

Ruhr-Universität Bochum
Experimentalphysik I



Studium eines Monitorsystems für
die Kristallauslese des
elektromagnetischen Kalorimeters
für PANDA

Diplomarbeit

von
Michael Bichow
aus Hagen

Bochum, im Februar 2008

1. Gutachter:

Prof. Dr. U. Wiedner (Institut für Hadronenphysik, Ruhr-Universität Bochum)

2. Gutachter:

Prof. Dr. W. Meyer (Physik der Hadronen und Kerne, Ruhr-Universität Bochum)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das PANDA-Experiment	2
2.1	Grundlagen der Teilchenphysik	2
2.1.1	Die Grundbausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen	2
2.1.2	Die starke Wechselwirkung	3
2.2	Physikalische Motivation und Ziele	5
2.3	Die Beschleunigeranlage FAIR	6
2.4	Der PANDA-Detektor	7
2.4.1	Anforderungen an den Detektor	7
2.4.2	Das Target	7
2.4.3	Die Detektorkomponenten	8
2.5	Das elektromagnetische Kalorimeter	9
2.5.1	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	9
2.5.2	Elektromagnetische Schauer	12
2.5.3	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters	13
2.5.4	Das Monitorsystem	14
3	Physikalische Grundlagen	16
3.1	Die wichtigsten optischen Gesetze	16
3.1.1	Reflexion und Brechung	17
3.1.2	Polarisation	17
3.1.3	Fresnel-Formeln	19
3.2	Lichterzeugung und Photodetektoren	21
3.2.1	Leuchtdioden	21
3.2.2	Lichtwellenleiter	24
3.2.3	Die verwendeten Detektoren	26
4	Der Messaufbau	30
4.1	Einleitung und Übersicht	30
4.2	Die Messapparatur	32
4.2.1	Die Kristallhalterung	33
4.2.2	Die Glasfaserhalterung	33
4.2.3	Die Schrittmotoren	35
4.2.4	Die APD-Halterung	35
4.2.5	Positionierung von APD und Glasfaser	36
4.3	Der Lichtpulser	37

4.4	Allgemeines	38
5	Präsentation der Messergebnisse	40
5.1	Winkelmessungen	40
5.1.1	Durchführung	40
5.1.2	Ergebnisse	41
5.1.3	Diskussion	45
5.2	Abstandsmessungen	47
5.2.1	Durchführung	47
5.2.2	Ergebnisse	47
5.2.3	Diskussion	50
5.3	Positionsmessungen	50
5.3.1	Durchführung	50
5.3.2	Ergebnisse und Diskussion	51
6	Zusammenfassung	53

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit wurde im Rahmen des PANDA-Experiments angefertigt, das sich derzeit noch in der Planungsphase befindet und zukünftig neue Erkenntnisse im Bereich der Teilchenphysik liefern soll. Der PANDA-Detektor wird auf dem Gelände der GSI in Darmstadt gebaut und soll unter anderem den Nachweis von Teilchen ermöglichen, die bisher noch nicht beobachtet werden konnten. Teil dieses Detektors wird ein elektromagnetisches Kalorimeter sein, das zum Nachweis von Photonen und Elektronen eingesetzt wird, die bei PANDA in der Folge von Protonen-Antiprotonen-Annihilationen erzeugt werden. Der Nachweis im Kalorimeter geschieht mit Hilfe von Szintillationskristallen, die aus dem anorganischen Material Bleiwolframat bestehen.

Zur Überprüfung von Strahlenschäden an den Kristallen, die im Laufe des Messbetriebs auftreten können, soll ein Monitorsystem aufgebaut werden, mit dem sich beispielsweise die Änderung der Lichtdurchlässigkeit der einzelnen Kristalle dokumentieren lässt. Dazu wird Licht mit Hilfe von Glasfasern in die Kristalle injiziert und überprüft, wie stark das Lichtsignal durch Strahlenschäden beeinflusst wird. In dieser Arbeit soll untersucht werden, wie sich verschiedene Bedingungen der Lichtkopplung in den Kristall auswirken und was für Konsequenzen sich daraus für die Planung eines Monitorsystems bei PANDA ergeben.

Zunächst wird in Kapitel 2 auf das PANDA-Experiment eingegangen. Dazu werden die Ziele des Experiments, sowie der Detektor und die Beschleunigeranlage an der GSI genauer beschrieben. Bei der Beschreibung des Detektors steht das elektromagnetische Kalorimeter im Mittelpunkt. Zum besseren Verständnis der dargestellten Sachverhalte wird einleitend ein kurzer Überblick über die Grundlagen der Teilchenphysik gegeben.

In Kapitel 3 werden, im Hinblick auf die Messungen, die wichtigsten optischen Gesetze und Phänomene dargestellt. Außerdem werden die bei dieser Arbeit verwendeten Photodetektoren, Leuchtdioden und Glasfasern vorgestellt und ihre Funktionsweise erklärt.

Die letzten beiden Kapitel beschäftigen sich mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen. In Kapitel 4 wird zunächst der Messaufbau beschrieben, indem die einzelnen Komponenten der verwendeten Messapparatur ausführlich dargestellt werden. Anschließend werden in Kapitel 5 die Ergebnisse der Messungen vorgestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Das PANDA-Experiment

In diesem Kapitel wird das PANDA-Experiment beschrieben, das sich zur Zeit noch in der Planungsphase befindet und an der neuen Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) auf dem Gelände der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt entstehen wird. Zum besseren Verständnis für das, was mit Hilfe dieses neuen Experimentes erreicht werden soll, werden im Folgenden zunächst teilchenphysikalische Grundlagen erläutert. Erst danach wird genauer auf das Experiment eingegangen. Dabei werden dann die Ziele, die PANDA verfolgt, herausgestrichen und der Detektor, mit dem diese Ziele erreicht werden sollen, beschrieben.

2.1 Grundlagen der Teilchenphysik

2.1.1 Die Grundbausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen

Alle Kräfte, die in der Natur zu beobachten sind, lassen sich auf vier fundamentale Wechselwirkungen zurückführen. Diese Wechselwirkungen sind, in der Reihenfolge von der schwächsten bis hin zur stärksten:

- Gravitation (10^{-38})
- Schwache Wechselwirkung (10^{-14})
- Elektromagnetische Wechselwirkung (10^{-2})
- Starke Wechselwirkung (1)

Die Zahlen in den Klammern geben dabei die relative Stärke der jeweiligen Wechselwirkung bezogen auf die starke Wechselwirkung an. Die Gravitation ist nur im makroskopischen Bereich von Bedeutung und spielt in der Teilchenphysik deshalb keine Rolle.

Die anderen drei Wechselwirkungen werden durch das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. Das Standardmodell umfasst die beiden Theorien der elektroschwachen Wechselwirkung, in der die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung vereinigt sind und der Quantenchromodynamik, die

Wechselwirkung	koppelt an	Vektorboson (VB)	Masse der VB (GeV/c^2)	Reichweite (m)
schwach	schwache Ladung	W^\pm, Z^0	$\approx 10^2$	2×10^{-18}
elektromagn.	elektrische Ladung	Photon (γ)	0	∞
stark	Farbe	8 Gluonen (g)	0	10^{-15}

Tabelle 2.1: Überblick über die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen

die starke Wechselwirkung beschreibt. Die Kraftwirkung zwischen wechselwirkenden Teilchen erfolgt im Standardmodell durch den Austausch von Mittlerteilchen, den Vektorbosonen. Eine Übersicht über die verschiedenen Wechselwirkungen und einige ihrer Eigenschaften gibt Tabelle 2.1. Aufgrund der großen Masse der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung beträgt ihre Reichweite nur rund zwei Tausendstel fm. Die elektromagnetische Wechselwirkung hingegen reicht unendlich weit, da das Photon ein masseloses Teilchen ist. Zwar sind auch die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, masselos, doch hier führt die Wechselwirkung der Gluonen untereinander dazu, dass die Reichweite der starken Kraft nur ungefähr 1 fm beträgt. Diese drei Wechselwirkungen sind verantwortlich für den Aufbau und den Zusammenhalt der Materie im mikroskopischen Bereich. Zusätzlich zu den oben genannten Vektorbosonen gibt es noch Quarks (q) und Leptonen (l), aus denen sich die gesamte bekannte Materie zusammensetzt. Beide Teilchenarten haben den Spin $1/2$ und sind also Fermionen. Quarks unterliegen allen drei Wechselwirkungen, wohingegen Leptonen nur schwach, oder falls sie elektrische Ladung tragen, auch elektromagnetisch wechselwirken können. Insgesamt gibt es sechs verschiedene Quarks (up, down, charm, strange, top und bottom) und sechs verschiedene Leptonen (Elektron, Myon, Tau und das jeweils zugehörige Neutrino). Einen Überblick über diese Teilchen liefert Tabelle 2.2. Zu jedem Teilchen in der Tabelle existiert noch das entsprechende Antiteilchen, das zwar die gleiche Masse aufweist, jedoch entgegengesetzte elektrische Ladung, Farbe und Flavour bzw. Leptonenzahl hat. Wie erwähnt unterliegen nur die Quarks und die Gluonen der starken Wechselwirkung, da sie im Gegensatz zu den Leptonen eine Farbladung tragen, die man als rot, blau oder grün bezeichnet. Quarks wurden bisher nicht als freie Teilchen beobachtet. Der Grund dafür liegt in den Eigenschaften der starken Wechselwirkung, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird. Stattdessen existieren Quarks nur in gebundenen Systemen, den Hadronen. Die bekannten Hadronen bestehen entweder aus drei Quarks (Baryonen) oder einem Quark-Antiquark Paar (Mesonen) und sind nach außen hin farbneutral.

2.1.2 Die starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik, die der starken Wechselwirkung zugrunde liegende Theorie im Standardmodell, ist in der Lage die Wechselwirkung der Quarks untereinander gut zu beschreiben, solange die Abstände der Quarks voneinander deutlich kleiner sind als die Größe eines Nukleons ($\approx 10^{-15}$ m). In diesem Bereich, in dem die Kräfte zwischen den Quarks sehr groß sind, lässt sich die starke Wechselwirkung störungstheoretisch behandeln, weil die Kopplungskonstante $\alpha_s(r)$ der starken Wechselwirkung vom Abstand zwischen den Quarks abhängt und mit kleiner wer-

q	Q [e]	I	C	S	T	B	Masse [MeV/ c^2]	l	Q [e]	L_e	L_μ	L_τ	Masse [MeV/ c^2]
u	+2/3	1/2	0	0	0	0	1,5 - 3,0	e^-	-1	1	0	0	0,511
d	-1/3	-1/2	0	0	0	0	3-7	ν_e	0	1	0	0	$< 2 \times 10^{-6}$
c	+2/3	0	1	0	0	0	1025	μ^-	-1	0	1	0	105,658
s	-1/3	0	0	1	0	0	95	ν_μ	0	0	1	0	$< 0,19$
t	+2/3	0	0	0	1	0	174200	τ^-	-1	0	0	1	1776,99
b	-1/3	0	0	0	0	1	4700	ν_τ	0	0	0	1	$< 18,2$

Tabelle 2.2: Überblick über Masse, elektrische Ladung (Q), Isospin (I) und Flavour (C, S, T, B) bzw. Leptonenzahl (L_e, L_μ, L_τ) der fundamentalen Teilchen im Standardmodell.

dendem Abstand der Quarks ebenfalls kleiner wird. Die Austauscheteilchen der starken Kraft, die Gluonen, tragen selber eine Farbladung, bestehend aus einer Farbe und einer Antifarbe, und wechselwirken deshalb untereinander. Das führt dazu, dass die Energie im Feld zwischen den Quarks mit zunehmender Entfernung voneinander stark anwächst (vgl. Gleichung 2.1). Irgendwann ist der Energieinhalt so groß, dass sich allein aus dieser Feldenergie neue Quark-Antiquarkpaare bilden können, die dann mit den ursprünglichen Quarks wechselwirken und neue Hadronen bilden. Dieses Verhalten bezeichnet man als *Confinement* der Quarks, was bedeutet, dass Quarks nur gebunden in Hadronen und nicht einzeln frei beobachtet werden können. Bei Abständen, die vergleichbar sind mit der Größe eines Nukleons, lässt sich die starke Wechselwirkung nicht mehr störungstheoretisch beschreiben.

Spektroskopische Untersuchungen von Charmonium, mesonischen Zuständen bestehend aus einem charm-Anti-charm-Quarkpaar, haben gezeigt, dass das Linienspektrum bei kleinen Anregungsenergien große Ähnlichkeiten mit dem von Positronium aufweist. Dies unterstützt die Annahme der Quantenchromodynamik, dass Gluonen, die bei der Wechselwirkung zwischen Quarks bei kleinen Abständen ausgetauscht werden, ein Potenzial erzeugen, das $\sim \frac{1}{r}$ abfällt, also Coulomb-artig ist. Für höhere Anregungsenergien weicht das Charmoniumspektrum jedoch deutlich von dem des Positroniums ab, was ein weiterer Hinweis dafür ist, dass es sich bei dem Wechselwirkungspotenzial zwischen den Quarks nicht um ein reines Coulombpotenzial handeln kann. Um auch das Confinement der Quarks erklären zu können, wählt man als Ansatz für das Wechselwirkungspotenzial

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr, \quad (2.1)$$

wobei $\alpha_s(r)$ die oben angesprochene Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und k eine Konstante ist, die die Feldenergie pro Länge angibt und als *string tension* bezeichnet wird [1].

Zwar ist dieses Modell in der Lage, die bei der starken Wechselwirkung beobachteten Phänomene, wie das Confinement, qualitativ zu erklären. Jedoch ist es für die Verbesserung des Modells wichtig, genauere Werte für die im Potentialmodell vorkommenden Konstanten zu bestimmen. Das kann nur durch neue Experimente geschehen, die präzisere Messergebnisse liefern als es bisher möglich war und an deren Resultate sich die Modellparameter schliesslich anpassen lassen. Ein solches

Experiment soll das PANDA-Experiment sein, das im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird.

2.2 Physikalische Motivation und Ziele

Mit Hilfe des PANDA-Experiments sollen neue Erkenntnisse im Bereich der nicht-perturbativen Quantenchromodynamik gewonnen werden, die zu einem besseren Verständnis der starken Wechselwirkung und dem Aufbau der Materie führen.

PANDA steht abgekürzt für AntiProton Annihilations at Darmstadt. Wie der Name schon andeutet werden beim PANDA-Experiment Antiprotonen auf ein ruhendes Wasserstoff-Target geschossen, um dort in Annihilationsprozessen neue Zustände zu erzeugen. Der Vorteil der Nutzung von Antiprotonen als Projektile liegt darin, dass sich alle möglichen Zustände direkt resonant erzeugen lassen, im Gegensatz zu Experimenten, bei denen beispielsweise Elektron-Positron Kollisionen benutzt werden und dabei nur Zustände mit J^{PC} von 1^{--} direkt erzeugt werden können. Durch Variation der Strahlteilchenenergie lassen sich so bei $\bar{p}p$ -Annihilationen gezielt Resonanzen erzeugen.

Zum Programm des PANDA-Experiments gehören verschiedene Punkte, von denen einige im folgenden kurz erläutert werden.

Einer der Hauptaspekte von PANDA wird die Charmonium-Spektroskopie sein. Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 gesagt, ist die Spektroskopie von Charmonium eine gute Methode, um Erkenntnisse über das Wechselwirkungspotential zwischen den Quarks sammeln zu können. Diese spektroskopischen Untersuchungen sollen im Rahmen des PANDA-Experiments mit höherer Präzision durchgeführt werden als dies bisher möglich war und das Verständnis der starken Wechselwirkung weiter vorantreiben. Ein weiterer wichtiger Punkt wird die Suche nach Gluonenbällen und Hybridmesonen sein, die von der QCD vorhergesagt werden, bisher jedoch noch nicht beobachtet wurden. Gluonenbälle sind exotische Teilchen, die nur aus Gluonen bestehen. Diese Zustände sind möglich, weil Gluonen selber eine Farbladung tragen und untereinander wechselwirken können. Hybridmesonen hingegen bestehen aus einem gebundenen Quark-Antiquark-Paar und einem zusätzlichen Gluon. Gesucht werden diese Teilchen vor allem in einem Massenbereich über $3 \text{ GeV}/c^2$, weil in diesem Bereich relativ wenige konventionelle Zustände zu erwarten sind, die eine Identifizierung erschweren würden.

Hyperkern-Experimente gehören ebenfalls zum Programm von PANDA. Bei einem Hyperkern handelt es sich um einen Kern, bei dem ein up- oder down-Quark eines in dem Kern gebundenen Nukleons durch ein strange-Quark ersetzt wird. Über solche Systeme ist bislang nur sehr wenig bekannt, das PANDA-Experiment soll aber auch hier neue Erkenntnisse bringen.

Ein letzter Punkt, der noch erwähnt werden kann, ist die Untersuchung des Einflusses des nuklearen Mediums auf Mesonen. Insbesondere die Änderung der Eigenschaften von Mesonen mit offenem und verborgenem Charm steht hierbei im Mittelpunkt [2].

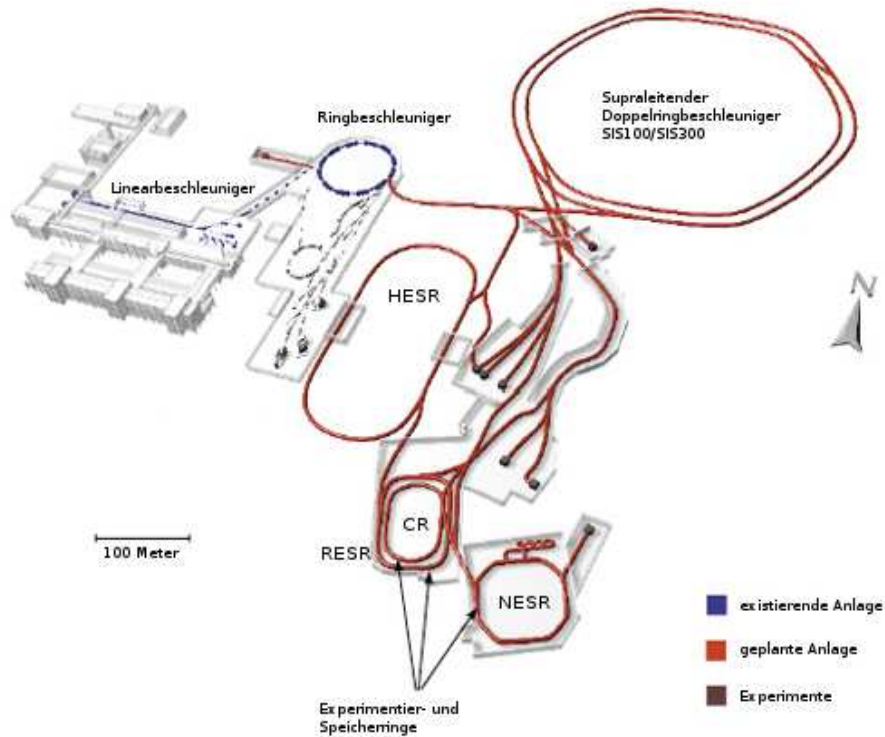


Abbildung 2.1: Die Abbildung zeigt das Gelände der GSI und skizziert die zukünftige Lage von FAIR

2.3 Die Beschleunigeranlage FAIR

Um all die oben genannten Ziele erreichen zu können, ist es unerlässlich einen Beschleuniger zu haben, der einen Teilchenstrahl erzeugt, der folgende Kriterien erfüllt:

- Eine hohe und gut regelbare Energie der Projektile
- Eine hohe Strahlintensität
- Eine hohe Impulsschärfe

Das alles soll von der neuen Beschleunigeranlage FAIR, die auf dem Gelände der GSI in Darmstadt entsteht, bereitgestellt werden. Einen Eindruck dieser neuen Anlage liefert Abbildung 2.1. Teil dieses neuen Komplexes wird der HESR (High Energy Storage Ring) sein, an dem der PANDA-Detektor aufgebaut wird. Im HESR werden die für das Experiment benötigten Antiprotonen gespeichert. Dabei soll die Energie der Strahlteilchen bis zu 14,5 GeV betragen, so dass beim Experiment mit einem ruhenden Target Zustände mit Massen über $5 \text{ GeV}/c^2$ erzeugt werden können. Außerdem ist es wichtig, eine hohe Luminosität zu erreichen, da sich nur so genaue Ergebnisse, beruhend auf einer großen Zahl von Ereignissen, erzielen lassen. Der HESR soll in zwei unterschiedlichen Modi betrieben werden können. Im Modus mit hoher Auflösung liegt die Impulsschärfe $\Delta p/p$ bei ungefähr 10^{-5} , wobei die Luminosität $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beträgt. Der andere Modus bietet eine höhere Luminosität von $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei reduzierter Impulsschärfe von ungefähr 10^{-4} . Die hohe

Impulsschärfe des Strahls wird sowohl durch stochastische, als auch durch Elektronenkühlung erreicht [3].

Erzeugt werden die Antiprotonen für das PANDA-Experiment an einem Antiprotonenproduktionstarget, das mit einem hochintensiven Protonenstrahl aus einem neuen Synchrotron-Ringbeschleuniger, dem SIS 100, beschossen wird. Danach werden sie in zwei weiteren Ringen (CR und RESR) gekühlt und fokussiert und schließlich in den HESR eingespeist.

2.4 Der PANDA-Detektor

2.4.1 Anforderungen an den Detektor

Der PANDA-Detektor muss ebenso wie der Beschleuniger einige wichtige Forderungen erfüllen, um die angestrebten Ziele des Experimentes erreichen zu können.

Damit möglichst viele der erzeugten Zustände nachgewiesen werden können, ist es wichtig, dass der Detektor eine hohe Nachweiseffizienz für das gesamte infrage kommende Teilchenspektrum aufweist und auch bei den zu erwartenden hohen Raten betrieben werden kann. Dabei ist es von großer Bedeutung, dass die Energie- und auch die Winkelauflösung des Detektors sehr gut ist, um eine präzise Teilchenidentifikation zu gewährleisten. Genauso wichtig ist es, dass nahezu der komplette Raumwinkel von 4π durch den Detektor abgedeckt wird, sowohl für geladene als auch für neutrale Teilchen. Außerdem sollten die einzelnen Detektorkomponenten aufgrund der im Experiment erwarteten hohen Strahlendosen aus strahlungsharten Materialien gefertigt werden.

2.4.2 Das Target

Das PANDA-Experiment wird mit einem ruhenden Target durchgeführt, wobei die meisten Messungen ein Protonentarget benötigen, für das zwei Alternativen in Betracht gezogen werden.

Ersteres ist das sogenannte Pellet-Target, das eine Dichte von ungefähr $10^{16}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreichen kann. Bei diesem Target fallen winzige Pellets aus gefrorenem Wasserstoff senkrecht durch den Antiprotonenstrahl hindurch und wechselwirken mit den Strahlteilchen. Die zweite in Betracht gezogene Alternative ist das Cluster-Jet-Target, bei dem ein hochverdichteter Strahl aus Wasserstoff durch den Antiprotonenstrahl geschossen wird. Beide Targettypen sollen beim PANDA-Experiment verwendet werden, um das Target möglichst flexibel an die Anforderungen des jeweiligen Telexperimentes anpassen zu können [2].

Desweiteren sind beispielsweise Targets aus polarisiertem ^3He vorgesehen und sogenannte *wire-* oder *strip-*Targets, die eine höhere Luminosität erreichen lassen und den Wechselwirkungspunkt genauer definieren können. Diese Targets bestehen aus einer dünnen Faser, die teilweise mit dem Strahl überlappt. Vor allem bei Untersuchungen des Einflusses des nuklearen Mediums auf Mesonen spielen diese Targettypen eine Rolle.

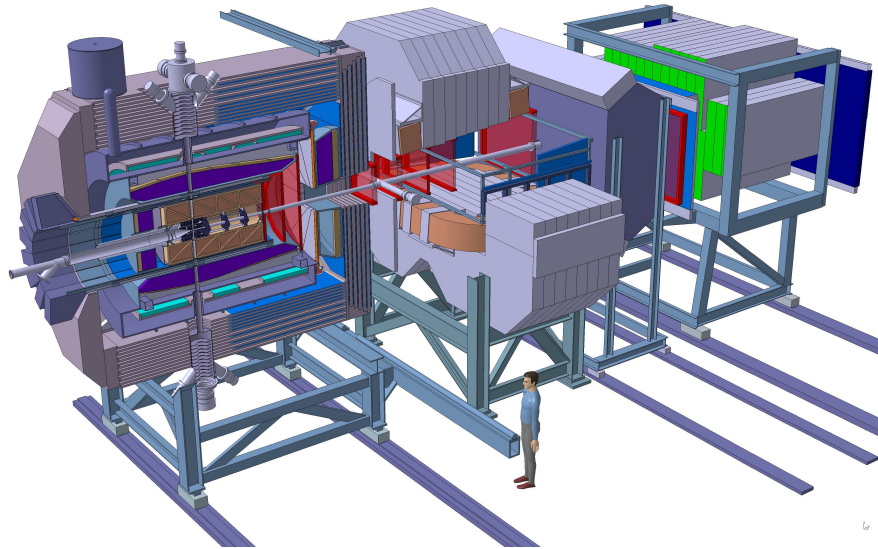


Abbildung 2.2: Der PANDA-Detektor

2.4.3 Die Detektorkomponenten

Der PANDA-Detektor lässt sich grob in zwei Teile aufteilen: In das Targetspektrometer und in das Vorwärtsspektrometer. Beide zusammen decken nahezu den kompletten Raumwinkel von 4π ab. Lediglich der Winkelbereich um den Wechselwirkungspunkt herum in Rückwärtsrichtung, der vom Strahlrohr eingenommen wird, kann nicht untersucht werden. Abbildung 2.2 zeigt eine 3D-Ansicht des Detektors.

Im Targetspektrometer werden alle Teilchen detektiert, deren Flugbahn mit der Strahlachse im Laborsystem in horizontaler Richtung einen Winkel größer als 10° und in vertikaler Richtung einen Winkel größer als 5° bildet. Hauptbestandteil des Targetspektrometers ist eine supraleitende zylindrische Spule mit 2,5 m Länge und einem Durchmesser von 1,9 m, die ein axiales Magnetfeld von bis zu 2 T erzeugen kann. Im Inneren dieses Magneten sind die Detektoren schalenförmig um den Wechselwirkungspunkt herum angebracht. Zur Spurrekonstruktion und zur Bestimmung primärer und sekundärer Zerfallsvertices befindet sich direkt um den Wechselwirkungspunkt herum ein MVD (Mikro-Vertex-Detektor), der aus einem Barrel-, sowie einem Endkappenteil aus Pixel- und Siliziumstreifendetektoren besteht. Ebenfalls zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen ist um den MVD herum ein zylindrisches Trackingsystem geplant, das entweder aus einem STT (Straw-Tube-Tracker) oder einer TPC (Time-Projection-Chamber) bestehen soll. In Vorwärtsrichtung wird das Tracking von drei Lagen GEM (Gas-Electron-Multiplier) Detektoren übernommen. Nach STT oder TPC folgen in radialer Richtung ein TOF Stop (Time of Flight Stop) Detektor und ein zylindrischer DIRC (Detector of Internally Reflected Cherenkov Light), ein aus Quarzstäben bestehender Cherenkov-Detektor. Beide dienen zur Identifizierung geladener Teilchen. Die Vorwärtsrichtung wird zusätzlich von einem TOF Stop und einem scheibenförmigem DIRC abgedeckt, der ebenfalls aus Quarz besteht. Eine der wichtigsten Komponenten des gesamten Detektors ist das elektromagnetische Kalorimeter, kurz EMC, das nach dem DIRC folgt. Die Aufgabe des EMC besteht vor allem in der Bestimmung der Energie und der Position

von Photonen und Elektronen, die als Folge der Antiproton-Proton Annihilation im Wechselwirkungspunkt entstehen. Der Nachweis geschieht mit Hilfe von Szintillationskristallen. Auf das EMC, die Szintillationskristalle und wesentliche Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen. Außerhalb des Magneten sollen Driftröhren Myonen detektieren, die das Spektrometer verlassen.

Das Vorwärtsspektrometer dient zur Untersuchung all jener Teilchen, deren Flugbahn mit der Strahlachse einen Winkel in horizontaler Richtung kleiner als 10° und in vertikaler Richtung kleiner als 5° bildet und die somit das Targetspektrometer verlassen können. Bestandteile des Vorwärtsspektrometers sind mehrere Mini Drift Chambers (MDC) zur Spurrekonstruktion, die nacheinander in Strahlrichtung angebracht werden und sich teilweise im Feld eines Dipolmagneten befinden, der eine integrierte Feldstärke von 2 Tm aufweist. Hinter dem Dipolmagneten folgen zusätzlich zur Teilchenidentifikation ein TOF Stop Detektor und ein RICH- (Ring-Imaging-Cherenkov-) Detektor. Am Ende des Vorwärtsspektrometers befindet sich schließlich ein elektromagnetisches Kalorimeter, gefolgt von einem hadronischen Kalorimeter und als letzte Komponente Detektoren zum Myonennachweis.

Genauere Informationen zum Aufbau und den einzelnen Komponenten lassen sich dem Technical Progress Report aus dem Jahr 2005 [2] entnehmen. Da sich die einzelnen Komponenten jedoch noch in der Entwicklungsphase befinden, kann es sein, dass auch die dortigen Informationen nicht mehr den derzeitigen Stand der Entwicklung korrekt wiedergeben.

2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

2.5.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Im folgenden Abschnitt sollen kurz die wichtigsten Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie erläutert werden. Dabei wird hauptsächlich auf Photonen und Elektronen als Strahlungsteilchen eingegangen, die für das elektromagnetische Kalorimeter von Bedeutung sind. Wechselwirkungen von Hadronen werden nicht berücksichtigt. Genauere Informationen zu allen Wechselwirkungen lassen sich in [4] nachlesen. Für Photonen wird der *Photoeffekt*, der *Compton-Effekt* und die *Paarbildung* betrachtet. Elektronen wechselwirken mit Materie vor allem, indem sie beim Durchqueren des Materials Atome anregen oder ionisieren. Dadurch verlieren sie Energie. Daneben spielt für Elektronen neben diesen Ionisationsverlusten auch noch der Energieverlust durch Bremsstrahlung eine wichtige Rolle.

2.5.1.1 Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt das Herauslösen eines Elektrons aus der Atomhülle durch ein auftreffendes Photon.



Dazu muss die Energie $h\nu$ des Photons größer sein als die minimale Ionisationsenergie des Atoms. Bei der Absorption des Photons durch das Hüllenelektron wird das

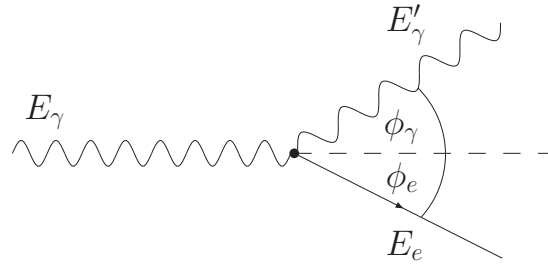


Abbildung 2.3: Zur Veranschaulichung des Compton-Effektes

Photon vernichtet. Ein Teil der Energie, die Austrittsarbeit, wird zum Herauslösen des Elektrons aus der Hülle verwendet. Die restliche Energie steht dem Elektron als kinetische Energie zur Verfügung. Die Energiebilanz beim Photoeffekt wird durch die photoelektrische Einstein-Gleichung

$$E_{kin} = h\nu - W_A \quad (2.3)$$

beschrieben, wobei W_A die Austrittsarbeit bezeichnet. Ist die Energie des Photons groß genug, ein Elektron aus einer inneren Schale herauszulösen, so kann es zu weiteren Sekundäreffekten kommen. Das entstandene Loch im Inneren der Schale wird durch ein Elektron einer höheren Schale aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energie wird dann als charakteristische Röntgenstrahlung abgestrahlt oder führt bei Absorption durch äussere Hüllenelektronen desselben Atoms, deren Ionisationsenergie kleiner ist als die Energie der Röntgenstrahlung, zur Emission sekundärer Elektronen, den sogenannten Auger-Elektronen.

Der Photoeffekt ist stark material- und energieabhängig, wie die anderen photonischen Wechselwirkungsprozesse auch. Für Photonenenergien bis etwa 100 keV ist der Photoeffekt der dominierende Prozess.

2.5.1.2 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt dominiert bei Photonenenergien um einige 100 keV bis wenige MeV. Er beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem quasifreien atomaren Elektron, das heißt an einem Elektron, das nur so schwach an das Atom gebunden ist, dass die Bindung bei der folgenden Betrachtung vernachlässigt werden kann. Der Prozess lässt sich durch folgende Reaktionsgleichung beschreiben:



Das Photon trifft auf ein Elektron und überträgt diesem dabei einen Teil seiner Energie. Anschließend fliegt das Photon mit verminderter Energie und unter einem anderen Winkel zur ursprünglichen Flugrichtung weiter. Abbildung 2.3 veranschaulicht diesen Vorgang. Aus Energie- und Impulserhaltung lässt sich folgender Zusammenhang zwischen der Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ von einfallendem und gestreutem Photon, sowie dem Streuwinkel ϕ_γ im Laborsystem herleiten:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi_\gamma) \quad (2.5)$$

Wie man erkennen kann ist der Energieübertrag vom Photon auf das Elektron für Rückwärtsstreuung ($\phi_\gamma = 180^\circ$) maximal. Das bedeutet das Elektron kann nach der Wechselwirkung mit dem Photon Energien von 0 bis $E_\gamma - E_\gamma I(180^\circ)$ haben.

2.5.1.3 Paarerzeugung

Bei der Paarerzeugung erzeugt ein Photon im Coulombfeld eines Kerns ein Elektron-Positron-Paar.

$$\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^- + e^+ + \text{Kern} \quad (2.6)$$

Dazu muss die Photonenenergie eine gewisse Schwellenenergie übersteigen, die sich aus der doppelten Ruheenergie des Elektrons (1,022 MeV) und der Rückstoßenergie des Kerns, in dessen Coulombfeld die Paarerzeugung stattfindet, zusammensetzt und sich durch folgende Gleichung beschreiben lässt:

$$E_{\gamma\text{Schwelle}} = 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{Kern}}} c^2 \quad (2.7)$$

Im Vakuum ist der Paarerzeugungsprozess nicht möglich, da zur Energie- und Impulserhaltung ein weiteres Teilchen beteiligt sein muss. Zwar ist die Paarerzeugung im Coulombfeld eines Elektrons ebenfalls möglich, dieser Prozess ist allerdings viel unwahrscheinlicher als die Paarerzeugung im Feld eines Kerns. Für Photonen mit einer Energie $E_\gamma \gg 1\text{MeV}$ ist der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung sehr viel größer als für die vorher genannten Prozesse, so dass die Paarerzeugung bei hohen Energien den dominanten Wechselwirkungsprozess für Photonen mit Materie darstellt.

2.5.1.4 Wechselwirkungen der Elektronen

Elektronen verlieren ihre Energie bei der Wechselwirkung mit Materie durch Ionisationsverluste und durch Bremsstrahlungsverluste, wobei letztgenannte bei Elektronen aufgrund ihrer kleinen Masse schon bei niedrigeren Teilchenenergien im MeV-Bereich eine wichtige Rolle spielen (vgl. Gleichung 2.9).

Angenommen es fliegt ein Elektron mit der Energie E durch ein Absorbermaterial mit der Kernladungszahl Z , der Massezahl A und der Ionisationskonstanten I , die für das Material charakteristisch ist und von der molekularen Bindung der Atome im Absorbermaterial abhängt. Dann verliert das einfallende Elektron durch Stöße mit Elektronen, die in den Atomen im Absorbermaterial gebunden sind, immer mehr Energie. Diese Verluste sind Ionisationsverluste. Der Energieverlust dE pro durchlaufener Schichtdicke dx des Absorbermaterials ist durch

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} I} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right\} \quad (2.8) \end{aligned}$$

gegeben, wobei $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}$ der Lorentzfaktor ist und $\beta = \frac{v}{c}$ das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit angibt. Die weiteren Größen sind die Elektronenmasse m_e , der klassische Elektronenradius $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$ und die

Avogadrokonstante N_A .

Bremsstrahlungsverluste hingegen treten dadurch auf, dass das einfallende Elektron mit dem Coulombfeld der Kerne im Absorbermaterial wechselwirken und dadurch abgebremst werden kann. Die verlorene Energie des Elektrons wird in Form von Bremsstrahlungsphotonen abgestrahlt. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung für Elektronen mit Energien $E \gg m_e c^2 / \alpha Z^{1/3}$ wird durch

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \cdot \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.9)$$

beschrieben und ist proportional zu E . α ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, die ungefähr $1/137$ beträgt. Alternativ lässt sich Gleichung 2.9 auch so formulieren:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (2.10)$$

Darin ist X_0 die sogenannte *Strahlungslänge*, die die Strecke angibt, nach der die Energie des einfallenden Teilchens auf $1/e$ abgefallen ist. Unter Berücksichtigung von Bremsstrahlungsverlusten von Elektronen durch Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Absorbermaterie und der teilweisen Abschirmung der Kernladung durch diese Hüllenelektronen lässt sich folgender Ausdruck für die Strahlungslänge X_0 finden:

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.11)$$

Die Energie der Elektronen, bei der die Verluste durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß sind, heisst kritische Energie E_C . Oberhalb der kritischen Energie dominieren die Bremsstrahlungsverluste.

2.5.2 Elektromagnetische Schauer

Treffen hochenergetische Photonen oder Elektronen auf die Szintillationskristalle des elektromagnetischen Kalorimeters, dann entwickeln sich in den Kristallen sogenannte elektromagnetische Schauer. Photonen wechselwirken bei hoher Energie, wie oben beschrieben, vor allem durch Elektron-Positron-Paarbildung mit den Kristallen, wohingegen Elektronen ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung verlieren. Als Beispiel soll der folgende Prozess betrachtet werden, bei dem ein Photon Auslöser eines elektromagnetischen Schauers ist. Abbildung 2.4 zeigt in einer vereinfachten Darstellung einen solchen Schauer. Das Photon erzeugt nach einer Strahlungslänge X_0 ein Elektron-Positron-Paar. Elektron und Positron verlieren durch Bremsstrahlung Energie und erzeugen so im Mittel nach einer Strahlungslänge weitere Photonen, die dann durch Paarerzeugung neue Teilchen erzeugen und so weiter. Durch ständige Wiederholung dieser Vorgänge entwickelt sich wie bei einer Kettenreaktion der Schauer. Nach n Strahlungslängen sind also 2^n Teilchen im Schauer vorhanden. Unter der Bedingung, dass sich die Energie E_γ des einfallenden Photons nach jedem weiteren Schritt gleichmäßig auf die Schauerteilchen verteilt, hat jedes Teilchen nach n Strahlungslängen eine Energie E_T von $E_\gamma/2^n$. Solange E_T größer ist als die kritische Energie E_C entwickelt sich der Schauer weiter. Unterhalb dieser Energie kommt der Schauer langsam zum Erliegen, weil hier für Elektronen und Positronen

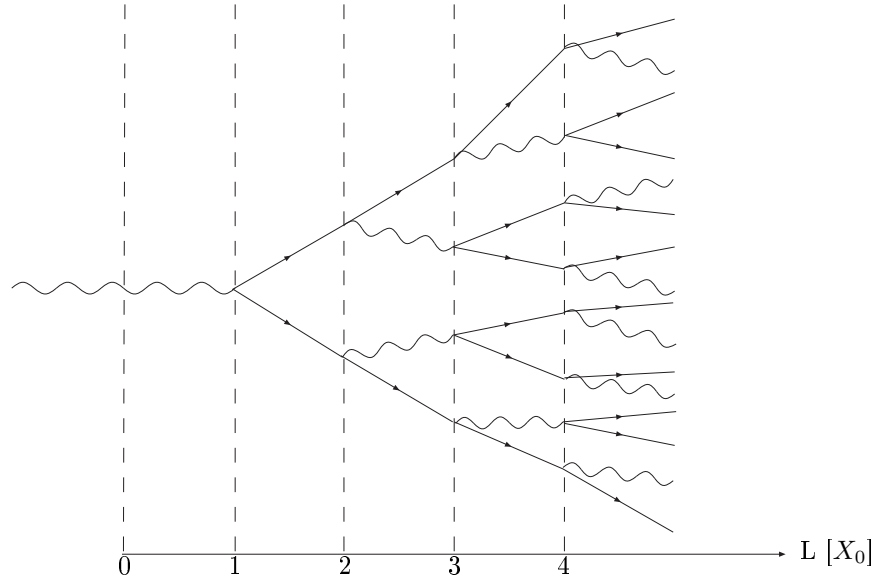


Abbildung 2.4: Vereinfachte Darstellung eines elektromagnetischen Schauers

Ionisationsverluste gegenüber Bremsstrahlungsverlusten dominieren und für Photonen der Paarerezeugungsprozess eine weniger große Rolle spielt.

Durch mehrfache Streuung der durch Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen am Coulombfeld der Kerne und Atomelektronen im Kristall verbreitert sich der Schauer mit zunehmender Schauertiefe. Die Ausdehnung lässt sich durch den Molière-Radius

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0 \text{ [g/cm}^2\text{]} \quad (2.12)$$

[4] beschreiben. Allgemein gilt, dass 95 Prozent der Schauerenergie in einem Zylinder mit dem Radius $2R_M$ um die Schauerachse enthalten sind.

2.5.3 Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters

Wie in Abschnitt 2.4.3 gesagt wurde, ist eine sehr wichtige Komponente des Targetspektrometers das elektromagnetische Kalorimeter (EMC). Aufgabe des EMC ist der Nachweis aller Photonen, die beim Experiment entstehen, über einen großen Energiebereich von einigen MeV bis hin zu mehreren GeV und das mit einer guten Energie-, Orts- und Zeitauflösung. Der Nachweis der Photonen geschieht mit Hilfe von Szintillationskristallen. Als Szintillatormaterial hat sich für die Kristalle im EMC das anorganische Bleiwolframat (PbWO_4) gegenüber Wismut Germanat (BGO) durchgesetzt, das ursprünglich als Alternative vorgesehen war. Bleiwolframat erfüllt die Forderungen, die das PANDA Experiment an das Szintillatormaterial stellt. Es ist schnell und hat eine gute Energie- und Zeitauflösung, sowohl für Photonen als auch Elektronen. Außerdem hat das dichte Bleiwolframat eine hohe Strahlenhärte, eine kurze Strahlungslänge X_0 und einen kleinen Molière-Radius. Dadurch ist es möglich, ein kompaktes EMC zu konstruieren, das auch mit den hohen Zählraten bei PANDA (Annihilationsrate von ungefähr $10^7/\text{s}$) zurecht kommen kann. Der einzige Nachteil von PbWO_4 ist die Lichtausbeute bei Raumtemperatur,

Dichte g/cm ³	X_0 cm	R_M cm	dE/dx MeV/cm	τ_{decay} ns	λ_{max} nm	n bei λ_{max}	d(LY)/dT %/°C
8,28	0,89	2,0	13,0	6	420	2,2	-1,9

Tabelle 2.3: Einige Eigenschaften von Bleiwolframat [2]

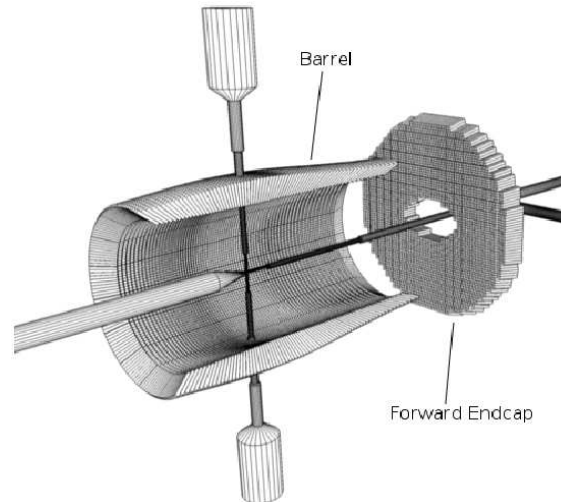


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des EMC

die durch *Thermal Quenching*, das heisst strahlungslose Rekombinationsübergänge, stark erniedrigt wird. Aus diesem Grund werden die Kristalle später im Experiment bis auf -25°C gekühlt, da sich die Lichtausbeute so um einen Faktor drei erhöhen lässt [2]. Einige wichtige Eigenschaften von Bleiwolframat sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Das EMC ist so konzipiert, dass es nahezu den kompletten Raumwinkel von 4π abdeckt. Es besteht aus einem Barrelteil aus 11520 Kristallen, der zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt herum gebaut wird, sowie zwei Endkappen aus insgesamt etwa 4700 Kristallen, die die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung abdecken. Die Kristalle im Barrelteil und den Endkappen werden leicht versetzt platziert, so dass der Normalenvektor auf den Frontflächen der Kristalle nicht exakt auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Dadurch soll vermieden werden, dass Photonen, die genau auf die Lücken zwischen den einzelnen Kristallen treffen, verloren gehen. In Abbildung 2.5 ist eine schematische Darstellung des EMC mit Barrel und vorderer Endkappe gegeben. Die hintere Endkappe ist in dieser Darstellung nicht eingezeichnet. Die Auslese der Kristalle geschieht mit Avalanche Photodioden (APD), die im Gegensatz zu Photomultipliern auch in Magnetfeldern, wie dem im Targetspektrometer, eingesetzt werden können. Zurzeit wird an der Entwicklung besonders großer rechteckiger APDs gearbeitet, von denen später je zwei auf einem Kristall zur Auslese eingesetzt werden sollen, so dass eine möglichst große Fläche der Kristallfronten abgedeckt wird und ein Großteil des Szintillationslichts nachgewiesen werden kann.

2.5.4 Das Monitorsystem

Das Monitorsystem für das elektromagnetische Kalorimeter von PANDA dient als Referenzquelle, mit deren Hilfe sich Änderungen der Parameter für die Energieka-

librierung bestimmen lassen. So führt die dauernde Strahlenbelastung der Kristalle im Laufe der Zeit dazu, dass die Lichtdurchlässigkeit abnimmt. Hier kann zum Beispiel durch Injektion von Licht in die Kristalle überprüft werden, wie stark und wie schnell sich diese Transparenzänderungen bemerkbar machen, indem das Licht nach Durchlaufen der Kristalle detektiert und mit dem Signal einer Referenzquelle verglichen wird. Da sich die Arbeiten am Monitorsystem erst in der Planungsphase befinden, stellen sich noch mehrere Fragen, die zunächst beantwortet werden müssen. Zum Beispiel: Was für eine Lichtquelle soll verwendet werden, welche Fasern nutzt man zur Injizierung des Lichtes, wie und wo wird das Licht injiziert? Und das ist nur ein kleiner Teil der Fragen, die es zu beantworten gilt. Deshalb stellt die Entwicklung eines Monitorsystems eine große Herausforderung dar und wird bis zum endgültigen, einsatzfähigen System, das beim PANDA-Experiment verwendet werden kann, noch viel Forschungsarbeit erfordern.

Kapitel 3

Physikalische Grundlagen

3.1 Die wichtigsten optischen Gesetze

Im folgenden Abschnitt soll das Verhalten von Licht an Grenzflächen zwischen zwei Medien erläutert werden, indem einige wichtige optische Gesetze und Phänomene kurz dargestellt und beschrieben werden. Da Licht eine elektromagnetische Welle ist und somit durch die Maxwellsche Theorie vollständig beschrieben wird, lassen sich auch alle Effekte beim Übergang von Licht zwischen unterschiedlichen Medien aus den Maxwell-Gleichungen herleiten. Die Maxwell-Gleichungen in Materie lauten im SI-System [5]:

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{j}\end{aligned}\tag{3.1}$$

Dabei ist $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}$ die *dielektrische Verschiebungskonstante* und $\mathbf{H} = \mathbf{B}/(\mu_0 \mu_r)$ die *magnetische Feldstärke*. Die *Dielektrizität* ε_0 und die *Permeabilität* μ_0 sind natürliche Konstanten, wohingegen die *relative Dielektrizität* ε_r und die *relative Permeabilität* μ_r materialabhängig sind. Im Vakuum gilt ε_r gleich 1. Die relative Permeabilität μ_r ist für alle nicht ferromagnetischen Materialien, so wie es auch Bleiwolframat ist, ungefähr gleich 1. Zusätzlich zu den Maxwellgleichungen müssen die geltenden Randbedingungen

$$\begin{aligned}\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) &= \sigma \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \mathbf{K} \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) &= \mathbf{0}\end{aligned}\tag{3.2}$$

für die elektrischen und magnetischen Felder der Lichtwelle an den Grenzflächen zwischen den Medien berücksichtigt werden. Allgemein gilt, dass die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes und die Normalenkomponente des magnetischen Feldes bezüglich der Grenzfläche zwischen den Medien stetig ist. Die Normalenkomponente des elektrischen Feldes hingegen ist nicht stetig, wenn die Grenzfläche elektrische

Ladung (Oberflächenladungsdichte σ) trägt. Fließt auf der Grenzfläche ein Strom (Oberflächenstromdichte \mathbf{K}), so macht auch die Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke einen Sprung und ist unstetig. Hier soll jedoch nicht die Herleitung der einzelnen beschriebenen Aspekte im Vordergrund stehen, sondern das Ergebnis kurz und anschaulich erklärt werden, so dass der Leser sich die wichtigsten optischen Vorgänge noch einmal ins Gedächtnis rufen kann.

3.1.1 Reflexion und Brechung

Licht, das sich von einem Medium mit der Brechzahl n_1 in ein anderes Medium mit der Brechzahl n_2 ausbreitet wird an der Grenzfläche zwischen den Medien zum Teil in das erste Medium zurück reflektiert und zu einem anderen Teil ins andere Medium transmittiert.

Dabei gilt, dass der Einfallswinkel der Lichtstrahlen relativ zur Normalen der Reflexionsfläche genauso groß ist wie der Ausfallswinkel, unter dem das Licht reflektiert wird.

$$\alpha = \alpha' \quad (3.3)$$

Die transmittierten Lichtstrahlen werden an der Grenzfläche gebrochen und laufen für den Fall n_1 ungleich n_2 unter einem anderen Winkel als dem Einfallswinkel α zur Normalen weiter. Das liegt daran, dass die Lichtgeschwindigkeit in den beiden Medien nicht gleich ist. So gilt nämlich $c_M = c/n_M$, wobei c_M die Lichtgeschwindigkeit im Medium mit der Brechzahl n_M und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Eine Beziehung zwischen den Brechzahlen in beiden Medien, sowie dem Einfallswinkel α und dem Brechungswinkel β ist durch das Snelliussche Brechungsgesetz

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad (3.4)$$

gegeben. Abbildung 3.1 skizziert den Verlauf von reflektiertem und gebrochenem Lichtstrahl beim Übergang von Licht aus einem Medium mit einem Brechungsindex n_1 in ein optisch dichteres Medium mit dem Brechungsindex $n_2 > n_1$. Für den umgekehrten Fall, den Übergang von einem optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium, gibt es noch einen weiteren wichtigen Mechanismus, den der *Totalreflexion*. Setzt man im Snelliusschen Brechungsgesetz für den Winkel β 90° ein und löst schließlich nach α auf, so erhält man einen Ausdruck für den Grenzwinkel ab dem Totalreflexion auftreten kann. Es ergibt sich:

$$\alpha_T = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (3.5)$$

Für alle Winkel $\alpha > \alpha_T$, wobei der Winkel wieder in Bezug zur Flächennormalen gemessen wird, tritt Totalreflexion auf.

3.1.2 Polarisation

Licht besteht aus elektromagnetischen Wellen, bei denen der elektrische und der magnetische Feldvektor senkrecht zueinander und zur Ausbreitungsrichtung schwingen. Breitet sich eine Lichtwelle mit Wellenvektor $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$ und Kreisfrequenz ω in

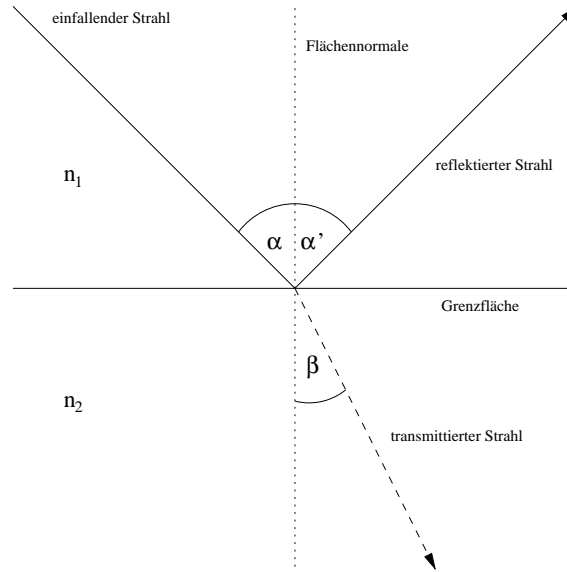


Abbildung 3.1: Reflexion und Brechung eines Lichtstrahls beim Übergang zwischen Medien mit unterschiedlichen Brechzahlen

z-Richtung aus, so kann man den elektrischen Feldvektor allgemein wie folgt definieren [6]:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{i\phi} \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)} \quad (3.6)$$

Bei beliebigen Amplituden E_{0x} und E_{0y} , sowie bei beliebiger Phase ϕ bewegt sich die Spitze des Vektors \mathbf{E} in der x-y-Ebene auf einer Ellipse. Folgende Spezialfälle lassen sich ferner unterscheiden:

- lineare Polarisation: $\phi = 0$
- linkszirkuläre Polarisation: $\phi = +90^\circ$, $E_{0x} = E_{0y}$
- rechtszirkuläre Polarisation: $\phi = -90^\circ$, $E_{0x} = E_{0y}$

Licht, bei dem die beiden Komponenten der elektrischen Feldstärke mit statistisch schwankenden Amplituden und Phasen zueinander schwingen, bezeichnet man als unpolarisiert. Jedoch lässt sich jedes Licht durch unterschiedliche Mechanismen polarisieren. Als Beispiele seien Polarisation durch Doppelbrechung in Kristallen, die Erzeugung von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch dichroitische Kristalle und Polarisation durch Reflexion genannt [5]. Bei letztgenannter ist der reflektierte Anteil des Lichts senkrecht zur Einfallsebene vollständig linear polarisiert, wenn unpolarisiertes Licht unter dem sogenannten Brewsterwinkel α_B auf die Reflexionsfläche fällt. Der reflektierte polarisierte und der transmittierte unpolarisierte Strahl stehen hierbei senkrecht aufeinander. Der Brewsterwinkel ist durch

$$\alpha_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (3.7)$$

gegeben. In Abbildung 3.2 ist der Mechanismus der Polarisation durch Reflexion dargestellt. Dabei ist die Einfallsebene die Papierebene. Allgemein ist die Einfallsebene durch den Wellenvektor der einfallenden Welle und den Normalenvektor auf

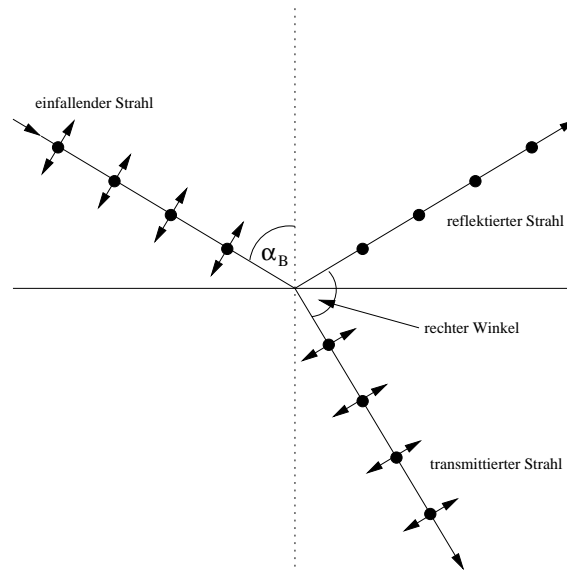


Abbildung 3.2: Polarisation durch Reflexion

der Reflexionsfläche definiert. Wie man erkennen kann ist der reflektierte Strahl senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, was durch die Punkte auf dem Strahl symbolisiert werden soll. Beim einfallenden und transmittierten Strahl gibt es sowohl Komponenten des elektrischen Feldes parallel (Pfeile), als auch senkrecht (Punkte) zur Einfallsebene.

3.1.3 Fresnel-Formeln

Wenn man berechnen will, zu welchen Teilen elektromagnetische Wellen an Grenzflächen zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechzahlen n_1 und n_2 reflektiert oder transmittiert werden, so bedient man sich der sogenannten Fresnel-Formeln. Man muss jedoch unterscheiden, ob die elektromagnetischen Wellen senkrecht oder parallel zur Einfallsebene polarisiert sind. Teilt man die Felder der Wellen diesbezüglich in eine senkrechte und eine parallele Komponente auf, so lassen sich aus den Randbedingungen 3.2 die Fresnel-Formeln, das heisst die Reflexionskoeffizienten und Transmissionskoeffizienten, jeweils für senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht, ableiten. Für den senkrechten Fall erhält man:

$$\rho_s = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}$$

$$\tau_s = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (3.8)$$

Der parallele Fall ist durch

$$\rho_p = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}$$

$$\tau_p = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} \quad (3.9)$$

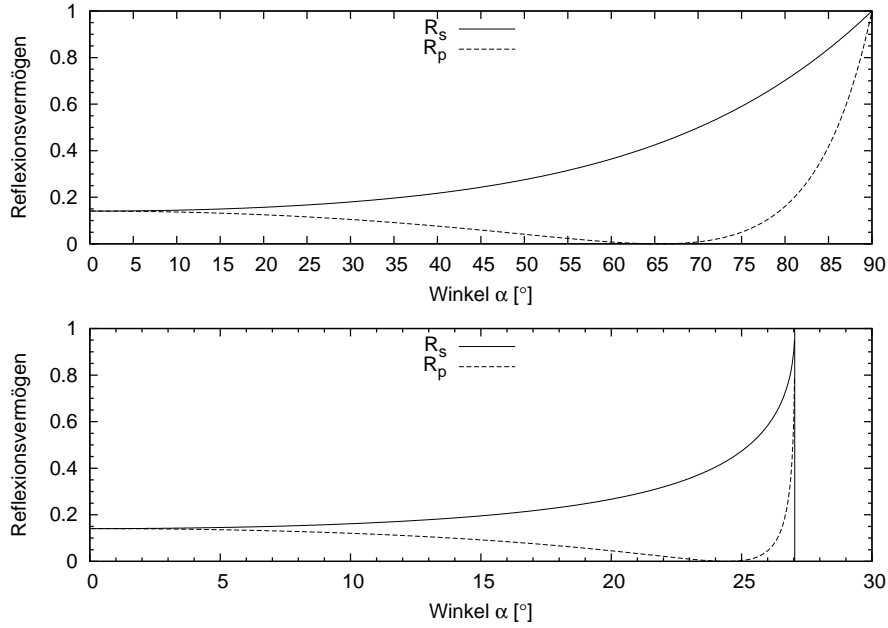


Abbildung 3.3: Reflexionsvermögen für senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht an der Grenzfläche Luft-Bleiwolframat (oben) und für den umgekehrten Fall Bleiwolframat-Luft (unten)

gegeben [5]. Aus diesen Koeffizienten, die das Verhältnis von reflektierter bzw. transmittierter zu einfallender Amplitude der Wellen angeben, lässt sich das Reflexions-, bzw. das Transmissionsvermögen der Grenzfläche berechnen, das bedeutet die Wahrscheinlichkeit für Reflexion oder Transmission. Bezeichnet R das Reflexionsvermögen und T entsprechend das Transmissionsvermögen, dann muss aus Gründen der Energieerhaltung gelten:

$$R + T = 1 \quad (3.10)$$

Nun gilt für R , sowohl für den senkrechten, als auch für den parallelen Fall $R_i = \rho_i^2$, wobei i entweder s oder p ist. Damit lässt sich das Reflexionsvermögen für die beiden Fälle folgendermaßen schreiben:

$$R_s = \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2 \quad (3.11)$$

für den senkrechten Fall und

$$R_p = \left(\frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \right)^2 \quad (3.12)$$

entsprechend für den parallelen Fall. Das Transmissionsvermögen erhält man hieraus durch $T_i = 1 - R_i$. In Abbildung 3.3 ist oben das Reflexionsvermögen für senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht für den Übergang Luft-Bleiwolframat ($n_1 \approx 1 \rightarrow n_2 = 2,2$) grafisch dargestellt. Wie man erkennen kann, geht die Wahrscheinlichkeit für Reflexion von parallel polarisiertem Licht bei einem bestimmten Winkel gegen Null. Dieser Winkel ist der oben angesprochene Brewsterwinkel, der für den hier betrachteten Übergang ungefähr 65,6 Grad beträgt. Abbildung 3.3 unten zeigt ebenfalls das Reflexionsvermögen für beide Polarisationsfälle,

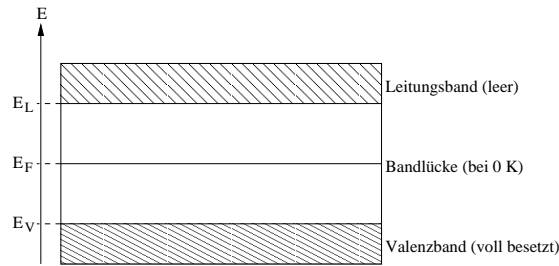


Abbildung 3.4: Bandlücke in einem Halbleiter

lediglich bei den umgekehrten Übergangsbedingungen Bleiwolframat-Luft. Auch hier ist beim Brewsterwinkel (ungefähr 24,4 Grad) ein Rückgang der Reflexionswahrscheinlichkeit für die parallele Komponente auf Null zu beobachten. Die vertikale Linie schneidet die x-Achse bei etwa 27 Grad, dem Grenzwinkel für Totalreflexion. Für alle Winkel, die größer sind als dieser Grenzwinkel, gilt für das Reflexionsvermögen für senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht $R_i = 1$, das heißt, das gesamte Licht wird reflektiert.

3.2 Lichterzeugung und Photodetektoren

3.2.1 Leuchtdioden

Der Lichtpulsler für das Monitorsystem des EMC bei PANDA soll mit LEDs aufgebaut werden. Die Abkürzung LED steht für Light Emitting Diode. Deshalb werden hier nun einige wichtige Aspekte in Bezug auf LEDs, wie die prinzipielle Funktionsweise, kurz dargestellt.

3.2.1.1 Halbleiter und Dotierung

Elektronen in Festkörpern werden durch das *Bändermodell* beschrieben. Nach diesem Modell können die Elektronen nur Energien haben, die in gewissen erlaubten Bereichen, den sogenannten Energiebändern liegen. Diese Energiebänder sind voneinander durch Lücken getrennt. Das am Temperaturnullpunkt höchste voll besetzte Energieband wird Valenzband genannt. Das nächste erlaubte Band über dem Valenzband ist das Leitungsband. Ein Halbleiter ist nun ein Material, bei dem bei einer Temperatur nahe dem absoluten Nullpunkt, das Valenzband vollständig besetzt, das Leitungsband hingegen vollständig leer ist. Bei diesen tiefen Temperaturen verhält sich ein Halbleiter wie ein Isolator. Zwischen Valenzband und Leitungsband existiert eine Lücke, die jedoch klein genug ist (≈ 1 eV), damit Elektronen bei höheren Temperaturen aus dem Valenz- ins Leitungsband thermisch angeregt werden können, der Halbleiter wird leitfähig. Abbildung 3.4 zeigt die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband in einem Halbleiter.

Als Dotierung wird die gezielte Verunreinigung eines Stoffes mit Fremdatomen in kleinen Konzentrationen bezeichnet, wodurch sich die Leitfähigkeit dieser Stoffe verändern lässt. Als Beispiel sei der heutzutage in der Technik wichtigste Halbleiter, das IV-wertige Silizium genannt (Element der IV. Hauptgruppe des Periodensystems), das in seiner reinen Form in einer Diamantstruktur kristallisiert, wobei jedes Si-Atom

tetraedrisch von vier anderen Si-Atomen umgeben ist und mit ihnen eine kovalente Bindung eingeht. Werden einige der Si-Atome durch III-wertige Atome (z.B. B, Al oder Ga), sogenannte Akzeptoren, ersetzt, so spricht man von p-Dotierung. Die III-wertigen Atome haben ein Elektron weniger als Si auf ihrer äußersten Schale für kovalente Bindungen zur Verfügung, wodurch eine Bindung zu den benachbarten Si-Atomen im Kristallgitter nicht ausgebildet werden kann, diese Fehlstelle wird als *Loch* bezeichnet. Bei Anlegen einer externen Spannung können Elektronen aus ihren Bindungen herausgerissen werden und diese Löcher besetzen. Effektiv wandert das Loch im Valenzband durch den Kristall und führt als Majoritätsladungsträger von p-dotierten Halbleitern zur Leitfähigkeit bei Anlegen einer äußeren Spannung. Werden V-wertige Atome (wie P oder As) ins Kristallgitter eingebracht, die ein Elektron mehr auf ihrer äußersten Schale haben als Si, dann wird dies als n-Dotierung bezeichnet und die Fremdatome werden Donatoren genannt. Das überschüssige Elektron, das nicht an der Bindung im Gitter beteiligt ist, steht im n-dotierten Halbleiter als frei beweglicher Majoritätsladungsträger im Leitungsband zur Verfügung.

3.2.1.2 Der pn-Übergang

Das grundlegende Prinzip, auf dem die Funktion einer Halbleiterdiode und damit auch die einer LED beruht, ist das des pn-Überganges. Bringt man nun einen p- und einen n-dotierten Halbleiter miteinander in Kontakt, so beginnen aufgrund des Konzentrationsunterschiedes von Löchern und Elektronen in den beiden Materialien, Elektronen aus dem n- ins p-Gebiet zu diffundieren. Andersherum wandern Löcher aus dem p- ins n-Gebiet. Dadurch bildet sich in der Nähe der Kontaktfläche eine Zone aus, in der kaum noch frei bewegliche Ladungsträger vorhanden sind, die sogenannte Sperrschicht. Durch das Abwandern der Elektronen aus dem n-Gebiet bleiben dort die positiv geladenen Atomrümpfe der Donatoratome zurück. Auf der p-Seite nehmen die Akzeptoren die Elektronen auf und es bildet sich eine negative Ladung. Ähnlich wie bei einem Plattenkondensator bildet sich über die Sperrschicht hinweg ein elektrisches Feld, das irgendwann die weitere Diffusion von Ladungsträgern von der einen zur anderen Seite stoppt. Im Bändermodell der Festkörperphysik ist die Sperrschicht durch eine Verformung der Energiebänder im Übergangsbereich zwischen p- und n-Gebiet erklärt, die dadurch entsteht, dass sich die Fermienergien E_F beider Schichten bei Kontakt angleichen. Sind beide Gebiete voneinander getrennt, sind die Fermienergien bei beiden nämlich unterschiedlich groß. Bei der p-dotierten Schicht liegt das Fermienergielevel tiefer als bei der n-dotierten Schicht. In Abbildung 3.5 ist die Verformung der Energiebänder schematisch dargestellt. Eine genauere Beschreibung des gesamten Prozesses erfordert ausführliche statistische Betrachtungen, auf die hier nicht weiter eingegangen werden kann. Nähere Informationen lassen sich in der entsprechenden Fachliteratur nachschlagen, beispielsweise in [7].

Durch Anlegen einer äußeren Spannung kann man diese Sperrschicht nun verändern. Legt man die p-Seite auf negatives und die n-Seite auf positives Potential, so wandern weitere Löcher zum Minus-Pol und Elektronen zum Plus-Pol. Die Sperrschicht vergrößert sich und man spricht von einem Betrieb in Sperrrichtung, da hier lediglich ein kleiner Sperrstrom über den pn-Übergang hinweg möglich ist. Legt man hingegen die p-Seite auf positives Potential und die n-Seite auf negatives Potential, dann

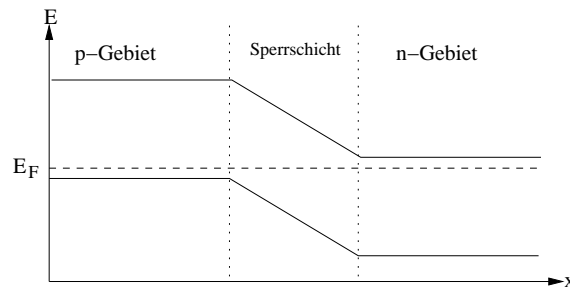


Abbildung 3.5: Verformung der Energiebänder im Bereich der Sperrschicht bei einem pn-Übergang

wird die Sperrschicht abgebaut. Elektronen wandern fortwährend von der n-Seite in Richtung Sperrzone, von wo aus sie in das andere Gebiet gelangen können und dort mit den Löchern rekombinieren. Genauso wandern Löcher von der p-Seite durch die Sperrschicht auf die andere Seite und rekombinieren mit Elektronen. Dadurch kann ein signifikanter Strom fließen. Der pn-Übergang wird in Durchlassrichtung oder Flussrichtung betrieben.

3.2.1.3 Funktion und Aufbau von LEDs

Wie in Abschnitt 3.2.1.2 gesagt, beruht die Funktion einer LED auf einem pn-Übergang, der in Flussrichtung betrieben wird. Bei der Rekombination von Elektronen und Löchern wird die dabei freiwerdende Energie, die ungefähr gleich $E_L - E_V$ ist, in Form von Photonen abgestrahlt. Es gilt also:

$$h\nu \approx E_L - E_V \quad (3.13)$$

Je nach verwendetem Material variiert die Größe der Bandlücke und damit die Farbe der LED. Zur Herstellung von LEDs verwendet man jedoch nur direkte Halbleiter. Das sind Materialien, bei denen Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband den gleichen Impuls besitzen und deshalb strahlende Rekombination möglich ist. Bei indirekten Halbleitern sind diese Impulse nicht gleich. Hier rekombinieren Elektronen und Löcher nur unter Beteiligung von Phononen, das sind Gitterschwingungen, die den fehlenden Impulsbetrag aufbringen können und so zur Impulserhaltung bei der Rekombination beitragen. Die Wahrscheinlichkeit für strahlende Rekombination bei indirekten Halbleitern ist sehr klein [7].

Es gibt verschiedenste Typen von LEDs für unterschiedliche Anwendungen. Dabei unterscheiden sie sich vor allem in ihrer Größe, der Bauform, der Farbe des emittierten Lichts, der Abstrahlcharakteristik (gerichtet oder diffus) und je nach Stromaufnahme auch in der Helligkeit. Normale Standard-LEDs benötigen ungefähr 20 mA, neuere Hochleistungs-LEDs brauchen mehr als 1 A, um zu leuchten, sind dementsprechend aber auch um ein Vielfaches leuchtstärker als herkömmliche Leuchtdioden. Ein Vorteil von LEDs ist die extrem lange Lebensdauer von bis zu 100000 Stunden. Eine LED geht nicht einfach kaputt wie normale Glühlampen. Im Laufe der Zeit lässt die Strahlungsleistung lediglich nach, ein Effekt, der als Degradation bezeichnet wird. Weitere Vorteile sind, dass die LED nur Licht in einem schmalen Frequenzbereich abstrahlt und ihre Schaltgeschwindigkeit sehr hoch ist.

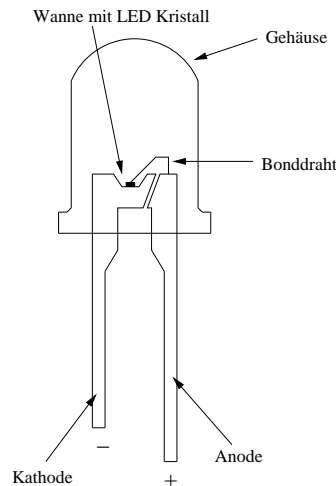


Abbildung 3.6: Aufbau einer LED

Letzteres bedeutet, dass es möglich ist, das Licht der LED mit Geschwindigkeiten bis zu 500 MHz [7] zu modulieren.

Der größte Nachteil von LEDs ist ihre Temperaturabhängigkeit. Zum einen können zu hohe Temperaturen die LED zerstören, was bedeutet, dass während des Betriebes auf eine gute Kühlung zu achten ist. Zum anderen hängt die Strahlungsleistung, und in geringem Maße auch die Farbe der LED, von der Temperatur ab, so dass eine gute Temperaturregelung für einen stabilen Betrieb wichtig ist.

Die bei dieser Arbeit verwendete LED stammt von der Firma Nichia und trägt die Bezeichnung Model NSPB500S. Sie emittiert blaues Licht bei einer Peakwellenlänge von ungefähr 470 nm, was im Bereich des Lumineszenzlichtes von Bleiwolframat liegt. Dabei beträgt der Abstrahlwinkel bei dieser LED lediglich 15 Grad. Der LED-Chip, der aus InGaN besteht, ist in einem 5mm Kunststoffgehäuse eingebettet. Abbildung 3.6 zeigt schematisch den Aufbau einer solchen LED.

3.2.2 Lichtwellenleiter

Zur Weiterleitung der Signale eines optischen Senders zum Empfänger, werden Lichtwellenleiter eingesetzt, deren Funktionsprinzip auf der Totalreflexion von Licht (siehe 3.1.1) beruht. Man unterscheidet bei den Lichtwellenleitern zwischen *Stufenindexfasern*, *Gradientenindexfasern* oder *Monomodefaisern*. Eine Stufenindexfaser besteht aus einem *Kern* (häufig aus Quarzglas), in dem das Licht geleitet wird, der von einem *Mantel* mit niedrigerer Brechzahl (ebenfalls aus Quarzglas oder aus Kunststoff) umgeben ist. An der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel wird das Licht totalreflektiert und so ohne große Verluste durch die Faser transportiert. Zum Schutz des Mantels ist um ihn herum häufig eine dünne Kunststoffschicht, das sogenannte *Coating* aufgebracht, das wiederum von einer weiteren Schutzschicht gegen äußere Einflüsse, dem *Buffering*, umgeben ist. In der Faser werden nur Lichtstrahlen geleitet, die unter einem Winkel auf die Frontseite der Faser treffen, der kleiner ist als der maximale *Akzeptanzwinkel* θ . Der Sinus aus diesem Akzeptanzwinkel wird als

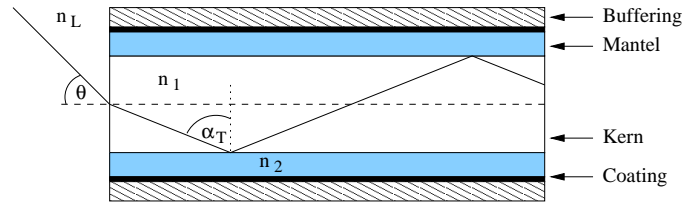


Abbildung 3.7: Lichtleitung in einer Stufenindexfaser

numerische Apertur A_N der Faser bezeichnet und für sie gilt

$$A_N = \sin \theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (3.14)$$

wobei n_1 die Brechzahl des Kerns und n_2 die Brechzahl des Mantels ist, für die gilt $n_1 > n_2$ [7]. In Abbildung 3.7 wird der Aufbau und das Prinzip der Lichtleitung in einer Stufenindexfaser dargestellt. Nach der geometrischen Optik könnten sich alle Wellen im Lichtleiter ausbreiten, die unter einem Winkel kleiner als dem maximalen Akzeptanzwinkel auf die Frontseite der Glasfaser treffen. Im Lichtleiter würde sich durch Totalreflexion an der Grenzfläche Kern-Mantel eine Zickzackwelle ausbilden und das Licht so weitergeleitet. Da der Kerndurchmesser von Glasfasern aber ungefähr in der Größenordnung der Wellenlänge des zu leitenden Lichts liegt, spielt die Wellennatur des Lichts eine große Rolle. Eine wellentheoretische Beschreibung, die sich aus den Maxwellgleichungen herleiten lässt, ergibt, dass sich im Wellenleiter nur bestimmte *Moden* ausbreiten können. Das kommt daher, dass sich nur bei bestimmten Winkeln die reflektierten Wellen im Lichtleiter konstruktiv überlagern. Für andere Winkel gibt es keine konstruktive Interferenz. Jede unterschiedliche Mode entspricht einem anderen Auftreffwinkel. Die Zahl N der Moden, die sich in einer zylindrischen Glasfaser ausbreiten kann ist durch

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi d A_N}{\lambda} \right)^2 \quad (3.15)$$

gegeben, wobei d der Kerndurchmesser und λ die Wellenlänge des Lichts ist.

Da das Licht je nach Mode unterschiedliche Wegstrecken im Lichtleiter zurücklegt, kommt es zu einer Verbreiterung des Signals, die umso größer wird, je länger der Lichtleiter ist. Diese *Modendispersion* ist einer der größten Nachteile einer Stufenindexfaser. Zur Signalübertragung über größere Strecken wurde aus diesem Grund ein weiterer Typ von Glasfasern entwickelt, die Gradientenindexfaser. Hier nimmt die Brechzahl im Kern nach außen hin zum Mantel kontinuierlich ab, wodurch sich Moden, die zu kleineren Winkeln gehören, hauptsächlich in inneren Bereichen des Kerns ausbreiten, in dem die Brechzahl höher und die Ausbreitungsgeschwindigkeit kleiner ist. Dadurch werden Laufzeitunterschiede zwischen den unterschiedlichen Moden teilweise ausgeglichen.

Monomodefasern leiten, wie der Name schon sagt, nur eine einzige Mode. Das wird dadurch erreicht, dass der Kerndurchmesser so klein gemacht wird, dass sich nach Gleichung 3.15 lediglich eine Mode ausbreiten kann. Wie man sehen kann, spielt dabei auch die Wellenlänge des Lichts eine wichtige Rolle, so dass sich Monomodefasern nicht für beliebiges Licht einsetzen lassen, sondern nur speziell für ein schmalbandiges Wellenlängenspektrum, bei dem die Bedingung aus Gleichung 3.15 noch erfüllt

ist. Der größte Vorteil von Monomodefasern liegt darin, dass der Effekt der Modendispersion hier keine Rolle spielt [6]. Allen Fasertypen gemeinsam ist, dass sie Signale mit großer Übertragungsbandbreite und nur geringen Verlusten (Streuverluste an Verunreinigungen oder durch Brechungsindexschwankungen und Absorption durch Fremdstoffe) über relativ große Entfernungen transportieren können, unempfindlich gegen elektromagnetische Störfelder sind und aufgrund ihrer geringen Durchmesser und des geringen Gewichtes leichter zu handhaben sind als herkömmliche Leitungskabel.

Bei der vorliegenden Arbeit wurde eine Stufenindexfaser der Firma Laser Components (HCP-M0400T-08) verwendet, da Effekte wie die Modendispersion bei den geringen Längen der verwendeten Glasfasern keine Rolle spielen. Der Quarz-Kern dieser Faser, die in einem Temperaturbereich von -65°C bis $+125^{\circ}\text{C}$ eingesetzt werden kann, hat einen Durchmesser von $400\ \mu\text{m}$. Ihre numerische Apertur beträgt 0,37. Das Mantelmaterial mit dem der Kern umgeben ist besteht aus einem Polymer und wird durch ein Tefzel-Buffering geschützt [8].

3.2.3 Die verwendeten Detektoren

In den folgenden beiden Unterabschnitten werden die bei dieser Arbeit verwendeten Detektoren, die Avalanche Photodiode und der Photomultiplier, vorgestellt. Dabei werden vor allem die Funktionsweise erklärt, sowie einige Vor- und Nachteile des jeweiligen Detektors erläutert.

3.2.3.1 Die Avalanche-Photodiode

Die Avalanche-Photodiode (APD) ist ein Halbleiterdetektor zum Nachweis von Lichtquanten. Die Funktion der APD basiert auf dem in 3.2.1.2 geschilderten pn-Übergang. Hier wird jedoch im Gegensatz zur LED eine Spannung an den pn-Übergang angelegt, die die Sperrschicht vergrößert, das bedeutet die p-Seite wird gegenüber der n-Seite negativ vorgespannt. Treffen nun Photonen auf die Sperrschicht, so erzeugen sie dort neue Elektronen-Loch-Paare, die durch die angelegte Sperrspannung aus der Sperrschicht herausgesaugt werden, bevor sie rekombinieren können. Elektronen driften zur n-Seite, Löcher entsprechend zur p-Seite. Die Driftgeschwindigkeit, mit der sie sich aus der Sperrschicht hinausbewegen, hängt vom elektrischen Feld über dem pn-Übergang und damit von der angelegten Spannung ab. Bei Vergrößerung der Spannung steigt die Geschwindigkeit der Ladungsträger, aber auch die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit dem Kristallgitter, so dass sich die Driftgeschwindigkeit irgendwann einem konstanten Wert nähert. Dieser Wert liegt ungefähr bei $10^7\ \text{cm/s}$ bei einem elektrischen Feld der Stärke $10^4\ \text{V/cm}$ [9]. Der Sättigungswert ist natürlich nur ein statistischer Mittelwert, so dass einige der Ladungsträger, wenn sie nicht mit dem Gitter kollidiert sind, viel größere Geschwindigkeiten erreichen können. Wird die angelegte Spannung noch weiter erhöht, erhalten diese Ladungsträger bei Feldstärken ab $2 \cdot 10^5\ \text{V/cm}$ [9] so große Energien, dass sie in der Lage sind, durch Stöße neue Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen. Diese neuen Ladungsträger können wie bei einer Kettenreaktion ebenfalls neue Ladungsträgerpaare erzeugen und so weiter. Dieser lawinenartige Vervielfältigungsprozess wird als Avalanche-Prozess bezeichnet und unterscheidet die APD grundlegend von einer normalen PIN-Photodiode.

Betriebstemperatur ($^{\circ}C$)	-20 bis +60
Spektralbereich (nm)	320 bis 1000
Maximale Photosensitivität (nm)	600
Quanteneffizienz bei $M=1$, $\lambda=420$ nm (%)	70
Verstärkung M (typ.) bei $\lambda=420$ nm	50

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten APD S8664-1010

Zusätzlich zu diesem intrinsischen Verstärkungsprozess verfügt die APD über eine hohe Quanteneffizienz und eignet sich deshalb gut zum Nachweis von sehr kleinen Lichtmengen. Die Quanteneffizienz gibt das Verhältnis der Zahl von generierten Elektronen-Loch Paaren zur Zahl der einfallenden Photonen an. Ein weiterer Vorteil der APD ist, dass sie in Bereichen, in denen Magnetfelder anwesend sind, eingesetzt werden kann. Dies ist ein wichtiges Kriterium für das PANDA-Experiment, wo sich das EMC des Targetspektrometers innerhalb einer Magnetspule befindet (vgl. Abschnitt 2.4.3 und Abschnitt 2.5.3) und der Einsatz von APDs zur Kristallauslese geplant ist. Desweiteren ist die APD aufgrund ihrer kleinen, kompakten Bauweise ideal für den Einsatz an Orten mit nur wenig zur Verfügung stehendem Raum geeignet.

Gleichzeitig ist die Kompaktheit natürlich auch eine Schwäche, da die aktive Detektorfläche dementsprechend klein ist. Ein anderer großer Nachteil ist, dass der Verstärkungsfaktor neben der Spannung auch von der Temperatur abhängt. Mit zunehmender Temperatur sinkt die Verstärkung, weil die Gitterschwingungen im Halbleiterdetektor größer werden und damit mehr Ladungsträger mit dem Gitter kollidieren, bevor sie genug Energie haben, um den Avalanche-Prozess in Gang zu setzen. Deshalb ist es enorm wichtig beim Einsatz von APDs, die Temperatur gut regeln und konstant halten zu können.

Bei dieser Arbeit wurde eine Silizium APD (Model S8664-1010) der Firma Hamamatsu mit einer aktiven Detektorfläche von 10 mm x 10 mm verwendet. Diese APD wird typischerweise bei einer Verstärkung von $M=50$ betrieben, wozu eine Sperrspannung von etwa 350 Volt bei einer Temperatur von $20^{\circ}C$ benötigt wird. In Tabelle 3.1 sind einige Spezifikationen dieser APD angegeben [9].

3.2.3.2 Der Photomultiplier

Ein anderer Photodetektor, der sich schon über viele Jahre hinweg bei zahlreichen Anwendungen bewährt hat, ist der Photomultiplier (PMT). Abbildung 3.8 zeigt schematisch den Aufbau eines normalen Röhren-Photomultipliers wie er auch hier verwendet wurde.

Der PMT nutzt zum Nachweis von Licht den Photoeffekt (vgl. Abschnitt 2.5.1.1) aus, indem die zu detektierenden Photonen durch ein Fenster auf eine Photokathode treffen und aus ihr Elektronen herauslösen. Die Photokathode wird aus Halbleitermaterialien mit niedriger Auslösearbeit hergestellt, da diese bei Bestrahlung mit Licht mehr Elektronen emittieren als beispielsweise Metalle. Die am häufigsten benutzten Materialien sind AgOCs, SbCs₃ oder die Bi- und Trialkaliverbindungen SbKCs, SbRbCs und SbNa₂KCs [10]. Die Photoelektronen werden durch eine Elektrode fokussiert und beschleunigt, bis sie auf die erste Dynode des PMT treffen,

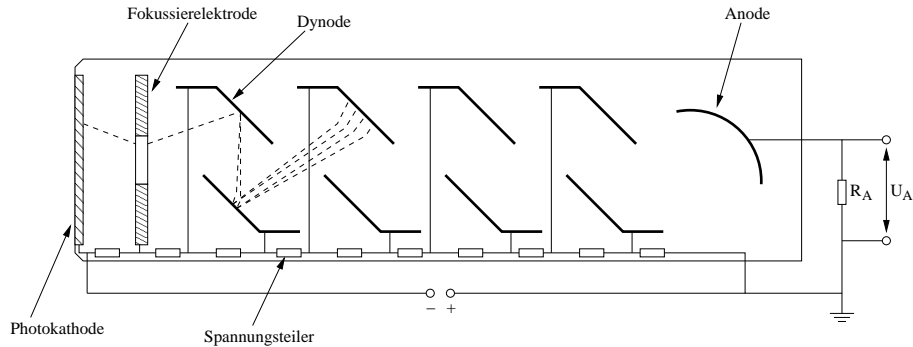


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines Photomultipliers mit Spannungsteiler

Betriebstemperatur ($^{\circ}C$)	-30 bis +50
Photokathode	Bi-Alkali
Quanteneffizienz, $\lambda = 401 \text{ nm}$ (%)	26
Anzahl der Stufen	12
Spektralbereich (nm)	270 bis 725
Maximale Photosensitivität (nm)	400 ± 30
Maximale Verstärkung	$2 \cdot 10^8$

Tabelle 3.2: Eigenschaften des Photomultipliers XP2020 [12]

die auf höherem Potential als die Fokussierelektrode liegt. Hier lösen sie durch *Sekundäremission* weitere Elektronen aus der Dynode heraus, die anschließend zur nächsten Dynode beschleunigt werden und dort ebenfalls wieder Elektronen heraus schlagen. Jede weitere Dynode liegt auf höherem Potential als die vorhergehende, so dass die Elektronen stets zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden. Die Spannungsversorgung der einzelnen Dynoden wird durch einen Spannungsteiler geregelt, der die anliegende Hochspannung (hier an der Kathode) entsprechend aufteilt. Bei den Dynoden ist es vor allem wichtig, dass sie einen hohen, stabilen Sekundäremissionsfaktor und gleichzeitig nur wenig Elektronen durch thermische Anregung emittieren. Materialien, die für die Dynoden verwendet werden sind vor allem AgMg, CuBe oder NiAl mit einer Oberflächenbeschichtung aus Oxiden, die hohe Sekundäremissionskoeffizienten aufweisen, wie zum Beispiel MgO, BeO und Al_2O_3 [10]. Wenn ein Elektron beim Auftreffen auf eine Dynode i Sekundärelektronen auslöst und der PMT insgesamt n Dynoden hat, man spricht in diesem Fall von einem n -stufigen Photomultiplier, dann wird das ursprüngliche Signal um den Faktor $M = i^n$ verstärkt. An einer Anode am Ende des Dynodensystems werden die Elektronen gesammelt und fließen über einen Widerstand zur Masse hin ab. Der dabei erzeugte Spannungsabfall dient als Ausgangssignal und ist direkt proportional zur detektierten Lichtmenge.

Vorteile von Photomultipliern sind die sehr große Verstärkung von typischerweise 10^6 bei einem 10-stufigen PMT, die Temperaturunabhängigkeit der Verstärkungseigenschaften (nur wenige Zehntel Prozent pro Grad Kelvin [11]) und die relativ große Detektorfläche im Gegensatz zu der der APD. Gegenüber der APD liegen die Nachteile allerdings in der Quanteneffizienz, die typischerweise nur zwischen 20 und

30 Prozent liegt. Außerdem lassen sich PMTs nicht in Magnetfeldern betreiben und benötigen aufgrund ihrer Größe mehr Platz. Zudem sind die Betriebsspannungen von ein bis zwei Kilovolt höher als bei der APD.

Tabelle 3.2 gibt einen kleinen Überblick über einige Eigenschaften des bei dieser Arbeit verwendeten linear fokussierten Photomultipliers *Philips XP2020*.

Kapitel 4

Der Messaufbau

4.1 Einleitung und Übersicht

Wie in der Einleitung in Kapitel 1 bereits kurz angedeutet, sollen in dieser Arbeit im Rahmen der Entwicklung eines Monitorsystems für das EMC bei PANDA verschiedene Möglichkeiten der Lichteinkopplung in einen Bleiwolframatkristall untersucht werden. Auf die Ergebnisse der einzelnen Messungen wird im nächsten Kapitel eingegangen. Hier soll zunächst einmal der Messaufbau genauer erläutert werden. Das Blockschaltbild in Abbildung 4.1 skizziert diesen Aufbau inklusive Auslekette und Datenerfassung (DAQ).

Für die Untersuchungen werden mit Hilfe eines LED-Lichtpulsers kurze Lichtblitze erzeugt und über eine Glasfaser zur Messapparatur geleitet, in der sich der Kristall befindet. Diese Messapparatur wird in Abschnitt 4.2 noch genauer beschrieben. Das Licht wird unter verschiedenen Winkeln und bei verschiedenen Abständen zwischen Glasfaser und Kristall auf eine der Endflächen des Kristalls gestrahlt und so in diesen injiziert. Eine APD (vgl. Abschnitt 3.2.3.1), die bei allen Messungen mit einer Versorgungsspannung von +350 V betrieben wird und auf der gleichen Kristallfläche angebracht ist, auf der auch das Licht eingeschossen wird, detektiert die Lichtblitze nach Durchlaufen des Kristalls und liefert so Informationen darüber, ob und wie sich die unterschiedlichen Einschussbedingungen auf das Ausgangssignal auswirken.

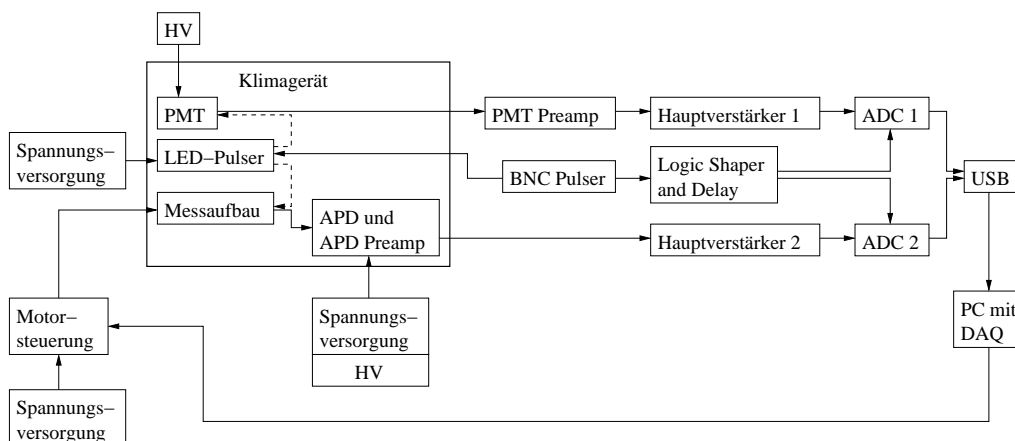


Abbildung 4.1: Blockschaltbild des Messaufbaus



Abbildung 4.2: Der Messplatz mit Rack (rechts) und Klimagerät (links)

Ein speziell für die APD-Auslese bei PANDA an der Uni-Basel entwickelter rauscharmer ladungssensitiver Vorverstärker (LNP Q-Preamplifier, vgl. [13]), der über ein kurzes Kabel an der APD angeschlossen ist, integriert das APD-Signal und verstärkt es soweit, dass es weiterverarbeitet werden kann. Über eine zweite Glasfaser wird das Licht des LED-Lichtpulsers zusätzlich zu einem Photomultiplier (vgl. Abschnitt 3.2.3.2) geleitet, der als Referenzquelle dient und Änderungen der Lichtleistung der LED dokumentieren soll. Das Licht der Glasfaser wird durch optische Filter, die vor der Photokathode des PMT angebracht sind, soweit gedämpft, dass ein stabiler Betrieb des PMT ermöglicht wird und es zu keiner Übersteuerung durch zu viele einfallende Photonen kommen kann. Die Versorgungsspannung des PMT liegt bei allen Messungen durchgängig bei -1800 V .

Sowohl der Lichtpulsler, als auch die Messapparatur mit dem Kristall und die Photodetektoren (APD und PMT), sowie der APD Vorverstärker befinden sich innerhalb eines Klimagerätes (Vötsch Industrietechnik VT 4021), in dem sich die Umgebungstemperatur sehr genau und stabil regeln lässt. Stellt man eine gewünschte Temperatur ein und startet das Gerät, so wird der eingestellte Sollwert bereits nach kurzer Zeit erreicht. Zwar pendelt die Temperatur kurz nach erstmaligem Erreichen des Sollwertes noch um $\pm 0,5^\circ\text{C}$ um diesen herum, doch nach wenigen Minuten kann der gewünschte Wert stabil gehalten werden (bis auf vereinzelte minimale Schwankungen von ungefähr einem Zehntel Grad Celsius). Eine stabile Umgebungstemperatur ist wichtig, da es sich bei der LED als Lichtquelle und auch bei der APD um Halbleiter handelt, bei denen sowohl die Lichtleistung auf der einen Seite, als auch die Verstärkungseigenschaften auf der anderen Seite temperaturabhängig sind. Die Messungen wurden alle bei einer Temperatur von 20°C durchgeführt.

Zur Weiterverarbeitung werden das PMT Signal, das an der Anode abgegriffen wird, und das vorverstärkte APD Signal über Koaxialkabel durch einen Stutzen an der Seite des Klimagerätes aus diesem heraus geleitet und den folgenden Geräten der Messkette zugeführt. Das PMT Signal wird zunächst auf einen Ortec 113 Vorver-

stärker gegeben, der es integriert und an den Hauptverstärker (Tennelec TC 205A) weiterleitet. Auch das vorverstärkte APD Signal wird mit einem Verstärker des gleichen Typs weiterverarbeitet. Hinter den Hauptverstärkern werden beide Signale jeweils mit Hilfe eines ADCs (Silena 400 MHz Model 7420/G) digitalisiert.

Da die APD leider eine gute Antenne für externe elektromagnetische Störsignale darstellt und im Klimagerät keine hundertprozentige Abschirmung gegeben ist, kommen beim ADC neben den gewünschten Signalen der detektierten Lichtpulse auch von der APD eingefangene Störungen an und werden mit konvertiert. Dieses Problem kann größtenteils dadurch beseitigt werden, dass die ADCs direkt über den Pulser (BNC-Model PB4) getriggert werden, der auch zur Triggerung des LED-Lichtpulsers verwendet wird. Dazu wird das Triggersignal des Pulsers über ein *Logic Shaper and Delay* auf den *Prompt Coincidence-Eingang* der ADCs gegeben. Mit Hilfe des Delays wird die Dauer des Triggersignals so eingestellt, dass die Signale von PMT und APD hinter den Hauptverstärkern zeitlich durch das Triggersignal abgedeckt werden. Das führt dazu, dass die ADCs nur noch Signale konvertieren, die synchron mit den Lichtsignalen kommen. Asynchrone Störungen werden so herausgefiltert. Ein anderer wichtiger Aspekt zur Vermeidung von Störungen ist der, darauf zu achten, dass die verwendeten Geräte alle an der gleichen Masse angeschlossen sind. So war das APD-Signal teilweise extrem starken Störungen unterworfen, die daher rührten, dass das Masseband des Klimagerätes keinen richtigen Kontakt mit dem Rack hatte, das den Massepunkt für alle anderen Geräte darstellt. Indem das Masseband mit dem Rack richtig verschraubt wurde, ist auch diese Störquelle beseitigt worden.

Die digitalisierten Signale werden über eine selbstgebaute USB-Schnittstelle einem Computer zugeführt, der mit einem auf dem Data-Analysis-Framework *ROOT* (siehe [14]) basierendem Datenerfassungsprogramm ausgestattet ist. Das Programm speichert die registrierten Signale in Histogrammen, indem jedes Signal entsprechend seiner Amplitude einem Kanal zugeordnet wird. Dabei ist die Kanalnummer proportional zur Amplitude des jeweiligen Signals.

Das Foto in Abbildung 4.2 zeigt den Messplatz mit dem Rack, in dem die verwendeten Geräte verbaut sind und auch das Klimagerät, das vorher in diesem Abschnitt erwähnt wurde.

4.2 Beschreibung der Messapparatur

Zur Durchführung der Messungen, die im vorigen Abschnitt bereits angesprochen wurden, musste ein Aufbau konstruiert werden, der zum Einen flexibel ist und genug Freiheitsgrade bietet, um die unterschiedlichen Möglichkeiten der Lichteinkopplung in den Kristall untersuchen zu können. Zum Anderen muss der Aufbau aber auch so präzise und stabil sein, dass die gemessenen Werte bei Wiederholung der Messungen möglichst gut reproduziert werden können. Bei der Planung war vor allem schwierig, dass die Kristallfläche, in die das Licht injiziert wird, auch gleichzeitig die Fläche ist, auf der die APD zur Detektierung des Lichts angebracht werden soll, so wie es auch später im PANDA-Experiment angedacht ist. Besonders kompliziert war dabei die Anbringung der APD auf dem Kristall selbst.

Die Basis des gesamten Aufbaus besteht aus einer Linearführung (Isel LFS 3) auf der die restlichen Komponenten positioniert werden. Die Linearführung ist auf einer

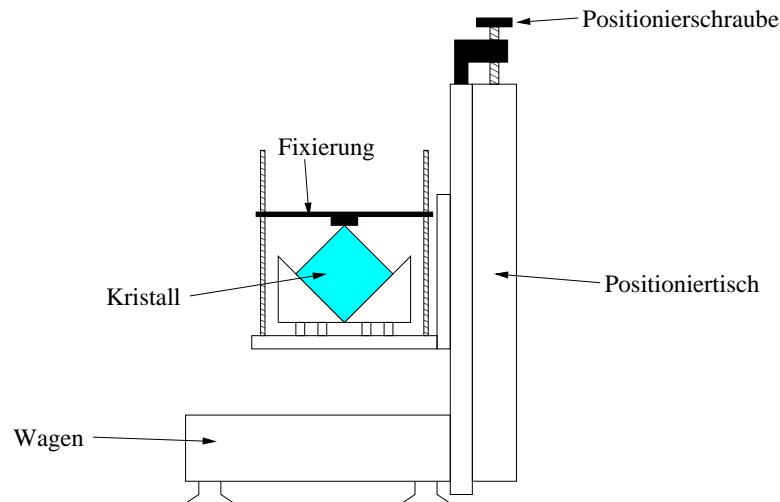


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Kristallhalterung (Blick in Richtung der Achse der Linearführung)

Aluminiumplatte fest verschraubt, die die Standfläche vergrößert und so dafür sorgt, dass der Aufbau einen stabilen Stand hat und nicht wackeln kann. Auf zwei Wagen (Isel LW 2), die auf der Linearführung beliebig positioniert und fixiert werden können, sind nun die restlichen Komponenten der Messapparatur verbaut, die im Folgenden genauer beschrieben werden.

4.2.1 Die Kristallhalterung

Auf einem der Wagen ist ein Positioniertisch befestigt, der sich in der Höhe (z-Achse) verstellen lässt. Die Skala dieses Positioniertisches ist unterteilt in 0,5 mm Schritten. An dem Tisch ist die Kristallhalterung angebracht, in die der Kristall, wie in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt, schräg um 45° geneigt hineingelegt wird. Der Kristall, der bei den Messungen dieser Arbeit benutzt wurde, ist ein Quader mit rechteckiger Frontfläche (Maße 20,8 mm x 20,8 mm) und einer Länge von 14,9 cm. Da die Kanten der Frontfläche des Kristalls schräg angeschliffen sind, steht zur Lichteinkopplung effektiv nur eine Fläche von 19 mm x 19 mm zur Verfügung. Zum Schutz und zur Abschirmung ist er in zwei aufeinanderfolgenden Schichten Teflon und Aluminiumfolie eingepackt, die außen noch mit schwarzem Klebeband umhüllt sind. Nur die Endflächen des Kristalls sind zur Lichteinkopplung offen. Er liegt an zwei Stellen auf angeschrägten Aluminiumklötzen auf der Halterung auf und wird von oben durch eine Aluminiumstrebe fixiert, die zwischen zwei Gewindestangen angebracht ist. Auf dem Foto in Abbildung 4.4 kann man genauer erkennen, wie der Kristall in der Halterung auf dem Wagen positioniert wird.

4.2.2 Die Glasfaserhalterung

Die Glasfaserhalterung, die in Abbildung 4.4 rechts zu sehen ist, ist eine der wichtigsten Komponenten des gesamten Aufbaus. Sie erlaubt die Variation des Einschusswinkels zwischen 0° und 45° in Schritten von 5° . Die Halterung besteht im Wesentlichen aus einem Mittelteil aus Aluminium, der im Folgenden Schlitten genannt



Abbildung 4.4: Die Messapparatur mit Kristall-, APD- und Glasfaserhalterung, sowie den Schrittmotoren

werden soll, und sich zwischen zwei Messingplatten bewegen lässt. An der Vorderseite dieses Schlittens ist eine 2 mm starke Aluminiumplatte mit einem Loch zur Fixierung der Glasfaser angebracht. Das Loch hat exakt den gleichen Durchmesser wie die Glasfaserhülse, so dass diese einen stabilen Halt hat und nicht wackeln kann. Auf dem hinteren Teil befindet sich zusätzlich eine Führung für die Glasfaser, in der diese mit Hilfe einer Schraube, die von oben in die Führung eingeschraubt wird, nochmals fixiert werden kann. An den Seiten hat der Schlitten vorne Metallstifte und im hinteren Bereich Bohrlöcher mit Gewinde. Die Messingplatten, zwischen denen der Schlitten sich bewegt, sind jeweils mit Bohrlöchern, die äquidistant auf einem Kreisbogen liegen, und einem weiteren ausgefrästen Kreisbogen mit kleinerem Radius versehen. Diese ausgefrästen Bögen dienen als Führung, in der sich der Schlitten mit seinen Metallstiften bewegen kann. Wenn man den Schlitten nun in dieser Führung bewegt, dann gibt es bestimmte Positionen bei denen die Bohrlöcher auf den Messingplatten mit der hinteren Bohrung des Schlittens zusammenfallen und mit einer Schraube verbunden werden können, wodurch der Schlitten fixiert wird. Jede dieser Positionen entspricht einem der oben genannten möglichen Winkel. Die einzelnen Bohrlöcher sind so berechnet, dass die Glasfaser bei einem Abstand von 2 mm zum Kristall (gemessen bei der Winkeleinstellung 0°) bei jedem Winkel auf den gleichen Punkt auf der Kristallfläche zeigt. Deshalb werden die Winkelmessungen auch alle bei einem Abstand von 2 mm zwischen Faser und Kristallfläche durchgeführt. In Abbildung 4.5 ist zur Veranschaulichung dieser Geometrie ein Ausschnitt zwischen Kristall und Faser dargestellt. Dadurch, dass die Faser immer auf den gleichen Punkt zeigt, soll vor allem auch erreicht werden, dass das Licht beim Auftreffen auf die Kristallfläche sicher in den Kristall einkoppelt. Der Abstand zwischen Glasfaser und Kristall ist mit 2 mm so gewählt worden, dass bei jedem eingestellten Winkel genug Platz zwischen den einzelnen Komponenten des Aufbaus besteht und sie sich nicht gegenseitig berühren.

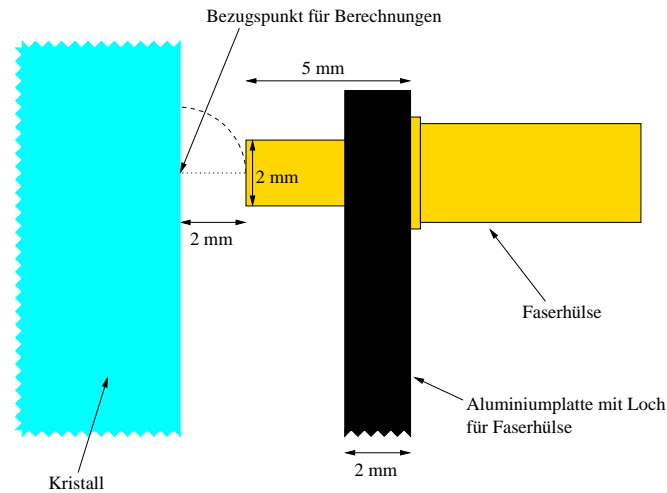


Abbildung 4.5: Ausschnitt des Bereichs zwischen Glasfaser und Kristall

4.2.3 Die Schrittmotoren

Zur Positionierung der Glasfaser vor dem Kristall ist die Glasfaserhalterung auf zwei schrittmotorgetriebenen Linearverschiebern befestigt. Die Motoren sind so miteinander verschraubt, dass ihre Achsen senkrecht zueinander stehen. Einer der Motoren ermöglicht eine Verschiebung senkrecht zur Einschussfläche des Kristalls, also parallel zur Achse der Linearführung (Abstandsänderung Glasfaser-Kristall, x-Achse), wohingegen der andere Motor eine Positionierung parallel zur Einschussfläche in horizontaler Richtung (y-Achse) erlaubt. Dementsprechend werden beide Motoren im Folgenden x-Motor, bzw. y-Motor genannt. Der gesamte Aufbau aus Schrittmotoren und Glasfaserhalterung befindet sich auf dem zweiten Wagen, der auf der Linearführung sitzt. Auf dem Foto in Abbildung 4.4 kann man diesen Aufbau rechts im Bild noch einmal betrachten.

Die Motoren werden mit Hilfe einer PC-Schrittmotorsteuerkarte (SMC800) gesteuert, die über die parallele Schnittstelle mit dem Mess-PC verbunden ist. Die Motorsteuerung am PC erfolgt durch ein auf Parapin (Parallel Port Pin Programming Library for Linux [15]) basierendes, in der Programmiersprache C geschriebenes Programm, mit dem sich die einzelnen Motoren, sowie Schrittweite und Drehrichtung auswählen lassen. Jeder der Motoren verfügt über Referenzschalter, die bei Erreichen der maximalen Verschiebepositionen ausgelöst werden, und eine Bewegung zurück auf eine selbst definierte Referenzposition ermöglichen.

4.2.4 Die APD-Halterung

Die APD wird mit Hilfe einer Halterung auf dem Kristall befestigt, die man in Abbildung 4.4 in der Mitte des Bildes erkennen kann. Diese Vorrichtung besteht aus zwei Paaren angeschrägter Aluminiumstreben, die mit Gewindestangen miteinander verbunden sind, und deren Abstand zueinander variiert werden kann. Zwischen diesen Strebenpaaren wird der Kristall eingespannt. An einer weiteren Gewindestange, die sich in Richtung der Kristallachse verschieben lässt, ist ein schmales Metallblech angebracht, das auf die Rückseite der APD drückt, und diese so auf der Kristallfläche fixiert. Zwischen Metallblech und APD befindet sich zusätzlich zur Stabilisierung

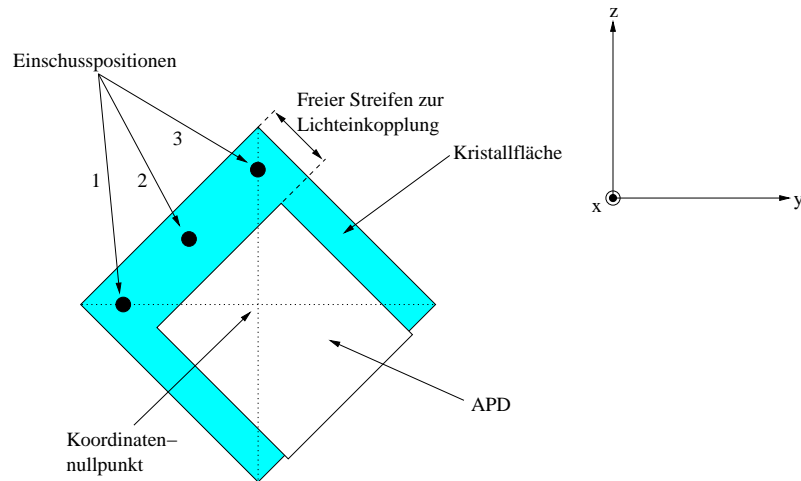


Abbildung 4.6: Position der APD auf dem Kristall, bei einem Blick von vorne (Einschussseite) auf die Kristallfläche

noch etwas doppelseitiges Klebeband. Bevor die APD auf dem Kristall positioniert wird, wird die Detektorfläche mit einem Silikon-Gel bestrichen, was den Lichtübergang zwischen Kristall und Detektor verbessern soll.

Das Problem bei der Anbringung der APD auf dem Kristall besteht darin, dass zwischen Kristall, APD und Glasfaserhalterung nur wenig Raum zur Verfügung steht. Bei der vorher beschriebenen Halterung ist zu beachten, dass die APD nicht zu stark gegen den Kristall gepresst wird, da das Detektorfenster leicht gewölbt geformt ist und bei zu großem Druck beschädigt werden kann. Andererseits muss die APD stabil auf dem Kristall sitzen und soll nicht verrutschen, so dass der Anpressdruck auch nicht zu klein sein darf. Ein Nachteil dieser Halterung ist die Positionierung der APD auf der Kristallfläche. Man kann die Position auf der Kristallfläche leider nur mit Hilfe von Geodreieck oder Maßband bestimmen und hat keine absolut fixe Position. Im nächsten Abschnitt wird die Positionierung der APD auf dem Kristall genauer beschrieben.

4.2.5 Positionierung von APD und Glasfaser

Vor Beginn der Messungen muss zunächst die APD auf dem Kristall positioniert werden. Für die gegebene Geometrie der Komponenten der Messapparatur ist eine Positionierung wie sie in Abbildung 4.6 skizziert ist am geeignetsten. Die APD wird so auf dem Kristall fixiert, dass sie bezüglich der Seiten oben rechts und unten links mittig auf der Kristallfläche sitzt. Bezüglich der Seite oben links bleibt ein schmaler Streifen der Fläche auf dem Kristall frei, in die das Licht bei unterschiedlichen Winkeln und Abständen eingekoppelt werden kann. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Einschussposition entlang dieses Streifens zu variieren. Die Breite des Streifens muss dabei so groß sein, dass die Glasfaser innerhalb des freien Bereichs so positioniert werden kann, dass bei den unterschiedlichen Einkopplungsbedingungen auch wirklich das gesamte Licht auf die Kristallfläche trifft und nicht seitlich am Kristall vorbeigeht oder auf das Gehäuse der APD fällt. Mit der Änderung der Einschussbedingungen variieren nämlich Größe und Form der Projektion des aus der

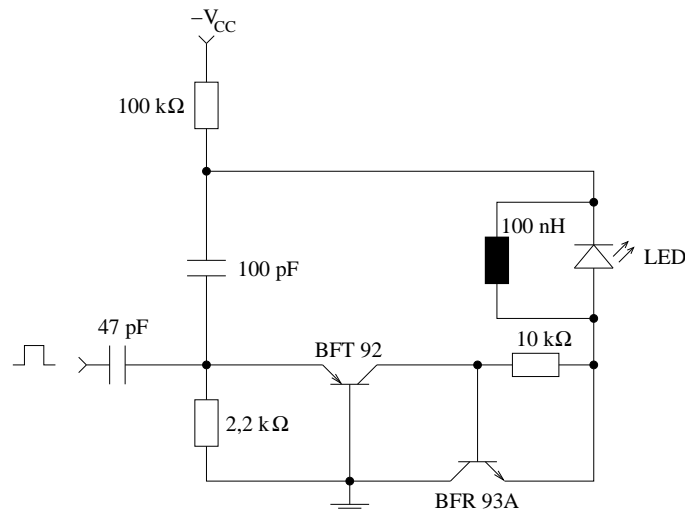


Abbildung 4.7: Schaltplan des Lichtpulsers nach Kapustinsky

Faser austretenden Lichtkegels auf die Kristallfläche. Der Lichtkegel wird durch den Kerndurchmesser ($400 \mu\text{m}$) der verwendeten Glasfaser und ihrer numerischen Apertur (0.37) festgelegt (siehe 3.2.2). Bei einem Einschusswinkel von 0° ist der Lichtfleck kreisförmig. Ändert man den Abstand zwischen Faser und Kristall, so verändert sich der Durchmesser des Lichtflecks. Bei den Winkelmessungen ist zu beachten, dass die Form bei Einschusswinkeln ungleich 0° von der eines Kreises abweicht und elliptisch wird.

Unter Berücksichtigung dieser Aspekte wird die Glasfaser mit Hilfe der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Schrittmotoren und des Positioniertisches, an dem die Kristallhalterung angebracht ist, nun vor dem Kristall positioniert. Zur Bestimmung der Koordinaten des Einschusspunktes relativ zum Kristall wird als Nullpunkt der Mittelpunkt der Kristalloberfläche gewählt. Der Positioniertisch (z-Achse) und die Referenzposition des y-Motors werden so eingestellt, dass die Glasfaser auf den Mittelpunkt der Kristallfläche zeigt. Die Referenzposition des x-Motors ist relativ frei wählbar. Wichtig ist nur, dass der Wagen mit dem Kristall auf der Linearführung soweit an die Glasfaser herangefahren werden kann, dass der Abstand zwischen Glasfaser und Kristallfläche Null wird. Aus dieser Position heraus lässt sich dann der Abstand zwischen Faser und Kristall mit Hilfe des x-Motors einstellen.

4.3 Der Lichtpulsler

Die Lichtquelle, die in dieser Arbeit verwendet wird ist eine blaue LED der Firma Nichia (Model NSPB500S, vgl. 3.2.1.3), die mit Hilfe eines Lichtpulsers die für die Messung benötigten Lichtblitze erzeugt. Der hier benutzte Lichtpulsler basiert auf einer Schaltung von Kapustinsky, die in einer Untersuchung von Lubsandozhiew und Vyatchin aus dem Jahr 2006 [16] benutzt wurde. Der Schaltplan ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Lichtblitze bei diesem Pulsler werden erzeugt, indem ein Kondensator (100 pF) durch Anlegen einer negativen Versorgungsspannung V_{CC} aufgeladen wird. Ein positives Triggersignal führt dazu, dass die Transistoren in der Schaltung durchschalten und sich der Kondensator über die LED entladen kann. Da bei jeder

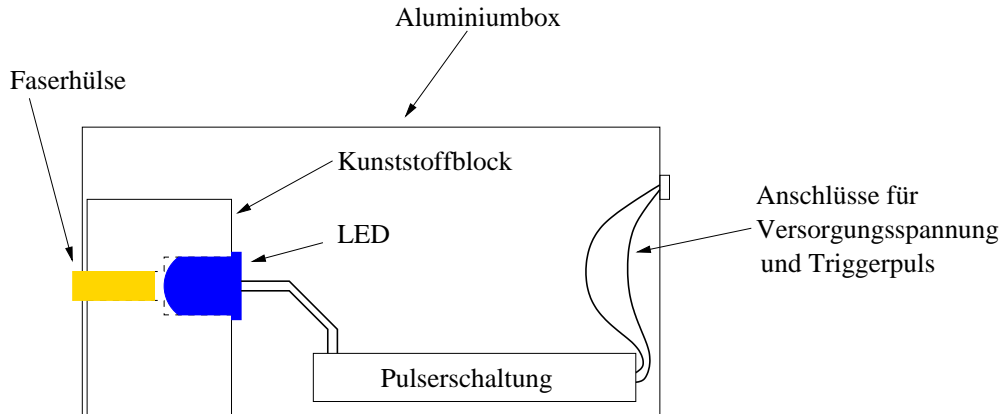


Abbildung 4.8: Querschnitt durch den Lichtpulsgerät

Kondensatorentladung etwa die gleiche Ladung durch die LED fließt, ist auch die Zahl der Photonen in jedem Lichtblitz relativ konstant. Die Amplitude der Lichtblitze lässt sich durch Variation der negativen Versorgungsspannung einstellen. Sie sollte zum Schutz der Bauteile vom Betrag her nicht größer als 24 V sein. Die untere Grenze liegt bei der hier verwendeten Kombination aus Pulser und LED bei einer betragsmäßigen Spannung von ungefähr 12 V. Bei noch kleineren Spannungsbeträgen wird kein Licht mehr erzeugt. Bei den Messungen dieser Arbeit wird mit einer Versorgungsspannung von -18 V gearbeitet, bei der die Amplitude der Lichtblitze groß genug ist, um vernünftige Signale an der APD zu erzeugen. Zur Triggerung der Schaltung wird hier ein positives Rechtecksignal mit einer Frequenz von ungefähr 500 Hz benutzt, das von einem Pulsgenerator (BNC-Model PB4) erzeugt wird.

Der Pulser mit der LED befindet sich in einer kleinen Aluminiumbox, um das Licht in die Glasfasern einkoppeln zu können. Dazu befindet sich innerhalb der Box ein Kunststoffblock mit einem durchbohrten Kanal. In die eine Seite des Kanals wird die LED eingesteckt. Passgenau ist ein Loch in die Aussenwand der Aluminiumbox gebohrt, durch das die Glasfasern mit ihrer Faserhülle in die andere Seite des Kanals eingekoppelt werden. Damit die Faserhülle nicht verrutschen kann und möglichst stabil mit dem Lichtpulsgerät verbunden ist, wird sie von außen noch mit Kleber fixiert. Die Aluminiumbox dient ausserdem dazu, elektromagnetische Störfelder abzuschirmen, die durch die Pulserschaltung hervorgerufen werden könnten. In Abbildung 4.8 ist der Aufbau des Lichtpulsgeräts und die Einkopplung der Faserhülle, sowie der LED in den vorher genannten Kunststoffblock schematisch dargestellt.

4.4 Allgemeines

Im Vorfeld der Messungen wurden unterschiedliche Kombinationen von Lichtpulsern und LEDs ausprobiert. Zum Beispiel wurde als Alternative ein sogenannter Avalanche LED Pulser (siehe [17]) getestet, der jedoch eine viel höhere Betriebsspannung benötigt und bei dem sich die Amplitude der Lichtpulse nicht so einfach einstellen lässt wie bei dem Modell nach Kapustinsky. Zudem mussten schon nach kurzer Betriebsdauer Bauteile der Schaltung ausgewechselt werden, die defekt waren. Auch eine andere blaue LED wurde ausprobiert, die allerdings nicht die Leuchtstärke

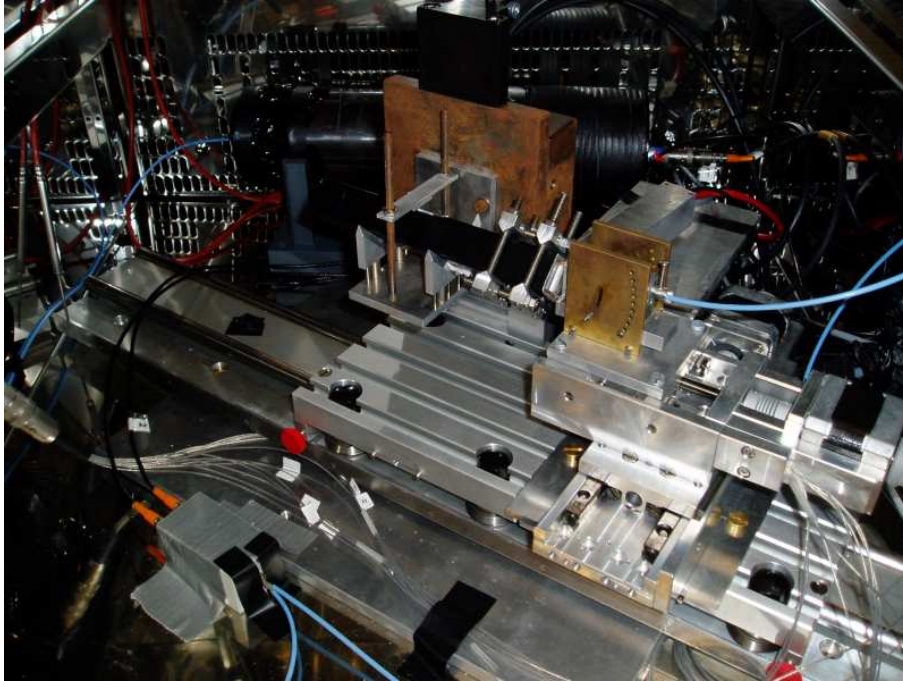


Abbildung 4.9: Der komplette Messaufbau im Klimagerät

der Nichia-LED erreicht hat. Nach einer längeren Experimentierphase fiel die Wahl schließlich auf die Kombination Kapustinsky-Pulser mit Nichia-LED, weil sie am besten in der Lage war, Lichtblitze zu erzeugen, die hell genug sind. Außerdem ist die Kompaktheit und Stabilität dieses Lichtpulsers ein weiterer großer Vorteil. Eine andere Komponente, die bei der Vorbereitung der Messungen ausgewählt werden musste, war die Glasfaser. Es wurden unterschiedliche Fasern mit kleineren Durchmessern ausprobiert, die jedoch nicht genug Licht lieferten, was dazu führte, dass das detektierte Signal der APD nahezu komplett durch Rauschen und von der APD eingefangene Störsignalen überlagert wurde. Am Ende wurden dann, wie in Abschnitt 3.2.2 bereits angegeben, Fasern des Typs HCP-M0400T-08 von der Firma Laser Components mit einem relativ großen Kerndurchmesser von $400\ \mu\text{m}$ verwendet, die in der Lage sind, mehr Licht zu leiten als die anderen ausprobierten Fasern.

Kapitel 5

Präsentation der Messergebnisse

5.1 Winkelmessungen

5.1.1 Durchführung

Um zu untersuchen, wie sich Änderungen des Einschusswinkels auf die von der APD gemessene Lichtintensität auswirken, wurden zwei Messreihen durchgeführt. Dazu wird der Winkel der Glasfaser gegen die Flächennormale der Kristallfläche mit Hilfe der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Faserhalterung im Bereich von 0° bis 45° in Schritten von 5° variiert. Bei jeder Messreihe wird das Licht an drei unterschiedlichen Positionen, wie in Abbildung 4.6 skizziert, in den Kristall injiziert. Zusätzlich werden drei verschiedene Bedingungen für die Lichtreflexion an dem der Einschussseite gegenüberliegenden Ende des Kristalls geschaffen, indem die Kristallfläche wie folgt bedeckt wird:

- offen (direkter Übergang Kristall-Luft)
- Mylar
- Tyvek

Bei Mylar handelt es sich um eine aluminisierte Folie, wohingegen Tyvek ein weißes aus Polyäthylenfasern erzeugtes Material ist.

Die beiden Messreihen unterscheiden sich lediglich durch die Position der APD auf dem Kristall und die genauen Einschusspositionen. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die APD-Position und die Koordinaten der Einschusspunkte bei der jeweiligen Messreihe. Dabei ist der Nullpunkt und das Koordinatensystem so definiert wie in Abschnitt 4.2.5 und Abbildung 4.6 beschrieben. Bei der Einstellung der z-Position wird zur Unterstützung eine Schieblehre benutzt, da am Positioniertisch lediglich eine in 0,5 mm-Schritten eingeteilte Skala angebracht ist. Die x- und y-Positionierung kann mit Hilfe der Schrittmotoren sehr präzise (Genauigkeit im Mikrometerbereich) durchgeführt werden. Die Messungen der ersten Messreihe sind zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zweimal, die der zweiten Messreihe einmal wiederholt worden.

Zur Darstellung der Ergebnisse wird die von der APD gemessene Kanallage auf die Kanallage des Photomultipliers normiert, der als Referenzquelle bei allen Messungen unter gleichen Bedingungen die Lichtintensität des LED-Lichtpulsers mitmisst, um

Messreihe 1								
Position 1			Position 2			Position 3		
x	y	z	x	y	z	x	y	z
2	-10,5	0	2	-5,25	5,25	2	0	10,5
Position der APD, Breite des freien Streifens								
5,5 mm								
Messreihe 2								
Position 1			Position 2			Position 3		
x	y	z	x	y	z	x	y	z
2	-10,25	0	2	-5,125	5,125	2	0	10,25
Position der APD, Breite des freien Streifens								
4,5 mm								

Tabelle 5.1: Parameter zur Positionierung von APD und Glasfaser. Die Koordinaten der Einschusspositionen sind in mm angegeben.

eventuelle Helligkeitsschwankungen dokumentieren zu können. Da die gemessenen Kanallagen proportional zur detektierten Lichtintensität sind, wird auf der y-Achse also eine relative Intensität aufgetragen.

Zum Test der Stabilität der Signale von APD und PMT wurden zwei Messungen über jeweils 12 Stunden durchgeführt, bei denen jede Viertelstunde die Kanallage beider Detektoren stets bei gleichen Bedingungen und einer Umgebungstemperatur von konstant 20°C aufgenommen wurde. Das Ergebnis war, dass in beiden Fällen die Signale relative Abweichungen von ungefähr 1 Prozent aufweisen, was auf Schwankungen in der Versorgungsspannung von APD und PMT zurückzuführen ist. Helligkeitsänderungen können als Grund für die Abweichungen ausgeschlossen werden, da die Schwankungen beider Detektoren nicht miteinander korreliert auftraten. Auch Temperaturvariationen können aufgrund der genauen Regelung der Umgebungstemperatur im Klimagerät nicht als Grund angeführt werden. Diese Schwankungen schränken die Zuverlässigkeit der Referenzmessung mit dem PMT natürlich ein. Durch Wiederholung der Messungen und Vergleich der Werte von APD und PMT kann man jedoch herausfinden, ob auftretende Schwankungen auf Änderungen der Lichtleistung der LED beruhen oder nicht.

5.1.2 Ergebnisse

Betrachtet man die Ergebnisse der beiden Messreihen, dann kann man erkennen, dass die Kurvenverläufe nahezu übereinstimmen. Der einzige Unterschied liegt in der gemessenen Intensität, die bei der zweiten Messreihe ein wenig höher ist. Der Grund dafür ist, dass die APD bei dieser Messreihe ein wenig anders auf der Kristallfläche positioniert war als bei Messreihe 1 und dass die Einschusspositionen bei beiden Messreihen leicht verschieden waren (siehe Tabelle 5.1).

In Abbildung 5.1 sind die Ergebnisse für den Fall, dass das Kristallende offen gelassen wird, für beide Messreihen nebeneinander dargestellt. Für die Positionen 1 und 3 ist die Intensität bei kleinen Winkeln zunächst relativ konstant, steigt dann aber ab einem Winkel von 20 Grad für Position 1 um etwa 10 bis 15 Prozent auf

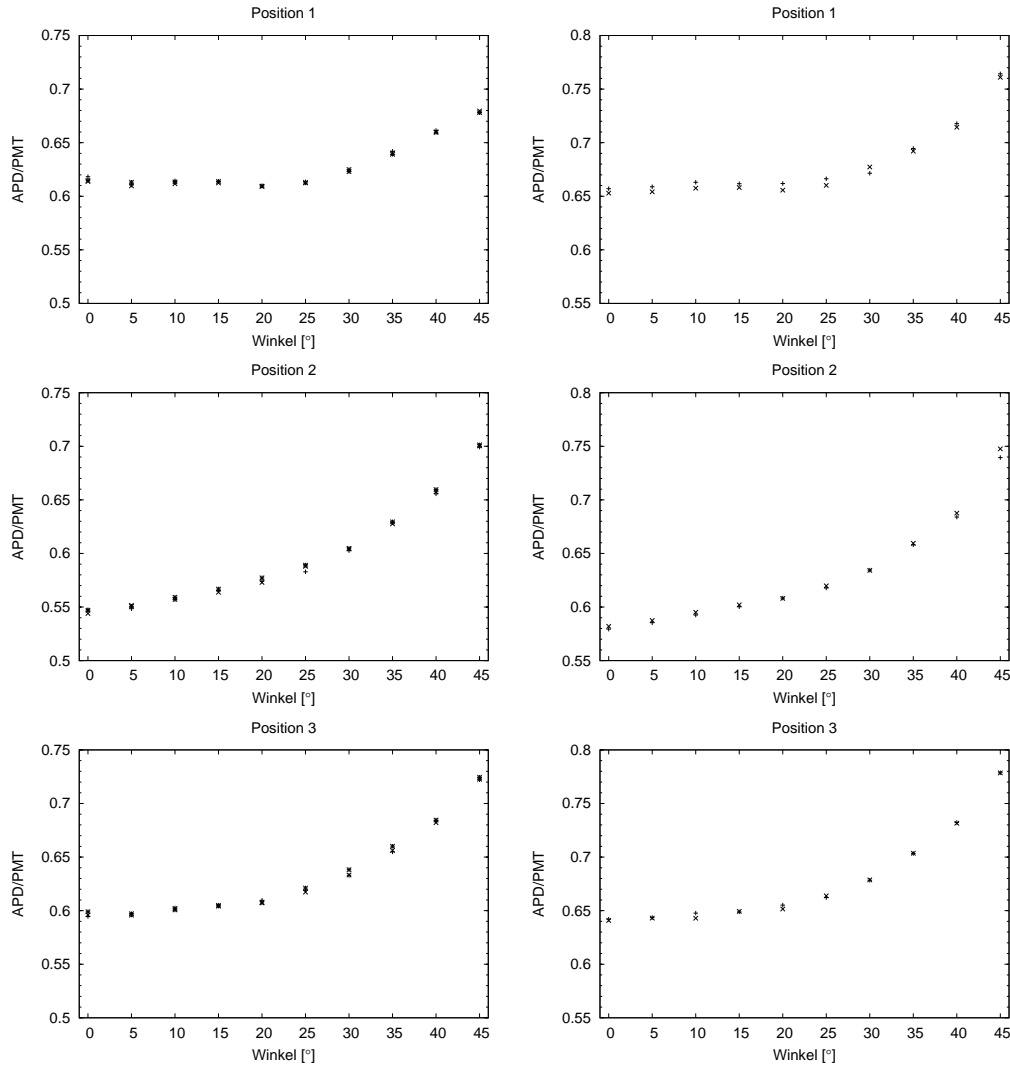


Abbildung 5.1: Die Ergebnisse der Winkelmessungen bei offenem Kristallende, links Messreihe 1 und rechts Messreihe 2

den Maximalwert bei 45 Grad an. Der Anstieg bei Position 3 beginnt erst ein wenig später bei etwa 25 Grad und beträgt rund 20 Prozent.

Für die zweite Einschussposition liegt die Intensität APD/PMT bei beiden Messreihen um etwa 10 Prozent niedriger als bei Position 1 und 3. Jedoch ist hier ein Anstieg bereits bei kleineren Winkeln erkennbar, der zu größeren Einschusswinkeln hin zunimmt. Insgesamt beträgt dieser Anstieg zwischen 0 und 45 Grad fast 30 Prozent.

Das alles zeigt, dass bei den Messungen mit offenem Kristallende die gemessene Intensität, und vor allem die relative Änderung durch Variation des Einschusswinkels, stark von der Einschussposition abhängen.

Abbildung 5.2 zeigt für beide Messreihen die Ergebnisse der Messungen, die mit Mylarfolie als Abdeckung durchgeführt wurden. Die Intensitätswerte, die auf der y-Achse aufgetragen sind, sind bei einem Einschusswinkel von 0 Grad etwa um einen Faktor 2 größer als bei den Messungen mit offenem Ende. Allerdings ist hierbei noch

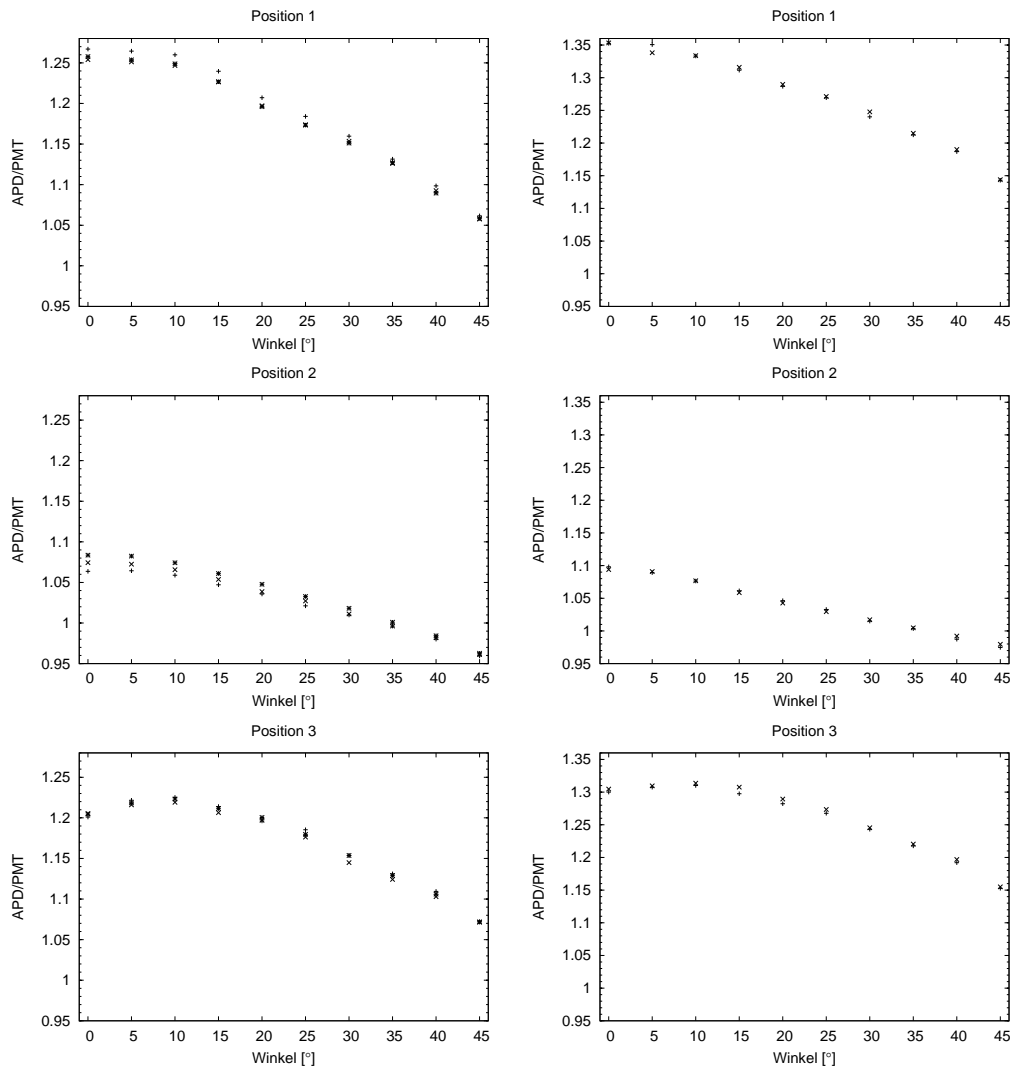


Abbildung 5.2: Resultate der Messungen bei Abdeckung des Kristallendes mit Mylarfolie, links Messreihe 1 und rechts Messreihe 2

zu berücksichtigen, dass der Verstärkungsfaktor des Hauptverstärkers für die APD hier um einen Faktor 2,5 niedriger eingestellt war (20-fache Verstärkung), so dass bei der Abdeckung mit Mylarfolie effektiv etwa fünfmal mehr Licht von der APD detektiert wird als bei den Messungen mit offenem Kristallende. Die Tatsache, dass man absolut mehr Licht misst, ist ganz einfach dadurch zu erklären, dass bei Abdeckung der Kristallfläche natürlich ein Großteil des Lichts, der den Kristall normalerweise durch Transmission verlassen würde, wieder in diesen zurück reflektiert wird und von der APD detektiert werden kann. Das zeigt ganz deutlich, dass das Licht auch wirklich komplett durch den Kristall hindurch geht.

Auffällig ist, dass die Intensitätskurven, im Gegensatz zu denen aus Abbildung 5.1, zu größeren Winkeln hin abfallen. Bei den Positionen 1 beider Messreihen ist die Intensitätsänderung bei Winkeln bis zu 10 Grad noch ziemlich klein. Für Winkel größer als 10 Grad beginnt die Intensität dann in guter Näherung linear um 0,4 bis 0,45 %/Grad abzufallen. Insgesamt liegt der Abfall zwischen 0 Grad und 45 Grad bei rund 16 Prozent.

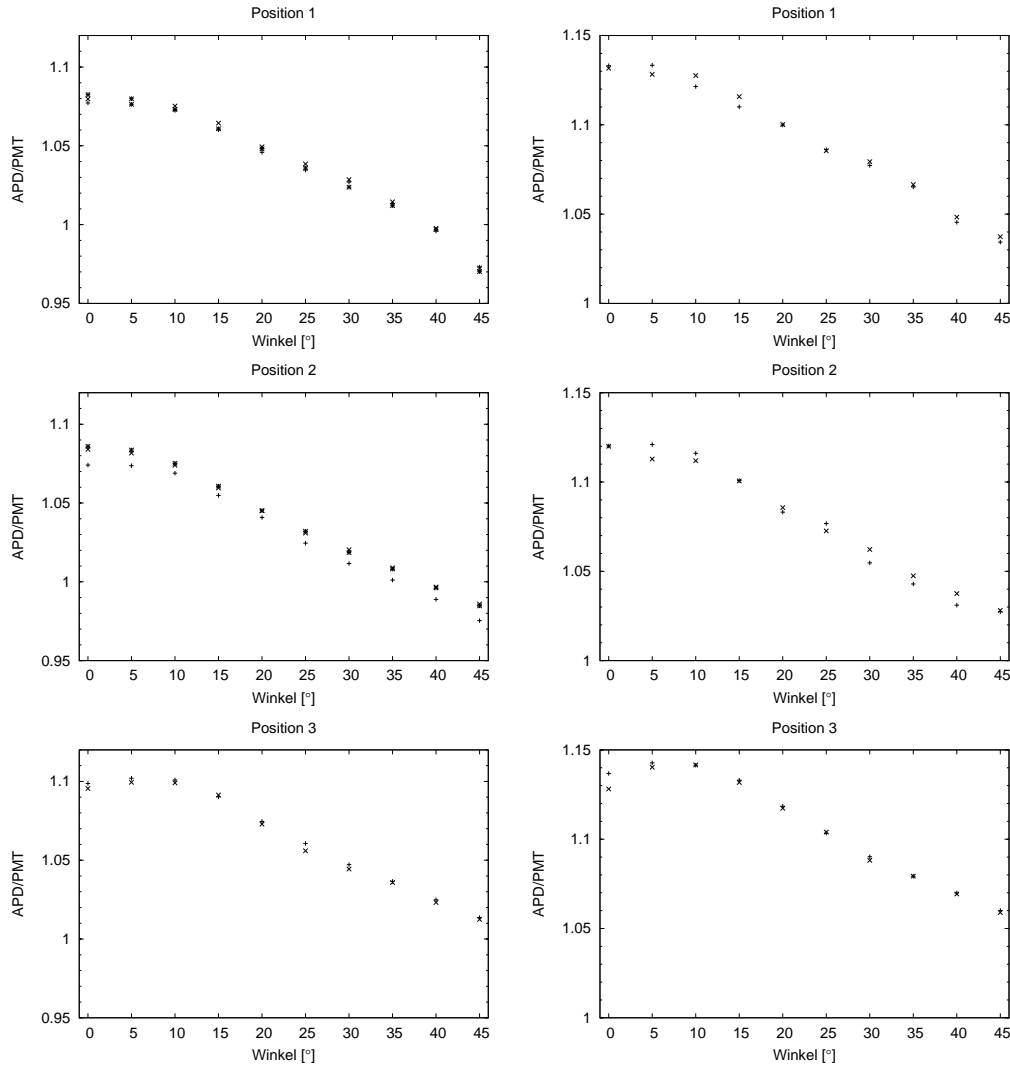


Abbildung 5.3: Messergebnisse bei Verwendung von Tyvek zur Abdeckung der Kristallfläche, links Messreihe 1 und rechts Messreihe 2

Bei Position 2 beginnt der lineare Abfall bereits ein wenig eher für Winkel zwischen 5 und 10 Grad und beträgt in etwa 0,25 %/Grad. Hier ist der gesamte Abfall mit 10,5 Prozent ein wenig geringer als bei der ersten Einschussposition. Bemerkenswert ist, dass die gesamte Intensität bei Position 2 um ca. 15 Prozent (Messreihe 1), beziehungsweise 18,5 Prozent (Messreihe 2) niedriger liegt als bei Position 1.

Die Kurven für die dritte Einschussposition verlaufen ein wenig anders. Zunächst steigt der Wert der gemessenen Intensität leicht an und erreicht bei einem Winkel von 10 Grad ein Maximum. Danach fällt die gemessene Intensität bis auf etwa 88 Prozent des Maximalwertes ab.

Anhand der Ergebnisse der Messungen, die mit der Mylarfolie erzielt wurden, sieht man sehr gut, wie auch schon beim offenen Kristallende, wie stark vor allem die gemessene Intensität von der Lage der Einschussposition selbst abhängt. Die relativen Intensitätsänderungen sind hier nur nicht so stark positionsabhängig wie beim offenen Kristall und liegen zwischen 10 und 16 Prozent.

Die Resultate der Messungen, bei denen die Kristallfläche mit Tyvek abgedeckt wurde, zeigt Abbildung 5.3. Der Verstärkungsfaktor des Hauptverstärkers für die APD ist hier der gleiche wie bei den Messungen mit Mylar, so dass auch hier effektiv vier- bis fünfmal mehr Licht von der APD gemessen wird als bei offener Kristallfläche. Die dargestellten Kurven sind denen aus Abbildung 5.2 vom Verlauf her sehr ähnlich. Auch hier beobachtet man einen Abfall der Lichtintensität bei größeren Winkeln. Was allerdings im Vergleich zu den Ergebnissen, die mit Mylar erhalten wurden, auffällt, ist, dass die Intensitäten bei den drei unterschiedlichen Einschusspositionen ungefähr gleich groß sind, sowohl bei Messreihe 1, als auch bei Messreihe 2. Das deutet darauf hin, dass Tyvek das auftreffende Licht relativ diffus in den Kristall zurückstretet und die gemessene Intensität deshalb nicht mehr so stark von der genauen Einschussposition abhängt. Auch der Intensitätsabfall liegt bei beiden Messreihen bei allen Einschusspositionen in der gleichen Größenordnung bei ungefähr 8 bis 10 Prozent im Bereich von 0 bis 45 Grad. Das Maximum, das in den Kurven für Position 3 auch hier beobachtet werden kann, liegt im Vergleich zu dem bei Mylar bei einem etwas kleineren Winkel, der zwischen 5 und 10 Grad liegt.

5.1.3 Diskussion

Zur Erläuterung der Ergebnisse der oben genannten Messungen ist es hilfreich, sich den Lichtverlauf von der Lichtquelle bis zur APD zu verdeutlichen.

Das Licht wird von einer LED erzeugt und über eine Glasfaser zum Kristall geleitet. Hier koppelt das Licht nun in den Kristall ein. Dabei müssen Reflexionsverluste beim Eintritt des Lichts in den Kristall berücksichtigt werden, die mit den Fresnel-Gleichungen (siehe Abschnitt 3.1.3) berechnet werden können. In Abschnitt 3.1.3 sind in Abbildung 3.1 die Reflexionskurven gemäß den Fresnel-Gleichungen für den Übergang Luft-Bleiwolframat dargestellt. Dabei ist die Polarisation des Lichts zu berücksichtigen. Aufgrund des Entstehungsmechanismus des Lichts in der LED (siehe Abschnitt 3.2.1) ist das aus der Glasfaser austretende Licht unpolarisiert, so dass die in Abbildung 3.1 unterschiedenen Polarisationsrichtungen hier statistisch gleichverteilt auftreten. Insgesamt gilt, dass für größere Winkel mehr Licht reflektiert wird.

In Abbildung 5.4 ist die Lichteinkopplung für einen Glasfaseranstellwinkel von 45 Grad schematisch dargestellt. Der Lichtkegel, der aus der Glasfaser austritt hat aufgrund der numerischen Apertur der Faser von 0,37 einen halben Öffnungswinkel (Aperturwinkel) von ungefähr 22 Grad. Das bedeutet, dass der größte Winkel zur Flächennormalen, unter dem Lichtstrahlen beim maximalen einstellbaren Einschusswinkel von 45 Grad aus der Faser auf die Kristallfläche treffen können, 67 Grad beträgt. Nun sind die Brechzahlunterschiede zwischen Luft ($n_1=1$) und Bleiwolframat ($n_2=2,2$) so groß, dass der Brechungswinkel für diese Lichtstrahlen nur 24,7 Grad beträgt. Alle anderen Strahlen, die unter kleineren Winkeln als 67 Grad auf den Kristall treffen, werden auch unter kleineren Winkeln gebrochen. Man kann davon ausgehen, dass der Großteil des Lichts aus der Faser unter Winkeln austritt, die kleiner als der Akzeptanzwinkel von 22 Grad sind, was bedeutet, dass auch ein Großteil des Lichts sich im Kristall unter kleineren Winkeln als dem maximalen Brechungswinkel von 24,7 Grad fortpflanzt.

Da der Kristall die Form eines Quaders hat, wird ein Lichtstrahl unter perfekten

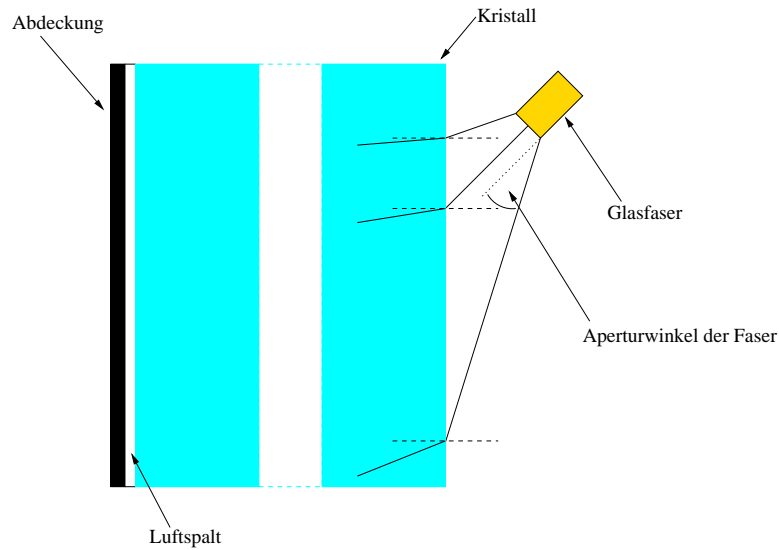


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Lichteinkopplung in die Kristalle und des Luftspaltes zwischen Kristall und Abdeckung

Bedingungen unter dem gleichen Winkel auf die gegenüberliegende Kristallfläche auftreffen, unter dem er bei Eintritt in den Kristall gebrochen wurde. Die Reflexionsbedingungen für den Übergang Bleiwolframat-Luft sind ebenfalls in Abbildung 3.1 dargestellt. Da der Winkel für Totalreflexion beim Übergang Bleiwolframat-Luft etwa 27 Grad beträgt, dürfte also eigentlich kein Licht totalreflektiert werden. Ein Teil des Lichts wird jedoch immer reflektiert, wie man in Abbildung 3.1 unten erkennen kann. Dieser Anteil liegt bei ungefähr 15 Prozent.

Weil der Kristall aber nicht perfekt und in Teflon eingepackt ist, kann es sein, dass Lichtstrahlen durch Streuung an Oberflächenunebenheiten beim Eintritt in den Kristall und durch Reflexion an den Seitenwänden doch unter einem größeren Winkel zur Flächennormalen auf die Kristallendfläche treffen können und totalreflektiert werden. Je größer der Einschusswinkel wird, desto größer wird der Brechungswinkel der meisten Lichtstrahlen, und damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit allgemein für Reflexion und auch für Totalreflexion an. So ließe sich der gemessene Intensitätsanstieg bei den Messungen mit offenem Kristallende qualitativ verstehen.

Wird die Endfläche abgedeckt, dann steigt die insgesamt detektierte Lichtmenge um bis zu einen Faktor 5 an. Die Bedingungen bei der Lichteinkopplung sind selbstverständlich die gleichen wie beim offenem Kristallende. Die Abdeckung mit Mylar und Tyvek liegt nicht exakt auf der Kristallfläche auf, so dass sich zwischen Abdeckung und Kristall ein kleiner Luftspalt befindet. Wie man anhand der Intensitätsunterschiede zwischen offenem und abgedecktem Kristallende sehen kann, tritt aus dem offenen Ende mehr Licht aus, als an ihm reflektiert wird. Das austretende Licht wird dabei aufgrund der großen Brechzahlunterschiede zwischen Luft und Bleiwolframat sehr stark vom Einfallslot auf der Kristallfläche weggebrochen, und trifft unter großen Winkeln auf das Abdeckmaterial.

Der genaue Reflexionsprozess an diesen Materialien ist nicht mehr so leicht zu beschreiben. Hier spielen neben der einfachen Reflexion auch noch Absorptionspro-

zesse, Streuung und Oberflächenbeschaffenheit der Materialien eine wichtige Rolle. Insgesamt deuten die Ergebnisse der Messungen mit Mylar und Tyvek darauf hin, dass bei größeren Einschusswinkeln mehr Licht absorbiert wird oder durch diffuse Streuung verlorengeht und die gemessene Intensität deshalb absinkt.

Ein Aspekt, der bei der Interpretation zusätzlich berücksichtigt werden muss, ist der, dass die APD mit ihrer aktiven Detektorfläche von 10 mm x 10 mm nur etwa ein Viertel der Kristallfläche bedeckt. Dadurch lässt sich nicht einfach klären, ob beispielsweise ein Absinken der gemessenen Intensität dadurch erklärt werden kann, dass weniger Licht auf die APD trifft oder durch Reflexions- oder Streuverluste bedingt ist.

Insgesamt zeigt sich bei den Winkelmessungen, dass Intensitätsänderungen bei kleinen Winkeln im Bereich von ungefähr 0,1 Prozent/Grad liegen. Im Mittel machen sich Effekte durch Variation des Einschusswinkels erst bei Winkeln größer als 10 Grad deutlich bemerkbar. Außerdem wirkt sich die Lage der Einschussposition stark auf die gemessene Intensität aus. Nur bei der Abdeckung mit Tyvek spielt diese Abhängigkeit fast keine Rolle, was darauf hindeutet, dass Tyvek das Licht stark diffus streut.

Die Genauigkeit, mit der die einzelnen Ergebnisse durch Wiederholung der Messungen reproduziert werden konnten, ist recht hoch und liegt im Bereich der oben angesprochenen Schwankungen der Signale von APD und PMT, die durch Schwankungen der Versorgungsspannung hervorgerufen werden. Das gilt auch für alle nachfolgenden Messungen.

5.2 Abstandsmessungen

5.2.1 Durchführung

Im Rahmen der zweiten Messreihe aus dem vorherigen Abschnitt wurden zusätzlich zu den Winkelmessungen auch Messungen durchgeführt, bei der die Abhängigkeit der gemessenen Lichtintensität vom Abstand zwischen Glasfaser und Kristallfläche untersucht werden sollte. Bei diesen Messungen wird der Abstand im Bereich von 0 mm bis 3 mm in Schritten von 0,2 mm variiert und das Licht bei den Einschusspositionen 1 und 2 (siehe Tabelle 5.1) in den Kristall injiziert. Der eingestellte Winkel an der Glasfaserhalterung beträgt bei allen Abständen 0° . Außerdem wird die Kristallfläche, die der Einschussseite gegenüber liegt, wie bei den Winkelmessungen, entweder offen gelassen oder bedeckt, wozu wieder die gleichen Materialien benutzt werden. Jede Messung wurde zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zweimal wiederholt.

5.2.2 Ergebnisse

In Abbildung 5.5 sind oben die Ergebnisse der Abstandsmessungen für den Fall, dass die Kristallfläche offen gelassen wird, dargestellt. Dabei gehören die Kurven, die bei höheren Intensitäten liegen zur Einschussposition 1, die tieferliegenden dementsprechend zu Position 2. Die Form der Kurven bei beiden Positionen ist ähnlich. Bei

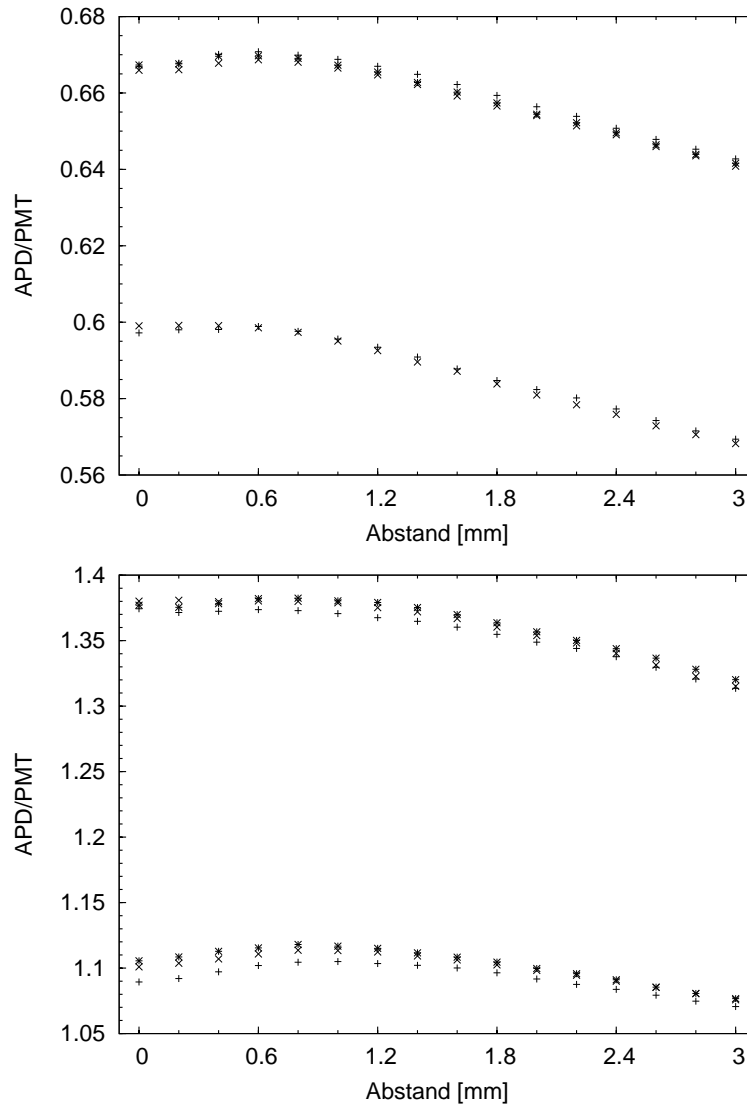


Abbildung 5.5: Ergebnisse der Abstandsmessungen für offenes Kristallende (oben) und Mylarabdeckung (unten). Die jeweils oben liegenden Kurven gehören zu Einschussposition 1, die unteren zu Position 2

Abständen unter 1 mm sind die Werte ungefähr konstant. Danach fallen die Kurven langsam linear ab. Prozentual beträgt der Abfall vom größten auf den kleinsten Wert ungefähr 4 bis 5 Prozent. Bei Einschussposition 1 steigt die Intensität zu Beginn noch schwach an und weist bei einem Abstand von 0,6 mm ein Maximum auf. Die Lage der Einschussposition wirkt sich bei offenem Kristallende um etwas mehr als ein Faktor 2 stärker auf die gemessene Intensität aus als die Änderung des Abstandes.

Ähnliches gilt auch für die Ergebnisse, im unteren Teil in Abbildung 5.5, die man erhält, wenn man den Kristall mit Mylarfolie abdeckt. Bei beiden Einschusspositionen existiert ein Maximum in der Intensität, das bei Position 1 bei einem Abstand von etwa 0,8 mm, bei Position 2 bei 0,6 mm liegt. Für größere Abstände, ca. ab 1,2 mm, sinkt auch bei diesen Messungen der Wert der Intensität etwa linear ab. Hier

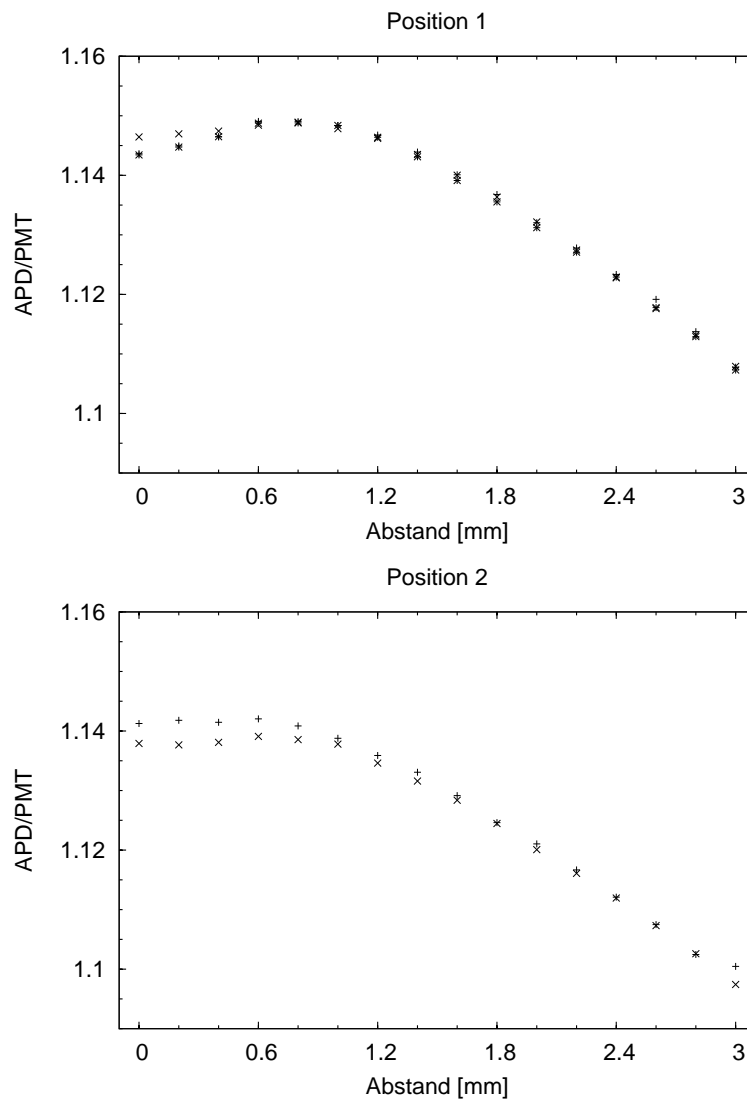


Abbildung 5.6: Ergebnisse der Abstandsmessungen bei Verwendung von Tyvek zur Abdeckung der Kristallfläche, oben Einschussposition 1 und unten Position 2

liegt der prozentuale Abfall zwischen Maximal- und Minimalwert im Bereich von 3,5 bis 4,5 Prozent. Dagegen unterscheidet sich die gemessene Intensität bei beiden Einschusspositionen um 20 Prozent, was zeigt, dass sich die Lage der Einschussposition bei Mylar sogar um einen Faktor 5 stärker bemerkbar macht als die Änderung der gemessenen Intensität durch Variation des Abstandes.

Bei den Messungen, bei denen die Kristallfläche mit Tyvek abgedeckt war, erhält man als Resultat die Kurven, die in Abbildung 5.6 dargestellt sind. Für diese Messungen können nicht beide Einschusspositionen zusammen in ein Diagramm geplottet werden, weil die Intensitäten bei beiden Positionen fast identisch sind und sich die Kurven überlagern würden. Das bestätigt noch einmal die Resultate, die man aus den Winkelmessungen mit Tyvek erhält. Auch hier steigt die Intensität bei Position 1 zunächst leicht an, bis zu einem Maximum, das etwa bei einem Abstand von 0,8 mm liegt. Bei Position 2 liegen die Werte bis zu einem Abstand von ungefähr 0,8 mm

annähernd auf einem Plateau. Mit zunehmendem Abstand zwischen Glasfaser und Kristallfläche sinkt die gemessene Intensität linear um ca. 3,6 Prozent vom größten auf den kleinsten Wert ab.

5.2.3 Diskussion

Wenn man versucht, die Kurvenverläufe zu erklären, dann lässt sich der Abfall der gemessenen Intensität nicht darauf zurückführen, dass bei Vergrößerung des Abstandes, die damit einhergehende Vergrößerung des Lichtflecks auf der Kristallfläche dazu führt, dass Licht einfach am Kristall vorbei geht und nicht auf die Fläche trifft. Vor allem der relativ frühe Beginn des Abfalls, bei etwas mehr als 1 mm, kann so nicht erklärt werden, da bei der Berechnung der Positionierung der Glasfaser und auch beim Positioniervorgang selbst, sehr sorgfältig darauf geachtet wurde, dass selbst bei einem Abstand von 3 mm immer noch alles aus der Faser austretende Licht komplett auf die Kristallfläche auftrifft. Ein Erklärungsansatz für das gezeigte Verhalten bei größeren Abständen ist der, dass das aus der Faser austretende Lichtbündel bei größeren Abständen eine größere Fläche auf dem Kristall bestrahlt. Nun ist die Kristalloberfläche nicht perfekt und weist Unregelmässigkeiten und Verunreinigungen auf. Bestrahlt man eine größere Fläche, dann trifft das Licht auf mehr potenzielle Störstellen, die so beschaffen sein können, dass sie das Licht dermaßen streuen, dass es nicht in den Kristall einkoppelt. Dadurch würde dann weniger Licht detektiert werden und die gemessene Intensität sinken. Der leichte Anstieg oder das Plateau bei kleinen Abständen lässt sich so aber nicht erklären.

Als Fazit aus den Abstandsmessungen lässt sich festhalten, dass sich Änderungen des Abstands zwischen Glasfaser und Kristall weitaus weniger stark auf das gemessene Signal auswirken als etwa die Variation des Winkels oder der Einschussposition. Die relative Änderung bei allen Messungen liegt nur zwischen 3 bis 5 Prozent zwischen dem größten und kleinsten gemessenen Wert. Für Abstände bis zu 1 mm sind diese Schwankungen sogar noch viel kleiner und liegen unter 1 Prozent. Über alle Messungen gemittelt ergibt sich, dass die Faser bei einem Abstand von 0,6 mm bis 0,8 mm vor der Kristallfläche positioniert werden sollte, weil die Intensität in diesem Bereich am höchsten ist.

5.3 Positionsmessungen

5.3.1 Durchführung

Abschließend wurde noch eine Messreihe durchgeführt, bei der die Einschussposition entlang einer Linie parallel zur Kristallkante auf dem freien Streifen der Kristallfläche variiert wird. Der Einschusswinkel beträgt bei jeder Messung 0 Grad, der Abstand zwischen Glasfaser und Kristallfläche 2 mm. Das Licht wird bei 22 verschiedenen Positionen in den Kristall injiziert, wobei sich die Koordinaten zwischen zwei benachbarten Einschusspunkten in y- und in z-Richtung um jeweils 0,5 mm unterscheiden. Die der Einschussfläche gegenüberliegende Kristallfläche wird wieder, wie bei den vorherigen Messungen, offen gelassen oder mit Mylar und Tyvek bedeckt. Die Position der APD auf dem Kristall ist die gleiche wie vorher bei den Abstandsmessungen. Jede Messung wurde einmal wiederholt. Zur Darstellung der

Position	y/mm	z/mm
1	-10,5	0,0
2	-10,0	0,5
3	-9,5	1,0
4	-9,0	1,5
5	-8,5	2,0
6	-8,0	2,5
7	-7,5	3,0
8	-7,0	3,5
9	-6,5	4,0
10	-6,0	4,5
11	-5,5	5,0
12	-5,0	5,5
13	-4,5	6,0
14	-4,0	6,5
15	-3,5	7,0
16	-3,0	7,5
17	-2,5	8,0
18	-2,0	8,5
19	-1,5	9,0
20	-1,0	9,5
21	-0,5	10,0
22	0,0	10,5

Tabelle 5.2: Die Koordinaten der Positionsmessung

Ergebnisse wird auf der Abszisse der Diagramme die Positionsnummer aufgetragen, die in Tabelle 5.2 den einzelnen Einschusskoordinaten zugeordnet wird. Dabei beziehen sich die angegebenen Koordinaten wieder auf den in Abbildung 4.6 definierten Nullpunkt.

5.3.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse der Positionsmessungen, die in Abbildung 5.7 dargestellt sind, bestätigen die Resultate der vorangegangenen Messungen hinsichtlich der Abhängigkeit der gemessenen Intensität von der Einschussposition eindeutig. Deutlich ist zu erkennen, dass die Messwerte bei offener Kristallfläche und auch bei Abdeckung der Kristallfläche mit Mylar auf einer Kurve liegen, die die Form einer Parabel hat. Die gemessene Intensität ist bei Einschusspositionen in den Ecken des Kristalls am größten, bei Positionen in der Mitte des Einschussstreifens hingegen minimal. Auch die Messungen, die mit der Tyvekabdeckung durchgeführt wurden, unterstützen die Erkenntnis, dass das Tyvek das auftreffende Licht bei der Reflexion zurück in den Kristall stark streut und so am Ort der APD eine homogenere Ausleuchtung der Kristallfläche erzeugt. Die zugehörige Kurve in Abbildung 5.7 ist zwar nicht wirklich konstant, die Schwankungen der gemessenen Intensität bei unterschiedlichen Positionen liegen jedoch nur in einem Bereich von 2 bis 3 Prozent.

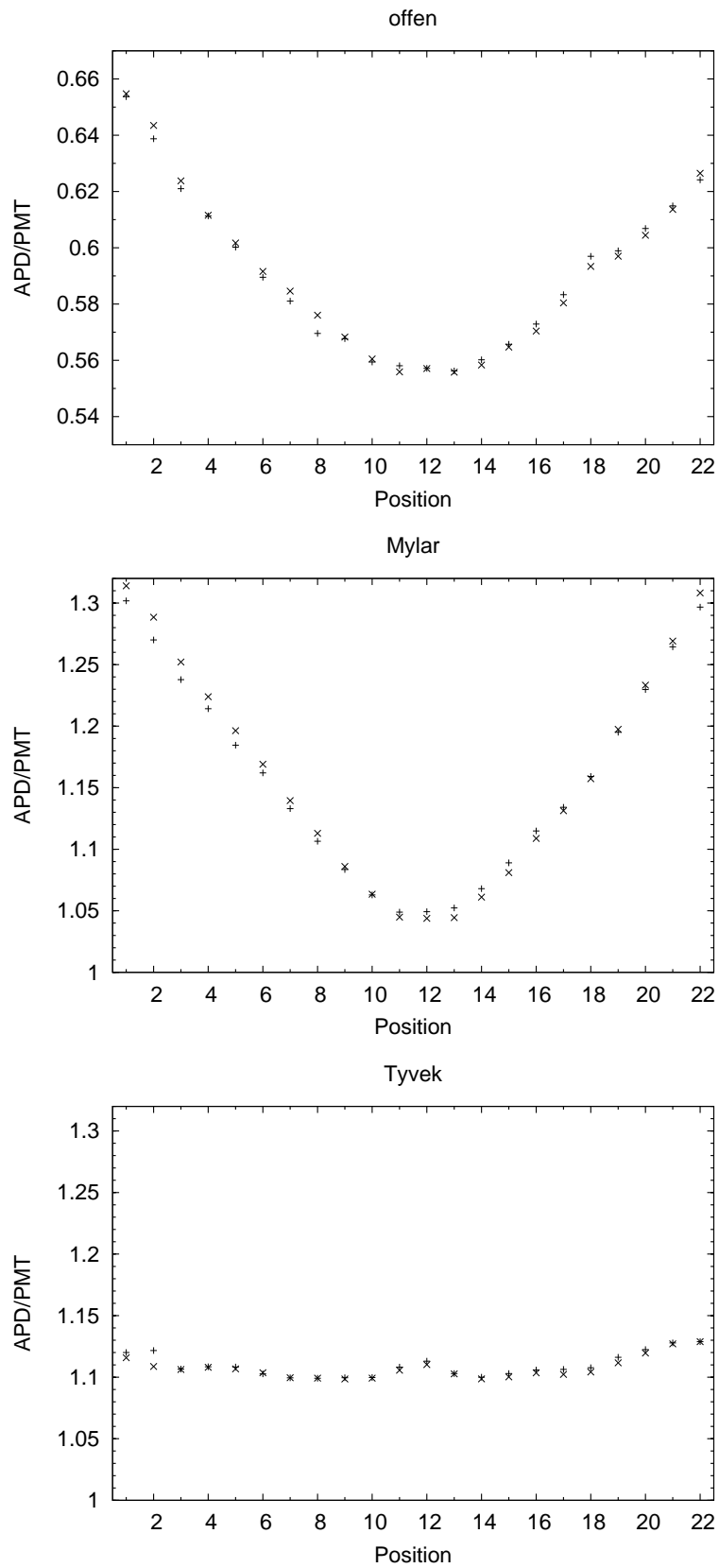


Abbildung 5.7: Ergebnisse der Positionsmessungen

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung von unterschiedlichen Methoden der Licht-einkopplung in Bleiwolframatkristalle im Rahmen der Planung eines Monitorsystems für das elektromagnetische Kalorimeter bei PANDA. Mit Hilfe des Monitorsystems sollen Änderungen der Transmissionseigenschaften der Kristalle gemessen werden, indem Licht durch die Kristalle geleitet wird.

Für die Untersuchungen dieser Arbeit wurde eine Messapparatur konstruiert, mit der sich das Licht eines LED-Lichtpulsers, das über eine Glasfaser zum Kristall geleitet wird, unter verschiedenen Bedingungen in den Kristall einkoppeln lässt. Zum einen war es mit dieser Apparatur möglich, den Winkel, unter dem die Glasfaser das Licht auf den Kristall strahlt, in einem Bereich von 0 bis 45 Grad in 5 Grad Schritten zu variieren. Zum anderen ließ sich mit Hilfe von schrittmotorgetriebenen Linearverschiebern der Abstand zwischen Glasfaser und Kristall mit hoher Genauigkeit verändern. Das in den Kristall injizierte Licht wurde nach Durchqueren des Kristalls mit Hilfe einer APD detektiert, die auf der gleichen Fläche positioniert war, in die auch das Licht injiziert wurde. Dies entspricht dem bei PANDA geplanten Aufbau. Die gegenüberliegende Kristallfläche wurde entweder offen gelassen oder bedeckt, wozu zwei verschiedene Materialien, Mylar und Tyvek, verwendet wurden. Es wurden sowohl Messungen bei Variation des Einschusswinkels, als auch bei Variation des Abstandes für verschiedene Einschusspositionen auf der Kristallfläche durchgeführt, um die Auswirkungen der Änderung der Einschussbedingungen auf die gemessene Lichtintensität zu untersuchen.

Aus den erhaltenen Ergebnissen der durchgeführten Messungen ergeben sich folgende wichtige Schlussfolgerungen für die Planung und den Aufbau eines Monitorsystems für PANDA:

1. Die Messungen zeigen, dass das Licht komplett durch den Kristall hindurch geht und nicht direkt vorne im Kristall zum Detektor zurückgestreut wird. Damit lassen sich Änderungen der Transmissionseigenschaften im gesamten Kristallvolumen nachweisen. Das kann man daraus folgern, dass die von der APD detektierte Lichtmenge um einen Faktor 4 bis 5 höher ist, wenn die Kristallfläche, die der Einschussfläche gegenüberliegt, mit Mylarfolie oder Tyvek abgedeckt wird.
2. Die Abhängigkeit der gemessenen Intensität von der Einschussposition zeigt

deutlich, dass die Bleiwolframatkristalle keine guten Lichtmischer sind. Sowohl bei offenem Kristallende, als auch bei Abdeckung der Kristallfläche mit Mylarfolie, breiten sich Lichtstrahlen im Kristall aus, ohne zu stark gestreut zu werden. Lediglich bei der Verwendung von Tyvek zeigt sich, dass das Licht stark diffus gestreut wird.

3. Die Winkelmessungen zeigen, dass die Intensitätsänderungen für kleine Winkel sehr klein sind und im Mittel nur etwa 0,1 Prozent/Grad betragen. Das bedeutet, dass beim Aufbau des Monitorsystems bei der Positionierung der Glasfaser vor dem Kristall nicht unbedingt darauf geachtet werden muss, dass die Faser auf ein Grad genau ausgerichtet wird.
4. Die Glasfaser sollte nach den Ergebnissen der Messungen dieser Arbeit bei einem kleinen Abstand zwischen 0,6 mm und 0,8 mm vor dem Kristall positioniert werden. In diesem Bereich ist die gemessene Intensität maximal. Auch hier sind kleine Abweichungen bei der Positionierung tolerierbar. Insgesamt zeigt sich, dass Abstandsänderungen zwischen Glasfaser und Kristall einen geringeren Effekt auf die gemessene Intensität haben als Winkeländerungen oder die Lage der Einschussposition.

Zur Bestätigung der Ergebnisse dieser Arbeit wäre es sinnvoll, in naher Zukunft umfangreiche Simulationen durchzuführen. Solange die Planungen für das elektromagnetische Kalorimeter noch nicht endgültig abgeschlossen sind, können Simulationen zudem ein nützliches Mittel sein, um vorausblickend zusätzlich neue Erkenntnisse zu erhalten, die in die weitere Planung des Monitorsystems mit einfließen können. Wenn die Kristalle und die APDs für das elektromagnetische Kalorimeter in ihrer endgültigen Form vorliegen, dann lassen sich mit Hilfe des bei dieser Arbeit verwendeten Messaufbaus, die aus den Simulationen erhaltenen Ergebnisse noch einmal experimentell überprüfen und aktuellere Ergebnisse für das Monitorsystem erzielen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	FAIR an der GSI	6
2.2	Der PANDA-Detektor	8
2.3	Compton-Effekt	10
2.4	Elektromagnetischer Schauer	13
2.5	Schematische Darstellung des EMC	14
3.1	Reflexion und Brechung	18
3.2	Polarisation durch Reflexion	19
3.3	Reflexionsvermögen an der Grenzfläche Luft-Bleiwolframat	20
3.4	Bandlücke in einem Halbleiter	21
3.5	pn-Übergang	23
3.6	Aufbau einer LED	24
3.7	Lichtleitung in einer Stufenindexfaser	25
3.8	Schematische Darstellung eines Photomultipliers	28
4.1	Blockschaltbild des Messaufbaus	30
4.2	Der Messplatz	31
4.3	Schematische Darstellung der Kristallhalterung	33
4.4	Die Messapparatur	34
4.5	Ausschnitt des Bereichs zwischen Glasfaser und Kristall	35
4.6	Position der APD auf dem Kristall	36
4.7	Schaltplan des Lichtpulsers	37
4.8	Querschnitt durch den Lichtpulsler	38
4.9	Foto des Messaufbaus	39
5.1	Winkelmessungen offen	42
5.2	Winkelmessungen Mylar	43
5.3	Winkelmessungen Tyvek	44
5.4	Schematische Darstellung der Lichteinkopplung in die Kristalle	46
5.5	Abstandsmessungen offen und Mylar	48
5.6	Abstandsmessungen Tyvek	49
5.7	Positionsmessungen	52

Tabellenverzeichnis

2.1	Wechselwirkungen im Standardmodell	3
2.2	Fundamentale Teilchen im Standardmodell	4
2.3	Eigenschaften von Bleiwolframat	14
3.1	Eigenschaften der APD S8664-1010	27
3.2	Eigenschaften des Photomultipliers XP2020	28
5.1	Parameter zur Positionierung von APD und Glasfaser	41
5.2	Die Koordinaten der Positionsmessung	51

Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: Teilchen und Kerne, Springer Verlag (1999)
- [2] Technical Progress Report for PANDA, Strong Interaction Studies with Antiprotons (2005)
- [3] R. Kaiser: The PANDA Experiment at FAIR, PANDA Paper (2007)
- [4] C. Grupen: Teilchendetektoren, BI-Wissenschaftsverlag (1993)
- [5] W. Demtröder: Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik, Springer Verlag (1995)
- [6] Bergmann/Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Walter de Gruyter (1993)
- [7] E. Hering, K. Bressler, J. Gutekunst: Elektronik für Ingenieure, Springer Verlag (2001)
- [8] Dr. T. Held, Persönliche Mitteilung (2007)
- [9] Hamamatsu: Characteristics and use of Si APD (Avalanche Photodiode) (2004)
- [10] Philips: Photomultiplier Tubes, Principles & Applications (1994)
- [11] J.M. Schonkeren: Photomultipliers Part I, Valvo GmbH Hamburg (1970)
- [12] Valvo: Fotoervielfacher 1983, Datenbuch (1983)
- [13] M. Steinacher, W. Erni: Development of a New Charge-Preamplifier, Talk at the GSI, Darmstadt (2005)
- [14] R. Brun, F. Rademakers: The ROOT SYSTEM Homepage, <http://root.cern.ch> (2008)
- [15] A. Hooton: Parapin: A Parallel Port Pin Programming Library for Linux, <http://parapin.sourceforge.net/doc/parapin.html> (2007)
- [16] B.K. Lubsandorzhiew, Y.E. Vyatchin: Studies of Kapustinsky's light pulser timing characteristics, published by Institute of Physics Publishing and SISSA (2006)
- [17] Avalanche LED Pulser, <http://joule.bu.edu/hazen/avalanche> (2002)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuallererst danke ich Herrn Prof. Dr. U. Wiedner dafür, dass es mir möglich war, meine Diplomarbeit im Rahmen des PANDA-Experiments am Lehrstuhl für Hadronenphysik anfertigen zu können. Ganz besonders möchte ich mich noch einmal dafür bedanken, dass nach dem Ausfall eines für die Messungen dringend benötigten Vorverstärkers durch seine Hilfe auf schnellstem Wege ein Ersatzgerät beschafft werden konnte.

In diesem Zusammenhang danke ich auch Dr. R. Novotny von der Universität Gießen dafür, dass er so freundlich war, dieses Ersatzgerät zur Verfügung zu stellen.

Besonderer Dank gilt vor allem auch PD Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Thomas Held und Dr. Matthias Steinke für die Betreuung während der gesamten Arbeit. Sie zeigten sich stets hilfsbereit und haben jederzeit dazu beigetragen, die Arbeit erfolgreich voran zu bringen.

Meinem Zimmergenossen Dipl. Phys. Torsten Schröder möchte ich dafür danken, dass er mir bei der Anfertigung der Arbeit häufig mit guten Ratschlägen weiterhelfen konnte, auch gerade während der anstrengenden Endphase seiner Promotion.

Auch allen anderen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls Experimentalphysik I möchte ich meinen Dank für die Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima aussprechen.

Vielen Dank auch an die Mitarbeiter der Feinmechanikwerkstatt für die Anfertigung der einzelnen Komponenten der Messapparatur.

Prof. Dr. W. Meyer möchte ich dafür danken, dass er sich als Zweitgutachter für die Korrektur dieser Arbeit zur Verfügung gestellt hat.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich während meines gesamten Studiums unterstützt hat und ohne deren Hilfe diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.