



---

# **Zeitaufgelöste Kalibration der Lichtmengen aus Szintillatorkristallen für das CALIFA Kalorimeter**

---

**Bachelorarbeit  
von**

**Josef Scholz**  
15.09.2014



LEHRSTUHL E12 FÜR  
EXPERIMENTALPHYSIK



# Zusammenfassung

An der entstehenden Beschleunigeranlage FAIR ist zur Untersuchung von Kerneigenschaften exotischer Kerne eine große Anzahl an neuen Experimentiereinrichtungen geplant. Eine dieser Einrichtungen stellt das  $R^3B$  Experiment dar, dessen Target von einem  $4\pi$  Kalorimeter, dem CALIFA Kalorimeter umschlossen sein wird. Die Aufgabe des CALIFA Kalorimeters ist dabei die Erfassung von Photonen sowie leicht geladener Teilchen aus dem Target. CALIFA soll hierfür aus rund 3000 CsI(Tl) Kristallen mit aufgeklebten *Avalanche Photo Dioden* zur Auslese bestehen.

Das von CsI(Tl) emittierte Licht lässt sich unabhängig von der Wellenlänge in eine schnelle und eine langsame Komponente aufteilen, da die angeregten Szintillationszustände im Kristall über verschiedene Zerfallszeitkonstanten unter Aussendung von Photonen in ihren Grundzustand übergehen. Dabei ist die im Kristall erzeugte Lichtmenge, sowie das Verhältnis langsamen und schnellen Lichtkomponente von der Art der auf den Kristall treffenden Strahlung abhängig. Dieser Effekt macht es möglich, anhand geeigneter Auslese-Algorithmen die Art der vom Kristall absorbierten Strahlung zu identifizieren.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde das Verhalten der schnellen und langsamen Lichtkomponente in Abhängigkeit der Energie untersucht, sowie eine Kalibration der absolut produzierten Lichtmenge für Protonen in CsI(Tl) durchgeführt. Hierfür wurde eigens ein kleiner Detektor konstruiert, welcher in Anlehnung an das CALIFA Kalorimeter mit CsI(Tl) und APDs arbeitet. Am Tandem-Van-de Graff-Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratorium in Garching wurde dazu ein Streuexperiment mit 20MeV Protonen durchgeführt.

Aus den Messdaten geht dabei hervor, dass die einzelnen Lichtkomponenten für Protonen im Gegensatz zu den für  $\gamma$ -Quanten nicht linear mit der Teilchenenergie skalieren. Das Verhalten der schnellen und langsamen Komponenten lässt sich dabei jeweils durch eine  $e$ -Funktion beschreiben, welche sich mit steigender Proton-Energie einer Geraden annähert.



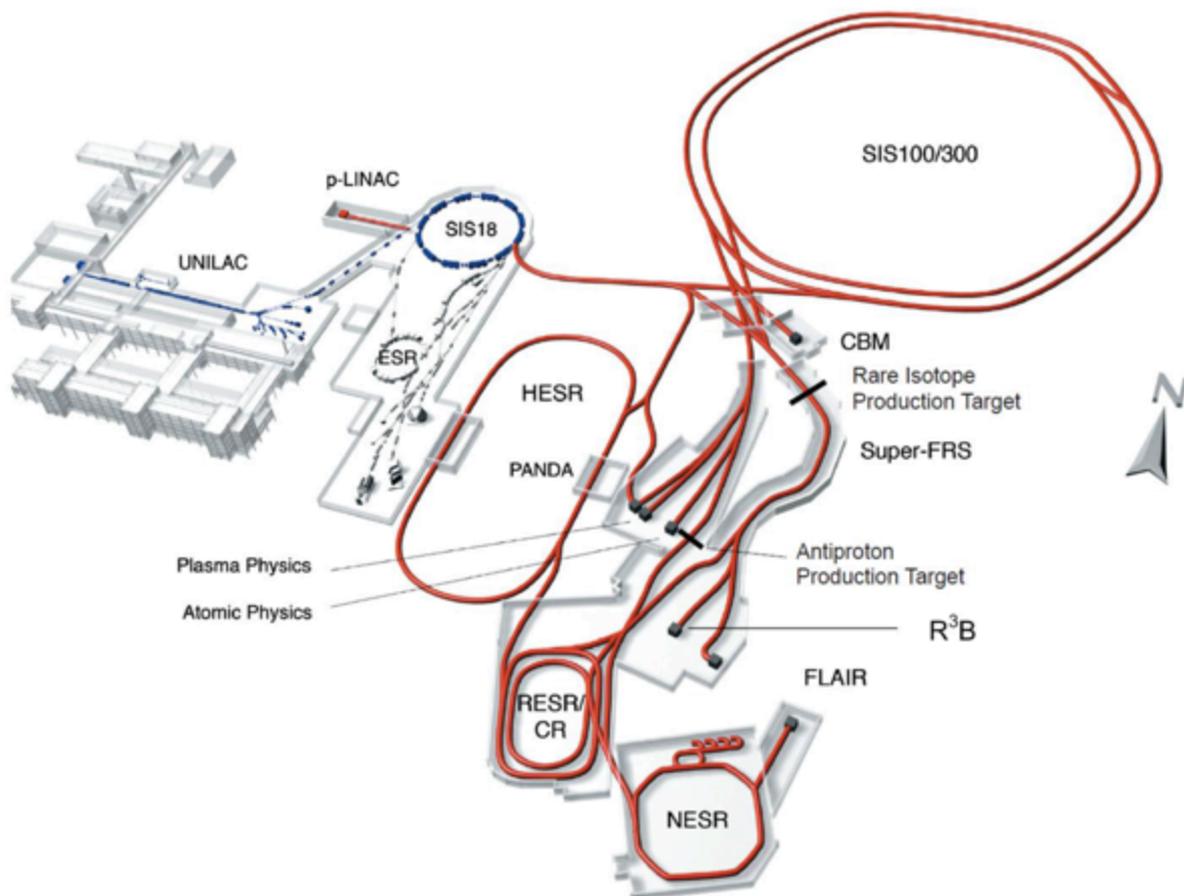
# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Das R <sup>3</sup> B Spektrometer	2
1.2	Das CALIFA Kalorimeter	3
1.2.1	Szintillation in CsI(Tl)	4
1.2.2	Avalanche Photodiode	5
1.2.3	Teilchenidentifikation	6
<b>2</b>	<b>Experimentelles Konzept</b>	<b>7</b>
2.1	Aufbau	7
2.2	Targeteigenschaften	8
2.2.1	Elastische Streuung	8
2.2.2	Inelastische Streuung	9
2.2.3	Targetdicke	10
2.3	Kalibration	11
<b>3</b>	<b>Aufbau des Prototyp-Detektors und Ausleseelektronik</b>	<b>13</b>
3.1	Detektor	13
3.2	Gehäuse	14
3.3	Lichtsammlung	15
3.4	Ausleseelektronik	16
<b>4</b>	<b>Experiment am Tandembeschleuniger</b>	<b>21</b>
4.1	Versuchsaufbau	22
4.2	Versuchsdurchführung	23
<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>24</b>
5.1	Kalibration der Lichtmenge	26
5.2	Verhalten der langsamen und schnellen Lichtkomponente	27
5.2.1	Quick Particle Identification	27

5.2.2	Interpretation der Messergebnisse.....	28
5.2.3	Korrektur der Messdaten.....	30
5.2.4	Kalibration.....	31
<b>6</b>	<b>Fazit und Ausblick.....</b>	<b>35</b>
<b>A</b>	<b>Anhang.....</b>	<b>37</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis.....</b>	<b>41</b>
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>43</b>

# 1 Einleitung und Motivation

Erfahrungen der letzten Jahrzehnte haben gezeigt, dass Experimente mit hochenergetischer Sekundärstrahlung ein nützliches Werkzeug zur Untersuchung der Eigenschaften von Kernen fernab der Stabilität sind. Um den, mit fortschreitendem Kenntnisstand, wachsenden Anforderungen an Experimente dieser Art gerecht zu werden, wird derzeit eine neue Forschungseinrichtung *FAIR* (*Facility for Antiproton and Ion Research*) am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt geplant.



**Abbildung 1.1.:** Die neue Beschleunigeranlage FAIR (rot) und die bestehende GSI Beschleunigeranlage (blau), welche als Vorbeschleuniger dient [FAI06]

Kernstück dieser Anlage ist der *SIS 100/300* Doppelringbeschleuniger (siehe ) mit einem Umfang von 1100 Metern. Dieser bietet die Möglichkeit, verschiedenste Ionenstrahlen bis zu einer Maximalenergie von bis zu 34 GeV pro Nukleon ( $U^{92+}$ ) zu beschleunigen. Im Anschluss befindet sich unter anderem der Fragmentseparator *Super-FRS*. Durch das im Fragmentseparator verbaute Produktionstarget lassen sich exotische Sekundärstrahlen mit bis zu 1,5 GeV pro Nukleon erzeugen, welche sich anschließend in einen der Speicherringe oder direkt zu einer Vielzahl von Experimentiereinrichtungen leiten lassen. Eine dieser Einrichtungen stellt das  $R^3B$ -Experiment dar, welches sich am Hochenergiezweig des *Super-FRS* befindet. (vgl. [FAI06])

## 1.1 Das R<sup>3</sup>B Spektrometer

Hauptaufgabe des R<sup>3</sup>B (*Reactions with Relativistic Radioactive Beams*) Spektrometers ist es, die vollständige Kinematik aller Teilchen im Ausgangskanal von Schwerionen-Reaktionen zu rekonstruieren. Dabei erlaubt R<sup>3</sup>B die Untersuchung eines weiten Feldes von Reaktionen zwischen hochenergetischen, radioaktiven Strahlennukleonen und stabilen Targetnukleonen. Aus den rekonstruierten Reaktionsmechanismen lassen sich Rückschlüsse über Dynamik und Struktur exotischer Kerne fernab der Stabilität ziehen.

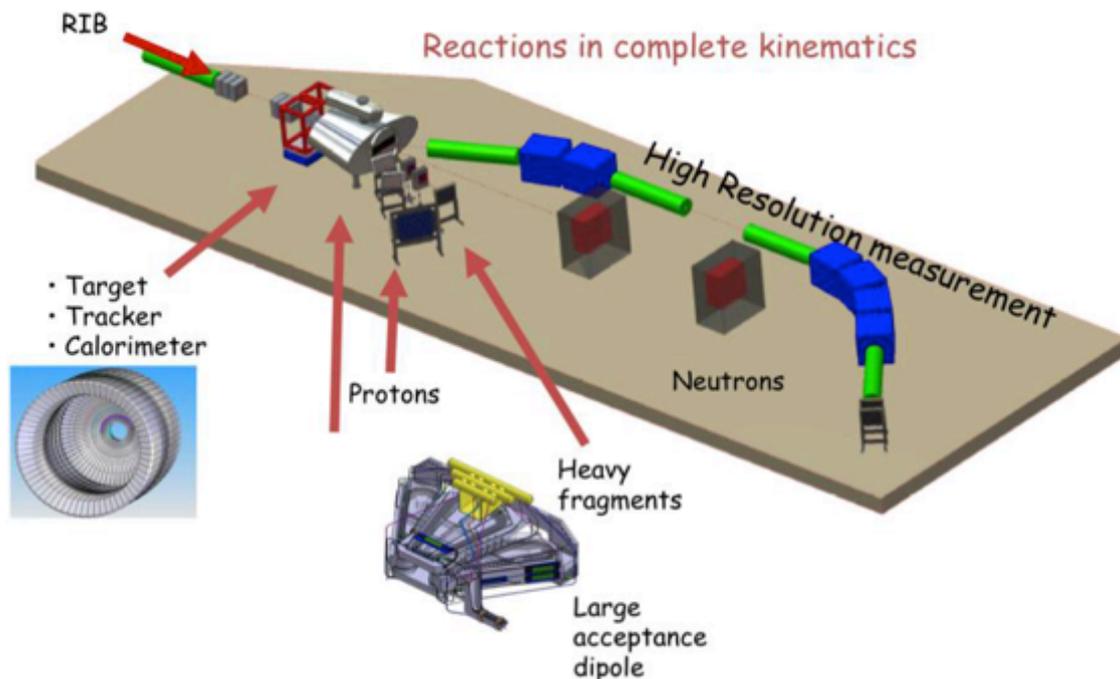


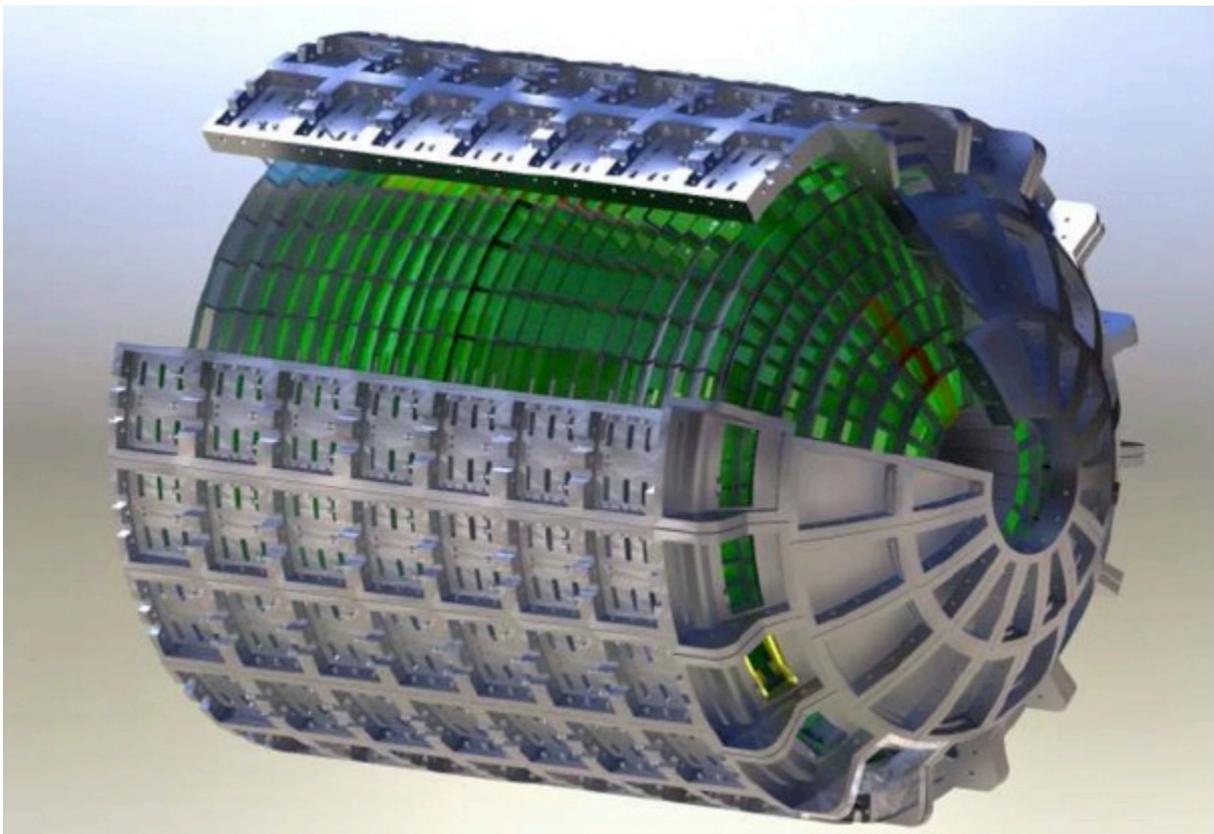
Abbildung 1.2.: Aufbau der R<sup>3</sup>B Experimentiereinrichtung [R3B08]

Um kinematisch komplette Messungen durchführen zu können, sind um und vor das Sekundärtarget zahlreiche Detektor-Subsysteme angeordnet. Abbildung 1.2 illustriert den Aufbau des R<sup>3</sup>B Spektrometers. Zuerst werden die vom *Super-FRS* kommenden Strahlteilchen identifiziert und deren Impuls bestimmt. Nach der Streuung am Sekundärtarget werden die entstandene  $\gamma$ -Strahlung, sowie targetartige Fragmente durch das CALIFA-Kalorimeter nachgewiesen. Die in Vorwärtsrichtung gestreuten geladenen Fragmente werden durch einen Dipolmagneten abgelenkt und dadurch wahlweise Trackingdetektoren (volle Raumwinkel-Akzeptanz) oder einem Magnetspektrometer (hohe Impuls-Auflösung) zugeführt. Zum Nachweis von Neutronen wird ein großflächiger Neutronendetektor eingesetzt, welcher in einem Abstand von 10m (hohe Akzeptanz) oder 35m (hohe Auflösung) positioniert werden kann. (siehe auch [AJ05], [R3B08])

## 1.2 Das CALIFA Kalorimeter

Mit dem  $R^3B$  Detektoraufbau sollen kinematisch komplette Messungen möglich sein, daher müssen neben den in Vorwärtsrichtung gestreuten geladenen Fragmenten auch  $\gamma$ -Strahlung und zurückgestoßene Protonen und andere leichte Fragmente aus dem Sekundärtarget nachgewiesen werden. Für diese Aufgabe ist das CALIFA (*CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas and light charged particles*) Kalorimeter (Abbildung 1.3) vorgesehen.

Um dieser Aufgabe gerecht zu werden ist das CALIFA Kalorimeter als  $4\pi$  Kalorimeter konzipiert, welches das Sekundärtarget des  $R^3B$  Aufbaus umschließen soll.

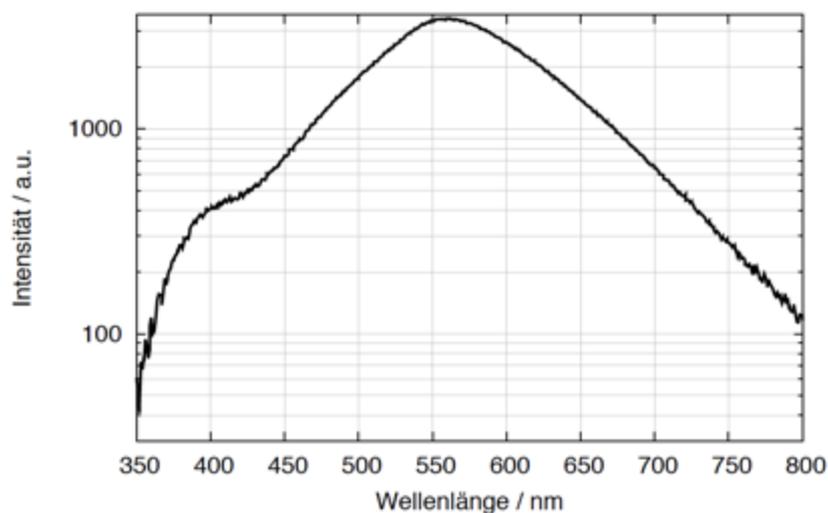


**Abbildung 1.3.:** Technische Zeichnung des CALIFA Kalorimeters mit Haltestruktur [Ben10]

CALIFA deckt dabei einen Polarwinkel von  $7^\circ$  bis  $140,3^\circ$  zum Strahl ab und besteht aus rund 3000 Szintillationskristallen. Eine besondere Anforderung an das Kalorimeter stellt der große zu vermessende dynamische Energiebereich dar. Neben  $\gamma$ -Quanten bis zu einer Energie von 15 MeV sollen dabei auch leicht geladene Teilchen mit Energien bis zu 500 MeV nachgewiesen werden können. Die Energieauflösung soll dabei der Abhängigkeit  $\Delta E/E = 6\% * (1/\sqrt{E[MeV]})$  folgen und daher für  $\gamma$ -Quanten (1MeV) mindestens  $\Delta E/E \leq 5 - 6\%$ , für leicht geladene Teilchen (100MeV) sogar  $\Delta E/E \leq 1\%$  betragen [AJ05]. Die hohe Segmentierung der Kristalle bewirkt eine hohe Winkelauflösung, wodurch der Dopplerverschiebung, im Flug emittierter  $\gamma$ -Strahlen entgegengewirkt werden kann. Als Szintillatormaterial wurde Thallium dotiertes Cäsiumiodid, CsI(Tl) gewählt und zur Auslese mit LAAPDs (*Large Area Avalanche Photodiode*) gekoppelt. (siehe auch [R3B11])

### 1.2.1 Szintillation in CsI(Tl)

Der Szintillationsprozess an sich erweist sich bis heute als eine der nützlichsten Methoden zur Detektion und Spektroskopie einer großen Auswahl an Strahlungsarten. In anorganischen Materialien hängt Szintillationsmechanismus von der Kristallstruktur des jeweiligen Materials ab. Allgemein können dabei durch den Energieverlust einfallender geladener Teilchen oder  $\gamma$ -Quanten Elektron-Loch Paare oder Exzitonen angeregt werden. In beiden Fällen kann das entstandene Loch ein Aktivatoratom ionisieren. Elektronen aus dem Leitungsband können darauf von einem ionisierten Aktivatoratom eingefangen werden und diese in einen angeregten Zustand versetzen. Diese angeregten Zustände gehen dann unter Emission von Photonen in ihren Grundzustand über. Das Zustandekommen von Szintillations-Zuständen in CsI(Tl) ist weitaus komplexer (siehe [NZZ<sup>+</sup>94],[NSZ<sup>+</sup>95],[BKKZ02]) und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter diskutiert. Abbildung 1.4 zeigt ein Emissionsspektrum für CsI(Tl).



**Abbildung 1.4.:** Emissionsspektrum von CsI(Tl) bei Elektronen-Beschuss, gemessen an der Technischen Universität München [Win11]

Aus Untersuchungen von John D. Valentine et al. 1993 geht hervor, dass der Be- und Entvölkerung von Szintillations-Zuständen exponentielle Prozesse zu Grunde liegen. Bei Raumtemperatur erfolgt die Bevölkung der Zustände mit einer Anstiegszeit von  $\tau_r = 25ns$ . Die Entvölkerung wird jedoch von 2 Hauptkomponenten dominiert. Einer schnellen Komponente mit einer Zerfallskonstanten von  $\tau_f = 600ns$ , sowie einer langsamen Komponente mit einer Zerfallskonstanten von  $\tau_s = 3,25\mu s$ . Weiterhin existiert eine ultraschnelle Komponente deren Anteil jedoch vernachlässigbar klein ist, und daher im Folgenden nicht weiter beachtet wird. (vgl. [VMD<sup>+</sup>93])

Daraus erhält man mit den Amplituden der schnellen und langsamen Lichtkomponente  $N_f$  und  $N_s$  folgende Intensitätsgleichung für die Lumineszenz [Ben10]:

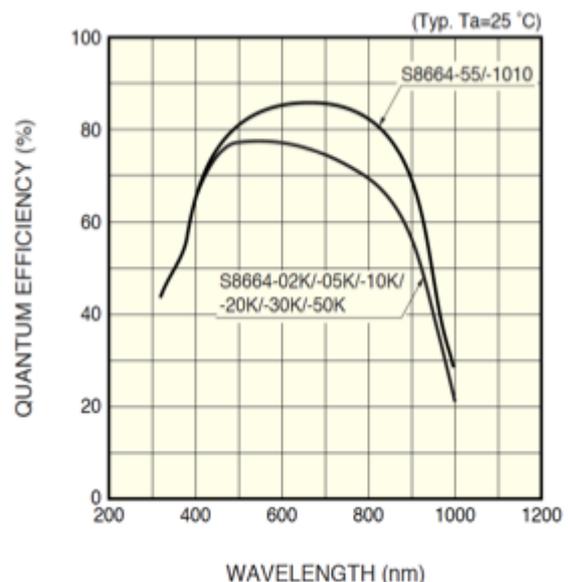
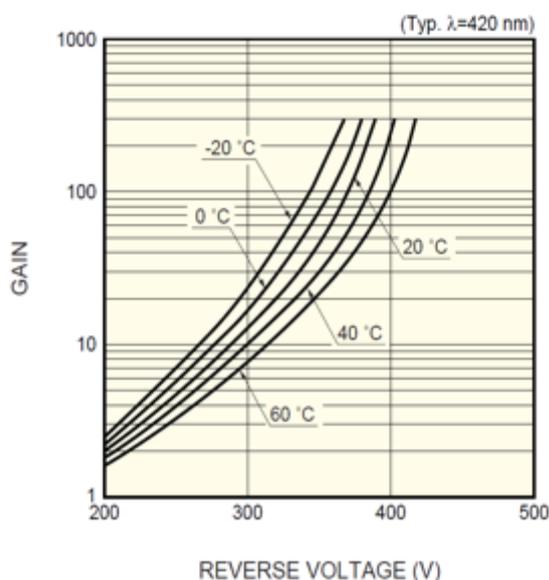
$$L(t) = \frac{N_r}{\tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_r}} + \frac{N_f}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (1.1)$$

## 1.2.2 Avalanche Photodiode

Da das CALIFA Kalorimeter im Aufbau des R<sup>3</sup>B Experiments dem starken Magnetfeld des Dipolmagneten ausgesetzt ist, können keine herkömmlichen Photo Multiplier Tubes (PMT) verwendet werden, da die Photoelektronen im PMT durch das Magnetfeld abgelenkt werden können und dadurch Effizienz und Verstärkung stark feldabhängig werden. Daher wurden Avalanche Photodioden (APD) gewählt, welche durch Magnetfelder nicht gestört werden.

APDs basieren auf dem gleichen Prinzip wie herkömmliche Silizium-Photodioden, in welchen durch Photonen Elektron-Loch Paare erzeugt und über eine angelegte Spannung getrennt werden. APDs besitzen jedoch zusätzlich einen internen Verstärkungsfaktor. Dabei erhalten die erzeugten Ladungsträger über eine deutlich höhere Sperrspannung so viel Energie, dass über Stoßionisation zusätzliche Ladungsträger erzeugt werden können. Dies führt zu einem internen Lawineneffekt. Der zeitliche Verlauf der erzeugten Ladungssignale entspricht dabei dem zeitlichen Verlauf der Lumineszenzintensität  $L(t)$  (siehe Gl. (1.1))

Für das CALIFA Kalorimeter sollen APDs vom Typ *Si APD S8664-1010* des japanischen Herstellers Hamamatsu verbaut werden. Abbildung 1.5 und Abbildung 1.6 veranschaulichen den Einfluss der Betriebsspannung auf den Verstärkungsfaktor sowie die Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der Photon-Wellenlänge. Gerade in dem Wellenlängenbereich um 500-600nm, in dem der Szintillator CsI(Tl) sein Emissionsmaximum besitzt, hat die APD mit  $\epsilon > 80\%$  das Maximum ihrer Quanteneffizienz fast erreicht und ist daher optimal an den Betrieb mit CsI(Tl) angepasst.

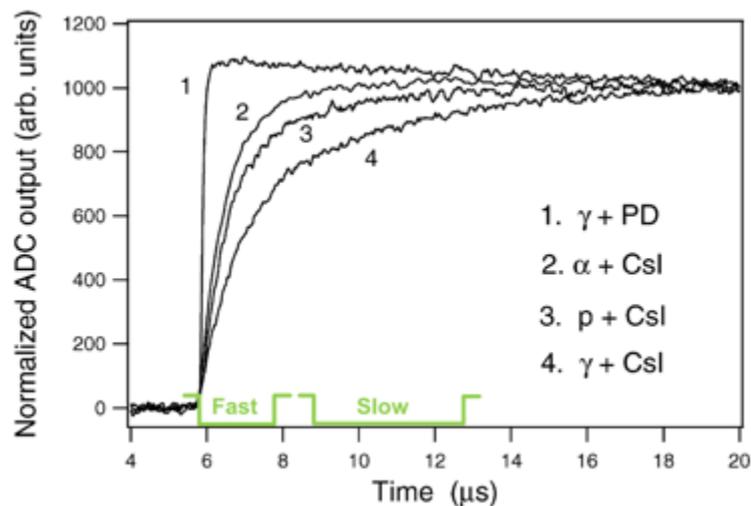


**Abbildung 1.5.:** Verlauf der internen Verstärkung für unterschiedliche Temperaturbereiche der Si APD S8664-1010 in Abhängigkeit der Spannung [Ham05]

**Abbildung 1.6.:** Quanteneffizienz verschiedener APDs in Abhängigkeit der Wellenlänge [Ham05]

### 1.2.3 Teilchenidentifikation

Als Reaktion auf einfallende Teilchen und Strahlung emittiert ein CsI(Tl) Kristall Photonen in Form einer langsamen und einer schnellen Lichtkomponente (siehe Absch. 1.2.1). Dabei variiert das Verhältnis der Amplituden  $N_f$  und  $N_s$  der schnellen und langsamen Komponente in Abhängigkeit der Teilchensorte [SM01]. Aufgrund der unterschiedlichen Zerfallskonstanten beider Komponenten ändert sich dabei der zeitliche Verlauf des Lumineszenzsignals abhängig vom Verhältnis beider Amplituden. Abbildung 1.7 zeigt den Verlauf digitalisierter Vorverstärkersignale. Man sieht, dass sich der Anstieg der Signale in zwei Bereiche (fast & slow) unterteilen lässt. Dabei wird der vordere Bereich von der schnellen, der hintere Bereich von der langsamen Komponente dominiert.



**Abbildung 1.7.:** Zeitlicher Verlauf der Signale aus einem ladungsintegrierenden Vorverstärker für verschiedene Szenarien. Vorverstärkersignale von 1:  $\gamma$ , das direkt auf eine PIN Diode trifft, 2:  $\alpha$ -Teilchen, 3: Proton, 4:  $\gamma$ , die im CsI(Tl) absorbiert werden nach [SM01]

Mittels Pulsformanalyse lassen sich die, der Signalform zu Grunde liegenden, Amplituden  $N_f$  und  $N_s$  (siehe Gl. 1.1) rekonstruieren. Anhand des Amplitudenverhältnisses lassen sich schließlich Teilchensorten voneinander unterscheiden.

## 2 Experimentelles Konzept

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es die Lichtemission in CsI(Tl) experimentell zu untersuchen. Dabei liegt der Fokus darauf, die in [Abschnitt 1.2.1](#) beschriebene schnelle und langsame Komponente über einen weiten Bereich von Energien qualitativ und quantitativ zu studieren. Beide Komponenten variieren mit der Teilchenenergie aber auch mit der Teilchenart. Im Mittelpunkt steht dabei die Kalibration der absoluten Lichtmenge um im Anschluss an diese Arbeit beispielsweise teilchenspezifische Quenchingeigenschaften in CsI(Tl) untersuchen zu können.

Zur Umsetzung ist es notwendig ein breites Spektrum an Messdaten aufzunehmen um in der späteren Auswertung der Daten Extrapolationen weitgehend zu vermeiden. Am Besten eignet sich hierfür ein Streuexperiment mit einem Protonenstrahl. Mit fester Projektilenergie  $E_p$  kann über elastische und inelastische Streuprozesse in einem Target die Energie der Teilchen in einem weiten Energiebereich  $[0, E_p]$  variiert werden. Bei der in dem hier betrachteten Energiebereich  $E_p < 20\text{MeV}$  typischerweise dominierenden 2-Körper-Kinematik erhalten die auslaufenden Teilchen dabei für jeden Winkel eine wohldefinierte Energie. Dabei lässt sich bereits bei festem Winkel aufgrund der Diversität der Targetatome und inelastischer Streuprozesse ein breites Spektrum an Teilchenenergien messen.

### 2.1 Aufbau

Abbildung 2.1 illustriert den schematischen Aufbau eines solchen Streuexperiments, welches idealerweise in einer Vakuumkammer durchgeführt wird, um unerwünschte Streuungen an Molekülen in der Luft zu vermeiden.

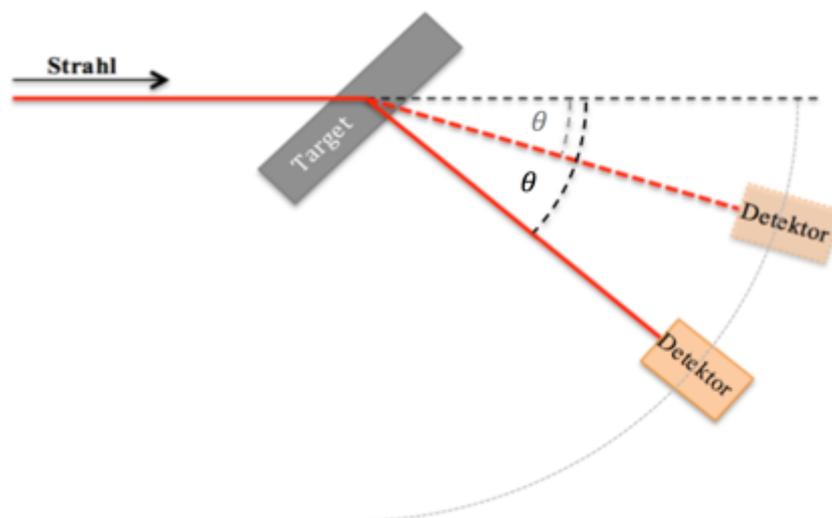


Abbildung 2.1.: Schematischer Versuchsaufbau eines Streuexperiments

Dabei trifft ein Protonenstrahl auf ein in der Mitte der Streukammer angebrachtes Target. Ein kleiner Teil der Protonen wird im Target jeweils elastisch oder inelastisch gestreut und erreicht dann je nach Emissionswinkel den Detektor mit einer Restenergie  $E'_p < E_p$ . In gleicher Weise können auch gestreute Targetatome den Detektor erreichen. Da es sich hier um eine 2 Körper Kinematik handelt, ist diese und damit die Energie der Teilchen vollständig definiert und durch den Streuwinkel  $\theta$  bestimmt (siehe Abschnitt 2.2). Daher soll die Position des Detektors für Messungen unter verschiedenen Streuwinkeln variabel einstellbar sein. Der Detektor soll hierfür in Anlehnung an das CALIFA Kalorimeter mit CsI(Tl) als Szintillatormaterial und einer daran gekoppelten APD ausgestattet sein (siehe Kapitel 3).

Zur Aufnahme von Messdaten ist der Detektor über eine Ausleseelektronik mit einem Computer verbunden, mittels dessen die Messungen gesteuert werden. Dabei werden winzige Ladungssignale aus dem Detektor mit einem Vorverstärker verstärkt, anschließend digitalisiert und in einem Datenaufnahmerechner gespeichert (siehe Abschnitt 3.4).

## 2.2 Targeteigenschaften

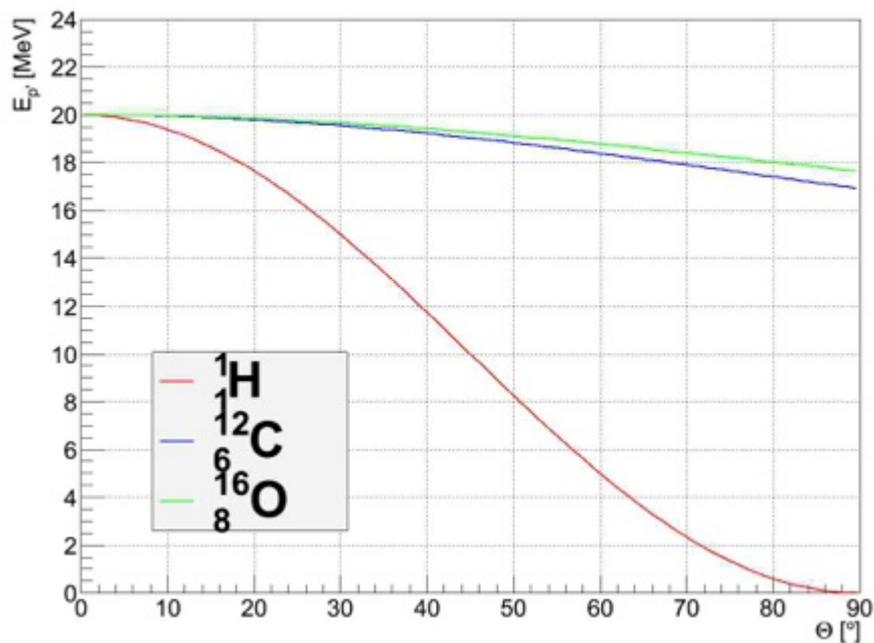
Die bei einem Streuexperiment verwendeten Targets bestimmen durch ihre Zusammensetzung die Vielfalt der Teilchenart und Energien nach dem Streuvorgang. Zudem wird durch die Targetdicke die Reaktionswahrscheinlichkeit der Protonen im Target sowie die Energieschärfe beeinflusst. Die Auswahl der Targets erfordert daher vorab eine genauere Betrachtung der Targeteigenschaften. In dem hier diskutierten Experiment wurden unter anderem reiner Kohlenstoff und Plastik, in welchem zusätzlich zu Kohlenstoffatomen auch Wasser- und Sauerstoffatome enthalten sind, als Targetmaterialien ausgewählt.

### 2.2.1 Elastische Streuung

Durch die in Plastiktargets enthaltenen Wasserstoff-Kerne erhält man, ausgehend von elastischer Streuung, Messdaten über das komplette Energieintervall  $[0, E_p]$ . Die Energie  $E'_p$  gestreuter Protonen hängt bei elastischer Streuung im Wesentlichen von der Masse des jeweiligen Streuzentrums und dem Streuwinkel  $\theta$  ab. Dies ist in [Gleichung 2.1](#) [\[Ben10\]](#) analytisch dargestellt.

$$E'_p(\theta) = E_p \left( \frac{m_p \cos(\theta) + \sqrt{m_t^2 - m_p^2 \sin^2(\theta)}}{m_t + m_p} \right)^2 \quad (2.1)$$

Im Falle der Streuung an Wasserstoff ( $m_p = m_t$ ) weist die Restenergie  $E'_p$  im Vergleich zur Streuung an Kohlen- und Sauerstoffkernen eine starke Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  auf.

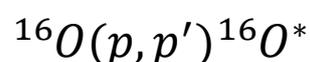
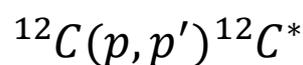


**Abbildung 2.2.:** Abhängigkeit der Energie elastisch gestreuter Protonen in Abhängigkeit des Streuwinkels für verschiedene Streuzentren

Aus Abbildung 2.2 wird ersichtlich, dass im Fall der Proton-Proton-Streuung bei Messungen unter Detektorwinkeln von  $0^\circ$ - $90^\circ$  zum Strahl Protonen über den gesamten verfügbaren Energiebereich gemessen werden können. Bei schweren Streuzentren ist die Variation der Energie deutlich geringer.

## 2.2.2 Inelastische Streuung

Bei ausreichender Teilchenenergie treten neben der elastischen Streuung bei Streuexperimenten mit Protonen je nach Targetmaterial auch inelastische Streureaktionen auf. Da  $^1_1\text{H}$  nur über ein Grundzustands-Energieniveau verfügt [FVSS99, S. 1], sind nur an  $^{12}_6\text{C}$  und  $^{16}_8\text{O}$  inelastisch gestreute Protonen zu erwarten. Nach der Streuung erhält man ein Proton (im Grundzustand) und einen Targetkern im angeregten Zustand. Die Energieniveaus die bei den später verwendeten Strahlenergien typischerweise angeregt werden können sind für  $^{12}_6\text{C}$  und  $^{16}_8\text{O}$  sind in Abbildung 2.3 exemplarisch gezeigt.



Diese angeregten Kernzustände gehen unter Emission von  $\gamma$ - und  $\alpha$ -Teilchen direkt oder indirekt wieder in einen stabilen Grundzustand über.

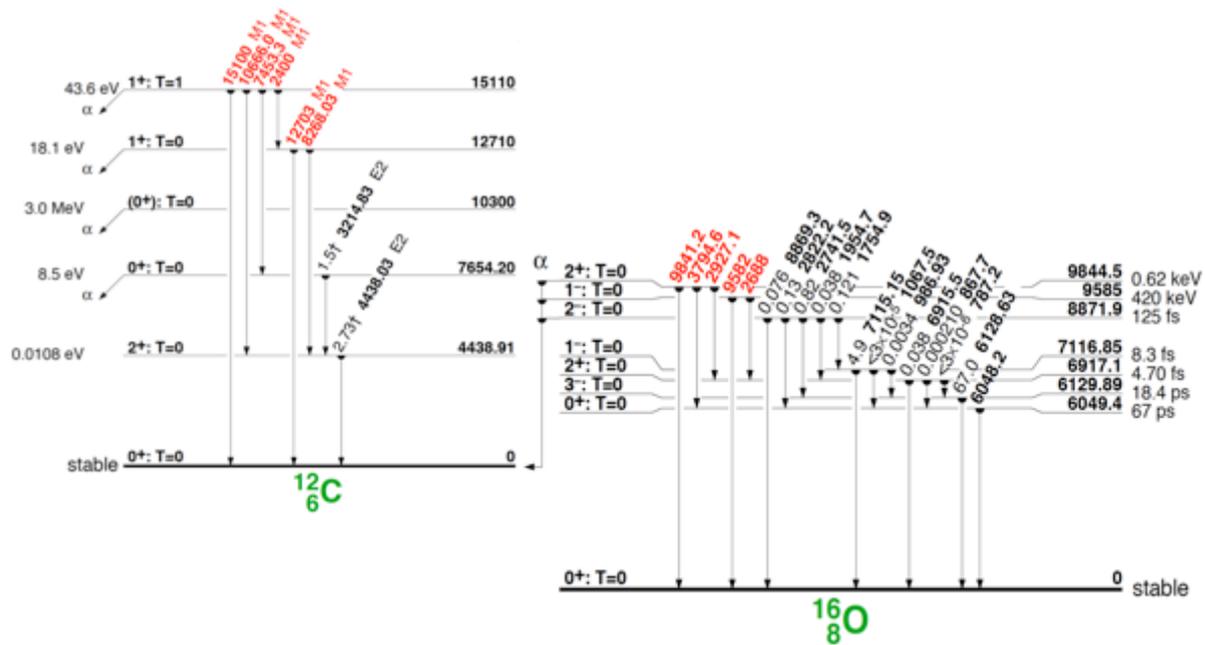


Abbildung 2.3.: Energieniveauschema für  $^{12}_6\text{C}$  und  $^{16}_8\text{O}$  [FVSS98]

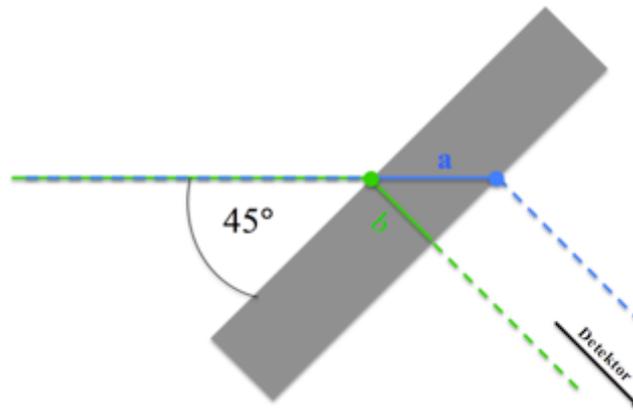
Diese inelastischen Reaktionen führen dabei zu einer zusätzlichen Aufspaltung des Spektrums der erwarteten Protonenergien und erlauben folglich eine Energiekalibration des Detektors bei einer einzelnen Winkeleinstellung.

### 2.2.3 Targetdicke

Mit steigender Targetdicke steigt einerseits die Reaktionswahrscheinlichkeit von Protonen bei Durchdringen des Targets und somit die Zählrate gestreuter Teilchen am Detektor [Ben10]. Dadurch erhöht sich die Ereignisrate gestreuter Teilchen gegenüber der Rate nicht gestreuter Teilchen und mindert somit den Einfluss von Untergrundreaktionen.

Andererseits verschlechtert sich mit wachsender Targetdicke die Energieschärfe der auslaufenden Teilchen. Der Energieverlust eines Teilchens ist abhängig vom Wechselwirkungspunkt eines Protons mit einem Streuzentrum im Target..

Abbildung 2.4 stellt schematisch die Streuung eines Teilchens am erstmöglichen und letztmöglichen Wechselwirkungspunkt dar.



**Abbildung 2.4.:** Schematische Darstellung der Protonstreuung an Target-Anfang und -Ende

Findet die Streuung an der Targetoberfläche statt (

Abbildung 2.4, grün), so muss das einfallende Proton keine Strecke im Target zurücklegen. Das gestreute Proton jedoch muss im Target die Strecke  $b$  zurücklegen um zum Detektor zu gelangen. Findet die Streuung am Targetende statt (

Abbildung 2.4, blau), legt ein einfallendes Proton die Strecke  $a$  im Target zurück, wobei das gestreute Proton im Target keine Strecke mehr zum Detektor hin zurücklegen muss. Damit ist zunächst die Weglänge der Teilchen im Target nicht mehr konstant. Nach der Bethe-Bloch-Gleichung steigt der Energieverlust in Materie mit abnehmender Teilchenenergie. Damit haben die Protonen nach dem Streuvorgang einen höheren spezifischen Energieverlust als vorher. Um also eine möglichst exakte Vorhersage der Energie der gestreuten Teilchen zu erhalten, sollte das Target also so dünn wie möglich sein.

## 2.3 Kalibration

Um die Energieabhängigkeit der im Szintillator erzeugten Lichtmenge zu bestimmen, wird den jeweiligen Messdaten über die Eichung der Elektronik eine Lichtmenge sowie über die Rekonstruktion der Kinematik eine Energie zugeordnet.

Die einem Messereignis zu Grunde liegende Lichtmenge erhält man über eine Vorverstärkereichung zusammen mit der Photoeffizienz der verwendeten APD. Die zu Grunde liegende Energie lässt sich über die Rekonstruktion der Kinematik sowie dem Energieverlust im Target ermitteln. Die Kinematik wurde dabei mit Catkin<sup>1</sup>, der Energieverlust mit LISE++<sup>2</sup> berechnet.

<sup>1</sup> Simulationssoftware, W. N. Catford, Catkin: *the relativistic kinematics program in Excel*

<sup>2</sup> Simulationssoftware, O. B. Tarasov, D. Bazin, LISE++: *Radioactive beam production with in-flight separators*



### 3 Aufbau des Prototyp-Detektors und Ausleseelektronik

Um Messungen für die Kalibration der absoluten Lichtmenge durchführen zu können, war es im Rahmen dieser Bachelorarbeit zunächst nötig einen Detektor zu konstruieren, welcher in seinen Eigenschaften den Anforderungen für ein Experiment mit Protonen gerecht wird. Insbesondere soll der Detektor dabei mit der gleichen Technik wie das CALIFA-Kalorimeter arbeiten. Der hierfür konstruierte Detektor (Abbildung 3.1) besteht aus 2 kompakten Szintillatorelementen, deren Lichtemission jeweils mit einer *Avalanche Photo Diode* (APD) oder einer Photodiode (PD) ausgelesen wurde. Besonderer Wert wurde hier auf ein dünnes Lichtreflektierendes Eintrittsfenster gelegt.



Abbildung 3.1.: Prototyp-Detektor

Die hinter den Detektor geschaltete Ausleseelektronik erfasst dabei die Ladungssignale des Detektors, digitalisiert, verarbeitet und überträgt diese dann auf ein Speichermedium.

#### 3.1 Detektor

Als Szintillatoren wurden zwei kubische CsI(Tl)-Kristalle mit 10mm Kantenlänge verwendet. Da Protonen einer Energie von 20MeV in CsI(Tl) eine maximale Eindringtiefe von ca. 2mm<sup>1</sup> erreichen, reicht ein Kristall dieser Größe vollkommen aus um einfallende Protonen im Kristall zu stoppen.

---

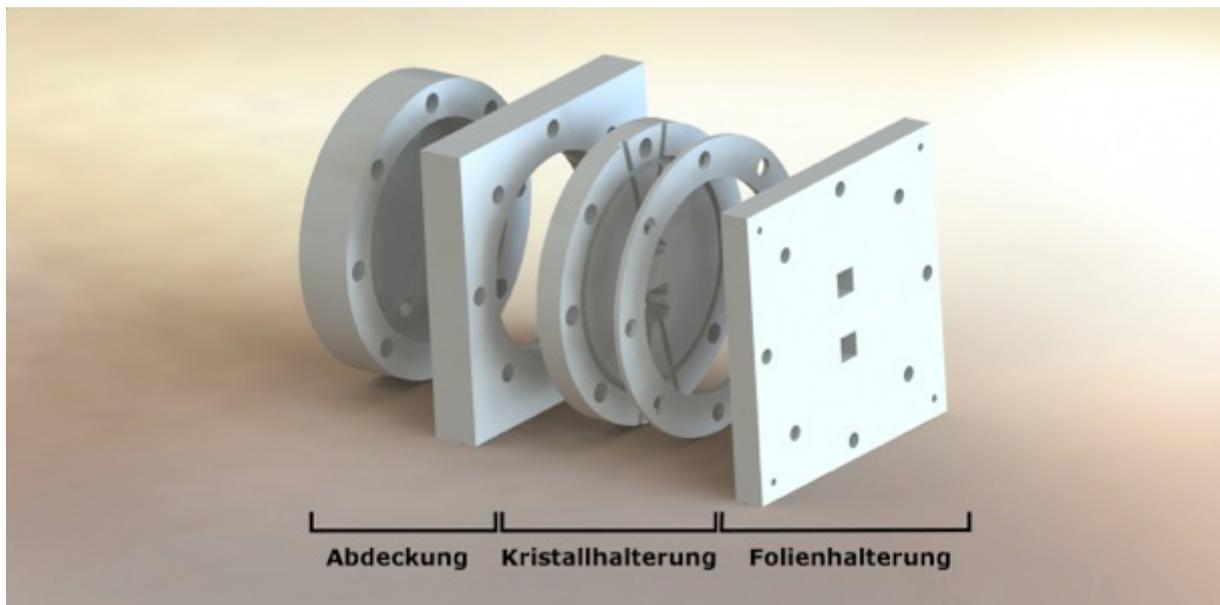
<sup>1</sup> Berechnet mit LISE++

Die beiden Kristalle sind optisch mit einer PD bzw. einer APD gekoppelt, wobei die PD als Referenz für die APD dient, um bei der späteren Auswertung des Experiments (siehe Kapitel 5) deren tatsächlichen Verstärkungsfaktor zu erhalten. Die optische Kopplung zwischen Kristall und Diode erfolgt hierbei mittels eines nach dem Mischen zentrifugierten 2-Komponenten Klebers<sup>2</sup>. Dabei hat das Zentrifugieren den Zweck, unerwünschte Luftbläschen zu entfernen. Diese könnten einen Teil des Lichtes in den Kristall zurück streuen und damit eine Optimale Lichtsammlung im Sensor beeinträchtigen.

Da der Verstärkungsfaktor einer APD unter Anderem temperaturabhängig ist (siehe Abschnitt 1.2.2) und Temperaturschwankungen während den Messungen die Ergebnisse verfälschen können, wurde an der Trägerplatine der APD zusätzlich ein Temperatursensor angebracht, um Schwankungen der Temperatur durch Variation der APD-Betriebsspannung entgegenzuwirken. Diese Temperaturkompensation ist im ladungssensitiven Vorverstärker MPRB16 bereits eingebaut und kann durch einen Parameter linear an die jeweilige APD angepasst werden. Alle Messungen wurden mit einer *Si APD S8664-1010* des japanischen Herstellers Hamamatsu durchgeführt.

## 3.2 Gehäuse

Für die Messungen am Tandem-Beschleuniger wurden die beiden Detektorwürfel in ein Aluminium Gehäuse eingebaut. Dieses dient zur präzisen Positionierung der Detektoren, zum Schutz, zur Vermeidung von Verschmutzungen und zur Abschirmung von elektromagnetischen Störungen von außen. Das Gehäuse (Abbildung 3.2) besteht im Wesentlichen aus 3 Teilen: Einer Abdeckung, einer Kristallhalterung und einer Folienhalterung.



**Abbildung 3.2.:** Technische Zeichnung der Gehäuse-Elemente des Detektors

---

<sup>2</sup> BC600 von Saint-Gobain Crystals

In der Abdeckung sind Lemo™ Steckverbindungen als Schnittstelle zur Auslese-Elektronik verbaut und es findet sich ausreichend Platz für Kabel. In die Kristallhalterung sind zwei Aussparungen für die Kristalle gefräst sowie jeweils zwei Kanäle für den Druckausgleich bei Verwendung in einer Vakuumkammer. Die Folienhalterung ist auf der Rückseite mit einer dünnen Mylar®-Folie bespannt und besitzt, um den Energieverlust einfallender Teilchen durch das Aluminiumgehäuse zu vermeiden, zwei quadratische Fenster.

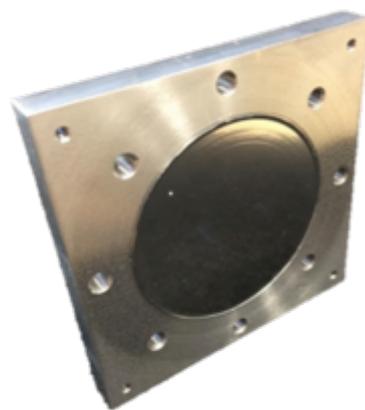
Alle Gehäuseelemente sind luftdicht durch O-Ringe miteinander verbunden, damit die leicht hygroskopischen CsI(Tl)-Kristalle keinen Schaden nehmen. Für den Betrieb im Vakuum wird der O-Ring zwischen der Kristallhalterung und der Folienhalterung herausgenommen und damit die Kanäle für den Druckausgleich freigelegt. Sämtliche technische Zeichnungen für das Detektorgehäuse wurden mit Hilfe von *SolidWorks® 3D-CAD* im Rahmen dieser Arbeit angefertigt (siehe Anhang).

### 3.3 Lichtsammlung

Nur ein geringer Teil des im Szintillationskristall erzeugten Lichts erreicht die APD direkt, während der Großteil jedoch erst nach Reflexionen an der Kristalloberfläche oder dem umgebenden Reflektor auf die APD trifft. Da ein Teil des Lichtes den Kristall verlässt und somit die resultierende Lichtausbeute mindert, ist es nötig die Szintillatoren mit reflektierender Folie zu umhüllen. Neben den Reflexionseigenschaften einer solchen Folie muss dabei auch, speziell für die durch die Kristall-Stirnfläche einfallenden Teilchen, der aus der Dicke des Materials resultierende Energieverlust eines Teilchens bei Durchqueren der Folie berücksichtigt werden. Die Seitenflächen der Kristalle wurden deshalb mit einer hochreflektierenden Kunststoffolie VM2000™ mit einer Dicke von ca. 0,3mm und einem Reflexionsvermögen von ungefähr 98%<sup>3</sup> umhüllt. Für die Stirnflächen wurde, um den Energieverlust einfallender Teilchen möglichst gering zu halten, eine 5µm dünne, jedoch schlechter reflektierende, aluminiumbeschichtete Mylar® Folie verwendet. Während die VM2000™ Folie an der hinteren Fläche der APD befestigt ist (Abbildung 3.3), wird das



**Abbildung 3.3.:** Mit VM2000™ verpackter Kristall auf einer APD

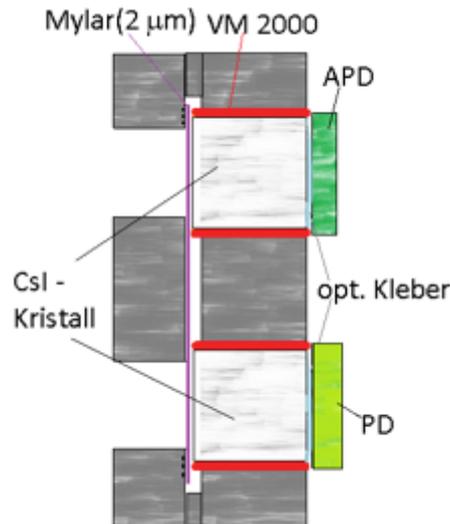


**Abbildung 3.4.:** Folienhalter mit Mylar® Folie

Eintrittsfenster am Folienhalter mit Mylar® Folie bespannt und dadurch beim Zusammenbau auf die Stirnfläche des Kristalls gedrückt (Abbildung 3.4).

<sup>3</sup> 3M Deutschland GmbH Display & Graphics

Die VM2000<sup>TM</sup> Folien wurden mit Skalpellen unter Zuhilfenahme von Schablonen ausgeschnitten und die faltstellen mit dem Skalpell-Rücken, um das Falten zu erleichtern, nachgezogen. Anschließend wurden die Folien durch reflektierendes Klebeband an der Trägerplatine und somit am Kristall befestigt. Die Mylar®-Folie wurde auf einen Rahmen gespannt, mit dem Folienhalter verklebt und anschließend zurechtgeschnitten. Abbildung 3.5 illustriert die Unterbringung der Szintillatoren im Gehäuse.

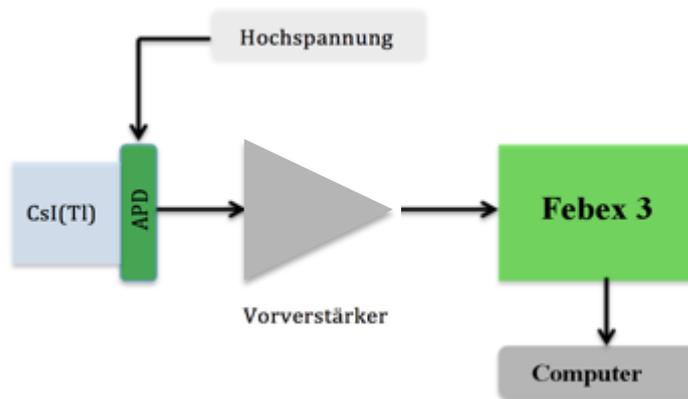


**Abbildung 3.5.:** Schematischer Querschnitt von Folienhalter und Kristallhalterung des fertigen Prototyp-Detektors

### 3.4 Ausleseelektronik

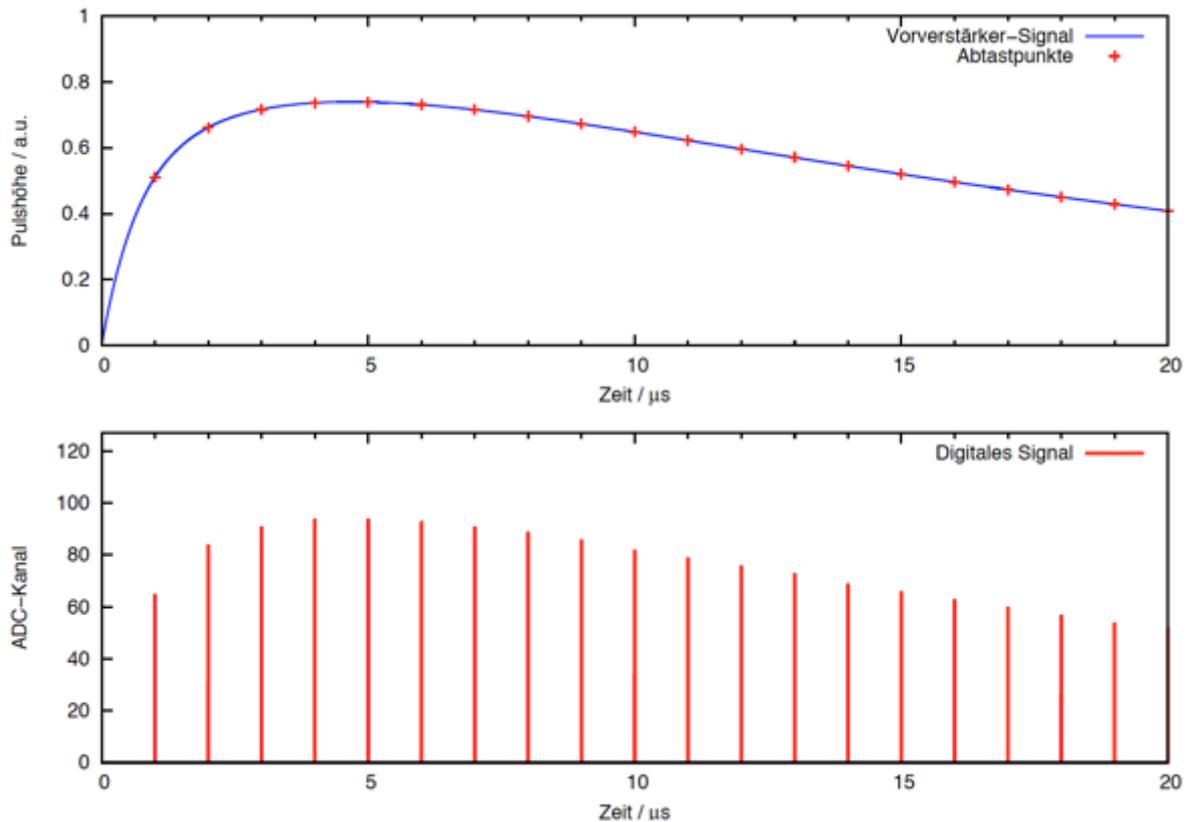
Die Ausleseelektronik lässt sich entsprechend ihrer Funktionsweise in zwei Bereiche, die analoge Vorverarbeitung und die digitale Weiterverarbeitung einteilen. Abbildung 3.6 illustriert Gliederung der Ausleseelektronik. Ein von der APD erzeugtes Stromsignal erfährt dabei zunächst eine analoge Vorverarbeitung durch einen Vorverstärker, wird im Anschluss von einem Digitizer digitalisiert und weiterverarbeitet. In diesem Fall wurde ein sogenannter FEBEX (*Front End Board with optical link Extension, Version 3*) Digitizer mit einem Dynamischen Bereich von 14 Bit verwendet. Dieser wurde an der GSI in Darmstadt speziell mit Blick auf eine Anwendung im CALIFA Kalorimeter des  $R^3B$  Experiments entwickelt. Die digitalisierten Amplituden werden dann mit Hilfe des MBS (*Multi Branch System*) basierten DAQ (*Data Acquisition*) Systems an eine sogenannte PEXOR<sup>4</sup> Karte weitergegeben und in Listmode Files auf einem Computer gespeichert.

<sup>4</sup> PEXOR, Entwicklung des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung



**Abbildung 3.6.:** Schematische Darstellung der Signalverarbeitung

Das von der APD erzeugte Stromsignal muss zunächst verstärkt werden um die darin enthaltene Information zu erhalten. Um hier den Einfluss des Detektorrauschens zu minimieren wurde ein sogenannter Ladungsintegrierender Vorverstärker verwendet (MPRB-16, Fa. Mesytec). Im Vorverstärker wird das Stromsignal aufintegriert, verstärkt und anschließend die Ausgangsspannung an den Eingangsbereich des FEBEX 3 angepasst. Da der Photostrom einer APD proportional zur Lumineszenz in CsI(Tl) ist, muss dieser aufintegriert werden um eine Abhängigkeit zur im Kristall deponierten Energie zu erhalten. Diese Integration erfolgt dabei über einen im Vorverstärker verbauten Kondensator, welcher vom Photostrom aufgeladen wird und sich zeitgleich über einen Widerstand entlädt. Diese zeitgleiche Ladung und Entladung des Kondensators bewirkt dabei eine Faltung des Signals mit einer exponentiellen Abklingkurve die in diesen Fall eine Zeitkonstante von  $\tau \sim 35 \mu\text{s}$  hat. Die Digitalisierung des Vorverstärkersignals erfolgt im FEBEX 3 durch Sampling ADCs (*Analog to Digital Converter*). Dabei wird das Vorverstärkersignal mit einer festen Konversionsrate abgetastet und an jedem Abtastpunkt die Signalhöhe gemessen (Abbildung 3.7).

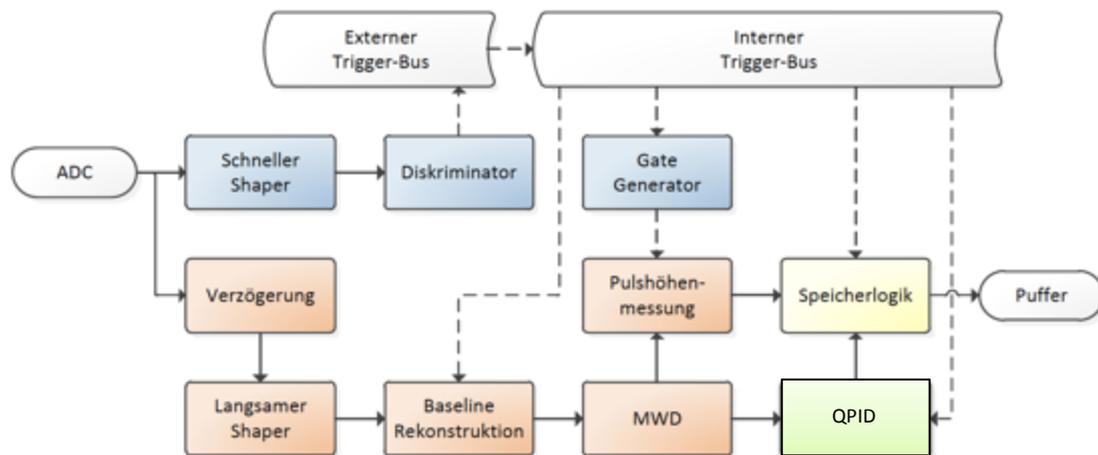


**Abbildung 3.7.:** Schematische Darstellung der Digitalisierung des Vorverstärker-Signal am Beispiel eines Sampling ADCs mit 8 Bit Auflösung und einer Konversionsrate von  $1 \mu\text{s}$  [Win11].

In dem hier beschriebenen Experiment wurde das Signal mit einer Abtastrate von 50 MHz, also in Schritten von 20ns gesampelt.

Im Anschluss wird das digitalisierte Vorverstärkersignal von einem *Field Programmable Gate Array* (FPGA) verarbeitet. Dabei sind der ADC und das FPGA integrierte Schaltkreise, welche auf einer Platine, dem FEBEX 3, montiert sind. Abbildung 3.8 illustriert die Signalverarbeitung im FPGA.

Das digitalisierte Vorverstärkersignal wird dabei in einen Zeit- und einen Energie-Zweig aufgeteilt. Im Zeit-Zweig wird das Signal durch eine Mittelung über etwa 200ns grob geglättet und dem Diskriminator zugeführt, welcher Ereignisse im Signal erkennt und kurze Trigger-Pulse erzeugt. Diese Trigger-Pulse werden über einen externen Trigger-Bus an den Auslese-PC gesendet und anschließend zur Verteilung an alle Verarbeitungseinheiten an den internen Trigger-Bus übertragen. Der Gate Generator erzeugt darauf ein ausgedehntes Zeitfenster für die Pulshöhenmessung (*Energie-Fenster*).



**Abbildung 3.8.:** Struktur der digitalen Signalverarbeitung im FPGA. Die Verarbeitungseinheiten des Zeit-Zweigs sind in blau, die des Energie-Zweigs in rot dargestellt [Win11]

Im Energie-Zweig wird das Signal zunächst verzögert, um die Laufzeit des Trigger-Pulses auszugleichen, da das durch ein Ereignis im Zeit-Zweig erzeugte Trigger-Signal vor dem Signal eines Ereignisses auftreten muss. Anschließend wird das Signal durch einen langsamen Shaper geglättet und die Baseline auf Null gesetzt. Im nächsten Schritt wird das Signal mit der *Moving Window Deconvolution* (MWD) entfaltet, um dem durch die vorhergegangene Faltung am Vorverstärker entstandenen *Ballistischen Defizit* entgegen zu wirken. Übrig bleibt die integrierte Ladungsfunktion. Innerhalb des Energie-Fensters wird schließlich die maximale Pulshöhe gemessen und als Energie gespeichert.

Das entfaltete Signal wird ebenfalls zur Pulsformanalyse an die *Quick Particle Identification* (QPID) gegeben. Die QPID ermittelt dabei aus der Pulsform die Amplituden der langsamen ( $N_s$ ) und schnellen ( $N_f$ ) Komponente. Details zu diesem relativ komplexen verfahren sind in [Win11] zu finden.

Aus der Puls-Höhenmessung und -Formanalyse werden durch die Speicherlogik anschließend strukturierte Datenpakete erzeugt und im Pufferspeicher gespeichert. Die Daten bleiben solange im Pufferspeicher bis sie über die PEXOR Karte im PC abgespeichert werden. (vgl. [Win11]).



## 4 Experiment am Tandembeschleuniger

Das Experiment wurde am Tandembeschleuniger des Meier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching durchgeführt. Dafür wurden in der Ionenquelle (Abbildung 4.1 (1)-(4)) H<sup>-</sup>-Ionen erzeugt, im Tandembeschleuniger auf eine kinetische Energie von 10 MeV bis zu dessen Mitte beschleunigt. Dort werden dann beide Elektronen in einer dünnen Kohlenstofffolie abgestreift. Anschließend werden die so entstandenen Protonen in der zweiten Hälfte des Tandembeschleunigers auf ihre Endenergie von  $E_{kin} \sim 20$  MeV beschleunigt und über die Strahlführung zur Vakuumexperimentierkammer (Abbildung 4.1 (15)) an der Strahlführungsposition  $H^{-10}$  in Halle II geführt.

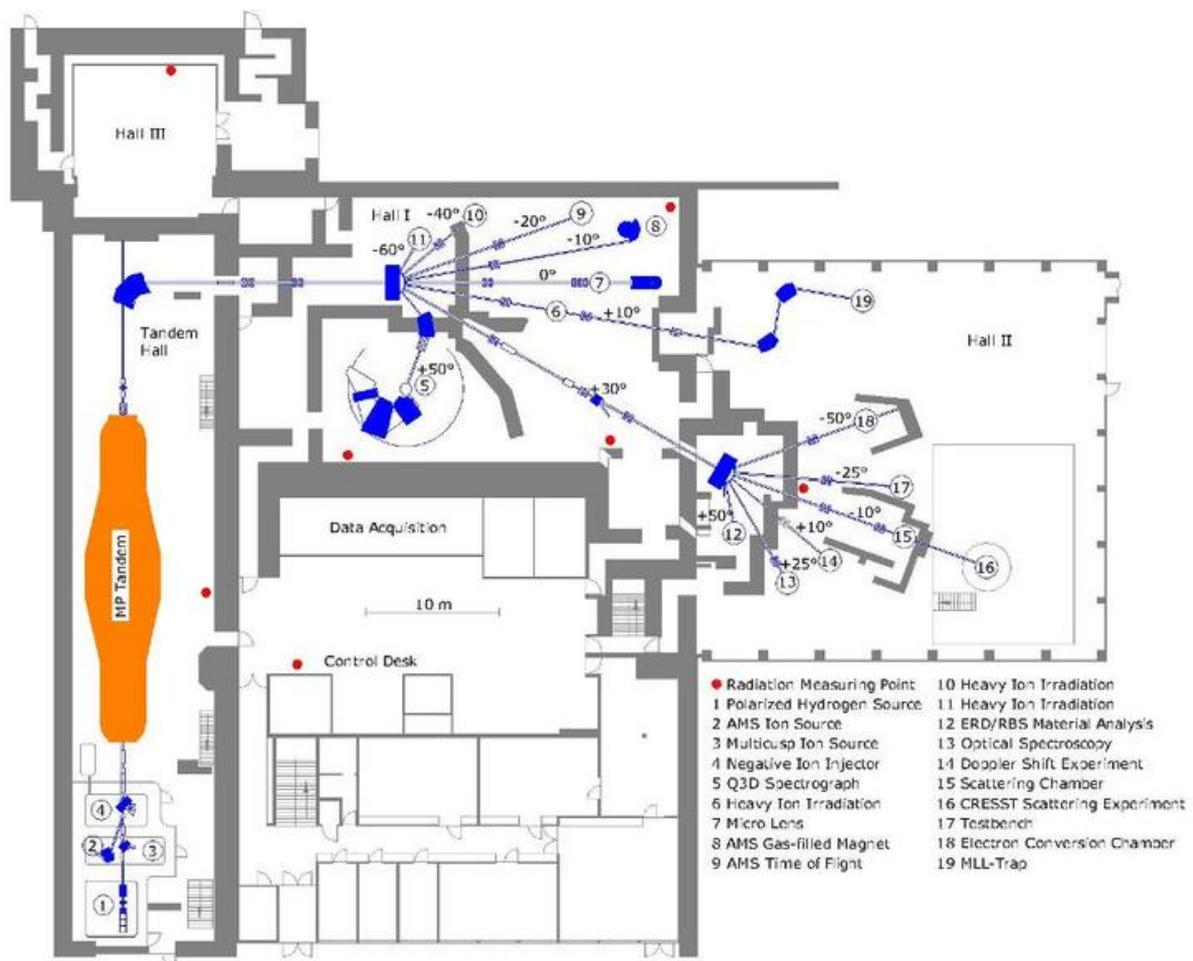


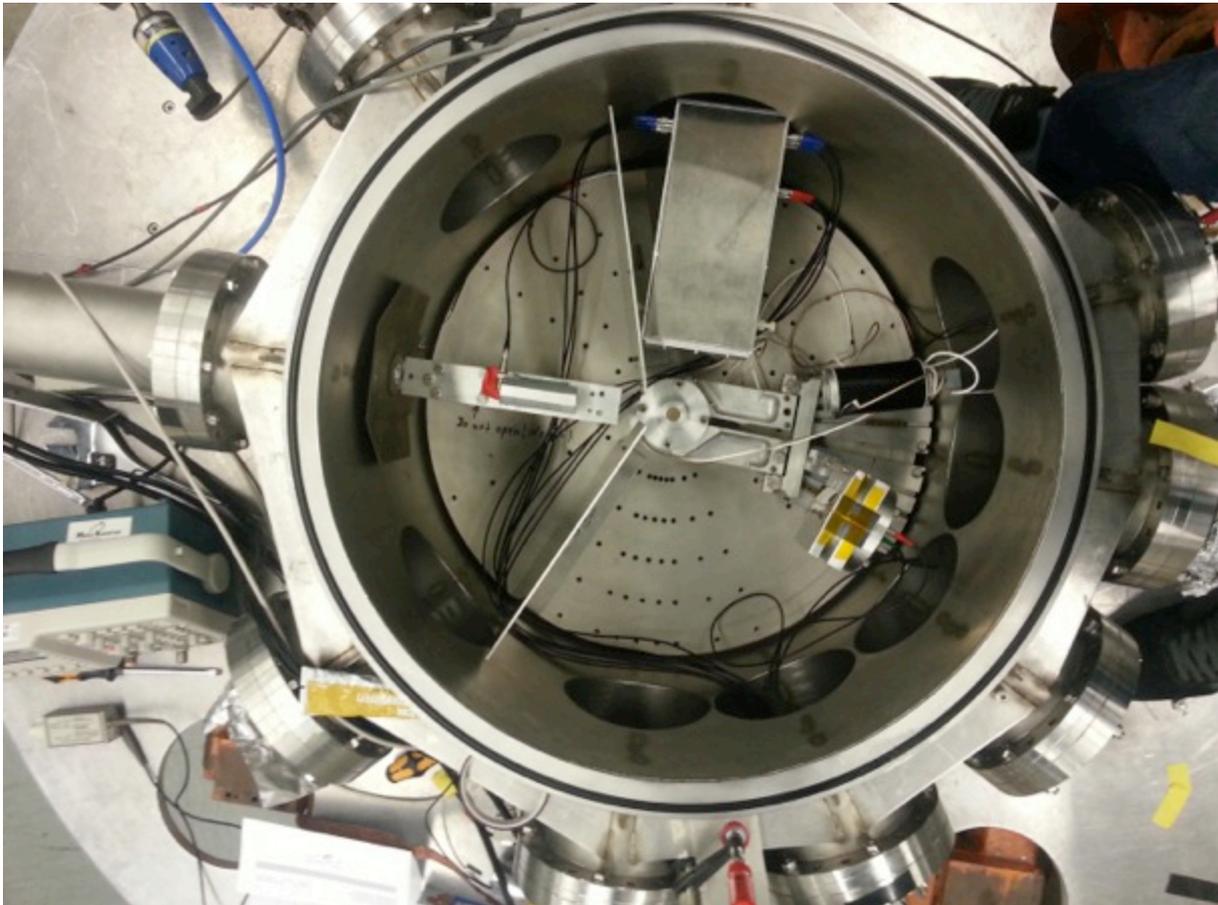
Abbildung 4.1.: Grundriss der Beschleunigeranlage in Garching<sup>1</sup>

Vom Kontrollraum aus lassen sich die Strahlführung, die Stahlintensität und die Unterbrechung des Strahls sowie die Datenaufnahme durch die hinter den Detektor geschaltete Ausleseelektronik steuern.

<sup>1</sup> <http://www.mll-muenchen.de/tandem/besucherinfo/strahlfuehrung/index.html>

### 4.1 Versuchsaufbau

Der Detektor wurde über eine Halterung auf einem beweglichen Schlitten in der Experimentierkammer befestigt (Abbildung 4.2). Dies ermöglicht eine Änderung des Detektorwinkels zum Strahl von außerhalb der Experimentierkammer ohne das Vakuum zu beeinträchtigen. Die Drehung des Detektors erfolgt hierbei durch Betätigung einer Kurbel, an welcher die Detektorposition ablesbar ist. Der Detektor ist mittels Lemo™ Steckverbindungen in der Kammerwand über einem Vorverstärker mit der Auslese-Elektronik außerhalb der Kammer verbunden.



**Abbildung 4.2.:** Versuchsaufbau des Streuexperiments am Tandembeschleuniger

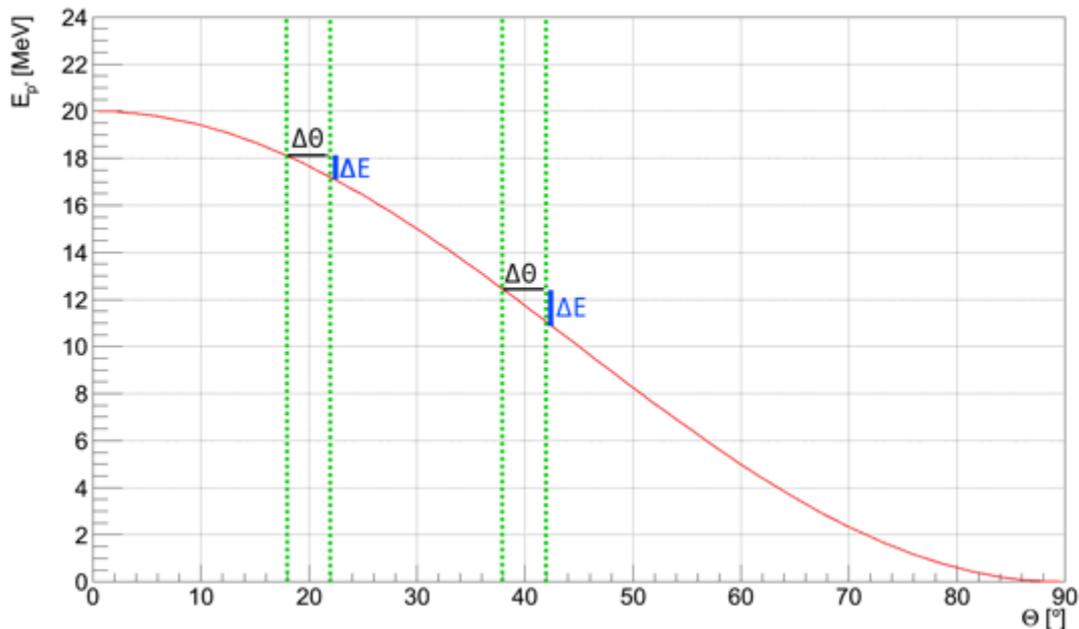
Für den Versuch wurden drei verschiedene Targets verwendet. Ein Kohlenstoff-Target mit einer Dicke von  $20\text{mg}/\text{cm}^2$ , ein Polyethylen(PE)-Target mit einer Dicke von  $8,6\text{mg}/\text{cm}^2$ , ein Mylar-Target mit einer Dicke von  $819\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , sowie ein **deutertes** Plastiktarget und ein Leuchttarget aus CsI(Tl). Dabei wurden die Targets mittels einer Targetleiter unter  $30^\circ$  oder  $45^\circ$  zur Strahlenrechten positioniert, um die Energieverbreiterung im Target zu minimieren (siehe Abschnitt 2.2.3). Durch die Targetleiter ist es möglich, den Targetwinkel zu ändern sowie zwischen verschiedenen Targets zu wechseln (auf der Targetleiter finden bis zu 3 Targets Platz). Mit Hilfe des Leuchttargets lässt sich der Strahlquerschnitt durch ein Schaufenster in der Kammerwand beobachten, um dessen Position und Ausdehnung vom Kontrollraum aus nach Bedarf zu verbessern zu können.

## 4.2 Versuchsdurchführung

Der gesamte Messprozess wurde hauptsächlich vom Kontrollraum des Tandembeschleunigers aus gesteuert. Dabei wurden mittels Computer Messungen gestartet bzw. beendet sowie der Strahl in Halle II unterbrochen um die Detektorposition zwischen den Messungen verändern zu können. Zu jedem Target wurde mindestens eine Messreihe, bestehend aus drei bis sechs Messungen zu je unterschiedlichen Winkeln zwischen  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  zum Strahl, aufgenommen. Die Messdauer betrug dabei je nach Zählrate zwischen 15 und 40 Minuten.

Des Weiteren wurde eine Messreihe bei gleichem Target und gleich bleibendem Detektorwinkel, jedoch unterschiedlichen Betriebsspannungen für die APD zur Bestimmung des Spannungsabhängigen Verstärkungsfaktors der APD aufgenommen. Alle anderen Messungen wurden mit einer Betriebsspannung von 400V durchgeführt.

Bei der späteren Auswertung der Daten ist es unter Anderem wichtig, die aufgenommenen Ereignisse graphisch möglichst genau ablesen zu können. Die kinetische Energie eines detektierten Teilchens ist gemäß **Formel 2.1** vom Detektorwinkel  $\theta$  abhängig. Da die Detektorfenster aber einen Winkel  $\theta \pm \Delta\theta$  abdecken, wird davon abhängig je nach Detektorwinkel auch die Energieauflösung  $\Delta E/E$  und somit auch die Ablesbarkeit einzelner Ereignisse unterschiedlich stark beeinflusst (Abbildung 4.3).



**Abbildung 4.3.:** Darstellung der Korrelation zwischen  $\Delta E$  und  $\Delta\theta$  am Beispiel von an Wasserstoff-Kernen elastisch gestreuten Protonen

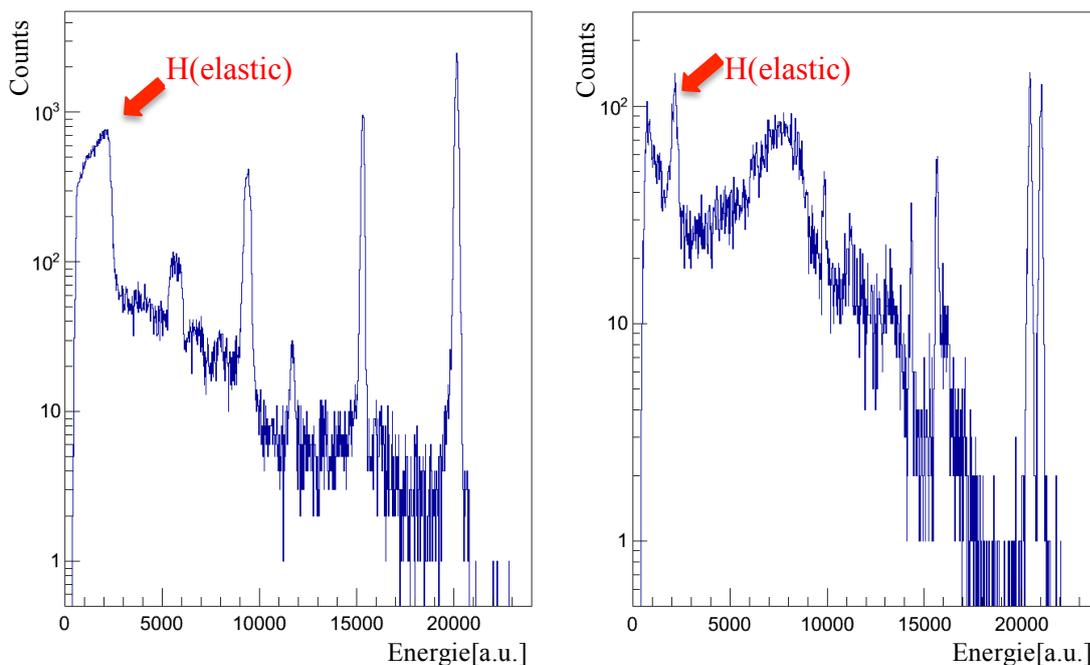
Um diesem Effekt vorzubeugen wurden am Detektor nach der zweiten Messreihe Blenden ( $d=2\text{mm}$  Spaltbreite) vor den Detektorfenstern angebracht und somit  $\Delta\theta$  und  $\Delta E$  verringert.





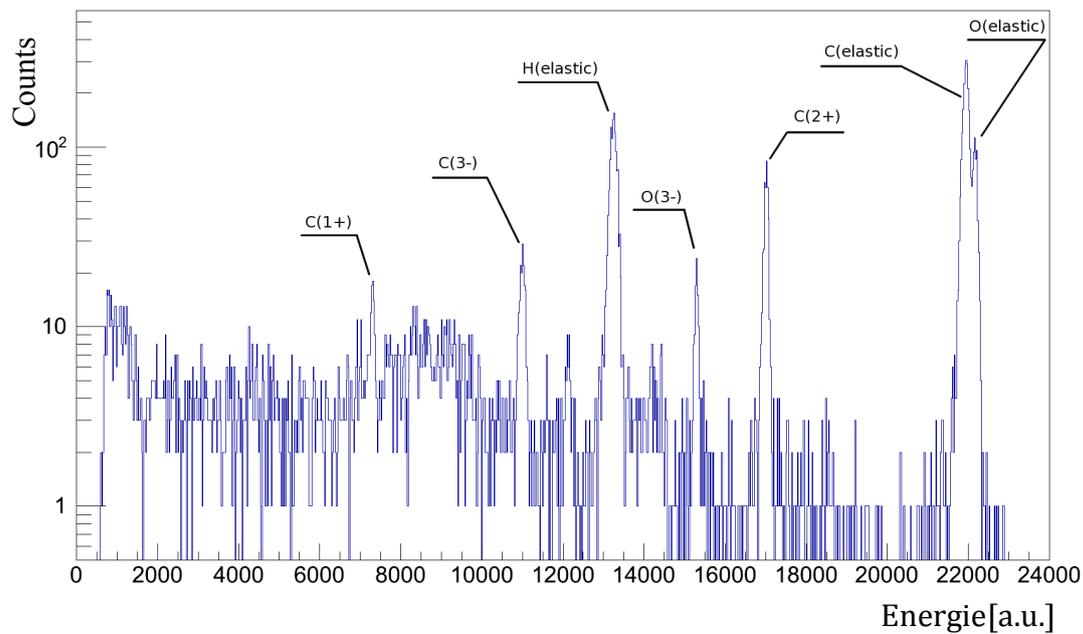
## 5 Analyse

Im Anschluss an das Experiment wurden die Messdaten ausgewertet und anhand ihrer Qualität selektiert. Abbildung 5.1 zeigt zwei Protonenspektren unter demselben Emissionswinkel ( $\theta = 70,8^\circ$ ) zu je verschiedenen Targets (links: PE ( $d = 8,6\text{mg/cm}^2$ ), rechts: Mylar ( $d = 819\mu\text{g/cm}^2$ )). Man sieht dabei, dass die Energielinie („Peak“) der elastisch an Wasserstoff gestreuten Protonen im linken Spektrum aufgrund des Einflusses durch die Target-Dicke eine viel schlechtere Auflösung als der Peak im rechten Spektrum besitzt. Daher wurden an PE gestreute Protonen mit relativ niedrigen Energien zur Auswertung der Messdaten nicht berücksichtigt.



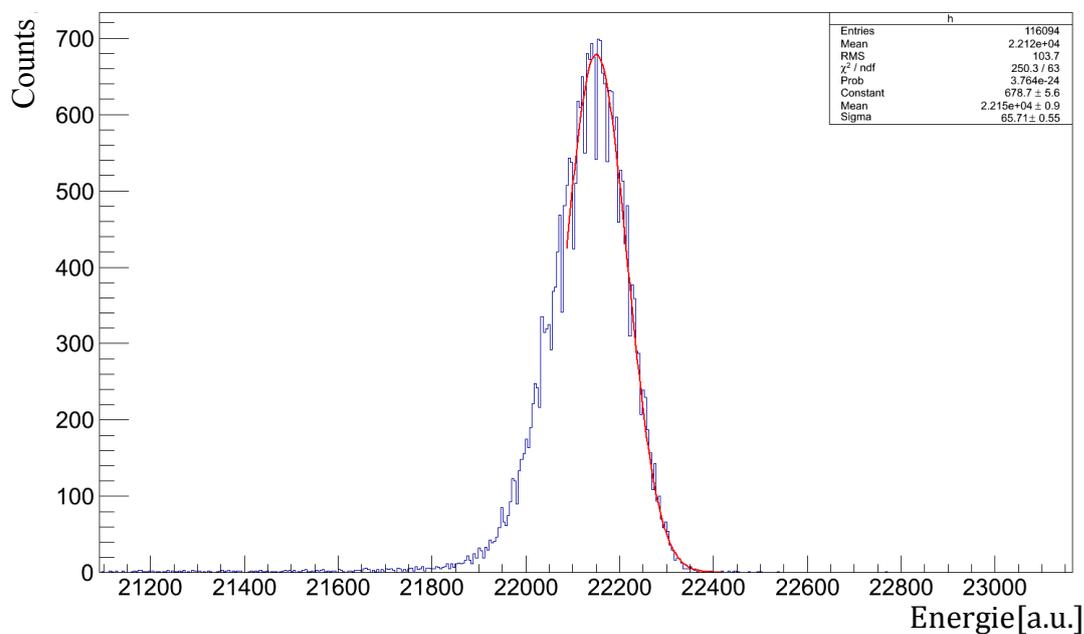
**Abbildung 5.1.:** Unkalibrierte Proton-Energiespektren unter  $70,8^\circ$  zu unterschiedlichen Targets. links: PE ( $d = 8,6\text{mg/cm}^2$ ), rechts: Mylar ( $d = 819\mu\text{g/cm}^2$ )

Anschließend wurden die Energielinien („Peaks“) in den unkalibrierten Energie-Spektren anhand ihrer relativen Lage zueinander, unter Zuhilfenahme von Formel 2.1 und [AJ90] [TWC93] identifiziert. Abbildung 5.2 zeigt das Energie-Spektrum gestreuter Protonen an einem Mylar Target unter  $40,8^\circ$ . Die einzelnen Peaks werden dabei anhand der zu Grunde liegenden Streureaktion voneinander unterschieden.



**Abbildung 5.2.:** Unkalibriertes Energie-Spektrum (unter  $\theta = 40,8^\circ$ ) gestreuter Protonen an einem Mylar-Target

Die Energie-Kanäle der Proton-Peaks können graphisch mit Hilfe des Analyseprogramms ROOT (siehe [ROO14]) abgelesen werden. Dabei werden mit dem *Fit Panel* die jeweiligen Peaks mit einer Gauß-Funktion gefittet (Abbildung 5.3) und deren Mittelwert abgelesen. Analog dazu wurden  $N_f$  und  $N_s$  bestimmt. Durch Verwendung der *Graphical Cut*-Funktion war es dabei möglich,  $N_f$  und  $N_s$  für jeden Peak mit dem jeweiligen Energie-Kanal und somit einer bestimmten Energie zu verknüpfen.



**Abbildung 5.3.:** Peak mit angefitteter Gauß-Funktion

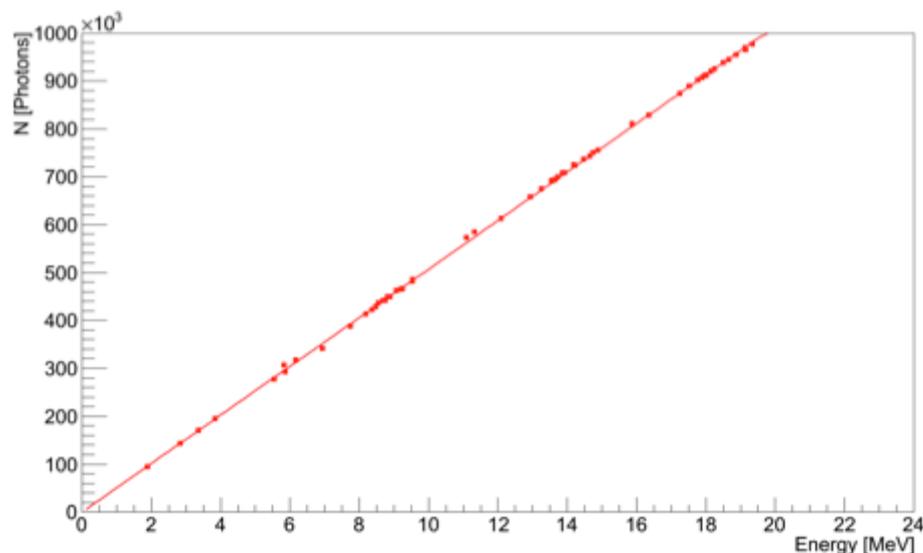
Aus der Kenntnis der jeweiligen Streureaktion sowie der Targetdicke lässt sich, wie bereits in Abschnitt 2.3 erwähnt, mit Hilfe von Simulationsprogrammen die Kinematik nachgewiesener Protonen rekonstruieren. Ausgehend von Streuung an der Target-Mitte wurden den Energie-Kanälen wohldefinierte Energien zugeordnet. Daraus ergibt sich effektiv ein Messbereich von ca. 2MeV bis 20MeV.

## 5.1 Kalibration der Lichtmenge

Gemäß Abschnitt 3.4 sind die aus der Pulshöhenmessung erhaltenen Energie-Werte proportional zu den von der APD erzeugten Ladungsmengen. Über den Verstärkungsfaktor und die Photoeffizienz der APD lässt sich die einer bestimmten Ladungsmenge entsprechende Lichtmenge bestimmen. Die erzeugte Ladungsmenge ist dabei proportional zu den Energie-Werten über einen konstanten unbekanntem Faktor verknüpft.

Die Kalibration der Ladungsmenge wurde mit Hilfe eines Pulsgenerators durchgeführt, welcher über einen kleinen Kondensator an den Vorverstärker angeschlossen war. Aus der Messreihe mit verschiedenen APD-Betriebsspannungen (s. Absch. 4.2) ergibt sich ein Verstärkungsfaktor von ca. 35,7 bei einer Betriebsspannung von 400V. Die Quanteneffizienz der verwendeten *Si APD S8664-1010* erhält man aus dem entsprechenden Datenblatt von Hamamatsu [Ham05]. Abbildung 1.6 in Abschnitt 1.2.2 zeigt den Verlauf der Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Photon-Wellenlänge. Da im Emissionsspektrum eines CsI(Tl) Kristalls eine Wellenlänge von ca. 560nm dominiert (s. Abbildung 1.4, Absch. 1.2.2), wird eine Quanteneffizienz von  $\varepsilon = 85\%$  als Mittelwert angenommen.

Aus der Kalibration, dem Verstärkungsfaktor und der Quanteneffizienz der APD ergibt sich zusammen mit den Messdaten eine Energieabhängigkeit der von der APD erfassten Lichtmenge in Photon-Einheiten (**Abbildung 5.4**).



**Abbildung 5.4.:** Energieabhängigkeit der, auf die APD treffende, Lichtmenge (linearer Fit über die Messdaten)

Dazu wurden die kalibrierten Messdaten mit einer linearen Funktion gefittet. Man erhält also eine lineare Abhängigkeit zwischen nachgewiesener Lichtmenge und der Proton-Energie.

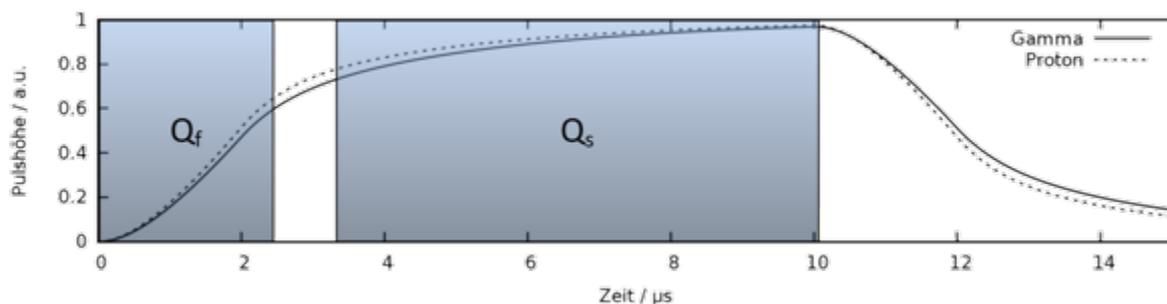
Insgesamt ergibt sich daraus eine, tatsächlich die APD erreichende Lichtmenge von 50.730 Photonen/MeV. Zusammen mit einer erwarteten Lichtausbeute von 65.000 Photonen/MeV in CsI(Tl) [Kno10] lässt sich auf eine Lichtsammeleffizienz von ca. 78% bei den verwendeten Kristallen schließen. Aufgrund der linearen Abhängigkeit der Lichtmenge zur Energie im Messbereich von 2MeV bis 20MeV sind hier keine Quenching-Effekte für Protonen beobachtbar.

## 5.2 Verhalten der langsamen und schnellen Lichtkomponente

Ziel in diesem Abschnitt ist es, einen qualitativen sowie quantitativen Verlauf der langsamen und schnellen Lichtkomponente anhand der Messdaten aus dem Experiment am Tandembeschleuniger für Protonen zu bestimmen.

### 5.2.1 Quick Particle Identification

Wie bereits in Abschnitt 1.2.3 und 3.4 erwähnt, werden durch die QPID anhand der entfalteten Ladungsfunktion des Vorverstärkers die Amplituden der schnellen und langsamen Lichtkomponente rekonstruiert. Ausgehend von einem Triggersignal wird dabei jeweils ein Zeitfenster über dem von der schnellen und dem von der langsamen Komponente dominierten Bereich der Ladungsfunktion aufgespannt (Abbildung 5.5). Innerhalb dieser Zeitfenster werden die integrierten Ladungen  $Q_f$  und  $Q_s$  jeweils aus der Differenz der Pulshöhe zwischen Anfangs- und Endpunkt des jeweiligen Fensters bestimmt.



**Abbildung 5.5.:** Prinzip der Pulsformanalyse anhand zweier unterschiedlicher Vorverstärkersignale [Win14]

$Q_f$  und  $Q_s$  lassen sich dabei über eine Mischungsmatrix als Funktion der Amplituden der schnellen und langsamen Lichtkomponente schreiben.

$$\begin{pmatrix} Q_f \\ Q_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_f \\ N_s \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

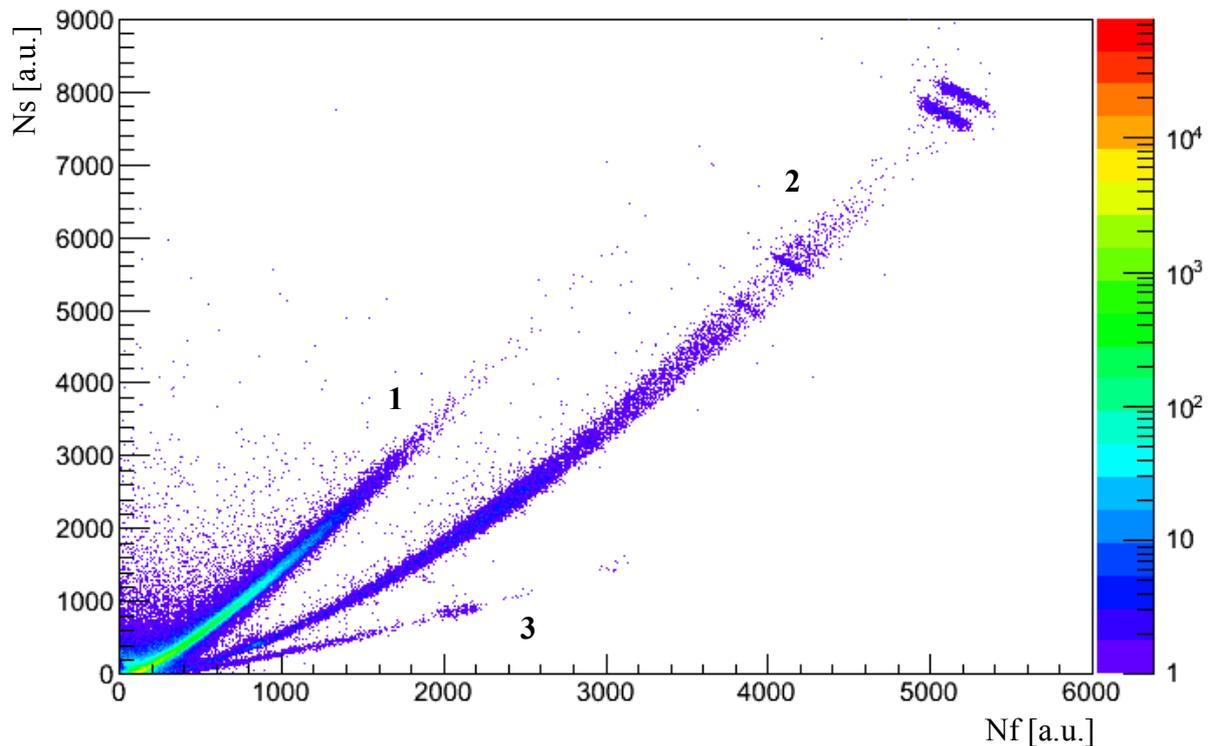
Durch Invertieren der Mischungsmatrix erhält man aus Gleichung 5.2  $N_f$  und  $N_s$  in Abhängigkeit der integrierten Ladungen  $Q_f$  und  $Q_s$ .

$$N_f = \frac{Q_f - \frac{B}{D} Q_s}{A - \frac{BC}{D}} \quad (5.3)$$

$$N_s = \frac{Q_s - \frac{C}{A} Q_f}{D - \frac{BC}{A}} \quad (5.4)$$

### 5.2.2 Interpretation der Messergebnisse

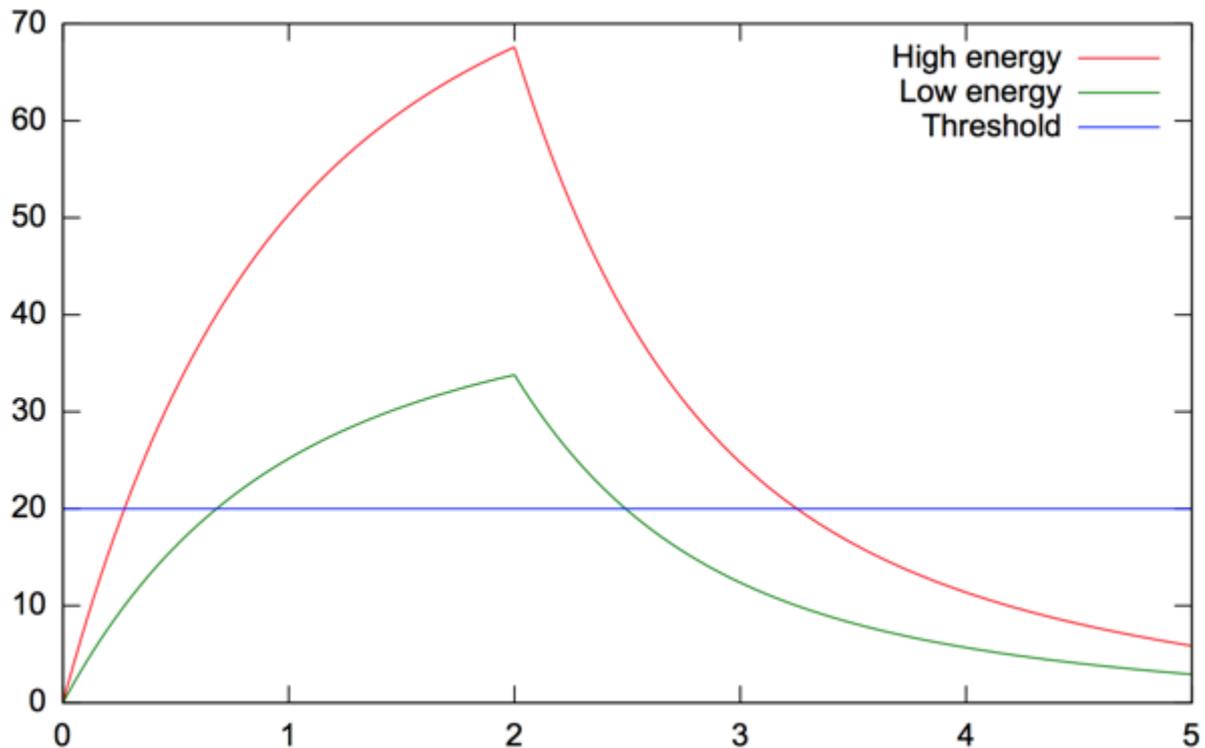
Zur Teilchenidentifikation werden die aus der QPID gewonnen Messdaten graphisch gegeneinander aufgetragen.



**Abbildung 5.6.:** QPID-Plot einer Messung mit einem Mylar-Target unter  $70,8^\circ$  (1:  $\gamma$ , 2: Protonen, 3:  $\alpha$ -Teilchen)

In Abbildung 5.6 sind  $N_f$  und  $N_s$  aus einer Messung mit einem Mylar-Target übereinander aufgetragen. Man sieht dabei drei scharfe Bänder, von denen jede einer Teilchensorte zugeordnet werden kann.

Aus [Ben13] geht hervor, dass im Falle von  $\gamma$ -Quanten  $N_f$  und  $N_s$  in einem konstanten Verhältnis zueinander stehen und einen gemeinsamen Ursprung besitzen. Die  $\gamma$ -Linie in Abbildung 5.6 (1) weist jedoch eine signifikante Krümmung sowie einen leichten Offset auf. Der Grund hierfür liegt dabei in einer ungünstigen Konfiguration der digitalen Signalverarbeitung im FPGA. Ausgangspunkt für die Krümmung ist der sogenannte *Trigger-Walk*. Abbildung 5.7 veranschaulicht die Erzeugung verschiedener Triggerzeitpunkte anhand unterschiedlicher Ladungssignale.



**Abbildung 5.7.:** Veranschaulichung des *Trigger-Walks* [Win14]

Ein Triggerzeitpunkt wird genau dann erzeugt, wenn ein Ladungssignal den *Threshold* überschreitet. Mit abnehmender Pulshöhe, also abnehmender Teilchenenergie, verschieben sich der Triggerzeitpunkt und somit auch die Zeitfenster der QPID (siehe Abbildung 5.5, Abschn. 5.2.1) zunehmend nach hinten. Dies führt zu einer wachsenden Überbewertung der schnellen sowie einer wachsenden Unterbewertung der langsamen Lichtkomponente.

Grund für den Offset ist ein unabhängig von der Signalhöhe, falsch gewählter Triggerzeitpunkt. Wird das Ladungssignal im Energie-Zweig des FPGA zu lange oder nicht lange genug verzögert, wird zu früh oder zu spät getriggert. Dies führt zu einer permanenten Über- oder Unterbewertung der einzelnen Lichtkomponenten. In Abbildung 5.6 kann man sehen, dass die energieabhängige Verschiebung des Triggerzeitpunkts durch den *Trigger-Walk* dem Offset entgegenwirkt. Durch den Offset, also einen zu früh angenommenen Triggerzeitpunkt, entsteht eine permanente Überbewertung der schnellen bzw. Unterbewertung der langsamen Komponente.

Um einen qualitativen Verlauf der einzelnen Lichtkomponenten in Abhängigkeit der Energie bestimmen zu können, ist es nötig die Messdaten eine Korrektur zu unterziehen.

### 5.2.3 Korrektur der Messdaten

Die Korrektur hat den Zweck, den Auswirkungen des *Trigger-Walks* und des falschen Triggerzeitpunkts auf die Amplituden der schnellen und langsamen Lichtkomponente entgegenzuwirken. Ansatz hierfür ist das bekannte Verhalten der einzelnen Lichtkomponenten für  $\gamma$ -Quanten. Gemäß [Ben13] hängen die Amplituden  $N_f$  und  $N_s$  linear von der Energie registrierter  $\gamma$ -Quanten ab.

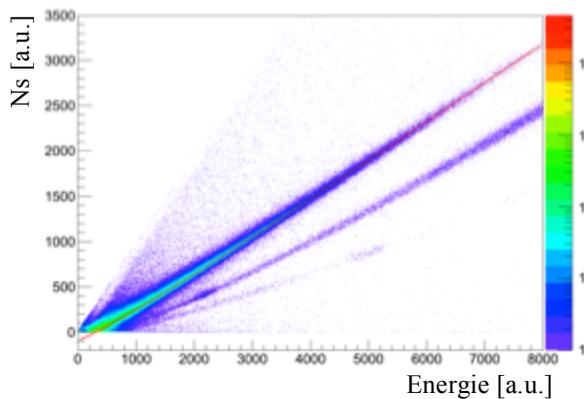


Abbildung 5.8.:  $N_s$  in Abhängigkeit der  $\gamma$ -Energie (rote Linie)

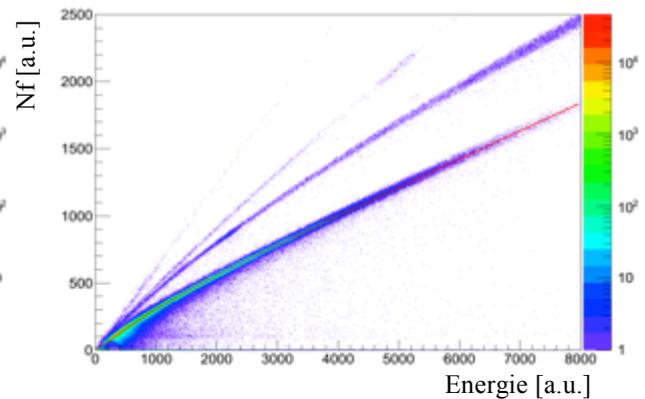


Abbildung 5.9.:  $N_f$  in Abhängigkeit der  $\gamma$ -Energie (rote Linie)

**Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.** und Abbildung 5.9 zeigen den Verlauf von  $N_s$  bzw.  $N_f$  in Abhängigkeit der Energie einer Messung mit einem Mylar-Target unter  $70,8^\circ$ , wobei der Verlauf beider Komponenten für  $\gamma$ -Strahlung mit einer passenden Funktion (rote Linie) der Form

$$N_{s,f} = a_{s,f} * E + b_{s,f} e^{c_{s,f} * E} + c_{s,f} \quad (5.5)$$

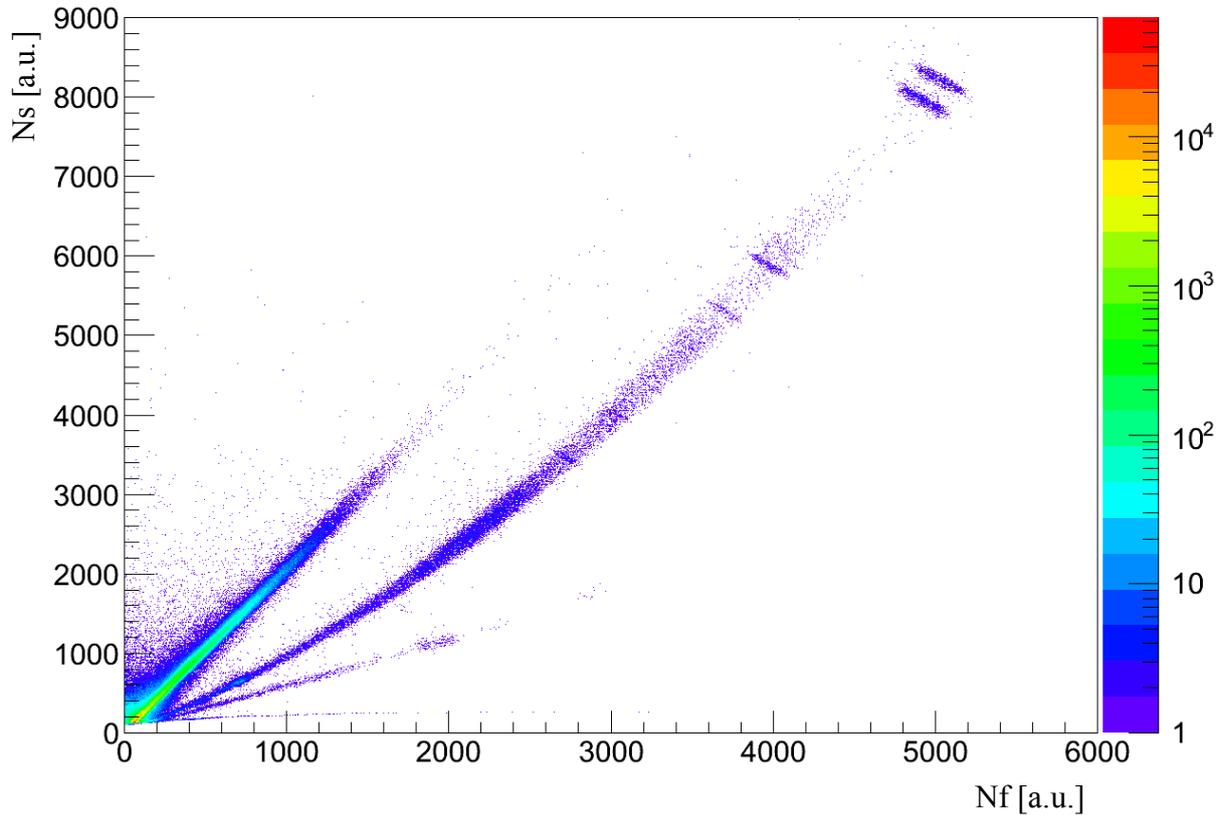
mit  $E$  als Variable für die Energie[a.u.] nachgezogen wurde. Dabei steht der Term  $a_{s,f} * E$  für den unverfälschten Verlauf beider Komponenten der  $\gamma$ -Strahlung. Daraus ergibt sich folgende Korrektur für die einzelnen Komponenten:

$$N_{s,korr} = N_s + 264 - 165e^{-0,0007 * E} \quad (5.6)$$

$$N_{f,korr} = N_f - 170 + 175e^{-0,00085 * E} \quad (5.7)$$

Diese Korrektur lässt sich auf alle Messdaten anwenden, da der Einfluss von *Trigger-Walk* und Triggerzeitpunkt unabhängig von der Teilchensorte ist.

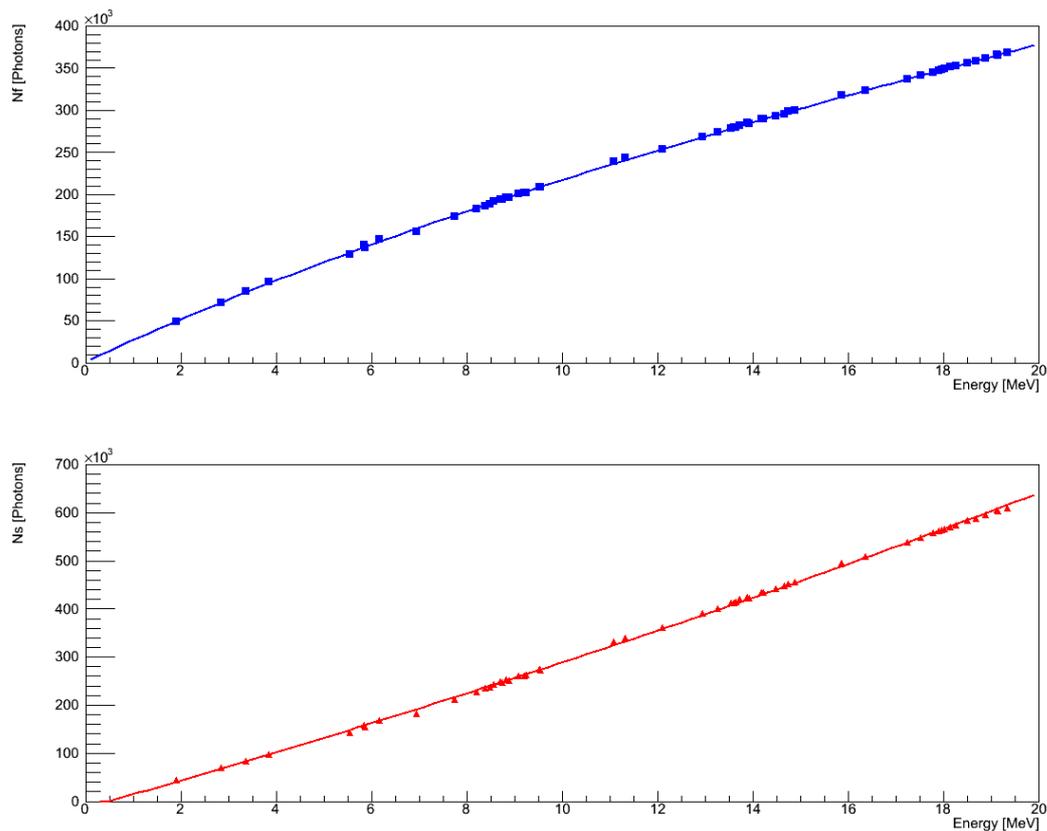
Abbildung 5.10 zeigt ein korrigiertes Spektrum einer Messung mit einem Mylar-Target unter  $70,8^\circ$ . Man sieht dabei, dass die  $\gamma$ -Linie nun gerade verläuft und ihre gedachte Verlängerung den Ursprung schneidet. Dabei fehlen um den Ursprung Messdaten, die von der Triggerschwelle und der Nulllinienkorrektur abgeschnitten werden.



**Abbildung 5.10.:** Korrigiertes  $N_s$ - $N_f$  Spektrum (Mylar-Target,  $70,8^\circ$ )

### 5.2.4 Kalibration

Das gesamte in einem CsI(Tl) erzeugte Licht besteht gemäß Abschnitt 1.2.1 hauptsächlich aus Photonen der langsamen und schnellen Lichtkomponente. Daraus folgt, dass die Summe beider Amplituden  $N_s + N_f$  proportional zur im Kristall erzeugten Lichtmenge sein muss. Aus dem Verlauf der gesamten Lichtmenge  $N$  in Abhängigkeit der Proton-Energie (siehe Abschnitt 5.1) lassen sich die aus der schnellen und langsamen Lichtkomponente erzeugten Lichtmengen für Protonen in Abhängigkeit der Energie in absoluten Einheiten darstellen.



**Abbildung 5.11.:** Energieabhängigkeit der schnellen und langsamen Lichtkomponente für Protonen. Oben: schnelle Komponente (blau). Unten: langsame Komponente (rot)

Wie in Abbildung 5.11 dargestellt, sind die Messdaten jeweils mit einer Funktion gefittet. Die Anzahl der aus der schnellen bzw. langsamen Komponente erzeugten Photonen lässt sich daher in Abhängigkeit der Proton-Energie durch folgende Gleichungen beschreiben:

$$N_f[\text{photons}] = a_f(1 - \exp(-b_f E_{p'})) + c_f E_{p'} \quad (5.8)$$

$$N_s[\text{photons}] = a_s(\exp(-b_s E_{p'}) - 1) + c_s E_{p'} \quad (5.9)$$

Die Anzahl der in den einzelnen Lichtkomponenten erzeugten Photonen lässt sich also in Abhängigkeit der Proton-Energie durch eine Exponentialfunktion beschreiben, welche mit steigender Energie in eine Gerade übergeht.





## 6 Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden die Szintillationseigenschaften von CsI(Tl) bei Beschuss mit Protonen genauer untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass die im Kristall erzeugte Lichtmenge linear mit der Protonenergie skaliert. Im Gegensatz zu vergleichbaren Messungen mit  $\gamma$ -Strahlung werden die langsame und schnelle Lichtkomponente bei Protonenstrahlung allgemein in keinem konstanten Verhältnis erzeugt. Die Erzeugung der einzelnen Lichtkomponenten für Protonen kann dabei in Abhängigkeit der Energie durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden, welche mit steigender Energie in eine Gerade übergeht.

Die hier getroffenen Aussagen entspringen jedoch einem Experiment mit gestreuten Protonen zwischen 2 und 20 MeV und sind daher nicht zwangsläufig auf ein breiteres Spektrum an Protonenergien anwendbar. Da das CALIFA Kalorimeter leicht geladene Teilchen von bis zu 500 MeV pro Nukleon nachweisen können soll, ist es über weitere Experimente nötig, das Verhalten der einzelnen Lichtkomponenten in CsI(Tl) außerhalb des bereits untersuchten Bereichs einer Proton-Energie von 2 MeV bis 20 MeV zu untersuchen.

Weiterhin wurden im Rahmen des Experiments am Tandem-Beschleuniger in Garching Messdaten für gestreute Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen aufgenommen. Diese konnten im Rahmen dieser Bachelorarbeit jedoch nicht ausgewertet werden und stehen daher zur zeitaufgelösten Kalibration der Lichtmengen in CsI(Tl) für Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen zur Verfügung.



## A Anhang

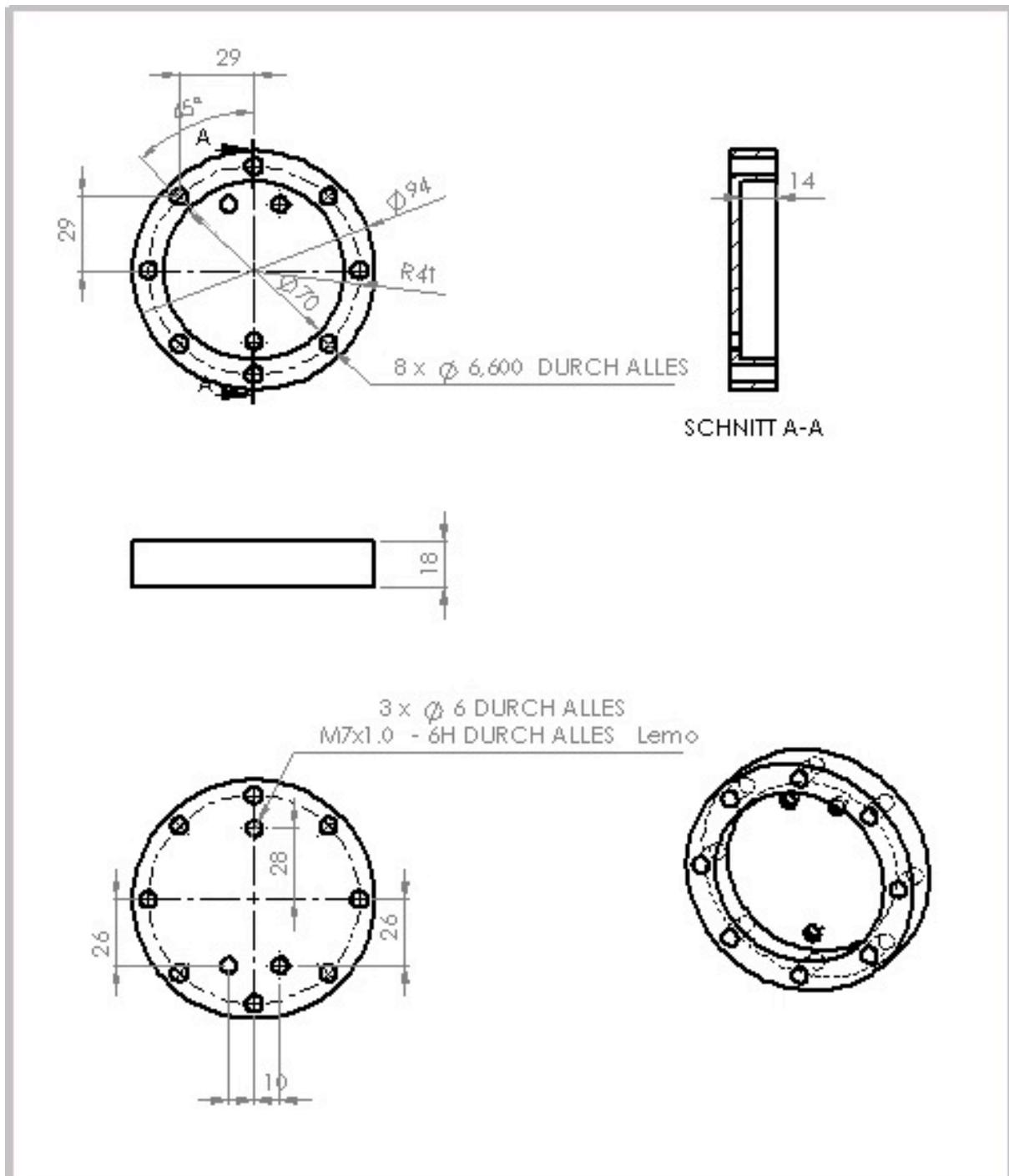


Abbildung A.1.: Technische Zeichnung der Abdeckung (Teil1)

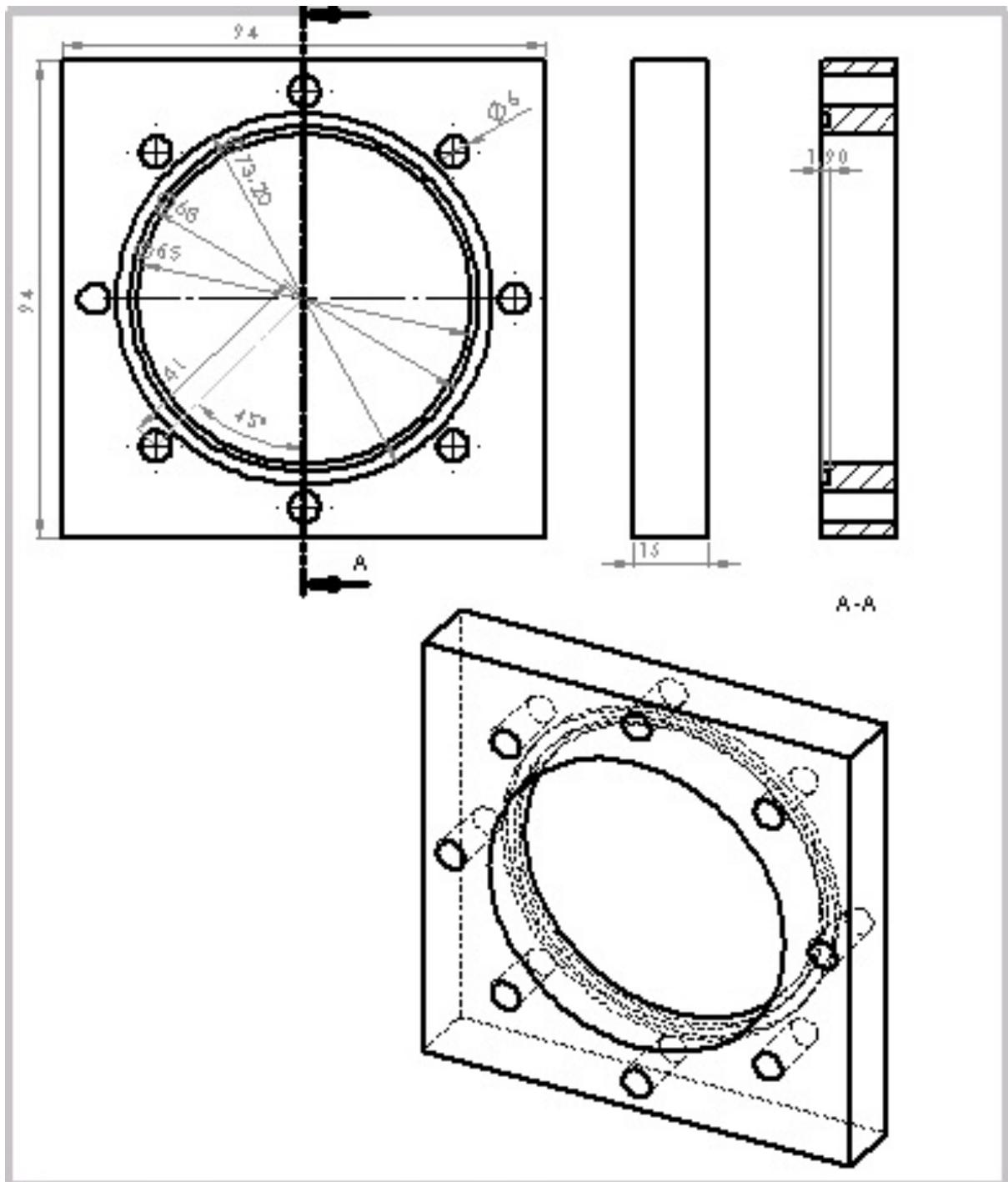


Abbildung A.2.: Technische Zeichnung der Abdeckung (Teil2)

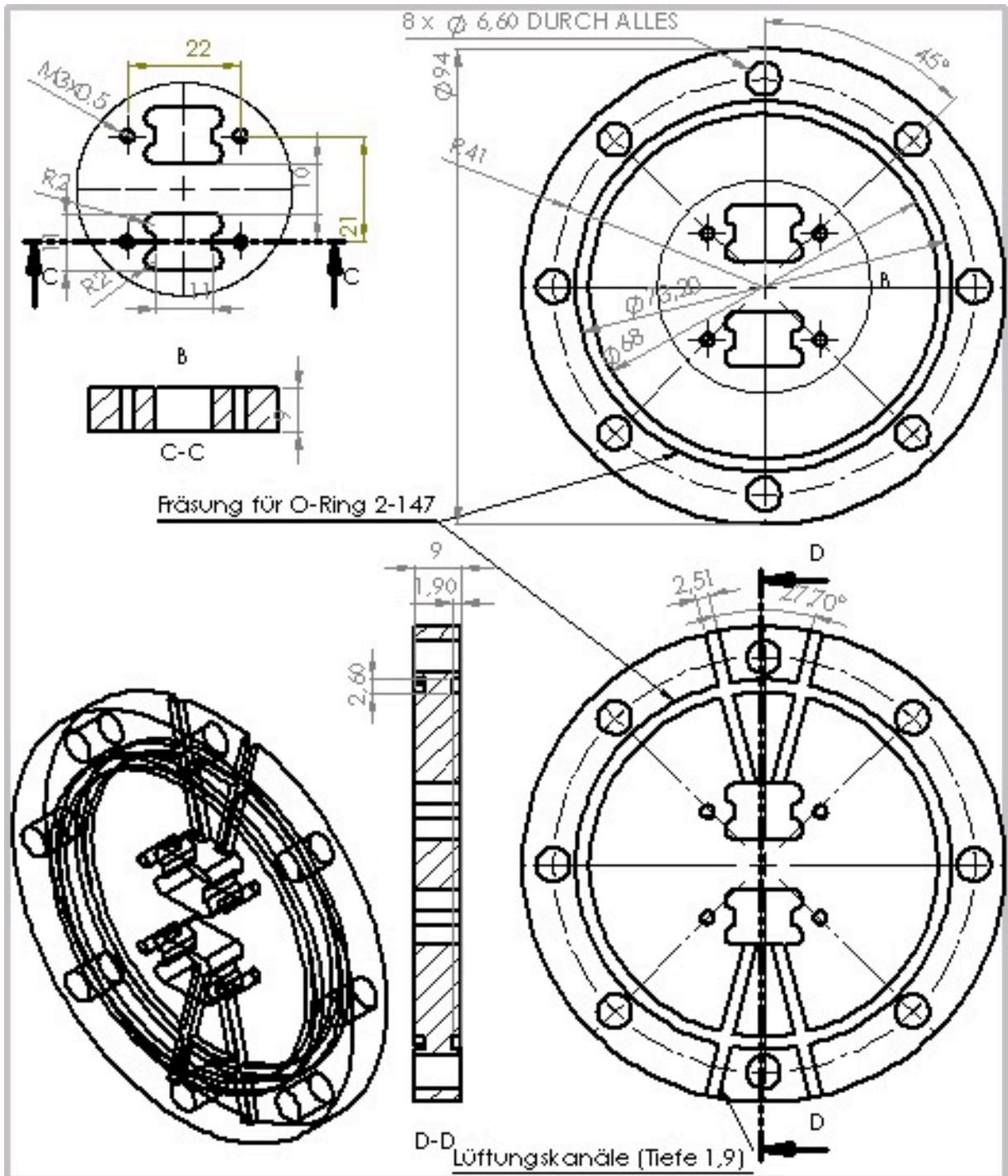


Abbildung A.3.: Technische Zeichnung der Kristallhalterung

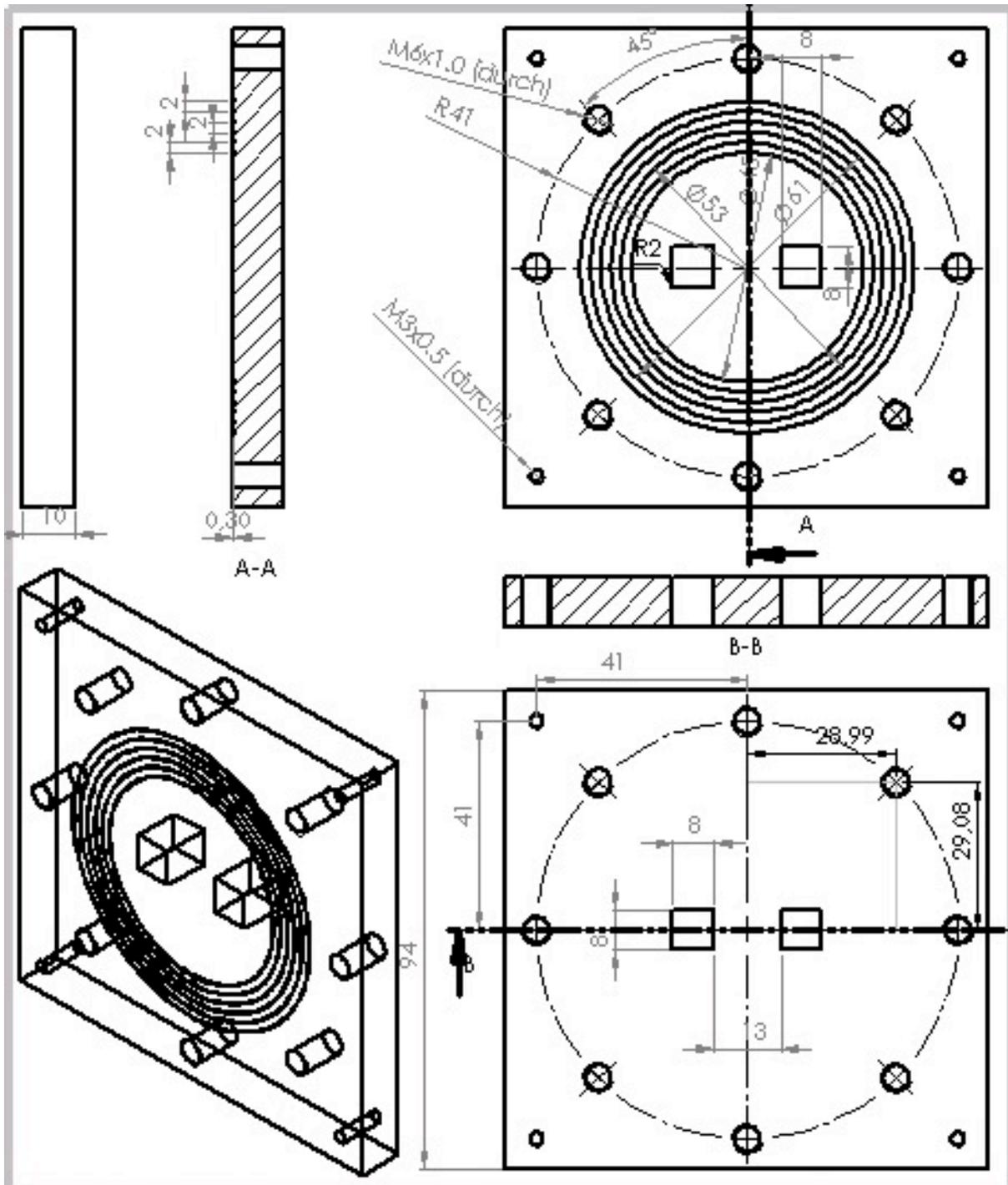


Abbildung A.4.: Technische Zeichnung der Folienhalterung

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1.: Die neue Beschleunigeranlage FAIR.....	1
Abbildung 1.2.: Aufbau der R <sup>3</sup> B Experimentiereinrichtung.....	2
Abbildung 1.3.: Technische Zeichnung des CALIFA Kalorimeters mit Haltestruktur .....	3
Abbildung 1.4.: Emissionsspektrum von CsI(Tl) bei Elektronen-Beschuss .....	4
Abbildung 1.5.: Verlauf der internen Verstärkung für unterschiedliche Temperaturbereiche der Si APD S8664-1010 in Abhängigkeit der Spannung .....	5
Abbildung 1.6.: Quanteneffizienz verschiedener APDs in Abhängigkeit der Wellenlänge .....	5
Abbildung 1.7.: Zeitlicher Verlauf der Signale aus einem ladungsintegrierenden Vorverstärker für verschiedene Szenarien .....	6
Abbildung 2.1.: Schematischer Versuchsaufbau eines Streuexperiments .....	7
Abbildung 2.2.: Abhängigkeit der Energie elastisch gestreuter Protonen in Abhängigkeit des Streuwinkels für verschiedene Streuzentren.....	9
Abbildung 2.3.: Energieniveauschema für <sup>12</sup> C und <sup>16</sup> O .....	10
Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der Protonstreuung an Target-Anfang und -Ende	11
Abbildung 3.1.: Prototyp-Detektor.....	13
Abbildung 3.2.: Technische Zeichnung der Gehäuse-Elemente des Detektors .....	14
Abbildung 3.3.: Mit VM2000™ verpackter Kristall auf einer APD.....	15
Abbildung 3.4.: Folienhalter mit Mylar® Folie .....	15
Abbildung 3.5.: Schematischer Querschnitt von Folienhalter und Kristallhalterung des fertigen Prototyp-Detektors .....	16
Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung.....	17
Abbildung 3.7.: Schematische Darstellung der Digitalisierung des Vorverstärker-Signal am Beispiel eines Sampling ADCs mit 8 Bit Auflösung und einer Konversionsrate von 1 μs .....	18
Abbildung 3.8.: Struktur der digitalen Signalverarbeitung im FPGA.....	19
Abbildung 4.1.: Grundriss der Beschleunigeranlage in Garching.....	21
Abbildung 4.2.: Versuchsaufbau des Streuexperiments am Tandembeschleuniger .....	22
Abbildung 4.3.: Darstellung der Korrelation zwischen ΔE und Δθ am Beispiel von an Wasserstoff-Kernen elastisch gestreuten Protonen .....	23
Abbildung 5.1.: Unkalibrierte Proton-Energiespektren unter 70,8° zu unterschiedlichen Targets .....	24
Abbildung 5.2.: Unkalibriertes Energie-Spektrum (unter θ = 40,8°) gestreuter Protonen an einem Mylar-Target .....	25
Abbildung 5.3.: Peak mit angefitteter Gauß-Funktion.....	25

Abbildung 5.4.: Energieabhängigkeit der, auf die APD treffende, Lichtmenge (linearer Fit über die Messdaten) .....	26
Abbildung 5.5.: Prinzip der Pulsformanalyse anhand zweier unterschiedlicher Vorverstärkersignale .....	27
Abbildung 5.6.: QPID-Plot einer Messung mit einem Mylar-Target unter $70,8^\circ$ .....	28
Abbildung 5.7.: Veranschaulichung des <i>Trigger-Walks</i> .....	29
Abbildung 5.8.: $N_s$ in Abhängigkeit der $\gamma$ -Energie.....	30
Abbildung 5.9.: $N_f$ in Abhängigkeit der $\gamma$ -Energie.....	30
Abbildung 5.10.: Korrigiertes $N_s$ - $N_f$ Spektrum.....	31
Abbildung 5.11.: Energieabhängigkeit der schnellen und langsamen Lichtkomponente für Protonen .....	32
Abbildung A.1.: Technische Zeichnung der Abdeckung (Teil1).....	37
Abbildung A.2.: Technische Zeichnung der Abdeckung (Teil2).....	38
Abbildung A.3.: Technische Zeichnung der Kristallhalterung .....	39
Abbildung A.4.: Technische Zeichnung der Folienhalterung .....	40

## Literaturverzeichnis

- [AJ90] F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei  $A = 11 - 12$ . *Nuclear Physics*, A506:1-158, 1990
- [AJ05] T. Aumann and B. Jonson. Technical Proposal for the design, construction, commissioning and operation of R3B, a universal setup for kinematical complete measurements of Reactions with Relativistic Radioactive Beams. Technical report, *The R3B collaboration*, 2005.
- [Ben10] Michael Bendel. Entwicklung und Test einer digitalen Auslese für das CALIFA-Kalorimeter : Diplomarbeit, 2010
- [Ben13] Michael Bendel. RPID - A new digital identification algorithm for CsI(Tl) scintillators. *The European Physical Journal A*(2013), 63, 2013
- [BKKZ02] V. Babin, K. Kalder, A.Krasnikov, and S. Zazubovich. Luminescence and defects creation under photoexcitation of CsI:Tl crystals in Tl<sup>+</sup>-related absorption bands. *Journal of Luminescence*, 96(1):75-85, 2002
- [FAI06] FAIR. *FAIR - Baseline Technical Report*. 2006
- [FVSS98] Richard B. Firestone and Virginia S. Shirley. *Table of Isotopes (2 Volume Set, 8th Edition)*, volume 1. Wiley Interscience, 8th edition, 1998
- [Ham05] Hamamatsu Photonics K.K. Solid State Division. *Datenblatt Si APD S8664-series*. 2005.
- [Kno10] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley, Hoboken, N.J, 4th edition, 2010.
- [NSZ<sup>+</sup>95] V. Nagirnyi, A. Stolovich, S. Zazubovich, V. Zepelin, E. Mihakova, E. Nikl, G. P. Pazzi, and 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.
- [NZZ<sup>+</sup>94] V. Nagirnyi, S. Zazubovich, V. Zepelin, M. Nikl, and G. P. Pazzi. A new model for the visible emission of the CsI:Tl crystal. *Journal of Physics Letters*, 227(4-5):533-538, 1994
- [R3B08] R3B. TECHNICAL STATUS REPORT FOR CALIFA: *The R3B Calorimeter for Photons and High Energy Charged Particles*. 2008
- [R3B11] R3B. Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of The CALIFA Barrel: The R3B CALorimeter for In Flight detection of rays and high energy charged particles. 2011

- [ROO14] ROOT - A Data Analysis Framework. Website, 2014. Verfügbar unter <http://root.cern.ch/drupal/>; aufgerufen am 15.09.2014
- [SM01] W. Skulski and M. Momaayezi. Particle identification in CsI(Tl) using digital pulse shape analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Saction A: Accelerators, Spectrometers, Detektors and Associated Equipment*, 458(3):759-771, 2001.
- [TWC93] D. R. Tilley, H. R. Weller, and C. M. Cheves. Energy levels of light nuclei  $A = 16 - 17$ . *Nuclear Physics*, A565:1-184. 1993
- [Win11] Max Winkel. Implementierung und Erprobung einer digitalen Pulsformanalyse zur Auslese von Kalorimetern, Diplomarbeit. 2011
- [Win14] Max Winkel. Interne Kommunikation. 2014