brechungsindex des LYSO sowie dem Einfluss der Kleberschichten können Verluste verursacht werden. Letztendlich kann man nicht ausschließen, dass das LYSO auch die CsI-Wellenlänge leicht absorbiert. Dies müsste in weiteren, unabhängigen Tests erst noch genauer untersucht werden.

4.2 Algorithmen zur Pulsformanalyse

Untersucht man die verschiedenen Pulsformen, die das Licht der Kristalle über die APD erzeugt, kann man unterscheiden, in welchem Material die Energie deponiert wurde.

Die Trennung der Pulsformen in den beiden Kristallen erweist sich jedoch als nicht-trivial und erfolgt über mehrere Schritte. Es sollen hier konzeptionell die einzelnen Stufen der digitalen Datenverarbeitung erläutert werden.

4.2.1 Diskussion der Signalformen

Beim Phoswich-Konzept wertet man die unterschiedlichen Zeitkonstanten bzgl. der Lichtabgabe aus, um daraus die deponierten Energien bzw. die Anzahl der im jeweiligen Material erzeugten Photonen N_i zu ermitteln. Wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt, liegen der Lichterzeugung exponentielle Funktionen zugrunde. Beim mehrschichtigen Szintillator gehen die multiplen Zeitkonstanten τ in folgender Weise in die Intensitätsgleichung L der Szintillation ein (siehe Gleichung 4.2).

$$L(t) = \frac{N_l}{\tau_l} \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) + \frac{N_f}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + \frac{N_s}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet der Index „l“ die sehr schnelle LYSO-Zeikonstante, τ_l und „f(ast)“ und „s(low)“ die beiden Zerfallszeiten $\tau_{f,s}$ des CsI. Die N_i stellen die integrierte Lumineszenz der jeweiligen Szintillationskomponente dar und können als „Lichtausbeuten“ betrachtet werden, welche proportional zur jeweiligen Energiedeposition sind (nach [Win11, S.8ff.]).

In 4.3 erkennt man die sehr kurze LYSO-Zerfallszeit gegenüber einer eher gemächlich ansteigenden CsI-Signalform. Zusammen im Phoswich lässt sich gut der resultierende Knick identifizieren. Es gilt nun dieses Signal anhand analytischer Funktionen zu trennen.

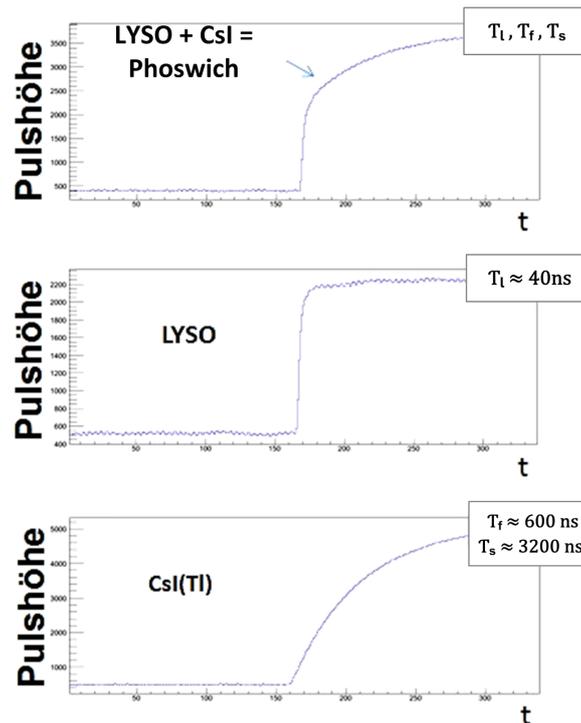


Abbildung 4.3.: Verschiedene Pulsformen bei Protonenbeschuss Beschießt man den Phoswich oder die einzelnen Kristalle mit gestreuten Protonen erhält man die dargestellten exponentiellen Pulsformen. Der langsam ansteigenden Pulsform mit den Zerfallszeitkonstanten $\tau_{f,s}$ des CsI unten steht die sehr steile des LYSO (τ_l) gegenüber. Oben ist der zusammengesetzte Phoswich als Produkt der beiden Einzelkristalle erkennbar. Man kann nun dessen Pulsform wieder trennen, um Informationen über Energiedepositionen zu erhalten.

4.2.2 QPPID - Quick Phoswich Particle Identification

Die Grundidee ist, dass man gegen Anfang eine sehr hohe LYSO-Komponente im Vergleich zu den beiden CsI-Komponenten hat und somit die Amplitude N_l des reinen LYSO-Signals sehr gut trifft. Das gilt analog auch für die anderen Komponenten i . Nach einer Dauer von beispielsweise 120 ns (also der dreifachen LYSO-Zeitkonstante) ist kaum mehr LYSO-Ladung in dem Signal vorhanden, sodass die schnelle N_f -Amplitude überwiegt. Betrachtet man wiederum das Signal zu einem sehr viel späteren Zeitpunkt, wie 2000 ns nach der Lichterzeugung, dominiert die langsame Zerfallszeitkonstante des CsI und somit N_s (vgl. [Win11]).

Integriert man also $L(t)$ über die angedeuteten Zeitfenster in Abbildung 4.4, erhält man die Ladungen Q_i . Diese geben in Gleichung 4.3 an, wieviel Ladung in diesem Zeitraum $t_2 - t_1$ durch das Teilchen generiert wurde.

$$Q_i(t) = Q(t_2) - Q(t_1) \quad (4.3)$$

Die gesammelte Ladung wird aber im Vorverstärker nicht nur integriert, sondern wiederum exponentiell abgegeben. Mathematisch betrachtet entspricht dies einer Faltung mit der Antwortfunktion des Vorverstärkers, welche mithilfe der MWD (siehe Abschnitt 4.2.2.1) wieder behoben werden kann. Die resultierende Ladungsfunktion für reines CsI sind somit gegeben durch Gleichung 4.4 [Ben13b].

$$Q(t) \sim -N_f e^{-\frac{t}{m_f}} - N_s e^{-\frac{t}{m_s}} + N_f + N_s \quad (4.4)$$

Dabei sind Zeitkonstanten $m_i = \frac{\tau_i}{t_s}$ auf die Sampledauer t_s normiert. Im Phoswich-Konzept addiert sich hier unter Berücksichtigung des Lichtnachweises in Abschnitt der Term für den LYSO-Kristall dazu.

$$Q(t) \sim N_f(1 - e^{-\frac{t}{m_f}}) + N_s(1 - e^{-\frac{t}{m_s}}) + \frac{1}{R}N_l(1 - e^{-\frac{t}{m_l}}) \quad (4.5)$$

Die LYSO-Komponente in Gleichung 4.5 muss somit für die Berechnung des Energieverlusts in der weiteren Datenanalyse mit dem berechneten Lichtausbeute-Verhältnis R korrigiert werden.

QPID Max Winkel zeigte 2011, dass man bei sehr unterschiedlichen Zeitkonstanten die Ladungen Q_i durch Integration in mehrere „Zeitfenster“ separieren und somit die ursprünglichen Szintillationskomponenten N_i rekonstruieren kann [Win11].

Die damalige QPID¹ war nur auf CsI ausgelegt und arbeitete folglich mit dessen zwei Zerfallskonstanten τ_f und τ_s . Im Phoswich-Konzept findet man die weitere LYSO-Konstante und somit erweitern sich die Ladungsfunktionen in Abhängigkeit der Amplituden zu einer 3x3-Matrix (siehe Abschnitt 4.2.2.4).

¹Quick Particle Identification

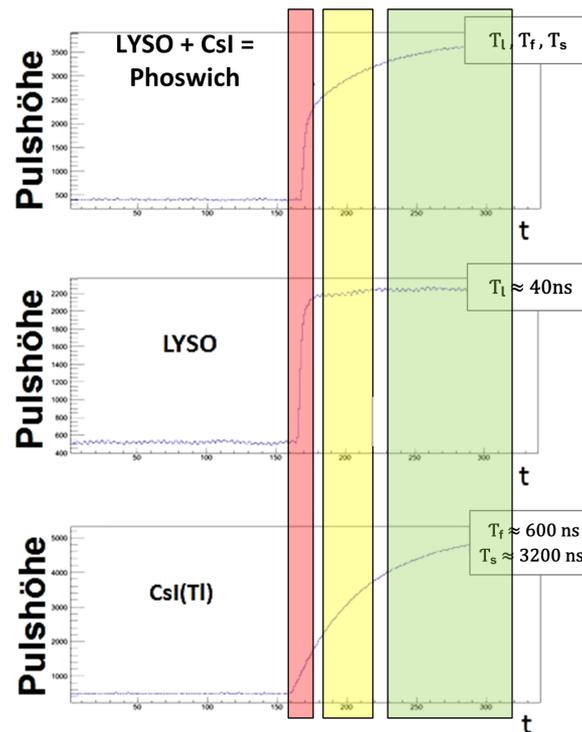


Abbildung 4.4.: Unterteilung in Zeitfenster Die Grundidee ist, das Signal entsprechend der drei Zeitkonstanten in drei Fenster zu zerlegen. Das rosa Zeitfenster besitzt eine hohe Ladung des LYSO, da die ganze Steigung der Ladungsfunktion in dem ersten Fenster steckt, und nur sehr wenig von den CsI-Komponenten. Das gelbe Fenster für die schnelle und das grüne Fenster für die langsame CsI-Zeitkonstanten lassen sich analog erklären.

4.2.2.1 Moving Window Deconvolution (MWD)

Pileup-Effekte sowie ballistisches Defizit verfälschen die Energiebestimmung. Der Vorverstärker verhält sich wie ein sich an einem Widerstand entladender Kondensator, welcher die Ladung Q in einem exponentiellen Prozess abgibt - man spricht von einer Faltung des Szintillationssignals. Es wird die im MWD-Fenster enthaltene Ladung $Q(t)$ aus dem Spannungssignal $U(t)$ des Vorverstärkers extrahiert [Ben10, S. 34ff.].

$$Q(t) \sim U(t) - U(t-M) + \frac{1}{\tau} \int_{t-M}^t U(t') dt' \quad (4.6)$$

Das MWD-Fenster der Länge M wird über das Vorverstärkerrohsignal (*Trace*) aus Abbildung 4.3 geschoben.

Diese Entfaltung produziert im idealisierten Fall der Ladungsaufnahme ohne Anstiegszeit ein Rechtecksignal. Angesichts der exponentiell abfallenden Entvölkerung der besetzten Zustände und der damit verbundenen Anstiegszeiten bringt die MWD stattdessen die hier relevante Funktion $Q(t)$ hervor.

Hier geht man von zeitkontinuierlichen Prozessen aus, in der Realität sind aber diskrete Zeitpunkte angesichts der beschränkten Abtastrate à 20ns gegeben. Der Übergang zu infinitesimal kurzen Abtastraten verändert jedoch nichts am Konzept.

4.2.2.2 Moving Average Unit (MAU)

Anschließend wird das entfaltete Signal geglättet, um hochfrequentes Rauschen zu unterdrücken. Durch viele Versuche stellt man empirisch fest, dass eine kurze Glättungszeit T von 20 samples à 20ns für reines CsI optimale Ergebnisse liefert. Im Fall der gemischten Signale des Phoswich wird dagegen die Glättung durch den MAU-Algorithmus² auf drei samples reduziert werden, um die Separation der kurzen LYSO-Zeitkonstante zu erlauben.

Das geglättete und entfaltete Signal wird dann von der Funktion $F(t)$ in Gleichung 4.7 beschrieben.

$$F(t) = \begin{cases} F_1(t) = \frac{1}{T} \int_0^t Q(t') dt' & \text{falls } t < T \\ F_1(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t Q(t') dt' & \text{falls } t \geq T \end{cases} \quad (4.7)$$

4.2.2.3 Integration zur Ladungsfunktion

Wertet man $F(t)$ an den Grenzen der Zeitfenster aus, ergeben sich die in Gleichung 4.8-4.10 dargestellten Q_i .

$$Q_l = F(t_2) - F(t_1) = AN_l + BN_f + CN_s \quad (4.8)$$

$$Q_f = F(t_4) - F(t_3) = DN_l + EN_f + FN_s \quad (4.9)$$

$$Q_s = F(t_6) - F(t_5) = GN_l + HN_f + IN_s \quad (4.10)$$

²Moving Average Unit

Man erkennt ein System mit drei Gleichungen und drei Unbekannten. Die unabhängigen Koeffizienten A bis I werden in einer Matrix \mathcal{M} dargestellt, welche nur durch die Materialparameter der beiden Szintillatoren und die sechs Zeiten der Zeitfensterränder in Abbildung 4.4 definiert sind.

4.2.2.4 Mischungsmatrix

Die Mischungsmatrix beschreibt die Zusammensetzung der Ladungen Q_i in den drei Zeitfenstern aus den Amplituden der Szintillationskomponenten N_i . Sie soll also analytisch die N_i aus den vorgefertigten Zeitfenster filtern. Es wird dabei das in 4.1 errechnete Verhältnis der Lichtmenge benutzt. Dieses ist entscheidend, um auch auf die tatsächlichen Energien zurückschließen zu können.

$$\begin{pmatrix} Q_l \\ Q_f \\ Q_s \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} N_l \\ N_f \\ N_s \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Die Komponenten sollen möglichst unkorreliert sein, das impliziert, dass die Diagonalelemente gegen 1 und die restlichen Matrixelemente gegen 0 gehen sollen. Dies wird dadurch erreicht, dass die Zeitfenster in etwa drei Zeitkonstanten der jeweiligen Komponente i überdecken. Es hat sich gezeigt, dass kleine Abstände zwischen den Fenstern helfen die Diagonalelemente zu maximieren. Als Beispiel sei hier die Mischungsmatrix \mathcal{M} gegeben, auf der Abbildung 5.1 basiert.

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0.486 & 0.110 & 0.021 \\ 0.160 & 0.691 & 0.399 \\ 1.47 \cdot 10^{-11} & 0.014 & 0.377 \end{pmatrix}$$

Die Mischungsmatrix wird invertiert, um die gesuchten N_i zu erhalten.

Der Algorithmus QPPID benötigt dazu mehrere Parameter, wie beispielsweise die Größe der Zeitfenster in Bild 4.4. Zunächst wählt man als Richtwert die dreifachen Zeitkonstanten der Materialien. Eine deutliche Verbesserung liefert ein kürzeres MAU-Glättungsfenster. Dies erscheint vernünftig, da die Glättung die schnelle Komponente des LYSO mit der schnellen Komponente in CsI vermischt. Eine weitere Verbesserung erhält man, indem man im

Algorithmus nur positive Werte für die Lichtausbeuten fordert, ergo unphysikalische Werte verhindert.

4.3 Experimentelle Signaltrennung

In dem in Abbildung 3.3 dargestellten Versuchsaufbau wurden nun Protonen mit einer Energie von 120 MeV eingeschossen und die am $0,5 \mu\text{m}$ dicken Titan-Target gestreuten Teilchen mit dem Phoswich nachgewiesen. Da Sekundärstrahlen betrachtet werden, erhält man viel Untergrund, was das in Abbildung A.1 dargestellte relativ komplexe Energiespektrum der Protonen und anderer Reaktionsprodukte zeigt.

Für Protonen, die beide Materialien passieren, sind die Amplituden der Ladungsfunktion der beiden Kristalle immer korreliert. Es gilt jedoch, die Signale so gut wie möglich zu trennen, um dadurch die Schicht und die darin deponierte Energie ermitteln zu können.

Zunächst wird der Algorithmus durch die Teilchenidentifikation der QPID von Max Winkel überprüft und weiterhin optimiert. Dabei werden nur zwei von den drei Zeitkonstanten, nämlich die beiden des CsI verwendet (vgl. [Win11]). Es werden verschiedene Protonenenergien untersucht, welche alle ein ähnliches Verhalten zeigen. Hier sind exemplarisch 120 MeV-Protonen in Abbildung 4.5 angeführt.

Der Graph zeigt die rekonstruierten, schnellen und langsamen Komponenten der Lichtabgabe des CsI gegeneinander aufgetragen. Zweig (1) verhält sich weitgehend linear, wodurch man auf ein konstantes N_s zu N_f Verhältnis schließen kann. Dies gilt für Photonen und schnelle Protonen.

Die zunehmende Krümmung von (1) lässt sich durch eine Überlagerung deuten. In (2) sind die Protonen dargestellt, wobei die meisten bei 120 MeV durch den Detektor geschossen werden. Der Durchschuss realisiert sich durch ein Abknicken von Zweig (2) in Punkt A hin zu Zweig (1). Die Lichtabgabe erreicht dort ihr Maximum, da auch die Energiedeposition dort am größten ist. Der Peak der elastisch gestreuten Protonen mit einer Energie nahe 120 MeV befindet sich also auf dem γ -Zweig (1) und überlagert diesen in Punkt B. Die Äste (3), (4) und (5) sind deutlich geringer ausgeprägt. Hierbei handelt es sich um schwere Teilchen. Aus der relativ hohen Anzahl lässt sich folgern, dass (3) Deuteronen sind. (4) und (5) könnten Tritium und aus dem Target herausgeschlagene α -Teilchen sein.

Die Teilchenidentifikation wurde zur Überprüfung des nun folgenden, in Kapitel 4.2.2 beschrieben, Algorithmus benutzt. Trägt man nun die Summe der Amplituden $N_f + N_s$ für CsI und N_r für LYSO gegeneinander auf, erhält man die in Abbildung 4.6 dargestellte Grafik.

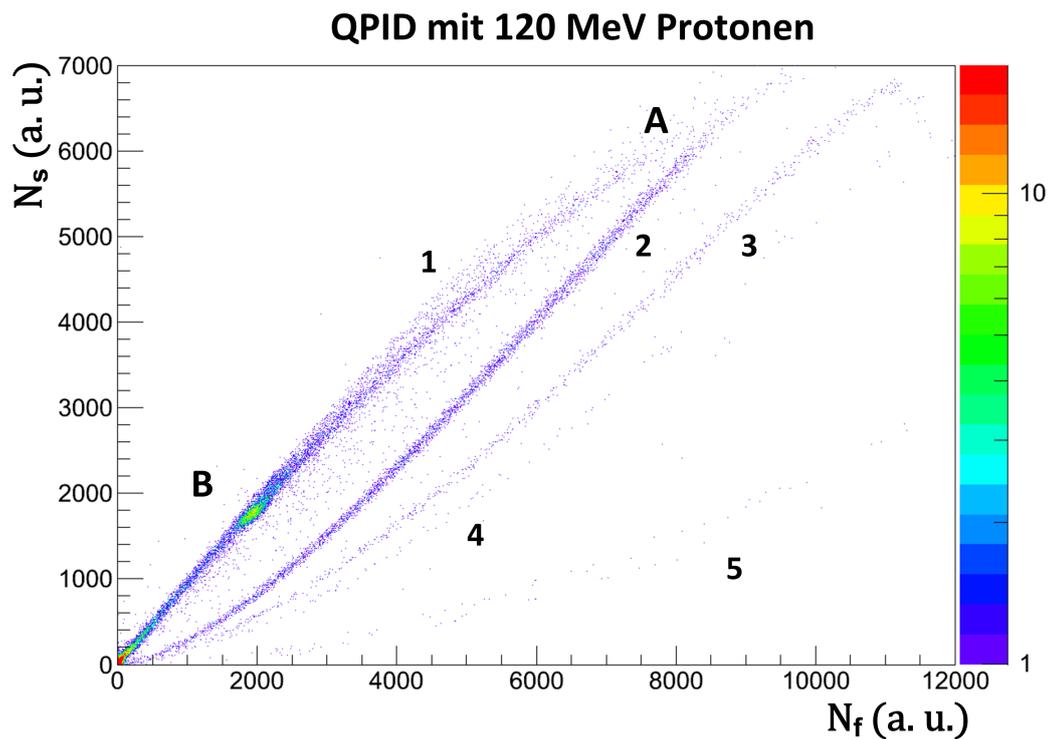


Abbildung 4.5.: QPID mit 120 MeV-Protonen Es sind die Amplituden N_f gegen N_s des CsI aufgetragen. Die einzelnen Äste können mit γ s und Protonen (1 und 2) und schweren Teilchen (3, 4, 5) identifiziert werden. Bei A ist der Protonendurchschuss durch ein Abknicken in den Zweig (1) zu beobachten. B zeigt den Peak der gerade durchgeschossenen Protonen mit 120MeV.

Aus den Lichtmengen erhält man aufgrund der direkten Proportionalität die Energiedepositionen in den einzelnen Schichten des kleinen Phoswich.

An der y-Achse findet man Teilchen, welche im CsI ihre komplette Energie abgegeben haben, es somit nicht in den zweiten Kristall geschafft und logischerweise keinen Ausschlag in x-Richtung haben. Gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung 2.1 fällt der CsI-Anteil beim Durchschuss (Punkt A) durch den ersten Kristall ab. Gleiches gilt zusätzlich für die LYSO-Komponente bei Durchschuss durch beide Kristalle (Punkt B). Die hohe Anzahl an Protonen, die ihre gesamte Energie abgegeben haben, zeigt sich farblich markiert in Punkt C.

Der etwas schwer erkennbare Zweig D entspricht schweren Teilchen, wie z.B. Deuteronen, welche in beiden Schichten deutlich mehr Energie abgegeben haben.

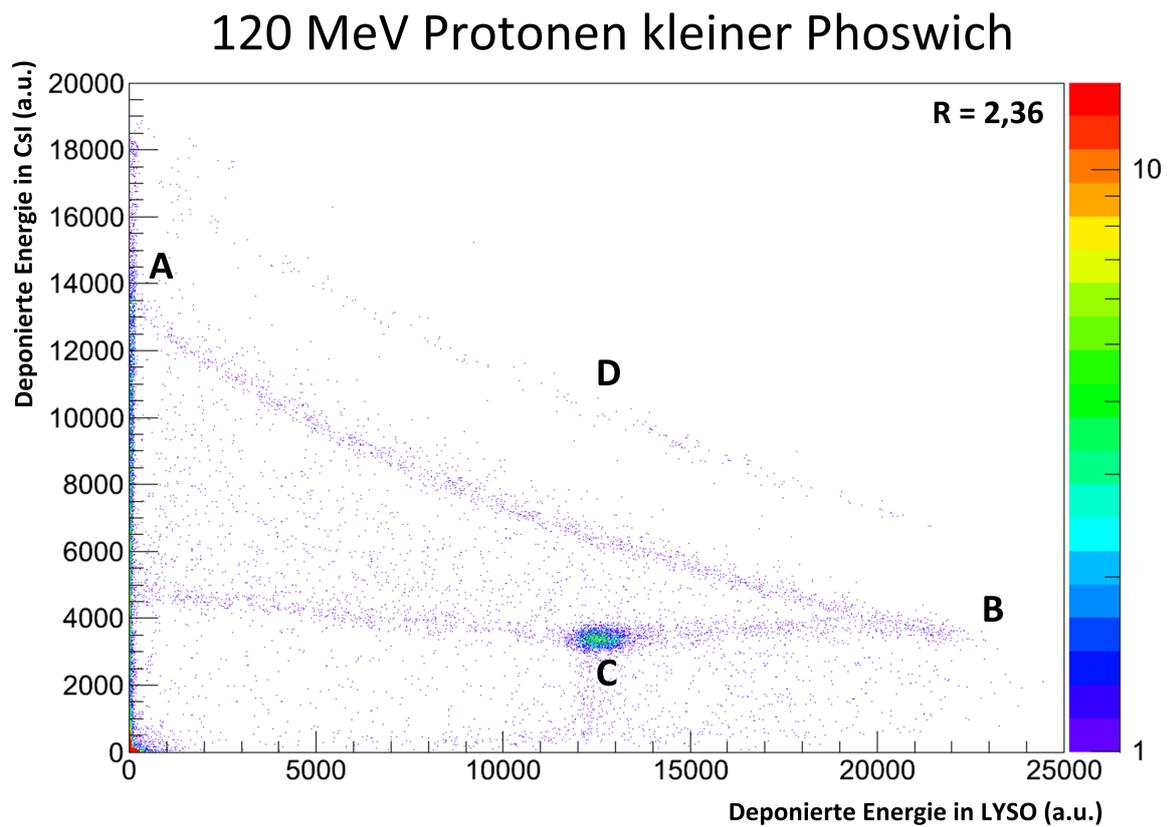


Abbildung 4.6.: Energietrennung 120 MeV-Protonen auf Phoswich Die deponierten Energien in den Schichten LYSO und CsI sind gegeneinander aufgetragen. A) markiert den Durchschuss durch den ersten Kristall, B) den Durchschuss durch beide Szintillatoren, C) den rekonstruierten, gestoppten Peak mit 120 MeV Protonen. D) sind schwerere Teilchen, vermutlich Deuteronen.

5 Diskussion und Interpretation

Bild 4.6 bestätigt, dass der angewandte Algorithmus brauchbare Ergebnisse liefert. Bevor nun die Energieauflösungen abgeschätzt werden können, muss geprüft werden, inwiefern die Ergebnisse mit der Simulation übereinstimmen und der Korrekturfaktor R korrekt ist.

Trägt man die Energiedepositionen für mehrere Energien gegeneinander auf, erhält man die in Abbildung 5.1 dargestellte Grafik.

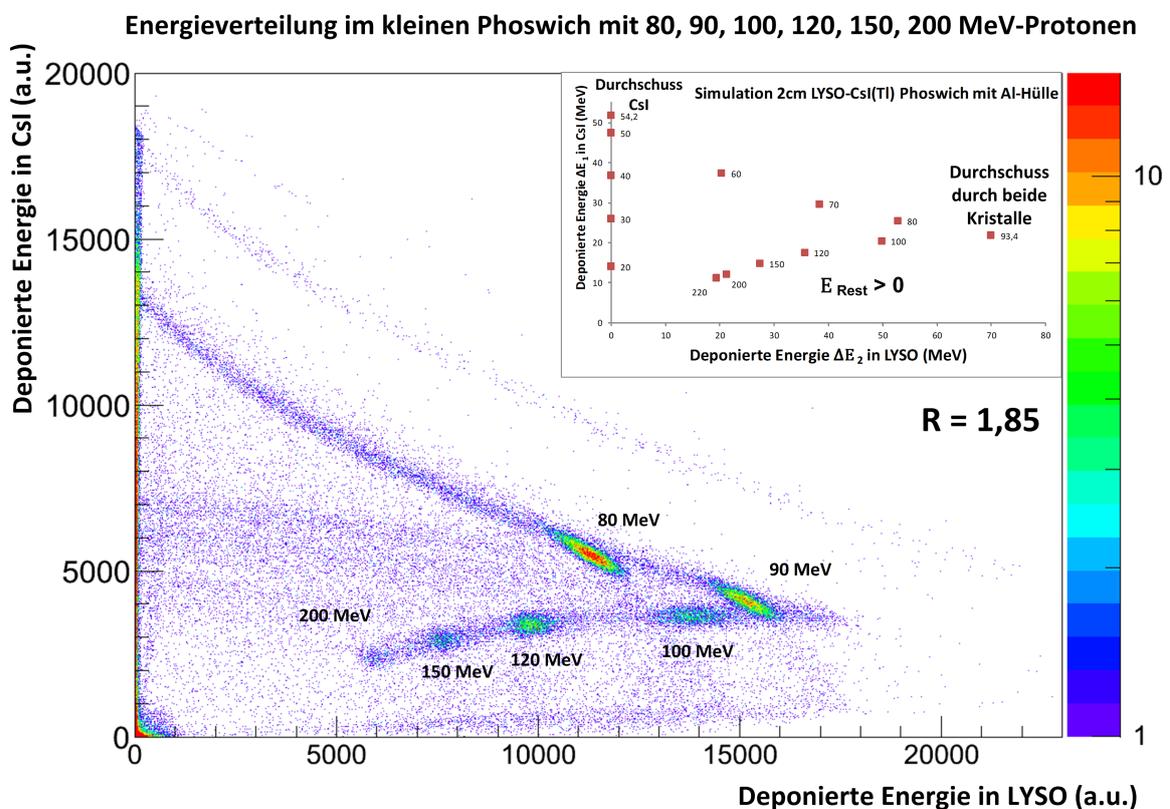


Abbildung 5.1.: Energieverteilung Experiment und Simulation Rechts oben ist eine Simulation der in den Komponenten des kleinen Phoswich deponierten Energie gegeben, wobei hier die 1 mm dicke Aluminiumschicht des Gehäuses miteinbezogen ist. Die experimentellen Daten stimmen in guter Weise überein und zeigen die drei erwarteten Korrelationen. Die Anzahl der Events ist durch die verschiedenen Farben dargestellt. Die Peaks für die Energien sind leicht verschmiert und leicht verdreht. Der zusätzliche Balken lässt sich durch schwerere Teilchen, wie Deuteronen, erklären.

Abbildung 5.1 zeigt die gegeneinander aufgetragenen in CsI und LYSO deponierten Energien nach der Rekonstruktion. Zum besseren Vergleich ist in der Ecke rechts oben noch die Simulation für das Setup aufgetragen, bei dem auch das Aluminiumgehäuse berücksichtigt

wurde. Die Wegstrecke der Protonen vom Target bis zum Detektor wurde wegen der geringen Dichte von Luft vernachlässigt.

Entlang der Kurve findet man den ersten Peak mit 80 MeV. Die Ausdehnung des Peaks und die damit verbundene Energieauflösung erscheint größer als bei den Peaks mit höheren Energien, jedoch muss man hier auf die starke Nicht-Linearität der Kurven hinweisen. Generell ist die Energieauflösung durch das Verhältnis der Breite der Peaks und den Abstand der Peaks gegeben und nimmt mit höheren Energien ab. Die leicht angedeutete Linie über der Korrelation sind wiederum schwerere Teilchen, wie Deuteronen, die mehr Energie deponieren können.

Da die Teilchen auch schräg einfallen können und es sich um statistische Prozesse handelt, können auch niedrigere Energien beobachtet werden, obwohl in dem Plot nur Protonenstrahlen ab 80 MeV aufgetragen sind. Da quasi alle Energien vertreten sind, lassen sich die drei Korrelationen der auftretenden Fälle aus der Simulation in Bild 2.2 beobachten.

Das durch seitlich einfallende Teilchen verursachte Baseline-Rauschen direkt an den Achsen verrät, inwiefern die LYSO- und CsI-Komponenten korreliert sind. Bei keiner Abhängigkeit wären die Balken absolut parallel zu den Achsen. Das leichte Kippen nach innen ist folgerichtig ein Indiz, dass das Signal zwar sehr gut, aber nicht perfekt getrennt worden ist.

Weiterhin fällt auf, dass die Peaks etwas verdreht auf der Kurve liegen (besonders die Peaks für 80 MeV und 90 MeV). Der Grund hierfür scheinen hart gestreute Elektronen im CsI zu sein, die dort zu einer geringeren Energiedeposition führen. Diese δ -Elektronen können danach entweder den Detektor seitlich verlassen oder sogar im LYSO absorbiert werden und dort einen höheren Energieverlust bewirken.

Die Verschmierung der Peaks zu den Achsen hin lässt sich durch seitlich einfallende Teilchen erklären. Wird nicht die ganze Wegstrecke (anders als bei gerade einfallenden Projektilen) absolviert, nimmt die Energiedeposition ab. Dies gilt für beide Kristalle.

Letztendlich sieht man bei genauer Betrachtung, dass in Bild 5.1 die CsI-Komponente im direkten Vergleich zur Simulation unterbewertet ist. Bei direkter Überlagerung der experimentellen mit den simulierten Daten, wie bei Bild A.2 im Anhang gezeigt, fällt der Unterschied deutlich auf. Der Korrekturfaktor R war somit nicht korrekt und hat folglich die LYSO-Komponente überbewertet. Die Kalibration für Photonen kann folglich nur eine gute erste Näherung für das nichtlineare Verhalten der Lichtausbeuten für Protonen aufgefasst werden. Die Nichtlinearität kann ihre Ursachen im Detektoraufbau oder im Algorithmus haben.

Allgemein sind Algorithmen zur Berechnung von Energieverlusten mit bis zu 20%-Abweichung behaftet [Ger13].

Weitere Gründe für die Nichtlinearität des Korrekturfaktors R sind:

- Die in der Simulation nicht berücksichtigten Auswirkungen der Luftschicht zwischen Target und Detektor
- Ungenauer Algorithmus zur Energieabgabe des LISE++
- Nichtlinearer Lichttransport für Protonen je nach Eindringtiefe

Energieauflösung Der Algorithmus trennt die Pulsformen der Szintillatoren zwar sehr gut, aber nicht perfekt. Die Energieauflösung kann deswegen nun nur abgeschätzt werden. Für die gestoppten Protonen erkennt man im Energiespektrum der aufsummierten Komponenten $N_l + N_f + N_s$ 5.2, welches zu Bild 5.1 gehört, zwei deutliche Peaks. Durch die *Graphical Cut*-Funktion des benutzten Analyseprogramms ROOT (siehe [ROO13]) konnten die zwei Peaks eindeutig den 80 MeV- und 90 MeV-Protonen zugeordnet werden.

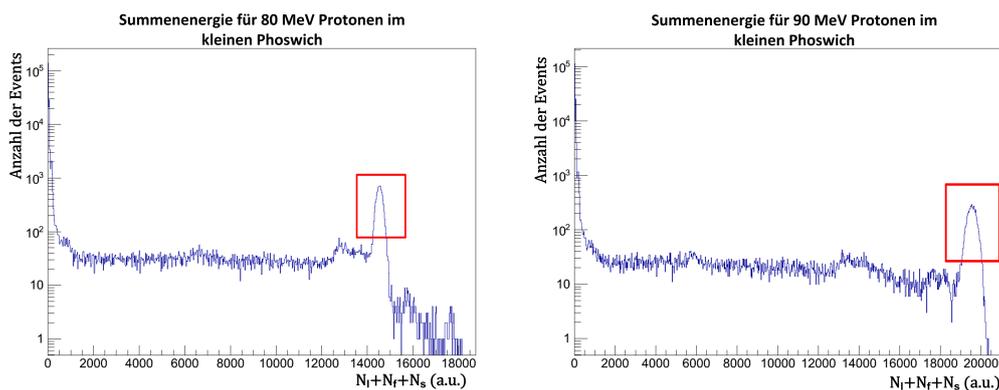


Abbildung 5.2.: Spektrum der Summenenergie Die Energiekanäle sind gegen die Anzahl der Events aufgetragen. Den zwei rot markierten Peaks konnte eindeutig die im Detektor gestoppten 80 MeV und 90 MeV zugewiesen werden. Es werden Gaussfits benutzt um die Mittelpunkte und Halbwertsbreiten zu bestimmen.

Für die Durchstossenergien muss man eine andere Methode verwenden, da nun $E_{Rest} > 0$ ist. Nimmt man an, dass die deponierte Energie im CsI bei hohen Energien vernachlässigbar ist, erhält man eine erste Abschätzung. Durch eine Projektion auf die LYSO-Achse erhält man mit dieser Annahme das Energiespektrum in Abbildung 5.3 für die Durchschlagsenergien $E > 100\text{MeV}$.

Da sich der 90 MeV mit dem 100 MeV-Peak horizontal leicht überlagert, ist auch dieser in der Projektion zu erkennen.

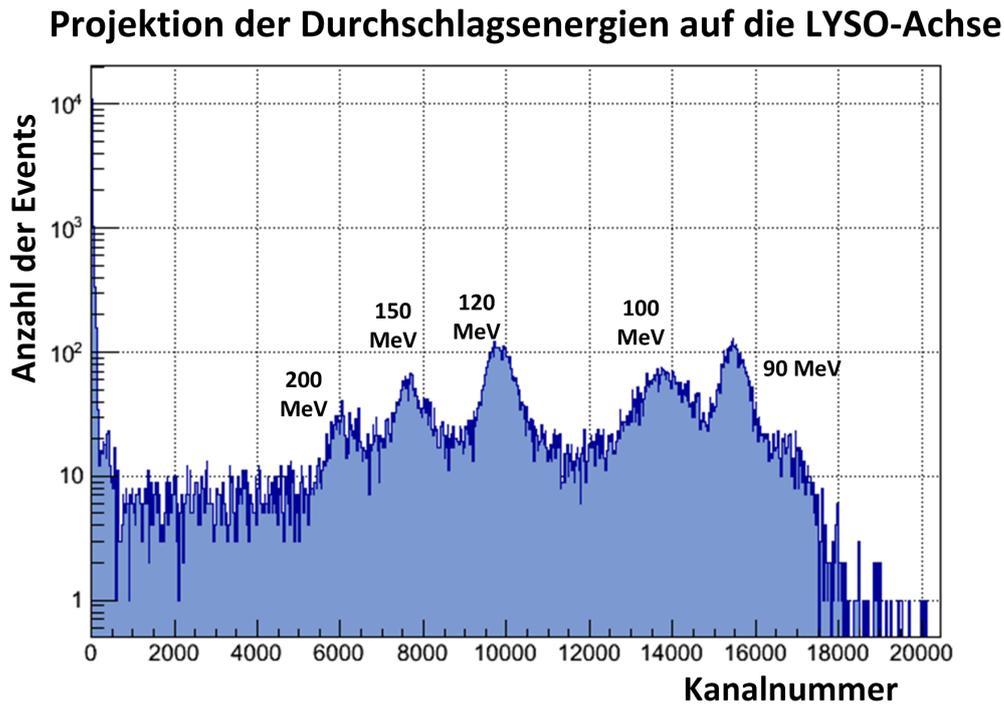


Abbildung 5.3.: Projektion auf die LYSO-Achse Die Durchschlagsenergien ($E > 100\text{MeV}$) aus Bild 5.1 sind auf die LYSO-Achse nach unten projiziert. Aufgrund der horizontalen Überlagerung des 100MeV - mit dem 90MeV -Peak ist dieser auch noch zu erkennen. Unter Vernachlässigung der CsI-Komponente für diesen Energiebereich erhält man eine erste lineare Näherung für die Energieauflösung, indem man einzelne Gaussfunktionen für die Peaks *anfittet*.

Generell wurde die Energieauflösung $\frac{\delta E}{E}$ mit der Standardabweichung σ , dem Abstand zweier Peaks $|x_2 - x_1|$ und der dementsprechenden Energiedifferenz $|E_2 - E_1|$ gemäß Formel 5.1 berechnet. Dabei beinhaltet der erste Bruch Kanal- und der zweite Bruch Energieeinheiten und E_{Prot} die eingeschossene Energie des Protonenstrahls.

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\sigma \cdot 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)}}{|x_2 - x_1|} \cdot \frac{|E_2 - E_1|}{E_{Prot}} \quad (5.1)$$

Um den Untergrund zu minimieren, wurde der Algorithmus für jede Energie *einzel*n angewandt. Die Energieauflösungen sind somit in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Diese basieren nicht auf einer Modellfunktion, sodass die statistischen Fehler vernachlässigbar klein gegenüber den dominanten systematischen Unsicherheiten sind. Jene könnte man durch eine längere Simulation bestimmen. Aufgrund dieser Nichtlinearitäten können auch nur obere und untere Schranken für die Auflösung angegeben werden.

Energie [MeV]	$\frac{\delta E}{E}$ untere Schranke	$\frac{\delta E}{E}$ obere Schranke
80	–	0,9
90	1,2%	–
100	–	6,3%
120	3,2%	6,0%
150	5,7%	12,3%
200	9,2%	–

Tabelle 5.1.: Energieauflösungen verschiedener Protonenstrahlenergien (FWHM)

6 Fazit und Ausblick

Die hier behandelte Studie zeigt, dass das Phoswich-Konzept mit den beiden Materialien sehr gut umsetzbar ist. Trotz der geringen Dicke des hier verwendeten Prototyp-Detektors von nur 2 cm konnten Energien bis zu 200 MeV rekonstruiert werden. Für die gestoppten Protonen konnte so eine Energieauflösung von bis zu 0,9% erreicht werden.

Obwohl die Analyse der Daten im Rahmen dieser Arbeit nicht abgeschlossen werden konnte, wurde mit einer Projektion bereits eine Energieauflösung von 3,2% für die Rekonstruktionsenergien beim Durchschuss erreicht.

Um die nichtlinearen Korrelationen kalibrieren zu können, müsste entlang der drei Teile ein Kurvenintegral definiert werden.

Zuvor gilt es aber den Korrekturfaktor R weiter zu verbessern. Es bieten sich Experimente mit seitlich einfallenden Protonenstrahlen an.

Es gilt nun einen Prototypen realistischer Größe zu bauen, um weiter Erfahrungen zu sammeln. Dabei ist insbesondere auf die Eigenaktivität des LYSO zu achten, inwiefern es tatsächlich andere Komponenten beeinträchtigt.

Eine Alternative stellt BGO als Gegenstück zum CsI dar. Die Lichtausbeute von BGO ist zwar geringer und auch die Zeitkonstante von $\tau_{BGO} = 300\text{ ns}$ liegt relativ nahe an der $\tau_f = 700\text{ ns}$, aber der Peak im Emissionsspektrum würde besser zur APD passen. Deshalb sollte eine Trennung der Signale möglich sein und man könnte für einen großen Detektor die nicht unerheblichen Raten durch die Eigenaktivität vermeiden.

A Anhang

A.1 Energiespektrum für Protonen

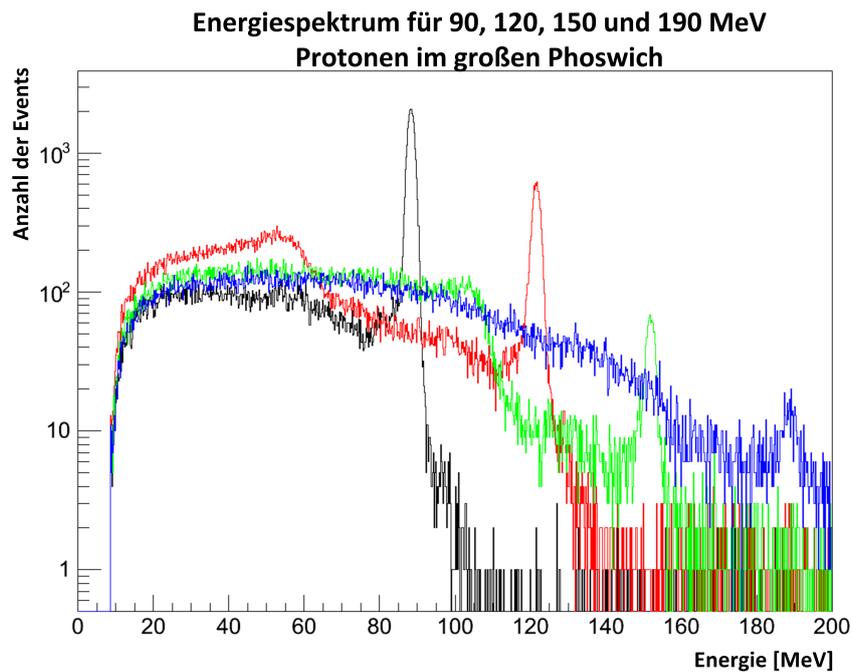


Abbildung A.1.: Protonen Energiespektrum Das Energiespektrum für eingeschossene Protonen im großen Phoswich mit den Energien 90 MeV(schwarz), 120 MeV(rot), 150 MeV(grün) und 190 MeV(blau). Die "Full-Energy-Peaks" sind durch einen breiten Untergrund unterlegt. Diese zu geringe Energiedeposition kann durch z.B. Kernreaktionen im Target oder δ -Elektronen im Detektor erklärt werden [Ben13a].

A.2 Vergleich Simulation - Experiment der Energieverteilung

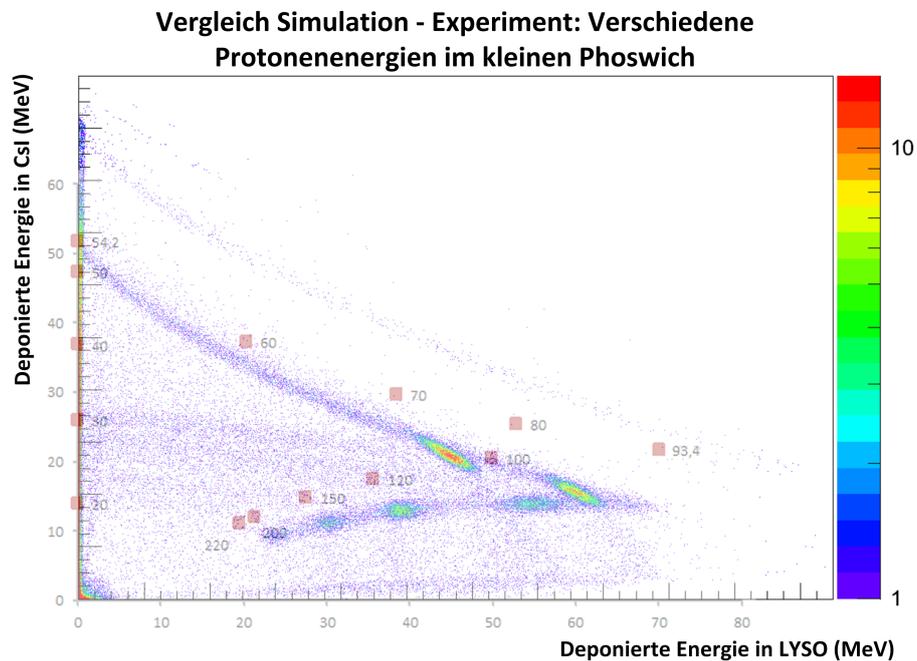


Abbildung A.2.: Vergleich Simulation - Experiment Die experimentellen Daten aus 5.1 werden hier mit den Simulationswerten überlappt, wobei die Zahlen die Energien der simulierten, roten Punkte wiedergeben. Als Fixpunkte wurde der Nullpunkt sowie der erste Durchschlagspunkt bei 54,2 MeV gewählt. Die grundsätzliche Form der Kurve stimmt, jedoch ist in den experimentellen Daten die CsI-Komponente unterbewertet, sodass die Kurve unter den simulierten Punkten liegt. Dies kann an der Materialqualität des CsI oder an möglicher LYSO-Absorption des CsI-Lichts liegen.

Literaturverzeichnis

- [Ben10] Michael Bendel. Entwicklung und Test einer digitalen Auslese für das CALIFA-Kalorimeter. Diplomarbeit, 2010.
- [Ben12] Michael Bendel. Das R3B Kalorimeter CALIFA. Deutsche Physikalische Gesellschaft, Tagung in Mainz, 2012.
- [Ben13a] Michael Bendel. Energiespektrum für Protonen verschiedener Energien im großen Phoswich. Unveröffentlichtes Forschungsergebnis, 2013.
- [Ben13b] Michael Bendel. RPID - A new digital identification algorithm for CsI(Tl) scintillators. *The European Physical Journal A(2013)*, 63:2–7, 2013.
- [Die11] Markus Dierigl. Aufbau und Charakterisierung von Prototyp-Detektoren für das CALIFA-Kalorimeter. Bachelorarbeit, 2011.
- [Ger13] Roman Gernhäuser. Interne Kommunikation. 2013.
- [Ham05] Hamamatsu Photonics K.K. Solid State Division. *Datenblatt Si APD S8664-series*. 2005.
- [Inc08] Omega Piezo Technologies Inc. BGO, LYSO and GSO Crystal Scintillators. Website, 2008. Verfügbar unter http://www.omegapiezo.com/crystal_scintillators.html; aufgerufen am 07.08.2013.
- [Kno10] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley, Hoboken, N.J, 4., edition. edition, 2010.
- [Kol04] R3B Kollaboration. Letter of intent: A universal setup for kinematical complete measurements of Reactions with Relativistic Radioactive Beams. Website, 2004. Verfügbar unter <http://www-win.gsi.de/r3b/Documents/LoI-R3B-final.pdf>; aufgerufen am 09.08.2013.
- [Kol11] R3B Kollaboration. 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. Technical report, 2011.
- [NND13] The National Nuclear Data Center NNDC. Nudat 2.6 search and plot nuclear structure and decay data interactively. Website, 2013. Verfügbar

unter <http://www.nndc.bnl.gov/chart/decaysearchdirect.jsp?nuc=176LU&unc=nds>; aufgerufen am 07.08.2013.

- [PRSZ95] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 3., verb. edition, 1995.
- [ROO13] ROOT - A Data Analysis Framework. Website, 2013. Verfügbar unter <http://root.cern.ch/drupal/>; aufgerufen am 22.08.2013.
- [Sim13] Haik Simon. A next generation experimental setup for studies of Reactions with Relativistic Radioactive Beams. Website, 2013. Verfügbar unter <http://www.gsi.de/R3B>; aufgerufen am 07.08.2013.
- [Ste12] Thomas Stettner. Messaufbau zur Charakterisierung von Silizium-Avalanche-Photodioden für das CALIFA-Kalorimeter. Bachelorarbeit, 2012.
- [VMD⁺93] John D. Valentine, William W. Moses, Stephen E. Derenzo, David K. Wehe, and Glenn 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.
- [Wam11] Felix Wamers. *Quasi-Free-Scattering and One-Proton-Removal Reactions with the Proton-Dripline Nucleus ^{17}Ne at Relativistic Beam Energies*. Doktorarbeit, 2011.
- [Wil51] D.H. Wilkinson. The Phoswich - A Multiple Phosphor. *The Review of Scientific Instruments*, 23:414–418, 1951.
- [Win11] Max Winkel. Implementierung und Erprobung einer digitalen Pulsformanalyse zur Auslese von Kalorimetern. Diplomarbeit, 2011.

Danksagung

Zum Ende dieser Bachelorarbeit möchte ich meinen Dank an Leuten aussprechen, welche diese erst möglich gemacht und mich unterstützt haben.

Mein Dank gilt dabei Prof. Dr. Walter Henning für das abwechslungsreiche Thema und Dr. Roman Gernhäuser für die geduldige wissenschaftliche Betreuung sowie die Möglichkeit, die Strahlzeit in Krakau mitzuerleben.

Meinem persönlichen Betreuer Michael Bendel gebührt ein besonderer Dank. Einen neuen Bacheloranden so selbstverständlich in die Gruppe zu integrieren und auch im eigenen Urlaub zu betreuen, ist außergewöhnlich und wertschätze ich sehr.

Max Winkel, deine freundliche Hilfe und Programmierkünste waren ein Pfeiler für diese Bachelorarbeit. Danke dafür!

Tudi le Bleis und allen anderen Kollegen bei E12 möchte ich für die fachlichen Diskussionen und die sehr gute Atmosphäre danken!

Beni, danke für die gemeinsame Arbeitszeit, die vielen Kaffeepausen und die unzähligen Lacher.

Meinen Freunden Robert und Martin möchte ich für die vielen gemeinsam ausgeharrten, abendlichen Stunden des Lernens danken.

Letztendlich möchte ich mich noch bei meiner Freundin Natalie und meiner Familie bedanken.