



---

# Ansprechverhalten des PROTO 60, Untereinheit des PANDA Detektors, auf hochenergetische Photonen

**Diplomarbeit**  
im Fachgebiet Experimentalphysik  
Prof. Dr. Volker Metag  
II. Physikalisches Institut  
Universität Giessen

vorgelegt von  
**Markus Moritz**  
aus Biedenkopf

Betreuer: Dr. Rainer Novotny

---



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>1 Einleitung und Motivation</b>	<b>3</b>
1.1 Der PANDA Detektor . . . . .	4
1.2 EMC Spezifikationen . . . . .	7
1.3 Szintillationsmaterial . . . . .	9
<b>2 Untersuchung von SICCAS PWO Proben</b>	<b>13</b>
2.1 Lumineszenzausbeute und Abklingzeit . . . . .	13
2.2 Optische Transmission . . . . .	19
2.3 Strahlungsresistenz . . . . .	23
<b>3 PROTO 60</b>	<b>27</b>
3.1 Design . . . . .	30
3.2 Avalanche Photodioden . . . . .	34
3.2.1 Funktionsweise . . . . .	35
3.2.2 Intrinsische Verstärkung . . . . .	35
3.2.3 Excess Noise Faktor . . . . .	36
3.2.4 Kapazität . . . . .	37
3.2.5 Einfluss auf die Kalorimeter Energieauflösung . . . . .	37
3.2.6 Spezifikationen . . . . .	38
3.3 Vorverstärker . . . . .	38
3.4 Ausleseelektronik . . . . .	39
3.5 Strahlzeitvorbereitungen . . . . .	41
<b>4 Experiment am MAMI</b>	<b>43</b>
4.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI . . . . .	43
4.1.1 Produktion monochromatischer Photonen . . . . .	44
4.2 Experimentaufbau . . . . .	45
4.3 Durchführung . . . . .	47
<b>5 Datenanalyse hochenergetischer Photonen</b>	<b>49</b>
5.1 Rohdaten . . . . .	49
5.2 Energiekalibrierung . . . . .	52

## Inhaltsverzeichnis

---

5.3	Linienform . . . . .	55
5.4	Ergebnisse . . . . .	58
5.4.1	Überprüfung auf Linearität . . . . .	58
5.4.2	Energieauflösung . . . . .	60
5.4.3	Multiplizitäten . . . . .	61
5.4.4	Cluster . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>65</b>
6.1	Diskussion . . . . .	65
6.2	Ausblick . . . . .	67
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>V</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>IX</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>XI</b>
	<b>Anhang</b>	<b>XIII</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>XV</b>

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Ansprechverhalten des PROTO 60 auf monoenergetische Photonen untersucht. Der PROTO 60 ist ein Detektorprototyp für das geplante PANDA Kalorimeter. Dabei wurde zum ersten mal eine 6x10 Matrix aus 20 cm langen pyramidenstumpfförmigen Bleiwolframatkristallen ( $\text{PbWO}_4$ ) mit Large Area Avalanche Photodioden (LAAPDs) ausgelesen. Die Signale wurden mit Peak - Sensing - ADCs digitalisiert.

Das Experiment zur Messung der Ansprechfunktion fand am Mainzer Mikrotron statt. Dort wurde der PROTO 60 mit energiemarkierten Photonen bestrahlt. Analysiert wurden die Daten für Photonenenergien von 158,31 MeV bis hoch zu 1441,06 MeV. Um die Lichtausbeute der Bleiwolframatkristalle zu erhöhen, wurde die Detektormatrix auf  $-25^\circ\text{C}$  gekühlt. Dies entspricht der geplanten Betriebstemperatur des PANDA Kalorimeters. Das Gehäuse beinhaltete neben den Kristallen auch die LAAPDs und die Vorverstärker.

Trotz weiteren Optimierungsmöglichkeiten hinsichtlich der Ausleselektronik und der Kalibration mit kosmischer Strahlung wurden sehr gute Ergebnisse für die Energieauflösung erzielt. Für 1 GeV erreichte man  $\sigma(E)/E = 2,44\%$ . Die erzielte Auflösung lässt sich insgesamt durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,85\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{0,4\%}{E/\text{GeV}}\right)^2 + (1,55\%)^2}$$

parametrisieren. Da die Lichtauslese über nur eine  $1\text{ cm}^2$  große LAAPD erfolgte, können diese Werte als obere Grenze für das PANDA Kalorimeter eingestuft werden.

Darüber hinaus wurden im Rahmen dieser Arbeit Bleiwolframatkristalle von SICCAS<sup>1</sup> auf Tauglichkeit für das PANDA Kalorimeter untersucht. Die Kristalle zeigten eine hohe Lumineszenzausbeute und einen ausreichend schnellen Szintillationsprozess. Die Strahlungsresistenz war akzeptabel. Jedoch scheint der Produktionsprozess nicht optimiert gewesen zu sein. Es wurden Inhomogenitäten und eine große Streuung der Qualitätsparameter festgestellt.

---

<sup>1</sup>SICCAS = Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences



# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Die Forschungsanlagen der GSI<sup>1</sup> sollen erweitert werden. Mit dem Projekt FAIR<sup>2</sup> entsteht dort eine Beschleunigeranlage der nächsten Generation. Ihr Herzstück ist ein Doppelringbeschleuniger mit einem Umfang von 1100 Metern. An diesen schließt sich ein komplexes System von Speicherringen und Experimentierstationen an (Abb.1.1). Die existierenden GSI Beschleuniger, zusammen mit einem geplanten Linearbeschleuniger für Protonen, dienen als Injektoren für die neue Anlage. Der Doppelring wird Ionenstrahlen mit bisher unerreichter Intensität sowie mit höheren Energien liefern. Dadurch lassen sich intensive Sekundärstrahlen wie zum Beispiel in Kernreaktionen erzeugte exotische Atomkerne oder Antiprotonen für eine Vielzahl an Experimenten bereitstellen. In den Speicherringen kann die Qualität dieser Strahlen, das heißt ihre Energieschärfe und Bündelung weiter verbessert werden, um sie für Hochpräzisionsexperimente zu nutzen. In Verbindung mit dem Doppelring ist außerdem ein effizienter Parallelbetrieb von bis zu vier verschiedenen Forschungsprogrammen möglich. Viele technologische Neuerungen kennzeichnen das FAIR Projekt. Am HESR<sup>3</sup> wird das PANDA<sup>4</sup> Experiment aufgebaut. Der PANDA Detektor dient dort zur Untersuchung der starken Wechselwirkung zwischen Antiprotonen und Nukleonen bzw. Kernen. Viele fundamentale Fragen sind in diesem Gebiet noch unbeantwortet. Phänomene wie z.B. das Quark-Confinement, die Existenz von Gluebällen und Hybriden oder die Herkunft der Hadronenmasse im Hinblick auf chirale Symmetriebrechung sind nur einige Fragestellungen, bei denen das PANDA Experiment neue Erkenntnisse liefern soll. Ein Großteil der zu untersuchenden Reaktionen enden mit der Detektion von Photonen, Elektronen und Positronen durch das elektromagnetische Kalorimeter (EMC). Bei dem PANDA Experiment möchte man Photonen mit dem Target Kalorimeter über einen großen dynamischen Bereich, von wenigen MeV bis hoch zu etwa 15 GeV, mit bisher nicht erreichter hoher Auflösung über nahezu den vollen Raumwinkel detektieren.

---

<sup>1</sup>GSI = Gesellschaft für Schwerionenforschung

<sup>2</sup>FAIR = Facility for Antiproton and Ion Research

<sup>3</sup>HESR = High Energy Storage Ring

<sup>4</sup>PANDA= Antiproton annihilation at Darmstadt

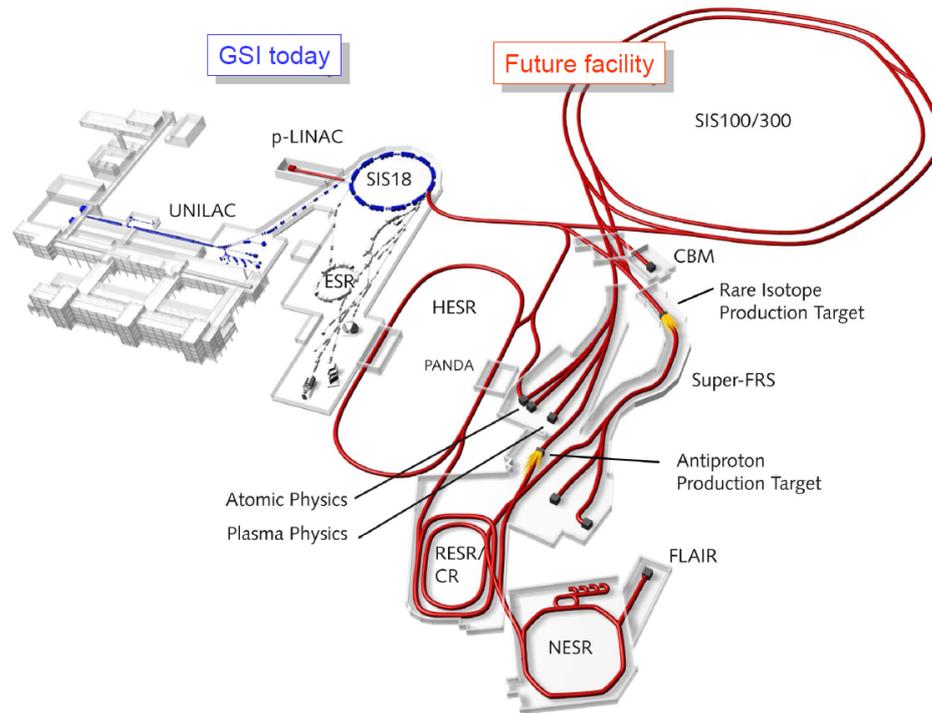


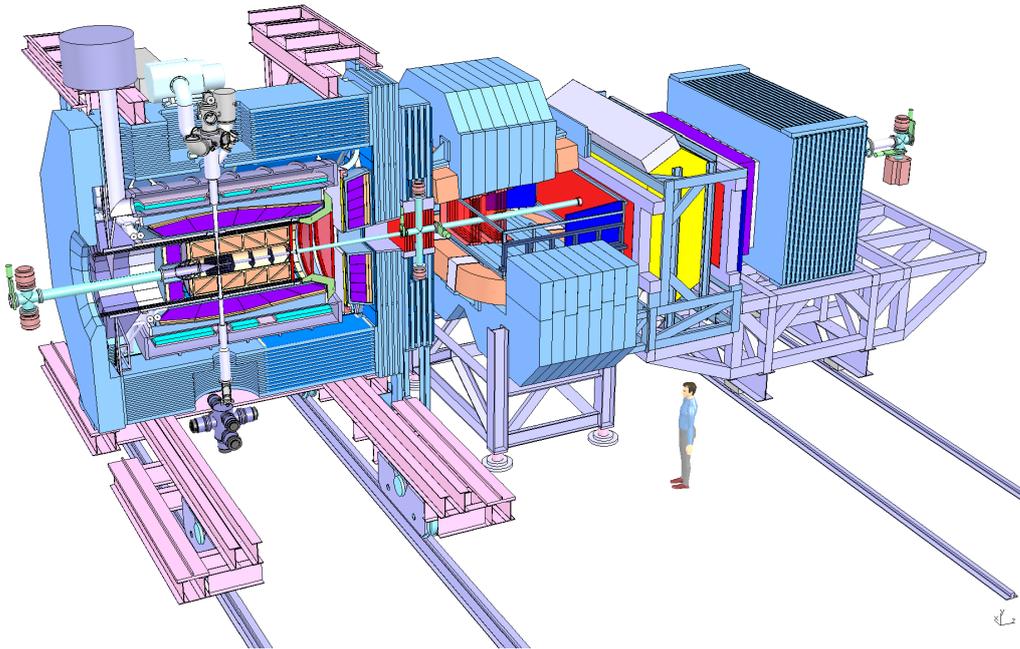
Abbildung 1.1: Gegenwärtige GSI Anlagen zusammen mit dem geplanten FAIR Projekt.

Hierzu sind eine Vielzahl an neuen Entwicklungen nötig, die anhand von Prototypen getestet und verbessert werden müssen.

### 1.1 Der PANDA Detektor

Das Physikprogramm und somit die Gesamtanforderungen an den PANDA Detektor führten zu dem Aufbau in Abbildung 1.2. Der Detektor ist in 2 große Einheiten unterteilt. Auf der linken Seite findet man um den Wechselwirkungspunkt herum das Zentralspektrometer oder auch Targetspektrometer genannt und in Vorwärtsrichtung das Vorwärtsspektrometer. Unmittelbar um den Wechselwirkungspunkt befindet sich der Micro Vertex Detektor (MVD). Als nächstes folgt ein Tracking-Detektor, der später entweder aus einem Straw Tube Tracker (STT) oder einer Time Projection Chamber (TPC) bestehen wird. Darauf folgt der Cherenkov-Detektor (DIRC) umgeben von dem elektromagnetischen Target-Kalorimeter, im folgenden auch nur elektromagnetisches Kalorimeter genannt. Das Gesamtsystem ist umgeben von einem supraleitenden Magneten. Ausserhalb werden noch Myonendetektoren installiert. Beim Vorwärtsspektrometer kommen diese Komponenten in planarer Geometrie zum Einsatz.

Das elektromagnetische Kalorimeter (Abb.1.3) aus  $\text{PbWO}_4$  Szintillationskristallen ist



**Abbildung 1.2:** Schematische Ansicht auf das Zentralspektrometer (links) und das Vorwärtsspektrometer (rechts).

in 3 Komponenten aufgeteilt. In Vorwärtsrichtung gibt es das Forward-Endcap bestehend aus 3600 Kristallen, im Mittelteil den zylindrischen Barrel mit 11360 Kristallen, sowie in Rückwärtsrichtung das Backward-Endcap aufgebaut aus 592 Kristallen. Das elektromagnetische Kalorimeter wird innerhalb eines supraleitenden Solenoiden mit einem starken Magnetfeld ( $B \approx 2 \text{ T}$ ) betrieben. Somit ist es nicht möglich, zur Szintillationslichtauslese Photomultiplier zu verwenden. Aufgrund der Lichtausbeute von Szintillatoren ist ein selbstverstärkender Photosensor nötig, welcher zudem strahlungsresistent und bei  $-25^\circ\text{C}$  einsatzfähig sein sollte. Die Berücksichtigung dieser Punkte führt zu LAAPDs<sup>5</sup>. Im Forward-Endcap ist die maximale Rate zu hoch für LAAPDs, da durch die erforderlichen Integrationszeiten im Vorverstärker die Pile - Up Wahrscheinlichkeit zu hoch wird. Wie die Simulation in der Abbildung 1.4 zeigt, erwartet man mittlere Raten bis über 500 kHz. Da das Magnetfeld parallel zur Symmetrieachse der Sensoren ist, sind VPT's<sup>6</sup> als Alternative, zumindest im extremen Vorwärtsbereich, vorgesehen.

<sup>5</sup>LAAPD = Large Area Avalanche Photo - Diode

<sup>6</sup>VPT = Vacuum photo triodes

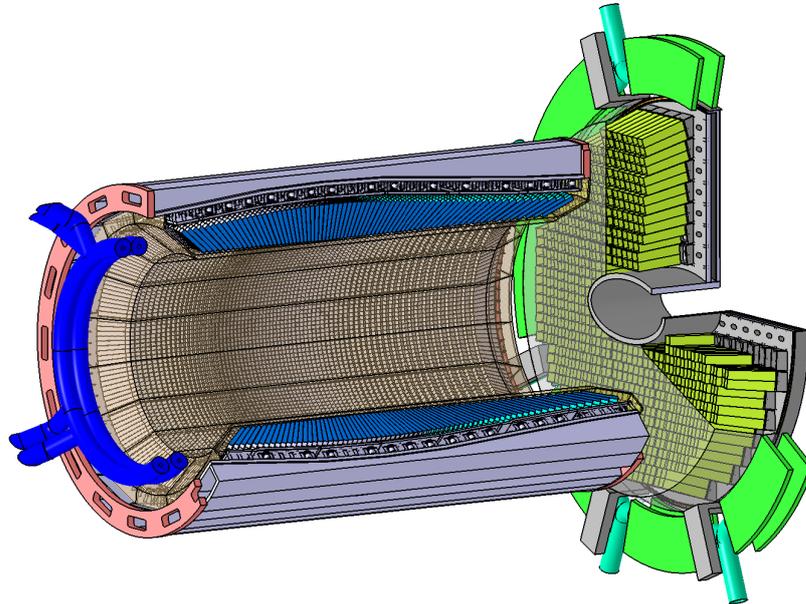


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau des Kalorimeters, ohne Rückwärtsendkappe.

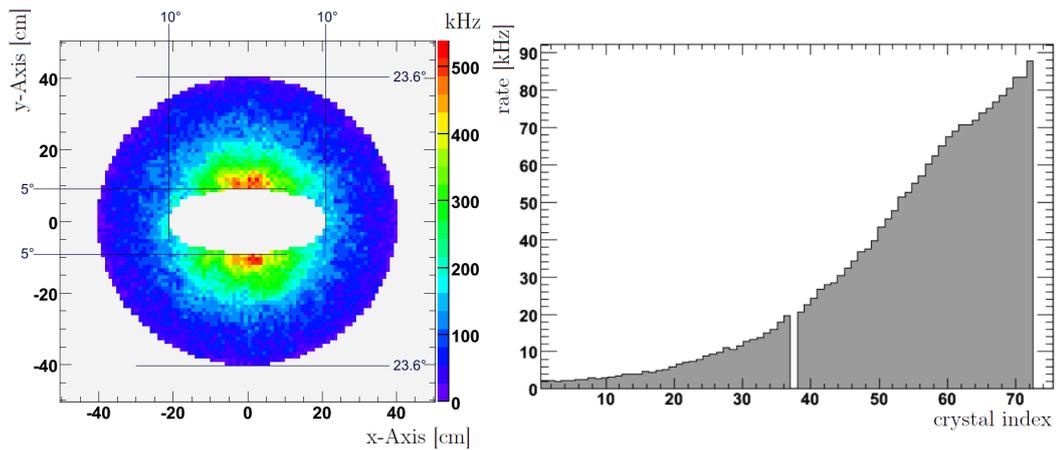
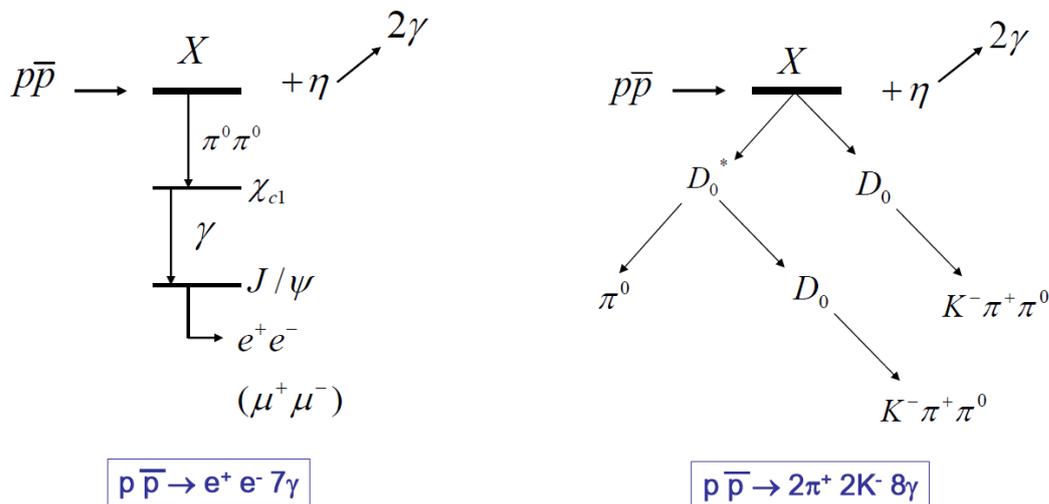


Abbildung 1.4: Simulation mit Antiprotonen um die Photonennraten zu ermitteln. Links: Raten für das Forward-Endcap, rechts für das Barrel.

## 1.2 EMC Spezifikationen

Auf der einen Seite ist eine möglichst niedrige Energieschwelle für die Erkennung niederenergetischer Photonen erforderlich, um in der Analyse später das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu optimieren. Durch eine hohe Nachweiseffizienz für  $\gamma$ 's über einen großen Energiebereich bis runter zu 10 MeV kann man Zerfallsprodukte eindeutig zuordnen, wodurch sich der kombinatorische Untergrund verringern lässt. Typische Reaktionen die zum Untergrund beitragen sind z.B.  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$  oder  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ , welche die Schauerrekonstruktion seltenerer Ereignisse überlagern können. Auf der anderen Seite benötigt man eine hohe Energieauflösung. So erfordert die Rekonstruktion des gesuchten Hybridzustands  $X(1^{-+})$  (Abb.1.5) die exakte Summation bzw. Zuordnung einer Vielzahl an Zerfallsprodukten. Aufgrund der Summierung von deponierter



**Abbildung 1.5:** Hauptzerfallskanäle des  $X(1^{-+})$ . Die große Anzahl an Zerfallsprodukten erfordert eine hohe Auflösung zur Rekonstruktion.

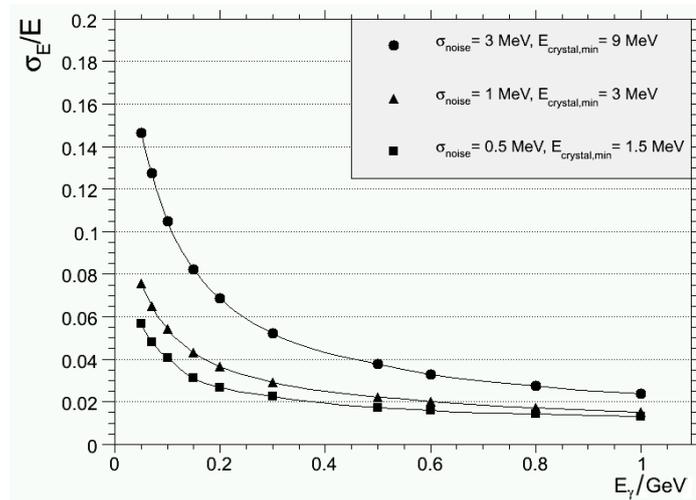
Energie eines elektromagnetischen Schauers über mehrere Kristalle hat die apparative Schwelle für die Auslese des individuellen Kristalles einen unmittelbaren Einfluss auf die Auflösung. Setzt man die Schwellen zu hoch, so verliert man einen zu großen Anteil der Energiedeposition und wird sehr sensitiv auf statistische Fluktuationen des Schauers. Für möglichst niedrige Schwellen ist jedoch ein möglichst geringes Rauschen der Elektronik nötig. Neben der Zuordnung der Zerfallsprodukte ist es entscheidend, die Energie von Elektronen und Positronen exakt zu messen. Dies ist nötig um z.B. das Verhältnis von Energie zu Impuls ( $E/p$ ) oder die Masse des  $J/\Psi$  Mesons zu bestimmen. Mittels der Messung von  $E/p$  unterscheidet man Elektronen und Positronen von Pionen. Man erreicht dies, wenn die Auflösung der Elektronenenergie gegenüber der Impulsauflösung des Tracking-Detektors ( $\approx 1\%$ ) klein wird. Somit ergibt sich ein

## Kapitel 1 Einleitung und Motivation

Limit für die Auflösung bei hohen Energien von  $\sigma(E)/E \leq 1.0\%$ . Auf der niederenergetischen Seite zeigte sich bei Experimenten wie Crystal Barrel, BaBar oder BES, welche Ähnlichkeiten in der Detektorkonzeption aufweisen und die Rekonstruktion aus den Endzuständen vergleichbar betreiben wie im PANDA Experiment, dass die Breite ( $\sigma$ ) der invarianten Masse des  $\pi^0$  kleiner als 8 MeV und die des  $\eta$  30 MeV betragen muß, um die Endzustände sicher identifizieren zu können. Ausgehend von der Energieauflösung in Abhängigkeit der Energie in der Form:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus b \quad (1.1)$$

kommt man zu der Anforderung  $a \leq 2\%$  sowie  $b \leq 1\%$ . Den Zusammenhang zwischen der apparativen Schwelle und der daraus resultierenden Auflösung verdeutlicht die Simulation in der Abbildung 1.6. Aus der Forderung für niedrige Energieschwellen und dem Limit für die Auflösung ergibt sich der maximale Rauschpegel für die Auslese des individuellen Kristalls. Setzt man eine Schwelle bei  $3\sigma$  des Rauschsignals, so erhält man bei einem Ereignis, bei dem 10 Partikel detektiert werden und jeweils die deponierte Energie in 10 umgebenden Kristallen summiert wird, 1 Rauschsignal über der Schwelle, welches fälschlicherweise als Szintillationslicht deklariert wird. Setzt man dies als akzeptablen Wert, so ergibt sich im Hinblick auf die Energieauflösung, aus dieser Bedingung ein maximaler Rauschpegel welcher einem Photonensignal von 1 MeV entspricht.



**Abbildung 1.6:** Vergleich der Auflösungen für 3 verschiedene Schwellen anhand von Simulationen.

Darüber hinaus gibt es noch eine Vielzahl weiterer Spezifikationen. Eine Übersicht über die Wichtigsten gibt die Tabelle 1.1.

### 1.3 Szintillationsmaterial

Allgemeine Eigenschaften	Erforderliche Werte		
Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E}$	$\frac{\leq 2\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus \leq 1\%$		
Energieschwelle für Photonen	$\leq 10$ MeV		
Energieschwelle für individuellen Kristall	$\leq 3$ MeV		
Rauschsignal $\sigma_{E,noise}$	$\leq 1$ MeV		
Raumwinkelabdeckung $4\pi$ / %	99%		
Detektoruntereinheit	backward ( $\geq 140^\circ$ )	barrel ( $\geq 22^\circ$ )	forward ( $\geq 5^\circ$ )
Energiebereich	0,7 GeV	7,3 GeV	14,6 GeV
Ortsauflösung $\sigma_\theta$	0,5°	0,3°	0,1°
Maximale Signalarate	100 kHz		500 kHz
Signalintegrationszeit	400 ns (LAAPD)		100 ns (VPT)
Strahlungsresistenz (jährliche Dosis)	10 Gy		125 Gy

**Tabelle 1.1:** Hauptanforderungen an das PANDA EMC

### 1.3 Szintillationsmaterial

Das Konzept des PANDA Experimentes sieht vor, das elektromagnetische Kalorimeter innerhalb eines supraleitenden Magneten zu installieren. Bereits aus wirtschaftlichen Gründen ergibt sich somit die Notwendigkeit, das Kalorimeter möglichst kompakt zu entwerfen. Die Kosten eines supraleitenden Magneten entwickeln sich in etwa zu dem Vierfachen im Verhältnis zu dessen Größe. Aufgrund der hohen Reaktionsrate im Experiment ( $10^7/s$ ) muss der Szintillationsprozess entsprechend schnell sein. Ferner ergibt sich aus der hohen Granularität, die man für die hohe Ortsauflösung  $\sigma_\theta$  benötigt, eine hohe Stückzahl an Kristallen. Man benötigt somit ein Szintillationsmaterial, welches in der Massenproduktion erhältlich ist. Aufgrund der Massenproduktion stellt man sicher, dass man ein homogenes Szintillationsmaterial erhält. Diese Forderungen sowie die generellen Anforderungen an das Kalorimeter (Tab.1.1) werden derzeit nur von Bleiwolframat ( $PbWO_4$ ), oder kurz PWO, erfüllt. Es besitzt eine schnelle Abklingzeit ( $\tau = 6$  ns), eine hohe Dichte ( $\rho = 8,28$  g/cm<sup>3</sup>), damit verbunden eine sehr kurze Strahlungslänge ( $X_0 = 0,89$  cm) und einen kleinen Molière Radius ( $R_M = 2,0$  cm). Bei Raumtemperatur ist die Lumineszenzausbeute (LY<sup>7</sup>) aufgrund des Thermal Quenching Effektes sehr gering. Durch Kühlung des Kalorimeter auf -25°C erhält man eine höhere Lichtausbeute um etwa einen Faktor 4 im Vergleich zu +25°C. Durch die verbesserte Photonenstatistik ( $\frac{1}{\sqrt{n}}$ ) ergibt sich somit eine Verbesserung der Auflösung um einen Faktor 2. PWO wird unter anderem bereits im

<sup>7</sup>LY = Light yield

## Kapitel 1 Einleitung und Motivation

---

CMS<sup>8</sup> Detektor am CERN<sup>9</sup> verwendet. Für das PANDA Kalorimeter waren jedoch einige Verbesserungen notwendig. Die Messung niederenergetischer Photonen erfordert eine möglichst hohe Lumineszenzausbeute und der Betrieb bei -25 °C eine verbesserte Strahlungsresistenz der Kristalle gegenüber der im CMS verwendeten Kristalle. Da die Abklingzeiten bei Erniedrigung der Betriebstemperatur zunehmen, müssen vor allem langsame Komponenten aufgrund von Verunreinigungen deutlich reduziert werden, um Limitierungen bei hohen Zählraten zu vermeiden. Aufgrund der Kühlung wird die selbständige Ausheilung der Strahlenschäden deutlich verlangsamt. Es kommt somit zu einer asymptotischen Abnahme der Lumineszenzausbeute aufgrund Veränderung der optischen Transparenz.

In Zusammenarbeit mit dem Hauptlieferanten BTCP<sup>10</sup> und dem RINP<sup>11</sup> wurde somit für das PANDA Experiment PWO-II entwickelt. Hierbei konnte im wesentlichen durch Reduzierung der Defektkonzentration die Lumineszenzausbeute verdoppelt werden. Dies ermöglichte eine niedrigere Dotierung des Kristalles mit Lanthan und Yttrium-Ionen. Die PWO-II Spezifikationen für das PANDA EMC sind in der Tabelle 1.2 zusammengefasst. Das Maximum des gaußförmigen Szintilationsspektrums von Blei-

Parameter	Spezifikation
LY @ 18°C 100 ns	16 phe/MeV
LY(100ns)/LY(1µs) @ 18°C	>0,9
Transmission T @ 360 nm	35 %
Transmission T @ 420 nm	60 %
Transmission T @ 620 nm	70 %
Absorptionskoeffizient Δk 30 Gy	<1 m <sup>-1</sup>

**Tabelle 1.2:** PWO Spezifikationen für PANDA.

wolframat liegt bei 420 nm. Die effektive Lumineszenzausbeute hängt sensitiv von der Lage der Absorptionskante ab. Aufgrund dieser Kante wird ein Teil des Szintillationslichtes im Kristall absorbiert (Abb.1.7). Durch Messung der Transmission kann man Rückschlüsse auf die Homogenität sowie die Lumineszenzausbeute ziehen, was in der Massenproduktion von Vorteil ist. Transmissionsmessungen sind technisch schneller und leicht vollautomatisch zu bewerkstelligen.

Aus der Gleichung

$$I = I_0 \cdot e^{-k \cdot x} \quad (1.2)$$

mit der Intensität des Spektrometerlichtes I gemessen nach, und  $I_0$  vor dem Kristall, läßt sich die Absorption durch die Konstante k als Funktion der Wellenlänge para-

---

<sup>8</sup>CMS = Compact Muon Solenoid

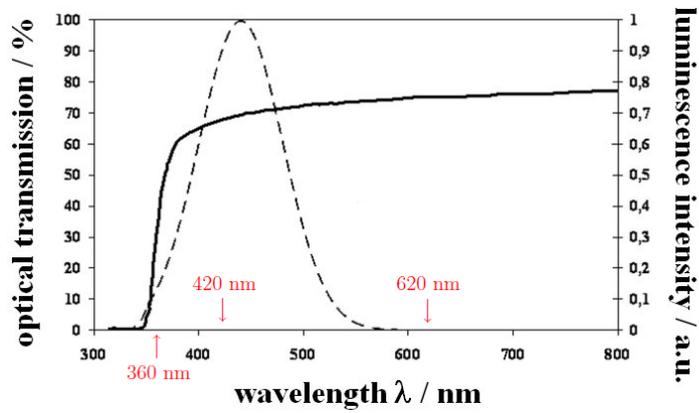
<sup>9</sup>CERN = Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>10</sup> BTCP = Bogoroditsk Techno Chemical Plant

<sup>11</sup>RINP = Research Institute for Nuclear Problems (Minsk, Belarus)

### 1.3 Szintillationsmaterial

metrisieren. Der Vergleich mit Messungen nach Bestrahlung des Kristalls liefert die Änderung von  $k$ , d.h.  $\Delta k$  ist somit ein Maß für die Strahlungsresistenz.



**Abbildung 1.7:** Typisches Transmissions- und Szintilationsspektrum (gestrichelte Kurve) von Bleiwolframat. Eingezeichnet sind die zu messenden Transmissionen (durchgezogene Kurve) für die PANDA Spezifikationen.



# Kapitel 2

## Untersuchung von SICCAS PWO Proben

Für das PANDA EMC ist zur Zeit der Hauptlieferant für PWO-II Kristalle BTCP aus Russland. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden PWO-II Kristallproben von SICCAS<sup>1</sup> mit PANDA Geometrie untersucht mit dem Ziel herauszufinden, ob sich SICCAS als weiterer PWO-II Lieferant für das PANDA EMC eignet. Der Hersteller lieferte insgesamt 25 Proben. Diese Kristalle sind pyramidenstumpfförmig, 200 mm lang und optisch poliert. Die Geometrie entspricht dem PANDA Typ 11R. Eine Übersicht über die Kristallgeometrien gibt die Abbildung 2.1. Die ersten 10 Kristalle stammen von einer früheren Lieferung, etikettiert mit 1 bis 10. Die anderen 15 Kristalle, etikettiert mit 11 bis 25, wurden zeitverzögert geliefert. Es gibt jedoch keine näheren Angaben zur Herstellungstechnologie oder Unterschiede im Rohmaterial. Seitens des Herstellers wurde lediglich angegeben, dass bei den später gelieferten Kristallen die Qualität verbessert werden konnte. Bekannt ist, dass SICCAS ein anderes Herstellungsverfahren als BTCP benutzt. BTCP zieht Kristalle nach der Czochralski-Methode und SICCAS nach der modifizierten Bridgeman-Methode.

### 2.1 Lumineszenzausbeute und Abklingzeit

Zur Messung der Lumineszenzausbeute und der Abklingzeit wurden die mit mehreren Lagen Teflonfolie und Schrumpfschlauch umwickelten Kristalle optisch mit Silikonöl an Photomultiplier<sup>2</sup> gekoppelt und in einer Klimakammer installiert (Abb.2.2). An der Frontseite der Kristalle wurde jeweils eine <sup>137</sup>Cs Quelle positioniert, welche  $\gamma$ 's mit 663 keV emittiert. Gemessen wurde jeweils mit Integrationszeiten von 100 ns, 200 ns, 500 ns, 1  $\mu$ s und 4  $\mu$ s, um die Abklingzeiten zu identifizieren. Die Auslese

---

<sup>1</sup>SICCAS = Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences

<sup>2</sup>Hamamatsu R2059-01, Quarzglasfenster, QE(420nm)  $\approx$  20%

## Kapitel 2 Untersuchung von SICCAS PWO Proben

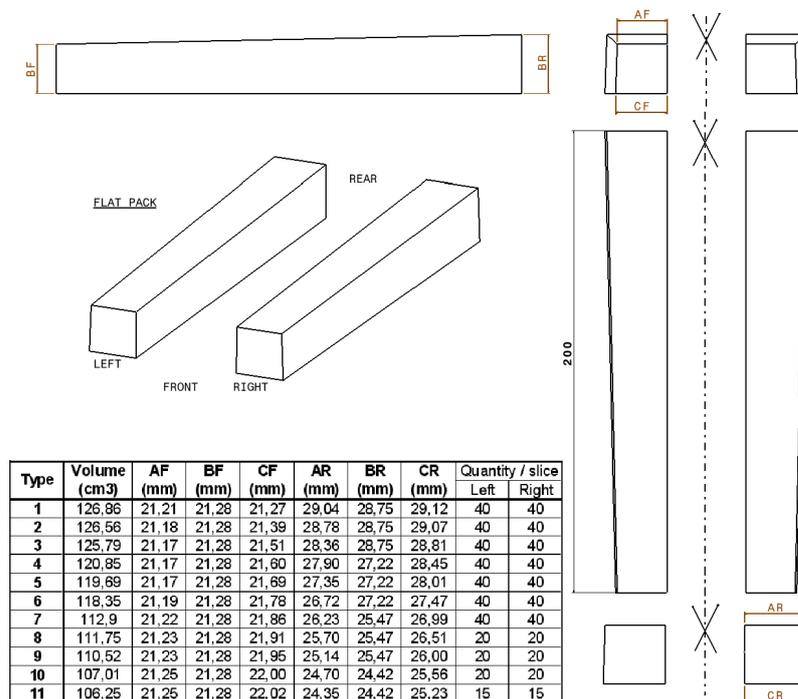


Abbildung 2.1: Kristallgeometrien zum Aufbau des Kalorimeters.

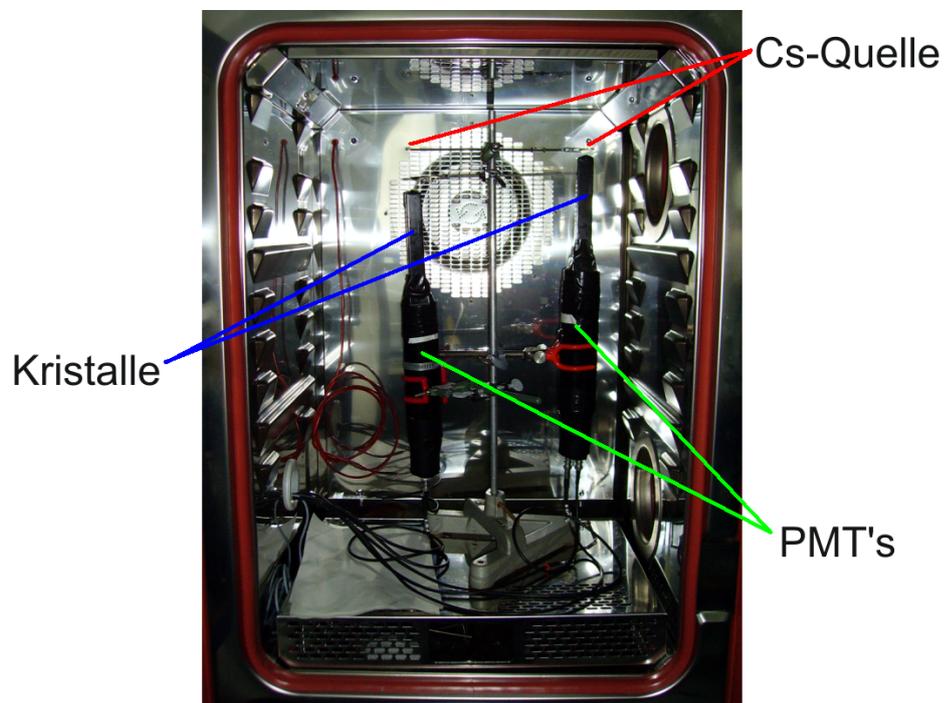
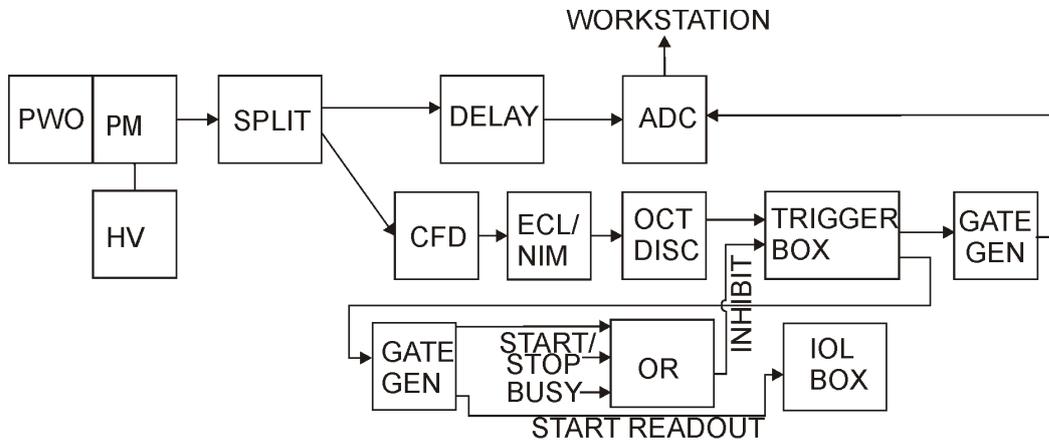


Abbildung 2.2: Experimentaufbau zur Messung der Lumineszenzausbeute und Abklingzeit.

## 2.1 Lumineszenzausbeute und Abklingzeit

erfolgte durch das Programm DAX, wobei kommerzielle ADCs<sup>3</sup>, TDCs<sup>4</sup> und CFDs<sup>5</sup> über einen CAMAC-Bus ausgelesen wurden. Nähere Einzelheiten sind dem Schaltbild 2.3 zu entnehmen. Die Lumineszenzausbeute gibt an, wie viele Elektronen aus der



**Abbildung 2.3:** Blockschaltbild des Aufbaus zur Messung der Lumineszenzausbeute und Abklingzeit

Photokathode des Photomultipliers im Verhältnis zur  $\gamma$ -Energie gelöst werden. Hierzu bestimmt man zunächst die Lage des Rauschsignals mit Hilfe eines Testpulsers der das Zeitfenster (Gate) steuert. Dieser Wert wird von allen weiteren Messungen immer abgezogen. Das kleinste Signal welches der Photomultiplier erzeugen kann entsteht beim Lösen eines Elektrons von der Photokathode. Dies erzeugt im Spektrum einen Peak unmittelbar oberhalb des Rauschsignals. Bestimmt man die Lage des Photopeaks aufgrund der absorbierten  $\gamma$ -Strahlung und dividiert durch die Lage des einzelnen Elektrons so erhält man die Anzahl der abgelösten Elektronen. Die Lumineszenzausbeute errechnet sich somit durch:

$$\text{LY} \left( \frac{\text{phe}}{\text{MeV}} \right) = \frac{\text{Photopeak}}{\text{einzel } e^- \text{ Peak} \cdot \gamma \text{ Energie} / \text{MeV}} \quad (2.1)$$

Die Positionen der jeweiligen Größen wurden separat und individuell bei verschiedenen Temperaturen und Integrationszeiten bestimmt. Bei den Ergebnissen wurde nicht die Quanteneffizienz des Photomultipliers berücksichtigt, die bei 20 % liegt. In den Abbildungen 2.4 und 2.5 sieht man die Messergebnisse für 2 ausgesuchte Kristalle. Diese Kristalle zeigen die Spannbreite der gemessenen Lumineszenzausbeute. Generell zeigte sich bei den Messungen, dass man oberhalb von 0°C nahezu keine langsamen Szintillationskomponenten beobachtet. Kühlt man die Kristalle auf -25°C, zeigte sich, dass die integrierte Lichtmenge bis etwa 500 ns nennenswert ansteigt. Generell war es möglich innerhalb 100 ns 90 % des Lichtes zu sammeln. Alle Kristalle erfüllen die

<sup>3</sup>ADC = Analog to Digital Converter

<sup>4</sup>TDC = Time to Digital Converter

<sup>5</sup>CFD = Constant Fraction Discriminator

## Kapitel 2 Untersuchung von SICCAS PWO Proben

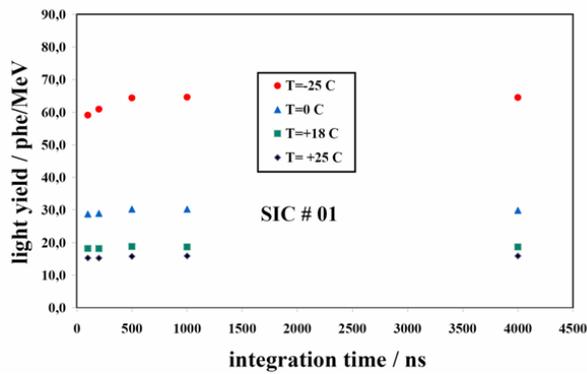


Abbildung 2.4: Niedrigste Lumineszenzausbeute, gemessen bei Kristall Nummer 01.

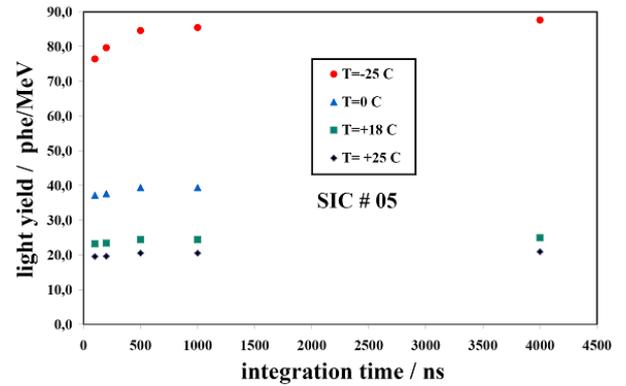


Abbildung 2.5: Größte Lumineszenzausbeute, gemessen bei Kristall Nummer 05.

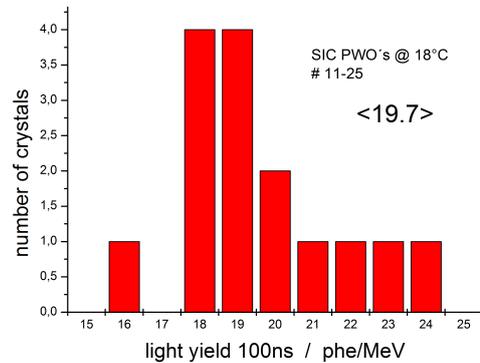
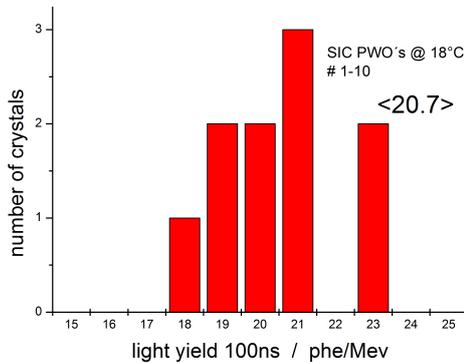
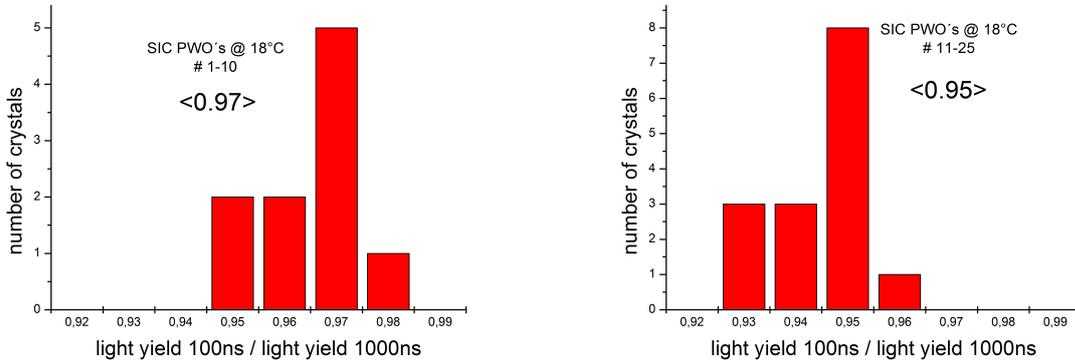


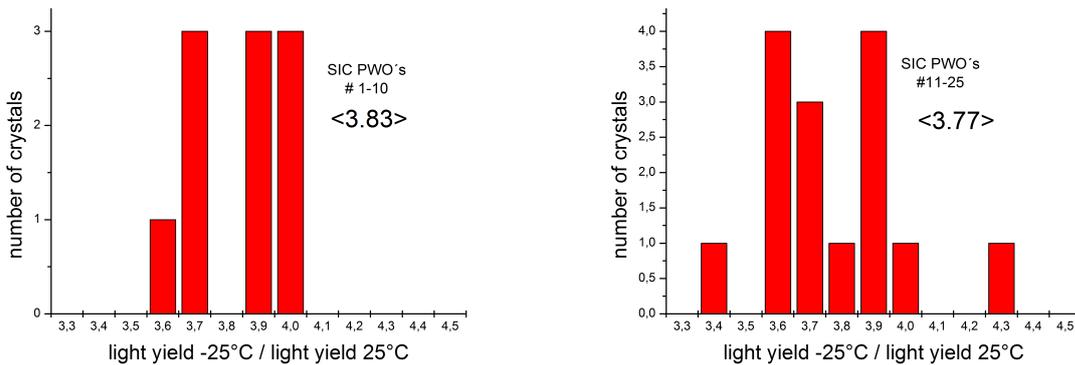
Abbildung 2.6: Lumineszenzausbeute bei 18°C. Die PANDA Spezifikation erfordert mehr als 16 Photoelektronen pro MeV. Links: erste Lieferung, rechts: zweite Lieferung.

PANDA Spezifikation bezüglich der Lumineszenzausbeute (Abb. 2.6). Als Mittelwert ergibt sich für die erste Lieferung 20,7 phe/MeV und für die zweite 19,7 phe/MeV. Aus dem Lieferprotokoll von BTCP, Lot B-8 ergibt sich zum Vergleich ein Mittelwert von 18 phe/MeV. Da Kristalle in 11R-Geometrie zu dem Zeitpunkt dieser Diplomarbeit noch nicht von BTCP geliefert waren, wird hier der Vergleichswert von der nahezu identischen Geometrie 10R angegeben. Schaut man sich die Kinetik des Szintillationsprozesses in der Abbildung 2.7 an, ausgedrückt durch das Verhältnis  $\frac{LY(100ns)}{LY(1\mu s)}$ , so zeigt sich mit mittleren Werten von 0,97 bzw. 0,95, dass alle Kristalle entsprechend der PANDA Spezifikation ausreichend schnell sind. Das Verhältnis der Lumineszenzausbeute bei 25°C verglichen mit -25°C findet sich in der Abbildung 2.8. Hier zeigt sich bei der zweiten Lieferung, dass die Werte sehr stark streuen. Der niedrigste Faktor liegt bei 3,4 und der höchste bei 4,3. Bei PWO-II Kristallen von BTCP erhält man einen Faktor  $> 3,5$ . Die SICCAS Kristalle erreichen mit durchschnittlich 3,83 bzw.

## 2.1 Lumineszenzausbeute und Abklingzeit



**Abbildung 2.7:** Abklingzeit bei 18°C. Die PANDA Spezifikation erfordert ein Verhältnis der Lumineszenzausbeute von  $\frac{100 \text{ ns}}{1000 \text{ ns}} \geq 0,9$ . Links: erste Lieferung, Rechts: zweite Lieferung.

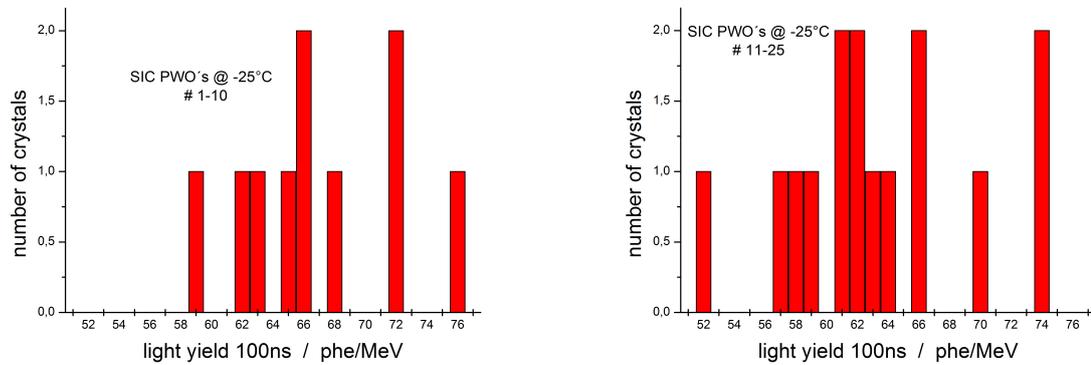


**Abbildung 2.8:** Verhältnis der Lumineszenzausbeute von -25°C zu 25°C. Links: erste Lieferung, Rechts: zweite Lieferung.

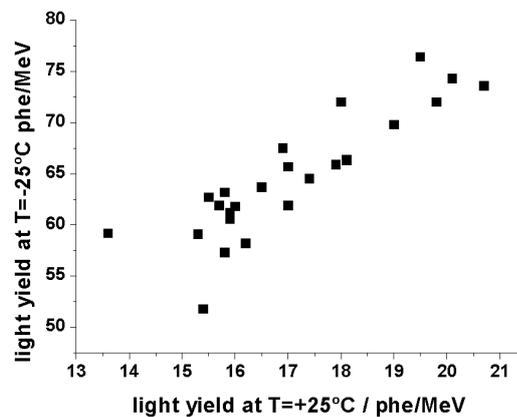
3,77 mit BTCP vergleichbare Werte. Schaut man sich direkt die Lumineszenzausbeute bei -25°C in der Abbildung 2.9 an, so zeigt sich, dass bei der zweiten Lieferung die Werte im Vergleich zur ersten Lieferung mehr streuen. Zusammenfassend erfüllen alle getesteten Kristalle die PANDA Spezifikationen bezüglich der Lumineszenz. Jedoch variieren die gemessenen Parameter über einen großen Bereich, was in der Abbildung 2.10 nochmals verdeutlicht wird. Um dies zu erklären sind detailliertere Informationen über die Kristallproduktion nötig.

## Kapitel 2 Untersuchung von SICCAS PWO Proben

---



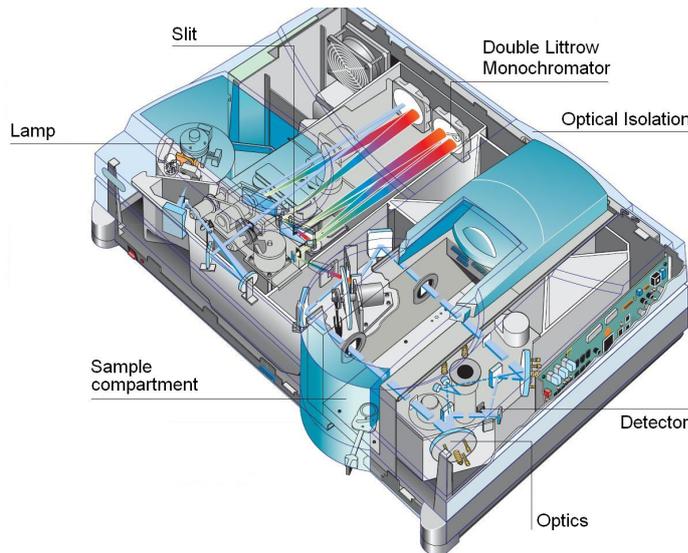
**Abbildung 2.9:** Lumineszenzausbeute bei  $-25^{\circ}\text{C}$ . Links: erste Lieferung, Rechts: zweite Lieferung.



**Abbildung 2.10:** Korrelation zwischen der Lumineszenzausbeute bei der größten gemessenen Temperaturdifferenz von  $-25^{\circ}\text{C}$  zu  $+25^{\circ}\text{C}$ . Die Integrationszeit betrug 100 ns.

### 2.2 Optische Transmission

Die optische Transmission wurde entlang der vollen Kristalllänge in dem Wellenlängenbereich von 300 nm bis 950 nm gemessen. Dazu wurde ein Doppelstrahlspektrometer<sup>6</sup> verwendet (Abb.2.11). Die Abbildungen 2.12 bis 2.14 zeigen die Transmissionen



**Abbildung 2.11:** Schema des verwendeten Spektrometers zur Bestimmung der Transmission.

als Funktion der Wellenlänge. Bei nahezu allen Transmissionsspektren erkennt man Strukturen zwischen 600 nm und 700 nm. Da diese jedoch nicht bei allen Kristallen zu sehen sind, ist auszuschließen, dass diese ein Artefakt des Spektrometers sind. Beim Betrachten der Absorptionskanten in der Abbildung 2.14 fällt auf, dass diese variieren. Generell zeigen einige Kristalle deutliche Abweichungen in dem Bereich von 400 nm bis 650 nm. Die Variationen der Transmissionen bei den für die PANDA Spezifikationen relevanten Wellenlängen zeigen die Abbildungen 2.15 bis 2.17. Bei 360 nm (Abb.2.15) lagen 11 Kristalle unterhalb der Spezifikation von einer Transmission größer 35 %. Bei den SICCAS Kristallen liegen die Kristallachsen anders als bei Kristallen von BTCP. Daraus ergibt sich ein anderer Brechungsindex längs des Kristalles, was theoretisch eine geringfügig kleinere Transmission zur Folge hat. Dies reicht jedoch nicht aus um die gemessenen Werte zu erklären. Bei der Transmissionsmessung senkrecht zur Längsachse des Kristalls an 4 verschiedenen Positionen sieht man eine deutliche Inhomogenität des Kristalls, was auf unterschiedliche Konzentrationen von Verunreinigungen oder Fehlstellen zurückzuführen ist. Die PANDA Spezifikation erlaubt eine Toleranz in der Form, dass die Wellenlänge, bei der die Transmission auf 50 % abfällt,

<sup>6</sup>VARIAN CARY 4000

## Kapitel 2 Untersuchung von SICCAS PWO Proben

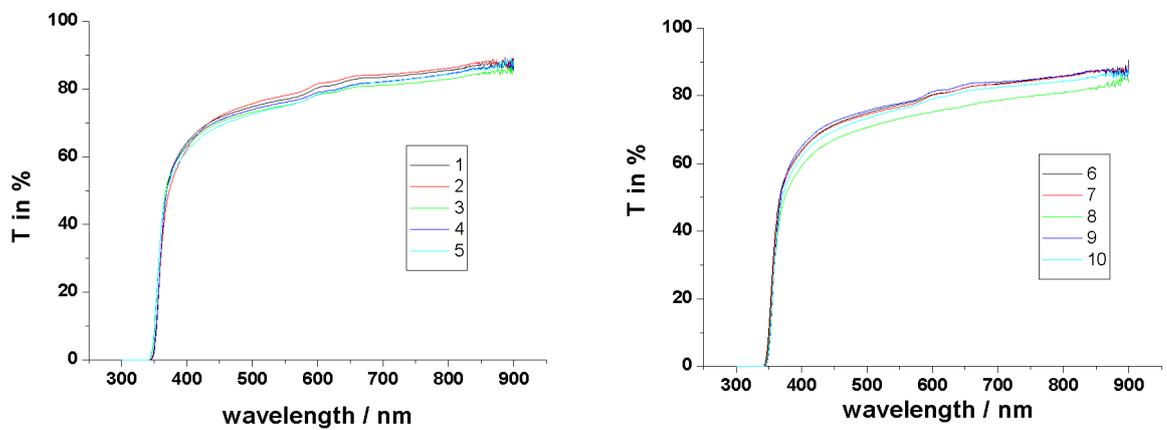


Abbildung 2.12: Optische Transmission entlang der vollen Kristalllänge von 200 mm. Links: Kristalle 1-5, Rechts: Kristalle 6-10.

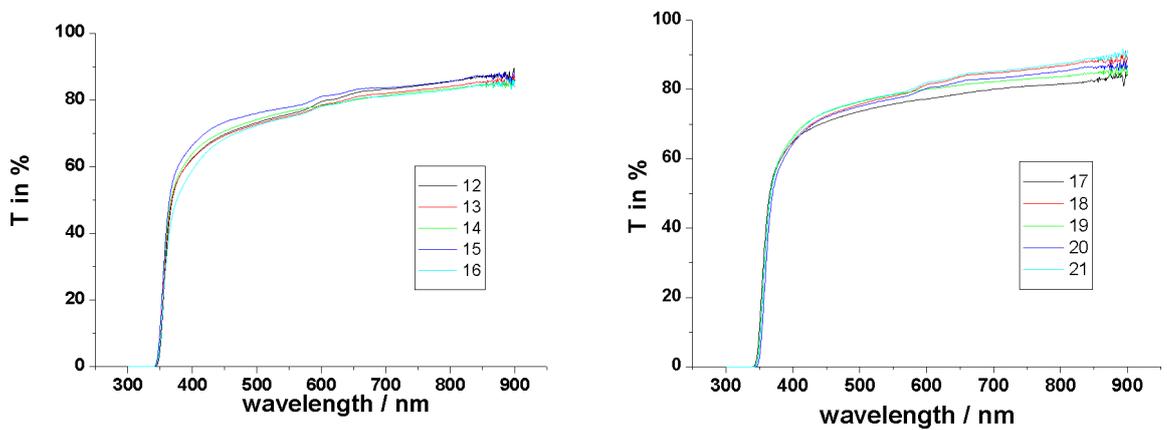
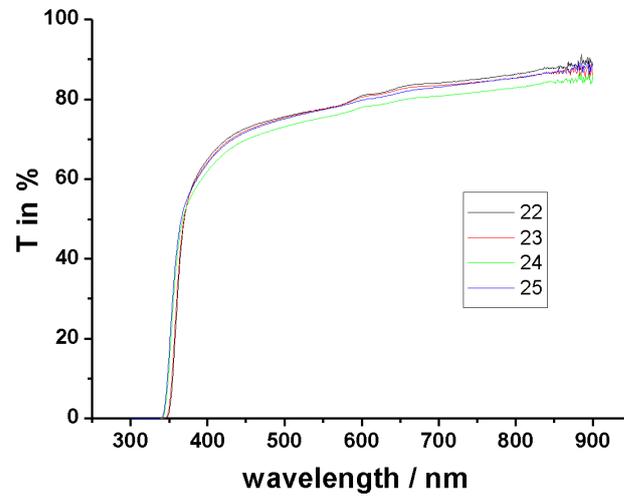
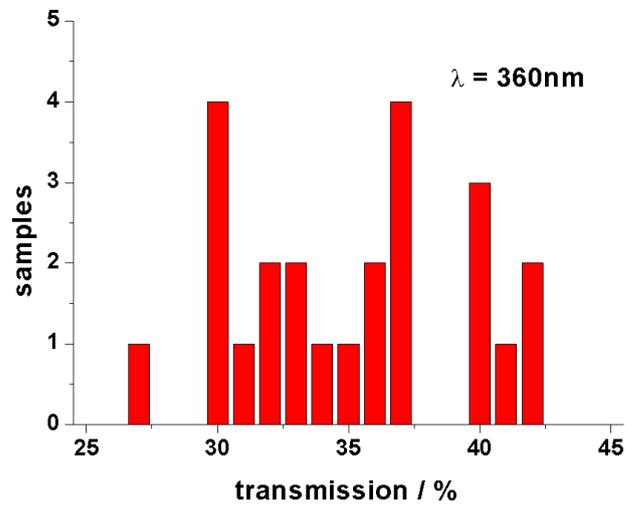


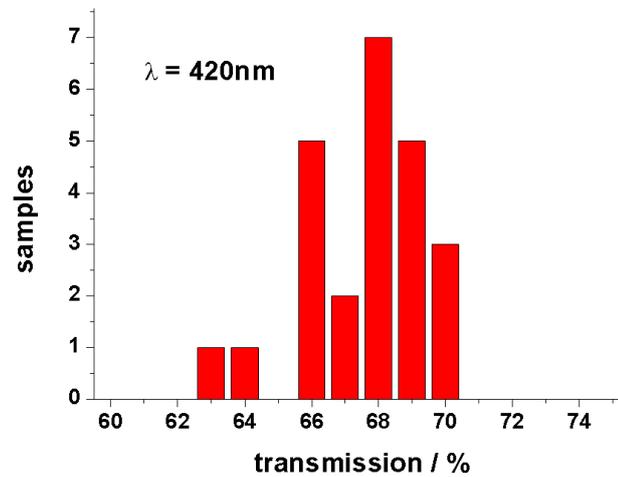
Abbildung 2.13: Optische Transmission entlang der vollen Kristalllänge von 200 mm. Links: Kristalle 12-16, Rechts: Kristalle 17-21.



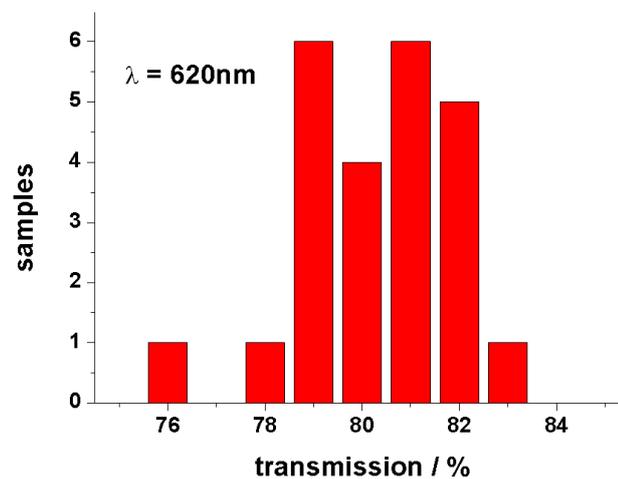
**Abbildung 2.14:** Optische Transmission entlang der vollen Kristalllänge von 200 mm, Kristalle 22-25.



**Abbildung 2.15:** Verteilung der Transmission gemessen entlang der vollen Länge von 200 mm bei einer Wellenlänge von 360 nm.



**Abbildung 2.16:** Verteilung der Transmission gemessen entlang der vollen Länge von 200 mm bei einer Wellenlänge von 420 nm.



**Abbildung 2.17:** Verteilung der Transmission gemessen entlang der vollen Länge von 200 mm bei einer Wellenlänge von 620 nm.

meßpositionsabhängig um maximal 3 nm variieren darf. Dadurch wird sichergestellt, dass die Lichtsammlung unabhängig vom Ort der deponierten Strahlungsenergie ist und nur von geometrischen Effekten der Kristallform abhängt. Bei der exemplarischen Messung mit Kristall 24 (Abb. 2.18) ergeben sich Differenzen in Abhängigkeit vom Ort von bis zu 9,4 nm für die Wellenlänge, bei der die Transmission auf 50 % abfällt.

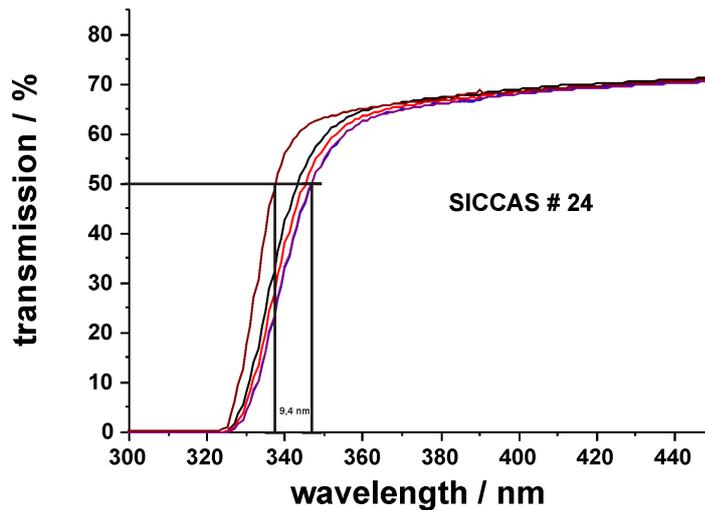


Abbildung 2.18: Messung der Transmissionshomogenität eines SICCAS Kristalls an verschiedenen Positionen entlang des Kristalls.

## 2.3 Strahlungsresistenz

Zur Bestimmung der Strahlungsresistenz wurde die an der Universität Giessen vorhandene Bestrahlungsanlage genutzt. Sie beinhaltet 5 starke  $^{60}\text{Co}$  Quellen. Zum Bestrahlen der Kristalle wurde ein Ringschieber verwendet. Dieser beinhaltet eine lichtdichte Kammer, mit der man mechanisch Proben in unmittelbare Nähe der Quellen bringen kann. Zum Zeitpunkt der Messung war die Dosisleistung in der Kammer 3.8 Gy/min. Die Dosisleistung wurde im Nachhinein mittels 5 Flächendosimetern an verschiedenen Positionen in der Kammer verifiziert. Es erfolgten Transmissionsmessungen vor und spätestens 30 Minuten nach Bestrahlung, um den  $\Delta k$  Wert zu bestimmen. Die Kristalle wurden 8 Minuten lang bestrahlt, was einer Dosis von 30,4 Gy entspricht, und ohne Unterbrechung lichtdicht bis zur anschließenden longitudinalen Transmissionsmessung aufbewahrt. Die Ergebnisse der einzelnen Kristalle zeigen die Abbildungen 2.19 bis 2.21. Auffällig sind die deutlichen Unterschiede bezüglich der Strahlungshärte, vor allem im Bereich des Szintillationspektrums von 420 nm, sowie im Bereich der Absorptionskante. Man erkennt von Kristall zu Kristall unterschiedliche Strukturen bei

## Kapitel 2 Untersuchung von SICCAS PWO Proben

---

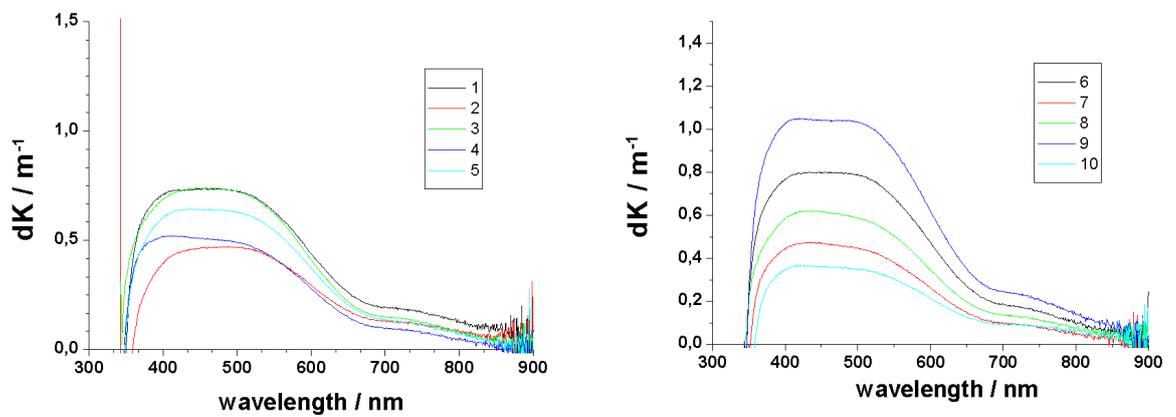


Abbildung 2.19: Veränderung der Absorptionskoeffizienten durch Bestrahlung, Kristalle 1 bis 10.

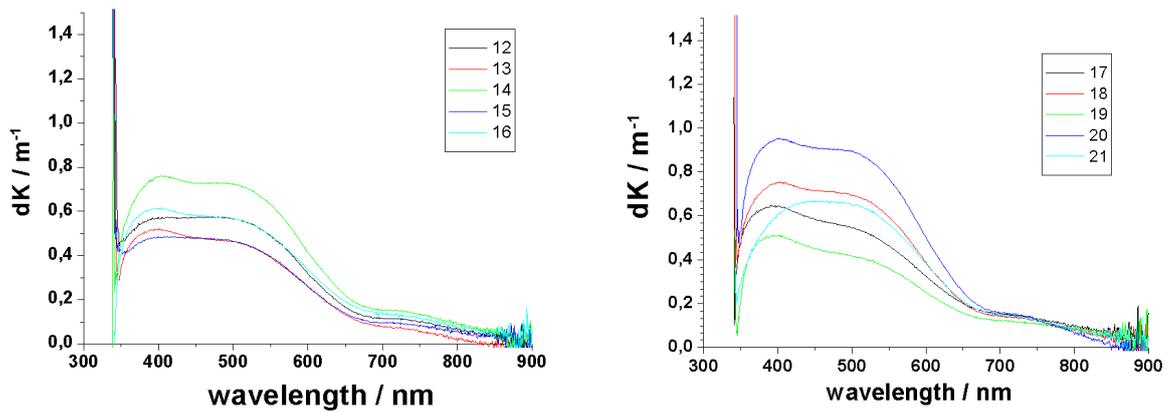
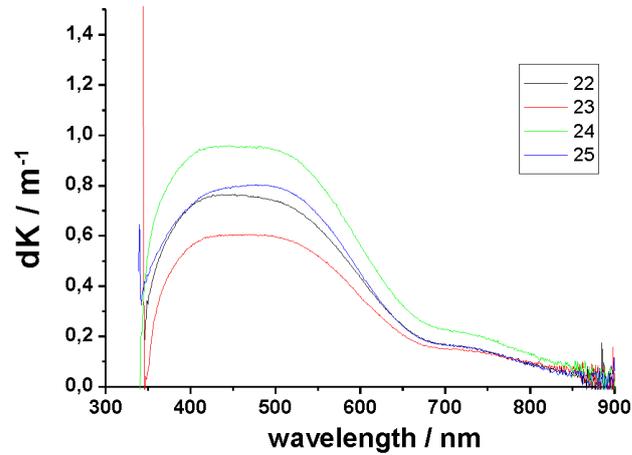


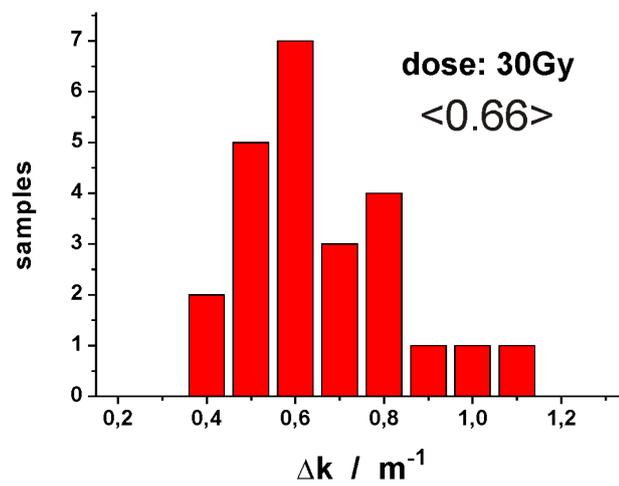
Abbildung 2.20: Veränderung der Absorptionskoeffizienten durch Bestrahlung, Kristalle 12 bis 21.



**Abbildung 2.21:** Veränderung der Absorptionskoeffizienten durch Bestrahlung, Kristalle 22 bis 25.

verschiedenen Wellenlängen, was auf unterschiedliche Farbzentren in den Kristallen schließen lässt. So besitzt zum Beispiel die Kurve von Kristall Nummer 18 (Abb.2.20, rechts) einen Peak bei etwa 400 nm und einen weiteren bei etwa 530 nm, welche einem Molybdänkomplex und einem Frenkel Defekt zuzuschreiben sind. Diese Farbzentren sind etwa bei Kristall 21 nicht deutlich sichtbar. Eine Zusammenfassung, angelehnt an die PANDA Spezifikation für die Messwerte bei 420 nm, gibt die Abbildung 2.22. Zwei Kristalle erfüllten nicht die Spezifikation  $\Delta k < 1 \text{ m}^{-1}$ .

Zusammenfassend zeigen die Kristalle des SICCAS eine hohe Lumineszenz und einen ausreichend schnellen Szintillationsprozess. Die Strahlungsresistenz ist akzeptabel. Jedoch scheint der Produktionsprozess nicht optimiert zu sein, was zu deutlichen Inhomogenitäten und großen Qualitätsschwankungen führt. Vergleichbare Untersuchungen mit PWO-II von BTCP zeigen schmalere Verteilungen der Testparameter [EIS09].



**Abbildung 2.22:** Verteilung von  $\Delta k$ . Für die Wellenlänge 420 nm und einer Dosis von 30 Gy.

# Kapitel 3

## PROTO 60

Parallel zu den Entwicklungen für das CMS Projekt wurden Untersuchungen gestartet mit der Fragestellung, ob man PWO auch für Detektoren verwenden kann, um niedrigere Energien zu messen. Ergebnisse der ersten Versuche waren vielversprechend. Erste Messungen[NOV97][NOV98] wurden u.A. mit einer Matrix von 5x5 Kristallen gemacht mit  $\gamma$ 's von 50 MeV bis 850 MeV. Die Kristalle waren rechteckig, 150 mm lang, hatten einen Querschnitt von 20x20 mm<sup>2</sup>, eine polierte Oberfläche, wurden mit Teflonfolie umwickelt und ausgelesen mit Photomultiplier in einer temperaturstabilen Umgebung oberhalb 0°C und unterhalb Raumtemperatur. Hierbei wurde noch nicht das Ziel verfolgt, die Lumineszenzausbeute durch Kühlen zu erhöhen. Es ging lediglich um eine Betriebsstabilisierung des Versuchsaufbaus. Die Kristalle waren von gleicher Qualität wie die Vorproduktion für CMS und zeigten im Prozentbereich langsame Szintillationskomponenten aufgrund Verunreinigungen mit Molybdat. Bei diesen Messungen zeigte sich zum ersten Mal das Ansprechverhalten von PWO auf Photonen weit unter dem erwarteten Energiebereich von CMS mit einer hervorragenden Auflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1.54\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0.30\% \quad (3.1)$$

Aufgrund dieser Ergebnisse verfolgte man die Weiterentwicklung von Bleiwolframat für den niederenergetischen Bereich. Das Ergebnis war PWO-II mit einer erhöhten Lumineszenzausbeute. Wieder mit rechteckigen Kristallen in Verbindung mit Photomultiplier, angeordnet in einer 5x5 Matrix (Abb.3.1), diesmal 200 mm lang und in PWO-II Qualität, erfolgten Messungen mit  $\gamma$ 's im vergleichbaren Energiebereich bei +10°C und, um das Thermal-Quenching zu reduzieren, bei -25°C. Hierzu erzeugte man eine feuchtigkeitsfreie Atmosphäre in einem Kühlcontainer (Abb.3.2) mit einer computergesteuerten externen Kühlmaschine. Diese lässt die gekühlte und getrocknete Luft über 2 isolierte Schläuche im Container zirkulieren. Es zeigte sich, dass man zwischen +10°C und -25°C ein um den Faktor 2,5 höheres Signal von der Auslese aufgrund der sich erhöhenden Lumineszenzausbeute bekommt (Abb.3.3). Die Auslese



Abbildung 3.1: 5x5 PWO Matrix mit Photo-

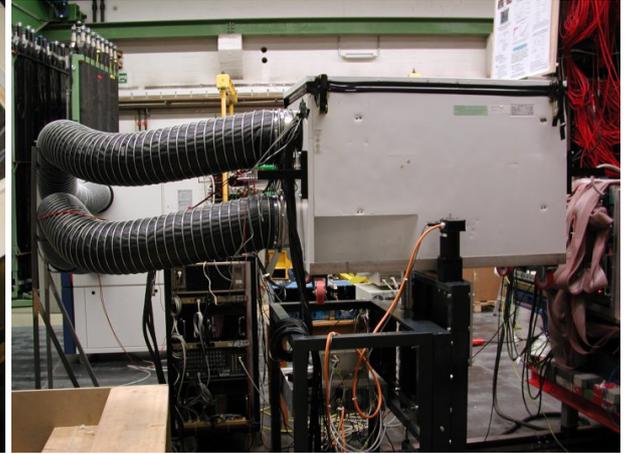


Abbildung 3.2: Kühlcontainer mit Schläuchen zur Kühlmaschine.

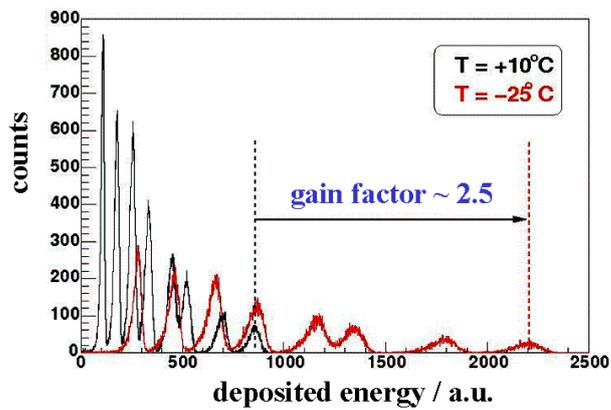


Abbildung 3.3: Ansprechverhalten des zentralen Detektors auf 8 verschiedene Energien bei 2 verschiedenen Temperaturen.

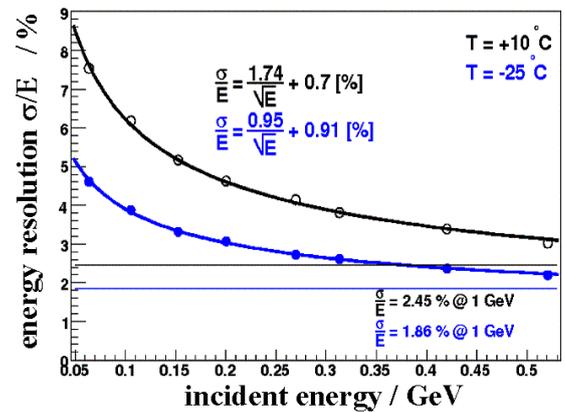


Abbildung 3.4: Vergleich der Energieauflösung von einer 3x3 PWO-II Matrix bei +10°C und -25°C mit Photomultiplier.

---

der inneren 3x3 Matrix und eine Summation über der dort deponierten Energie ergab eine Auflösung (Abb.3.4) für +10°C von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1,74\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0,70\% \quad (3.2)$$

und für -25°C:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,95\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0,91\%. \quad (3.3)$$

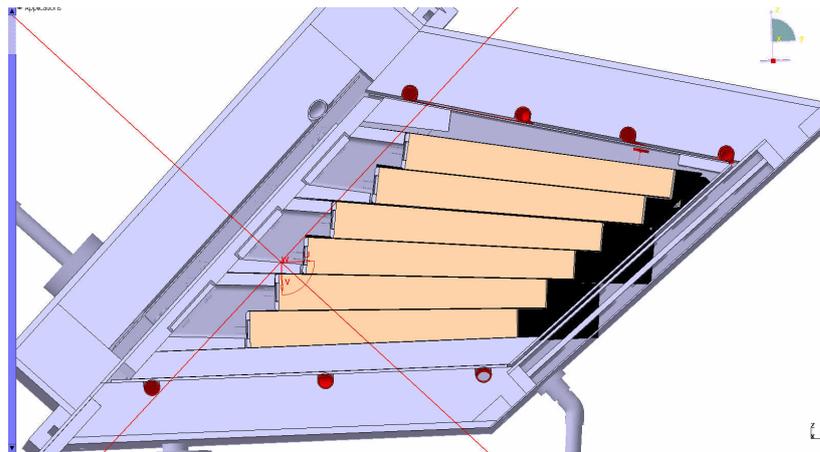
Damit erreicht man bei -25°C eine auf 1 GeV extrapolierte Auflösung kleiner 2 %, welche vergleichbar mit elektromagnetischen Kalorimetern ist, die bekannte und sehr stark szintillierende Materialien verwenden wie CsI(Tl), NaI(Tl) oder BGO. Diese Materialien besitzen jedoch deutlich größere Strahlungslängen und Abklingzeiten. Der nächste Schritt war die Photomultiplier gegen LAAPDs zu tauschen, welche erstens eine höhere Quanteneffizienz gegenüber Photomultiplier besitzen, und zweitens um den Detektor innerhalb starker Magnetfelder verwendbar zu machen. Ein neu entwickelter ladungsempfindlicher Vorverstärker, welcher weiterentwickelt im PROTO 60 zum Einsatz kommt, wurde zur Auslese der LAAPDs verwendet. Auf den Vorverstärker und LAAPDs wird später, in einem Unterkapitel vom PROTO 60, noch näher eingegangen. Man erreichte mit einer 3x3 Matrix und 150 mm langen Kristallen eine extrapolierte Auflösung von: 2,5 % für 1 GeV  $\gamma$ 's [THI05]. Bei weiteren Untersuchungen stellte sich heraus, dass man die Lichtsammlung vom Szintillationslicht um etwa 10-15 % steigern kann, indem man die Reflektorfolie VM2000 von 3M verwendet anstelle Teflonfolie. Zur Untersuchung eines größeren Temperatureinsatzbereiches wurde ein Aufbau mit einer 3x3 Matrix bestehend aus 200 mm langen rechteckigen Kristallen entsprechend den PWO-II PANDA Spezifikationen getestet. Diesmal wurden die Kristalle mit VM2000 umwickelt, montiert in Kohlefaser Alveolen, wie sie später im PANDA EMC zum Einsatz kommen und bei einer Temperatur von 0°C mit  $\gamma$ 's bestrahlt [NOV08]. Das Ergebnis war ebenfalls eine extrapolierte Auflösung von 2,5 % bei 1 GeV, aber diesmal oberhalb des bei PANDA geplanten Temperaturbereichs von -25°C. Insgesamt erreichte man eine Auflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1,86\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0,65\%. \quad (3.4)$$

Hierdurch konnte gezeigt werden, dass man sogar oberhalb von -25°C gute Ergebnisse mit PWO erzielen kann. Der aktuellste und vollständigste Prototyp für das PANDA Kalorimeter ist derzeit der PROTO 60.

### 3.1 Design

Der PROTO 60 ist ein Detektorsystem bestehend aus 60 PWO-II Kristallen. Da es sich um einen Prototypen handelt, sind die Kristalle, LAAPDs und Vorverstärker zugänglich angeordnet, so dass man Wartungen und Kontrollen ausführen kann. Der Aufbau ist angelehnt an einem Ausschnitt aus dem Barrel vom geplanten PANDA Kalorimeter, zusammengesetzt aus den pyramidenstumpfförmigen PWO-II Kristallen mit der Geometrie 6L und 6R (Abb.3.5). Die Kristalle sind umwickelt mit dem Reflektorma-



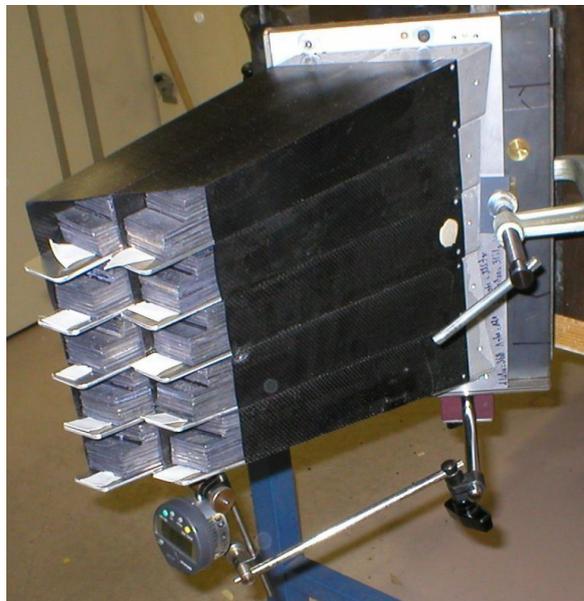
**Abbildung 3.5:** Technische Zeichnung vom PROTO 60 in der Querschnittsansicht.

terial VM2000 und mit Hilfe von Mylarfilm<sup>1</sup> zu Vierergruppen zusammengefasst. Auf der Rückseite der Kristalle wurde jeweils eine  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  LAAPD mit Silikonöl optisch angekoppelt und mit einer Plastikabdeckung fixiert (Abb.3.6). Die Vierergruppen werden in Kohlefaser Alveolen eingesetzt, aus denen sich die Struktur des Kalorimeters ergibt. Diese Bauweise verhindert, dass die spröden Kristalle mechanisch belastet werden. In der Abbildung 3.7 sind Alveolen bei einem Verformungstest zu sehen. Der Kristallaufbau ist, abgesehen von der Vorder- und Rückseite, umgeben von einem Gehäuse aus Aluminiumplatten. Es folgen Kupferplatten mit serpentinartig montierten Kupferrohren, durch die eine Kühlflüssigkeit fließt. Darauf folgt eine dicke Schicht Isolationsmaterial, welches mit einem Plastikgehäuse abschließt. Die Vorderseite der Kristalle schließt ebenfalls mit einer Kupferplatte ab, welche jedoch entfernt werden kann um von Vorne Zugang zu den Kristallen zu bekommen. Auf dieser Platte sind flexible Gummischläuche anstelle von Kupferrohren für die Kühlflüssigkeit montiert um u.a. Wechselwirkungen des Strahls mit Materie vor den Kristallen zu verringern. Zur Temperaturisolierung nach Außen und als Strahleintrittsfenster wird zwischen zwei weiteren Aluminiumplatten ein Vakuum erzeugt, welche durch Kohlefaserstrukturen gegeneinander gestützt werden. Dieser Aufbau befindet sich in einem Plastikrahmen,

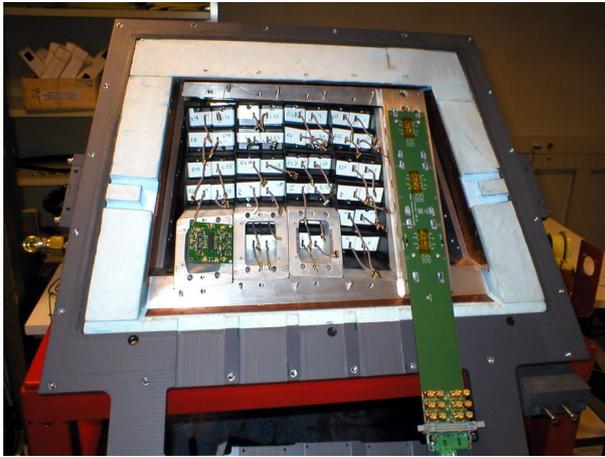
<sup>1</sup>Mylarfilm besteht aus Polyethylene Terephthalate, PET



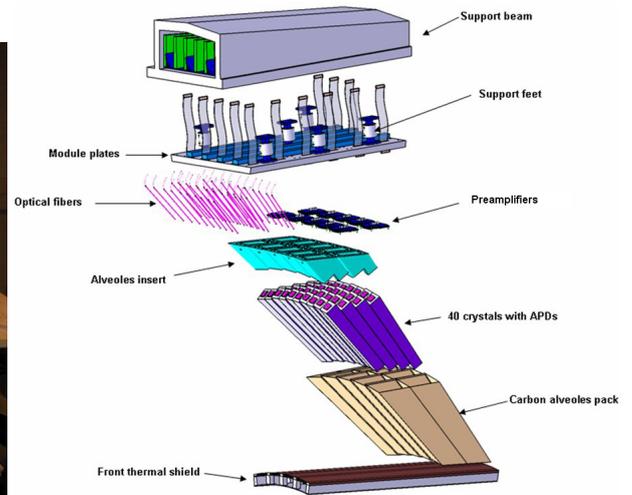
**Abbildung 3.6:** Vierergruppe von Kristallen mit Reflektormaterial und LAAPDs für den PROTO 60.



**Abbildung 3.7:** Verformungstest von Kohlefaser Alveolen.

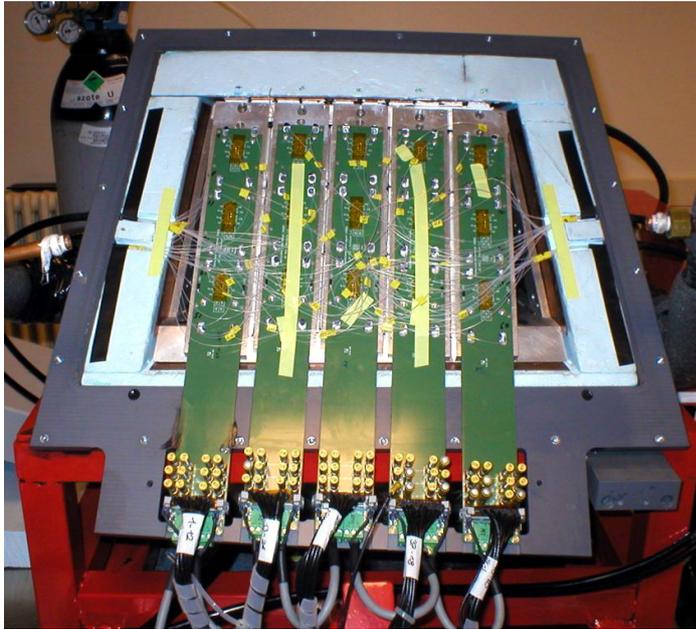


**Abbildung 3.8:** Rückansicht des geöffneten PROTO 60.



**Abbildung 3.9:** Zum Vergleich: Explosionszeichnung von einem Ausschnitt aus dem Barrel.

welcher an das restliche Gehäuse angeschraubt ist. Die Gehäuserückseite ermöglicht ebenfalls den Zugang. In der Abbildung 3.8 sieht man den geöffneten PROTO 60 von der Rückseite. Unten rechts sind dort 3 Metallflansche zu sehen, die später im PANDA Kalorimeter mit den Alveolen verklebt die Verbindung zum tragenden Rahmen herstellen. Die Vorverstärker werden unmittelbar auf diesen Flansch und somit innerhalb des zu kühlenden Volumens montiert. Hierdurch läßt sich die Kabellänge zwischen LAAPD und Vorverstärker und somit das Rauschen des Vorverstärkers minimieren. Auf den Vorverstärker, unten links in der Abbildung 3.8, vor einem Flansch zu sehen, wird später näher eingegangen. Auf die Vorverstärker wird eine Masse zur elektrischen Isolation von den folgenden Modulplatten die dem tragenden Rahmen entsprechen aufgetragen. Auf diesen Modulplatten kommen die Backplanes, welche die Signale der Vorverstärker nach Aussen führen sowie die LAAPDs und Vorverstärker mit Spannungen versorgen. In der Abbildung 3.10 sind die fertig montierten Backplanes mit installierten Quarzfasern zu sehen. Diese Fasern sind direkt an jeder Kristallrückseite individuell angekoppelt und liefern Signale eines gehäuseexternen LED Pulsers. Aufgrund der Brechungsindizes ist kein Öl zum Ankoppeln nötig. Im laufendem PANDA Experiment kann man so mittels der Lichtpulse und den daraus resultierenden Signalen der LAAPDs die Energiekalibrierung korrigieren. Die Rückseite des Gehäuses wird von einer Plastikabdeckung verschlossen, die wieder serpentinartige Kupferrohre und Isolationsmaterial enthält. Der PROTO 60 wird mit 13 Temperatursensoren an verschiedenen Stellen überwacht. Runtergekühlt auf  $-25^{\circ}\text{C}$  zeigte sich, dass die verschiedenen Temperaturmeßwerte innerhalb des Gehäuses bei Langzeitmessungen maximal um  $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$  variieren. Damit sich innerhalb des PROTO 60 kein Kondenswasser bzw. Eis bildet, wird trockenes Stickstoffgas eingeleitet. Als Kühlaggregat dient ein JULABO



**Abbildung 3.10:** Rückansicht des zusammengesetzten PROTO 60 mit montierten Lichtwellenleiter

Kälte Umwälzthermostat. Zunächst verwendete man als zirkulierende Kühlflüssigkeit SYLTHERM, ein extrem niedrigviskoses Silikonöl. Während den Vorbereitungen für die Strahlzeit in Mainz, bei denen u.A. die kosmische Strahlung gemessen wurde, stellte sich heraus, dass dieses Öl problematisch ist. Innerhalb des Kühlagregates ist es nicht möglich, die Kühlflüssigkeit vollständig von der umgebenden Atmosphäre zu isolieren. Dadurch gelangte Feuchtigkeit in den Kühlkreislauf. Diese setzte sich in Form von Eiskristallen ab und verhindert die vollständige Kühlung des PROTO 60. Aufgrund der Anforderungen an eine möglichst niedrige Viskosität bei  $-25^{\circ}\text{C}$  und der Verträglichkeit mit Kondenswasserreinigung wurde ein Gemisch aus Wasser und Ethanol gewählt. Desweiteren zeigte sich durch mehrmaliges Aufheizen auf Raumtemperatur mit anschließendem Runterkühlen, dass das Lot, welches überwiegend aus Blei besteht, mit dem die Kupferrohre im PROTO 60 verlötet waren, einen anderen Temperaturausdehnungskoeffizienten besitzt. Es entstanden Haarrisse. Unmittelbar nachdem der PROTO 60 das erste Mal am Beschleuniger in Mainz aufgebaut wurde, musste festgestellt werden, dass Kühlflüssigkeit austritt. Dies hatte den Abbruch der Messung zur Folge. Der lineare Ausdehnungskoeffizient von Kupfer beträgt  $16,5$ , der von Blei  $29,3$ . Die Kühlrohre wurden aufgrund dessen mit Silberlot neu verlötet. Silber besitzt einen Koeffizienten nahe dem von Kupfer mit  $19,5$  [KUCH89].

Die Nummerierung der Kristalle aus der Strahlperspektive findet sich in der Abbildung 3.11.

10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
20	19	18	17	16	15	14	13	12	11
30	29	28	27	26	25	24	23	22	21
40	39	38	37	36	35	34	33	32	31
50	49	48	47	46	45	44	43	42	41
60	59	58	57	56	55	54	53	52	51

Abbildung 3.11: Nummerierung der Kristalle im PROTO 60 aus der Strahlperspektive.

### 3.2 Avalanche Photodioden

Wie in der Einleitung schon erwähnt, ist der Einsatz von Photomultipliern aufgrund des starken Magnetfeldes von 2 T nicht möglich. PIN-Dioden kommen auch nicht in Frage, da aufgrund ihrer Dicke die Wechselwirkung mit ionisierenden Teilchen, die nicht im Kalorimeter gestoppt werden, zu groß ist. Dies würde das von den Kristallen ausgehende relativ schwache Szintillationssignal zu stark beeinträchtigen. PIN-Dioden besitzen darüber hinaus keine intrinsische Verstärkung wie Photomultiplier. Diese wird jedoch benötigt, um aus den wenigen beim Szintillationsprozess entstehenden Photonen ein brauchbares elektrisches Signal zu erzeugen, welches ausreichend über dem Rauschpegel eines Vorverstärkers liegt. Für das Barrel EMC entschied man sich für Avalanche Photodioden, oder kurz APDs. Diese Sensoren besitzen eine hohe Quantenausbeute von 70 % - 80 % und in ihrer Struktur eine interne Signalverstärkung. Für eine niedrige Photonschwelle von 10 MeV ist es erforderlich einen möglichst hohen Anteil des Szintillationslichtes zu sammeln. Speziell hierfür wurden in Kollaboration mit Hamamatsu Large Area APDs (LAAPDs) mit einer aktiven Sensorfläche von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  entwickelt. Da die Rückseite der Kristalle eine Fläche von  $21,4 \times 21,4 \text{ mm}^2$  besitzt, und die  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  LAAPDs Aussenmaße von  $14,5 \times 13,7 \text{ mm}^2$  besitzen, wird momentan an der Entwicklung von rechteckigen LAAPDs gearbeitet, damit man mit 2 Sensoren eine noch größere Fläche der Kristallrückseite abdecken kann. Es zeigte sich, dass man die aktive Fläche von APDs nicht beliebig vergrößern kann, da die Inhomogenitäten des Halbleiterchips dabei zunehmen. Ferner vergrößert sich die Kapazität und somit der Dunkelstrom. Für den PROTO 60 wird allerdings pro Kristall jeweils nur eine  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  LAAPD verwendet.

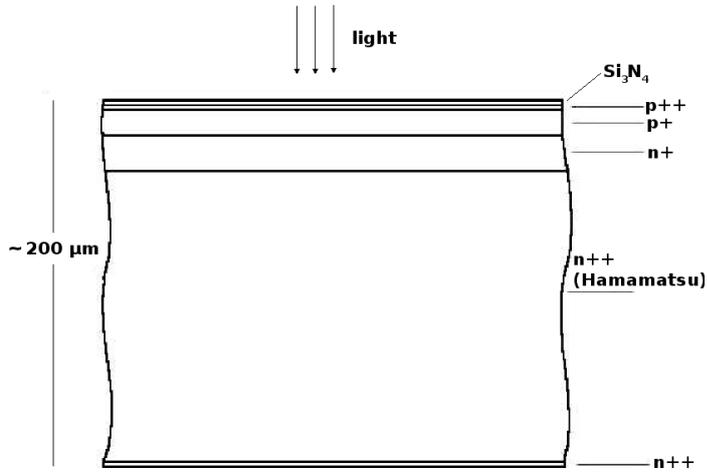


Abbildung 3.12: Schema einer APD

### 3.2.1 Funktionsweise

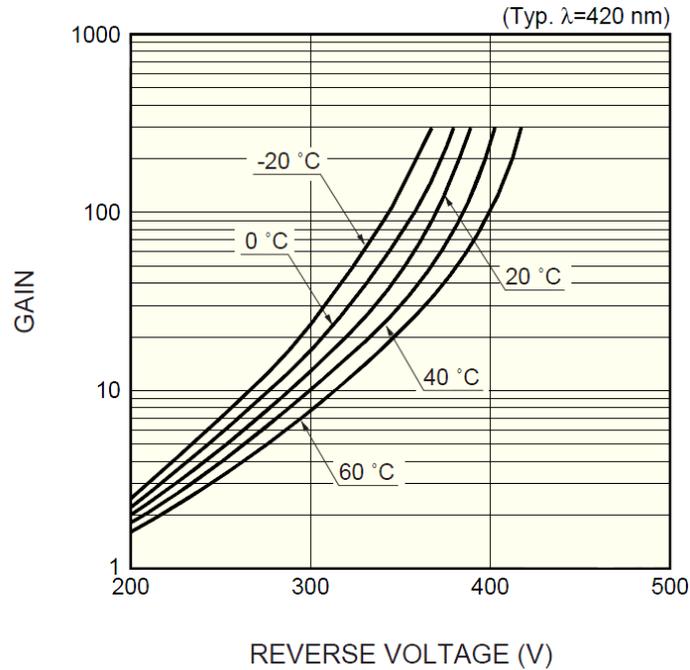
Der schematische Aufbau einer APD zeigt die Abbildung 3.12. APDs werden ähnlich einer Zenerdiode in Sperrrichtung betrieben. Die hochdotierten  $\text{p}^{++}$  und  $\text{n}^{++}$  Schichten dienen als Elektroden. Für das Eintrittsfenster wird Siliziumnitrid verwendet, um Reflexionsverluste von der Siliziumwavoerfläche zu minimieren. Die Photonen werden in der dünnen  $\text{p}^+$  dotierten Schicht absorbiert und erzeugen Elektron-Loch-Paare. Aufgrund des abrupten p-n Übergangs findet man Feldstärken bis zu  $10^7 \frac{\text{V}}{\text{m}}$  bei einer angelegter Spannung von etwa 400 Volt. Dieses elektrische Feld beschleunigt die freigesetzten Ladungsträger, welche dann weitere Elektron-Loch-Paare (Sekundärladungsträger) freisetzen. Es entsteht eine Elektronenlawine. Die Elektronen driften durch die einfach dotierte n-Zone und sammeln sich in der  $\text{n}^{++}$ -Zone.

### 3.2.2 Intrinsische Verstärkung

Die intrinsische Verstärkung (Gain) durch den Lawineneffekt hängt von der angelegten Sperrspannung ab. Je höher diese ist, umso größer wird das elektrische Feld am p-n Übergang und somit auch die Anzahl an freigesetzten Sekundärladungsträgern. Die Verstärkung  $M$  für eine gegebene Spannung  $U$  wird bestimmt durch:

$$M = \frac{I_{\text{bel.}}(U) - I_{\text{d}}(U)}{I_{\text{bel.}}(M = 1) - I_{\text{d}}(M = 1)} \quad (3.5)$$

mit dem Strom unter Beleuchtung  $I_{\text{bel.}}$  und dem Dunkelstrom  $I_{\text{d}}$ . Durch die Wechselwirkung der freigesetzten Ladungsträger mit Phononen ist die Verstärkung auch abhängig von der Temperatur. In der Abbildung 3.13 ist zu erkennen, wie sich die



**Abbildung 3.13:** Verstärkung einer LAAPD in Abhängigkeit der Spannung bei verschiedenen Temperaturen.

Verstärkung in Abhängigkeit der angelegten Spannung bei verschiedenen Temperaturen verhält. So erhält man typischerweise bei Raumtemperatur und 350 V eine Verstärkung von  $M \approx 50$ . Kühlt man nun die LAAPD auf  $-20^\circ\text{C}$ , so ergibt sich für dieselbe Spannung eine Verstärkung von  $M \approx 150$ .

### 3.2.3 Excess Noise Faktor

Trifft ein Photon auf die aktive Fläche so werden in Abhängigkeit von der Quanteneffizienz  $N_{\text{phe}}$  Photoelektronen erzeugt.

$$N_{\text{phe}} = N_{\text{ph}} \cdot QE \quad (3.6)$$

Die Anzahl der Photoelektronen ist proportional zu der Anzahl der Photonen und somit zur deponierten Energie  $E$  im Kristall. Dieser stochastische Prozess führt zu Schwankungen mit  $\sqrt{N_{\text{phe}}}$ . Der Lawineneffekt der Ladungsträger ist ebenfalls ein statistischer Prozess. Aus der Fluktuation  $\sigma_M$  der erzeugten Sekundärladungsträger ergibt sich der Excess Noise Faktor  $F$ . Dieser Wert ergibt sich aus Inhomogenitäten des Sensors in der der Lawinenzone und ist abhängig von der Verstärkung  $M$ . Der

Einfluß auf die Auflösung ergibt sich durch:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{phe}}}} \cdot \frac{\sqrt{M^2 + \sigma_M^2}}{M} = \sqrt{\frac{F}{N_{\text{phe}}}} \quad (3.7)$$

Die LAAPDs von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  haben einen Excess Noise Faktor von  $F = 1,38$  für eine Verstärkung  $M = 50$  und  $F = 1,57$  für  $M = 100$ .

### 3.2.4 Kapazität

Neben dem Dunkelstrom  $I_d$  und dem Excess Noise Faktor einer LAAPD hat die Kapazität einen Einfluss auf das Gesamtrauschverhalten der LAAPD im Zusammenspiel mit der Ausleseelektronik. Dieser Anteil vom Rauschen ist proportional zur Kapazität der LAAPD und antiproportional zu  $\sqrt{\tau}$ , der Shaping Zeit. Für die Sperrschichtkapazität gilt:

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A}{d_s} \quad (3.8)$$

mit der Größe der Sperrschicht  $d_s$ , und der Querschnittsfläche  $A$ . Durch Anlegen einer Spannung  $U$  erhält man:

$$C \approx A \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r N_{\text{eff}}}{2 \cdot U}} \quad (3.9)$$

wobei  $N_{\text{eff}}$  die Haftstellenkonzentration angibt. Aus der Formel ergibt sich, dass die Kapazität proportional zur Querschnittsfläche ist. Hier zeigt sich, dass LAAPDs ein erhöhtes Rauschverhalten gegenüber APDs besitzen.

### 3.2.5 Einfluss auf die Kalorimeter Energieauflösung

Die Energieauflösung hängt nicht nur von der reinen Photonstatistik ab. Die Ausleseelektronik (einschließlich LAAPD) besitzt ebenfalls Einfluss auf die Energieauflösung. Zum einen beeinflusst der Excess Noise Faktor den stochastischen Term  $\frac{a}{\sqrt{E}}$  und zum anderen ergibt sich ein elektronischer Rauschterm  $\frac{b}{E}$  durch die Elektronik bei LAAPD Auslese.

Somit läßt sich die Energieauflösung eines Kalorimeters folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2} \quad (3.10)$$

### 3.2.6 Spezifikationen

Im PROTO 60 werden Hamamatsu LAAPDs vom Typ S8664-1010SPL verwendet. Eine Übersicht über die Eigenschaften gibt die Tabelle 3.1.

Eigenschaft	S8664-1010SPL
Aktive Fläche	10x10 mm <sup>2</sup>
Quanteneffizienz QE, $\lambda = 420$ nm	70 %
Dunkelstrom $I_d$ , M = 50, +25°C	$\approx 50$ nA
Dunkelstrom $I_d$ , M = 50, -25°C	$\approx 5$ nA
Kapazität C	270 pF
Excess Noise Faktor F, M = 50	1,38
Excess Noise Faktor F, M = 100	2.33
Benötigte Spannung	$\approx 350$ V
Maximale Verstärkung M	$\approx 500$
Verstärkung / Spannung	$\approx \frac{3,4\%}{V}$

**Tabelle 3.1:** Eigenschaften der verwendeten LAAPDs.

## 3.3 Vorverstärker

LAAPDs konvertieren Szintillationslicht in Ladungsimpulse. Der Vorverstärker erzeugt daraus linear die für die folgende Elektronik nötigen Spannungsimpulse. Aufgrund der Integration der Vorverstärker in das auf -25°C zu kühlende Volumen muss der Stromverbrauch möglichst klein sein, um die Anforderungen an das Kühlsystem nicht unnötig zu vergrößern. Desweiteren erreicht man dadurch eine gleichmäßige Temperaturverteilung entlang der Kristalle. Um die niedrige Schwelle pro Kristall von 1 MeV zu erreichen, ist ein rauscharmer Vorverstärker essentiell. Bei -25°C überwiegt dieser Anteil signifikant dem Dunkelstrom einer LAAPD. Im PROTO 60 wird ein Vierfach-Vorverstärker mit der Bezeichnung SP883b verwendet. Das Schaltungsdesign und die elektrische Charakteristik entspricht dem einfachen Vorverstärker SP883a, welcher in Giessen zusammen mit einer 5x5 Matrix bereits getestet wurde. Das Rauschen gibt man in zum Detektorsignal äquivalenter Rauschladung  $ENC^2$  an. Mit  $V_{RMS}$  dem mittleren Rauschen am Ausgang,  $C$  der Kapazität des Detektors,  $w$  der mittleren Energie zur Erzeugung von Elektron-Lochpaaren und  $e$  der Elementarladung ergibt sich:

$$ENC = e \cdot \frac{V_{RMS}}{w} \cdot C. \quad (3.11)$$

---

<sup>2</sup>ENC = Equivalent Noise Charge

Der verwendete Vorverstärker erzeugt ein ENC von  $1600 e^-$  bei  $-25^\circ\text{C}$  mit einer  $270 \text{ pF}$  LAAPD [ERN06]. Zum Zeitpunkt dieser Diplomarbeit waren im Rahmen der Kristallqualitätskontrolle nur die Lumineszenzausbeuten von Endcapkristallen bekannt. Diese besitzen im Mittel  $18 \text{ Photoelektronen/MeV}$  bei  $+18^\circ\text{C}$ , bei einer Integrationszeit von  $100 \text{ ns}$ , gemessen mit einem Photomultiplier mit einer Quanteneffizienz von  $20 \%$ . Durch kühlen auf  $-25^\circ\text{C}$  steigert man bei diesen Kristallen im Mittel die Lumineszenzausbeute um den Faktor  $3,63$ . Somit erhält man  $65,34 \text{ Photoelektronen/MeV}$ . Dies entspricht  $326,7 \text{ Photonen/MeV}$ , welche aus der Kristallrückseite mit einer Fläche von  $676 \text{ mm}^2$  austreten. Eine  $100 \text{ mm}^2$  LAAPD sieht somit  $48,33 \text{ Photonen/MeV}$ . Die Quanteneffizienz beträgt nach neuesten Messungen  $80 \%$ . Unter der Annahme einer Verstärkung  $M = 100$  erhält man somit mit einer LAAPD  $3866 \text{ Elektronen/MeV}$ . Daraus ergibt sich, dass der Rauschanteil des Vorverstärkers einem LAAPD-Signal von etwa  $0,41 \text{ MeV}$  entspricht. Der Vorverstärker im PROTO 60 benötigt  $50 \text{ mW}$  pro Kanal und kann Signale von bis zu  $4 \cdot 10^{-12} \text{ Coulomb}$  von den LAAPDs verstärken [ERN08]. Aus der vorherigen Rechnung ergibt sich somit, dass die Vorverstärker Signale von maximal etwa  $6,47 \text{ GeV}$   $\gamma$ 's verarbeiten können. Jedoch besitzen die Barrelkristalle im PROTO 60 aufgrund ihrer Geometrie eine leicht erhöhte Lumineszenzausbeute, so dass die maximale Photonenenergie geringfügig geringer ist. Die Schaltung der Vorverstärker besteht aus handelsüblichen SMD<sup>3</sup> Bauteilen. So werden zum Beispiel low noise J-FETs<sup>4</sup> vom Typ BF862 von der Firma NXP Semiconductors verwendet. Dieses Bauteil wird oft in Vorverstärkern für Autoradios verwendet. Im späteren PANDA Experiment ist derzeit geplant, den Shaper und Vorverstärker in eine integrierte Schaltung (ASIC<sup>5</sup>) zu vereinen, um den Stromverbrauch und Platzbedarf möglichst klein zu halten. Dies führt zu einem größerem Rauschanteil. Mit ASICs erreicht man allerdings einen deutlich größeren dynamischen Bereich.

## 3.4 Ausleseelektronik

Für die Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden kommerzielle Standardmodule für die individuelle Auslese der Kristalle verwendet. Den schematischen Aufbau sowie die verwendeten Module zeigt die Abbildung 3.14. Durch ein Gatesignal wird die Energieauslese gestartet sowie die Zeitreferenz erzeugt. Das Gatesignal für die Auslese kann durch 3 verschiedene Ereignisse generiert werden. Kosmische Strahlung, Testpulser sowie hochenergetische  $\gamma$ 's am Beschleuniger können die Auslese starten. Während der Strahlzeit in Mainz wurde ein Gatesignal durch eine Koinzidenz eines logischen ODERs von 15 ausgewählten Taggerkanälen und dem zentralen Kristall im PROTO 60 generiert. Auf den Tagger und den Beschleuniger wird in Kapitel 4 näher

---

<sup>3</sup>SMD = Surface Mount DeVICES

<sup>4</sup>J-FET = Junction Field Transistor

<sup>5</sup>ASIC = Application Specific Integrated Circuit

# Kapitel 3 PROTO 60

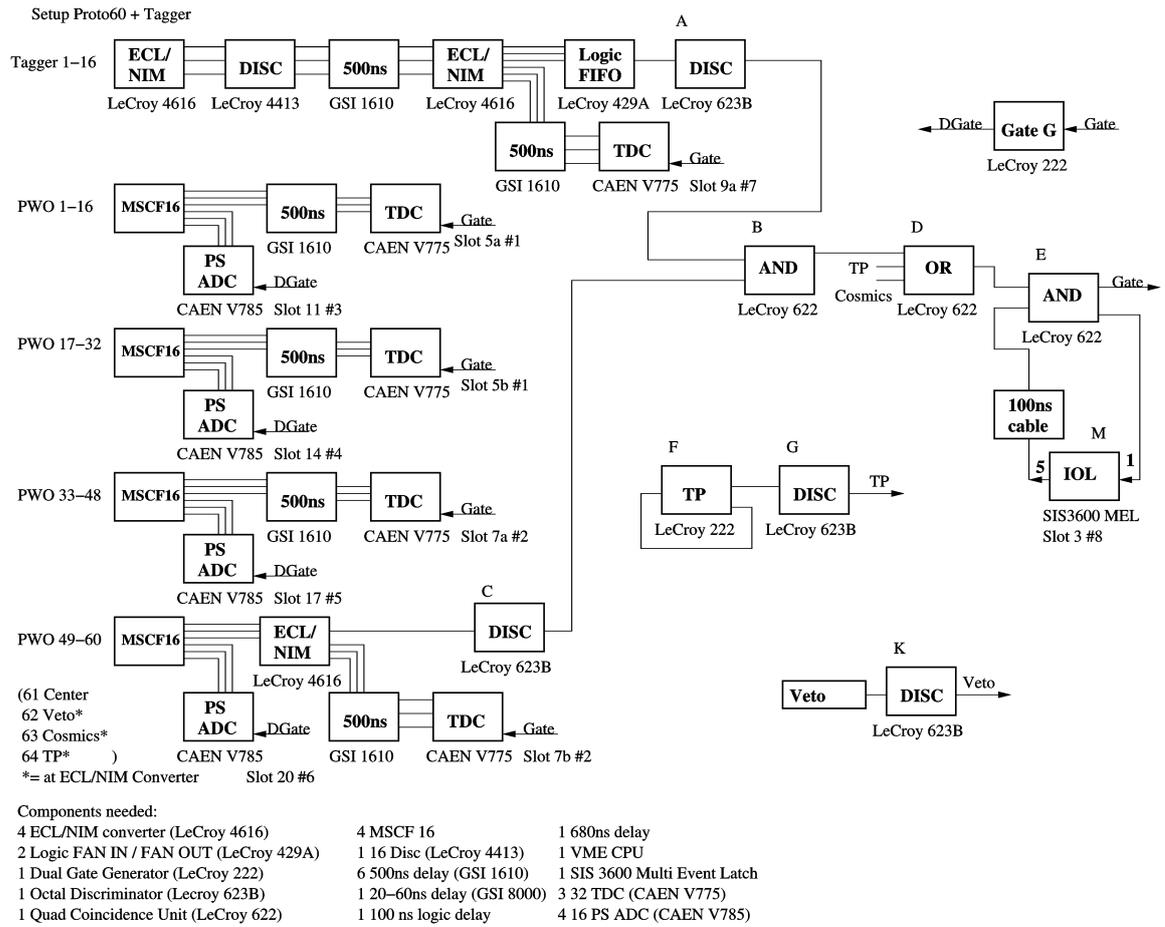


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau der Ausleselektronik

eingegangen. Das Signal von den Taggerkanälen wird jeweils gesplittet. Ein Signalzweig erzeugt durch ein logisches UND mit dem zentralen Kristall das Gatesignal. Der andere Zweig geht in TDCs<sup>6</sup>. Diese digitalisieren die Zeitdifferenz zwischen dem Gatesignal und den Taggersignalen. Zur Messung der kosmischen Strahlung wird eine Koinzidenz zwischen einem beliebigen Kristall aus der obersten und einem aus der untersten Kristallreihe im PROTO 60 verlangt. Ein Testpulser mit verstellbarer Rate erzeugt das Gatesignal zur Messung des Pedestals (Rauschen). Die von den Kristallen bzw. von den LAAPDs kommenden Signale werden durch die ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt, so dass man an dessen Ausgängen Spannungsimpulse auslesen kann. Diese Signale gelangen in die MSCF16 Module. Diese Module sind eine Kombination aus Spektroskopieverstärker und CFDs<sup>7</sup>. Die integrierten Signale ( $\tau = 1\mu\text{s}$ ) aus dem Spektroskopieverstärker werden von den Gate gesteuerten Peaksensing-ADC<sup>8</sup> Modulen (CAEN V785) digitalisiert. Die Totzeit des Gatesignals wird für die ADC Module vergrößert, da innerhalb dieser Zeit vom ADC das Maximum des langsameren Spektroskopieverstärkersignals bestimmt und digitalisiert wird. Die Zeitdifferenz zwischen dem Gate Signal und dem CFD Signal wird von TDCs gemessen und digitalisiert. Die Daten werden ereignisweise gespeichert. Die jeweils gespeicherten Parameter beinhalten: 15 Taggerzeiten, 60 Energien sowie 60 Zeiten von den Kristallen und eine Zeit vom Veto.

## 3.5 Strahlzeitvorbereitungen

Neben den mechanischen Tests wurde die Elektronik für die Strahlzeit voreingestellt. Die Spannung für eine bestimmte Verstärkung variiert leicht von LAAPD zu LAAPD. Der Hersteller Hamamatsu liefert zu jeder LAAPD die benötigte Spannung für eine Verstärkung von  $M = 50$  bei  $+20^\circ\text{C}$ . Mit dem Lichtpulser und den Glasfasern wurde für jeden Kristall das Ansprechen der Ausleseelektronik auf die Lichtsignale für die vom Hersteller angegebenen Spannungswerte bei  $+20^\circ\text{C}$  gemessen. Die Messung wurde bei  $-25^\circ\text{C}$  wiederholt und iterativ die Spannungswerte der LAAPDs variiert bis die Peakpositionen in den gemessenen Spektren den Positionen bei  $+20^\circ\text{C}$  entsprachen. Von diesen Messungen ausgehend wurden die Spannungen bestimmt, bei dem der Peak um den Faktor 3 höher liegt. Somit bestimmte man die Spannungswerte für eine Verstärkung von  $M = 150$  bei  $-25^\circ\text{C}$  als auch bei  $+20^\circ\text{C}$ . Aufgrund des mit der Verstärkung ansteigenden Excess Noise Faktors und somit der Verschlechterung der Auflösung wurde der Wert  $M = 150$  als obere Grenze festgelegt. In früheren experimentellen Messungen mit einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle zeigte sich, dass man bei  $-25^\circ\text{C}$

---

<sup>6</sup>TDC = Time to Digital Converter

<sup>7</sup>CFD = Constant Fraction Discriminator

<sup>8</sup>ADC = Analog to Digital Converter

mit dem stark szintillierendem BGO<sup>9</sup> die beste Energieauflösung bei einer Verstärkung von  $M = 150$  bekommt. Mit Bleiwolframat konnte gezeigt werden, dass ab einer Verstärkung von  $M = 100$  die Auflösung schlechter wird. Diese Experimente wurden jedoch mit kleinen Testkristallen ( $16 \times 16 \times 30 \text{ mm}^3$ ) durchgeführt [THI05]. Die LAAPD Spannungswerte für  $-25^\circ\text{C}$  wurden durch Messung der kosmischen Strahlung überprüft. In den Energiespektren wurden die Peakpositionen jeweils vom Testpuls (Pedestal) und der deponierten Energie der kosmischen Strahlung für  $M = 50$  und  $M = 150$  bestimmt. Die Tabelle mit den Messergebnissen findet sich im Anhang unter 6.2. Hierbei zeigten sich Unregelmäßigkeiten zwischen den einzelnen Detektoren. Mit

$$X = \frac{\mu\text{-Peak}(M=150) - \text{Ped.-Peak}}{\mu\text{-Peak}(M=50) - \text{Ped.-Peak}} \quad (3.12)$$

berechnet man den Faktor um welchen sich die Verstärkung verändert hat. Man erwartet, dass  $X \approx 3$  sein sollte, was sich bei den meisten Kristallen bestätigte. Für Kristall Nr. 1 mit  $X \approx 1$  trifft dies jedoch nicht zu. Desweiteren stellt man fest, dass die Peakpositionen vom Pedestal und von der kosmischen Strahlung vor allem bei  $M = 150$  von einigen wenigen Kristallen deutlich von den Mittelwerten abweichen. Für die Peakpositionen der kosmischen Strahlung ( $\mu$ -Peak) bei einer Verstärkung von  $M = 150$  ergibt sich der Mittelwert zu  $\approx 567$  ADC-Kanälen. So lag z.B. der  $\mu$ -Peak gemessen mit Kristall Nr. 2 bei Kanal 1018, oder von Kristall Nr. 20 bei Kanal 373. Ausgehend davon dass die Lumineszenzausbeute der Kristalle, die Verstärkung der Vorverstärker und der folgenden Elektronik nur minimal variiert, müssen die Messungen mit dem Lichtpulsersystem bei manchen Kristallen fehlerhaft gewesen sein. Bei korrekter Funktion des Lichtpulsersystems erwartet man für alle Kristalle eine leichte Streuung der  $\mu$ -Peakpositionen um die jeweiligen Mittelwerte. Eine mögliche Fehlerquelle könnte das Ankoppeln der Fasern an die Kristalle sein. Diese wurden nur durch ein Loch in der Kristallabdeckkappe, welche die LAAPD fixiert, gesteckt. Im Laufe der technischen Veränderungen am PROTO 60 wurde das Lichtpulsersystem nicht mehr montiert. In Anbetracht der bevorstehenden Strahlzeit wurden die Spannung der LAAPDs über den dynamischen Meßbereich korrigiert. Die ADCs digitalisieren über einen dynamischen Bereich von 3600 Kanälen. Anhand der Peakposition der Myonen, abzüglich des Pedestals läßt sich der Messbereich bestimmen. Ausgehend von einer unteren Abschätzung für die durch die Myonen deponierten Energie von 22 MeV ergibt sich im Mittel für die Messung  $M = 150$  ein Range von etwa 170 MeV und für  $M = 50$  ein Range von etwa 525 MeV. Bei der bevorstehenden Strahlzeit sollen Photonen bis 1,5 GeV gemessen werden. Aufgrund der erwarteten transversalen Showerverteilung wurden die Spannungen der LAAPDs iterativ verändert, so dass man einen Messbereich von etwa 200 MeV erhält. Hierdurch ergibt sich eine Verstärkung der LAAPDs kleiner  $M = 150$  sowie größer  $M = 50$ , unter der Voraussetzung dass die Messungen mit dem Lichtpulsersystem zumindest für einen Großteil der Kristalle korrekt war.

---

<sup>9</sup>BGO = Bismuth Germanate

# Kapitel 4

## Experiment am MAMI

Nachdem am PROTO 60 einige Verbesserungen gemacht wurden und im Labor die Zuverlässigkeit sowie durch mehrmaligen Nachweis von kosmischer Strahlung die Einsatzfähigkeit verifiziert werden konnte, wurde der Prototyp ein weiteres Mal am MAMI<sup>1</sup> in der Halle A2 aufgebaut. Die Elektronenbeschleunigeranlage MAMI befindet sich in der Mainzer Universität. Die dort erzeugten monoenergetischen Elektronen werden in die Experimentierhalle A2 extrahiert und auf ein Target zur Erzeugung von Bremsstrahlung geschossen. Mit Hilfe eines Magnetspektrometers (Tagger), das die Energie der gestreuten Elektronen bestimmt, ist es möglich, die Energie der erzeugten Photonen zu bestimmen.

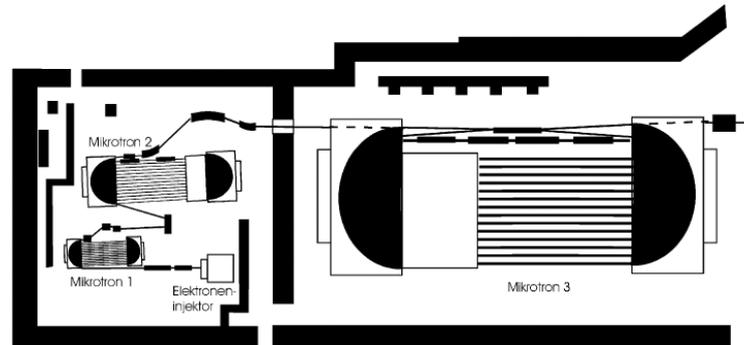
### 4.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI

Der Beschleuniger liefert in der neuesten Ausbaustufe MAMI-C Elektronen bis zu 1,508 GeV. Es werden Ströme von bis zu 100  $\mu\text{A}$  im Dauerstrich - Modus bei einem makroskopischen Tastverhältnis<sup>2</sup> von 100 % erreicht. Die Elektronen werden in 3 hintereinander geschalteten Rennbahn - Mikrotrons (Abb.4.1) und anschließend von einem harmonischen doppelseitigen Mikrotron beschleunigt. Als Injektor dient ein 3,46 MeV Linearbeschleuniger. In den Rennbahn-Mikrotrons werden die Elektronen durch 2 Dipolmagnete jeweils um 180° abgelenkt und wiederholt linearen Beschleunigungsstrecken zugeführt. Diese werden mit einer Hochfrequenz von 2,45 GHz in normal leitenden Strukturen betrieben. Nach dem 2. Mikrotron erhält man eine Energie von 180 MeV und nach dem 3. eine Energie von 855 MeV. Für noch höhere Energien würden die 180° Magnete unpraktikabel schwer werden mit ca  $2 \cdot 10^6$  kg für 1,5 GeV [THO02]. Das harmonische doppelseitige Mikrotron besteht aus 4 Ablenkmagneten, die jeweils die Elektronen um 90° ablenken. Hierdurch spart man im Vergleich ein Gewicht um den Faktor 8. Zum Beschleunigen werden 2 Linearbeschleuniger mit 2,45 GHz bzw.

---

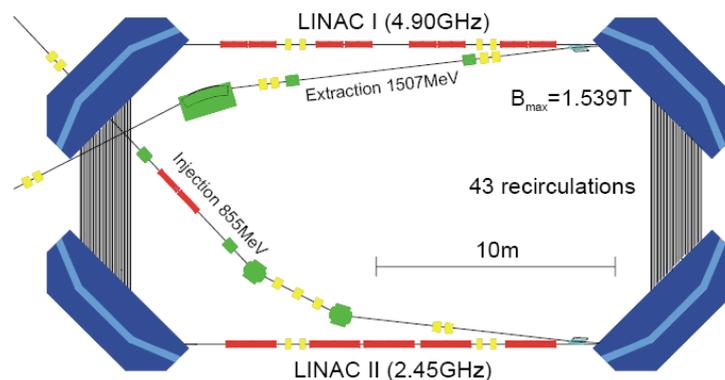
<sup>1</sup>MAMI = Mainzer Mikrotron

<sup>2</sup>Das Tastverhältnis ist der Zeit-Quotient aus Strahl angeschaltet zu Strahl ausgeschaltet



**Abbildung 4.1:** Der Elektronenbeschleuniger MAMI mit dem Elektroneninjektor und den drei Mikrotrons. Die letzte Ausbaustufe MAMI-C ist nicht eingezeichnet.

4,90 GHz verwendet (Abb.4.2). Detailliertere Beschreibungen des Mainzer Mikrotrons sind in [WAL09] und des harmonischen doppelseitigen Mikrotrons in [EPAC08] zu finden.



**Abbildung 4.2:** Schematische Zeichnung des harmonischen doppelseitigen Mikrotrons.

### 4.1.1 Produktion monochromatischer Photonen

Der Elektronenstrahl vom MAMI wird auf ein Bremsstrahltarget (Radiator) geleitet. Dieses besteht aus einer dünnen Metallfolie. Verwendet wird eine  $4 \mu\text{m}$  dicke Nickelfolie. Durch das Coulombfeld der Kerne erfahren die Elektronen eine Änderung ihres Impulses. Nach den Gesetzen der Elektrodynamik ergibt sich dadurch die Emission von Bremsstrahlung. Nachdem die Elektronen den Radiator durchdrungen haben, gelangen sie in das Magnetfeld des Taggers (Abbg.4.3). Durch die Lorentzkraft werden

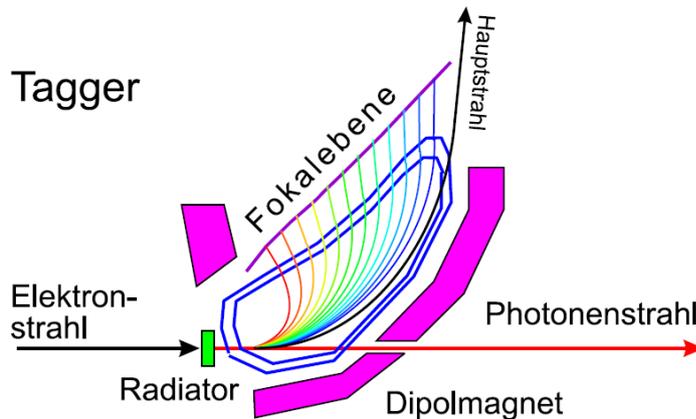


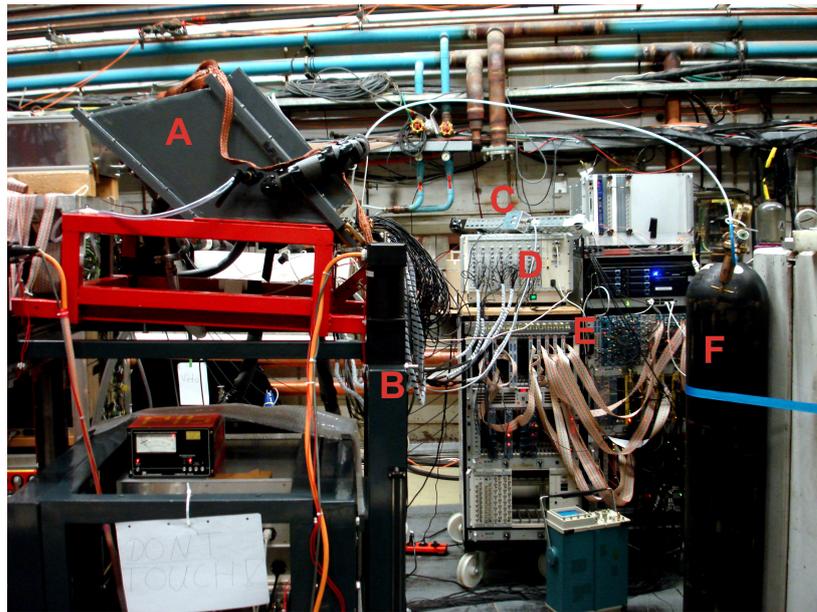
Abbildung 4.3: Schema des Tagger-Spektrometers.

die Elektronen in Abhängigkeit ihres Restimpulses abgelenkt. Der Auftreffort der Elektronen auf einer 5 Meter langen Fokalebene gibt Aufschluß über den Impuls bzw. die verbleibende Energie  $E'_e$  des Elektrons. Der Auftreffort wird mit 352 Plastikszintillatoren mit einer Breite von je 24 mm bestimmt. Die Szintillatoren sind überlappend angeordnet, so dass immer 2 gleichzeitig ansprechen müssen. Hiermit unterdrückt man den Untergrund. Die Photonenenergie läßt sich so durch  $E_\gamma = E_e - E'_e$  bestimmen. Der Energieübertrag auf den Kern, dessen Coulombfeld mit einem Elektron wechselwirkt, kann vernachlässigt werden. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 99 % wird weniger als 2,5 keV übertragen [KRU95]. Verlangt man nun Koinzidenz zwischen dem Ansprechen der jeweiligen Plastikszintillatoren vom Tagger und dem Target-Detektor so erhält man im Rückschluss Kenntnis über die Energie des Photons. Die erzeugten Bremsstrahlphotonen werden in einem Kegel mit kleinem Öffnungswinkel in Vorwärtsrichtung emittiert. Den Winkel kann man durch  $\Theta = \frac{m_e}{E_e}$  näherungsweise abschätzen mit  $m_e$  und  $E_e$  als Ruhemasse und Energie des beschleunigten Elektrons. Hieraus ergibt sich ein sehr kollimierter Strahl mit einem Öffnungswinkel kleiner als ein mrad. Nach dem Radiator folgt im Abstand von 2509 mm ein austauschbarer Kollimator, um sicherzustellen, dass man einen Strahlfleck mit kleinem Durchmesser erhält.

## 4.2 Experimentaufbau

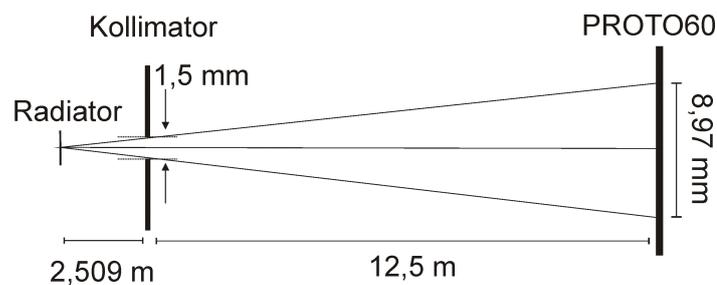
Der PROTO 60 wurde hinter dem Crystal-Ball und TAPS<sup>3</sup> einige Tage vor der Messung positioniert und in Betrieb genommen. Hierdurch wurde sichergestellt, dass der Stickstoff komplett die Feuchtigkeit im Inneren verdrängt, sowie dass der Aufbau in ein thermisches Gleichgewicht bei  $-25^\circ\text{C}$  kommt. Der Aufbau ist in der Abbildung 4.4

<sup>3</sup>TAPS = Two Arms Photon Spectrometer



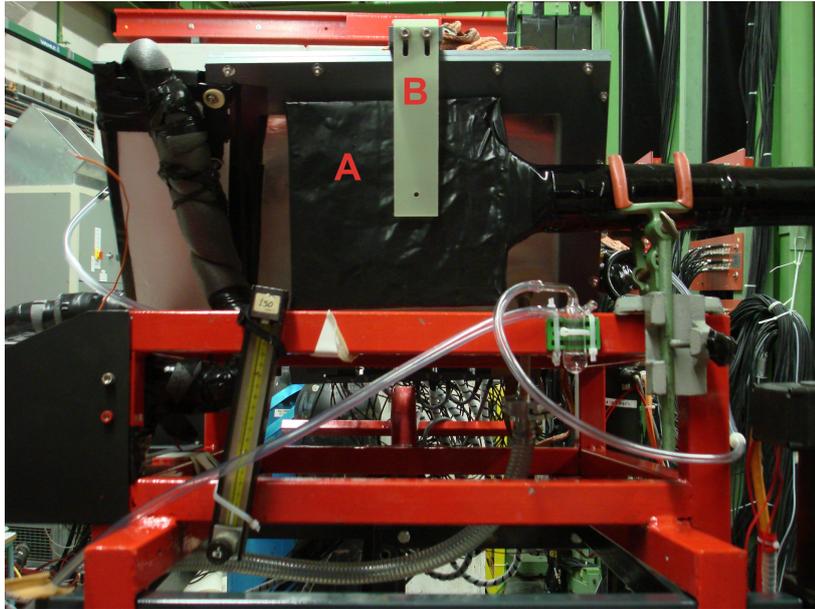
**Abbildung 4.4:** Experimentaufbau am Beschleuniger. Zu sehen sind: PROTO 60 (A), XY-Gestell (B), Spannungsversorgung für die Vorverstärker (C), HV für die LAAPD's (D), Ausleseelektronik (E) sowie die Flasche mit trockenem Stickstoffgas (F). Die Vakuumpumpe für das Eintrittsfenster sowie das Kühlaggregat befinden sich hinter dem PROTO 60.

dargestellt. Der Abstand zwischen dem Kollimator mit 1,5 mm Durchmesser und dem PROTO 60 betrug etwa 12,5 Meter. Der Kollimator war 2,509 Meter vom Radiator entfernt. Geometrisch ergibt sich daraus ein Strahldurchmesser von ungefähr 9 mm am Ort des PROTO 60 (Abb.4.5). Aufgrund der Strecke von etwa 15 Metern Luft



**Abbildung 4.5:** Skizze zur Bestimmung des Strahldurchmessers

zwischen Radiator und Detektor wurde unmittelbar vor dem PROTO 60 ein Veto montiert, um Konversionselektronen sowie Positronen zu erkennen. Der Veto besteht aus einem Plastkzintillator angekoppelt an einen Photomultiplier. Treffen geladene Teilchen auf den Veto, so erzeugen diese ein Signal, welches nach einem Diskriminator das Stop-Signal für einen durch das Gate-Signal gestarteten TDC liefert. Zum Ausrichten des Detektors wurde ein Gestell verwendet, welches durch eine Schritt-



**Abbildung 4.6:** Ansicht des Experimentaufbaus aus Strahlperspektive, mit montiertem Veto (A) und Markierung zur Ausrichtung (B).

motorsteuerung horizontal und vertikal seine Position verändern kann. Die Schrittmotorsteuerung erfolgte über einen PC, der die Befehle über ein USB Interface an einen Mikrokontroller leitet. Am PROTO 60 waren an der Vorder- und Rückseite Markierungen für die Mittelachse angebracht. Zunächst wurde der Detektor so ausgerichtet, dass der Strahl entsprechend den Markierungen verlaufen würde. Diese Position wurde als Koordinatenursprung für das Gestell gesetzt. Da diese Achse genau zwischen den Kristallen 25, 26, 35 und 36 verläuft, wurde mit der Steuerung die Position  $x: + 11 \text{ mm}$  und  $y: - 11 \text{ mm}$  eingestellt, so dass der Strahl mittig auf Kristall 35 trifft. Aufgrund der Voreinstellung auf einen Messbereich von 200 MeV wurde der Signalpegel vom Kristall 35 nach dem Vorverstärker mit einem 15 dB Dämpfungsglied abgesenkt.

## 4.3 Durchführung

Es wurden 15 Kanäle vom Tagger ausgewählt und mit der Ausleseelektronik vom PROTO 60 verbunden. Eine Übersicht über die ausgewählten Energien gibt die Tabelle 4.1. Der Diskriminator des Veto wurde mit einem Oszilloskop so eingestellt, dass die Schwelle über dem Rauschsignal liegt. In den ersten Energie-Onlinespektren vom PROTO 60 zeigte sich während des Strahlbetriebes, dass der Kristall 35 nicht genau mittig bestrahlt wurde. Durch Anfahren der Position  $x: + 11 \text{ mm}$  und  $y: - 8 \text{ mm}$  mit dem XY-Gestell korrigierte man dies. Anschließend wurde der PROTO 60 in die-

## Kapitel 4 Experiment am MAMI

---

ser Position 150 Minuten mit einer Rate von 7,4 kHz bestrahlt. Es erfolgten weitere Messungen, die im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch nicht ausgewertet werden. Zur Kalibrierung nach dem Strahlbetrieb registrierte man über 22 Stunden kosmische Strahlung. Anschließend folgte eine kurze Messung des Pedestals mit hoher Testpulsserrate.

Energie / MeV	TDC Nummer
158,31	14
187,99	16
256,41	13
355,88	12
456,26	11
556,97	10
657,34	9
756,58	8
857,98	7
956,16	6
1057,7	5
1156,56	4
1257,31	3
1356,89	2
1441,06	1

**Tabelle 4.1:** Ausgewählte Tagger - Energien.

# Kapitel 5

## Datenanalyse hochenergetischer Photonen

### 5.1 Rohdaten

In der Abbildung 5.1 sieht man die Rohdaten der unkalibrierten Energiespektren in logarithmischer Darstellung für alle 60 Kristalle. Man erkennt die nach außen hin abnehmende deponierte Energie um den Einschussort herum. Bei genauerer Betrachtung stellt man aufgrund der Vorkalibrierung auf einen dynamischen Bereich von 200 MeV fest, dass der Strahl nicht genau die Mitte der Vorderseite vom Kristall 35 getroffen hat. Vergleicht man die unmittelbar angrenzenden Spektren, sieht man, dass der Strahl etwas zu tief gelegen hat. Schaut man sich das Spektrum des Kristalls 35 näher an (Abb.5.2, links) erkennt man ansatzweise die Koinzidenz der Ausleseelektronik mit 15 Taggerkanälen. Aufgrund dieser Koinzidenz erhält man eine Überlagerung von 15 unterschiedlichen Photonenenergien. Durch Setzen von individuellen Zeitfenstern in den TDC Zeitspektren der Taggersignale lassen sich die Energien in der Analyse offline separieren (Abb.5.2, rechts). In der Abbildung 5.3 sieht man exemplarisch ein Taggerzeitspektrum mit eingezeichnetem Fenster. Die TDCs waren so eingestellt, dass 1 Kanal 170 ps entspricht. Daraus ergibt sich durch einen Gaußfit eine Zeitauflösung von  $\sigma_t = 1$  ns bei einer Einschussenergie von 1057,7 MeV. Die TDC Zeitinformationen der Kristalle wurden nur für die Analyse der kosmischen Strahlung verwendet. In der späteren Analyse wurden diese nicht verwendet. Aufgrund des limitierten dynamischen Bereiches konnten die Diskriminatorschwellen nicht so gesetzt werden, wie es für eine optimale Auslese erforderlich gewesen wäre. Die Verstärkung der MSCF16 Module kann für den TDC und ADC Zweig nicht separat eingestellt werden. Bei den vorbereitenden Messungen zeigte sich, dass man entweder im Rauschen liegt oder man erhält Schwellen von etwa 6 MeV. Abgesehen von den ungenauen Energieschwellen für die Zeitinformationen zeigte sich ein deutlicher Walk-Effekt (Abb. 5.4).

## Kapitel 5 Datenanalyse hochenergetischer Photonen

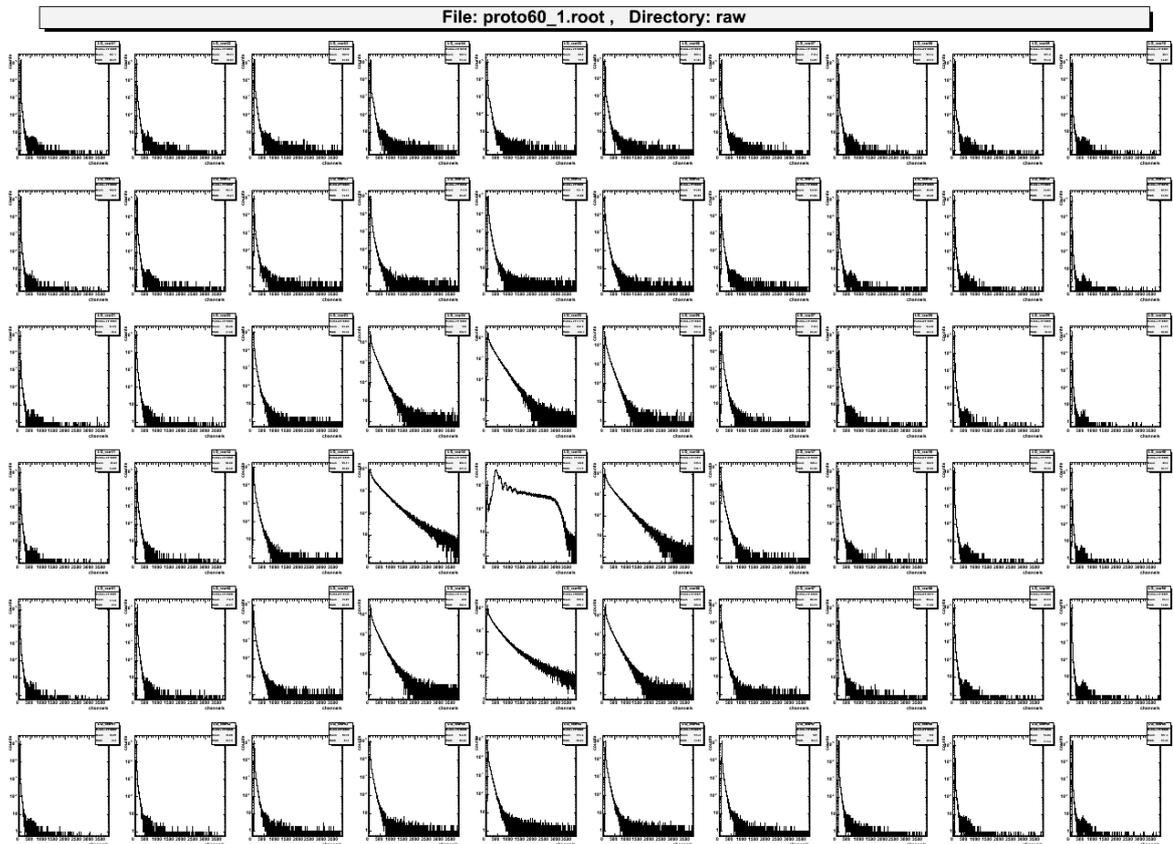


Abbildung 5.1: Rohdaten für alle 60 Kristalle. Es wurde die Anzahl der Ereignisse logarithmisch gegen die ADC-Kanäle der Energiemessung aufgetragen.

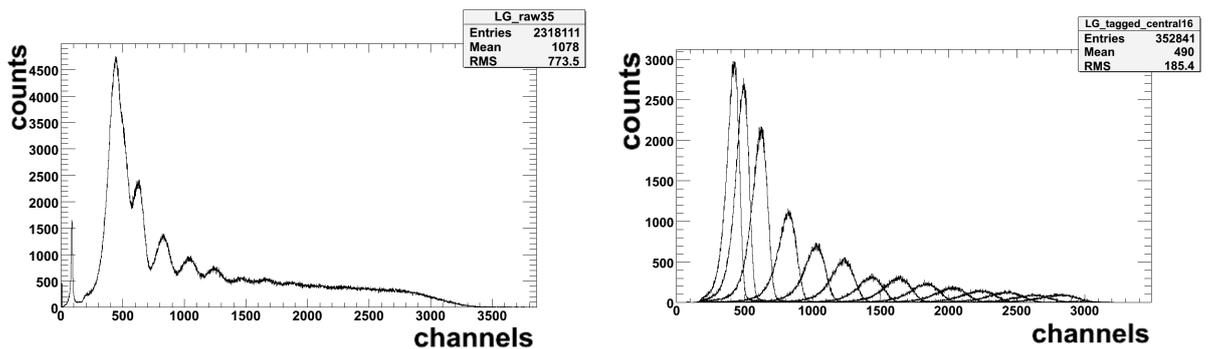


Abbildung 5.2: Rohdaten von Kristall 35 (links). Durch Koinzidenz mit jeweils einem Taggerkanal in der Analyse separierte Einschussenergien gemessen im Kristall 35 (rechts).

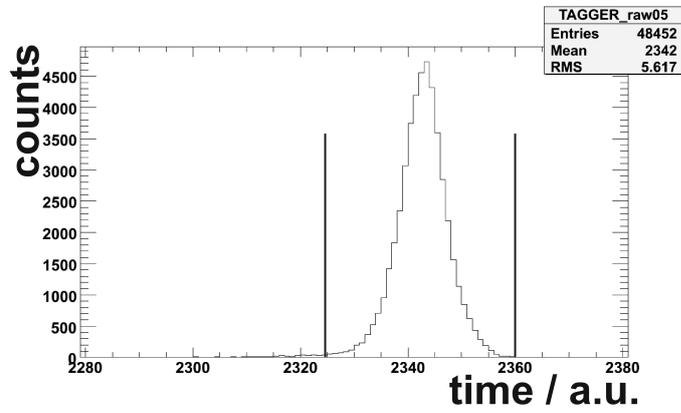


Abbildung 5.3: Taggerzeitspektrum vom Taggerkanal 5 für 1057,7 MeV Einschussenergie mit dem verwendeten Zeifenster.

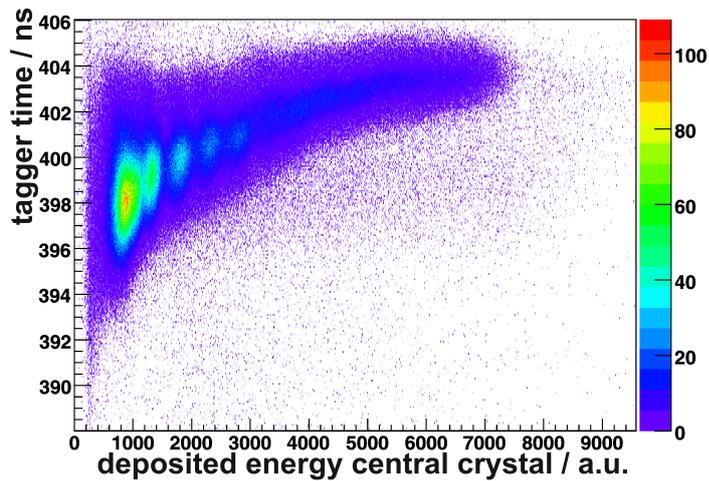
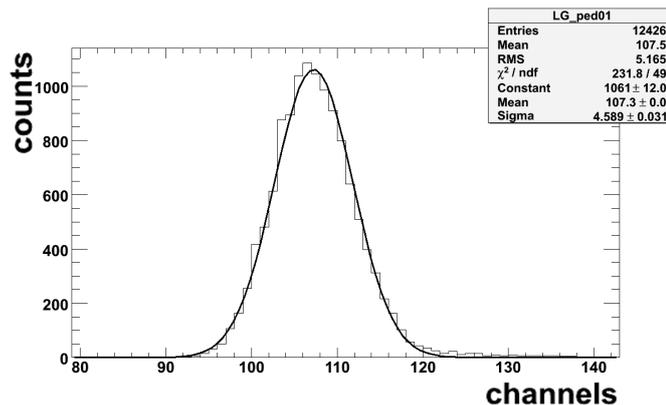


Abbildung 5.4: Timewalk Kristall 35.

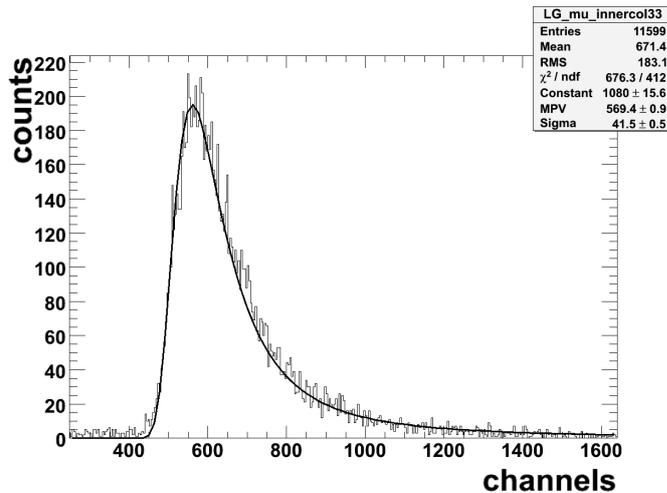
### 5.2 Energiekalibrierung

Um die Daten der Messung am MAMI auszuwerten zu können, muss zunächst eine relative Energiekalibrierung der einzelnen Detektoren im PROTO 60 erfolgen. Um die tatsächlich deponierte Energie zu bestimmen, ist eine absolute Eichung erforderlich. Jedes vom ADC digitalisierte Signal ist eine Überlagerung aus einem zufälligen Rauschanteil und dem eigentlichen Signal des Szintillationslichts des Kristalls. Durch Auslese des Rauschpegels mit Hilfe eines Testpulsers, der Gatesignale erzeugt, ist es möglich, das Rauschen der Elektronik und damit den energetischen Nullpunkt zu messen. Durch fitten des Pedestalpeaks mit der Gaußfunktion erhält man einen Mittelwert für den Rauschanteil. Dieser ist von dem im ADC digitalisierten Signalen abzuziehen. Die Peakpositionen  $ped_p$  aller Pedestals wurden aus der Messung mit hoher Testpulserate bestimmt. In der Abbildung 5.5 ist exemplarisch der gefittete Peak für Kristall 1 dargestellt. Die relative Kalibrierung ergibt sich aus der Normierung von Energiespek-



**Abbildung 5.5:** Gaußfit zur Bestimmung der Pedestalposition Kristall Nr. 1

tren, welche man durch Messen der kosmischen Strahlung erhält. Hierdurch bestimmt man den Energieverlust minimal ionisierender Teilchen. Diese Ereignisse wurden auch während dem Experiment durch eine Koinzidenz zwischen einem beliebigen Kristall aus der obersten und untersten Reihe des PROTO 60 selektiert. Die minimal ionisierende kosmische Strahlung deponiert pro Wegstrecke Detektormaterial eine im Mittel gleich bleibende Energie. Um die Variation der Wegstrecke durch den jeweiligen Kristall etwas einzuschränken wurden in der Analyse nur die Ereignisse betrachtet, bei denen alle übereinander liegenden Kristalle angesprochen haben. Hierzu wurden die Zeitinformationen der CFDs verwendet. Mathematisch lässt sich die Verteilung um den Mittelwert der deponierten Energie eines geladenen Teilchens mit der Landaufunktion beschreiben. In einer geschlossenen analytischen Form ergibt sich aus der Landaufunktion die Wahrscheinlichkeit  $P$  für die Differenz  $E - E_p$  vom Mittelwert der



**Abbildung 5.6:** Beispiel eines Energiespektrums der deponierter Energie durch kosmische Strahlung mit Landau-Fit

Energie  $E_p$  zu messen durch:

$$P(\lambda) = \sqrt{\frac{e^{-(\lambda+e^{-\lambda})}}{2\pi}}, \quad (5.1)$$

mit  $\lambda = R(E - E_p)$  und  $R$  einer Material abhängigen Variablen die hier als Fitparameter verwendet wurde [MOY55]. Mit Hilfe dieser Funktion wurden die Peakpositionen  $\mu_p$  der kosmischen Strahlung für jeden Kristall bestimmt (Abb.5.6). Durch

$$F = \frac{X}{\mu_p - ped_p} \quad (5.2)$$

erhält man den relativen Kalibrierungsfaktor um alle  $\mu_p$ 's auf Kanal X zu setzen. Angewandt auf die Daten mit  $X = 150$  und zur Überprüfung wieder mit der Landaufunktion gefittet ergibt sich die Abbildung 5.7. Die größte Abweichung des Peaks eines Kristalls vom Kanal 150 ausgehend beträgt 0,6 %, was akzeptabel ist. Die Energieeichung ergibt sich aus geometrischen Überlegungen, die in Abbildung 5.8 verdeutlicht sind. Die kosmische Strahlung deponiert im Mittel  $10,2 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$  [PDG08] im Bleiwolframat. Der PROTO 60 war so ausgerichtet, dass die obere Fläche vom Kristall 35 parallel zur Horizontalen lag. Daraus ergibt sich eine mittlere Wegstrecke für vertikal einfallende Myonen von 24,032 mm was 24,513 MeV entspricht. Aufgrund der geometrischen Form der Kristalle ergibt sich für jede Zeile im PROTO 60 eine leicht abweichende mittlere Wegstrecke für Myonen. Ausgehend von der horizontalen Projektion der oberen Fläche von Kristall 5 und der daraus konstruierten mittleren Wegstrecke erhält man eine deponierte Energie von etwa 24,58 MeV und somit einen um 0,27 % höheren Wert. Aufgrund der minimalen Abweichung wird dies in der Analyse vernachlässigt.

## Kapitel 5 Datenanalyse hochenergetischer Photonen



Abbildung 5.7: Überprüfung der Kalibration durch erneutes Fitten der Energieverteilung durch kosmische Strahlung

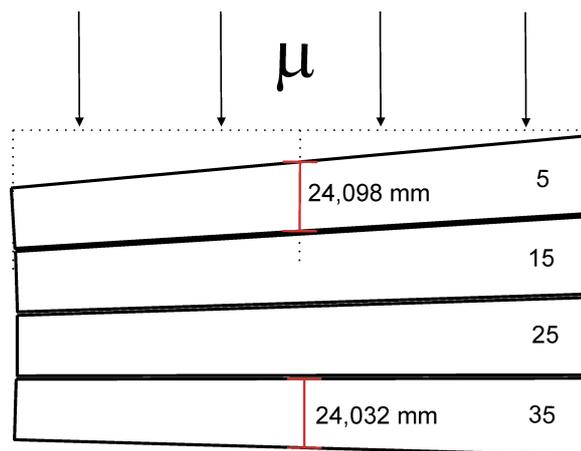
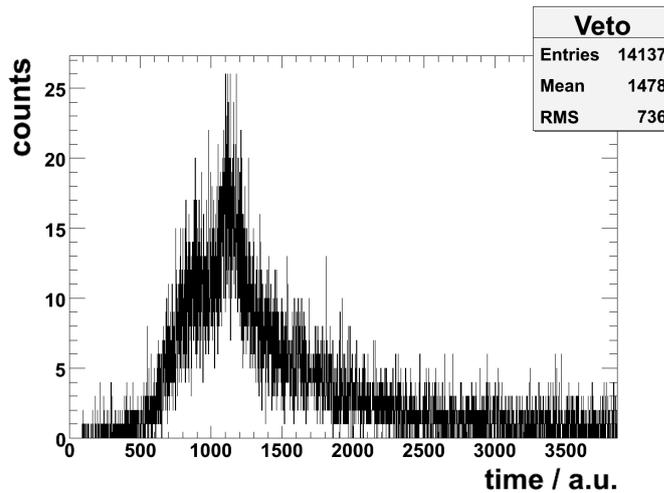


Abbildung 5.8: Maßstabsgetreue Vektorgrafik: Konstruktion der mittleren Kristallstrecken für Myonen.

## 5.3 Linienform

Aufgrund der Umgebungsluft zwischen Radiator und Detektor kann es zu Photonenkonversion kommen. Um diese Ereignisse zu verwerfen, bei denen geladene Teilchen auf den PROTO 60 treffen, wird in der Analysesoftware immer verlangt, dass der TDC vom Veto keinerlei Zeitinformation liefert und damit nicht koinzident angesprochen hat. Das Zeitspektrum des Veto-Detektors in Koinzidenz mit dem Detektor 35 ist in der Abbildung 5.9 dargestellt. Betrachtet man das Energiespektrum vom Rau-



**Abbildung 5.9:** Spektrum der Zeitdifferenz zwischen dem Veto - Detektor und dem Detektor 35 des PROTO 60.

schen nach der Kalibration an und fittet dieses mit einer Gaußfunktion (Abb.5.11) so erhält man ein  $\sigma_{E,\text{noise}}$  von etwa 0,25 MeV. Zum Rekonstruieren der Photonenenergie  $E$  wird die in den Kristallen deponierte Energie  $E_i$  für jedes Ereignis summiert ( $E = \sum E_i$ ). Aufgrund einer unvollständigen Deposition der Photonenenergie erwartet man, dass die Energiespektren keine symmetrische Gauß-Form besitzen. Mögliche Ursachen dafür sind, dass ein Teil der Energie aus dem aktiven Volumen heraus streut oder im toten Material zwischen den Kristallen absorbiert wurde. Um die Energiepeaks dennoch zu parametrisieren wurde die Novosibirsk-Funktion verwendet.

$$f(E) = Ae^{-0,5\ln^2[1+\Lambda\tau\cdot(E-E_0)]/\tau^2+\tau^2} \quad (5.3)$$

Mit

$$\Lambda = \frac{\sinh(\tau\sqrt{\ln 4})}{\sigma\tau\sqrt{\ln 4}}, \quad (5.4)$$

$$\sigma = \frac{FWHM^1}{2,36}, \quad (5.5)$$

## Kapitel 5 Datenanalyse hochenergetischer Photonen

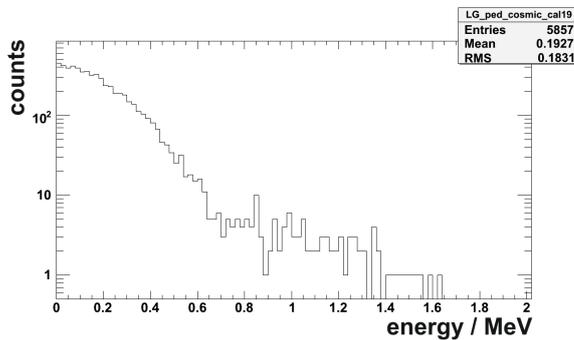


Abbildung 5.10: Energiespektrum des Rauschens in logarithmischer Darstellung

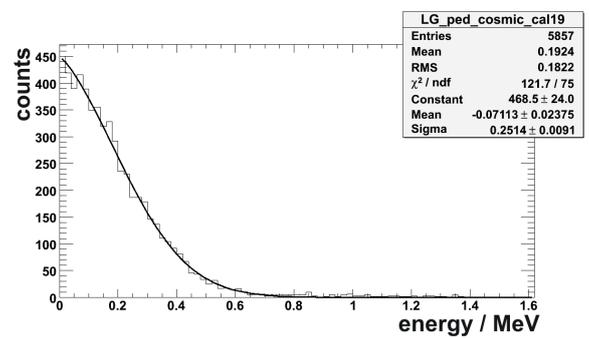


Abbildung 5.11: Energiespektrum des Rauschens mit Gauß gefittet zur Bestimmung von  $\sigma(E,noise)$

$E_0$  der Peakposition, und  $\tau$  als Parameter für die asymmetrische Flanke. Für  $\tau \rightarrow 0$  ergibt sich eine gaußförmige Kurve. Ein Fit mit dieser Funktion über einen Energiesummenpeak ist in der Abbildung 5.12 exemplarisch zu sehen. Da man keine Trigge-

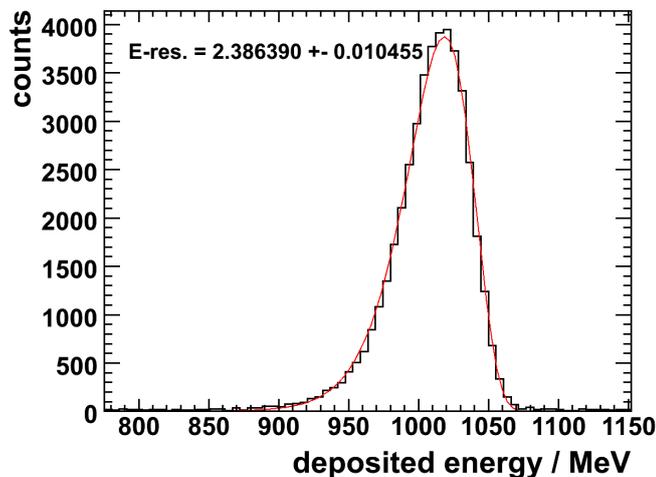
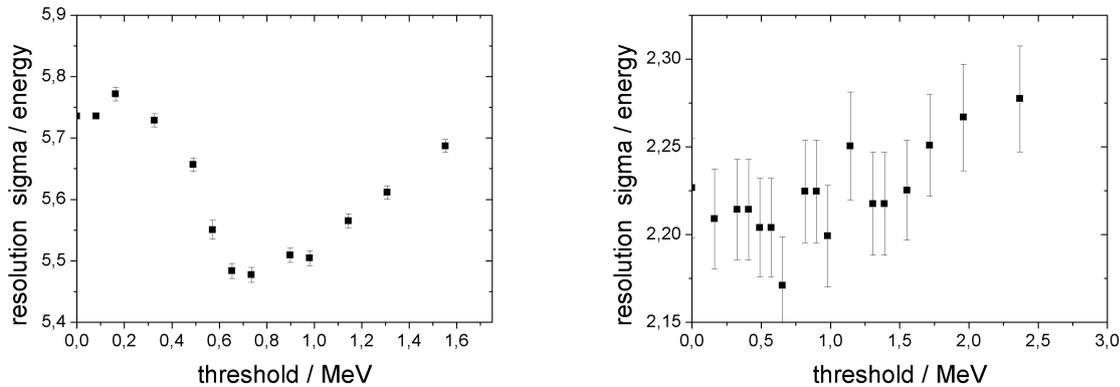


Abbildung 5.12: PROTO 60 Energiesummenpeak für 1057,7 MeV Photonen mit der Novosibirskfunktion gefittet.

Information für jedes ansprechende Modul hatte und alle Energiesignale mit einem „Common-Gate“ ausgelesen wurden, muss eine Trennung zwischen Rauschen und Detektorsignal definiert werden. Der Einfluss der Schwelle auf die Energieauflösung des PROTO 60 wurde im Detail in Abbildung 5.13 betrachtet. Überprüft wurde das Ver-

<sup>1</sup>FWHM = Full Width at Half Maximum

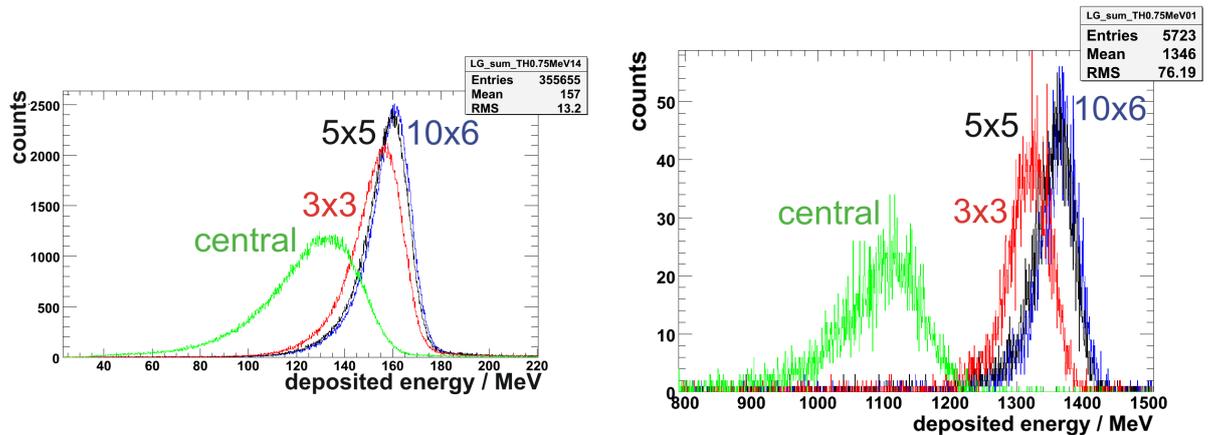


**Abbildung 5.13:** Bestimmung der optimalen Schwelle. Links: 158,31 MeV, Rechts: 1441,06 MeV

halten für die Summierung der Energie über die vollständige  $6 \times 10$  Matrix. Bei der höchsten Energie lässt sich kein optimaler Wert für die Schwelle erkennen. Jedoch verschlechtert sich die Auflösung mit zunehmender Schwelle oberhalb von 1 MeV. Bei der niedrigsten Energie erkennt man ebenfalls dieses Verhalten. Jedoch zeigt sich, dass in dem Bereich zwischen 0,6 MeV und 0,8 MeV die optimale Schwelle liegt. Für noch kleinere Schwellen wird die Auflösung wieder schlechter. Die im TDR geforderte Schwelle von  $3\sigma_{E,noise}$ , dessen Wert bei dieser Messung zu 0,75 MeV bestimmt wurde, liegt in diesem Bereich. Das Ergebnis, mit einer Schwelle von 0,75 MeV, für die kleinste und größte Photonenenergie ist in der Abbildung 5.14 zu sehen.

Photonen von 1057,7 MeV deponieren im zentralen Kristall gemessene 78 % ihrer Energie (Abb.5.15), in die unmittelbar angrenzenden 14,4 % und in den zweiten Ring noch etwa 2 %. In der Abbildung 5.16 wurde das Verhältnis  $E9/E25$  der deponierten Energie innerhalb der  $3 \times 3$  Matrix zu der deponierten Energie in der  $5 \times 5$  Matrix für alle Taggerkanäle gezeichnet. Beim BELLE Kalorimeter setzt man eine Schwelle für  $E9/E25$  von 0,9 um  $\gamma$  Konversionen zu erkennen. Aufgrund des Öffnungswinkel von  $e^+e^-$  Paaren die bei der  $\gamma$  Konversion entstehen, wird mehr Energie in den äußeren Kristallen deponiert. BELLE benutzt  $\text{CsI(Ti)}^2$  Kristalle mit einer durchschnittlichen Querschnittsfläche von  $6 \times 6 \text{ cm}^2$ . Aufgrund der kleineren Querschnittsfläche der Kristalle im PROTO 60 wird von den  $e^+e^-$  Paaren mehr Energie in äußere Kristalle deponiert, woraus sich eine kleinere Schwelle für das Verhältnis  $E9/E25$  ergibt. Jedoch sind schon die wenigen Ereignisse die unter der Schwelle von 0,9 liegen vernachlässigbar. Die genaue Betrachtung der deponierten Energie im zentralen Kristall und im gesamten PROTO 60 für alle gemessene Energien kann man im Kapitel 5.4.1 finden. Es zeigte sich außerdem, dass man selbst für die kleinste gemessene Energie von 158,31 MeV noch über eine zentrale  $5 \times 5$  Matrix hinaus eine geringe Menge deponierter

<sup>2</sup>CsI(Ti) = Cäsiumjodid, Thallium dotiert



**Abbildung 5.14:** Ansprechverhalten auf Photonen für verschiedene PROTO 60 Untereinheiten. Links: 158,31 MeV, Rechts: 1441,06 MeV.

Energie erhält. Die deponierte Energie für 158,31 MeV Photonen jenseits der 5x5 Matrix lässt sich nicht genau bestimmen, da diese exponentiell bis zur Schwelle ansteigend verläuft. Der Mittelwert der Energie oberhalb der Schwelle beträgt jedoch 2,44 MeV. Für 1441,06 MeV Photonen war es möglich die deponierte Energie ausserhalb der 5x5 Matrix zu bestimmen. Durch einen Fit mit der Novosibirskfunktion ergibt sich für das Maximum 4,27 MeV. Der Mittelwert oberhalb der Schwelle beträgt 7,48 MeV. Die zugehörigen Spektren sind in der Abbildung 5.17 zu finden.

## 5.4 Ergebnisse

### 5.4.1 Überprüfung auf Linearität

Bei einem Kalorimeter sollte idealerweise das Ansprechverhalten linear zur Einschussenergie verlaufen, damit man zuverlässige Energiemessungen durchführen kann. Gründe für die Nichtlinearität sind zum Beispiel ein in die Sättigung gehender Vorverstärker oder Inhomogenitäten im Szintillationsmaterial. Zum Überprüfen der Linearität wurde die Strahlenergie gegen die deponierte Energie aufgetragen. In Abbildung 5.18 erkennt man, dass es keine signifikanten Abweichungen von einem linearen Fit gibt. Das LAAPD Signal vom zentralen Kristall ist deutlich größer. Sättigungseffekte sollten sich vorrangig bei diesem Detektor zeigen. Aus diesem Grund wurde ebenfalls die im zentralen Kristall deponierte Energie gegen die Strahlenergie aufgetragen. Auch hier zeigen sich keinerlei nichtlineare Effekte. Generell entnimmt man den Fitparametern, dass insgesamt 94,8 % der Strahlenergie in der gesamten Detektormatrix, und im zentralen Kristall 77,2 % deponiert wurden. Diese Werte setzten Vorraus, dass

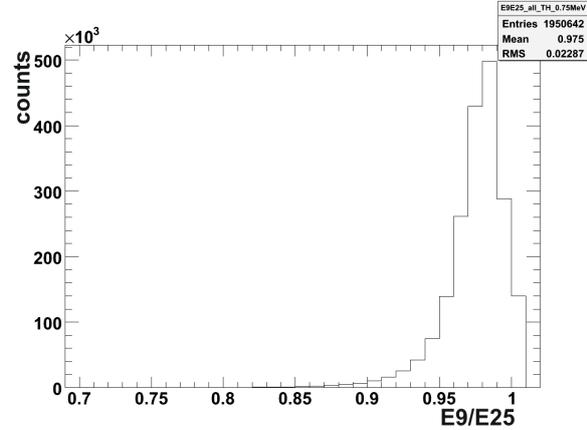
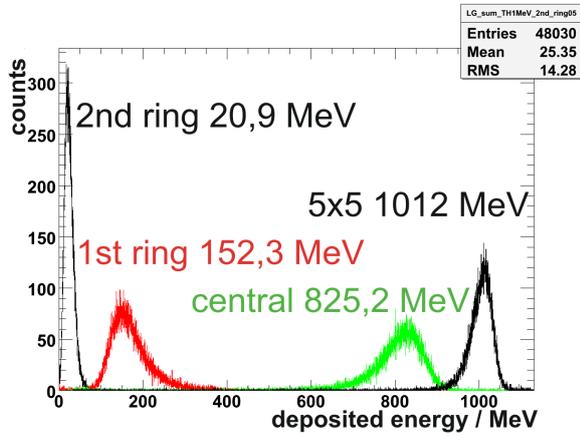


Abbildung 5.15: Linienform für 1057,7 MeV Photonen für verschiedene Detektoruntereinheiten und der jeweils darin deponierten Energie.

Abbildung 5.16: Verhältnis der deponierten Energie in einer 3x3 Matrix zu einer 5x5 Matrix

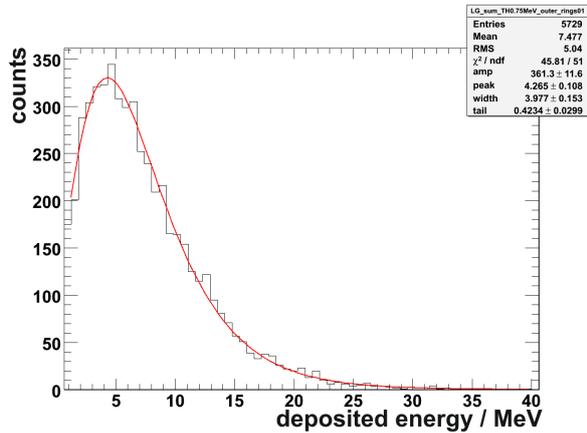
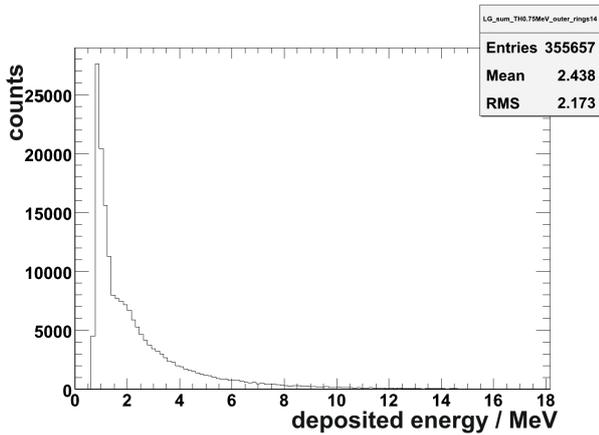


Abbildung 5.17: Deponierte Energie ausserhalb der 5x5 Matrix. Links: für 158,31 MeV Photonen, rechts: für 1441,06 MeV Photonen.

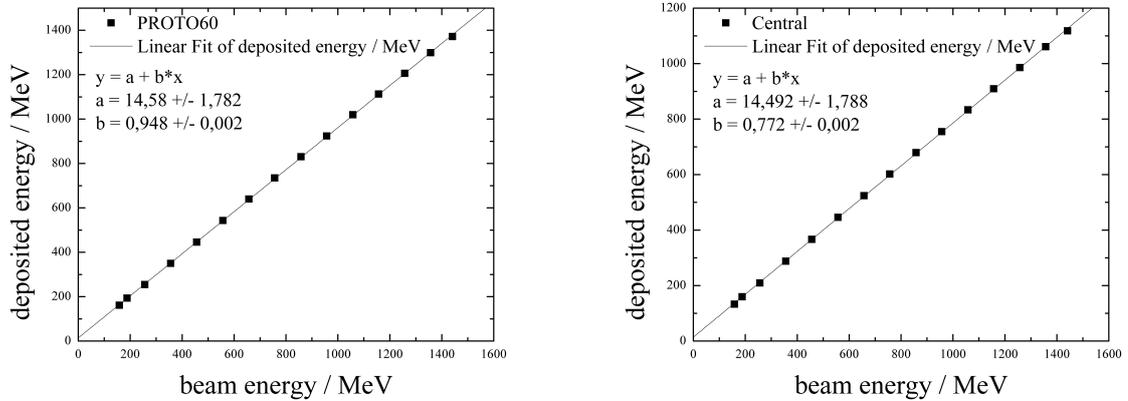


Abbildung 5.18: Überprüfung auf lineares Ansprechverhalten

die Annahme über die Energiedeposition der kosmischen Strahlung für die absolute Kalibration korrekt ist.

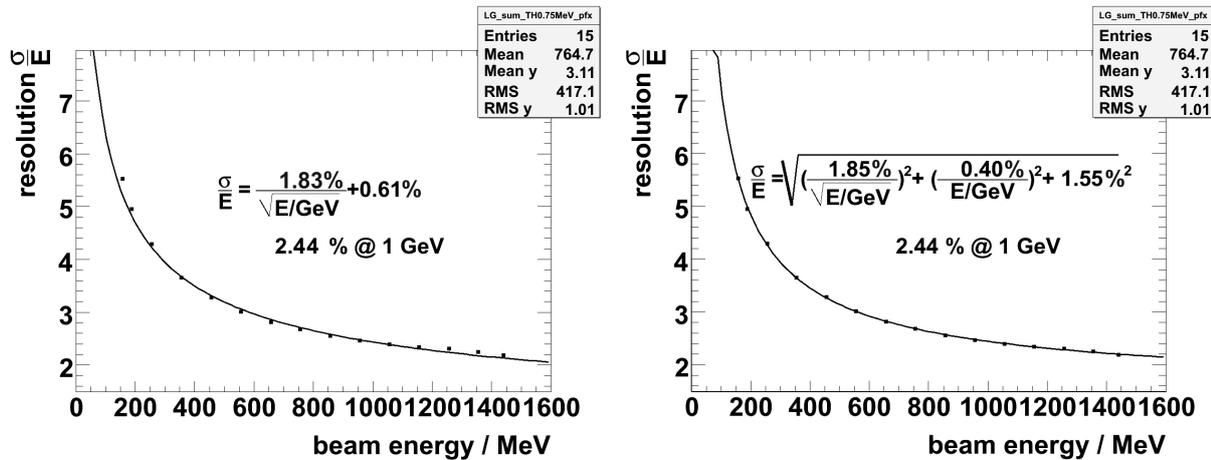
### 5.4.2 Energieauflösung

Während der Analyse stellte sich heraus, dass die Ergebnisse für die Auflösung deutlich vom Binning abhängig sind. Das optimale Binning für eine Gaußverteilung beträgt 5 Bins innerhalb der Breite  $FWHM$ , bzw. 14 Bins zur Darstellung der vollständigen Verteilung [KNU06]. Daran angelehnt und unter Berücksichtigung der flach abfallenden niederenergetischen Flanken der Energiepeaks sowie der komplexeren Fitfunktion wurde das Binning individuell und iterativ für jede Energie so gewählt, dass man innerhalb der Breite  $FWHM$  nach dem Fit 10 Bins erhält. Betrachtet man alle gemessenen Energien bei einer Schwelle von 0,75 MeV, so lässt sich die Auflösung für die 6x10 Matrix im PROTO 60, angelehnt an den TDR durch:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1,83\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0,61\% \quad (5.6)$$

parametrisieren (Abb.5.19 links). Bei dieser Parametrisierung vernachlässigt man das Rauschen der Ausselelektronik. Das Rauschen verschlechtert die Auflösung proportional zu  $\frac{1}{E}$ . In der Abbildung 5.19 (rechts) findet man zum Vergleich die allgemeine Parametrisierung aus Kapitel 3.2.5:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,85\%}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,4\%}{E/GeV}\right)^2 + (1,55\%)^2} \quad (5.7)$$



**Abbildung 5.19:** PROTO 60 Ansprechfunktionen bei einer Schwelle von 0,75 MeV mit einer Parametrisierung wie sie im TDR verwendet wird (links), sowie der allgemeinen Parametrisierung (rechts).

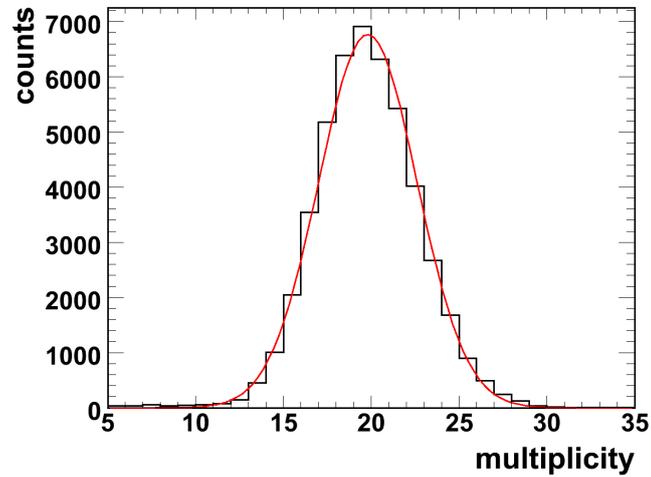
Es ist zu erkennen, dass die allgemeine Parametrisierung den Verlauf der Messergebnisse besser wiedergibt. Man erreicht bei 1 GeV eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma(E)}{E} = 2,44 \%$ .

### 5.4.3 Multiplizitäten

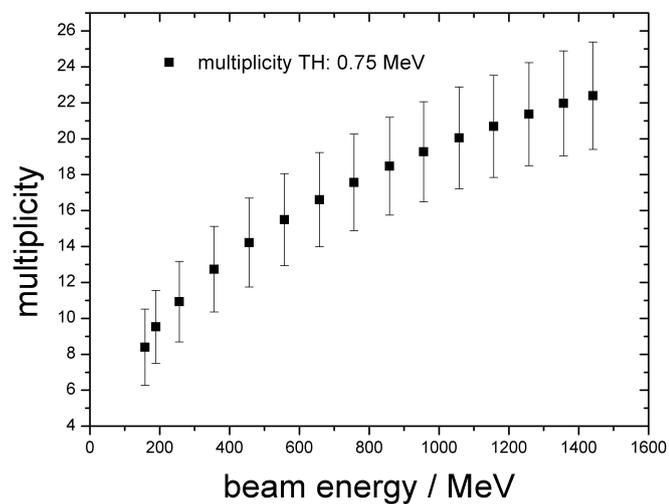
Zählt man alle Kristalle, in denen die deponierte Energie über der jeweiligen Schwelle lag, so erhält man die Multiplizität und somit die Anzahl der Kristalle, deren Energie aufsummiert wird. Dieser Wert in Abhängigkeit von der Photonenenergie sowie der Schwelle unterliegt statistischen Schwankungen. Die Mittelwerte wurden anhand von Gaußfits bestimmt (Abb.5.20). Die Übersicht der Werte in Abhängigkeit der Energie enthält die Abbildung 5.21. Hier zeigt sich, dass im Mittel bei der höchsten Energie von 1441,06 MeV in nahezu 23 Kristallen mehr als 0,75 MeV deponiert wird. Bei 1 GeV sprechen 20 Kristalle an und bei der niedrigsten Energie von 158 MeV verteilt sich die Energie im Mittel auf noch 9 Kristalle.

### 5.4.4 Cluster

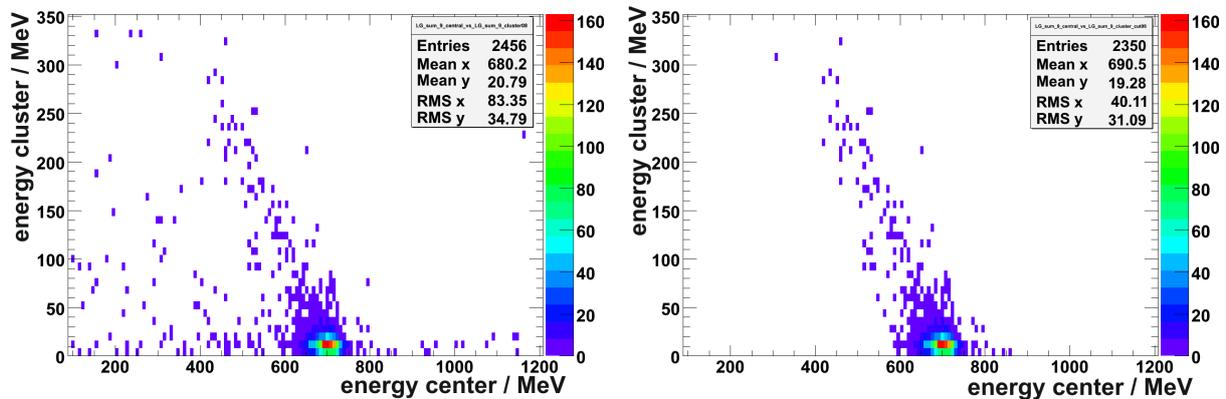
Sogenannte Neben-Cluster oder Side-Splashes sind Ereignisse, bei denen ein lokales Maximum der Energiedeposition in der Kristallmatrix neben dem Maximum am Auftreffort des auslösenden Photons gemessen wird. In der späteren Analyse von Daten, gewonnen mit dem PANDA Kalorimeter, können solche Ereignisse fälschlicherweise als zwei auftreffende Photonen interpretiert werden. Nach diesen Ereignissen wurde beim



**Abbildung 5.20:** Gaußfit zur Bestimmung der Multiplizität bei 1057,7 MeV und mit einer Energieschwelle von 0,75 MeV pro Detektor.



**Abbildung 5.21:** Multiplizität in Abhängigkeit der Photonenenergie bei einer Energieschwelle von 0,75 MeV pro Detektor. Der Fehlerbalken entspricht dem  $\sigma$  der Gaußverteilung.



**Abbildung 5.22:** Clusterereignisse bei 756,6 MeV. Links: Clusterenergie aufgetragen gegen die in der zentralen 3x3 Matrix deponierte Energie, rechts: Fenster auf Energieerhaltung.

PROTO 60 außerhalb der zentralen 3x3 Matrix gesucht. Die Abfrage nach Clusterereignissen erfolgte in der Form, dass in einem Kristall mindestens die doppelte Energie deponiert werden muß als in jedem individuellen unmittelbar angrenzenden Kristall. Sollte dies zutreffen, so wurde die deponierte Energie innerhalb der angrenzenden Kristalle einschließlich des zugehörigen zentralen Kristalls aufsummiert. Das Ergebnis dieser Suche für eine exemplarische Einschussenergie von 756,6 MeV zeigt die Abbildung 5.22 links. Hier wurde die Energie der Cluster-Matrix gegen die 3x3 Matrix des Strahlauffreffortes aufgetragen. Aufgrund der Energieerhaltung ist zu erwarten, dass ein Clusterereignis eine entsprechend geringere Energiedeposition in der 3x3 Matrix am Strahlauffreffort zur Folge haben muss. Daraus ergibt sich ein Fenster zuzüglich einer Toleranz wie es in der Abbildung 5.22 rechts zu sehen ist. Teilt man nun für jede der 15 ausgewählten Taggerenergien die Anzahl der Taggerereignisse (Abb.5.23) durch die Anzahl der Clusterereignisse so erhält man deren Wahrscheinlichkeiten von etwa 3 % (Abb.5.24). Betrachtet man den Entstehungsort der Cluster, so zeigt sich ein Zusammenhang zwischen der Strahlenergie und dem Abstand vom Auftreffort des Strahls. Je höher die Energie der auftreffenden Photonen war, umso wahrscheinlicher wurde ein Clusterereignis in den äußeren Kristallen im PROTO 60. In der Abbildung 5.25 wird dies veranschaulicht. Hier wurden die Clusterereignisse in einer 10x6 Matrix entsprechend ihrem Entstehungsort aufaddiert.

## Kapitel 5 Datenanalyse hochenergetischer Photonen

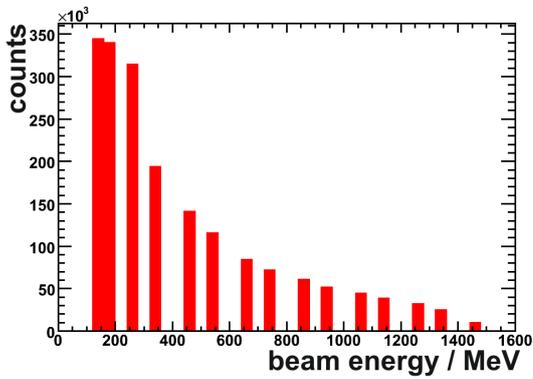


Abbildung 5.23: Anzahl der Taggerereignisse gegen die zugehörige Photonenenergie.

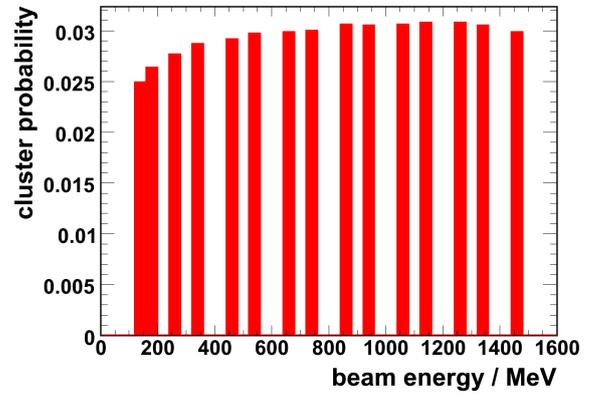


Abbildung 5.24: Wahrscheinlichkeit der Clusterereignisse.

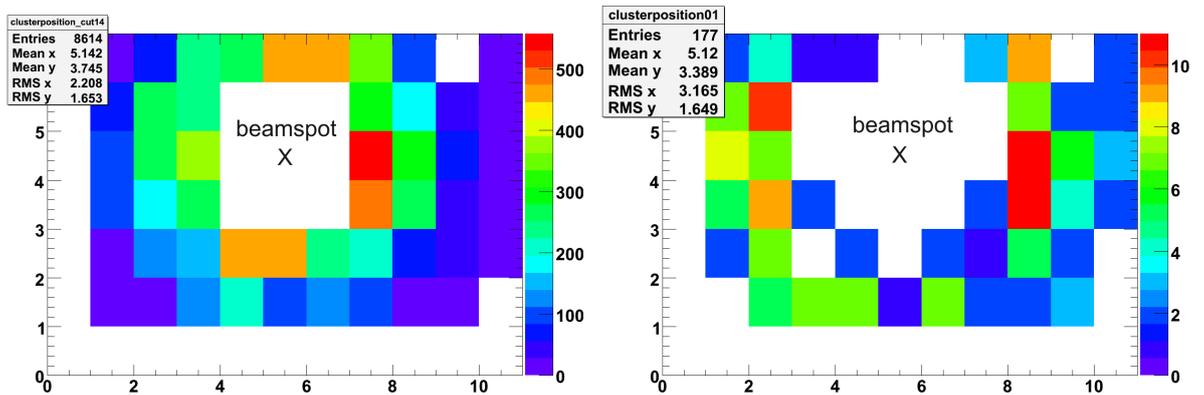


Abbildung 5.25: Positionen der Clusterereignisse. Links: 158,31 MeV, rechts: 1441,06 MeV

# Kapitel 6

## Diskussion und Ausblick

### 6.1 Diskussion

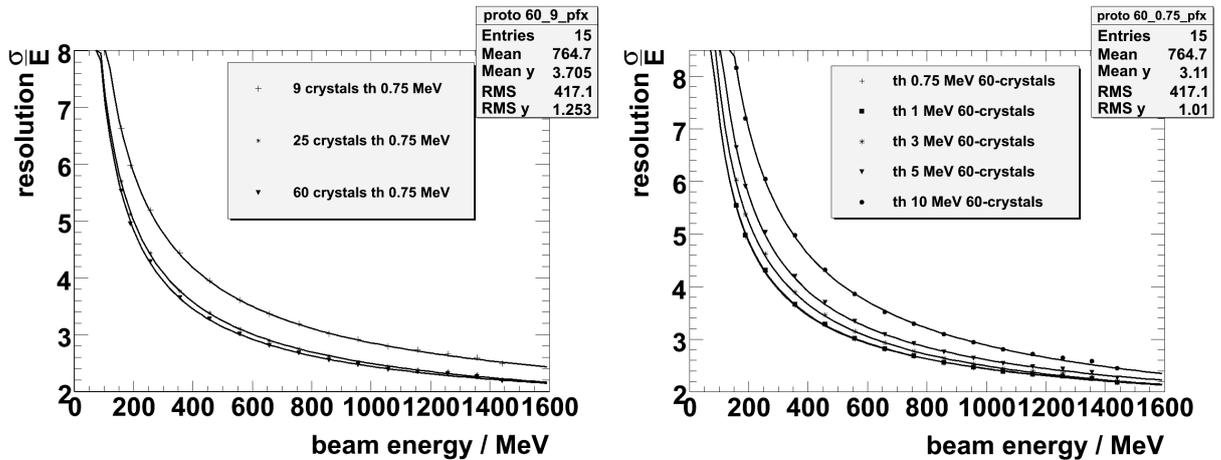
Es wurden technische Details des Detektors über einen längeren Zeitraum iterativ modifiziert und verbessert. Nach all diesen Veränderungen konnte gezeigt werden, dass ein stabiler Betrieb über Wochen möglich ist. Dies bedeutet u.a. dass die Temperatur im Detektor sowie die Verstärkung konstant bleiben. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde erstmals das Ansprechverhalten pyramidenstumpfförmiger Kristalle auf hoch energetische Photonen getestet. Die Auslese des Szintillationslichtes erfolgte jeweils mit einer LAAPD und einem Vorverstärker Prototypen. Ebenfalls zum ersten mal wurde das Ansprechverhalten auf Photonen von PWO-II auf einen dynamischen Bereich bis hoch zu 1,4 GeV getestet. Die erzielten Ergebnisse stellen lediglich eine obere Grenze für das PANDA Kalorimeter dar. Die Auslese der Kristalle wird später mit 2 LAAPDs sowie einer optimierten Elektronik, unter anderem mit Flash - ADCs, erfolgen. Aufgrund des zu kleinen dynamischen Bereichs der verwendeten Elektronik mussten die Detektoren in ihrem dynamischen Bereich angepasst werden, um dennoch möglichst optimale Ergebnisse zu erzielen. Es konnte gezeigt werden, dass dieser Detektorprototyp prinzipiell funktioniert und linear auf Photonen anspricht. Die geforderten Spezifikationen für den Betrieb des PANDA Kalorimeters wurden erfüllt. Man erreichte bei 1 GeV eine Energieauflösung von  $\sigma(E)/E = 2,44\%$ . Insgesamt ergab sich ein Ansprechverhalten von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,85\%}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,4\%}{E/GeV}\right)^2 + (1,55\%)^2}$$

Unter Vernachlässigung des Rauschtermes und in Anlehnung an den Technical Design Report erhält man für die Auflösung:

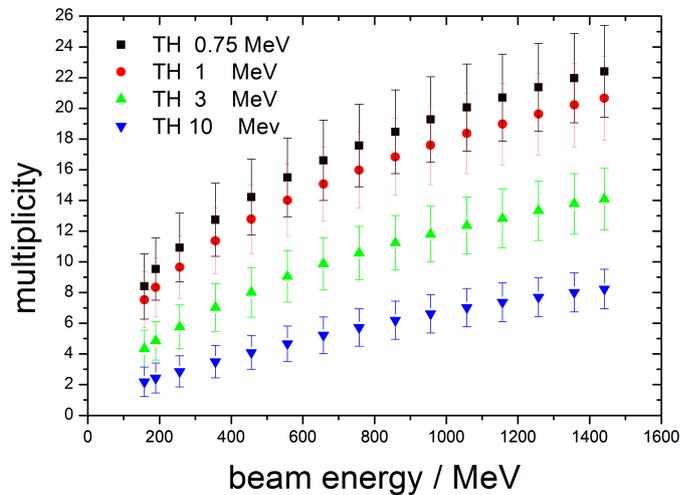
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1,83\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0,61\%.$$

## Kapitel 6 Diskussion und Ausblick



**Abbildung 6.1:** Ansprechverhalten für verschiedene Matrixgrößen (links), sowie der Energieschwelleneinfluss auf eine 6x10 Matrix.

Diese Funktion gibt allerdings den Verlauf der Auflösungen nicht exakt wieder. Es konnte gezeigt werden, dass man über eine 5x5 Matrix hinaus noch einen geringfügigen Beitrag zur Energieauflösung gewinnt (Abb.6.1, links). Eine optimale Energieschwelle für das einzelne Matrixelement ergab sich bei  $3\sigma$  des Rauschens. Durch größere Schwellen verschlechterte man die Auflösung (Abb.6.1, rechts). Vor allem bei niedrigeren Photonenenergien verschlechterte sich ebenfalls die Auflösung, wenn man die Energieschwellen kleiner als  $3\sigma$  des Rauschens setzte. Hierdurch addierte man zusätzliche Rauschanteile. Betrachtet man 1 GeV Photonen, sprachen bei der niedrigsten Schwelle, von 0,75 MeV, 20 Detektoren an und bei einer 10 MeV Schwelle nur noch 7 (Abb.6.2). Der stochastische Term und der Rauschterm der Auflösung verschlechterten sich tendenziell mit steigender Schwelle. Aus der kleiner werdenden Photonenstatistik ergibt sich unmittelbar eine Vergrößerung des stochastischen Termes. Die Interpretation des Rauschtermverhalten basiert lediglich auf Vermutungen. Das digitalisierte Signal der Elektronik ist eine Überlagerung vom Rauschen und dem Messsignal. Der Rauschanteil unterliegt statistischen Schwankungen. Je weniger Kristalle ausgelesen werden umso größer wird der Einfluss dieser Schwankungen. Einen Überblick der Ergebnisse gibt die Tabelle 6.1. Der relativ große konstante Term wird durch systematische Fehler oder Eichfehler beeinflusst. Die Kalibrierung der Detektormodule erfolgte lediglich mit kosmischer Strahlung. Aufgrund des großen Verhältnisses von Strahlenergie zur Kalibrierungsenergie ergeben sich Ungenauigkeiten in der Eichung. Effekte aufgrund der Kristall- und Detektorgeometrie wurden vernachlässigt. Zusammen ergibt dies einen Fehler auf Prozentniveau. Die Zeitinformationen der Kristalle konnten nur bedingt verwendet werden. Die Schwellen der CFDs konnten nicht kontinuierlich und somit nicht sensitiv genug eingestellt werden. Sie lagen entweder im Bereich von einigen MeV oder bereits im Rauschen. Dennoch erreichte man die für das PANDA Kalorimeter erforderliche hohe Auflösung. Vergleichbare Kalorimeter, wie sie



**Abbildung 6.2:** Multiplizitäten für verschiedene Energieschwellen aufgetragen gegen die Energie der Photonen. Der Fehlerbalken entspricht dem  $\sigma$  der jeweiligen Gaußverteilung.

bei ALICE oder CMS verwendet werden, besitzen deutlich schlechtere Auflösungen. So erreicht man bei ALICE etwa  $\sigma(E)/E = 6\%$  und bei CMS  $\sigma(E)/E > 10\%$  für 1 GeV Photonen.

## 6.2 Ausblick

In einer ersten Messung mit Sampling - ADCs, welche direkt im Anschluss an die Messungen für diese Diplomarbeit durchgeführt wurde, war es möglich, die Auflösung des PROTO 60 nochmals zu verbessern. Durch Auslesen von 16 Kristallen erreichte man:  $\sigma(E)/E = 1,5 \text{ \%}/\sqrt{E/GeV} \oplus 0,67 \text{ \%}$ . Dies entspricht 2,17 % für 1 GeV Photonen. Die Auflösung konnte gegenüber den Peak - Sensing - ADCs verbessert werden, indem z.B. nur bestimmte Anteile der elektronischen Signale zur Analyse verwendet wurden. Ferner lässt sich der Rauschanteil im Signal genauer und vor allem für jedes Ereignis individuell bestimmen.

Momentan wird die mechanische Konstruktion modifiziert, um einen zusätzlichen energetisch größeren Eichpunkt zu erhalten. So wie es später auch für das PANDA Kalorimeter geplant ist, sollen die Kristalle senkrecht gestellt werden können. Hierdurch ergibt sich eine Eichreferenz durch Energieverlust längs der vollen 20 cm, was einer Energiedeposition von 204 MeV entspricht. Innerhalb der nächsten Schritte wird die kommende Generation von Prototypentests mit 2 LAAPDs erfolgen. Grundsätzlich werden Sampling - ADCs zum Einsatz kommen. Parallel dazu werden erste Proto-

## Kapitel 6 Diskussion und Ausblick

---

typen von ASICS Vorverstärkern mit der Auslese von PANDA Kristallen getestet.

Matrix	TH/MeV	$\frac{\sigma(E)}{E}$ / %	$\frac{\sigma(E)}{E}$ @ 1 GeV / %
3x3	0,75	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,40}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,35}{E/GeV}\right)^2 + 1,50^2}$	2,86
	1	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,41}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,36}{E/GeV}\right)^2 + 1,50^2}$	2,87
	3	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,43}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,43}{E/GeV}\right)^2 + 1,50^2}$	2,88
	5	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,44}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,55}{E/GeV}\right)^2 + 1,51^2}$	2,92
	10	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,66}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,78}{E/GeV}\right)^2 + 1,31^2}$	3,07
5x5	0,75	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,98}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,37}{E/GeV}\right)^2 + 1,48^2}$	2,49
	1	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,88}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,45}{E/GeV}\right)^2 + 1,57^2}$	2,49
	3	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,20}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,17}{E/GeV}\right)^2 + 1,31^2}$	2,56
	5	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,17}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,58}{E/GeV}\right)^2 + 1,40^2}$	2,65
	10	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,38}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,90}{E/GeV}\right)^2 + 1,39^2}$	2,90
6x10	0,75	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,85}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,4}{E/GeV}\right)^2 + 1,55^2}$	2,44
	1	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{1,88}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,39}{E/GeV}\right)^2 + 1,51^2}$	2,44
	3	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,03}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,44}{E/GeV}\right)^2 + 1,38^2}$	2,50
	5	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,11}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,59}{E/GeV}\right)^2 + 1,42^2}$	2,61
	10	$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{2,57}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + \left(\frac{0,77}{E/GeV}\right)^2 + 1,07^2}$	2,89

**Tabelle 6.1:** Energieauflösung des PROTO 60 für verschiedene Untereinheiten und Schwelleneinstellungen.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Gegenwärtige GSI Anlagen zusammen mit dem geplanten FAIR Projekt.	4
1.2	Schematische Ansicht auf das Zentralspektrometer (links) und das Vorwärtsspektrometer (rechts).	5
1.3	Schematischer Aufbau des Kalorimeters, ohne Rückwärtsendkappe.	6
1.4	Simulation mit Antiprotonen um die Photoneneraten zu ermitteln. Links: Raten für das Forward-Endcap, rechts für das Barrel.	6
1.5	Hauptzerfallskanäle des $X(1^{-+})$ .	7
1.6	Vergleich der Auflösungen für 3 verschiedene Schwellen anhand von Simulationen.	8
1.7	Typisches Transmissions- und Szintillationsspektrum (gestrichelte Kurve) von Bleiwolframat	11
2.1	Kristallgeometrien zum Aufbau des Kalorimeters.	14
2.2	Experimentaufbau zur Messung der Lumineszenzausbeute und Abklingzeit.	14
2.3	Blockschaltbild des Aufbaus zur Messung der Lumineszenzausbeute und Abklingzeit	15
2.4	Niedrigste Lumineszenzausbeute, gemessen bei Kristall Nummer 01.	16
2.5	Größte Lumineszenzausbeute, gemessen bei Kristall Nummer 05.	16
2.6	Lumineszenzausbeute bei 18°C.	16
2.7	Abklingzeit bei 18°C.	17
2.8	Verhältnis der Lumineszenzausbeute von -25°C zu 25°C.	17
2.9	Lumineszenzausbeute bei -25°C.	18
2.10	Korrelation zwischen der Lumineszenzausbeute bei der größten gemessenen Temperaturdifferenz von -25°C zu +25°C.	18
2.11	Schema des verwendeten Spektrometers zur Bestimmung der Transmission.	19
2.12	Optische Transmission entlang der vollen Kristalllänge von 200 mm, Kristalle 1-10.	20
2.13	Optische Transmission entlang der vollen Kristalllänge von 200 mm, Kristalle 12-16.	20
2.14	Optische Transmission entlang der vollen Kristalllänge von 200 mm, Kristalle 22-25.	21

## Abbildungsverzeichnis

---

2.15	Verteilung der Transmission gemessen entlang der vollen Länge von 200 mm bei einer Wellenlänge von 360 nm. . . . .	21
2.16	Verteilung der Transmission gemessen entlang der vollen Länge von 200 mm bei einer Wellenlänge von 420 nm. . . . .	22
2.17	Verteilung der Transmission gemessen entlang der vollen Länge von 200 mm bei einer Wellenlänge von 620 nm. . . . .	22
2.18	Messung der Transmissionshomogenität eines SICCAS Kristalls an verschiedenen Positionen entlang des Kristalls. . . . .	23
2.19	Veränderung der Absorptionskoeffizienten durch Bestrahlung, Kristalle 1 bis 10. . . . .	24
2.20	Veränderung der Absorptionskoeffizienten durch Bestrahlung, Kristalle 12 bis 21. . . . .	24
2.21	Veränderung der Absorptionskoeffizienten durch Bestrahlung, Kristalle 22 bis 25. . . . .	25
2.22	Verteilung von $\Delta k$ . Für die Wellenlänge 420 nm und einer Dosis von 30 Gy. . . . .	26
3.1	5x5 PWO Matrix mit Photomultiplier im Kühlkontainer. . . . .	28
3.2	Kühlkontainer mit Schläuchen zur Kühlmaschine. . . . .	28
3.3	Ansprechverhalten des zentralen Detektors auf 8 verschiedene Energien bei 2 verschiedenen Temperaturen. . . . .	28
3.4	Vergleich der Energieauflösung von einer 3x3 PWO-II Matrix bei +10°C und -25°C mit Photomultiplier. . . . .	28
3.5	Technische Zeichnung vom PROTO 60 in der Querschnittsansicht. . . . .	30
3.6	Vierergruppe von Kristallen mit Reflektormaterial und LAAPDs für den PROTO 60. . . . .	31
3.7	Verformungstest von Kohlefaser Alveolen. . . . .	31
3.8	Rückansicht des geöffneten PROTO 60. . . . .	32
3.9	Explosionszeichnung von einem Ausschnitt aus dem Barrel. . . . .	32
3.10	Rückansicht des zusammengesetzten PROTO 60 mit montierten Lichtwellenleiter . . . . .	33
3.11	Nummerrierung der Kristalle im PROTO 60 aus der Strahlperspektive. . . . .	34
3.12	Schema einer APD . . . . .	35
3.13	Verstärkung einer LAAPD in Abhängigkeit der Spannung bei verschiedenen Temperaturen. . . . .	36
3.14	Schmeatischer Aufbau der Ausleseelektronik . . . . .	40
4.1	Der Elektronenbeschleuniger MAMI mit dem Elektroneninjektor und den drei Mikrotrons. . . . .	44
4.2	Schematische Zeichnung des harmonischen doppelseitigen Mikrotrons. . . . .	44
4.3	Schema des Tagger-Spektrometers. . . . .	45
4.4	Experimentaufbau am Beschleuniger. . . . .	46

4.5	Skizze zur Bestimmung des Strahldurchmessers . . . . .	46
4.6	Ansicht des Experimentaufbaus aus Strahlperspektive. . . . .	47
5.1	Rohdaten für alle 60 Kristalle. . . . .	50
5.2	Rohdaten von Kristall 35 (links). Durch Koinzidenz mit jeweils einem Taggerkanal in der Analyse separierte Einschussenergien gemessen im Kristall 35 (rechts). . . . .	50
5.3	Taggerzeitspektrum vom Taggerkanal 5 für 1057,7 MeV Einschussenergie mit dem verwendeten Zeifenster. . . . .	51
5.4	Timewalk Kristall 35. . . . .	51
5.5	Gaußfit zur Bestimmung der Pedestalposition Kristall Nr. 1 . . . . .	52
5.6	Beispiel eines Energiespektrums der deponierter Energie durch kosmische Strahlung mit Landau-Fit . . . . .	53
5.7	Überprüfung der Kalibration durch erneutes Fitten der Energieverteilung durch kosmische Strahlung . . . . .	54
5.8	Maßstabsgetreue Vektorgrafik: Konstruktion der mittleren Kristallstrecken für Myonen. . . . .	54
5.9	Spektrum der Zeitdifferenz zwischen dem Veto - Detektor und dem Detektor 35 des PROTO 60. . . . .	55
5.10	Energiespektrum des Rauschens in logarithmischer Darstellung . . . . .	56
5.11	Energiespektrum des Rauschens mit Gauß gefittet zur Bestimmung von $\sigma_{(E,noise)}$ . . . . .	56
5.12	PROTO 60 Energiesummenpeak für 1057,7 MeV Photonen. . . . .	56
5.13	Bestimmung der optimalen Schwelle. Links: 158,31 MeV, Rechts: 1441,06 MeV	57
5.14	Ansprechverhalten auf Photonen für verschiedene PROTO 60 Unter- einheiten. . . . .	58
5.15	Linenform für 1057,7 MeV Photonen für verschiedene Detektorunter- einheiten und der jeweils darin deponierten Energie. . . . .	59
5.16	Verhältnis der deponierten Energie in einer 3x3 Matrix zu einer 5x5 Matrix . . . . .	59
5.17	Deponierte Energie ausserhalb der 5x5 Matrix. Links: für 158,31 MeV Photonen, rechts: für 1441,06 MeV Photonen. . . . .	59
5.18	Überprüfung auf lineares Ansprechverhalten . . . . .	60
5.19	PROTO 60 Ansprechfunktionen bei einer Schwelle von 0,75 MeV. . . . .	61
5.20	Gaußfit zur Bestimmung der Multiplizität bei 1057,7 MeV und mit einer Energieschwelle von 0,75 MeV pro Detektor. . . . .	62
5.21	Multiplizität in Abhängigkeit der Photonenenergie bei einer Energie- schwelle von 0,75 MeV pro Detektor. Der Fehlerbalken entspricht dem $\sigma$ der Gaußverteilung. . . . .	62
5.22	Clusterereignisse bei 756,6 MeV. . . . .	63
5.23	Anzahl der Taggerereignisse gegen die zugehörige Photonenenergie. . . . .	64
5.24	Wahrscheinlichkeit der Clusterereignisse. . . . .	64

## Abbildungsverzeichnis

---

5.25	Positionen der Clusterereignisse. . . . .	64
6.1	Ansprechverhalten für verschiedene Matrixgrößen, sowie der Energieschwelleneinfluss auf eine 6x10 Matrix. . . . .	66
6.2	Multiplizitäten für verschiedene Energieschwellen aufgetragen gegen die Energie der Photonen. Der Fehlerbalken entspricht dem $\sigma$ der jeweiligen Gaußverteilung. . . . .	67

# Tabellenverzeichnis

1.1	Hauptanforderungen an das PANDA EMC . . . . .	9
1.2	PWO Spezifikationen für PANDA. . . . .	10
3.1	Eigenschaften der verwendeten LAAPDs. . . . .	38
4.1	Ausgewählte Tagger - Energien. . . . .	48
6.1	Energieauflösung des PROTO 60 für verschiedene Untereinheiten und Schwelleneinstellungen. . . . .	69
6.2	Überprüfung der Lichttestpulsermessungen. Es wurden die Peakpositio- nen von dem Pedestal und der kosmischen Strahlung in ADC Kanälen bestimmt. . . . .	XIV



# Literaturverzeichnis

- [PER91] DONALD H. PERKINS: *Hochenergiephysik*, Addison Wesley Publishing Company, Bonn 1991
- [NOV97] R.NOVOTNY: IEEE Trans. on Nucl. Sci. 44, 477 (1997)
- [NOV98] R.NOVOTNY: IEEE Trans. on Nucl. Sci. 45, 3 (1998)
- [THI05] M.THIEL: *Auslese von PbWO<sub>4</sub>-Szintillatoren mit LAAPD's*, Dipl. Arbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2005
- [NOV08] R.NOVOTNY: IEEE Trans. on Nucl. Sci. 55, 1207 (2008)
- [KUCH89] H.KUCHLING: *Taschenbuch der Physik*, 12. Aufl., Thun.Frankfurt/Main (1989)
- [TDRE] PANDA COLLABORATION: *Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter*
- [ERN06] W.ERNIE: *Quad Low Noise/Low Power Charge PreAmp for LAAPD*, Vortrag PANDA Col. Meeting 6.3.2006
- [ERN08] W.ERNIE: *Discrete preamplifier for APD readout*, Physics Basel, Beitrag V 2.8, eingereicht für TDR, 31.3.2008
- [THO02] A.THOMAS: *Design and status of the 1.5 GeV harmonic double sided Microtron for MAMI*, Proceedings of EPAC 2002
- [WAL09] TH.WALCHER: *The Mainz Microtron facility MAMI*, Prog. Part: Nucl. Phys. 24 (1990) 189
- [EPAC08] *Commissioning and operating of the 1.5 GeV harmonic double sided Microtron at Mainz University*, Proceedings of EPAC08, Genoa Italy 2008
- [KRU95] B.KRUSCHE: *Photoproduction of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*, Habilitationsschrift, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995
- [EIS09] T. EISSNER: *Quality Control of PbWO<sub>4</sub>-Crystals for the PANDA Detector*, Dipl. Arbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2009

## Literaturverzeichnis

---

- [MOY55] J.E. MOYAL: *Theorie of ionization fluctuations*, Phil. Mag. 46 (1955) 263
- [PDG08] C.AMSLER ET AL.: *Particle Physics Booklet*, Physics Letters B 667 (2008) 1
- [KNU06] K. H. KNUTH: *Optimal Data-Based Binning for Histograms*, arXiv:physics/0605197v1 23 May 2006

# Anhang

Kristall Nr.	Ped.(M=50)	$\mu$ (M=50)	Ped. (M=150)	$\mu$ (M=150)	Faktor
1	107,2	287,5	107,3	290,5	1,02
2	88,6	415,8	89,1	1017,7	2,8
3	105,2	262,8	105,3	556,9	2,8
4	102,8	271,1	102,8	590,4	2,8
5	79,3	254,6	79,4	602,2	2,9
6	95,9	247,5	96,6	538,5	2,9
7	109,4	268,7	109,4	605,5	3,1
8	96,4	268,7	96,5	600,5	2,9
9	103	289,9	103,1	637,4	2,8
10	101,6	186,4	101,6	302,3	2,3
11	103,8	215,8	104	419,5	2,8
12	103,4	268,7	103,4	577	2,8
13	87,4	387,5	88,5	927,2	2,7
14	101,9	278,1	102	615,6	2,9
15	109,1	248,7	109	518,4	2,9
16	79,9	230,2	79,7	510	2,8
17	89,5	271,1	89,7	647,4	3,0
18	85,4	277	85,5	615,6	2,7
19	84,9	233,4	85,1	526,8	2,9
20	88,3	191,1	88,4	372,6	2,7
21	83,5	282,8	83,7	635,7	2,7
22	78	244	78,1	523,4	2,6
23	76	241,7	76,3	607,2	3,2
24	92,6	261,7	93	573,7	2,8
25	94,5	286,4	94,8	660,8	2,9
26	91	228,7	91,3	511,7	3,0
27	105,6	278,1	106	662,5	3,2
28	91,7	275,8	92	618,9	2,8
29	81,3	218,1	81,6	518,4	3,1
30	89	241,7	89,4	548,6	3,0
31	89,3	266,4	89,5	575,4	2,7
32	95,4	252,2	95,6	535,2	2,8

## Anhang

33	67,7	213,4	67,8	464,8	2,7
34	65,8	257	66	634	2,9
35	80,1	205,2	80	441,3	2,8
36	78,1	293,4	78,6	712,8	2,9
37	80,8	242,8	81,3	523,4	2,7
38	99,2	279,3	99,6	605,5	2,8
39	71,5	228,7	72,2	508,3	2,7
40	86,4	208,7	87	451,4	2,9
41	77,3	258,1	77,8	620,6	3,0
42	111,4	304	112,1	642,4	2,7
43	56,4	292,2	57,6	737,9	2,8
44	90,1	271,1	91,1	615,6	2,8
45	69,7	238,1	70,5	588,8	3,0
46	107,3	291,1	108	608,9	2,7
47	76,8	249,9	77,4	612,2	3,0
48	92,7	260,5	93,3	540,2	2,6
49	82,1	261,7	82,2	660,8	3,2
50	77	254,6	77,2	608,9	2,9
51	71,6	211,1	71,5	505	3,1
52	78,3	251,1	78,2	582,1	2,9
53	98	224	97,9	488,2	3,0
54	77,5	172,2	77,4	345,8	2,8
55	88,2	265,2	88,2	624	3,0
56	113,3	245,2	113,2	463,1	2,6
57	116,7	265,2	116,6	531,8	2,7
58	109,1	235,8	109	466,5	2,8
59	96,4	211,1	96,4	427,9	2,8
60	108,8	271,1	109	563,6	2,8
Mittelwert	90,32	256,57	90,58	566,99	2,87

**Tabelle 6.2:** Überprüfung der Lichttestpulsermessungen. Es wurden die Peakpositionen von dem Pedestal und der kosmischen Strahlung in ADC Kanälen bestimmt.

# Danksagung

Während meiner Mitarbeit im II. Physikalischen Institut habe ich sehr viel gelernt und mich gleichzeitig sehr wohl gefühlt. Darum möchte ich mich vor allem an erster Stelle bei Dr. Rainer Novotny und Prof. Dr. Volker Metag bedanken, die mir die Mitarbeit ermöglicht haben und jederzeit für umfassende produktive Gespräche und Diskussionen zur Verfügung standen. Nicht zu vergessen ist auch die erstklassige Versorgung, über nahezu mein komplettes Studium, mit Hiwi-Stellen, was das Studentenleben deutlich angenehmer machte.

Besonderen Dank geht an Valera, Werner und Tobias die mich bei den Kristallmessungen unterstützt haben. Ich denke ohne den äußerst geduldigen Peter hätte ich nie Programmieren gelernt, tausend dank dafür. Für kräftiges Mitpacken bei den Strahlzeitvorbereitungen und in Mainz möchte ich mich bei allen Beteiligten bedanken. Bei Jürgen für die Unterstützung bei Problemen mit dem Rechner und für die Steuerung des XY-Tisches. Bei Fragen zu ROOT war Karoly immer eine 1A Anlaufstelle.

Ganz wichtig Anita, die bei jeglichem Papierkram den Überblick und das Institut auf Kurs gehalten hat.

Ausserdem ein großen Dank an meine Büromannschaft, Till, Tobias und Daniel für ausgiebiges Zwerchfelltraining (Veto on fire...), sowie dem „social life“ Henning.

Besonderen Dank geht auch an meine 12 Jahre ältere Schwester Anja. Ohne sie wäre diese Diplomarbeit möglicherweise niemals von mir geschrieben worden. Ihr habe ich es zu verdanken, dass sogar schon vor meiner Grundschulzeit mein naturwissenschaftliches Interesse geweckt wurde.

Nicht zu vergessen Nadine und Micha für das Austreiben der Fehlerteufel, sowie meine beiden Bands die auch zum Ende dieser Diplomarbeit für willkommene Abwechslungen gesorgt haben.

Meiner Familie, insbesondere meiner Mutter, danke ich für die Unterstützung nicht nur während des gesamten Studiums.



# Erklärung der Urheberschaft

Ich habe diese Arbeit selbstständig erstellt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Unterschrift