

Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

Design und Aufbau
eines Szintillationsdetektors zur
Identifizierung geladener Teilchen
im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Dipl. Phys. Christoph Wendel

aus Aachen

Bonn, Mai 2008

Angefertigt mit Genehmigung
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Erscheinungsjahr: 2008

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
(http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online)
elektronisch publiziert.

1. Gutachter: Prof. Dr. Ulrike Thoma
2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert

Tag der Promotion: 25.06.2008

Zusammenfassung

Ein Ziel des Crystal-Barrel-Experimentes an ELSA ist es, die Struktur der Baryonen besser zu verstehen. Hierzu werden Baryonresonanzen über die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Nukleonen angeregt und die Reaktionsprodukte in den verschiedenen Detektoren des Crystal-Barrel-Experimentes nachgewiesen. Durch den Aufbau als „*fixed target*“-Experiment ist dabei unter kleinen Polarwinkeln eine deutlich erhöhte Rate an Reaktionsprodukten zu verzeichnen.

Für das Crystal-Barrel-Experiment wurde im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereiches SFB/TR16 zwischen 2003 und 2006 ein Vorwärtskalorimeter aufgebaut, das den Polarwinkelbereich von $11,2^\circ$ - $27,5^\circ$ im Laborsystem abdeckt. Da für die Analyse der gewonnenen Messdaten eine sichere Identifizierung geladener Teilchen unabdingbar ist, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Subdetektor zur Identifikation geladener Teilchen entworfen, gebaut und in Betrieb genommen. Der aus 180 Plastikszintillatoren bestehende Detektor wird dabei über wellenlängenschiebende Fasern ausgelesen. Diese sind an thermoplastisch verformte, klare Kunststofffasern gekoppelt, die Detektion der Signale geschieht mittels Multianodenphotomultipliern.

Der gesamte Subdetektor wurde als modulare, selbsttragende Struktur entwickelt. Durch einen zweilagigen, in φ versetzten Aufbau verdoppelt er die Winkelauflösung des Vorwärtsdetektors, sie beträgt damit für geladene Teilchen 6° in θ und φ . Die einzelnen Treffer können mit einer Zeitauflösung von $\sigma=1,7$ ns erkannt und anschließend Treffern im Kalorimeter des Vorwärtsdetektors zugeordnet werden. Weiterhin ermöglicht er mit seiner mittleren Detektionseffizienz von 94% und seiner nach 100 ns vorliegenden Trefferinformation stabile Zählrateninformationen und einen möglichen 1st Level Trigger auf geladene Teilchen im Vorwärtsdetektor. Der Detektor wird seit 2007 erfolgreich bei der Messung von Doppelpolarisationsobservablen eingesetzt.

Auch das Denken schadet
bisweilen der Gesundheit

(Aristoteles)

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|-------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1 | Das Crystal-Barrel-Experiment - Physikalische Motivation | 5 |
| 1.1 | Baryonen und Baryonspektroskopie | 6 |
| 1.2 | Resonanzspektrum | 9 |
| 1.2.1 | Partialwellenanalyse | 10 |
| 1.2.2 | Doppelpolarisationsexperimente | 11 |
| 2 | Das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA | 15 |
| 2.1 | Die Elektronen-Beschleuniger-Anlage ELSA | 15 |
| 2.1.1 | Erzeugung (polarisierter) Elektronen | 16 |
| 2.1.2 | Beschleunigung der Elektronen auf bis zu 3,2 GeV | 18 |
| 2.1.3 | Extraktion des Elektronenstrahls in die Experimenthalle | 18 |
| 2.2 | Externe Strahlführung und Taggingsystem | 19 |
| 2.2.1 | Bremsstrahlradiatoren | 21 |
| 2.2.2 | Photonmarkierungsanlage | 24 |
| 2.2.3 | Møller-Polarimeter | 25 |
| 2.2.4 | Kollimator und Reinigungsmagnet | 26 |
| 2.2.5 | Photonkamera | 26 |
| 2.2.6 | Gamma-Intensitäts-Monitor | 26 |
| 2.2.7 | Photonenflussmonitor | 27 |
| 2.2.8 | Ablenkmagnete, Primärstrahlabsorber | 27 |
| 2.3 | CB-Detektorsetup | 28 |
| 2.3.1 | Polarisiertes Target | 28 |
| 2.3.2 | Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor | 31 |
| 2.3.3 | 30 Grad-Vorwärtsdetektor | 32 |
| 2.3.4 | Čerenkov | 32 |
| 2.3.5 | MiniTAPS | 33 |
| 2.3.6 | Trigger und Datenerfassung | 33 |
| 3 | Der Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor | 39 |
| 3.1 | Mechanik des Vorwärtsdetektors | 40 |
| 3.2 | CsI(Tl)-Kristalle | 42 |

| | | |
|----------|-----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 3.2.1 | Auslese und Analogelektronik | 44 |
| 3.2.2 | Triggerelektronik und Clusterfinder | 44 |
| 3.3 | Der Subdetektor zur Identifizierung geladener Teilchen | 45 |
| 4 | Bau, Test und Kalibrierung des Subdetektors | 49 |
| 4.1 | Bau des Subdetektors | 49 |
| 4.1.1 | Herstellung der einzelnen Szintillatorplättchen | 49 |
| 4.1.2 | Module | 54 |
| 4.1.3 | Zusammenbau des Subdetektors/Einbau in das Experiment | 58 |
| 4.1.4 | Detektorelektronik | 61 |
| 4.2 | Funktionstest | 65 |
| 4.2.1 | Zeitspektrum | 65 |
| 4.2.2 | Trefferverteilung | 67 |
| 4.2.3 | Trefferkorrelation | 67 |
| 4.2.4 | Eventanalyse | 68 |
| 4.2.5 | Schlussfolgerungen aus dem Funktionstest | 70 |
| 4.3 | Kalibration und Effizienzbestimmung | 71 |
| 4.3.1 | Effizienzmessung über Koinzidenz mit den CsI-Kristallen | 71 |
| 4.3.2 | Energieabhängige Effizienzmessung | 78 |
| 4.3.3 | Zeiteichung | 81 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 85 |
| 5.1 | Zusammenfassung des Detektorbaus | 85 |
| 5.2 | Zusammenfassung der Testmessungen | 87 |
| 5.3 | Geplante Studien | 88 |
| 5.4 | Erste Ergebnisse | 89 |
| 5.4.1 | Anwendung des Subdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen | 89 |
| 5.4.2 | Erste Messdaten mit Doppelpolarisation | 91 |
| A | Vermessung des Strahlplatzes | 95 |
| A.1 | Definition der Strahlachse | 95 |
| A.1.1 | Horizontale Strahlebene | 96 |
| A.1.2 | Vertikale Strahlebene | 96 |
| A.2 | Optisches Einrichten der Detektoren auf die Strahlachse | 98 |
| A.2.1 | Gamma-Intensitäts-Monitor | 98 |
| A.2.2 | MiniTAPS | 99 |
| A.2.3 | Čerenkov | 99 |
| A.2.4 | Crystal-Barrel/CB-Vorwärtsdetektor | 99 |

| | | |
|----------|----------------------------------------------------------------------|------------|
| A.2.5 | Polarisiertes Target | 101 |
| A.2.6 | Strahlkollimatoren/Reinigungsmagnet | 101 |
| A.2.7 | Taggerhodoskop/Møller-Polarimeter | 101 |
| A.3 | Schirme zur Lagebestimmung des Photonen- und Elektronenstrahls . . . | 102 |
| A.3.1 | Elektronenstrahllageschirm/Chromox im Radiatorrad | 102 |
| A.3.2 | Photonkamera/Strahlfernrohr | 103 |
| A.3.3 | Fluoreszenzschirme im Primärstrahl | 104 |
| B | Bauteile und Materialien | 105 |
| B.1 | Szintillatorplättchen - Materialien | 105 |
| B.1.1 | BICRON BC-408 Plastikszintillator | 105 |
| B.1.2 | KURARAY Y11-S wellenlängenschiebende Faser | 106 |
| B.1.3 | BICRON BCF-98 klarer Lichtleiter | 107 |
| B.1.4 | BICRON BC-620 TiO ₂ -Farbe | 108 |
| B.1.5 | BICRON BC-600 optischer Zement | 109 |
| B.1.6 | UHU Plus Endfest Epoxydharz und TiO ₂ -Pulver | 110 |
| B.2 | Photomultiplier | 111 |
| B.2.1 | HAMAMATSU H6568Mod4-Sel2 Photomultiplier | 111 |
| B.3 | Zubehör | 113 |
| B.3.1 | Schleifblöcke | 113 |
| B.3.2 | Schweißvorrichtung | 113 |
| B.3.3 | Faserbieger | 113 |
| B.3.4 | Faserrechen | 113 |
| B.3.5 | Modulschablonen | 116 |
| C | Tabellen | 117 |
| C.1 | Szintillatoren | 117 |
| C.1.1 | Einzelmessung | 117 |
| C.1.2 | Modultest | 117 |
| C.2 | Diskriminatoren | 117 |
| | Abbildungsverzeichnis | 133 |
| | Literaturverzeichnis | 135 |
| | Lebenslauf | 141 |

1 Das Crystal-Barrel-Experiment - physikalische Motivation

Das Wesen der Dinge hat die
Angewohnheit, sich zu verbergen

(Heraklit)

Jeglicher Versuch, die Natur in ihrer Gesamtheit zu erfassen, besteht seit dem Aufkommen der Naturphilosophie aus der Entwicklung von Theorien, Modellen und deren empirischer Bestätigung. Ziel ist dabei immer, einen komplexen Sachverhalt (z.B. die Bausteine der “Materie” und ihren Zusammenhalt) zu verstehen, gegebenenfalls auf eine vereinfachte Weise darzustellen und dennoch aus der vereinfachten Darstellung Antworten auf gestellte Fragen geben zu können.

Wir machen uns innere Scheinbilder oder Symbole der äusseren Gegenstände, und zwar machen wir sie von solcher Art, dass die denknotwendigen Folgen der Bilder stets wieder die Bilder seien von den naturnotwendigen Folgen der abgebildeten Gegenstände.

– Heinrich Hertz, 1894

Während bei der Suche nach den Bausteinen der Materie und dem Verständnis der wirkenden Kräften das Beobachten von Strukturen oder Ordnungen zu immer kleineren Grundbausteinen geführt hat, ist man mit der Vorstellung von Quarks als Bausteine der Nukleonen an einem Punkt angelangt, an dem die klassische Vorstellung von Teilen eines Ganzen versagt. Im Gegensatz zu den größeren Strukturen wie Stoffen, Molekülen und den Elementen lassen sich die Nukleonen, als Bausteine der Atomkerne, nicht mehr in einer Art teilen, dass man die Bestandteile lösgelöst voneinander betrachten kann. Streuexperimente, Anregungsspektren und die Möglichkeit, Hadronen anhand ihrer Eigenschaften wie Isospin und Hyperladung in Multipletts anordnen zu können legen eine Unterstruktur der Hadronen nahe; jedoch führt jeder Versuch, diese Bausteine aus einem Hadron herauszulösen nicht zu freien Bausteinen sondern zu zusätzlichen Hadronen und damit zu mehr dieser Bausteine.

Dieses Phänomen wird im Rahmen der **Q**uanten**C**hromo**D**ynamik (QCD), welche die

starke Wechselwirkung über den Austausch von Gluonen zwischen den Farbladung tragenden Quarks beschreibt, mit Farbeinschluss (colour confinement) begründet. Es existieren nur Teilchen, die nach außen farbneutral sind, sei es, dass sich die Farben der drei Quarks eines Baryons zu weiß ergänzen oder dass sich in einem Meson die Farbladungen von Quark und Antiquark aufheben. Um die Kraft zu verstehen, welche die Quarks zu Hadronen zusammenfügt, bedient man sich zweckmässig, wie schon bei der Atom- und Kernphysik, der Anregung gebundener Systeme. Ausgehend z.B. vom beobachteten Charmoniumspektrum ($c\bar{c}$) und dessen Vergleich zum elektromagnetisch gebundenen Positronium (e^+e^-) sowie dem beobachteten Farbeinschluss wurden Potentialmodelle entwickelt, deren Potential einen *coulombartigen* und einen linearen Anteil hat.

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + k \cdot r$$

Der lineare Term garantiert dabei den Farbeinschluss. Bei zunehmendem Abstand der Quarks steigt die benötigte Energie soweit an, dass ein Quark-Antiquark Paar aus dem Vakuum erzeugt werden kann.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s ist im Gegensatz zur Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht einmal annähernd „konstant“, sondern stark vom Impulsübertrag Q^2 abhängig. Dabei lässt sich für große Impulsüberträge in erster Ordnung als

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)},$$

schreiben, wobei n_f die Anzahl der beteiligten Quarktypen darstellt; diese ist bei niedrigen Energien 3 (u, d und s). Für hohe Impulsüberträge ist α_s klein und die Quarks können als quasi frei betrachtet werden. Man befindet sich im Bereich der asymptotischen Freiheit (z.B. [PRSZ97]). Dies bedeutet, dass gerade bei den im Nukleon und seinen Anregungszuständen typischen Energien die Kopplungskonstante groß ist und diese somit nicht mittels störungstheoretischer Methoden berechnet werden können.

1.1 Baryonen und Baryonspektroskopie

Beschränken wir uns auf die drei leichten Quarks u, d und s , ergeben sich aus der Bedingung das ein Baryon aus drei Quarks besteht, $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3}$ Möglichkeiten, sie zu kombinieren¹. Diese 27 Zustände zerfallen dabei in vier Gruppen, die sich als $\mathbf{10}_S \oplus \mathbf{8}_{M_S} \oplus \mathbf{8}_{M_A} \oplus \mathbf{1}_A$ darstellen lassen. Zehn sind unter beliebigem Quarkaustausch symmetrisch, acht Stück

¹Die Zustände werden anhand der SU(3) (Flavour) und SU(2) (Spin) beschreiben.

sind unter Austausch von zumindest zwei der Quarks symmetrisch, acht entsprechend antisymmetrisch und einer ist total antisymmetrisch. Für die unabhängige Betrachtung der Quarkspins $s = \frac{1}{2}$, die sich zu $S = \frac{1}{2}$ (gemischte Symmetrie) oder $\frac{3}{2}$ (symmetrisch) addieren kann, erhält man $\mathbf{2} \otimes \mathbf{2} \otimes \mathbf{2}$ Zustände, die sich in $\mathbf{4}_S \oplus \mathbf{2}_{M_S} \oplus \mathbf{2}_{M_A}$ aufteilen.

Betrachtet man Baryonen, so muss die Gesamtwellenfunktion des Baryons

$$\psi_{Baryon} = \xi_{Ort} \cdot \zeta_{Farbe} \cdot \chi_{Spin} \cdot \phi_{Flavour}$$

antisymmetrisch sein. Im Grundzustand ist die Ortswellenfunktion symmetrisch, die Farbwellenfunktion ist immer antisymmetrisch, so dass das Produkt aus Spin- und Flavourwellenfunktion symmetrisch sein muss. Anhand einer Tabelle, die die Kombinationsmöglichkeiten der einzelnen Spin- und Flavoursymmetrien darstellt, zeigt sich, dass man zwei Grundzustands-Multipletts erwarten kann, ein Dekuplett aus Spin $\frac{3}{2}$ Teilchen $((10,4)_S)$ und ein Oktett aus Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen $((8,2)_S)$.

| | $\mathbf{10}_S$ | $\mathbf{8}_{M_{S/A}}$ | $\mathbf{1}_A$ |
|------------------------|--------------------|------------------------|-------------------|
| $\mathbf{4}_S$ | $(10,4)_S$ | $(8,4)_{M_{S/A}}$ | $(1,4)_A$ |
| $\mathbf{2}_{M_{S/A}}$ | $(10,2)_{M_{S/A}}$ | $(8,2)_{S;M_{S/A};A}$ | $(1,2)_{M_{S/A}}$ |

Die Entdeckung des von Gell-Mann, als letzten noch unbekanntem Bestandteil des Dekupletts, vorhergesagten Ω^- -Baryons (sss ; $S = \frac{3}{2}$) war 1964 eine eindrucksvolle Bestätigung dieses Quarkmodells. Durch Anregung der gebundenen Quarks verändert sich die Symmetrie der Ortswellenfunktion, wodurch Zustände aus den bisher nicht erlaubten Spin-Flavor-Multipletts besetzt werden können [Clo82].

Ziel der Baryonenspektroskopie ist es, die verschiedenen Resonanzen des Anregungsspektrums und deren Eigenschaften zu identifizieren. Abbildung 1.1 zeigt das aus dem Bonn-Modell vorhergesagte Anregungsspektrum des Nukleons (N^*) im Vergleich zu den bisher gefundenen Resonanzen [LKMP01] [LMP01]. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und den bekannten Resonanzen. Auffällig ist, dass die Anzahl der vorhergesagten Resonanzen nicht mit den experimentell belegten übereinstimmt. Betrachtet man das Anregungsspektrum der Baryonen im Allgemeinen, so fällt auf, dass nicht nur weniger Zustände beobachtet werden, sondern bestimmte Multipletts wie das antisymmetrische 20plett $((8,2)_A \oplus (1,4)_A)$ in der Natur nicht realisiert zu sein scheinen. Ob diese Zustände tatsächlich nicht existieren oder nur bisher nicht beobachtet wurden, lässt sich nur über weitere Messungen klären. Ein weiteres Problem ist, dass die beiden sehr genau bekannten Resonanzen $S_{11}(1535)$ und $P_{11}(1440)$ mit vertauschten Massen vorhergesagt werden.

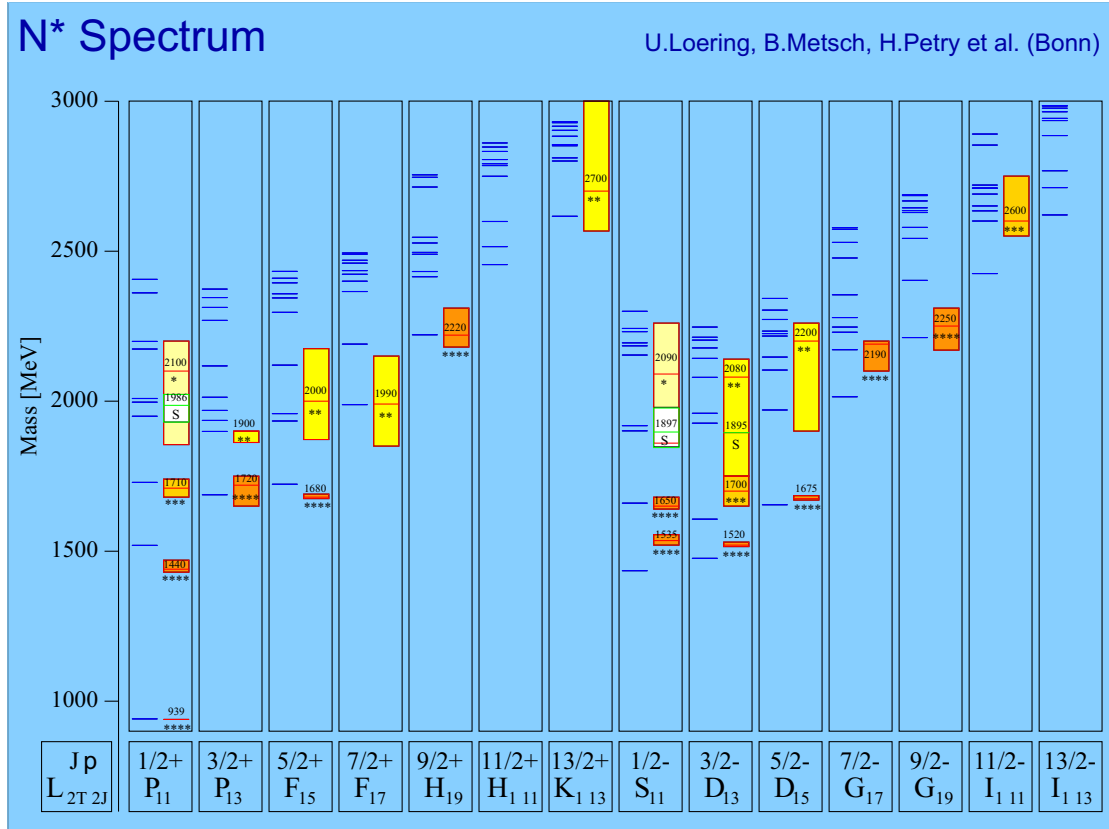


Abbildung 1.1: **Nukleonresonanzen ($I=\frac{1}{2}$, $S=0$) im Bonn-Modell**

Die obige Abbildung zeigt die verschiedenen bekannten Nukleonresonanzen (jeweils rechts) und die Lage der aus dem Bonn-Modell berechneten Resonanzen (jeweils links), die Resonanzen sind dabei nach Spin (J) und Parität (P) sortiert [LMP01]. Bei den gemessenen Resonanzen sind die Fehlerbereiche der Massenbestimmung eingezeichnet (farbige Boxen); entsprechend [Y⁺06] ist über die Anzahl der Sternchen gekennzeichnet, als wie gesichert die Beobachtung der Resonanz eingestuft wird. Gut zu erkennen ist, dass das Modell Lage und Anzahl der Resonanzen bei niedrigen Energien relativ gut reproduzieren kann. Für höhere Energien werden aber deutlich mehr Anregungen vorhergesagt als bisher gefunden oder identifiziert werden konnten. Gleichzeitig gibt es erkennbare Abweichungen bei einigen niedriger liegenden Zuständen (z.B. $S_{11}(1535)$ und $P_{11}(1440)$).

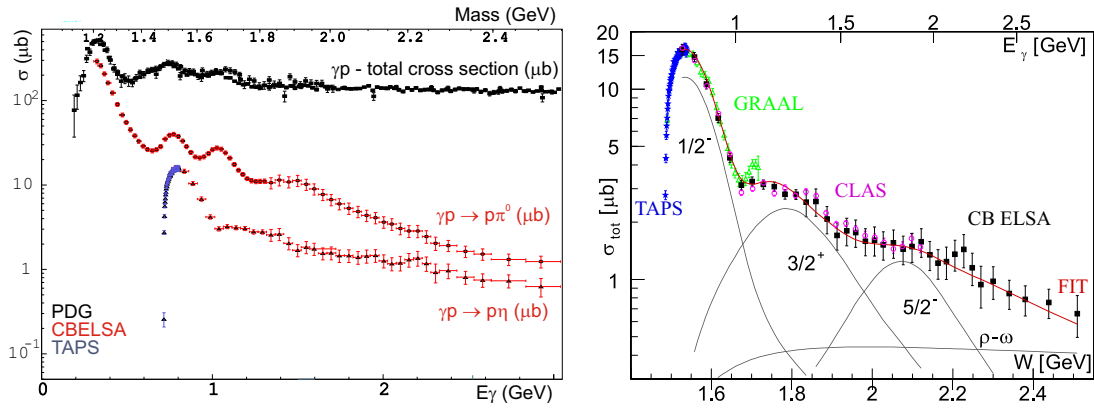


Abbildung 1.2: **Totaler Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion**

Links abgebildet ist der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt am Proton. Gut zu erkennen ist das $\Delta(1232)$ und die zweite und dritte Resonanzregion bei $m \approx 1500$ MeV und $m \approx 1700$ MeV [Y⁺06]. Zusätzlich eingezeichnet sind die Beiträge der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ zum totalen Wirkungsquerschnitt (CBELSA-Daten (rot) und TAPS-Daten (blau)). In den einzelnen Reaktionen tragen unterschiedliche Resonanzen verschieden stark zum Wirkungsquerschnitt bei.

Im rechten Bild ist der totale Wirkungsquerschnitt im η -Kanal vergrößert dargestellt und die stärksten Resonanzbeiträge aus der BnGa-PWA eingezeichnet [B⁺07]/[ASB⁺05].

1.2 Resonanzspektrum

Betrachtet man den totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt (Abbildung 1.2-links), erkennt man mehrere Resonanzen bzw. Resonanzregionen im Energiespektrum. Ein Linienspektrum, wie es aus der Kern- oder Atomphysik bekannt ist, ist dagegen nicht zu erkennen. Die vorhandenen Resonanzen haben offensichtlich, relativ zu ihrem Energieabstand, große Zerfallsbreiten. Durch die entstehenden Überlappungen können sie nicht ohne Weiteres identifiziert oder auch nur voneinander getrennt werden. In der Abbildung ist zu erkennen, dass verschiedene Resonanzen unterschiedlich stark an verschiedene Zerfallskanäle koppeln (hier gezeigt $\gamma p \rightarrow p\eta$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0$). Durch entsprechende Auswahl des Endzustandes lassen sich dabei z.B. durch Isospinselektion gezielt Baryonresonanzen mit definiertem Isospin zur Betrachtung herausfiltern (z.B. $N^* \rightarrow K\Lambda$; $N^* \rightarrow N\eta$).

Totale Wirkungsquerschnitte können nur erste Hinweise auf vorhandene Resonanzen geben, zur Identifizierung der einzelnen Resonanzen und Bestimmung ihrer Eigenschaften (Masse m , Zerfallsbreite und Partialbreite Γ, Γ_i sowie Spin und Parität J^P) bedarf es aufwendigerer Analysen sowie zusätzlicher experimenteller Informationen.

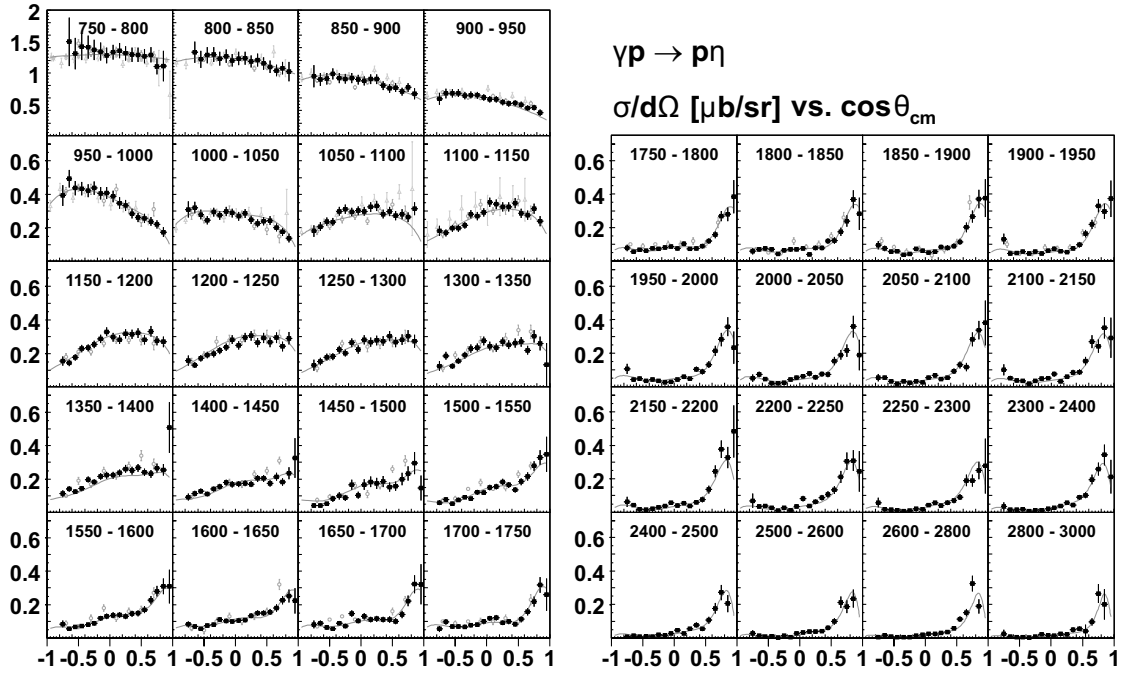


Abbildung 1.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte in $\gamma p \rightarrow p\eta$

Oben abgebildet sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte des η -Kanals ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$) [CB⁺05]. Gut zu erkennen ist die Übereinstimmung der Daten von TAPS, GRAAL und CLAS (grau) mit den Daten von CBELSA (schwarz). Das Crystal-Barrel-Experiment konnte für diese Reaktion den Datenbereich von $E_\gamma = 2 \text{ GeV}$ auf $E_\gamma = 3 \text{ GeV}$ erweitern. Die eingezeichnete Linie gibt das Ergebnis der an die Daten angepassten BnGa-PWA an.

1.2.1 Partialwellenanalyse

Die Energieverteilung eines kurzlebigen angeregten Zustands lässt sich vereinfacht über eine Breit-Wigner-Funktion beschreiben. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte ergeben sich dann als Überlagerung der verschiedenen Resonanzamplituden und Untergrundbeiträge. In Abbildung 1.2-rechts sind für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ die drei stärksten aus der Bonn-Gatchina Partialwellenanalyse (BnGa-PWA) bestimmten Resonanzen eingezeichnet. In der Partialwellenanalyse wird versucht, die Position (Masse), Breite und relative Stärke (Amplitude) der Resonanzbeiträge für verschiedene Reaktionen zu bestimmen. Hierfür werden die verschiedenen Amplituden zunächst berechnet und anschließend an die vorhandenen Messdaten wie z.B. differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ angepasst. Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow S_{11} \rightarrow p\eta$ oder $\gamma p \rightarrow P_{11} \rightarrow p\eta$ erwartet man z.B. eine flache Winkelverteilung des η im Schwerpunktsystem. Überlagern sich dagegen Beiträge beider

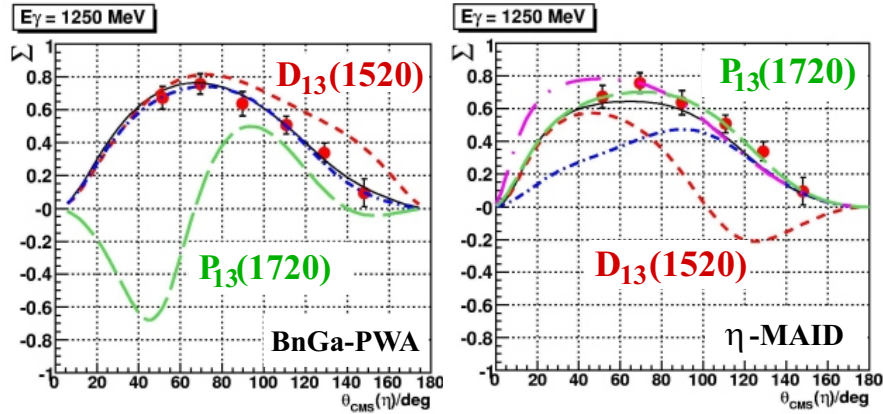


Abbildung 1.4: **Asymmetrie durch lineare Strahlpolarisation (Σ) in der Reaktion $\bar{\gamma}p \rightarrow p\eta$ bei 1250 MeV**

Die beiden Diagramme zeigen, dass sowohl die BnGa-PWA als auch die η -MAID-PWA die gemessene Strahlasymmetrie gut beschreiben können; gleiches gilt auch für die differentiellen Wirkungsquerschnitte. Der Beitrag der einzelnen Resonanzen unterscheidet sich aber deutlich, was sich zeigt, wenn man hypothetisch den Beitrag der Resonanzen entfernt [Els07a].

Partialwellen, ergibt sich zusätzlich eine Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit einer $\cos(\theta)$ -Winkelabhängigkeit. Der Unterschied zur konstanten Verteilung ist dabei abhängig von der relativen Stärke der betragenden Amplituden. Die in Abbildung 1.3 gezeigten, differentiellen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Energiebereiche dienen neben weiteren Datensätzen der Extraktion der im $\gamma p \rightarrow p\eta$ Kanal beitragenden Resonanzen. Über eine gleichzeitige Anpassung der Amplituden an möglichst viele verschiedene Kanäle lassen sich die freien Parameter der beitragenden Resonanz zusätzlich einschränken.

1.2.2 Doppelpolarisationsexperimente

Problematisch an der Extraktion der Resonanzen durch Partialwellenanalysen sind die so nicht aufzulösenden, vorhandenen Mehrdeutigkeiten. Oft können die gemessenen Observablen, wie z.B. die differentiellen Wirkungsquerschnitte durch unterschiedliche oder unterschiedlich starke Resonanz- und Untergrundbeiträge beschrieben werden. Abbildung 1.4 zeigt beispielhaft für den Energiebereich um 1250 MeV in der η -Produktion, die Beschreibung der Daten in der BnGa- und der η -MAID-PWA. Während beide Analysen neben den differentiellen Wirkungsquerschnitten auch die Strahlasymmetrie bei linear polarisiertem Photonenstrahl sehr gut beschreiben können, sind die Resonanzbeiträge sehr unterschiedlich. So trägt z.B. die $P_{13}(1720)$ in der BnGa-PWA stark bei, nicht

aber die $P_{11}(1710)$, welche wiederum in der η -MAID-Analyse eine wichtige Rolle spielt. Schließt man einzelne Resonanzbeiträge aus den Analysen aus und betrachtet den Effekt auf die Strahlasymmetrie, so werden die Unterschiede direkt sichtbar (Abbildung 1.4). Das Ziel von (Doppel-)Polarisationsexperimenten ist es nun, die Mehrdeutigkeiten aufzulösen und die Partialwellenanalyse unabhängig von Modellannahmen zu machen. Durch entsprechende Kombinationen von Photon- und Targetpolarisation erhöht sich die Sensitivität auf die verschiedenen beitragenden Amplituden. So tragen z.B. einzelne Resonanzen verstärkt bei, während andere unterdrückt sind. Für die Kombination von zirkular polarisierten Photonen und longitudinal polarisiertem Target erwartet man im η -Kanal bei niedriger Energie deutliche Unterschiede im Wirkungsquerschnitt zwischen der Kombination mit parallelem Photon- und Protonspin (Helizität $\frac{3}{2}$) und entgegengesetztem Spin (Helizität $\frac{1}{2}$). Grund hierfür ist die im totalen Wirkungsquerschnitt dominante Spin $\frac{1}{2}$ Resonanz $S_{11}(1535)$, die im Helizität $\frac{3}{2}$ Zustand nicht auftreten kann. Polarisationsexperimente mit unpolarisiertem, linear oder zirkular polarisierten Photonen und unpolarisiertem oder polarisiertem Target lassen sich in vier Gruppen unterteilen. In der ersten Gruppe (S) findet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Photonenstrahl und Target ($\sigma_0 = \frac{d\sigma}{d\Omega}$) zusammen mit den Einfachpolarisationsobservablen Σ (linear polarisierter Strahl), T (transversal polarisiertes Target) und P (Rückstoßpolarisation). Die anderen drei Gruppen beinhalten alle möglichen Kombinationen von Doppelpolarisationsobservablen, wobei je nach Gruppe die Strahl-Target (BT), Strahl-Rückstoß (BR) oder Target-Rückstoß (TR) Polarisation gemessen wird. Stehen Daten aus acht sorgfältig ausgewählten Messungen zur Verfügung², ist für die Photoproduktion einzelner pseudoskalarer Mesonen eine eindeutige Partialwellenanalyse möglich [CT97].

| | S | | BT | | | BR | | | TR | | | | | | |
|--------------|------------|------------|---------|---------|---------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|-----------|-----------|---------|---------|
| | P_T^y | $P_R^{y'}$ | P_T^x | P_T^y | P_T^z | $P_R^{x'}$ | $P_R^{y'}$ | $P_R^{z'}$ | $P_R^{x'}$ | $P_R^{y'}$ | $P_R^{z'}$ | P_T^y | P_T^z | P_T^x | P_T^z |
| γ_0 | σ_0 | T | P | | | | | | $T_{x'}$ | $-L_{x'}$ | $T_{z'}$ | $L_{z'}$ | | | |
| P_γ^l | $-\Sigma$ | | | H | $-P$ | $-G$ | $O_{x'}$ | $-T$ | $O_{z'}$ | $-L_{z'}$ | $T_{z'}$ | $-L_{x'}$ | $-T_{x'}$ | | |
| P_γ^c | | | | F | | $-E$ | $-C_{x'}$ | | $-C_{z'}$ | | | | | | |

P_γ^l/P_γ^c : linear/zirkular polarisierte Photonen;

$P_T^{x,y,z}$: Targetpolarisation bzgl. der Strahlachse;

$P_R^{x,y,z}$: Rückstoßpolarisation bzgl. der Reaktionsebene

²Es müssen alle vier Messungen aus dem Bereich S durchgeführt werden; bei zwei Messungen aus dem Bereich BT (z.B. E und G) müssen noch zusätzlich zwei ausgewählte Messungen mit Rückstoßpolarisation (TR oder BR) durchgeführt werden.

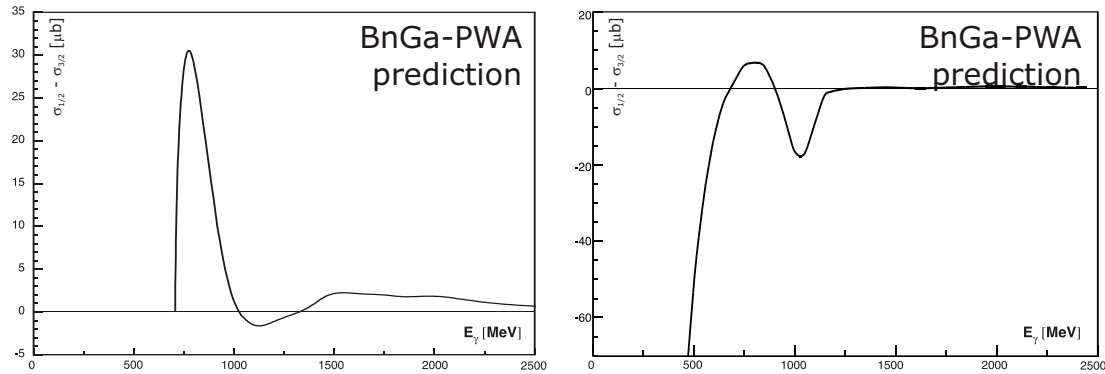


Abbildung 1.5: **Vorhersage der BnGa-PWA für $\sigma_{\frac{3}{2}} - \sigma_{\frac{1}{2}}$**

Für die η - und π^0 -Photoproduktion sagt die BnGa-PWA einen klar erkennbaren Unterschied im totalen Wirkungsquerschnitt zwischen parallelem Photon- und Protonspin (Helizität $\frac{3}{2}$) und entgegengesetztem Spin (Helizität $\frac{1}{2}$) voraus.

In Abbildung 1.6 ist gezeigt, wie sich zum Beispiel für die Doppelpolarisationsobservablen E (zirkular polarisierter Strahl und longitudinal polarisiertes Target)³ oder G (linear polarisierter Strahl und longitudinal polarisiertes Target) in der η -Photoproduktion die Vorhersagen der beiden zuvor angesprochenen Partialwellenanalysen unterscheiden. Für die Observable E ergeben sich im Rahmen der Partialwellenanalysen Vorhersagen für einen messbaren Unterschied in den Wirkungsquerschnitten für Helizität $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$ (Abbildung 1.5 und 1.6). Erste Messungen mit zirkular polarisiertem Strahl und longitudinal polarisiertem Target wurden vom Crystal-Barrel-Experiment im Herbst 2007 durchgeführt. In Kapitel 5 wird ein kurzer Vergleich der vorläufig analysierten Messdaten mit der Vorhersage der PWA gezeigt. Die vollständige Analyse dieser Daten findet parallel zu den seit April 2008 laufenden Messungen zur Observablen G statt.

³ $E = \frac{\sigma_{\frac{3}{2}} - \sigma_{\frac{1}{2}}}{\sigma_{\frac{3}{2}} + \sigma_{\frac{1}{2}}}$

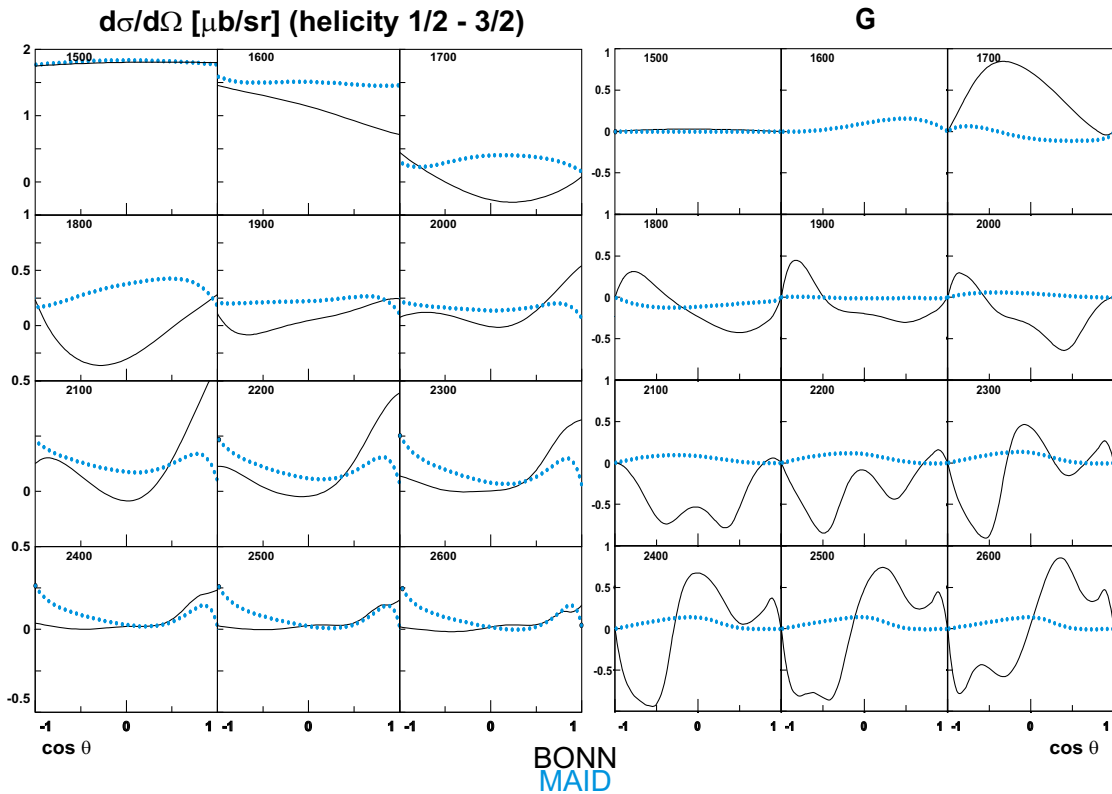


Abbildung 1.6: Vorhersagen der BnGa- und MAID-PWA für die Doppelpolarisationsobservablen E und G

Sowohl die BnGa- als auch die MAID Partialwellenanalyse beschreibt die (differentiellen) Wirkungsquerschnitte in der η -Photoproduktion. Im Falle von Doppelpolarisationsexperimenten haben die unterschiedlichen Resonanzbeiträge entsprechend andere Auswirkungen auf die zu messenden Doppelpolarisationsobservablen. Das linke Bild zeigt, wie sich die beiden Analysen in ihrer Vorhersage zum Unterschied im differentiellen Wirkungsquerschnitt bei parallel und antiparallel ausgerichtetem Photon- und Protonspin auswirken. Die entsprechenden Messdaten wurden im Herbst 2007 genommen und werden derzeit analysiert. Im rechten Bild gezeigt sind die unterschiedlichen Vorhersagen für die Doppelpolarisationsobservable G , aufgenommen mit linear polarisiertem Strahl und longitudinal polarisiertem Target. Die entsprechenden Messdaten werden seit April 2008 in Bonn genommen.

2 Das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA

Es ist sinnlos, die Dinge losgelöst
voneinander zu betrachten.

(Anaxagoras)

Ein Ziel des Crystal-Barrel-Experimentes ist es, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, das Anregungsspektrum von Baryonen und die Eigenschaften der einzelnen Resonanzen zu untersuchen. Hierfür werden die Zerfallsprodukte der durch Photoproduktion angeregten Resonanzen gemessen. Das Experiment lässt sich dabei in drei Aufgabenstellungen aufteilen:

- Die Erzeugung eines Strahls gegebenenfalls polarisierter Elektronen zur Erzeugung unpolarisierter, linear und zirkular polarisierter Photonen (Abschnitt 2.1).
- Die Erzeugung und Diagnose eines Photonenstrahls zur Anregung der Baryonresonanzen, bei dem die Energie der einzelnen Photonen bekannt ist. (Abschnitt 2.2).
- Der eigentliche Experimentaufbau mit dem (polarisiertem) Reaktionstarget sowie die Detektoren zur Messung der Zerfallsprodukte (Abschnitt 2.3).

2.1 Die Elektronen-Beschleuniger-Anlage ELSA

Eine Möglichkeit¹, einen gerichteten Photonenstrahl mit Energien im Bereich einiger GeV zu gewinnen, ist die Erzeugung von Bremsstrahlung durch zuvor beschleunigte Elektronen. Dabei können sowohl unpolarisierte als auch linear oder zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden (Abschnitt 2.2). Viele der Eigenschaften des Elektronenstrahls wie Strahlenergie, -intensität, -durchmesser, -divergenz und Polarisationsgrad übertragen sich auf den Photonstrahl, daher wird ein Elektronstrahl benötigt, der den folgenden Anforderungen gerecht wird:

¹Das GRAAL-Experiment nutzt alternativ Compton-Rückstreuung von Photonen eines Laserstrahls an einem Elektronenstrahl und erreicht hiermit leicht höhere Polarisationsgrade bei deutlich geringeren Luminosität.

- Der Elektronstrahl soll über mehrere Sekunden eine konstante Strahlintensität mit definierter Energie im Bereich der in Kapitel 1 genannten Resonanzen mit einem extrahierten Strahlstrom bis zu 1 nA besitzen².
- Es muss die Möglichkeit bestehen, neben unpolarisierten Elektronen auch longitudinal polarisierter Elektronen zur Verfügung zu stellen, deren Polarisationsrichtung von Extraktionszyklus zu Extraktionszyklus umgedreht werden kann (*Spinflip*)³.
- Richtung, Position und Divergenz des Strahls müssen möglichst konstant bzw. gering gehalten werden. Veränderungen in diesen Parametern wirken sich um ein Vielfaches verstärkt auf die Genauigkeit der Energiebestimmung (Abschnitt 2.2.2), den Polarisationsgrad der erzeugten Photonen (Abschnitt 2.2.1) und die symmetrische Ausleuchtung des Produktionstargets aus.

Als Quelle eines Strahls ggf. polarisierter Elektronen dient beim Crystal-Barrel-Experiment die **EL**ektron-**S**tretcher-**A**nlage ELSA in Bonn. Der dreistufige Elektronenbeschleuniger kann unpolarisierte und polarisierte Elektronen bis zu einer Energie von 3,5 GeV bei einem extrahierten Strahlstrom von derzeit bis zu 1 nA liefern ([Hil06],[Hil00] und Abbildung 2.1).

2.1.1 Erzeugung (polarisierter) Elektronen

Zur Erzeugung eines gepulsten Elektronstrahls stehen für den im Experiment verwendeten Linearbeschleuniger *LINAC2* zwei verschiedene Elektronenquellen zur Verfügung. Bei der einen Quelle handelt es sich um eine thermische Elektronenquelle, deren unpolarisierte Elektronen durch ein elektrisches Feld auf 48 keV, der Einschussenergie des Linearbeschleunigers, vorbeschleunigt werden. Die zweite Quelle löst mit Hilfe zirkular polarisierter Photonen eines Laserstrahls über Photoemission longitudinal polarisierte Elektronen aus einem GaAs-ähnlichen Kristall aus. Die erreichbare Polarisation des 48 keV Elektronenstrahls liegt dabei bei ca. 80%, ihre Polarisationsrichtung kann durch Umkehrung der Photonpolarisation gewechselt werden.

Da für das Experiment zwar ein longitudinal polarisierter Strahl gefordert wird, sich dieser aber in einem Kreisbeschleuniger nicht ohne vollständigen Verlust der Polarisation auf relativistische Energien beschleunigen lässt, muss der Spin der Elektronen vor dem Einschuss in die Kreisbeschleuniger so gedreht werden, dass er senkrecht auf der

²Je nach verwendetem Radiator stellt die bei diesem extrahiertem Strahlstrom erzeugte Teilchenrate die Obergrenze der Messdatenerfassung im Experiment dar (Abschnitt 2.3.6).

³Der Spinflip dient der Erzeugung zirkular polarisierter Photonen (Abschnitt 2.2.1) unterschiedlicher Helizität.

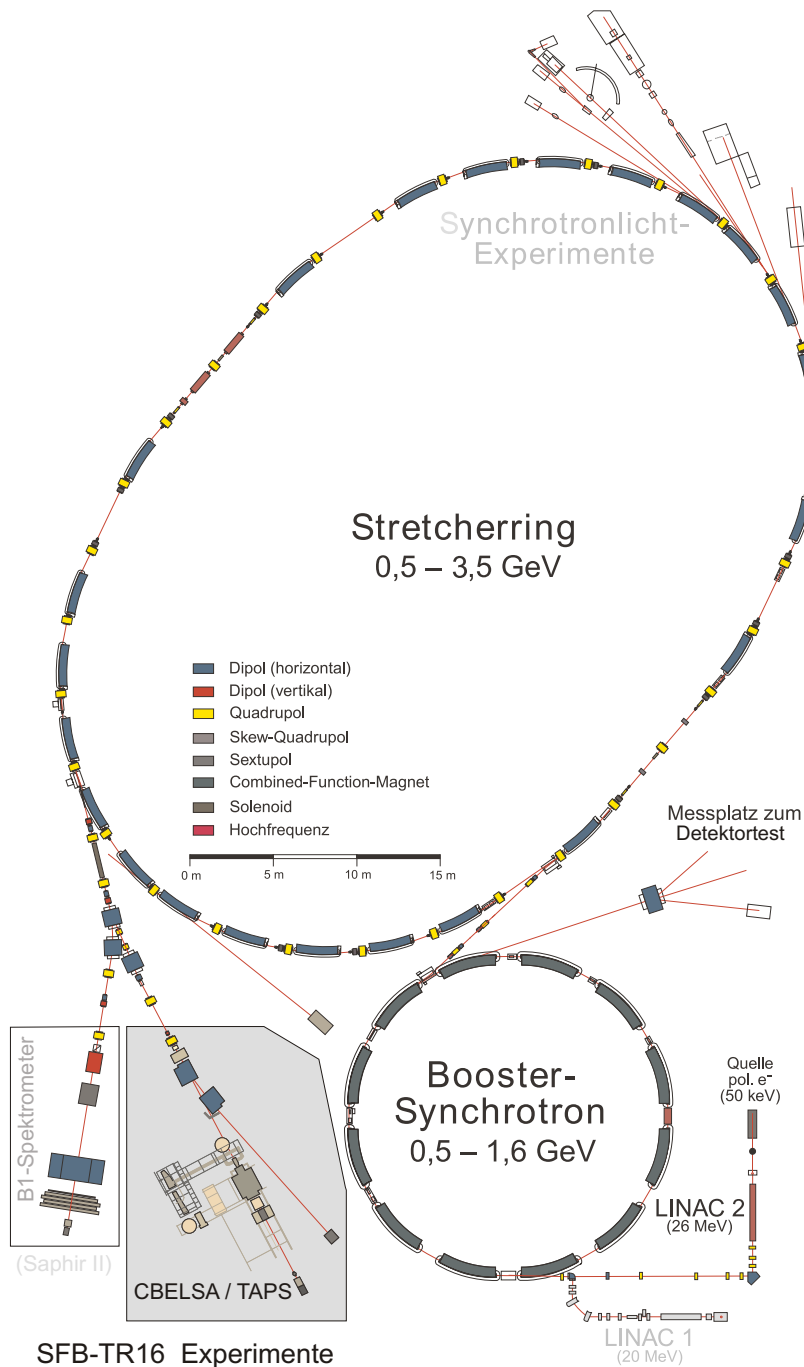


Abbildung 2.1: **Überblick über die Beschleunigeranlage**

Dargestellt ist der Bonner Elektronen-Beschleuniger, bestehend aus Elektronenquelle, Vorbeschleuniger (LINAC), Booster-Synchrotron und Nachbeschleuniger (ELSA), sowie die Positionen der Messplätze des Sonderforschungsbereichs (CBELSA/TAPS und B1-Spektrometer).

Beschleunigerebene steht. Über zwei α -Magnete und einen Toruskondensator wird der Strahl jeweils um 90° abgelenkt und auf die Achse des Linearbeschleunigers gebracht. Während sich die Spinausrichtung in den α -Magneten durch die noch sehr geringe Teilchenenergie mitdreht, wird bei der Ablenkungen im Toruskondensator der Elektronimpuls unter dem Spin weggedreht. Steht der Spin daher vor dem Kondensator senkrecht zur Beschleunigerebene, entsteht hier ein Strahl transversal polarisierter Elektronen.

2.1.2 Beschleunigung der Elektronen auf bis zu 3,2 GeV

Die ca. $1 \mu\text{s}$ langen Pulse der Elektronenquelle werden in der ersten Beschleunigerstufe, dem Wanderwellen-Linearbeschleuniger *LINAC 2*, auf 26 MeV beschleunigt und anschließend in das Bonner Synchrotron gefüllt. In dieser zweiten Beschleunigerstufe werden sie auf 1,2 GeV beschleunigt, durch die Beschleunigungsfrequenz von 500 MHz erhalten die Strahlpakete dabei eine 2 ns Substruktur. Zwanzig dieser Strahlpakete werden im Stretcherring akkumuliert, was eine homogene Füllung dieser dritten Beschleunigerstufe erzeugt. Anschliessend werden die Elektronen auf die vom Experiment benötigten Energien von 2,4 bzw. 3,2 GeV nachbeschleunigt.

Die größte Herausforderung bei der Beschleunigung der polarisierten Elektronen ist dabei das Kompensieren bzw. Minimieren der depolarisierenden Effekte durch die intrinsischen Resonanzen⁴ und Imperfektionsresonanzen⁵ in den beiden Kreisbeschleunigern. Diese zerstören durch die bei mehreren Umläufen periodisch auftretenden Magnetfelder, welche nicht parallel zur Spinachse stehen, die Polarisation der Elektronen. Der erreichbare Polarisationsgrad wird so abhängig von der Kompensation aller zu überschreitenden Resonanzen. Die an den Messplätzen erreichbare Polarisation beträgt dabei 72% bei 1,9 GeV ohne Nachbeschleunigung im Stretcherring, bzw. 65% bei 2,5 GeV und 30% bei 3,2 GeV.

2.1.3 Extraktion des Elektronenstrahls in die Experimenthalle

Um einen möglichst gleichmäßigen Elektronenstrahl über mehrere Sekunden an das Experiment übergeben zu können, bedient man sich der Resonanzextraktion der im Stretcherring zirkulierenden Elektronen. Hierbei wird der Beschleuniger in der Nähe einer durch Sextupolmagnete erzeugten drittelzahligen Resonanz betrieben. Hierdurch wird der Phasenraum der Elektronen in einen stabilen (inneren) und einen instabilen (äußeren) Bereich unterteilt. Die Größe des stabilen Bereichs ist dabei abhängig von der Stärke der Anregung und dem Abstand zur Resonanz. Die Elektronen im instabilen

⁴Intrinsische Resonanzen werden durch die vertikalen Betatronschwingungen der Elektronen um die Strahlachse erzeugt.

⁵Imperfektionsresonanzen entstehen durch Feld- bzw. Aufstellungsfehler der Strahlführungsmagnete.

Bereich entfernen sich dabei immer weiter von der zentralen Strahlachse, bis sie die Extraktionsschwelle überschreiten. Um den extrahierten Strahlstrom konstant zu halten wird der Abstand zur Resonanz und damit der stabile Bereich im Phasenraum über spezielle Quadrupolmagnete sukzessive verkleinert. Für das Crystal-Barrel-Experiment wird alle 7,2 Sekunden für 6 s ein Strom von bis zu 1 nA bereitgestellt.

Um den Elektronspin von transversaler zu longitudinaler Polarisation zu drehen, wird er nach der Extraktion zuerst in einem supraleitenden Solenoid um 90° in die Beschleunigerebene gedreht⁶. Über die zwei anschließenden horizontalen Dipolmagnete wird der Elektronenstrahl in die Experimenthalle gelenkt, seine Ablenkung aus der Extraktionsrichtung beträgt dabei 13° . Durch die Magnetfelder der Ablenkmagnete wird der Elektronspin von transversal wieder auf annähernd⁷ longitudinal gedreht. Durch die Obergrenze für das Magnetfeld des Solenoids und der festgelegten Strahlführung lässt sich keine vollständig longitudinale Strahlpolarisation erreichen. Bei 2,4 GeV verbleibt durch ein nicht vollständiges Drehen des Spins in den Ablenkmagneten eine transversale Komponente in der Beschleunigerebene; durch die Sättigung des Solenoids bleibt bei 2,8 GeV eine senkrechte Komponente bestehen. Alle anderen Energien oberhalb von 2,4 GeV beinhalten demnach eine Mischung aus longitudinaler und transversaler Polarisation, bei der die Ausrichtung schräg zur Beschleunigerebene steht.

2.2 Externe Strahlführung und Taggingsystem

Um die nach Kapitel 1 zur Anregung von Nukleonresonanzen erforderlichen Photonen von bis zu 3 GeV zu erhalten, nutzt man die Erzeugung von Bremsstrahlung des extrahierten Elektronstrahls an verschiedenen Radiatoren (Abschnitt 2.2.1). Zur Energiebestimmung und -markierung der erzeugten Photonen dient eine Photonenmarkierungsanlage (Abschnitt 2.2.2). In ihr werden die erzeugten Photonen durch den benutzten Magneten von den abgebremsten Elektronen und den Elektronen, die an keinem Bremsstrahlprozess beteiligt waren, getrennt. Im Fall zirkular polarisierter Photonen wird deren Polarisationsgrad indirekt mittels Møller-Polarimetrie (Abschnitt 2.2.3) bestimmt.

Vor dem eigentlichen Experimentaufbau befindet sich zur Reduzierung der Strahlausdehnung bzw. des Strahlhalos ein Kollimator mit anschließendem Reinigungsmagneten (Abschnitt 2.2.4) im Strahlengang. Zur weiteren Diagnose des Strahls befinden

⁶Die Rotation in die Beschleunigerebene ist nur bis 2,4 GeV möglich, oberhalb dieser Energien reicht das maximale Magnetfeld des Solenoids nicht mehr aus; es verbleibt eine senkrechte Spinkomponente.

⁷Die Drehung des Spins wächst mit steigendem γ gegenüber der Ablenkung des Impulses an und ist dadurch abhängig von der Extraktionsenergie. Für Elektronen von 2,8 GeV Energie und einer Impulsablenkung von 13° würde ein transversaler Spin vollständig longitudinal.

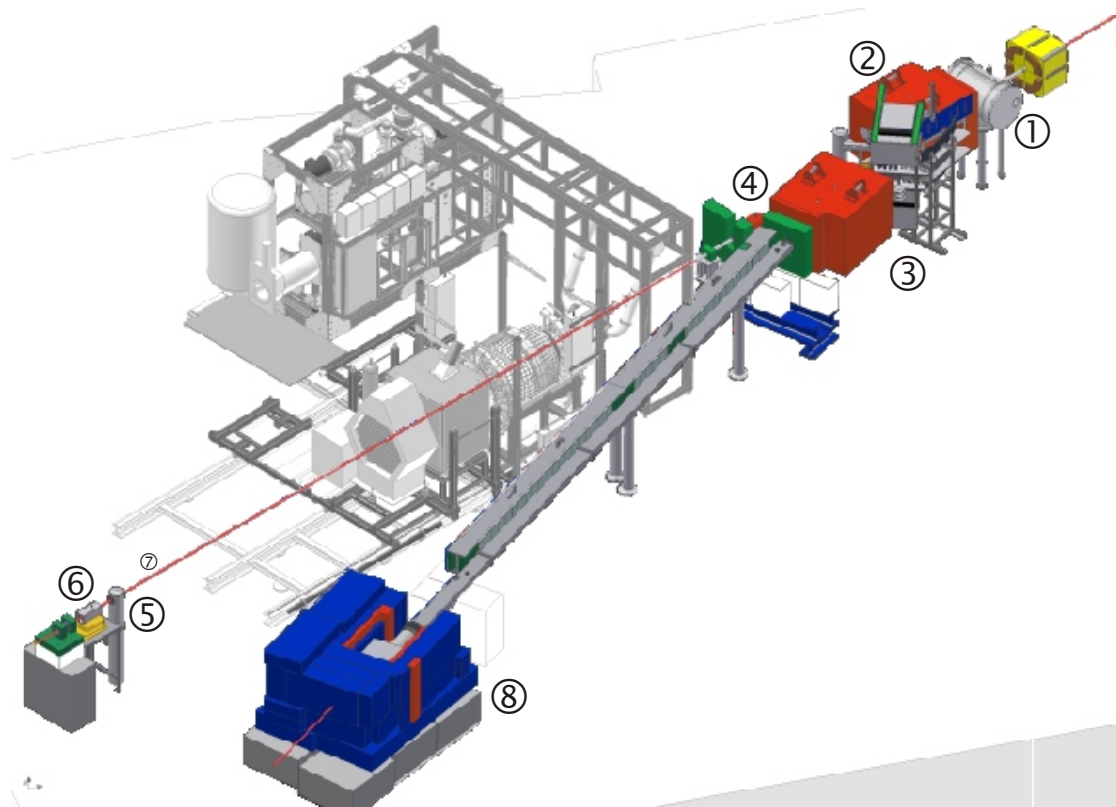


Abbildung 2.2: **Strahlführung und -diagnose in der Experimenthalle**

Abgebildet ist die technische Zeichnung des Experimentaufbaus, farbig hervorgehoben sind die Komponenten der externen Elektronenstrahlführung und der Erzeugung bzw. Diagnose des Photonenstrahls:

- (1) Radiatortank
- (2) Taggingmagnet
- (3) Møllerzähler
- (4) Kollimator
- (5) Photonkamera
- (6) Gamma-Intensitäts-Monitor
- (7) Flussmonitor (geplant)
- (8) Primärstrahlabsorber

sich hinter dem Experiment eine Photonenkamera (Abschnitt 2.2.5) und ein Gamma-Intensitäts-Monitor (Abschnitt 2.2.6). Da nur ein Bruchteil der Elektronen durch Bremsstrahlung Photonen erzeugt, wird der in der Photonenmarkierungsanlage abgelenkte Primärstahl über einen weiteren Magneten vom Experiment weggelenkt. Er trifft an der Seite der Experimenthalle auf einen Strahlabsorber (Abschnitt 2.2.8), der gleichzeitig auch der Überwachung der Primärstrahlintensität dient. Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über die Anordnung der oben genannten Komponenten im Experiment.

2.2.1 Bremsstrahlradiatoren

Zur Umwandlung des Elektronenstrahls in einen Photonenstrahl dienen verschiedene Bremsstrahlradiatoren. Die im Experiment verwendeten Radiatoren befinden sich in einem Tank direkt hinter den letzten Elementen der Elektronenstrahlführung. Innerhalb des Tanks können mittels einer in fünf Achsen verstellbaren Halterung die verschiedenen Radiatoren in den Elektronenstrahl gefahren und ausgerichtet werden (Abbildung 2.3). Dabei sind die Radiatoren zur Erzeugung unpolarisierter Photonen im Aussenbereich des gezeigten Rades angebracht; ein Diamantkristall zur Erzeugung linear polarisierter Photonen befindet sich auf der Drehachse. Anstelle des Rades lässt sich auch eine in einer Solenoidspule angebrachte, magnetisierbare VacoFlux⁸-Folie in den Elektronenstrahl fahren. Mit dieser Folie kann simultan zur Erzeugung zirkular polarisierter Photonen der Polarisationsgrad des Primärstrahls gemessen werden ([Els07b]; [Kam08]).

Amorphe Kupferradiatoren

Die einfachste Form der Bremsstrahlung ist inkohärente Bremsstrahlung, d.h. die Wechselwirkung von unpolarisierten Elektronen mit dem Coulombfeld eines amorphen, nicht polarisierten Radiatortargets. Dabei gilt im klassischen Sinne für jede Streuung die Energie- und Impulserhaltung, also $E_0 = E_e + E_\gamma + E_{Kern}$ und $\vec{p}_0 = \vec{p}_e + \vec{p}_\gamma + \vec{p}_{Kern}$. Der Öffnungswinkel der abgestrahlten Photonen ist von der Energie der Elektronen ($|\theta| \sim 1/E_0$) und der abgestrahlten Photonen abhängig. Für stark relativistische Energien und vernachlässigbaren Kernimpuls gilt jedoch, dass sich im Laborsystem Elektron und Photon die Eingangsenergie E_0 teilen und parallel weiterfliegen ($E_\gamma = E_0 - E_{e^-}$).

Im Radiatorrad befinden sich vier unterschiedlich dicke Kupferradiatoren (12, 50, 150 und 300 μm , bzw. in Strahlungslängen $\sim 1/1000, 1/300, 1/100$ und $1/50 X_0$), die eine Optimierung in Bezug auf Wirkungsquerschnitt (Photonenintensität) und Mehrfachstreuung (Unsicherheit in der Energiedefinition) ermöglichen.

⁸VacoFlux ist eine Legierung aus 49% Eisen, 49% Cobalt und 2% Vanadium, die eine der höchsten bekannten Sättigungsmagnetisierungen besitzt.

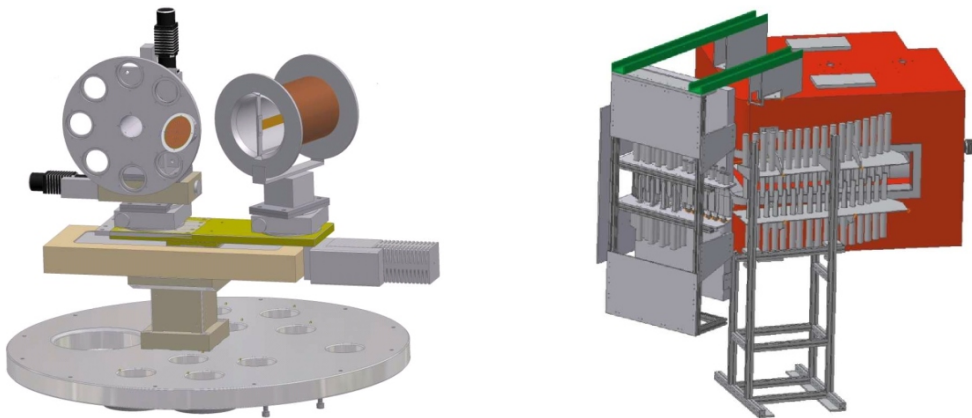


Abbildung 2.3: **Halterung der Bremsstrahlradiator und das Taggingsystem**

Links dargestellt ist die Goniometerhalterung des Radiatorrads mit Diamantkristall im Zentrum und verschiedenen Radiatoren und Diagnose-einsätzen im Aussenbereich des Rades. Alternativ kann eine in einer Solenoidspule montierte VacoFlux-Folie als Bremsstrahlradiator verwendet werden.

Rechts abgebildet ist die Photonenmarkierungsanlage (Taggingsystem): Die von rechts eintreffenden Elektronen werden entsprechend ihrer Energie abgelenkt und in den verschiedenen Plastikszintillatoren nachgewiesen. Vor der linken Hälfte der Szintillatoren befindet sich der Faserdetektor. Die Detektoren zum Nachweis der Møller-Elektronen sind nicht eingezeichnet.

Diamantkristall - Erzeugung linear polarisierter Photonen

Beim Bremsstrahlungsprozess spannen die Impulsvektoren von Elektron und Kern eine Ebene auf, in der das auslaufende Photon schwingt. Wird anstelle eines amorphen Radiators ein Kristall verwendet, so kann bei entsprechender Ausrichtung der Gitterebenen der Impulsübertrag des Elektrons vom ganzen Kristall übernommen werden (immer dann, wenn der reziproke Gittervektor \vec{g} parallel zum übertragenen Impuls \vec{p}_{Kern} ist), dieser Prozess ist gegenüber der normalen Bremsstrahlung deutlich überhöht (Abbildung 2.4). Durch den in diesem Fall vom ganzen Kristall übernommenen Impuls ist die so emittierte Bremsstrahlung stärker auf kleine Vorwärtswinkel fokussiert. Auch wenn durch einen nachgeschalteten Photon-Kollimator (Abschnitt 2.2.4) das Verhältnis von polarisierten zu unpolarisierten Photonen im Strahl weiter erhöht werden kann, ist es wichtig, die Strahlqualität bezüglich Position und Divergenz so zu optimieren und stabilisieren, dass die resonante Überhöhung im Bremsstrahlspektrum maximal wird.

Möllerradiator - Erzeugung zirkular polarisierter Photonen

Bei der Bremsstrahlung longitudinal polarisierter Elektronen geht ein energieabhängiger Anteil der Polarisation auf das Bremsstrahlphoton über [OM59]. Wenn der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls bekannt ist und die Energie des auslaufenden Elektrons bestimmt wird, ist neben der Energie des Photons auch sein Polarisationsgrad bekannt (Abbildung 2.4). Um den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls während des Experiments permanent überwachen zu können, wird anstelle eines unpolarisierten Kupferradiators eine polarisierte VacoFlux-Folie als Bremsstrahlradiator verwendet. Ihre Dicke liegt mit $20 \mu\text{m}$ bzw. $\sim 1/300 X_0$ nahe der effektiven Dicke des Diamantkristalls ($\sim 4/1000 X_0$); die durch das Solenoid-Magnetfeld erzeugte umschaltbare Polarisation der Folie beträgt 8,2%. Durch die polarisationsabhängigen Zählratenasymmetrien (Abschnitt 2.2.3) der Møllerstreuung wird der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls gemessen.

Einsätze zur Strahlagebestimmung

Zusätzlich zu den amorphen Radiatoren und dem Diamantkristall befinden sich im Radiatorrad noch drei weitere Einsätze. Zwei dieser Einsätze sind Drähte, die so in das Rad eingebaut sind, dass sie, in Strahlposition gebracht, exakt horizontal bzw. vertikal durch den Elektronenstrahl verlaufen. Durch Verschieben des Rades in entsprechender Richtung bei gleichzeitiger Messung der Reaktionsrate wird die Bestimmung des vertikalen bzw. horizontalen Strahlprofils ermöglicht. Der dritte Einsatz ist eine Chromox⁹-Scheibe, die mit einer Kamera betrachtet werden kann.

⁹Mit Chromoxid Ch_2O_3 dotiertes Al_2O_3 , das bei Beschuss ionisierender Strahlung luminiszent ist.

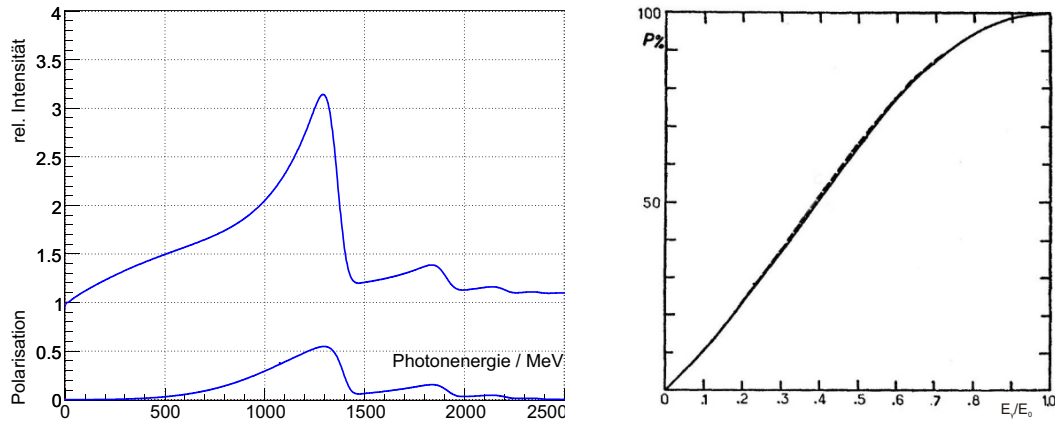


Abbildung 2.4: **Polarisationsgrad bei der Erzeugung polarisierter Photonen**

Links abgebildet ist die relative Intensität der kohärenten Bremsstrahlung gegenüber dem inkohärenten Spektrum mit den durch das Kristallgitter erzeugten charakteristischen Überhöhungen (obere Kurve). Zusätzlich eingezeichnet ist der daraus resultierende Polarisationsgrad der erzeugten linear polarisierten Bremsstrahlung (untere Kurve) [Els07b].

Rechts dargestellt ist der Polarisationstransfer von longitudinal polarisierten Elektronen auf zirkular polarisierte Photonen im Bremsstrahlprozess [OM59].

2.2.2 Photonmarkierungsanlage

Das abgebremste Elektron und das durch Bremsstrahlung erzeugte Photon verlassen den Radiatortank annähernd parallel, genauso alle Elektronen, die nicht an einem Bremsstrahlungsprozess beteiligt waren. Ziel der Photonmarkierungsanlage (Tagger¹⁰) ist es, Elektronen und Photonen voneinander zu trennen, den Primärelektronenstrahl am Experiment vorbeizuleiten und die abgebremsten Elektronen entsprechend ihrer Restenergie zu markieren, um damit die Photonenergie zu bestimmen. Zur Trennung und Auffächerung der Elektronen dient ein Dipolmagnet, die Spurrekonstruktion erfolgt über ein Szintillator-Hodoskop¹¹. Eine ausführliche Beschreibung zur Konstruktion und Eichung des Tagging-Systems befindet sich in [FP04] und [FP08], Abbildung 2.3 zeigt eine Zeichnung des Systems.

¹⁰to tag: engl. markieren

¹¹Hodoskop: gr. Pfadseher

Taggingmagnet

Als Spektrometermagnet dient ein Dipolelektromagnet, der baugleich mit dem Magneten des bisherigen Crystal-Barrel-Aufbaus ist und zuvor für das am gleichen Ort aufgebaute Taggingssystem des GDH Experiments verwendet wurde. Elektronen verschiedener Energien werden der Lorentzkraft entsprechend abgelenkt und verlassen dadurch den Magneten an unterschiedlichen Stellen. Durch das konstante Magnetfeld von z.B. 1,18 T bei 2,4 GeV Elektronenstrahlenergie ist bei festen Einschussparametern ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Energie eines Elektrons sowie Austrittsort und -richtung gegeben.

Tagger-Hodoskop

Zur Rekonstruktion des Elektronpfades dient ein Hodoskop aus 96 Plastikszintillatoren und 480 Plastikszintillatorfasern. Wie in Abb. 2.3 zu erkennen, sind die Szintillatoren entlang des Austrittsfensters überlappend angeordnet; durch die Überlappung kann der Durchstoßpunkt eines Elektrons bei geringem Rauschhintergrund bestimmt werden. Da bei hohen Elektronenergien die Ablenkung sehr gering ist, nimmt die Energieauflösung des Systems über den beobachteten Bereich von 0,1% bei Szintillator 1 bis zu 6% bei Szintillator 96 ab. Um dies zu kompensieren, ist im Trefferbereich hochenergetischer Elektronen ein Faserdetektor aus 480 Fasern vorgelagert, der die Energieauflösung im Bereich der Szintillatoren 42 bis 96 auf 0,1% bis 3 % steigert. Das Hodoskop deckt dabei den Bereich von 14% bis 96% der erzeugten Photonenenergien ab.

Da der Magnet nicht speziell darauf ausgelegt ist, eine einfache Fokalebene auszubilden und die einzelnen Szintillatoren des Hodoskops nicht in den Fokalfunkten der jeweiligen Elektronenergien stehen, müssen Ausdehnung und Divergenz des Elektronenstrahls möglichst gering und seine Ausrichtung zeitlich stabil sein, um mittels bekannter Magnetfeldkarte und Einschusseichung das Hodoskop zu kalibrieren.

2.2.3 Møller-Polarimeter

Zur Messung der Elektronenstrahlpolarisation bei der Erzeugung zirkular polarisierter Photonen (Abschnitt 2.2.1) dienen mehrere Bleiglaszähler, welche die bei der spinabhängigen Elektron-Elektron Streuung entstehenden Møllerpaare nachweisen. Dabei werden die Paare gemessen, die im Schwerpunktsystem genau senkrecht zur Richtung des einfallenden Elektrons fliegen. In diesem Fall ist der Unterschied zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Spins im Wirkungsquerschnitt maximal. Da diese Elektronen im Laborsystem in einen Konus emittiert werden, können die Zähler außerhalb der Bremsstrahlebene angebracht werden. Aus dem Zählratenunterschied bei

paralleler und antiparalleler Ausrichtung von Radiator- und Strahlpolarisation lässt sich bei bekannter Radiatorpolarisation die Strahlpolarisation bestimmen. Weitere Informationen zur Möllerpolarimetrie finden sich in [Ebe06] bzw. [Kam08].

2.2.4 Kollimator und Reinigungsmagnet

Hinter dem Taggingssystem befindet sich in Richtung der Detektoren eine Halterung für verschiedene Wolfram-Strahlkollimatoren (4, 5, 6 und 7 mm). Sie dienen dazu, aus dem Photonenstrahl nur den möglichst achsennahen und parallelen Anteil zu selektieren. Bei Linearpolarisation hat dies den zusätzlichen Effekt, dass das Verhältnis zwischen polarisierten und unpolarisierten Photonen erhöht wird, da die linear polarisierten Photonen unter kleineren Vorwärtswinkeln emittiert werden [Els07b]. Die durch das Abschälen des Photonenstrahl-Halos entstehenden Elektron-Positron-Paare bzw. die im Kollimator herausgeschlagenen Elektronen werden mittels eines Permanentdipols aus dem Strahlengang in eine Bleiwand gelenkt.

2.2.5 Photonkamera

Am hinteren Ende der Strahlführung befindet sich ein zweiter Punkt zur Lagekontrolle des Photonenstrahls. Eine dünne KODAK LANEX Regular Folie ist unter 45 Grad in den Strahlengang eingebracht; das vom Photonenstrahl darauf erzeugte Fluoreszenzlicht wird mit einer Kamera digitalisiert. Da dieser Schirm hinter den Detektoren des Experimentaufbaus steht, kann er auch während der Messphase im Strahlengang verbleiben und ermöglicht somit eine permanente Strahldiagnose. Über eine automatisierte Auswertung des Kamerabildes und eine darauf basierende Anpassung der Elektronenstrahl-optik wird die Photonenstrahlage auf 0,1 mm konstant gehalten.

2.2.6 Gamma-Intensitäts-Monitor

Als letzte aktive Komponente der Strahlführung dient der **Gamma-Intensitäts-Monitor** (GIM), eine Anordnung von vier mal vier Bleifluoridkristallen. Sie registrieren diejenigen Photonen, die nicht an einer Wechselwirkung im Target beteiligt waren. Abgesehen von der zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten zwingend notwendigen Messung des Photonenflusses kann mit dem GIM sehr gut die Stabilität des Photonenstrahls bestimmt werden. Ablageänderungen im Bereich weniger Zehntelmillimeter auf dem Detektor sind deutlich im Trefferbild zu erkennen; Ablageänderungen auf den Bremsstrahlradiator machen sich durch den Strahlkollimator deutlich im Zählratenverhältnis zwischen Taggerhodoskop und GIM bemerkbar ([McG08]).

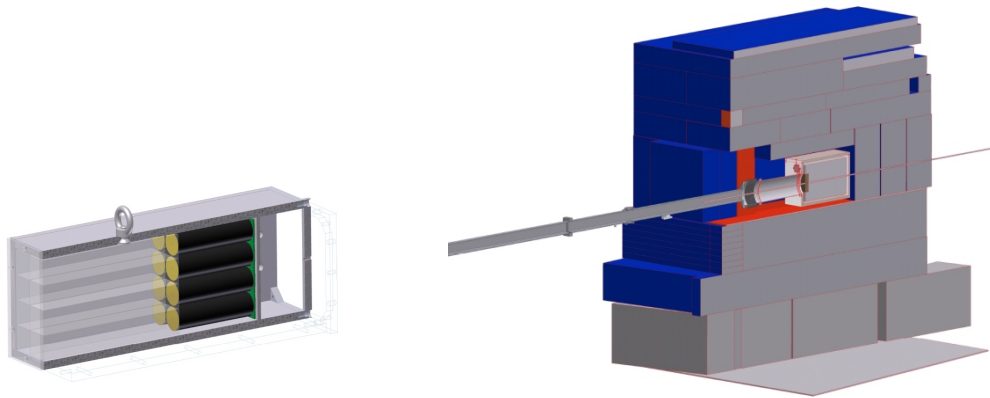


Abbildung 2.5: **Gamma-Intensitäts-Monitor und Primärstrahlabsorber**

Links der aus 16 PbF_2 -Kristallen bestehende Photonenstrahlmonitor zur Messung des Photonenstrahlstroms, rechts der Primärstrahlabsorber zur Messung des Elektronenstrahlstroms.

2.2.7 Photonenflussmonitor

Der Gamma-Intensitäts-Monitor ist so ausgelegt, dass er jedes eintreffende Photon ab einer bestimmten Energie zählen kann. Da der Detektor durch die endliche Pulslänge der Elektronik ab einem gewissen Strahlstrom Sättigungseffekte zeigen muss, wird zu seiner Unterstützung ein Flussmonitor auf Basis dünner Plastiksintillatoren entwickelt. Die das Ende der Strahlführung erreichenden Photonen erzeugen hierbei an einer dünnen Plastikschiicht mit geringer Wahrscheinlichkeit Elektron-Positron-Paare, die dann über eine Koinzidenz aus zwei Plastiksintillatoren nachgewiesen werden. Die hierdurch erzeugte Untersetzung der Ansprechrate liegt für 0,5 mm Konversionsmaterial im Vergleich zum GIM bei ca. $1:10^3$. Dies ermöglicht auch bei Elektronenstrahlströmen von 1 nA und daraus resultierenden Photonzählraten oberhalb von 10 GHz eine Messung des Photonenstroms.

2.2.8 Ablenkmagnete, Primärstrahlabsorber

Der Teil des Primärstrahls, der im Radiatortank keine Reaktion hervorgerufen hat, wird im Taggermagnet nur leicht abgelenkt. Ein zweiter Magnet leitet ihn an den Detektoren des Experiments vorbei zu einem seitlich liegenden Primärstrahlabsorber, einem isoliert aufgehängten Eisenquader, umgeben von einer 1 m starken Eisenabschirmung. Durch Messung des Entladestroms zwischen Eisenquader und Masse kann der Strahlstrom des primären Elektronenstrahls bestimmt werden.

2.3 CB-Detektorsetup

Kern des Experiments sind das Reaktionstarget und die Detektoren zum Nachweis der Reaktionsprodukte, unter anderem der namensgebende Crystal-Barrel-Detektor. Die über Bremsstrahlung erzeugten und energiemarkierten Photonen treffen im Zentrum des Experimentaufbaus auf das Bonn Frozen Spin Target (Abschnitt 2.3.1) und verursachen dort mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit hadronische Reaktionen. Der Targetkryostat wird vom Crystal-Barrel-Detektor (Abschnitt 2.3.2) umschlossen. Der durch den Lorenzboost höheren Raten ausgesetzte Bereich kleiner Vorwärtswinkel wird durch den Vorwärtsdetektor (Abschnitt 2.3.3) und den MiniTAPS-Detektor (Abschnitt 2.3.5) abgedeckt.

Jeder dieser Detektoren besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Subdetektor zur Ladungsidentifizierung. Die Funktionsweise und das Zusammenspiel dieser beiden Subdetektoren wird anhand des Vorwärtsdetektors in Kapitel 3 genauer beschrieben. Abbildung 2.6 zeigt die Detektoren des Experiments, die hierfür zur besseren Sichtbarkeit entlang des Schienensystems auseinandergezogen wurden; die Messposition wurde in Abbildung 2.2 gezeigt.

2.3.1 Polarisiertes Target

Wie schon in Kapitel 1 beschrieben möchte man beim Crystal-Barrel-Experiment unter anderem Baryonresonanzen durch Photoproduktion am polarisierten Proton messen. Hierfür benötigt man ein Targetmaterial mit möglichst hohem Protonenanteil, das sich möglichst leicht auf einen möglichst hohen Polarisationsgrad bringen lässt und dabei eine möglichst lange Relaxationszeit hat. Als besonders geeignetes Targetmaterial hat sich 1-Butanol (C_4H_9OH) erwiesen. Mit dem hier verwendeten Aufbau lassen sich Polarisationsgrade von über 60% länger als zwei Tage aufrechterhalten. Dabei wird das Targetmaterial auf 50 mK gekühlt und mittels eines 2,4 T bis 5 T Magneten polarisiert; eine Haltespule mit 0,64 T verlängert die Relaxationszeit nach der Polarisierung. Wichtigste Merkmale des Targetaufbaus sind, neben der Fähigkeit, Protonen parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung polarisieren zu können, vor allem die kompakten Ausmaße des Kryostaten. Wie in Bild 2.7 zu sehen, ermöglicht der Targetkryostat eine Messung unter annähernd 4π Raumwinkel mit nur minimaler Beeinflussung¹² der einlaufenden Photonen oder der Reaktionsprodukte durch zusätzliches Material [BDP⁺99].

¹²Das zwischen Targetzelle und Detektor befindliche Material des Kryostaten entspricht mit ca. 1 cm Al-Äquivalent ca. 0,1 Strahlungslängen.

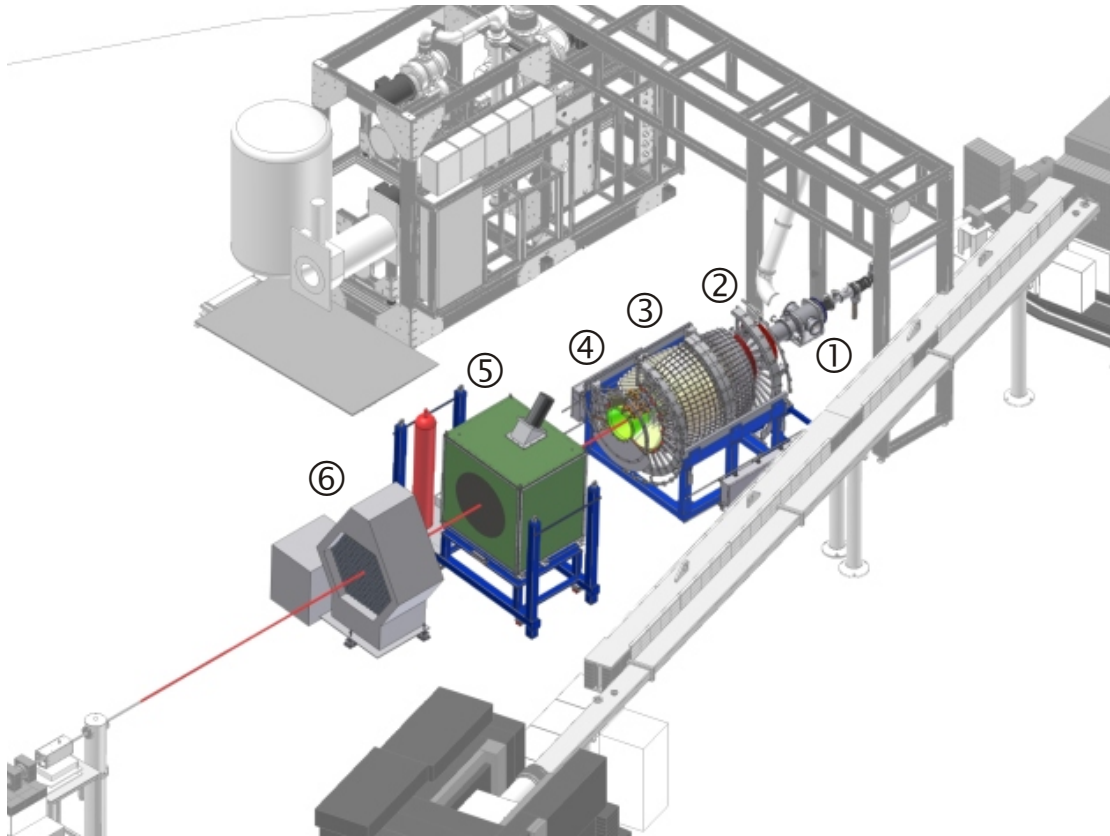


Abbildung 2.6: **Reaktionstarget und Detektoren des Experiments**

In der Zeichnung des Experimentaufbaus sind das Reaktionstarget und die Hauptdetektoren farblich hervorgehoben. Zur besseren Darstellung sind sie im Gegensatz zu Abbildung 2.2 entlang der Z-Achse mit Abstand zueinander abgeordnet.

- (1) Polarisiertes Target
- (3) Crystal-Barrel-Detektor
- (2) CB-Innendetektor
- (4) CB-Vorwärtsdetektor
- (5) Gas-Čerenkov-Detektor
- (6) MiniTAPS-Detektor



Abbildung 2.7: **Polarisiertes Target und Innendetektor**

Links abgebildet ist der Kryostat für das polarisierte Target; der Targetkontainer befindet sich links in der Spitze der Apparatur.

Rechts der Innendetektor, der mit in drei gegeneinander verdrehten Lagen szintillierender Fasern zur Ladungsidentifizierung im Crystal-Barrel dient.

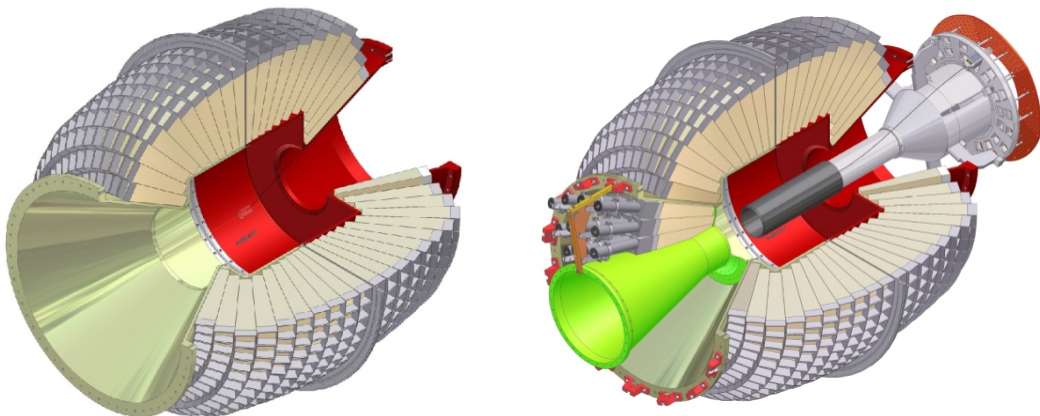


Abbildung 2.8: **Crystal-Barrel-Detektor und Anordnung der zentralen Detektoren**

Links abgebildet ist das Crystal-Barrel-Kalorimeter in seiner momentanen Konfiguration aus 1230 CsI(Tl)-Kristallen. In Rückwärtsrichtung (rot) wurden zwei Kristallringe entfernt, um dem Targetkryostaten Platz zu bieten, in Vorwärtsrichtung (grün) sind gegenüber der Grundkonfiguration drei Ringe entfernt.

Die rechte Abbildung zeigt das Zusammenspiel aus Crystal-Barrel, dem Innendetektor und dem den Winkelbereich von 30° bis 12° abdeckenden Vorwärtsdetektor.

2.3.2 Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor

Der Crystal-Barrel-Detektor umschließt das Target in einem Winkelbereich von 30° bis 156° in θ und 360° in φ . Er besteht aus einer 1230 CsI(Tl)-Kristalle umfassenden Kalorimereinheit und einem Faserdetektor aus 513 Plastikszintillatorfasern zur Ladungsidentifizierung.

Der Innendetektor

Direkt um den Kryostaten des Reaktionstargets angeordnet befinden sich drei Lagen szintillierender Fasern, die auf Kohlefaserrohre aufgezogen sind (Abbildung 2.8). Dabei liegt die äußerste Lage parallel zum Strahl, die mittlere Lage ist um $25,7^\circ$ in die eine, die innere Lage um $24,5^\circ$ in die andere Richtung verdreht. Durch diese Verdrehung über die halbe Zylinderoberfläche wird eine eindeutige Bestimmung des Durchstoßpunktes geladener Teilchen möglich, sobald zwei der drei Lagen angesprochen haben. Der Subdetektor deckt dabei in θ einen Bereich von 24° bis 166° ab. Seine Winkelauflösung ist $0,4^\circ$ in θ und $0,1^\circ$ in φ . Für minimalionisierende Teilchen beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei zwei aus drei Lagen 98,4 % [S⁺05][Grü06].

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter besteht in seiner Grundkonfiguration aus 1380 CsI(Tl) Kristallen, die um einen zylindrischen¹³ Innenraum einen Winkelbereich von 12° bis 168° in θ umschließen. Dieser Bereich ist in 26 Ringe a 6° unterteilt, wobei die äußeren drei Ringe jeweils aus 30, die inneren Ringe aus 60 Kristallen bestehen [A⁺92]. Hierdurch entstehen 13 verschiedene trapezoide Kristallformen. Das verwendete CsI(Tl) ist im Gegensatz zu NaI (heller, ähnliche Strahlungslänge) nur schwach hygroskopisch, deutlich heller als BGO (kürzere Strahlungslänge) und hat eine kürzere Strahlungslänge als BaF₂ (ähnliche Helligkeit, schneller). Die Kristalle können bei einer Länge von 30 cm bzw. 16 Strahlungslängen die Energie von Photonen bis ca. 2 GeV vollständig aufnehmen. Die Winkelabdeckung der Kristalle ist dabei $6^\circ \times 6^\circ (12^\circ)$; über Schwerpunktsbestimmung der über mehrere Kristalle verteilten elektromagnetischen Schauer lässt sich eine Winkelauflösung von ca. 1° erreichen. Durch den *fixed target*-Aufbau des Experiments und den daraus folgenden Lorentzboost der Reaktionsprodukte ist unter Vorwärtswinkeln zum einen eine deutlich höhere Teilchenrate zu verzeichnen, zum andern erzeugt eine gleichmäßige Abdeckung im Laborsystem eine schlechtere Winkelauflösung im Schwerpunktsystem. Im Jahr 2001 wurden die vorderen drei Ringe entfernt, um den Bereich

¹³fassförmig: Crystal-Barrel, engl. für Kristall-Fass

unterhalb von 30° fortan mit separaten, schnelleren Vorwärtsdetektoren höherer Granularität abzudecken bzw. sogar zu kleineren Vorwärtswinkeln zu erweitern¹⁴. Um Platz für den Kryostaten des Frozen Spin Targets zu erhalten, mussten 2004 zusätzlich zwei Ringe in Rückwärtsrichtung entnommen werden. In der jetzigen Konfiguration besteht das Kalorimeter somit aus 1230 Kristallen und deckt damit einen Polarwinkelbereich von 30° bis 156° im Laborsystem bzw. ca. 89% von 4π ab (Abbildung 2.8).

2.3.3 30° -Vorwärtsdetektor

In der Zeit von 2001 bis 2003 hat der TAPS-Detektor als aus 528 hexagonalen BaF Kristallen bestehende Wand den Winkelbereich zwischen $5,8^\circ$ und 30° abgedeckt [Now98]. Da die Module des TAPS-Systems anschliessend zwischen Crystal-Ball-Experiment in Mainz und dem Crystal-Barrel-Experiment in Bonn aufgeteilt wurden, wurde für den Vorwärtsbereich eine Kombination von zwei Detektoren vorgeschlagen. Als Basis eines dieser Detektoren dienen die in Abschnitt 2.3.2 entnommenen 90 Kristalle des Crystal-Barrels, die – mit neuer Ausleseelektronik versehen und um einen Subdetektor zur Ladungsidentifizierung erweitert – den Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor bilden [WF⁺08]. Der von ihm abgedeckte Winkelbereich beträgt $11,5^\circ$ bis $27,5^\circ$.

Der Vorwärtsdetektor (Kapitel 3) und sein Subdetektor zur Ladungsidentifizierung (Abschnitt 3.3) sind das Hauptthema dieser Arbeit, die Abbildung 2.8 zeigt den Crystal-Barrel mit integriertem Innendetektor und montiertem Vorwärtsdetektor.

2.3.4 Čerenkov

Der hadronische Wirkungsquerschnitt ist im Vergleich zur Comptonstreuung und Paarproduktion stark unterdrückt. Um zu verhindern, dass der 12° -Vorwärtsdetektor Mini-TAPS (Abschnitt 2.3.5) durch die bei kleinen Vorwärtswinkeln extrem hohe Teilchenrate die Datenauslese mit unerwünschten “Untergrund”-Ereignissen blockiert, wurde 2006/2007 der Gas-Čerenkov-Detektor des ehemaligen GDH-Experiments modifiziert und in den Experimentaufbau integriert (Abbildung 2.9). Dabei wurde CO_2 als Gas gewählt, da es für Elektronen und Positronen ab 17 MeV über eine sehr hohe Ansprechwahrscheinlichkeit verfügt (90% bei 20 MeV und 99,7% ab 100 MeV), Pionen aber erst jenseits von 4,5 GeV registriert werden können. Auf diese Weise wird er als Vetodetektor im Triggersystem verwendet [Kai07].

¹⁴2001 bis 2003 mit dem TAPS-Detektor (30° bis $5,8^\circ$) und ab 2007 mit der Kombination aus Vorwärtsdetektor (Abschnitt 2.3.3) und MiniTAPS (Abschnitt 2.3.5)

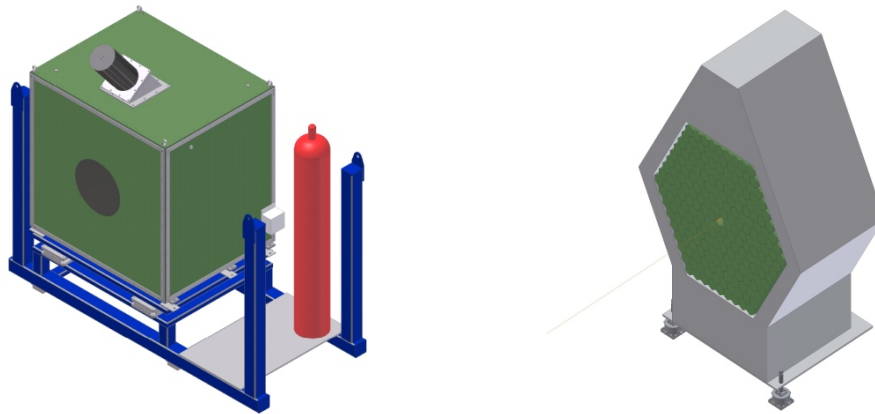


Abbildung 2.9: Čerenkov-Detektor und MiniTAPS

Der links abgebildete Čerenkov-Detektor dient der Unterdrückung von unerwünschten elektromagnetischen Ereignissen in der Vorwärtsrichtung. In seinem Inneren befindet sich ein großes Gasvolumen und ein Hohlspiegel, der das über den Čerenkov-Effekt erzeugte Licht auf einen Photomultiplier lenkt.

Rechts dargestellt ist der MiniTAPS-Detektor, eine kleinere Variante der TAPS-Wand aus 216 BaF₂-Kristallen, die den Winkelbereich unterhalb von 12° abdeckt.

2.3.5 MiniTAPS

Der neu gebaute Vorwärtsdetektor lässt den Winkelbereich unter 12° offen; dieser wird bis nahe an die Strahlachse durch eine kleinere Variante der TAPS-Wand abgedeckt (Abbildung 2.9). Sie besteht aus 216 TAPS-Modulen (hexagonalen BaF₂-Kristallen). Den Kristallen vorgelagert sind Plastiksintillatoren zur Ladungsidentifizierung. Der abgedeckte Winkelbereich beträgt 10,4° bis 1,6° [Mak08].

2.3.6 Trigger und Datenerfassung

Das Crystal-Barrel-Experiment besteht, wie in den vorangehenden Abschnitten beschrieben, aus verschiedenen Detektoren und Subdetektoren, die unterschiedliche Messaufgaben erfüllen. Um aus allen angebotenen Informationen Ereignisse auszuwählen, die über die Datenerfassung ausgelesen werden sollen, bedarf es einer komplexen und flexiblen Triggerelektronik.

Betrachtet man z.B. eine Reaktion wie $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$ oder $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$, müsste man drei Teilchen in den Detektoren des Experiments nachweisen. Durch die aus dem Taggingssystem bekannte Energie des einlaufenden Photons reicht es aber aus, alleine die zwei Photonen nachzuweisen, der 4er-Vektor des Protons lässt sich dann über die

Kinematik der Reaktion berechnen bzw. über einen “missing mass fit” bestimmen. Auf diese Weise kann man Akzeptanzlöcher des Experiments weitgehend schließen.

Die zwei zu messenden Photonen können sich entsprechend der folgenden Tabelle auf die Detektoren verteilen:

zwei detektierte Photonen im Experiment,
verteilt auf:

| | Crystal-Barrel | Vorwärtsdetektor | MiniTAPS |
|----|----------------|------------------|----------|
| a) | 1 | 1 | 0 |
| b) | 1 | 0 | 1 |
| c) | 0 | 1 | 1 |
| d) | 2 | 0 | 0 |
| e) | 0 | 2 | 0 |
| f) | 0 | 0 | 2 |

sowie x_1) ein oder beide Photonen nicht nachgewiesen

Erschwert wird dieser vereinfachte Ansatz durch zwei Einschränkungen:

- Das Crystal-Barrel-Kalorimeter ist im Gegensatz zum Vorwärtsdetektor oder dem MiniTAPS Detektor nicht in der Lage, ein freilaufendes Triggersignal für Photonen anbieten zu können. Aus diesem Grund muss zuvor in einer ersten, freilaufenden Triggerstufe (*first level trigger*) nach möglichen Ereignissen in den anderen Detektoren gesucht werden, um dann in einer zweiten Triggerstufe (*second level trigger*) nach Treffern im CB-Kalorimeter zu suchen.
- Die drei Kalorimeter können zum Triggerzeitpunkt nicht zwischen Proton oder Photon unterscheiden, ein Trigger auf zwei Teilchen beinhaltet deswegen zwangsläufig auch Ereignisse, in denen nur eines der beiden Photonen sicher nachgewiesen wurde.

Die zweite Einschränkung wird durch die Tatsache abgeschwächt, dass die Triggerschwelle in den Kalorimetern zur Rauschunterdrückung leicht oberhalb der Rekonstruktionschwelle liegt und die Cluster-Algorithmen bei nahe beieinanderliegenden Treffern dazu tendieren, eine zu kleine Multiplizität anzugeben. In diesem Fall finden sich dann während der Datenanalyse drei Teilchen in den Kalorimetern, auch wenn nur zwei zum Triggerzeitpunkt erkannt wurden.

Durch die erste Einschränkung ist das Experiment bei nur zwei eindeutig nachgewiesenen Teilchen blind für Ereignisse vom Typ „d)“. Für den Fall, dass dagegen alle drei Teilchen der Reaktion nachgewiesen werden, wird das Loch in der Akzeptanz durch eine Hinzunahme des Protons in die Betrachtung zum größten Teil wieder geschlossen. Der Fall von zwei Photonen im Crystal-Barrel-Kalorimeter unterteilt sich dann wie folgt:

zwei Photonen im Crystal-Barrel-Kalorimeter
und Proton in:
 d₁) Crystal-Barrel
 d₂) Vorwärtsdetektor
 d₃) MiniTAPS
 sowie x₂) Proton nicht nachgewiesen

Durch die zuvor als Fehlidentifizierung bezeichnete zweite Einschränkung werden die Varianten „d₂)“ und „d₃)“ zu Untermenge der Ereignisse in „a)“ bzw. „b)“. Durch die Fähigkeit des CB-Innendetektors, für geladene Teilchen ein schnelles Triggersignal liefern zu können, kann auch die Variante „d₁)“ abgedeckt werden.

Fasst man die obigen Aussagen zusammen, bieten die Detektoren des Crystal-Barrel-Experiments für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$ die folgenden Triggermöglichkeiten:

1. Es werden alle drei Teilchen in den Kalorimetern registriert :
Volle Trigger- und Analysemöglichkeit
2. Es werden nur zwei der drei Teilchen in den Kalorimetern registriert :
 - a) Das nicht registrierte Teilchen ist ein Photon :
Volle Trigger- aber keine Analysemöglichkeit
 - b) Das nicht registrierte Teilchen ist das Proton :
 - i. Das Proton ging in den Raumwinkel des Crystal-Barrels und wurde zumindest im Innendetektor registriert :
Volle Trigger- und Analysemöglichkeit
 - ii. Das Proton wurde nicht registriert aber zumindest eines der beiden Photonen ging in den Vorwärtsdetektor oder MiniTAPS :
Volle Trigger- und Analysemöglichkeit
 - iii. Das Proton wurde nicht registriert und beide Photonen gingen in den Crystal-Barrel-Detektor :
Keine Trigger- bei theoretischer Analysemöglichkeit

Unterteilt in den freilaufenden 1st Level Trigger und den langsamen 2nd Level Trigger stellen sich die verschiedenen Triggerbedingungen wie folgt dar:

| | 1 st Level | FACE |
|-----------------------|-----------------------|----------|
| a) / d ₂) | CF1 | ≥ 1 |
| b) / d ₃) | TAPS1 | ≥ 1 |
| c) | CF1 & TAPS1 | |
| d ₁) | Innen | ≥ 2 |
| e) | CF2 | |
| f) | TAPS2 | |

FACE = FAst Cluster Encoder, der 2nd Level Multiplizitätstrigger des Crystal-Barrel Detektors

CF1 / CF2 = genau ein bzw. zwei oder mehr Cluster im Vorwärtsdetektor

TAPS1 / TAPS2 = genau 1 bzw. zwei oder mehr getroffene Quadranten im MiniTAPS-Detektor

Mit diesen Triggerbedingungen¹⁵ ergibt sich eine nahezu vollständige Abdeckung der beschriebenen Reaktion für den vollständigen 4π Raumwinkel.

Das Triggersystem des Experiments muss sich entsprechend der gerade beschriebenen Vorgaben flexibel auf verschiedene zu untersuchende Reaktionen einstellen lassen, auch muss die Möglichkeit bestehen, Diagnostrigger schnell zu realisieren. Es basiert auf einem am HISKP entwickelten FPGA¹⁶-Moduls, dass die Signale aller Detektoren in Bezug auf fast beliebigen, auch mehrstufigen Triggerentscheidungen analysieren kann [Win06].

Die Datenauslese des Experiments wird im *gated-mode* betrieben, das heißt, dass bei einer zentral getroffenen Triggerentscheidung an alle Detektoren die Aufforderung zur Datenauslese gesendet wird. Aus diesem Grund müssen alle auszulesenden Signale über die für die Triggerentscheidung benötigte Zeit verzögert oder gepuffert werden. Diese Tatsache lässt sich gut an der Auslese der Kristalle des Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektors veranschaulichen¹⁷:

¹⁵Die hier beschriebenen Triggerbedingungen entstammen einer vereinfachten Betrachtung des Experiments. Durch den gegenüber dem hadronischen Wirkungsquerschnitt deutlich stärkeren Wirkungsquerschnitt für Paarproduktion und Comptonstreuung ist gerade für den Innendetektor (wegen der Triggerfähigkeit auf niederenergetische, geladene Teilchen) und den MiniTAPS-Detektor (wegen der Nähe zum Strahl und der stärker belasteten Vorwärtsrichtung) mit einer immensen Belastung durch Untergrundereignisse zu rechnen; Trigger und Datenerfassung „ertrinken“ im Untergrund. Aus diesem Grund wird in alle Triggerbedingungen der Čerenkov-Detektors (Abschnitt 2.3.4) als Veto hinzugenommen.

¹⁶FastProgramableGateArray

¹⁷Eine genauere Beschreibung der elektronischen Bauteile folgt in Kapitel 3

Die Signale der Kristalle werden noch in der Nähe des Detektors in einen Analogstrang und einen Zeit-/Triggerstrang aufgeteilt. Der Detektor benötigt für die Triggerentscheidung und deren Weiterleitung an den Zentraltrigger 225 ns, diese Zeit ist durch entsprechende Kabeldelays für alle 1st Level Trigger gleich. Die getroffene 1st Level Triggerentscheidung gibt das Auslesefenster (*gate*) für die QDC Module vor; aus diesem Grund müssen alle Analog- und Zählersignale im Experiment entsprechend verzögert werden. Während der Aufnahme der Analogpulse in die QDCs (7 μ s) wird die 2nd Level Triggerentscheidung getroffen (ca. 5 μ s). Bei positiver Entscheidung beginnt die Digitalisierung der Signale (265 μ s) und deren Auslese (1 ms), bei negativer Entscheidung wird das gesammte Ereignis verworfen (*fast-reset*).

Im Experiment verfügt jeder Detektor über einen eigenen *local event builder* (LEVB), welcher die zu einem Ereignis gehörenden Daten auf einer CPU *lokal* zu einem Datenpaket bündelt. Der vom zentralen Triggersystem ausgesendete Auslesepuls dient dabei allen Komponenten eines Detektors als relative Zeitreferenz. Um eine spätere Zuordnung der einzelnen Datenpakete zu den richtigen Ereignissen zu ermöglichen, wird über ein Synchronisationssystem eine eindeutige, fortlaufende Nummer an alle LEVBs gesendet und in die Datenpakete eingebaut, anhand derer der *global event builder* die vollständigen Datenpakete zusammensetzt.

Ein gesamtes Event mit den Daten aller am Experiment beteiligten Detektoren hat, je nach Anzahl der getroffenen Detektoren, eine Größe von 6 kByte¹⁸. Die im Experiment mögliche Datenrate liegt dabei abhängig von Teilchenrate, ausgelesenen Detektoren und gewählter Triggerbedingung bei ca. 1 kHz [Hof08].

¹⁸Die Größe der einzelnen Datenpakete ist bei MultihitTDCs abhängig von der Anzahl der Treffer pro ausgelesenem Zeitintervall und bei QDCs durch die Rauschunterdrückung abhängig von der Anzahl der Module mit Einträgen über dem Schwellenwert.

3 Der Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor

Der Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor deckt, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, den Polarwinkelbereich von $27,5^\circ$ bis $11,2^\circ$ im Laborsystem ab. An das auf den 90 vorhandenen CsI(Tl)-Kristallen basierende Design des Detektors wurden dabei verschiedene Anforderungen gestellt, die in dieser Art für alle Detektoren (und möglichst auch Subdetektoren) gelten:

1st Level Triggerfähigkeit: Die Entscheidung, ob ein in den Detektoren registriertes Ereignis ausgelesen oder verworfen werden soll, wird im Experiment zentral getroffen (Abschnitt 2.3.6). Deswegen muss jeder Detektor innerhalb einer vorgegebenen Zeit von 265 ns alle vorhandenen Informationen verarbeiten und gegebenenfalls das Triggersignal für ein möglicherweise verwertbares Ereignis weiterleiten. Solche Signale können sowohl positiver (ein potentieller Treffer des Detektors durch ein interessantes Reaktionsprodukt) als auch negativer Natur sein (unerwünschter $e^+ e^-$ Untergrund in der Reaktion, vgl. Abschnitt 2.3.4).

Richtungs- und Energiemessung: Zur späteren Rekonstruktion ist neben der aus der Detektorgeometrie gegebenen Richtungsinformation auch eine möglichst genaue Energiemessung erforderlich. Die Granularität des Detektors soll, wenn möglich, dem Lorentzboost der Reaktionsprodukte Rechnung tragen. Dabei ist ein Kompromiss zwischen Granularität des Detektors und den daraus resultierenden insensitiven Bereichen zwischen den Detektormodulen zu finden. In Bezug auf die Energiemessung ist es wichtig, darauf zu achten, dass Teilchen bis in die Nähe der Primärstrahlenergie eindeutig vermessen werden können. Die Primärstrahlenergie stellt aufgrund der Energieerhaltung eine recht einfach zu ziehende Obergrenze dar; durch Simulationen kann diese aber für die einzelnen Detektoren weiter gesenkt werden.

Ladungsidentifizierung: Da in typischen Szintillationskalorimetern aus CsI oder BaF₂ nur schwer zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen unterschieden werden kann, diese Information aber sowohl zum Triggerzeitpunkt als auch bei der späteren Datenanalyse hilfreich oder sogar nötig ist, ist es erforderlich, für jedes Kalorimeter auch einen Subdetektor zur Ladungsidentifizierung zu konstruieren.

Neben diesen auf der Datennahme bzw. späteren Datenanalyse basierenden und zwingend zu erfüllenden Anforderungen gibt es noch zwei weitere Anforderungen technischer Art:

Nach außen abgeschlossen und unabhängig: Jeder Detektor soll so gebaut sein, dass andere Detektoren weder in der Mechanik noch in der Elektronik auf sein Vorhandensein angewiesen sind. Dabei darf der Detektor selbst auch nur dann auf die Mechanik oder Elektronik anderer Detektoren aufbauen, wenn sein Einsatz ohne diese nur bedingt sinnvoll wäre. Der Detektor sollte so konstruiert sein, dass er schnell ein- und ausgebaut oder durch einen anderen Detektor ersetzt werden kann.

Nach innen modular: Der Detektor soll so weit wie möglich aus eigenständigen Einheiten bestehen, die sich ohne großen Aufwand untereinander oder gegen Ersatzteile austauschen lassen. Verschiedene unabhängige Aufgaben des Detektors sollten in unabhängige Subdetektoren ausgegliedert werden.

Wendet man diese Vorgaben auf den Bau eines Vorwärtsdetektors unter Verwendung der existierenden 90 CsI(Tl) Kristalle an, gliedert sich der Detektor in drei Teile:

- Eine neu konstruierte Haltestruktur (Abschnitt 3.1)
- Ein triggerfähiger Subdetektor zur Energiemessung (Abschnitt 3.2)
- Ein triggerfähiger Subdetektor zur Identifizierung geladener Teilchen (Abschnitt 3.3)

3.1 Mechanik des Vorwärtsdetektors

Abbildung 2.8 zeigt einen Schnitt durch den Crystal-Barrel-Detektor ohne und mit Vorwärtsdetektor. Durch das Entfernen der Kristallringe zwischen 12° und 30° für die CBELSA/TAPS-Meßphase musste das Haltegestell des Barrels entsprechend verändert werden und läuft seitdem als 10 mm starker Aluminiumkegel unterhalb des letzten Kristallrings.

Da sich die entfernten Kristalle aber nur derart anordnen lassen, dass sie in Bezug auf ihren Fokuspunkt 12° bis 30° abdecken, muss der Fokuspunkt mindestens 20 mm nach hinten verlegt werden¹. Sie bilden dabei weiterhin einen lückenlosen Sektor aus drei Ringen zu je 30 Kristallen. Um sie sicher fixieren und als austauschbaren Detektor an den Crystal-Barrel montieren zu können, wurde ein entsprechender Aluminiumrahmen

¹Die Verschiebung eines 30° -Kegels entlang seiner z-Achse entspricht, um 10 mm Manteldicke zu kompensieren, einer Strecke $\Delta z = 10 \text{ mm} / \sin(30^\circ) = 20 \text{ mm}$

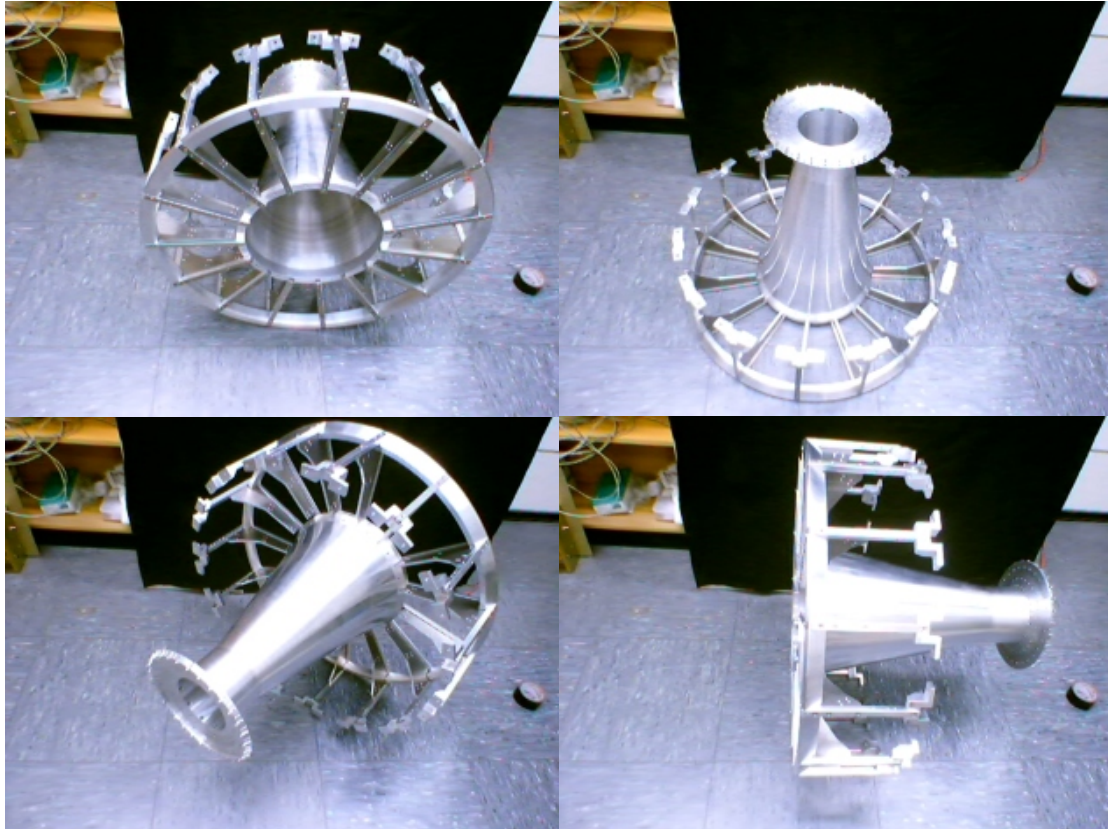


Abbildung 3.1: **Gestell des Vorwärtsdetektors**

Das unbeladene Gestell des Vorwärtsdetektors: Die Kristalle werden mit ihrer Vorderseite in Positionierungsöffnungen der Aluminiumscheibe gehalten; das hintere Ende der Kristalle wird am Speichenrad befestigt. Die Scheibe selbst sitzt in eingebautem Zustand passend in der Öffnung des Crystal-Barrel-Detektors, das Speichenrad wird über Stege am Crystal-Barrel befestigt. Die sehr massive Ausführung des Verbindungskegels wird durch die Anforderung bedingt, dass es möglich sein soll, den Detektor in beladenem Zustand ein- und auszubauen. In diesem Fall nimmt der Kegel die entstehenden Zug- und Scherkräfte auf.

konstruiert (Abbildung 3.1), der möglichst wenig zusätzliches, insensitives Material in das Experiment einfügt. Er besteht aus einer Aluminiumscheibe vor den Kristallen, an der diese mittels Führungsstiften positioniert werden. Ein Aluminiumkegel verläuft entlang des innersten Kristallrings und verbindet die vordere Aluminiumscheibe mit einem Speichenrad, an dem die Kristallenden fixiert werden. Das Gestell ist so aufgebaut, dass es in vollständig beladenem Zustand demontiert werden kann (unabhängig und schnell auswechselbar).

Betrachtet man Abbildung 3.2, zeigt sich, dass für die Signalauslese eines zusätzlichen, vor den Kristallen platzierten Subdetektors zur Ladungsidentifizierung ausschließlich Platz zwischen den Kristallen des Vorwärtsdetektors und dem Crystal-Barrel-Detektor oder unterhalb von 12° zur Verfügung steht. Beide Varianten erfordern dabei eine Vergrößerung des insensitiven Winkelbereichs (entweder zwischen Crystal-Barrel und dem Vorwärtsdetektor oder zwischen diesem und dem MiniTAPS-Detektor). Aufgrund der deutlich höheren Untergrundrate bei kleinen Winkeln und dem dort durch den Lorentzboost bedingten größeren Verlust an Raumwinkelakzeptanz im Schwerpunktssystem bei gleicher Ausdehnung im Laborsystem wurde in [Wen04] der Vergrößerung des Spalts zwischen Crystal-Barrel und dem Vorwärtsdetektor der Vorzug gegeben. Verschiebt man den Fokus der Kristalle um 30 mm, entsteht ein 5 mm breiter Spalt zwischen dem Crystal-Barrel-Detektor und dem äußersten Kristallring des Vorwärtsdetektors, welcher zur Auslese ausreichen musste. Hierdurch ergibt sich für den Vorwärtsdetektor eine ungefähre Winkelabdeckung von $27,5^\circ$ bis $11,2^\circ$, wobei die Unsicherheit daher rührt, dass die Kristallkanten nun nicht mehr auf das Target fokussiert sind und damit die Abdeckungsgrenzen „ausgewaschen“ sind.

3.2 CsI(Tl)-Kristalle

Für den Kalorimeterteil des Detektors werden die 90 CsI(Tl)-Kristalle des ursprünglichen Crystal-Barrel-Aufbaus wie im ursprünglichen Aufbau in drei Ringen zu 30 Kristallen angeordnet. Die Ringe folgen dabei der Nummerierung des Hauptdetektors und werden Ring 11, 12 und 13 genannt². Eine der wichtigsten Anforderungen an den Detektor war die 1st Level Triggerfähigkeit. Hierfür musste zum einen die bestehende Auslese der Kristalle verändert (Abschnitt 3.2.1) und zum anderen eine eigenständige Triggerelektronik entwickelt werden (Abschnitt 3.2.2).

²Die Ringnummerierung beginnt im Crystal-Barrel-Detektor an der Symmetrieebene bei 90° in θ . Ring 11 beginnt damit bei 30° , Ring 13 ist der strahl nächste Ring (18° - 12°)

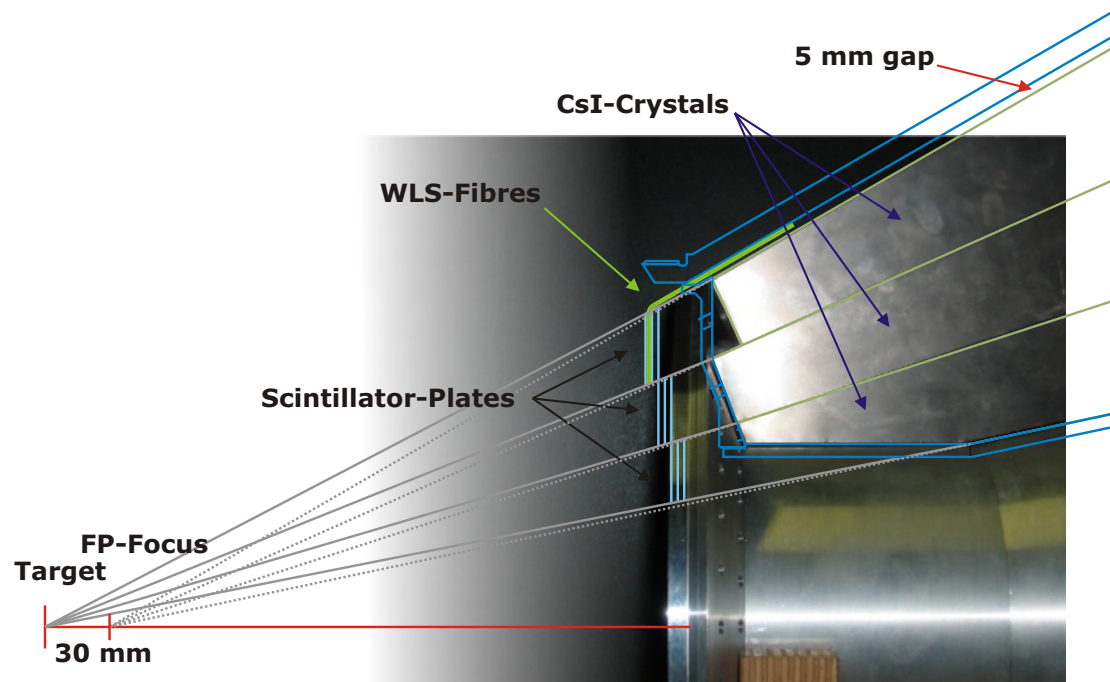


Abbildung 3.2: **Schnitt durch den Vorwärtsdetektor**

In der dargestellten Überlagerung von technischer Zeichnung und dem Funktionsmodell zeigt sich die größte Herausforderung an das Design der Auslese des Subdetektors für geladene Teilchen. Die Plastikszintillatoren decken den Raumwinkel der dahinter liegenden Kristalle ab. Der einzige sinnvolle Platz für die Auslesefasern ist zwischen Crystal-Barrel-Rahmen und dem Vorwärtsdetektor.

Durch Verschieben des Kristallfokuspunkts um 30 mm hinter das Reaktionstarget entsteht ein 5 mm breiter Spalt, durch den die Fasern weggeführt werden können. In der Zeichnung ist die Fokussierung auf das gedachte Target und die daraus resultierenden Positionen der Szintillatoren eingezeichnet. Aus ihrer Lage ergibt sich, dass die Auslesefasern mit einem Biegeradius von 5 mm um 60° gebogen werden müssen.

3.2.1 Auslese und Analogelektronik

Die bisherige im Crystal-Barrel Detektor verwendete Auslese der Kristalle geschieht mittels Wellenlängenschiebern und Photodioden. Sie ist für den ursprünglichen Betrieb des Detektors in einem Magnetfeld optimiert. Durch eine integrierte Vorverstärkerschaltung bietet sie zwar ein sehr gutes Energiesignal, aufgrund der durch den Vorverstärker veränderten Anstiegszeit von deutlich über $1 \mu\text{s}$ aber ein zu langsames Triggersignal. Die Photodioden wurden daher durch auf Lichtleitern sitzenden Photomultipliern ersetzt [Sok06]. Für diese wurde eine zweistufige Ausleseelektronik bestehend aus einem Treiber und einem Signalformer entwickelt [Hof04]. Photomultiplier haben gegenüber den Photodioden den Vorteil, dass ihre Ausgangssignale nicht nachverstärkt werden müssen und die Anstiegszeit des Ausgangssignals mit 50 ns deutlich schneller als die der Dioden ist. Die Ausgangssignale werden noch in der Nähe des Detektors über ein Treibermodul aufgespalten und vorverarbeitet. Dabei wird die Signalamplitude zum einen linear um den Faktor 4 verstärkt und an die Triggerelektronik weitergeleitet, zum anderen wird das Signal um den Faktor 2 verstärkt, in ein differentielles Signal umgewandelt und nach der 50 m langen Übertragung zur Auslesehalle mittels eines Signalformers in die bestehende Crystal-Barrel-Elektronik zur Auslese der Analogsignale integriert.

3.2.2 Triggerelektronik und Clusterfinder

Zur Generierung des geforderten Triggersignals wird das unipolare Ausgangssignal der Kristalle von den Treibermodulen an spezielle Diskriminatoren gegeben, welche mit Hilfe einer eingebauten Risetime-Kompensation³ Signale in den einzelnen Kristallen registrieren. Das digitale Ausgangssignal der Diskriminatoren wird anschließend sowohl zeiterfasst (vgl. Abschnitt 4.1.4) als auch an die Triggerelektronik des Vorwärtsdetektors weitergegeben.

Da sich die Energie eines Teilchens durch die Größe der Kristalle im Vergleich zum Molière-Radius eines elektromagnetischen Schauers (38 mm) auf mehrere Kristalle verteilt, wird das Trefferbild der Kristallmatrix freilaufend mit vorgenerierten Trefferbildern verglichen. Zu jedem möglichen Trefferbild ist die zugehörige Teilchenmultiplizität in SRAM⁴-Modulen abgelegt. Auf diese Weise kann ohne Rechenaufwand innerhalb von 70 ns eine Aussage zur Anzahl der Teilchen, welche in den Kristallen registriert wurden,

³Risetime-Kompensation: Bei längeren Anstiegszeiten liefert ein reiner Schwellendiskriminator pulshöhenabhängig andere Auslösezeiten. Durch z.B. Constant-Fraktion-Diskriminatoren oder die hier verwendeten PM-05-Diskriminatoren [M⁺02], die mit zwei Schwellen und einer Zeitdifferenz arbeiten, lässt sich dieses Problem weitgehend vermeiden.

⁴Static Random Access Memory: Speicherbausteine, in denen Daten mit freiem Schreib- und Lesezugriff abgelegt werden können. Der Speicherinhalt ist dabei statisch und muss nur nach einem Spannungsausfall neu gesetzt werden.

getroffen werden. Eine ausführliche Beschreibung der Entwicklung der Triggerlogik und ihrer Effizienz findet sich in [Fun08].

3.3 Der Subdetektor zur Identifizierung geladener Teilchen

Zur Ladungsidentifizierung der im Detektor registrierten Teilchen dient, wie auch beim MiniTAPS-Detektor, ein Subdetektor aus Plastikszintillatorplättchen, die genau den Raumwinkel der dahinterliegenden Kalorimeterkristalle abdecken. In [Gut03] wurde eine Auslese mit zwei wellenlängenschiebenden Fasern an den Seiten der Plättchen vorgeschlagen. Aufgrund der Tatsache, dass man möglichst wenig Material zusätzlich vor die Kristalle einbringen wollte, wurde versucht, eine selbsttragende Struktur zu entwickeln. In [Wen04] wurde vorgeschlagen, einen zweilagigen Aufbau aus 3 mm dicken Plastikszintillatoren zu verwenden, welche jeweils den Raumwinkel der dahinter liegenden Kristalle abdecken. Durch Verdrehen der beiden Lagen gegeneinander um 6° in φ bilden diese eine stabile Scheibe. Der zweilagige Aufbau hat den weiteren Vorteil, über eine Koinzidenz zwischen den Lagen den Rauschuntergrund minimieren zu können. Durch den verdrehten Aufbau wird zusätzlich die Winkelauflösung in φ gegenüber den Kristallen von 12° auf 6° verbessert.

Um den Subdetektor modular zu halten, werden die benötigten 180 Plastikszintillatoren so zu Modulen zusammengefasst, dass jeweils 15 Plättchen mit einem Multianodenphotomultiplier ausgelesen werden. Das Ergebnis sind 2×6 baugleiche Module, die einzeln ausgetauscht werden können. Abbildung 3.3 zeigt die Größe der sechs verschiedenen Szintillatoren, Abbildung 3.4 ein Testmodell und Abbildung 4.4 zwei am endgültigen Aufbau montierte Module.

Bevor mit der Detailplanung für den Subdetektor begonnen werden konnte, wurde untersucht, ob der geplante Detektor an den Photomultipliern genug Licht zum sicheren Nachweis geladener Teilchen liefern würde. Betrachtet man die einzelnen Komponenten des Subdetektors, ergibt sich das folgende Bild:

Plastikszintillatoren: Bei einer Dicke von 3 mm ist die von geladenen Teilchen deponierte Energie mindestens 600 keV, was ca. 10^3 Szintillationsphotonen erzeugt (Abschnitt B.1.1 bzw. [SG01]). Um so viele Photonen wie möglich zu den Auslesefasern zu lenken, werden die Plastikszintillatoren mit hochreflektierender TiO_2 -Farbe beschichtet (Abschnitt B.1.4).

Wellenlängenschieber: Verhindern die Dimensionen der Szintillatoren oder die Detektorumgebung eine lokale Auslese, bedient man sich wellenlängenschiebender Fasern zum Sammeln und Ableiten des erzeugten Lichts. Diese ermöglichen zwar

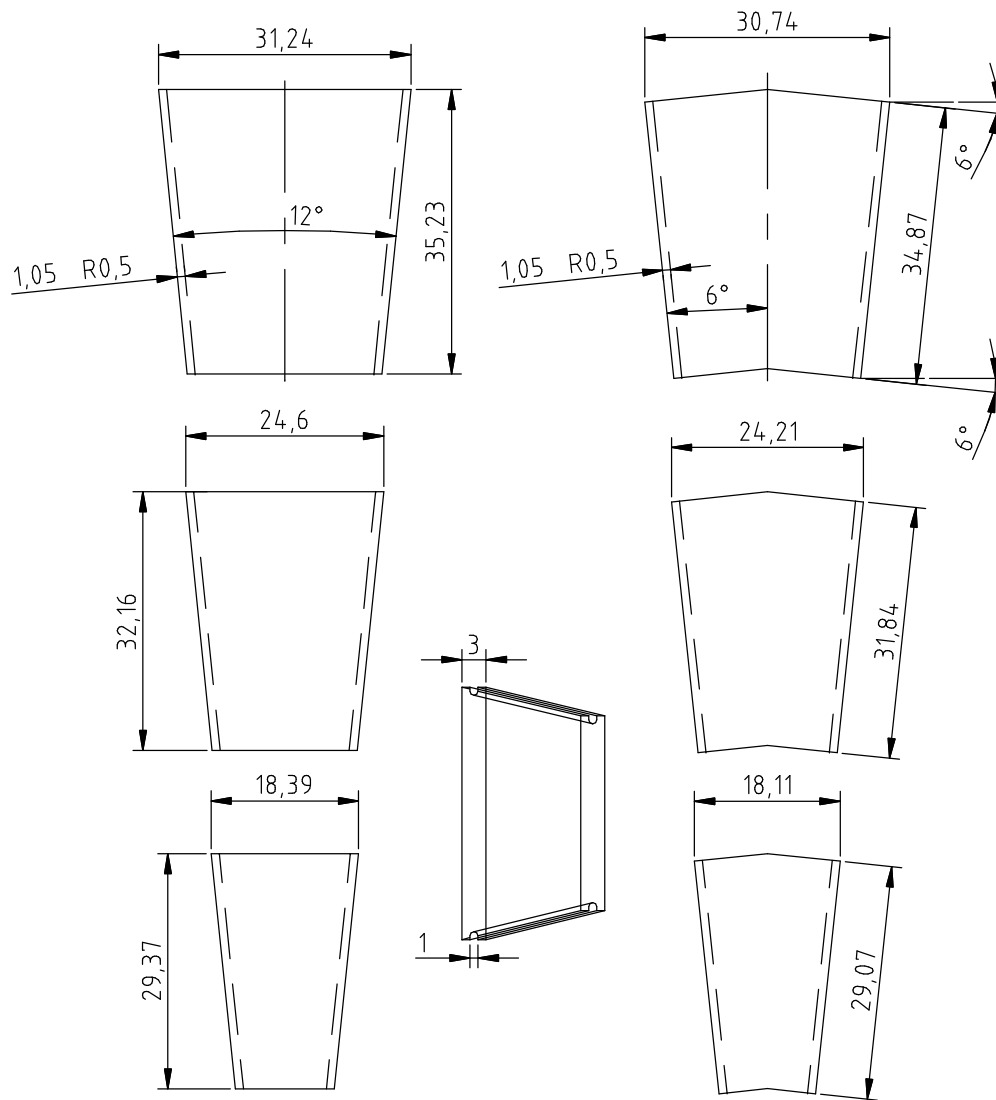


Abbildung 3.3: Dimensionen der Plastiksintillatoren

Abgebildet sind die technischen Zeichnungen zur Erstellung der verschiedenen Plastiksintillatoren des Vorwärtsdetektors. Oben Ring 11, in der Mitte Ring 12 und unten Ring 13, jeweils in der die Kristalle abdeckenden (links) und der um 6° in φ versetzten (rechts) Version

eine homogene Auslese, emittieren aber nur ca. 6% der in der Faser absorbierten Photonen entlang der Faser in Richtung Photomultiplier (Abschnitt B.1.2 bzw. [KUR03]).

Übergang auf klare Lichtleiter: Am Übergang der wellenlängenschiebenden Faser auf den klaren Lichtleiter ist an der Schweißstelle mit einer Dämpfung von mindestens 10% zu rechnen. Ein weiterer Punkt, der zu Lichtverlust führt, ist die 60°-Biegung mit $r=5$ mm, an der die Fasern in den Spalt zwischen Crystal-Barrel und Vorwärtsdetektor gelenkt werden. Selbst bei thermoplastischer Verformung der Fasern liegt der Verlust bei 10% (Abschnitt B.3.3). Ohne dieses Verfahren würde der Verlust durch Risse in der Faser ca. 90% betragen [KUR03].

Photomultiplier: Die Quanteneffizienz des Photomultipliers liegt im Frequenzbereich der wellenlängenschiebenden Faser bei 5% bis 15%, so dass hier neben der Auskopplung aus den Plastikszintillatoren der größte "Lichtverlust" zu verzeichnen ist (Abschnitt B.6).

Die Studien in [Wen04] haben dabei gezeigt, dass in der oben beschriebenen Konfiguration ein minimalionisierendes Teilchen zu einem Signal von durchschnittlich sechs ausgelösten Photoelektronen an der Kathode des Photomultipliers führt. Da dies für eine sichere Detektion ausreicht, konnte mit der Planung und dem Bau des Subdetektors begonnen werden.

Die verbliebenen Aufgaben waren:

1. Fertigung und Test von 180 Plastikszintillatoren, 6 Typen zu je 30 Szintillatoren.
2. Fertigung und Test von 360 wellenlängenschiebenden Fasern und Lichtleitern.
3. Spleißen und Biegen der Auslesefasern, Zusammenbau der Szintillatoren.
4. Bau und Test der 12 Module.
5. Zusammenbau des Detektors.
6. Einbau in das Experiment.
7. Inbetriebnahme und Funktionstest.
8. Erste Kalibration.

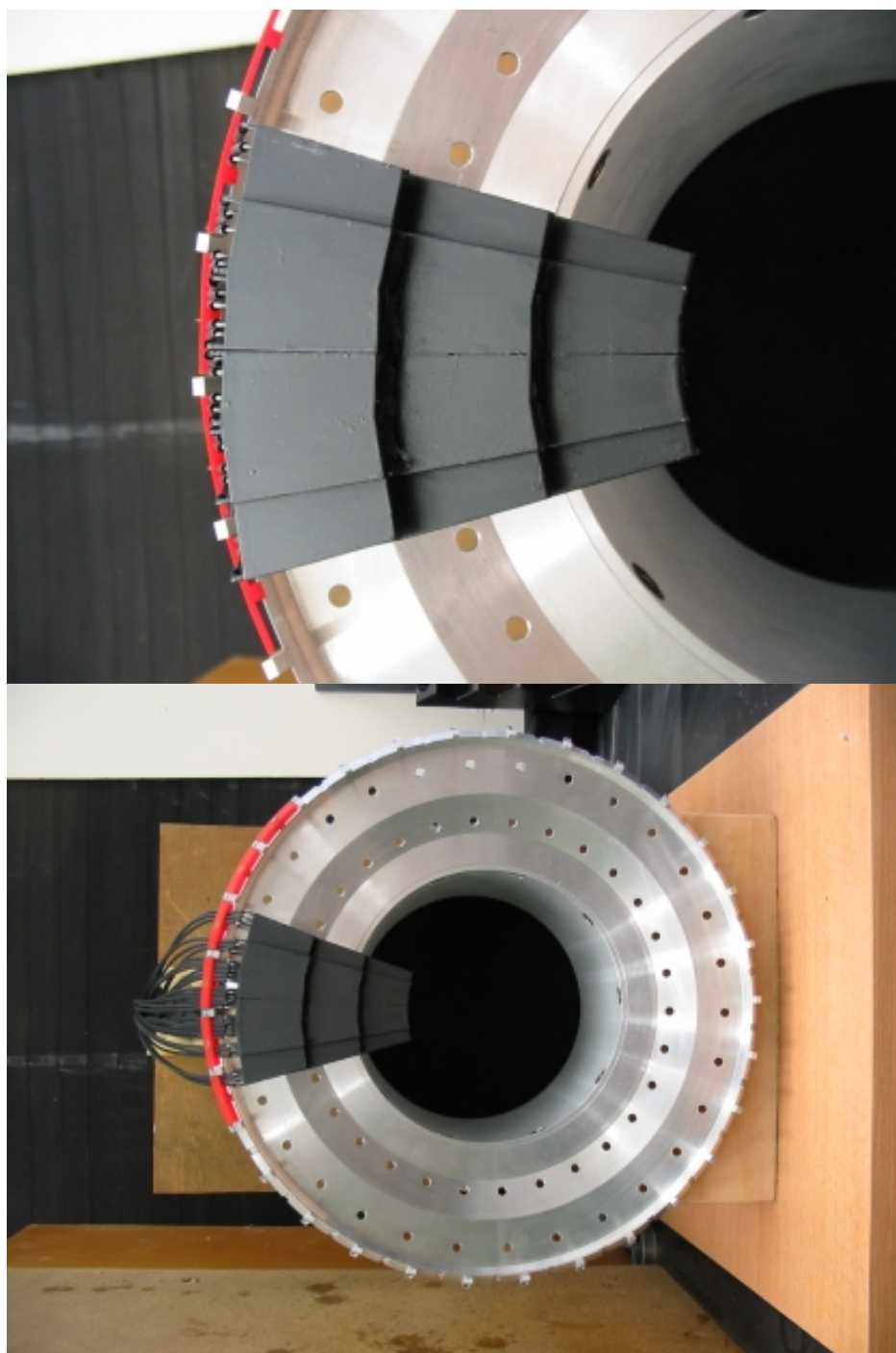


Abbildung 3.4: **Testsektor am Funktionsmodell**

Der Subdetektor besteht in seiner Gesamtheit aus zwölf solcher Sektoren, die verzahnt ineinandergreifen. Jeder dieser Sektoren besteht aus 15 Plastikszintillatoren in zwei gegeneinander verdrehten Lagen.

4 Bau, Test und Kalibrierung des Subdetektors

Der Subdetektor zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor wurde, basierend auf Vorstudien in [Gut03] und [Wen04], im Rahmen dieser Arbeit gebaut. Um eine zuverlässige Funktion des Detektors sicherzustellen, wurden bei der Fertigung der Bauteile und der Montage des Detektors nach den einzelnen Bauabschnitten Effizienztests durchgeführt. Das folgende Kapitel beschreibt den Bau des Detektors, beginnend mit der Herstellung der einzelnen Module (Abschnitt 4.1) über die Inbetriebnahme (Abschnitt 4.2) bis hin zu seiner Kalibrierung (Abschnitt 4.3).

4.1 Bau des Subdetektors

Neben der Serienfertigung der Plättchen (Abschnitt 4.1.1) waren die Zusammenfassung in Module (Abschnitt 4.1.2), deren Kopplung zu einem Subdetektor und dessen Fixierung am noch zu modifizierenden Haltegestell des Vorwärtsdetektors (Abschnitt 4.1.3) als mechanische Aufgaben zu bewältigen. Den Abschluss des Aufbaus bilden der Einbau des Vorwärtsdetektors in die 30°-Öffnung des Crystal-Barrel-Detektors sowie die Inbetriebnahme der Ausleseelektronik (Abschnitt 4.1.4).

4.1.1 Herstellung der einzelnen Szintillatorplättchen

Die Serienfertigung der Szintillatorplättchen unterteilt sich in mehrere Arbeitsschritte, die zum Teil in Zusammenarbeit mit dem PNPI¹ ausgeführt wurden. Nach der Herstellung der sechs verschiedenen Szintillatortypen mussten wellenlängenschiebende und klare Plastikfasern für die einzelnen Typen verbunden, gebogen und getestet werden. Nach dem Einkleben in die Plättchen wurden diese lackiert und ein erster Effizienztest durchgeführt.

Serienfertigung der Plastikszintillatoren

Das Szintillatorrohmaterial wurde in Platten von 30 cm × 30 cm geliefert; ein Zuschnitt beim Hersteller wäre aufgrund der komplexen Formen unverhältnismäßig teuer gewesen. Da im HISKP keine passenden Diamantfräsen zur Verfügung standen und das PNPI

¹Mesonen Labor des Petersburg Nuclear Physics Institute

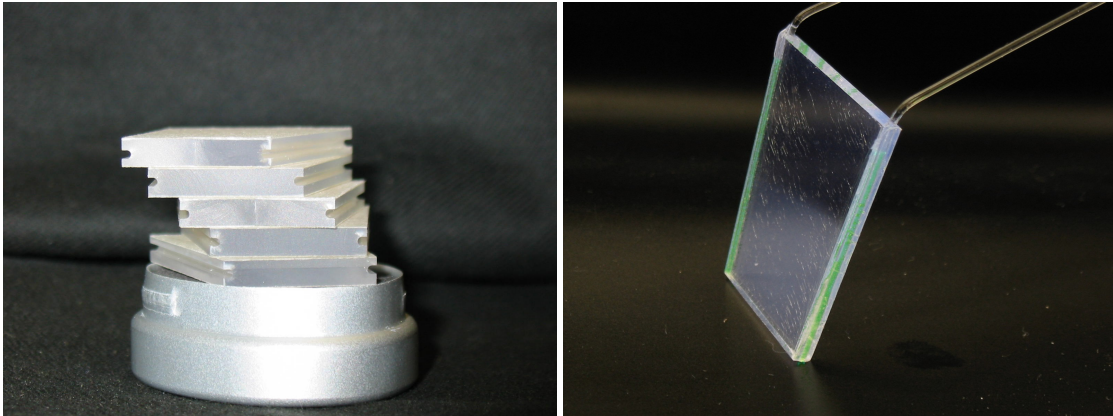


Abbildung 4.1: **Einzelne Plastikszintillatoren**

Zu sehen sind einige der fertig geschnittenen Szintillatoren. Links ist die Nut für die Auslesefasern erkennbar; rechts zu sehen ist ein Szintillator aus Ring 11, in den die Auslesefasern eingeklebt wurden. Gut zu erkennen ist die Übergangsstelle von wellenlängenschiebender zu klarer Faser und die Biegung des klaren Lichtleiters. Die Größe beträgt ca. 31 mm \times 35 mm. Die Mikrorisse auf der Oberfläche des Präsentationsmodells entstehen durch das gelegentliche Reinigen des Demonstrationsobjekts; sie sind bei den verarbeiteten Szintillatoren nicht vorhanden.

Erfahrung im Zuschnitt von Plastikszintillatoren hat, wurde diese Aufgabe vom PNPI übernommen. Das Ergebnis war gleichbleibend von sehr hoher Qualität ohne Abweichungen im messbaren Bereich. Es wurde erst später, als die Module zusammengesetzt wurden, festgestellt, dass die Fertigungstoleranzen in der Materialdicke beim Hersteller bis zu 10% betragen. Dies hatte, wie später gezeigt wird, zwar keinen erkennbaren Einfluss auf die Detektionseffizienz, sollte aber nicht unerwähnt bleiben. Insgesamt wurden von jedem der Szintillatortypen knapp 40 Einheiten produziert². Abbildung 4.1 zeigt einige der fertig geschnittenen Szintillatoren.

Serienfertigung der Auslesefasern

Die Auslese der Szintillatoren soll, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, mittels in die Nuten der Plättchen eingeklebten, wellenlängenschiebenden Fasern erfolgen. Die Vorstudien in [Wen04] haben gezeigt, dass das von der COMPASS- und der CALICE-Kollaboration angewandte Verschweißen von wellenlängenschiebender und klarer Faser dem Kleben

²30 Szintillatoren pro Typ für die benötigten zwölf Module, je fünf Szintillatoren für zwei Ersatzmodule und zusätzlicher Ersatz für Produktionsausschuss und Demoszintillatoren

vorzuziehen ist³. Da die Verbindungsstelle jedoch sehr empfindlich gegenüber mechanischer Belastung ist, wurde für die Serienfertigung die Länge der wellenlängenschiebenden Fasern so gewählt, dass die Verbindungsstelle gerade noch in der Nut des Plättchens liegt (2 mm vom Rand des Plättchens entfernt).

Die wellenlängenschiebenden Fasern wurden mittels passend gefertigten Schleifblöcken (Abbildung B.7) aus grob zugeschnittenen Stücken auf die entsprechend benötigte Länge geschliffen (500er Körnung) und zur Vorbereitung des Schweißvorgangs an den Enden poliert (2000er und 4000er Körnung). Die Schleifblöcke ermöglichen eine gleichzeitige Bearbeitung von 40 Fasern und wurden so angepasst, dass ihre Dicke der erforderlichen Faserlänge entspricht. Durch Wenden des Blockes konnten die Faserstücke zuverlässig auf die geforderte Länge gebracht und poliert werden, ohne mehrfach eingespannt werden zu müssen. Die klaren Lichtleiter wurden auf 1 Meter Länge geschnitten und als Vorbereitung zum Schweißen ebenfalls einseitig poliert. Beim Schweißen der Fasern (Abbildung B.7) zeigte sich, dass auch hier die Fertigungstoleranzen der Hersteller im Bereich von 10% (0,1 mm bei 1 mm Faserdurchmesser) lagen, ein größerer Teil der vorbereiteten Fasern musste daher aussortiert werden⁴.

Da für die spätere Positionierung der Szintillatoren im Subdetektor die Entfernung vom Ende der Faser bis zur Biegung sehr genau eingehalten werden muss, wurde eine Vorrichtung zum thermischen Biegen gebaut, die es ermöglicht, die Fasern zuverlässig auf 60° zu biegen und dabei sowohl den Biegeradius konstant halten als auch den Ansatzpunkt der Biegung einstellen zu können (Abbildung B.8).

Da in [Wen04] gezeigt wurde, dass eine größere Streuung der Lichttransmission bei gleichbleibendem Biegewinkel existiert und auch eine Variation in der Schweißqualität vorhanden ist, wurden alle gefertigten Fasern mittels eines Lichtpulsers auf Transmission getestet. Als Testaufbau wurde dabei ein zweifacher LED-Pulser verwendet, der abwechselnd die zu testende Faser und eine Referenzfaser anspricht und somit die temperaturabhängige Drift in der LED und im Photomultiplier/Verstärker minimiert. Auf diese Weise konnten aus den über 500 getesteten Fasern diejenigen mit Fehlern aus dem Schweiß- oder Biegevorgang zuverlässig aussortiert werden.

³Eine geklebte Verbindung bedarf einer sehr exakten Ausrichtung von Wellenlängenschieber und klarer Faser. Dies lässt sich nur mittels einer Hülse bewerkstelligen, für die jedoch im Aufbau kein Platz zur Verfügung stand. Die geschweißte Verbindung hat eine geringfügig schlechtere Transmission, bietet allerdings den Vorteil eines nahtlosen Übergangs zwischen den beiden Fasertypen.

⁴Da die Fasern zum Schweißen in ein Glasröhrchen von 1 mm Innendurchmesser eingeführt werden müssen, ist bei Variation des Faserdurchmessers dieses Verfahren nicht mehr anwendbar.

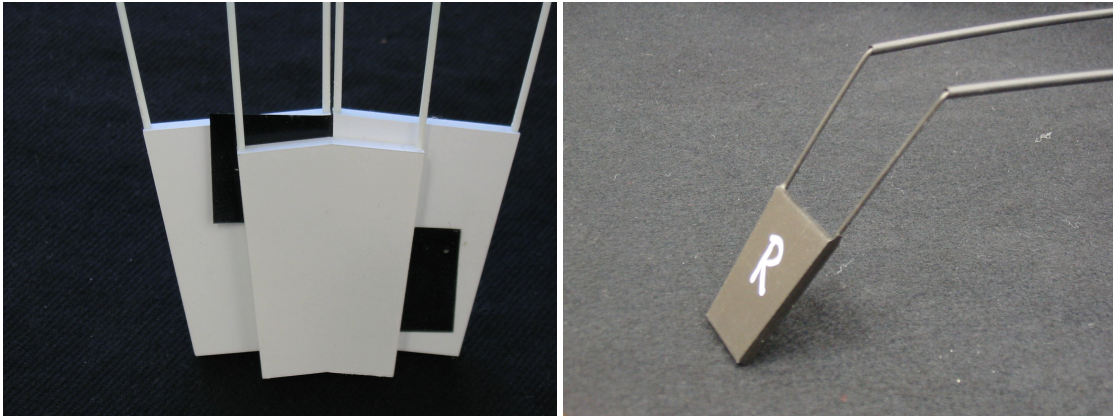


Abbildung 4.2: **Mit TiO_2 und schwarzer Farbe beschichtete Szintillatoren**

Links drei Szintillatoren aus Ring 12, mit TiO_2 -Farbe beschichtet und in relative Position gebracht. Die schwarzen Klebestreifen dienen dabei der provisorischen Fixierung und Kontrastverbesserung. Der Farbauftrag ist durch das Aufsprühen sehr gleichmäßig.

Rechts ein fertig beschichtetes Plättchen aus der Reserveserie.

Zusammenbau und Test der einzelnen Szintillatorplättchen

Zum Einkleben der Fasern in die Plastikszintillatoren wurde eine Halterung gebaut (Abbildung B.8), die es ermöglicht, bis zu zehn Fasern gleichzeitig zu verarbeiten. Durch die lange Aushärtezeit des optischen Zements von 12 Stunden konnten so zehn Plättchen in zwei Tagen erstellt werden. Ein lackierfertiger Szintillator ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Zur Erhöhung der Lichtausbeute wurden die Plättchen mit hochreflektierender TiO_2 -Farbe beschichtet (Abbildung B.1.4); hierfür wurden drei Lagen der Farbe mittels eines Airbrush aufgetragen. Anschließend wurden die Plättchen mit drei weiteren Schichten schwarzer Acrylfarbe versiegelt, um sie zumindest gegenüber Streulicht im Detektor abzuschirmen. Die Gesamtdicke des Farbauftrags liegt bei durchschnittlich $50 \mu\text{m}$. Abbildung 4.2 zeigt Szintillatorplättchen nach den jeweiligen Lackierschritten.

Zur ersten Selektion wurden anschließend alle hergestellten Plättchen mit einer Strontiumquelle auf ihre Nachweiseffizienz hin untersucht. Die Verwendung einer äußeren Koinzidenzschaltung zweier zusätzlicher Szintillatoren erlaubte es, aus dem β -Spektrum der Quelle nur diejenigen Elektronen auszuwählen, welche für das sich in der Mitte befindliche Plättchen minimalionisierend sind⁵. Als Nachweiseffizienz des Szintillators

⁵Der Energieverlust von Elektronen in organischen Szintillatoren beträgt ca. 2 MeV/cm [Y⁺06]. Wenn ein Elektron aus dem Zerfall sowohl im oberen als auch im unteren Szintillator nachgewiesen wird, muss es zum einen den Testszintillator durchquert haben, zum anderen aber auch ausreichend Energie gehabt haben, um im unteren Szintillator noch registriert zu werden. Dies ist aber nur möglich, wenn es deutlich mehr als 1 MeV Energie hatte (1 mm bzw. 200 keV für den oberen Szintillator

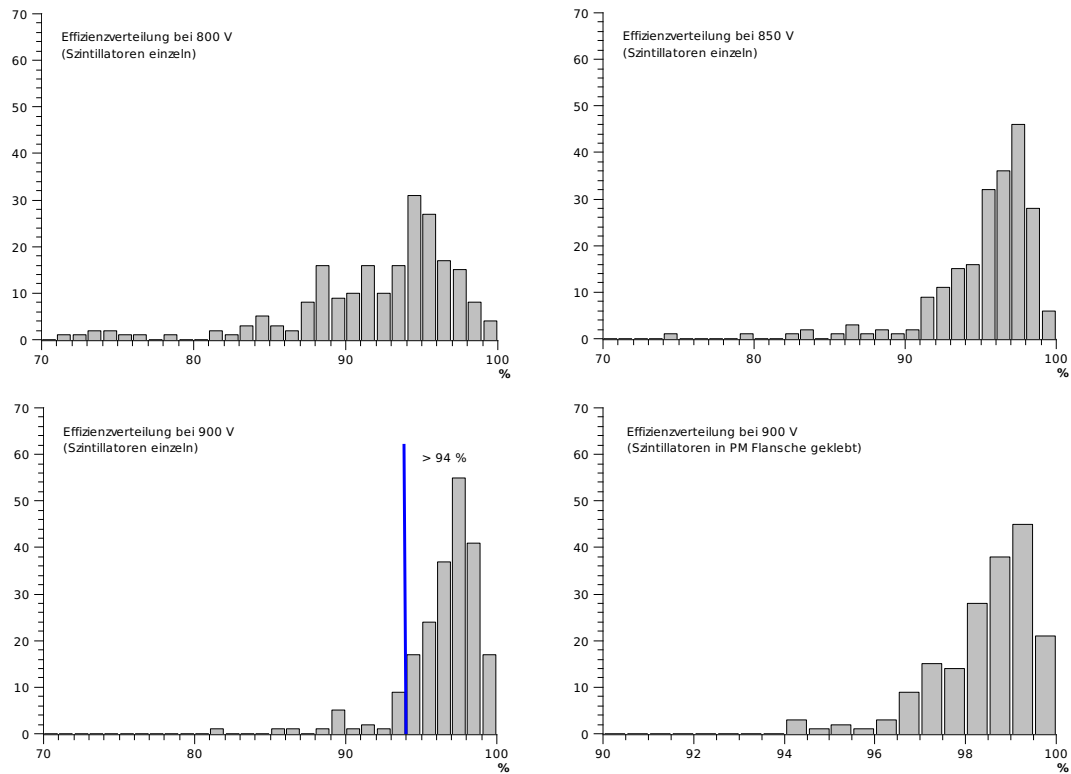


Abbildung 4.3: **Effizienzverteilung der einzelnen Szintillatoren**

Gut zu erkennen ist, wie sich bei gleichbleibender Diskriminatorschwelle von 15 mV die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Photomultiplierhochspannung erhöht. Auf Basis dieser Messreihe wurde entschieden, die Photomultiplier mit 900 V und die Diskriminatoren mit 15 mV zu betreiben. Szintillatoren, die unter diesen Voraussetzungen weniger als 94 % Effizienz zeigten, wurden aussortiert.

Das Histogramm rechts unten zeigt die Verbesserung der Effizienzverteilung der Szintillatoren nach dem Einkleben in die Modulflansche aufgrund der besseren, gleichmäßigen Ankopplung der Fasern an die Photomultiplier (dreifach gestreckte X-Achse).

wird der Prozentsatz der Elektronen bezeichnet, den der Szintillator im Bezug auf die Anzahl der in der äußeren Koinzidenz registrierten Ereignisse gemessen hat. Abbildung 4.3, zeigt die Effizienzverteilung der hergestellten Plättchen. Dabei wurden zur Unterdrückung zusätzlicher Schwankungen alle Messungen immer am gleichen Kanal desselben Photomultipliers durchgeführt. Da zu diesem Zeitpunkt noch nicht festgelegt war, bei welcher Spannung der Photomultiplier betrieben werden sollte, wurde diese gleichzeitig variiert, um eine gute Effizienz zu erreichen. Anhand der gewonnenen Daten wurde die Versorgungs- und Boosterspannung (Abschnitt B.2.1) des Photomultipliers auf 900 V bzw. 277 V sowie die Diskriminatorschwelle auf 10 mV festgelegt; Szintillatoren mit einer Nachweiseffizienz von unter 94% wurden aussortiert (vgl. Tabelle in Abschnitt C.1.1).

4.1.2 Module

Nach der Erstellung der einzelnen Plättchen folgte deren Zusammenfassung zu Modulen. Ein Modul setzt sich aus 15 Plastikszintillatoren und einem 16fach-Multianoden-photomultiplier zusammen. Um die Auswechselbarkeit der einzelnen Module sicherzustellen, wurde der Subdetektor in zwölf φ -Sektoren mit jeweils fünf Szintillatoren pro Ring unterteilt. Diese ungerade Anzahl führt zu zwei verschiedenen Modultypen: Typ A mit jeweils drei Szintillatoren aus der hinteren und zwei Szintillatoren aus der vorderen Lage und Typ B entsprechend umgekehrt. Die zwölf Module greifen, sofern sie in sich stabil sind, derart ineinander, dass sie eine feste Detektorscheibe bilden.

Für den Bau der Module musste, neben dem festen Zusammenfügen der Plättchen zu einem Modul, auch die Ankopplung an den entsprechenden Photomultiplier entworfen werden. Diese sollte es ermöglichen, einen defekten Photomultiplier innerhalb kürzester Zeit austauschen zu können; gleichzeitig sollte aber die Ankopplung des Photomultipliers an die Fasern optimal sein. Zusätzlich mussten die Fasern lichtdicht abgeschirmt werden. Abbildung 3.4 zeigt einen Testsektor am Funktionsmodell, Abbildung 4.4 oben zeigt die miteinander verbundenen Module 1 (Typ A) und 2 (Typ B).

Lichtabschirmung der klaren Lichtleiter

Ebenso wie im Inneren des Crystal-Barrel-Detektors müssen die Fasern auch auf dem Weg entlang des 30° -Konus von Licht abgeschirmt werden. Im Gegensatz zum Detektorinneren ist der Konus jedoch permanent dem Hallenlicht ausgesetzt, so dass eine

und 3 mm bzw. 600 keV für den Testszintillator), wodurch es für den mittleren Szintillator als minimalionisierendes Teilchen zählt. ^{90}Sr zerfällt mit $T_{1/2}=29$ a über ein 0,54 MeV β -Elektron zu ^{90}Y , dieses dann mit $T_{1/2}=64$ h und 2,26 MeV E_β zu ^{90}Zr . ^{90}Sr ist somit eine gute, langzeitstabile Quelle zum Testen von Szintillatoren unter 10 mm Dicke.

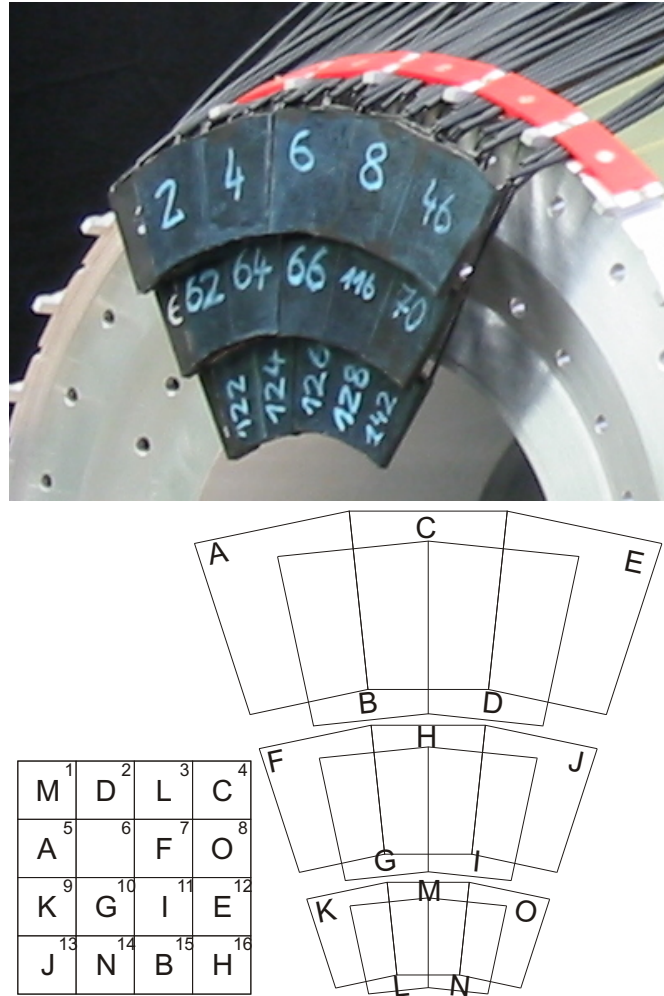


Abbildung 4.4: **Zwei fertige Module und PM-Flansch**

Oben die beiden fertiggestellten Module 1 und 2, montiert am Funktionsmodell. Zu erkennen ist, wie die beiden verschiedenen Modultypen ineinandergreifen. Die vollständige Detektorscheibe ist dadurch sehr steif und muss zur Positionierung nur noch mit den Fasern an das Gestell geklemmt werden.

Unten ist die Verteilung der einzelnen Szintillatoren eines Moduls auf dem Photomultiplier dargestellt. Es wurde versucht, überlappende Szintillatoren auf nicht angrenzende Kanäle zu legen, um Fehlidentifizierung durch Übersprecher zu minimieren.

einfache Beschichtung mit Farbe nicht ausreichen würde und auch zu empfindlich gegenüber mechanischem Abrieb wäre. Eine einfache und doch sehr effektive Lösung war die Benutzung von Schrumpfschlauch, der über die einzelnen Fasern geschoben wird. Dieser wurde auf eine Länge von 80 cm geschnitten und bis an die Faserbiegung vorgeschoben. Diese Länge entspricht dem Abstand vom Übergang zwischen Innenraum und Konus und der späteren Position der Photomultiplier. Die beiden Öffnungen der Schläuche werden dabei an einem Ende durch den Photomultiplierflansch, am anderen Ende durch die Halterung des Subdetektors verschlossen.

Ankopplung der Fasern an den Photomultiplier

Die Ankopplung der Fasern an den Photomultiplier hat wie oben erwähnt zwei Bedingungen zu erfüllen. Zum einen muss der Photomultiplier schnell austauschbar sein, zum anderen sollt die Ankopplung einen möglichst guten und auch reproduzierbaren optischen Kontakt liefern. Bewerkstelligt wird dies durch eine Modifizierung der von COMPASS entwickelten Photomultiplierflansche. Abbildung 4.5 zeigt einen der modifizierten Flansche. In einem Block befinden sich 32 Bohrungen, die so angeordnet sind, dass jeweils beide Fasern eines Plättchens auf ein Pixel des Photomultipliers geleitet werden. Die Bohrungen sind dabei 10 mm tief gesenkt, so dass der Schlauch zur Lichtabschirmung erst innerhalb des Flansches endet. Über eine Öffnung an der Seite des Flansches werden die Fasern mit dem Block vergossen (Abbildung B.4). Die überstehenden Fasern werden nach dem Vergießen hinter dem Block gekappt und mittels des Schleifaufsatzes poliert. Dieser ist so ausgelegt, dass die Fasern nach dem Polieren noch genau bis zur Oberfläche des in der zweiten Flanschhälfte sitzenden Photomultipliers reichen. Der Photomultiplier wird an den Flanschen mittels Halteklammern fixiert. Dies ermöglicht einen schnellen Austausch von Photomultipliern bei gleichbleibender Ankopplungsqualität.

Da bei Multianodenphotomultipliern dieser Bauart durch die räumliche Nähe zwischen den einzelnen Photokathoden und „Dynoden“ mit Übersprechern zwischen den einzelnen Kanälen zu rechnen ist ([HAM01],[B⁺02],[Nä98]), wurden die Szintillatoren so im Flansch angeordnet, dass nie zwei überlappende Szintillatoren auf benachbarten Pixeln eines Photomultipliers liegen. Auf diese Weise wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Übersprecher ein gültiges Ereignis simulieren würde, unterdrückt. Abbildung 4.4 unten zeigt die Anordnung der einzelnen Szintillatoren eines Moduls auf dem Photomultiplier.

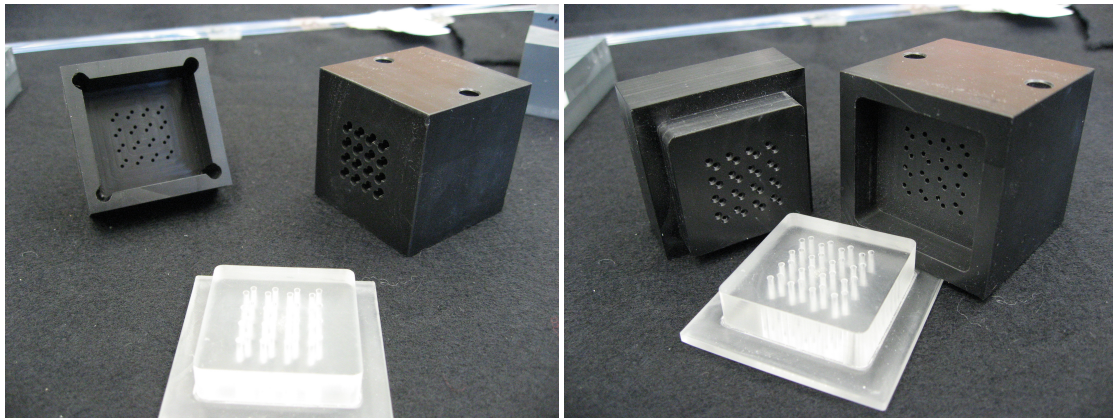


Abbildung 4.5: **Photomultiplierflansch**

Abgebildet sind die drei Teile des Photomultiplierflansches, der Faserblock (rechts), der PM-Aufsatz (links) und der Schleifeinsatz (vorne). Auf dem linken Bild ist die Außenseite zu sehen, d.h. die Öffnung Richtung Photomultiplier und Plastikszintillatoren. Man erkennt gut die vergrößerten Löcher zur Aufnahme des Schrumpfschlauchs. Auf dem rechten Bild ist die Kontaktfläche der beiden Hauptteile zu sehen; der Schleifeinsatz hat genau die Dicke des PM-Aufsatzes.

Test der eingeklebten Szintillatoren

Nach dem Einkleben der Szintillatoren in die Flansche wurde jedem Modul ein Photomultiplier zugeordnet. Anschließend wurde wie schon beim Bau der einzelnen Szintillatoren jeder Szintillator erneut auf Effizienz getestet. Dabei stellte sich heraus, dass zwei Szintillatoren beim Einbau beschädigt wurden; diese konnten durch Reserveplättchen ersetzt werden. Des Weiteren zeigte sich, dass das Einkleben und Polieren der Fasern im Faserblock die Ankopplung an den Photomultiplier leicht verbessert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit erhöht sich hierdurch für alle Szintillatoren leicht (Abbildung 4.3, unten rechts bzw. Tabellen in Abschnitt C.1.2).

Zusammenbau der Plättchen zu Modulen

Mit Hilfe zweier Schablonen (Abbildung B.9) wurden die einzelnen Plättchen eines Moduls anschließend erst zu Ringsegmenten und dann zum endgültigen Modul verbunden. Ziel war es, einen Verbund zu erreichen, der zwar mechanisch belastbar ist, aber auch mit vertretbarem Aufwand wieder gelöst werden kann. Dafür wurden die einzelnen Szintillatoren eines Ringsegmentes mittels doppelseitigem Klebeband miteinander verbunden; Ober- und Unterseite eines Ringsegmentes wurden zusätzlich mittels Mas-

kierband verstärkt. In Zusammenarbeit mit der Firma **3M** wurden dabei möglichst dünne Klebebänder ausgewählt die keine für die Szintillatoren schädlichen Lösungsmittel im Klebstoff enthalten und dennoch die erforderliche Haltekraft aufweisen. Die Ringsegmente wurden dann in der zweiten Schablone gegeneinander ausgerichtet und die Maskierfolie im Überlappbereich verklebt. Zum Abschluss wurden alle vermuteten Schwachstellen in der Lichtabschirmung mit Acrylfarbe abgedeckt. Die so erzeugten Module sind zwar nicht vollkommen lichtdicht, erfüllen aber die Anforderung, dass der angeschlossene Photomultiplier auch unter normalem Umgebungslicht keiner extremen Lichtintensität bzw. Zählrate ausgesetzt ist. Lichtquelle in den Modulen ist hier vor allem die dünne und damit noch leicht lichtdurchlässige Beschichtung der Szintillatoren selbst. Da der Innenraum des Crystal-Barrel-Detektors aber während des Experimentbetriebs dunkel ist, stellt dies keinen Nachteil für den Subdetektor dar. Der zu Beginn von Abschnitt 4.1.1 erwähnte Dickenunterschied in den Szintillatoren wurde hier bemerkt. Ein Sortieren der Plättchen entsprechend ihrer Dicke war so nicht mehr möglich; die Elastizität des doppelseitigen Klebebands konnte die entstehenden Spannungen aber auffangen.

4.1.3 Zusammenbau des Subdetektors/Einbau in das Experiment

Nachdem die zwölf Module des Subdetektors zusammengesetzt und getestet waren, wurden sie miteinander verbunden und an der Aluminiumstruktur des Vorwärtsdetektors fixiert. Anschließend wurde der Aluminiumkörper am Crystal-Barrel-Detektor befestigt und mit den Kristallmodulen gefüllt.

Kopplung der Module und Befestigung am Detektorgestell

Die zwölf Module des Subdetektors sind durch ihren zweilagig versetzten Aufbau ineinander verzahnt und bilden dadurch eine relativ starre, selbsttragende Scheibe. Die Verbindung zur Aluminiumfrontplatte des Detektorgestells erhält man, indem die Schläuche mit den innen liegenden Fasern der Detektorplättchen mittels Kunststoffwinkeln an die Haltestruktur geklammert werden. Durch den weichen Schrumpfschlauch werden die Fasern sicher gehalten, ohne sie unnötiger mechanischer Belastung auszusetzen (Abbildung 4.6 links). Die Entfernung zwischen der Detektorscheibe und dem Gestell ergibt sich aus dem Radius der Scheibe und dem abzudeckenden Winkelbereich (vgl. Abbildung 3.2); sie wurde der Konstruktionszeichnung entnommen und mittels Messschieber für jedes Modul eingestellt. Auf diese Weise zentriert sich der Detektor selbstständig auf dem Gestell.

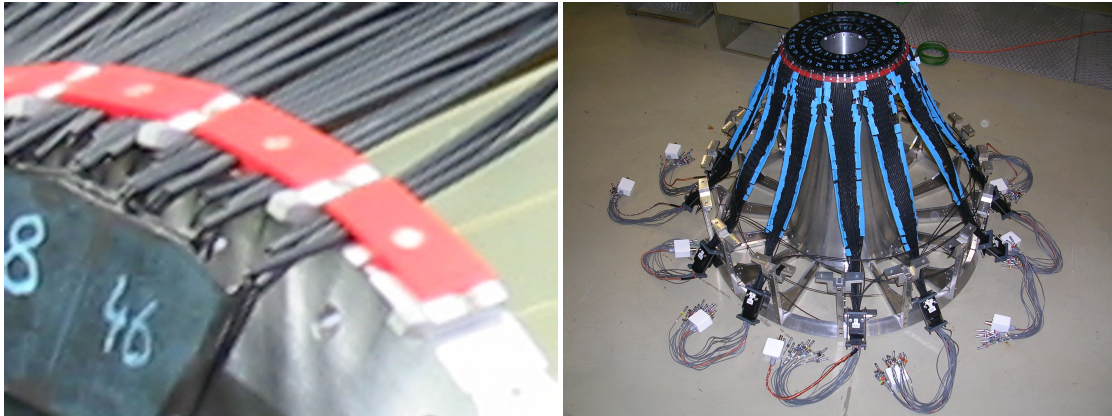


Abbildung 4.6: **Halteklammern und einbaufertiger Subdetektor**

Links in rot die Halteklammern zur Positionierung und Fixierung des Subdetektors am Detektorgestell. Dazwischen liegen Aluminium-Abstandshalter, die den Detektor später in der Öffnung des Crystal-Barrel-Detektors zentrieren.

Rechts der einbaufertige, am noch leeren Detektorgestell montierte Subdetektor.

Da zwischen den Kristallen des Vorwärtsdetektors und dem Crystal-Barrel nur 5 mm Raum zur Verfügung steht, mussten die Fasern jedes Moduls mit Nylonbändern zu einer Matte verflochten werden. Die Photomultiplier wurden anschließend am Gestell fixiert. Abbildung 4.6 rechts zeigt das Gestell mit dem montierten Subdetektor kurz vor dem Einbau ins Experiment.

Einbau in den Crystal-Barrel-Detektor

Der Einbau des Vorwärtsdetektors geschah in zwei Phasen. Zunächst wurde das Gestell mit dem bisher beschriebenen Subdetektor am Crystal-Barrel-Detektor befestigt. Anschließend wurde der Vorwärtsdetektor mit den 90 Kristallen beladen und die Kristalle am Gestell verschraubt. Nach dem Anstecken der Hochspannungs- und Signalkabel wurde die Rückseite des Detektors mit Aluminiumplatten verschlossen. Diese dienen zum einen der Abschirmung von Umgebungslicht, sie ermöglichen aber auch eine Integration des Detektors in die Trockenluftanlage des Crystal-Barrels.

Beim Einbau des Detektors wurden an zwei Szintillatoren die Auslesefasern beschädigt. Aufgrund des Risikos, bei einem Aus- und nachfolgendem Wiedereinbau des Detektors andere Fasern zu beschädigen, wurde auf einen Austausch der betreffenden Plastikszintillatoren verzichtet und versucht, die entsprechenden Fasern vor Ort zu reparieren.

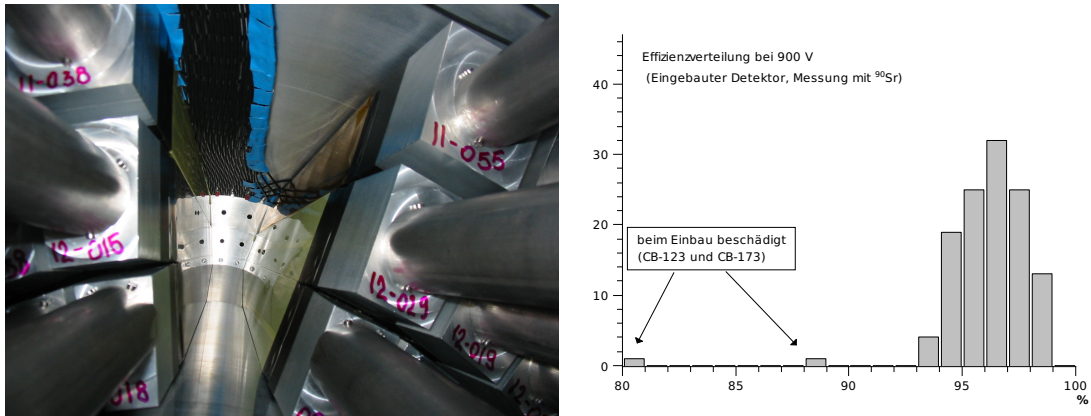


Abbildung 4.7: **Blick in den eingebauten Detektor/Effizienzverteilung nach dem Einbau**

Links der eingebaute und fast vollständig befüllte Vorwärtsdetektor; zu sehen sind die drei Kristallringe des Detektors und die Auslesefasern von Szintillatormodul 3.

Rechts: Nach dem Einbau des Detektorgestells in den Crystal-Barrel konnte für zwei Drittel der Szintillatoren ein weiterer Effizienztest durchgeführt werden; dabei betrug die gemessene Effizienz weiterhin über 94%.

Testmessung am eingebauten Detektor

Als letzter Test wurde nach dem Einbau des Subdetektors noch einmal jeder Szintillator mit Hilfe der ^{90}Sr -Quelle auf Funktion getestet. Für die vordere Lage konnte über die hintere Lage und einen vorgelagerten Szintillator eine Doppelkoinzidenz erzeugt werden. Für die hintere Lage ließ sich nur hinter dem innersten Ring (13) ein zusätzlicher Szintillator für die notwendige Koinzidenz anbringen (vgl. Abbildung 3.2), so dass für 150 der 180 Szintillatoren eine weitere Effizienzmessung möglich war. Durch das schwierige Positionieren der Quelle im Crystal-Barrel und die nicht perfekte Überdeckung zwischen äußerer Koinzidenz und Szintillatoren fiel die gemessene Effizienz etwas geringer als in den Labormessungen aus. Dennoch zeigte sich, dass alle Szintillatoren weiterhin auf die Strontiumquelle reagierten und bei den testbaren Plättchen die Effizienz weiterhin bei mindestens 94% lag (Abbildung 4.7 und Tabelle in Abschnitt C.1.2). Bei den Szintillatoren Nr. 54 und Nr. 123 waren Fasern durchtrennt bzw. stark gebogen. Die durchtrennte Faser konnte am Detektor notdürftig repariert werden, so dass die beiden beschädigten Szintillatoren weiterhin über 80% Detektionseffizienz erreichen.

4.1.4 Detektorelektronik

Im Anschluss an den letzten Funktionstest wurde die aus zwei Teilen bestehende Ausleseelektronik des Subdetektors aufgebaut. Zum einen werden Zeitinformationen der einzelnen Szintillatortreffer aufgezeichnet, zum anderen wird aus den Treffern ein Triggersignal generiert, das dem Experiment eine Teilchenrate zur Verfügung stellt und sowohl als Trigger für geladene Teilchen als auch zur Diagnose des Subdetektors verwendet werden kann. Abbildung 4.8 zeigt die gesamte Auslekette des Subdetektors. Die einzelnen gezeigten Stufen der Auslese werden im Folgenden genauer beschrieben.

Diskriminator

Die analogen Signale der einzelnen Photomultiplikanäle enden an 16fach-Diskriminatormodulen, die für COMPASS entwickelt wurden. Diese sind „leading edge“⁶ - Diskriminatoren mit über Softwareinterface einstellbarer Schwelle. Im Gegensatz zu den meisten kommerziell angebotenen Diskriminatoren lässt sich bei den hier verwendeten Modulen die Schwelle stabil auf unter 10 mV einstellen, was den schwachen Signalen der Plastikszintillatoren entgegenkommt [Wen04]. Die Diskriminatoren stellen auf der Ausgangsseite zwei LVDS⁷-Signale pro Eingangskanal zur Verfügung. Je zwei dieser Module befinden sich in einem NIM-Einschub⁸.

Die Ausgänge der Photomultiplier werden ringweise auf die Diskriminatoren gelegt, wobei jeweils nur 15 der 16 Eingänge eines Diskriminatormoduls verwendet werden und somit genau vier Module einen Ring abdecken. Durch diese Umsortierung der Kanäle ist eindeutig zwischen dem Ausfall eines Diskriminators und dem Ausfall eines Photomultipliers zu unterscheiden.

Multihit TDCs

Zur Erfassung der Trefferzeitpunkte in den einzelnen Subdetektoren werden Multihit TDCs (mTDC) verwendet⁹. Diese erhalten jeweils einen der LVDS-Ausgänge der Dis-

⁶leading edge (führende Flanke): Im Gegensatz zu den Diskriminatoren der Kristalle verfügen sie über keine Kompensation des unterschiedlichen Auslösens beim Überschreiten des Schwellwerts. Dies ist bei Plastikszintillatoren jedoch i.A., bedingt durch die schnelle Signalanstiegszeit, nicht nötig.

⁷Low Voltage Differential Signaling: Ein Standard zur differentiellen Signalübertragung, bei dem der Spannungspegel der Signale relativ niedrig gehalten wird, um hohe Datenraten zu ermöglichen.

⁸Nuclear Instrumentation Module: 1969 definierter Standard für Messelektronikkomponenten.

⁹Multihit TDCs sind in Gegensatz zu normalen Time to Digital Convertern in der Lage, mehrere Zeitinformationen innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters aufzuzeichnen. Sie bestimmen nicht die Differenz zwischen zwei eingehenden Signalen, sondern speichern pro Kanal den Zeitpunkt von bis zu 16 Treffern mittels eines mitlaufenden Festfrequenzzählers und legen diesen in einem Speicherbaustein ab. Erst bei einem erkannten Ereignis wird eine Zeitreferenz eingespeist und diese mitsamt dem Inhalt des Speichers ausgelesen.

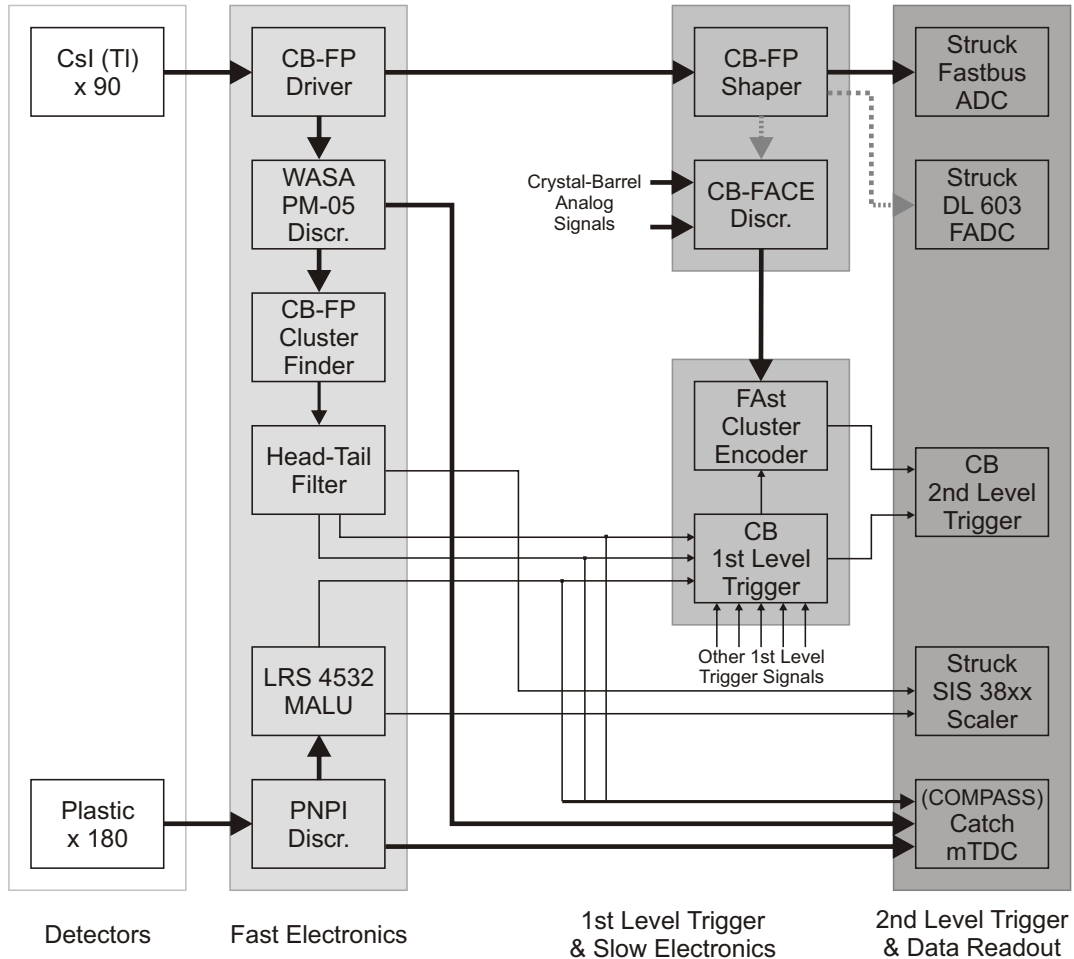


Abbildung 4.8: **Blockschaltbild der Detektorauslese**

Die Detektorelektronik besteht wie in 3.2 und 4.1.4 beschrieben aus drei Ketten:

Analogkette: (Nur Kristalle)

Driver → Shaper → ADC

Zeitkette:

(Driver →) Discr. → mTDC

Triggerkette:

(Driver →) Discr. → MALU / Clusterfinder → 1st Level Trigger

kriminatoren als Eingang. Die Zeitreferenz wird zentral für das gesamte Experiment erzeugt und über einen der freien Kanäle der Diskriminatoren in die mTDCs eingeschleift. Die hier verwendeten CATCH¹⁰ TDCs wurden von der Universität Freiburg entwickelt [H⁺01] und haben eine Zeitauflösung von 120 ps pro Kanal bei einem maximalen Zeitfenster von 1 μ s. Jedes CATCH-Modul ist als neun Höheneinheiten-VMEbus¹¹-Modul ausgelegt und besitzt 128 TDC-Kanäle.

Triggerlogik

Da der Subdetektor in der ersten Ausbaustufe nicht als aktiver Trigger eingesetzt wird, sondern nur der Identifizierung geladener Teilchen dient, war eine vollständige Triggerlogik von untergeordneter Priorität. Als Basis dienen LRS-4032A MALU¹²-Module. In ihrer Grundkonfiguration besitzen diese 32 differentielle Eingänge und 16 differentielle Ausgänge. Die im HISKP durchgeführte Modifizierung ersetzt an den Ausgängen das logische ODER durch ein logisches UND zwischen jeweils zwei Eingängen. Durch die in Abbildung 4.9 gezeigte Verschaltung stehen Koinzidenzinformationen aller überlappenden Szintillatoren zur Verfügung. Um aus diesen ein Triggersignal zu erzeugen würde man drei ODER-Module ähnlich einem LRS-4564 OR oder sechs weitere unmodifizierte LRS-4032A MALU benötigen. Da solche Module weder am Experiment vorhanden sind noch im Überrahmen Platz für sie wäre, ist geplant, das momentan im HISKP in der Entwicklung befindliche universelle CPLD-Modul hierfür zu verwenden (Abschnitt 5.3). Die derzeit angewendete Alternative besteht darin, den Multiplizitätsausgang der MALUs als Trigger zu benutzen. Dieser erzeugt ein Ausgangssignal, dessen Höhe proportional zur Anzahl der gleichzeitig am Modul anliegenden Eingangssignale ist. Für jeden Ring wird eine Analogsumme dieser Signale gebildet. Anschließend wird mittels Diskriminatoren ein Triggersignal ausgelöst, sobald mehr als zwei Treffer in einem Ring registriert wurden, d.h. dass mindestens zwei Plättchen gleichzeitig ein Signal geliefert haben¹³. Für Diagnosezwecke werden die Triggersignale der drei Ringe über bisher unbenutzte Kanäle der COMPASS-Diskriminatoren in die TDCs eingeschleift.

Die gesamte Signaldurchlaufzeit beträgt vom Ausgang des Photomultipliers bis zu den Triggersignalen der drei Ringe 95 ns; davon entfallen alleine 40 ns auf die Strecke von den Photomultipliern zu den Diskriminatoren.

¹⁰COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

¹¹VERSA Module Eurocard bus: 1982 eingeführtes und 1987 standardisiertes Bussystem, das Datenraten bis zu 40 MB/s erlaubt

¹²Majority Logic Unit

¹³Da für die Koinzidenzschaltung in den MALUs jeder Szintillator sowohl mit seinem rechten als auch mit seinem linken Nachbarn verglichen wird, liegt jedes Signal zweimal pro Ring an, d.h. zwei getroffene Szintillatoren erzeugen vier Einträge in den vier MALUs eines Ringes

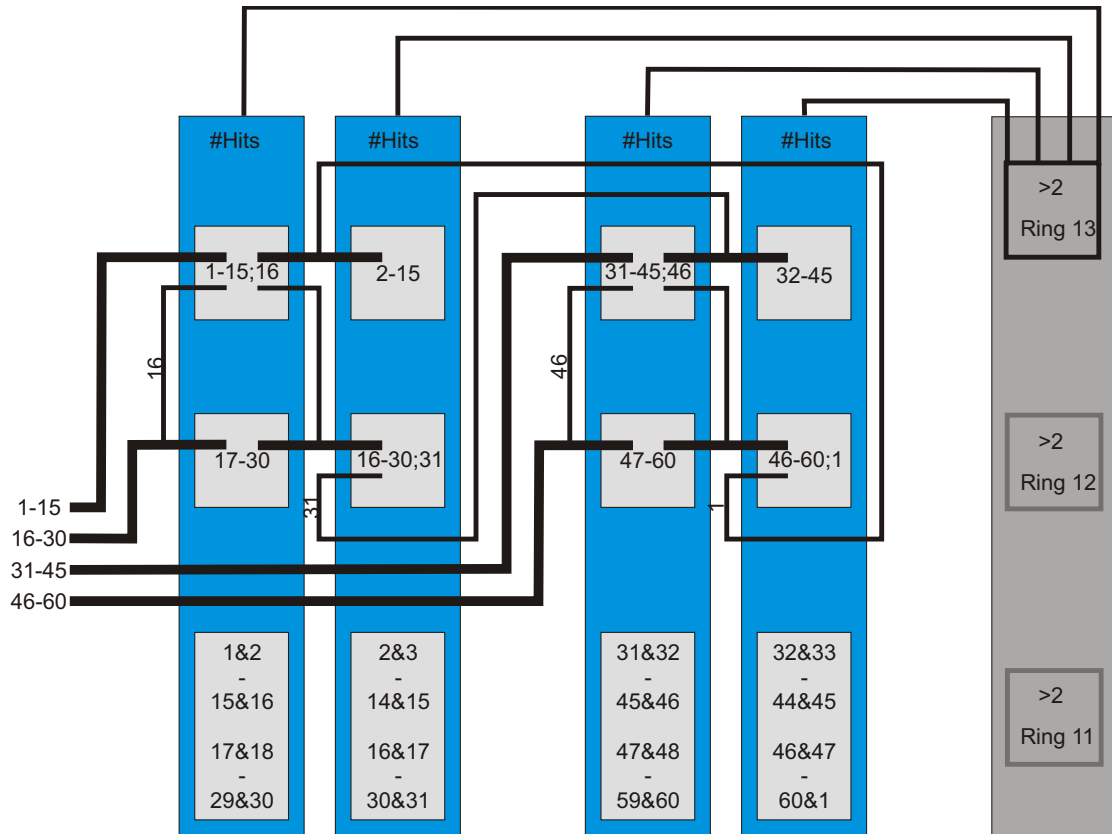


Abbildung 4.9: **Triggerlogik von Ring 13**

Die Diskriminatorsignale eines Ringes erreichen die Triggerlogik mit vier Flachbandkabeln. Sie werden so auf die Logikmodule verteilt, dass sowohl die Koinzidenz mit dem rechten als auch mit dem linken Nachbarn betrachtet wird. Ein Zufallsansprecher in Szintillator Nr. 30 würde z.B. in den ersten beiden Modulen registriert, diese zwei Signale reichen aber nicht aus, den Trigger zu erzeugen. Bei einem gültigen Treffer von Szintillator 1 und 2 dagegen würde Modul 1 zwei Treffer ausgeben (Nr.1 und 2), Modul 2 einen Treffer (Nr.2) und Modul 4 einen Treffer (Nr.1), in der Summe damit vier Ansprecher, was ein Triggersignal erzeugen würde. Die momentan verwendete Auslese zählt nur die Anzahl der Treffer innerhalb eines Ringes für die Triggerentscheidung, für eine Entscheidung auf Basis von Überlapp-Koinzidenzen stehen die zusätzlichen Ausgänge zur Verfügung.

Ansteuerung und Überwachung

Passiver Teil der Detektorelektronik ist die Ansteuerung der Hochspannungsversorgung und Diskriminatoren sowie die Überwachung der Detektortemperatur. Die 24 Photomultiplierspannungen werden von einer Vielkanal-Hochspannungsquelle (UniversalVoltronics 1458) geliefert, die über ein im HISKP entwickeltes Fernsteuerungsmodul angesteuert wird. Die Spannungswerte werden alle 15 Minuten ausgelesen und in einer Datenbank gespeichert. Gleichzeitig wird auch die Temperatur des Subdetektors und der Elektronik protokolliert wofür sich zwei Temperatursensoren in der Umluftanlage der Detektorelektronik sowie an den Photomultipliern des Vorwärtsdetektors und im Schrank der Ausleseelektronik befinden. Diese Überwachungs- und Ansteuerungsprogramme waren Teil der Diplomarbeit von Annika Thiel [Thi06]. Zum Setzen der Diskriminatorschwellen wird ein Kommandozeilenprogramm verwendet, welches über eine RS-485¹⁴-Schnittstelle mit den Diskriminatoren kommuniziert.

4.2 Funktionstest

Zum Test aller Funktionen des Subdetektors wurde während der Teststrahlzeiten des Experimentaufbaus das Verhalten unter Strahlbedingungen untersucht. Von besonderem Interesse ist hierbei die Verteilung der registrierten Ansprecher im Detektor und deren Zeitverhalten. Zusätzlich wurde versucht, bei zufällig ausgewählten Ereignissen alle Ansprecher nachzuvollziehen. Dies wird hier an einem am 21.11.2007 genommenen Datensatz (106644) beispielhaft gezeigt.

4.2.1 Zeitspektrum

Bei einem Selbsttrigger wartet die Datenakquisition einzig auf das Signal des Subdetektors, welches anzeigt, dass in mindestens einem der drei Ringe zwei Szintillatoren innerhalb von 30 ns ¹⁵ angesprochen haben. Im TDC-Spektrum wird dann für jeden Kanal untersucht, wieviele Ansprecher in einem $1 \mu\text{s}$ -Fenster um das Triggersignal registriert wurden und in welchem zeitlichen Abstand sich diese zum Triggersignal befinden. Erwartet wird, dass selbst ohne durchgeführte Kompensation unterschiedlicher Kabellängen und Elektronik-Laufzeitunterschiede, ein scharfes Signal der koinzidenten Treffer zu sehen ist. Abbildung 4.10 zeigt das entsprechende Spektrum aus dem Datensatz. Im Summenspektrum ist der Koinzidenzpeak klar über dem Rauschuntergrund

¹⁴Heute EIA-485 genannter Schnittstellen-Standard für eine leitungsgebundene, differentielle, serielle Datenübertragung. Im Gegensatz zu RS-232 können bis zu 15 Geräte in einer Reihenschaltung adressiert werden.

¹⁵30 ns entspricht der Pulsbreite der Diskriminatorsignale.

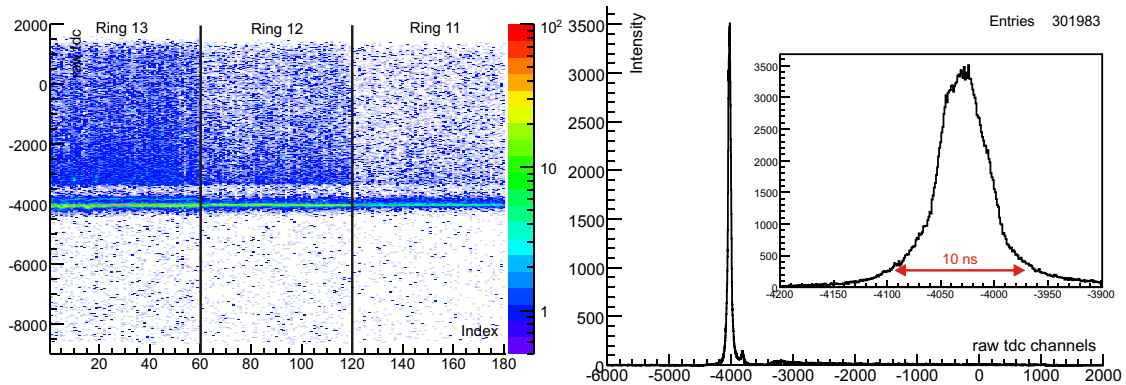


Abbildung 4.10: **TDC-Testspektrum**

Links das TDC-Spektrum aus einem Selbsttrigger: Die einzelnen Kanäle liegen selbst ohne Korrektur in der Datenanalyse sehr gut auf einer Linie. Die Lücke zwischen den Selbststoppeaks (Band bei -4000) und dem Zufallsuntergrund entsteht durch die 50 ns Totzeit der Diskriminatoren.

Rechts die Projektion des TDC-Spektrums aller 180 Kanäle: Die Basisbreite liegt mit 10 ns unterhalb der Koinzidenzbreite der Triggerlogik. Die Peakform mit mehreren Schultern entsteht durch die Überlagerung der 180 in der Hardware nicht perfekt abgeglichenen Signallaufzeiten.

zu erkennen. In den über den Index der einzelnen Fasern aufgetragenen Einzelspektren erkennt man an der Lage der Peaks zueinander die Laufzeitunterschiede der Kanäle. Fehlende Kanäle wären im Spektrum als weiße Linien aufgetreten; stark rauschende Kanäle oder Bereiche mit fehlerhafter Zeitreferenz in der Elektronik hätten einen erhöhten Untergrund oder verschobenen Peak gezeigt. Die Variation in der Laufzeit zwischen einzelnen Kanälen muss klein gegenüber der Koinzidenzbreite von 30 ns sein. Die Spektren zeigen dabei sehr gut das erwartete Verhalten des Detektors. Zusätzlich kann man den beiden Spektren noch weitere allgemeine Informationen ablesen: Im Zeitbereich vor dem Promptpeak (raw-tdc kleiner -4500) zeigt sich die Rauschrate der einzelnen Szintillatoren (ein koinzidenter Treffer hätte dagegen ein Ereignis ausgelöst), sie ist vernachlässigbar. Die Bandlücke zwischen Promptpeak und dem anschließenden Teilchenuntergrund entspricht der Totzeit der Diskriminatoren (ca. 50 ns) und die Länge des Untergrundbereiches der Zeit zwischen erkanntem Teilchen und Eintreffen des Auslesekommandos von der Triggereinheit (ca. 400 ns. In dieser Zeit können noch echte Teilchen im TDC registriert werden, ohne dass der durch sie ausgelöste Trigger einen Effekt hätte).

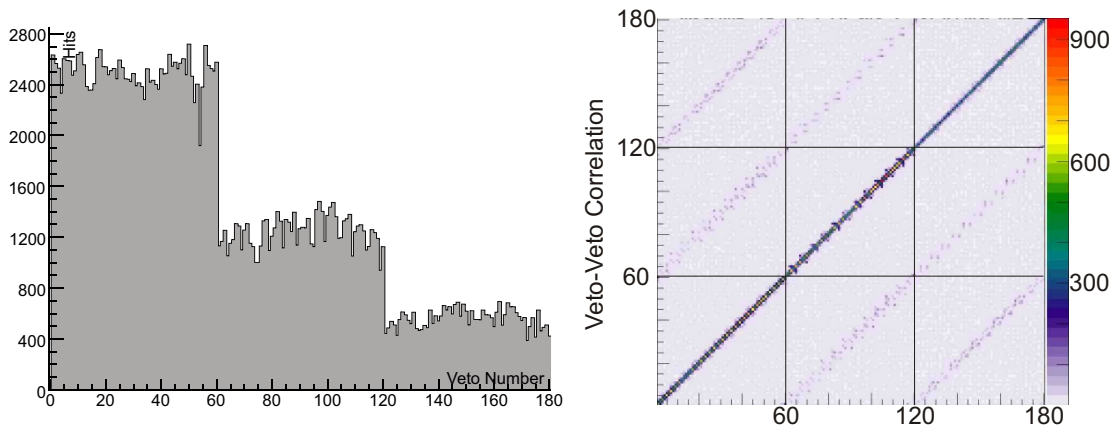


Abbildung 4.11: **Trefferverteilung und Korrelation**

Links die ringweise flache Trefferverteilung der Szintillatormodule, rechts die Szintillator-zu-Szintillator-Korrelation, welche die Funktionstüchtigkeit und symmetrische Anordnung aller Komponenten deutlich zeigt.

4.2.2 Trefferverteilung

Für den Fall, dass der Photonenstrahl hinreichend fokussiert, in der X-Y-Ebene symmetrisch und um die Soll-Strahlachse (und damit das Produktionstarget) zentriert ist, sollte sich pro Ring eine flache Trefferverteilung ausprägen, absteigend von innen nach außen. Abbildung 4.11 zeigt das entsprechende Histogramm des Datensatzes. Das erwartete Verhalten ist gut zu erkennen. Gleichzeitig ist auch eine der beim Einbau beschädigten Fasern (Kanal 54) zu erkennen. Die regelmäßigen Einbrüche im mittleren Ring entstehen durch die Anordnung der Plastikszintillatoren in den Flanschen und den Übersprechern aus benachbarten Kanälen, an denen Plättchen des innersten Ringes enden. Sie verschwinden, wenn man in der späteren Analyse zeitliche Koinzidenzen und vor allem Überlappung der Treffer fordert.

4.2.3 Trefferkorrelation

Zur Kontrolle der korrekten Zuordnung der Plastikszintillatoren zu ihren Auslesekanälen trägt man für jedes Ereignis alle getroffenen Kanäle in einem zweidimensionalen Histogramm gegeneinander auf. Durch die geforderten Überlappung sollte sich eine scharfe Gerade auf der ersten Winkelhalbierenden mit einer Breite von drei Szintillatoren ausbilden. Zwei schwächere Geraden sollten um genau 60 Kanäle verschoben erscheinen, da die einzelnen Ringe eine leichte θ -Überlappung untereinander haben. Betrachtet man Abbildung 4.11, zeigt sich, dass neben dem erwarteten Verhalten die Linien in Fünfer-

gruppen verbreitert sind und zusätzlich noch zwei Linien um 120 Kanäle verschoben erscheinen. Dieses Verhalten lässt sich durch die Modulzuordnung von fünf Szintillatoren pro Ring auf demselben Photomultiplier erklären. Durch die Anordnung wird zwar Crosstalk zwischen benachbarten Szintillatoren unterdrückt, dieser liegt dafür stärker in den jeweils anderen Ringen bzw. nicht benachbarten Szintillatoren.

4.2.4 Eventanalyse

Zusätzlich zu den bisherigen, statistischen Tests wurde auch versucht, bei zufällig ausgewählten Ereignissen alle Ansprechere zu verstehen. Betrachtet man den aufgenommenen Datenstrom Ereignis für Ereignis, besteht ein Großteil der Daten aus Ereignissen des folgenden Typs (vgl. Abb. 4.12):

Ereignis A

- Szintillator Nr. 21 mit TDC-Eintrag bei -4026¹⁶
- Szintillator Nr. 22 mit TDC Eintrag bei -4071

Ereignis B

- Szintillator Nr. 18 mit TDC-Eintrag bei -4029
- Szintillator Nr. 19 mit TDC-Eintrag bei -4045
- Szintillator Nr. 139 mit TDC-Eintrag bei -3925

Ereignis C

- Szintillator Nr. 38 mit TDC-Eintrag bei -4035
- Szintillator Nr. 39 mit TDC-Eintrag bei -4044
- Szintillator Nr. 98 mit TDC-Eintrag bei -4020

Ereignis D

- Szintillator Nr. 40 mit TDC-Eintrag bei -3961
- Szintillator Nr. 98 mit TDC-Eintrag bei -4013
- Szintillator Nr. 99 mit TDC-Eintrag bei -4023

In Ereignis A haben zwei überlappende Szintillatoren das Teilchen registriert; in Ereignis B hat noch zusätzlich ein benachbarter Kanal des Photomultipliers durch Crosstalk ausgelöst. Dieses Beispiel verdeutlicht, wie wichtig die Verteilung der Plastikszintillatoren auf die Kanäle des Photomultipliers ist. Da Nr. 139 keine physikalische Überlappung mit

¹⁶Die hier angegebenen Zeitwerte sind unkalibrierte Rohdaten aus den mTDC-Modulen; angegeben ist die "Zeitdifferenz" zwischen Detektorsignal und Zeitreferenz in Einheiten von 114 ps. Zu diesem Zeitpunkt wurden noch keine Laufzeitunterschiede der einzelnen Kanäle ausgeglichen (Abschnitt 4.3.3). Anhand von Abbildung 4.10 kann man erkennen, dass Ereignisse mit bis zu 100 Kanälen Abstand als koinzident gewertet werden können.

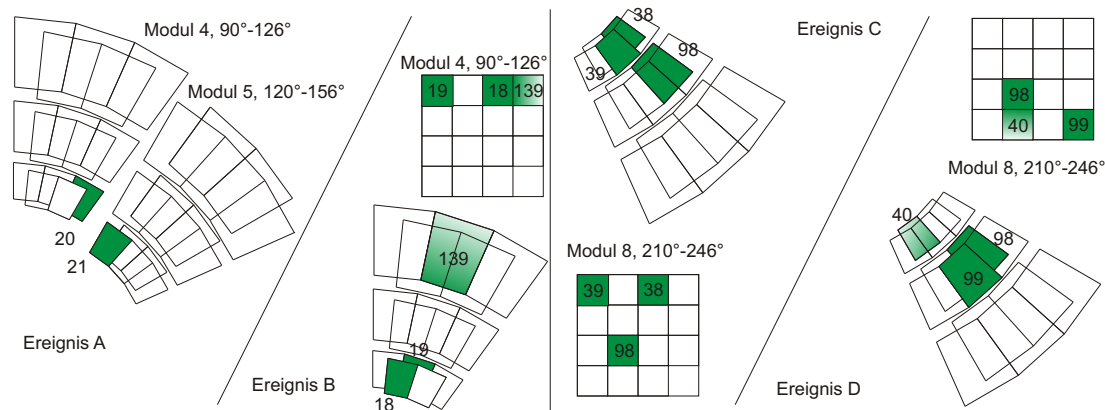


Abbildung 4.12: **Eventanalyse am Beispiel typischer Trefferverteilungen**

Die vier dargestellten Treffer zeigen, wie durch den Treffer eines geladenen Teilchens zwei oder drei Plastikszintillatoren angesprochen und gegebenenfalls noch durch Crosstalk in den Photomultipliern andere Kanäle ebenfalls angesprochen. Ereignisse dieser Art machen einen Großteil der Ansprecher im Subdetektor aus.

den anderen beiden hat, ist dieser Ansprecher für die Analyse zu vernachlässigen. In Ereignis C haben drei, für Nr. 98 zumindest leicht, überlappende Plättchen angesprochen, in Ereignis D ist Nr. 40 wiederum Photomultipliernachbar zu Nr. 98 ohne physikalische Überlappung.

Selten ($\ll 1\%$) treten Ereignisse wie die beiden folgenden auf, in denen nicht alle Ansprecher zufriedenstellend beschrieben werden können (vgl. Abbildung 4.13):

Ereignis E

- Szintillator Nr. 20 mit TDC-Eintrag bei -4033
- Szintillator Nr. 21 mit TDC-Eintrag bei -4054
- Szintillator Nr. 77 mit TDC-Eintrag bei -4016
- Szintillator Nr. 104 mit TDC-Eintrag bei -4056 und -1528
- Szintillator Nr. 163 mit TDC-Eintrag bei -1537

Bei diesem Event gab es scheinbar zwei Treffer, die Ansprecher in Nr. 20 und Nr. 21 haben das Event ausgelöst; Nr. 77 ist auf dem Photomultiplier benachbart zu Nr. 20. Der 200 ns später registrierte Treffer in den Nummern 104 und 163 könnte ein Teilchen gewesen sein, das genau auf der Winkelgrenze zwischen zwei Kristallen unterschiedlicher Ringe registriert wurde. Die zugehörigen Plättchen haben jedenfalls eine – wenn auch nur kleine – Überlappung. Der im Promptpeak liegende Treffer in Nr. 104 ist nicht erklärbar und muss als Untergrund gewertet werden.

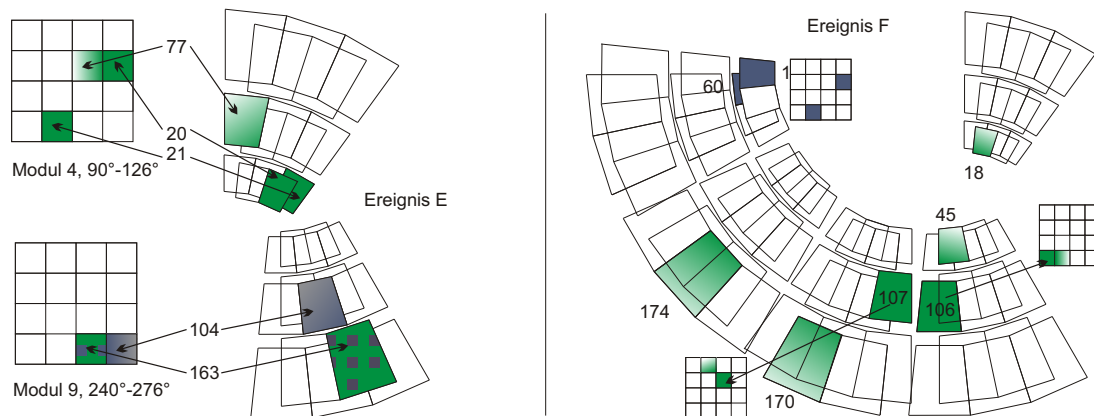


Abbildung 4.13: **Eventanalyse am Beispiel seltener Trefferverteilungen**

Bei deutlich seltener vorkommenden Ereignissen werden mehrere Treffer im Subdetektor rekonstruiert, teilweise auch mit nicht auf Crosstalk zurückführbaren Einzelsprechern.

Ereignis F

- Szintillator Nr. 1 mit TDC-Eintrag bei -1759
- Szintillator Nr. 18 mit TDC-Eintrag bei -4002
- Szintillator Nr. 45 mit TDC-Eintrag bei -3843
- Szintillator Nr. 60 mit TDC-Eintrag bei -1766
- Szintillator Nr. 106 mit TDC-Eintrag bei -4041
- Szintillator Nr. 107 mit TDC-Eintrag bei -4036
- Szintillator Nr. 170 mit TDC-Eintrag bei -3843
- Szintillator Nr. 174 mit TDC-Eintrag bei -3906

In diesem Ereignis wurde zumindest ein Teilchen im Promptpeak nachgewiesen (Nr. 106 und Nr. 107, Szintillator Nr. 45 ist Photomultipliernachbar zu Nr. 106). Ein zweites, leicht rekonstruierbares Teilchen wurde 200 ns später registriert (Nr. 60 und Nr. 1). Die Szintillatoren Nr. 170 und Nr. 174 liegen zwar in relativ geringem Abstand zueinander, sind aber aus der gleichen Lage, haben daher keine Überlappung und werden zusätzlich durch unterschiedliche Photomultiplier ausgelesen. Gleiches gilt für Nr. 18.

4.2.5 Schlussfolgerungen aus dem Funktionstest

Der einfache Funktionstest zeigt, dass neben den Diskriminatoren auch die Triggerlogik und die TDCs wie gewünscht funktionieren. Die für den Experimenttrigger (Abschnitt 2.3.6) wichtige Verteilung der unkorrigierten Triggersignale im Subdetektor ist mit 10 ns ausreichend schmal.

Die Informationen aus den Zeitspektren und der Trefferverteilung sind ein leicht anwendbares Werkzeug, um die Funktion des Subdetektors jederzeit zu kontrollieren. Aus diesem Grund gehören sie zu den im Online-Datenmonitor integrierten Spektren. Veränderungen im Verhalten des Subdetektors wie z.B. ausgefallene oder rauschende Kanäle können hier ohne Detailwissen über den Subdetektor sofort bemerkt werden. Ein asymmetrisches Trefferbild würde auf (schwerwiegende) Probleme in der Targetpositionierung oder Strahllage hindeuten.

Für die spätere Datenanalyse ist festzuhalten, dass der Crosstalk zwischen den Photomultiplierkanälen nicht zu vernachlässigen ist. Dies muss in der Datenanalyse entsprechend berücksichtigt werden.

4.3 Kalibration und Effizienzbestimmung

In Abschnitt 4.2 wurde gezeigt, dass der Detektor funktionstüchtig ist und die unkalibrierten Spektren zur Überwachung der Detektorfunktion genutzt werden können. Um die Fähigkeiten des Detektors besser bewerten zu können und diesen für die Datenanalyse zu nutzen, ist es notwendig, für die einzelnen Detektorkanäle sowohl eine Zeitkalibration (Abschnitt 4.3.3) als auch eine Effizienzbestimmung durchzuführen. Für letztere können zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt werden, ein einfacher, auch am Online-datenstrom durchführbarer Effizienztest über eine Koinzidenz mit den Kristallen des Vorwärtsdetektors (Abschnitt 4.3.1) und ein erweiterter Ansatz, der nach erfolgter Kalibration aller Detektorsysteme des Experiments aus der Analyse eine winkelabhängige Identifizierungswahrscheinlichkeit (Effizienz des Detektors) bestimmt (Abschnitt 5.3).

4.3.1 Effizienzmessung über Koinzidenz mit den CsI-Kristallen

Ein beliebiges geladenes Teilchen, das im Target entstanden ist, sollte, vorausgesetzt, dass es ausreichend Energie besitzt, sowohl in den Kristallen gemessen als auch in den davor liegenden Plastiksintillatoren registriert werden. Um die Richtung eines minimalionisierenden, nicht aufschauernenden Teilches genauer festzulegen, kann man fordern, dass genau ein Kristall des Vorwärtsdetektors pro Ereignis getroffen werden soll und dass zumindest einer der davor liegenden Plastiksintillatoren dieses auch zeitgleich registriert. Aus dieser Koinzidenz kann unter Annahme einer korrekten Detektorgeometrie und dem Reaktionstarget als Ursprungspunkt des Teilchens die Detektionseffizienz der jeweils verbleibenden Plastiksintillatorlage bestimmt werden. Hierfür wird ein Datensatz analysiert, welcher mit einem Trigger genommen wurde, der ausschließlich Ereignis-

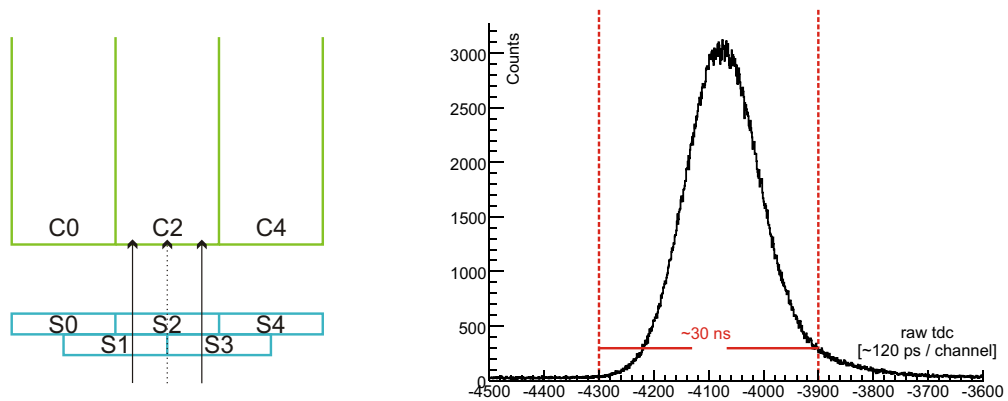


Abbildung 4.14: **Effizienzbestimmung mittels Koinzidenz zwischen Plastikszintillatoren und Kristallen**

Links werden alle möglichen Teilchenspuren bei idealer Detektorgeometrie gezeigt, die gepunktete Spur würde nicht in der vorderen Lage nachgewiesen.

Rechts ist die Zeitverteilung der Plastikszintillatortreffer bei Trigger auf die Kristalle dargestellt; eingezeichnet ist das verwendete Zeitfenster für die Effizienzbestimmung.

nisse mit genau einem Treffer im Vorwärtsdetektor selektiert¹⁷. In einem ersten Schnitt werden Ereignisse selektiert, bei denen das verzeichnete Cluster aus nur einem Kristall mit mehr als 20 MeV deponierter Energie besteht. Anschließend wird versucht, in Abhängigkeit davon, ob ein Plastikszintillator der vorderen oder hinteren Lage zeitgleich gefeuert hat, die Effizienz der jeweils anderen Lage zu bestimmen (Abbildung 4.14).

Effizienzbestimmung der vorderen Lage

Zur Effizienzbestimmung der vorderen Lage werden aus den vorselektierten Daten diejenigen genutzt, in denen zusätzlich zum getroffenen Kristall auch der genau davor liegende Plastikszintillator einen zeitlich koinzidenten Treffer verzeichnet hat. Betrachtet man Abbildung 4.14-l, sieht man, dass bei korrekter Detektorgeometrie für ein in Kristall und davorliegendem Veto registriertes Teilchen drei mögliche Spurtypen existieren. Zum einen gibt es Spuren wie S1-S2-C2 und S3-S2-C2, welche zur Effizienzbestimmung genutzt werden können, zum anderen Spuren, die wie die gepunktet eingezeichnete zwar durch S2 gehen, aber in der ersten Lage nicht auf aktives Material treffen.

Definiert man die Koinzidenz $S2 \wedge C2$ als 100%, werden sich S1 und S3 entsprechend ihrer Abdeckung diesen Wert teilen. Die Abdeckung sollte, abzüglich nicht abgedeck-

¹⁷cfI-Trigger, ausgelöst auf Multiplizität *Eins* im Clusterfinder(3.2.2) des Vorwärtsdetektors

ter Bereiche, jeweils 50% betragen. Die erwartete Nachweiseffizienz der vorderen Lage vor Kristall 2 ist damit $E_{V/C2} = A_{(1;2)} * E_{1r} + A_{(3;2)} * E_{3l}$ ¹⁸. Die Wahrscheinlichkeit, dass man ein Teilchen in $S2 \wedge C2$ sowie in Szintillator S_3 nachweist, ist dementsprechend $P_{3,2,2} = P_{3l} = A_{(3;2)} * E_{3l}$.

Geht man von einer symmetrischen, annähernd 50% betragenden Abdeckung der Szintillatoren zwischen den Lagen aus, kann man zur Bestimmung der Effizienz eines Szintillators die Effizienz je einer Szintillatorhälfte bestimmen und diese Werte mitteln:

$$\begin{aligned} \frac{P_{3l}}{E_{3l}} &= A_{3;2} = 0,5 - \epsilon = A_{3;4} = \frac{P_{3r}}{E_{3r}} \\ \bar{E}_3 &= \frac{E_{3l} + E_{3r}}{2} = \frac{P_{3l} + P_{3r}}{(0,5 - \epsilon) * 2} \approx P_{3l} + P_{3r} \\ &= \frac{\#(S_3 \wedge S_2 \wedge C_2)}{\#(S_2 \wedge C_2)} + \frac{\#(S_3 \wedge S_4 \wedge C_4)}{\#(S_4 \wedge C_4)} \end{aligned}$$

Geht man alternativ davon aus, dass die Effizienz konstant über die Breite eines Szintillators ist (was in [Wen04] gezeigt wurde), ergibt sich ebenfalls

$$\begin{aligned} P_{3l} + P_{3r} &= E_3 * (A_{(3;2)} + A_{(3;4)}) \\ E_3 &= \frac{P_{3l} + P_{3r}}{1 - \epsilon} \approx P_{3l} + P_{3r}. \end{aligned}$$

Da beide Ansätze konstruktionsbedingt stimmen müssen, lässt sich auf diese Weise die Effizienz der vorderen Lage mit geringem Fehler berechnen. Eine Verdrehung der beiden Lagen gegeneinander würde sich in einer Asymmetrie zwischen linker und rechter Effizienz (P_{nl}/P_{nr} in allen Plättchen bemerkbar machen. Eine schlechte generelle Abdeckung aufgrund von Lücken zwischen den Szintillatoren oder nicht übereinstimmender θ -Abdeckung der beiden Lagen zeigt sich durch eine mittlere Effizienz deutlich unterhalb der Laborwerte. Eine gebrochene Faser würde dagegen bei einem Plättchen die Effizienz der betroffenen Seite herabsetzen; genauso ließen sich auch große Lücken zwischen den Modulen erkennen.

¹⁸ $A_{(1;2)}$ ist der Anteil von Szintillator 1, der von Szintillator 2 abgedeckt wird,
 E_{1r} die Detektionseffizienz der rechten Hälfte von S1,
 $P_{3,2,2}$ die Wahrscheinlichkeit, dass im S3 ein Teilchen aus der $S2 \wedge C2$ -Koinzidenz registriert wird,
 ϵ der durch die vordere Lage nicht abgedeckte Anteil des hinteren Szintillators.

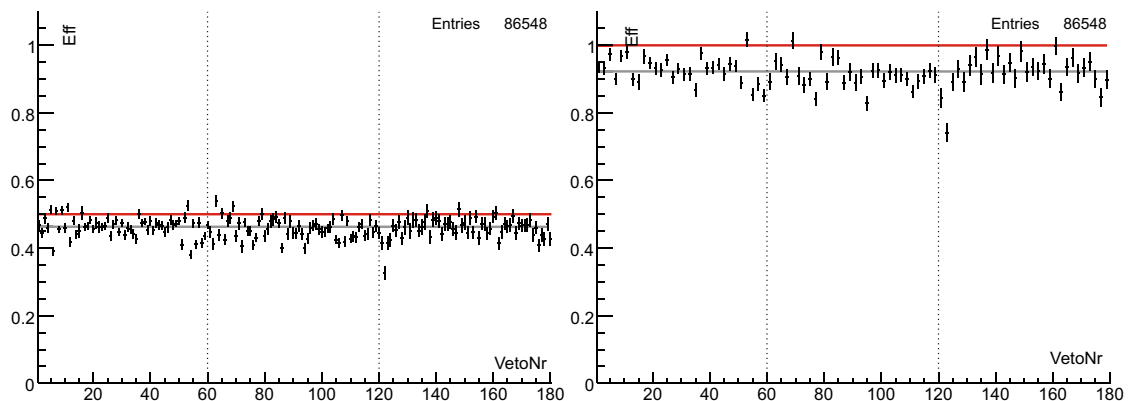


Abbildung 4.15: **Effizienzbestimmung mittels Koinzidenz zwischen Plastikszintillatoren und Kristallen - vordere Lage**

Links die Effizienzbeiträge der einzelnen Plättchenhälften: Jeweils Kanal 2+3, 4+5 usw. gehören zu einem Szintillator; der Mittelwert liegt bei 46%.

Rechts die zusammengesetzte Effizienz der vorderen Plastikszintillatoren; der Mittelwert liegt bei 92%.

Gut zu erkennen ist die reduzierte Effizienz des Plastikszintillators Nr. 123 durch die beim Einbau beschädigte/gebrochene linke Faser.

Abbildung 4.15 zeigt das Ergebnis der Analyse. Gut zu erkennen ist die beim Einbau gebrochene Faser an Szintillator 123. Der Mittelwert der Teileffizienzen liegt mit 46% etwas unterhalb des mit $50\% \cdot \bar{E} \approx 48\%$ aus den Labormessungen erwarteten Wertes, was aber unter Berücksichtigung der oben erwähnten möglichen Verluste ein gutes Ergebnis darstellt. Der durchschnittliche Effizienzwert für Plastikszintillatoren der vordere Lage liegt somit bei mindestens 92% .

Effizienzbestimmung der hinteren Lage

Für die Effizienzbestimmung der hinteren Lage sollte sich, folgt man der Überlegung aus dem letzten Abschnitt, ein besseres Bild ergeben. Zum einen werden mit der Definition $(S1 \vee S3) \wedge C2$ als 100% die Lücken zwischen den Szintillatoren der vorderen Lage umgangen, zum anderen sollten keine Fehlidentifizierungen über Photonkonversion mehr auftreten. Betrachtet man aber Abbildung 4.16, zeigt sich ein anderes, unerwartetes Bild. Die Effizienz in Ring 11 und 12 liegt bei durchschnittlich 80% , in Ring 13 (dem strahl nächsten) sogar nur bei 72% .

Wendet man sich wieder der Skizze zu, aus der die Koinzidenzbedingung gefolgert wurde, stellt man fest, dass nicht alle möglichen Spuren eingezeichnet waren. Ebenso wie

bei der Koinzidenzbedingung zuvor auch Spuren erlaubt waren, die genau zwischen zwei Szintillatoren der vorderen Lage entlangliefen, was in die Abdeckungsverluste mit eingerechnet wurde, bezieht man hier Teilchenspuren in die Koinzidenz mit ein, die geometrisch nicht von Szintillatoren der hinteren Lage abgedeckt werden (Abbildung 4.16). Ist der Teilchenursprung nicht im Target, sind zusätzlich zu den Spuren S1-S2-C2 und S3-S2-C2 auch die beiden Spuren S1-S0-C2 und S3-S4-C2 zwischen den Szintillatoren der hinteren Lage und dem auslösenden Kristall möglich. Die Effizienz der hinteren Lage bezüglich Kristall C2 wird nun über $E_{H/C2} = A_{(1;2;2)} * E_{2l} + A_{(3;2;2)} * E_{2r} + A_{(1;0;2)} * E_{0rr} + A_{(3;4;2)} * E_{4ll}$ ¹⁹ beschrieben, wobei sich die Summe der Abdeckung wieder zu annähernd 100% addieren muss. Analog zur vorderen Lage gibt dann

$$P_{2ll} = E_2 * A_{(1;2;0)}; P_{2l} = E_2 * A_{(1;2;2)}; P_{2r} = E_2 * A_{(3;2;2)}; P_{2rr} = E_2 * A_{(3;2;4)}$$

$$E_2 \approx P_{2ll} + P_{2l} + P_{2r} + P_{2rr}$$

$$= \frac{\#(S_2 \wedge S_1 \wedge C_0)}{\#(S_1 \wedge C_0)} + \frac{\#(S_2 \wedge S_1 \wedge C_2)}{\#(S_1 \wedge C_2)} + \frac{\#(S_2 \wedge S_3 \wedge C_2)}{\#(S_3 \wedge C_2)} + \frac{\#(S_2 \wedge S_3 \wedge C_4)}{\#(S_3 \wedge C_4)}$$

die Effizienz eines Szintillators an. Bezieht man alle vier Beiträge in die Bestimmung der Effizienz mit ein, ergibt sich für die hintere Lage eine mittlere Effizienz von 93% (vgl. Abbildung 4.17). Auch hier ist wieder ein beschädigter Szintillator (Nr. 54) klar auszumachen.

Schlussfolgerung aus der Effizienzbestimmung mittels Koinzidenz zwischen Plastikszintillatoren und Kristallen

Über die Koinzidenz zwischen einer Lage der Plastikszintillatoren und einem der Kristalle lässt sich die Effizienz der jeweils anderen Lage ohne aufwändige Analyse gut bestimmen. Die zwei beschädigten Szintillatoren sind klar zu erkennen. Zu den Laborwerten der Effizienz ergibt sich bei dieser Messung eine Differenz von ca. 5%. Ob die Ursache methodisch begründet ist oder an der Detektorgeometrie liegt, lässt sich an dieser Stelle nicht feststellen.

Aufgrund der Erkenntnis, dass man zum Erreichen der erwarteten Effizienz in der hinteren Lage Spuren erlauben muss, die „schräg“ verlaufen, können zwei verschiedene Überlegungen angestellt werden:

¹⁹ $A_{(1;2;2)}$ ist der Anteil von Szintillator 2, der von der Koinzidenz S1-C2 abgedeckt wird,
 E_{4ll} die Detektionseffizienz der linken Kannte von S4,
 P_{2rr} die Wahrscheinlichkeit, schräge Spuren durch S2 in der Koinzidenz S3-C4 nachzuweisen.

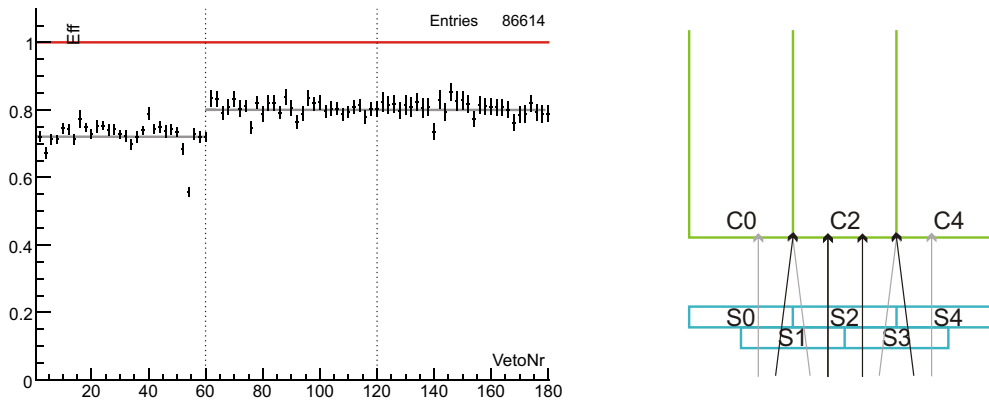


Abbildung 4.16: **Effizienzbestimmung mittels Koinzidenz zwischen Plastikszintillatoren und Kristallen - hintere Lage (1)**

Links: Im Gegensatz zur vorderen Lage ist die Effizienz der hinteren Lage bei einfacher Abdeckung deutlich geringer; für Ring 11 und 12 beträgt sie 80%, für Ring 13 sogar nur 72%.

Rechts: Ursache für diesen Abfall ist die unzulässige Vernachlässigung von Spuren, die nicht aus dem Reaktionstarget kommen. Dieser Effekt kann im Fall der vorderen Lage nicht auftreten.

Hypothese 1: Die Detektorgeometrie ist nicht korrekt.

Der Aufbau der Module wurde mit Schablonen durchgeführt. Man kann in erster Näherung davon ausgehen, dass die Module die geforderten φ -Winkel abdecken. Durch die Farbbeschichtung wurden die Szintillatoren geringfügig dicker. Die daraus folgende Vergrößerung der Ringdurchmesser wurde jedoch durch entsprechend verkleinerten Abstand zwischen Szintillatoren und Kristallen kompensiert. Geht man dennoch davon aus, dass der Radius für den Abstand zum Target zu groß wäre, ergäbe sich beim Blick vom Target auf einen Kristall eine Situation wie in Abbildung 4.18 links oben. Durch das Hochrutschen würde sich zwar die θ -Überlappung zwischen Kristallen und Szintillatoren ändern, nicht aber die Abdeckung in φ oder zwischen den Szintillatoren selbst. Da die Effizienz über eine Koinzidenz der zweiten Szintillatorlage mit den Kristallen zu 100% definiert wird, hat dies keinen Einfluss auf die Detektionseffizienz.

Wären die Szintillatoren gegenüber den Kristallen in φ leicht verdreht, könnte das gemessene Phänomen auftreten. Eine solche Verdrehung würde aber zum einen schon bei der Berechnung der Effizienz der vorderen Lage durch eine Asymmetrie auffallen, zum anderen gäbe es dann nur Beiträge von Spuren aus einer „schrägen“ Richtung. Dies ist aber nach Abbildung 4.17 nicht der Fall.

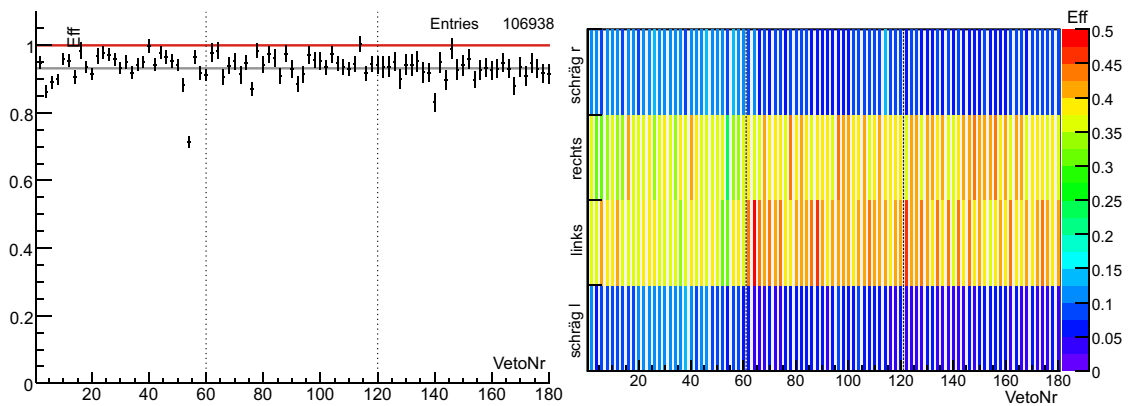


Abbildung 4.17: **Effizienzbestimmung mittels Koinzidenz zwischen Plastikszintillatoren und Kristallen - hintere Lage (2)**

Links: Nach dem Hinzunehmen von nicht aus dem Target stammenden Spuren steigt die Effizienz der hinteren Lage auf 93%. Die beim Einbau beschädigten Fasern von Szintillator Nr. 54 lassen sich wiederum gut ausmachen.

Rechts dargestellt sind Einzelbeiträge zur Effizienz: Die zentralen Reihen entsprechen den Spuren analog zur vorderen Lage, die obere und untere Reihe den Spuren durch Nachbar-Szintillatoren.

Fehler in der Detektorgeometrie können zwar allgemeine Verluste in der Effizienz und Verschiebungen in θ nach sich ziehen, der φ -symmetrische Aufbau ermöglicht aber nicht das beobachtete Phänomen.

Hypothese 2: Die Spuren entstammen nicht dem Targetmittelpunkt.

In diesem Fall ist nur eine Veränderung des Spurursprungs in der X-Y-Ebene relevant; eine Veränderung entlang der Z-Achse würde Hypothese 1 bezüglich eines falschen Detektorradius entsprechen. Betrachten wir eine seitliche Verschiebung des Spurursprungs um 10 mm von der Mitte an den Rand der Targetzelle bei einem geschätzten Abstand von 250 mm zu den Szintillatoren und 20 mm von diesen zu den Kristallen. Diese Verschiebung sorgt dafür, dass je nach Szintillatorgröße 3% bis 5% der Spuren, die der Bedingung $(S1 \vee S3) \wedge S2$ entsprechen, nicht mehr in C2, sondern in C0 oder C4 nachgewiesen werden. Berücksichtigt man ebenfalls, dass ein minimalisierendes Teilchen in CsI ca. 5,6 MeV/cm deponiert und die Triggerschwelle der Kristalle bei über 26 MeV liegt, würden auch bis zu 40 mm Wegstrecke im regulären Kristall nicht detektiert (Abbildung 4.18 rechts). Hierdurch steigt die Fehlidentifizierungsrate auf über 10%.

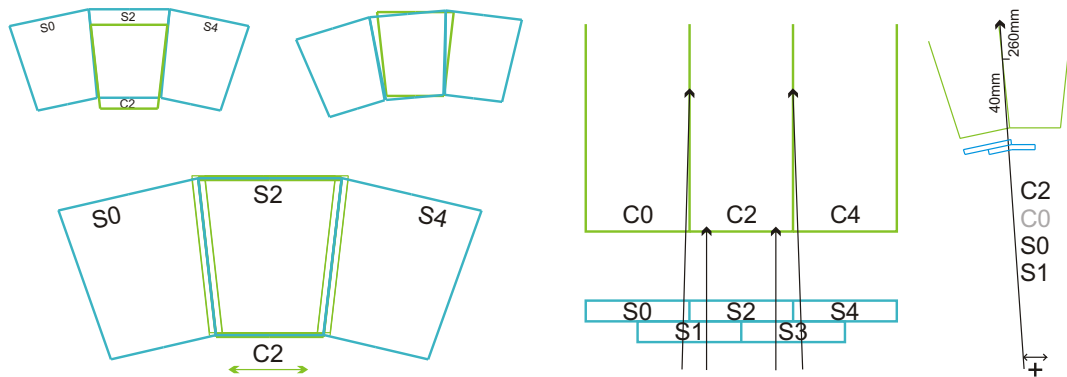


Abbildung 4.18: **Quelle schräger Spuren**

Eine Veränderung des Detektorradius oder Verdrehung des Detektors gegenüber den Kristallen kann das beobachtete Phänomen nicht erklären (links oben). Eine "Verschmierung" der Szintillatorgrenzen (links unten) kann aber entstehen, wenn die Teilchen windschief zur Strahlachse auf den Detektor treffen. Eine Verschiebung des Teilchenursprungs von 10 mm in der X-Y-Ebene reicht dabei aus, Abweichungen in der beobachteten Größenordnung zu produzieren (rechts).

Aus den obigen Überlegungen folgt, dass die zum Erreichen der erwarteten Detektionseffizienz nötigen Teilchenspuren windschief zur Strahlachse sein müssen und ihr Ursprung zumindest am Rand, wenn nicht sogar außerhalb der Targetzelle zu suchen ist. Die Quelle dieser Ereignisse sollte zu einem späteren Zeitpunkt über die entgeltliche Datenanalyse eingehender untersucht werden (siehe Abschnitt 5.3).

4.3.2 Energieabhängige Effizienzmessung

Die bisherige Selektion der Daten ließ verschiedene Teilchensorten zu. Zum einen aufschauende Teilchen wie Elektronen, bei denen aber nur ein Kristall genug Energie erhalten hat, um die Nachweisschwelle der Diskriminatoren zu übersteigen, zum anderen minimalionisierende Teilchen wie zum Beispiel geladene Pionen, die, wenn sie einen Kristall vollständig durchqueren, dabei eine definierte Energie [Fun08] deponieren. Nach einer Energiekalibration [Mül09]²⁰ der Kristalle kann diese Information genutzt werden, um mehr über die Art der nicht aus dem Target stammenden Teilchen herauszufinden.

²⁰Die Energiekalibration bedient sich in einem ersten Schritt genau dieser minimalionisierenden Teilchen, wird dann aber über die sehr genau bekannte Masse des π^0 geeicht.

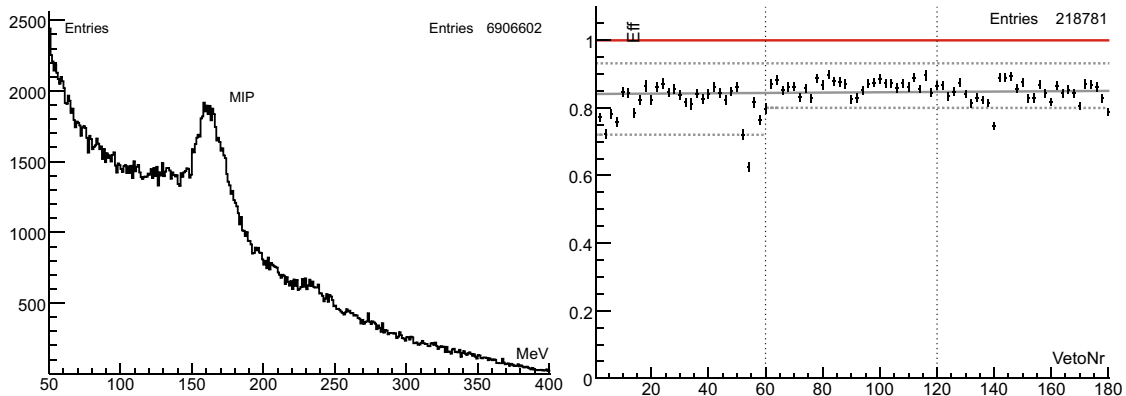


Abbildung 4.19: **Energieabhängige Effizienzbestimmung**

Links dargestellt ist die Energieverteilung von geladenen Ein-Kristall-Treffern. Gut zu erkennen ist die Überhöhung von minimalionisierenden Teilchen. Die leichte Überhöhung bei 150 MeV entspricht minimalionisierenden Teilchen im kürzeren Kristallring 13.

Rechts zu sehen ist die Detektionseffizienz der hinteren Lage ohne windschiefe Spuren nach einem Schnitt auf ≥ 50 MeV; eingezeichnet sind zusätzlich die beiden Effizienzen aus 4.3.1.

Energieabhängige Effizienz der hinteren Lage

Abbildung 4.19 links zeigt einen Ausschnitt des Energiespektrums von Einzeltreffern entsprechend einer Selektion, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben. Als Datenbasis dient die Summe der am 09.12.07 mit einem Datentrigger genommenen 22 Datensätze. Gut zu erkennen ist der Peak der minimalionisierenden Teilchen bei $\sim 160\text{MeV}^{21}$.

Nimmt man nun bei der Effizienzbestimmung der hinteren Lage die schrägen Spuren wieder aus der Berechnung heraus, fügt aber gleichzeitig die Bedingung hinzu, dass der Kristall zumindest 50MeV Energie erhalten haben soll, so ergibt sich Abbildung 4.19 rechts. Deutlich zu erkennen ist, dass die Stufe von Ring 13 zu Ring 12 verschwunden ist. Offensichtlich war in diesem Ring ein sehr großer Teil der windschiefen Spuren niederenergetisch. Insgesamt ist die Effizienz leicht angestiegen: Sie liegt mit ca. 84% aber weiterhin unter dem erwarteten Wert. Bei einem Schnitt auf größere Energien steigt dieser Wert zwar weiter an, erreicht aber nie den Wert der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Labormessungen.

Betrachtet man die gesamte Energieverteilung der zur Effizienzbestimmung verwendeten Spuren mit den Anteilen der geraden und windschiefen Spuren (Abbildung 4.20), zeigt sich, dass die schrägen Spuren einen überproportional hohen Anteil an niederener-

²¹mit $\frac{dE}{dx} \approx 5,6 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ und ca. 30 cm Kristalllänge

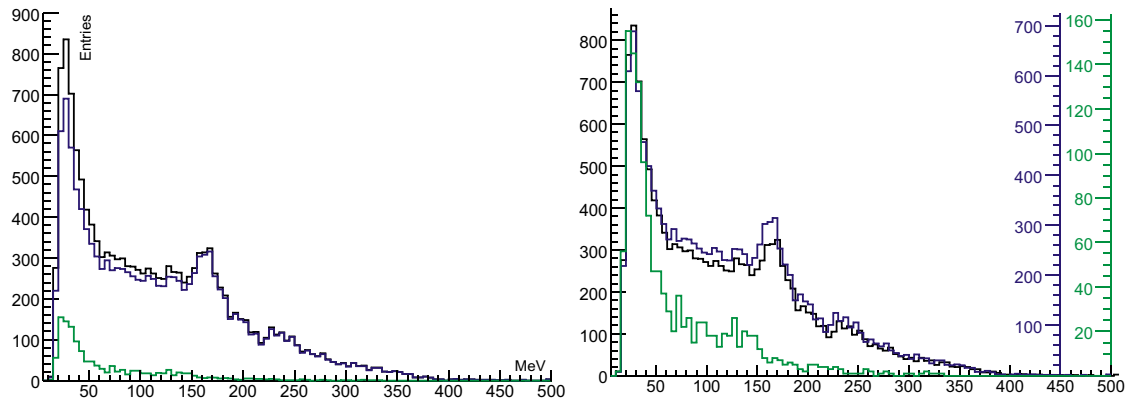


Abbildung 4.20: **Energieverteilung gerader und windschiefer Spuren**

Dargestellt ist der absolute (links) und der relative (rechts) Beitrag gerader (blau) und windschiefer (grün) Spuren zum Energiespektrum. Gut zu erkennen ist, dass windschiefe Spuren im relativen Vergleich einen deutlich höheren Anteil niederenergetische Teilchen haben. Für Ring 13 existiert eine nicht zu vernachlässigende Menge minimalionisierender Teilchen, die nicht aus dem Target stammen; dies ist für die Ringe 11 und 12 nicht zu erkennen (Überhöhung bei 145 MeV resp. nicht vorhandene Überhöhung bei 160 MeV).

getischen Teilchen haben. Weiterhin kann man erkennen, dass sich zumindest für Kristallring 13, dem strahlnexten Kristallring, auch minimalionisierende Teilchen unter diesen Spuren befinden²².

Schlussfolgerung aus der energieabhängigen Effizienzmessung

Durch die Selektion auf Kristalltreffer mit höheren Energieeinträgen kann die Häufigkeit windschiefer Spuren, vor allem in Ring 13, deutlich gesenkt werden; ab 150 MeV ergibt sich auch ohne Hinzunahme dieser Spuren eine Effizienz im Bereich von 90%. Da die Selektion auf höherenergetische Teilchen aufgrund der Analyseverfahren auch erzwingt, dass diese stärker aus der Nähe des Targets stammen müssen, um in nur einem Kristall die 26 MeV-TDC Schwelle zu überschreiten, ist dieses Verhalten auch zu erwarten. Da aber selbst bei höheren Energien noch windschiefe Spuren benötigt werden, muss die Abschlusssage von Abschnitt 4.3.1 wiederholt werden. Diese Spuren bedürfen einer weitergehenden Untersuchung (Abschnitt 5.3).

²²Da die Kristalle aus Ring 13 etwas kürzer sind als die aus Ring 12 und 11, liegt der Peak für minimalionisierende Teilchen bei leicht niedrigeren Energien (145-150 MeV), dieser ist in den Spektren zu erkennen.

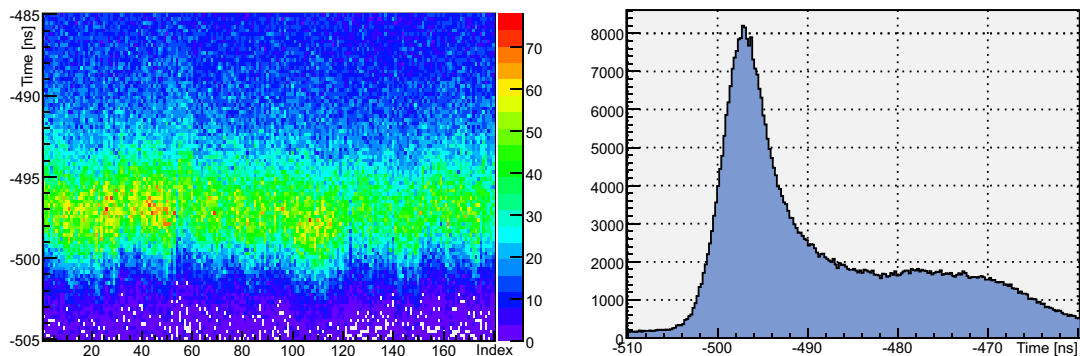


Abbildung 4.21: **TDC-Spektrum ohne Zeiteichung**

Links abgebildet ist das Zeitverhalten für jeden Plastiksintillator des Vorwärtsdetektors aus einem Datenfile. Wie man leicht sieht sind von Kanal zu Kanal Laufzeitunterschiede auszumachen. In der Projektion aller 180 Szintillatoren (rechts) erkennt man die koinzident zum auslösenden Ereignis liegenden Ansprecher, die Basisbreite ihrer Verteilung liegt bei ca. 15 ns. Diese als Prompt-Peak bezeichneten Ereignisse sitzen auf dem 40 ns breiten Koinzidenzfenster des Taggers.

4.3.3 Zeiteichung

Anders als bei Selbsttriggern, in denen vor allem die Grundfunktion eines Detektors getestet wird, sind bei der Datennahme in der Regel mehrere Detektoren an einer Triggerentscheidung beteiligt. Um die Zeitmessung unabhängig von den die Datenauslese startenden Detektoren und damit stabil für alle Ereignisse zu halten, wird im Experimenttrigger sichergestellt, dass der Tagger als der an allen Ereignissen zwingend beteiligte Detektor immer als Zeitreferenz dient. Ein gemessenes Zeitspektrum (Abbildung 4.21) gibt daher nicht die wirkliche Zeitauflösung des jeweiligen (Sub)Detektors wieder; es ist vielmehr eine Überlagerung unterschiedlicher Signallaufzeiten in der Zeitreferenz²³ und der Elektronik des jeweiligen Detektors.

Da diese Unsicherheiten zum Messzeitpunkt vorhanden sind, ist das nicht optimierte Summenspektrum bei allen Detektoren, die Teil von Koinzidenztriggerbedingungen sind, von großer Bedeutung; alle Signale eines Ereignisses müssen annähernd gleichzeitig, innerhalb des Koinzidenzfensters des Taggers, an der Triggerelektronik anliegen.

²³Die Schwankungen entstehen durch unterschiedliche Kabellängen und Signallaufzeiten in der Taggerelektronik und sind abhängig von der jeweils auslösenden Taggerlatte.

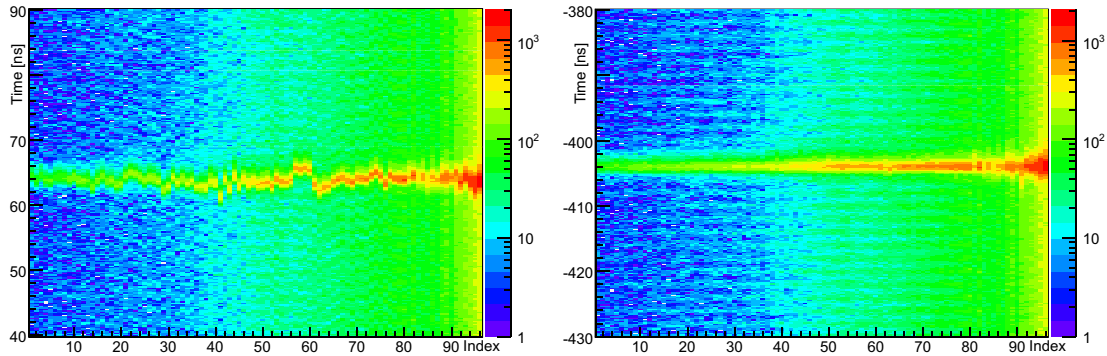


Abbildung 4.22: Zeiteichung für den Tagging-Detektor

Die links zu erkennenden Laufzeitunterschiede verschiedener Taggerszintillatoren relativ zum einkanaligen Čerenkov-Detektors liegen im Bereich weniger Nanosekunden. Da das Ansprechen des Taggers als Zeitreferenz für alle Ereignisse dient, führt dies zu einer Verbreiterung der Zeitsignale in den einzelnen Detektoren. Durch die Zeiteichung des Taggers werden seine Laufzeitunterschiede bestmöglich ausgeglichen (rechts).

Die wirkliche Zeitauflösung der einzelnen Detektoren ist aber entsprechend höher und lässt sich mittels einer Zeitkalibration der einzelnen Kanäle bestimmen. Das hier beschriebene Verfahren ist eine vereinfachte Darstellung; eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Har08].

Zeiteichung des Taggers

Erster Schritt für die Zeiteichung aller Detektoren ist die Eliminierung der Laufzeitunterschiede in der Zeitreferenz. Um die einzelnen Kanäle des Taggers gegeneinander abzugleichen, bedient man sich des Gas-Čerenkov-Detektors. Ein Großteil der im Tagger registrierten Ereignisse, die eine Reaktion im Target hervorrufen, erzeugt geladenen Untergrund in Vorwärtsrichtung; dieser wird im Čerenkov-Detektor registriert. Da der Čerenkov-Detektor mit nur einem Kanal ausgelesen wird, kann aus der Differenz zwischen seinem Ansprechen und dem Ansprechen der verschiedenen auslösenden Taggerszintillatoren eine willkürliche Zeitreferenz gegeben werden, an welche die Zeitsignale alle Taggerlatten angepasst werden: Die Zeitreferenz der Taggerkanäle wird auf das Zeitsignal des Čerenkov geschoben (Abbildung 4.22). Ergebnis dieser Eichung ist eine energieabhängige (abhängig vom jeweils getroffenen Taggerszintillator) Korrektur der Zeitreferenz.

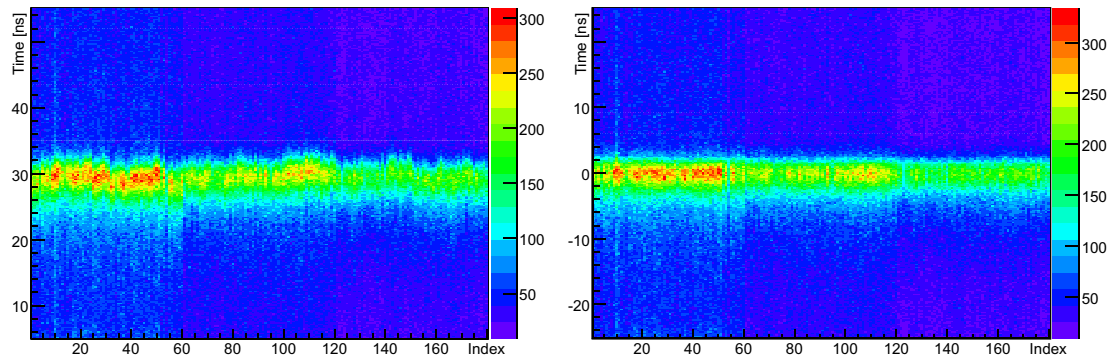


Abbildung 4.23: **Zeiteichung für die Plastiksintillatoren des CB-Vorwärtsdetektors**

Anschließend an die Zeitkalibration des Taggingssystems werden in allen anderen Detektoren die Laufzeitunterschiede relativ zum kalibrierten Tagger verschoben. Gut zu erkennen ist die weitgehende Elimination der Laufzeitunterschiede in den Plastiksintillatoren des CB-Vorwärtsdetektors vor (links) und nach (rechts) dieser Kalibration.

Zeiteichung der Plastiksintillatoren

Die Kalibration der Zeitreferenz ist zwar zwingend für eine Zeitkalibration der Plastiksintillatoren des CB-Vorwärtsdetektors notwendig, ihre Auswirkung ist aber nur indirekt zu erkennen. Das Zeitspektrum jedes Plastiksintillators besteht zunächst aus der jeweiligen Zeitauflösung inklusive der Zeitaflösung von Photomultiplier und Elektronikette, gefaltet mit den Laufzeitunterschieden der Zeitreferenz und der intrinsischen Zeitauflösung der Taggersintillatoren. Die Zeiteichung des Taggers kann nur die dortigen Laufzeitunterschiede minimieren, die Zeitauflösung der einzelnen Plastiksintillatoren im Vorwärtsdetektor bleibt eine Überlagerung mit der Zeitauflösung des Taggers. Bei der Kalibration der Plastiksintillatoren werden analog zur Taggerkalibration die Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Kanälen korrigiert (Abbildung 4.23); in der späteren Analyse sind die Koinzidenzfenster damit sowohl unabhängig von der γ -Energie (Tagger-Zeiteichung) als auch dem getroffenen Plastiksintillator (Detektor-Zeiteichung).

Die erreichte Zeitauflösung des Subdetektors liegt nach dieser vereinfachten Kalibration bei ≤ 5 ns FWHM (Abbildung 4.24), nutzt man weitere Zwischenschritte, lassen sich Werte von unter 4 ns erreichen.

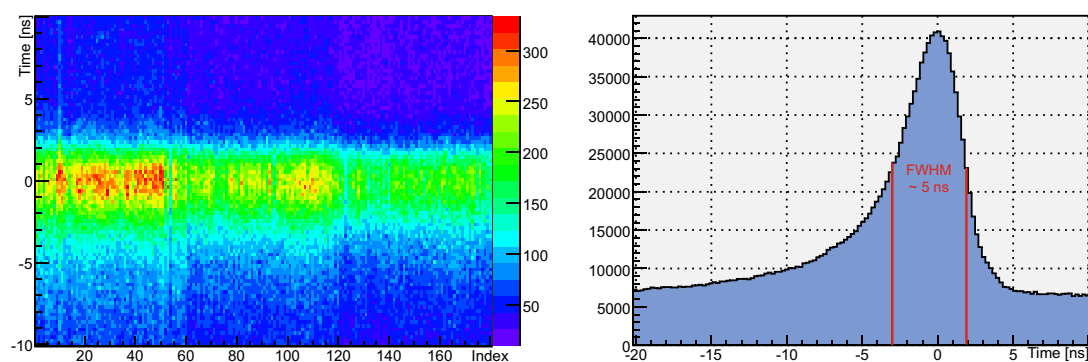


Abbildung 4.24: **Zeitauflösung der Plastiksintillatoren im Vorwärtsdetektor**

Nach der Zeitkalibration der einzelnen Plastiksintillatoren sind die Laufzeitunterschiede zwischen den Kanälen weitestgehend ausgeglichen (links). In der Projektion sieht man die koinzident zum auslösenden Ereignis registrierten Treffer im Subdetektor als klaren Peak über dem Zufallsuntergrund. Die Zeitauflösung beträgt bei der hier beschriebenen vereinfachten Kalibration 5 ns FWHM.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das ganze ist mehr als die
Summe seiner Teile

(Aristoteles)

Auf Basis der Vorstudien in [Gut03] und [Wen04] konnte in der Zeit von 06/2004 bis 12/2006 ein Subdetektor zur Identifizierung geladener Teilchen im Vorwärtsdetektor des Crystal-Barrel Experiments aufgebaut werden. Er wird seit Anfang des Jahres 2007 erfolgreich zur Datennahme im Rahmen des SFB/TR16 eingesetzt.

| | |
|----------------------------------|----------------------------------------------------|
| Winkelabdeckung | $\varphi = 2\pi; \theta = 11,2^\circ - 27,5^\circ$ |
| Winkelauflösung (Laborsys.) | $\varphi = 6^\circ; \theta = 6^\circ$ |
| Nachweiseffizienz (Szintillator) | $\geq 94\%$ (MIP) |
| Nachweiseffizienz (Detektor) | $\geq 90\%$ (MIP) |
| Zeitauflösung (unkalibriert) | $\sigma = 2,1$ ns |
| Zeitauflösung (kalibriert) | $\sigma = 1,7$ ns |

5.1 Zusammenfassung des Detektorbaus

Das gewählte Grundkonzept des Subdetektors bestehend aus Plastiksintillatoren und deren Auslese mittels wellenlängenschiebender Fasern hat sich – wie schon bei anderen Experimenten – als sehr gute Möglichkeit erwiesen, einen Detektor zur möglichst lückenlosen und effektiven Ladungsidentifizierung aufzubauen.

Es konnte gezeigt werden, dass selbst bei Produktion größerer Stückzahlen thermisch gebogene Lichtleiter mit gleichbleibend hoher Transmission hergestellt werden können. Dieses einfache Verfahren bietet sich daher auch für andere, bisher schwer zu realisierende Detektorgeometrien an.

Das Lackieren von Plastiksintillatoren mittels Airbrush stellt eine sehr gute Methode dar um das Material mit einer dünnen, gut reflektierenden und abriebsfesten Schicht zu versehen und damit die Lichtausbeute deutlich zu steigern. Im Fall der hier beschriebenen Szintillator- und Auslesegeometrie konnte die Lichtausbeute so verdoppelt werden. Das Detektordesign aus Modulen mit zwei in φ gegeneinander versetzten Lagen von

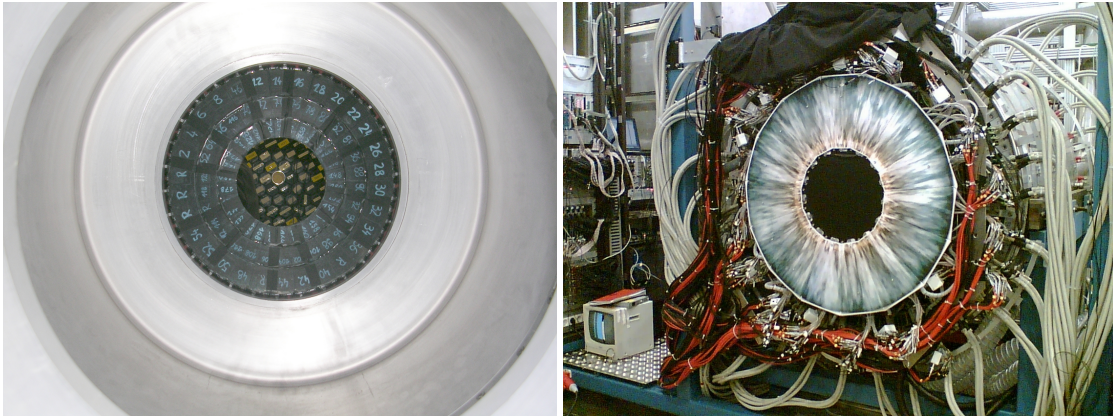


Abbildung 5.1: **Detektor am Experiment**

Links zu sehen ist der eingebaute Subdetektor, aufgenommen von der Position des Reaktionstargets aus. Rechts abgebildet ist die Rückseite des CB-Vorwärtsdetektors mit der rückwärtigen Lichtabschirmung.

Plastiksintillatoren, die verzahnt ineinandergreifen, erlaubt es, einen modularen Detektor ohne zusätzliche Haltestruktur zu bauen. Gleichzeitig wird auf diese Weise die Winkelauflösung der Szintillatoren des Subdetektors von $\varphi = 12^\circ$ auf 6° verdoppelt. Mittels Testmessungen während der Serienfertigung des Detektors und abschließenden Tests nach dem Einbau in das Experiment konnte sichergestellt werden, dass der Detektor die geforderte Nachweiseffizienz für geladene Teilchen von mindestens 94% pro Szintillator erreicht.

Die Kombination des BC-408 Plastiksintillators mit der Y-11S wellenlängenschiebenden Faser wurde sowohl in den beiden Vorstudien in der CB-Kollaboration als auch in [A⁺06] als die Lichtstärkste erkannt. Sie wurde aber bei allen Studien nicht mit den hier verwendeten Multianoden-Photomultipliern ausgelesen. Zu Beginn dieser Arbeit hat sich gezeigt, dass diese, im Gegensatz zu vielen anderen Photomultipliern, schnell genug sind, um bei schwachen, mehrere Nanosekunden langen Signalen die einzelnen Photoelektronen getrennt aufzunehmen (Abschnitt B.2.1). Hierdurch wird das Peak-to-Valley Verhältnis des Signals deutlich verschlechtert. Da das Signal dennoch stark genug war, um eine sichere Detektion geladener Teilchen zu gewährleisten und ein Wechsel auf andere Wellenlängenschieber eine nicht vorhersagbare Verbesserung des Signals bedeutete hätte, wurde darauf verzichtet, das Signal über einen Pulsformer zu verstärken oder mittels weiterer Studien die Wahl des Wellenlängenschiebers neu zu bewerten.

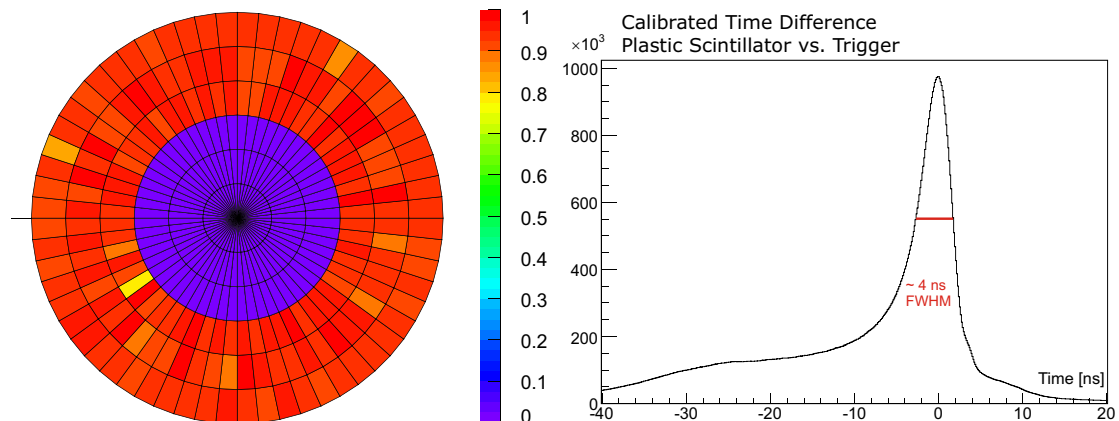


Abbildung 5.2: **Effizienz und Zeitauflösung des Subdetektors**

Auf der linken Seite ist eine Polardarstellung der vorläufigen Effizienzbestimmung abgebildet. Die Darstellung entspricht einem Blick vom Reaktionsziel entlang der Photonflugrichtung, die Orientierung (Index 1 bzw. $\phi = 0^\circ - 6^\circ$ horizontal links) entspricht der Ausrichtung im Experiment (ähnlich Abbildung 5.1).

Rechts ist das Differenzspektrum zwischen Triggerzeit und Ansprechen der Plastiksintillatoren nach allen Zeitkalibrationen zu sehen. Die erreichte Zeitauflösung des Subdetektors für die Analyse beträgt 4 ns FWHM bzw. $\sigma=1,7$ ns.

5.2 Zusammenfassung der Testmessungen

Der Subdetektor bietet mit einer Nachweiseffizienz von im Mittel 98% für einzelnen Szintillatoren unter Laborbedingungen und vom im Mittel über 93% als vollständig aufgebauter Detektor im Experiment eine gute Möglichkeit, zur Identifizierung geladener Teilchen im Vorwärtsdetektor (Abschnitt 4.3.1 bzw. Abbildung 5.2-links).

Die unkalibrierte, für eine mögliche Triggerentscheidung wichtige Zeitauflösung des Subdetektors (Abschnitt 4.2.1) liegt mit einer Basisbreite des Promptpeaks von 10 ns deutlich unter der Koinzidenzbreite der Triggermodule von 30 ns.

Die für die Analyse der Daten relevante, kalibrierte Zeitauflösung (Abschnitt 4.3.3) ist mit $\sigma=1,7$ ns vergleichbar mit der der Kristalle ($\sigma=1,3$ ns) oder anderer Detektoren (MiniTAPS $\sigma=0,4$ ns).

Desweiteren hat sich gezeigt, dass der Subdetektor sehr sensitiv auf Veränderungen in der Strahlposition/Strahlgeometrie reagiert und die entsprechenden Änderungen klar in den Echtzeitspektren zu erkennen sind.

5.3 Geplante Studien

Die Messungen in Abschnitt 4.3.1 und Abschnitt 4.3.2 haben gezeigt, dass man mit einfachen, schon während der Datennahme zur Verfügung stehenden Mitteln die Nachweiseffizienz des Subdetektors überwachen kann. Um die Fähigkeiten des Subdetektors genau bewerten und ihn effektiv in der Analyse nutzen zu können, sollten aber die folgenden Punkte über ausführlichere Analysen untersucht werden.

- Ein für die Analyse der Daten wichtiger Schritt ist die Bestimmung einer winkel- und energieabhängigen Nachweiseffizienz für Protonen und minimalionisierte Teilchen sowie eine Kontrolle des Plättchen zu Kristall Überlapps. Diese Analyse erfordert eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse, um die Richtung der geladenen Teilchen bestimmen zu können. Eine winkelabhängige Effizienzbestimmung für Protonen aus einer *missing-mass*-Analyse ermöglicht es zu erkennen, ob die in Abschnitt 4.3.1 bestimmte Effizienz aufgrund fehlerhafter Detektorgeometrie, insensitiven Bereichen zwischen den Szintillatoren oder teilcheninhärent (minimalionisierendes Elektron im Vergleich zu π^+/π^- oder Protonen) unter dem im Labor für minimalionisierende Teilchen bestimmten Effizienz liegt.
- Es ist zu klären, welchen Ursprung die windschiefen Spuren im Detektor haben. In einer vollständigen Rekonstruktion könnte möglicherweise festgestellt werden, ob es sich um Untergrundereignisse durch Mehrfachstreuung handelt oder ob sie durch Reaktionen des Strahlhalos an der Haltestruktur des Targets entstehen. In diesem Fall könnte der Anteil der windschiefen Spuren eine Möglichkeit bieten, schon während der Datennahme sehr schnell kleinste Asymmetrien im Photonstrahl oder der Targetposition zu beobachten.
- Basierend auf der Bestimmung der Nachweiseffizienz und der Analyse der 2007 genommenen Daten ist zu entscheiden, ob der Subdetektor nur zur Ladungsidentifizierung verwendet werden soll oder ob man die Triggerfähigkeit (Abschnitt 4.1.4) des Subdetektors ebenfalls nutzen möchte. In diesem Fall sollte die Triggerelektronik mittels der aktuell im Haus entwickelten CPLD¹-Module neu aufgebaut werden.

Diese Studien sollen an Daten der für Sommer/Herbst 2008 geplanten Strahlzeit mit Flüssigwasserstoff-Target durchgeführt werden. Durch die im Gegensatz zum Kohlenstoffkern (Butanol) hier nicht vorhandene Fermibewegung und den nicht vorhandenen Neutronenanteil steht bei Reaktionen am Wasserstoff ein klareres Protonensignal zur Verfügung.

¹Complex Programmable Logic Device

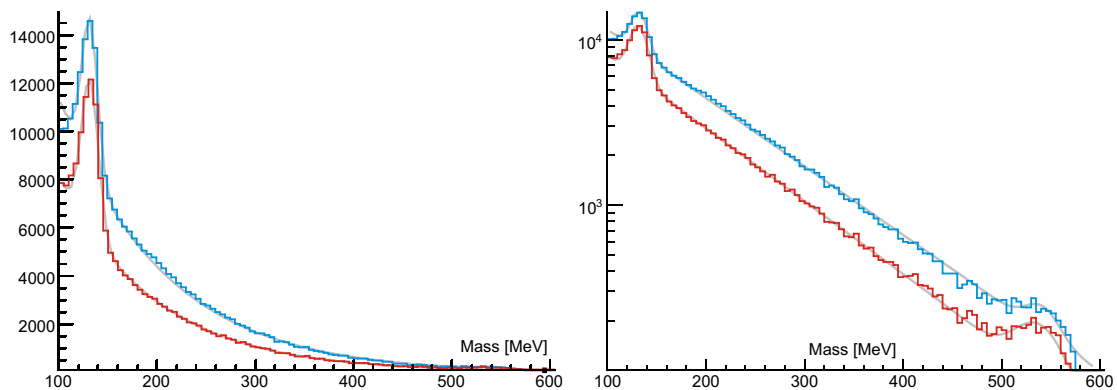


Abbildung 5.3: $\gamma\gamma$ invariante Masse

Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse zweier Teilchen, die im Crystal-Barrel oder Vorwärtsdetektor registriert wurden. Die blaue Kurve zeigt alle möglichen Zwei-Teilchen-Kombinationen bei zwei oder drei in den Kalorimetern beobachteten Teilchen. Das Signal des neutralen Pions ist klar über einem exponentiellen Untergrund zu erkennen. Für die rote Kurve wird für den Winkelbereich des Vorwärtsdetektors die Ladungsinformation der in dieser Arbeit beschriebenen Plastiksintillatoren verwendet. Obwohl diese nur einen Teil des Kalorimeters abdecken, reduziert sich der Untergrund signifikant.

5.4 Erste Ergebnisse

Der CB-Vorwärtsdetektor wurde seit Beginn 2007 erfolgreich in drei Messperioden eingesetzt. Die Datennahme basierte dabei ähnlich wie in Abschnitt 2.3.6 beschrieben auf einem Zweiteilchen-Trigger. Die beiden folgenden Abschnitte zeigen erste aus den Messungen gewonnene Ergebnisse der Arbeitsgruppe [Sch08]. Als Datenbasis dient im ersten Abschnitt ein Tag, im zweiten Abschnitt der vollständige Datensatz der Dezemberstrahlzeit 2007 (2,35 GeV, zirkular pol. Photonen und longitudinal pol. Target).

5.4.1 Anwendung des Subdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen

Um zu untersuchen, welchen Einfluss die durch den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Subdetektor möglich gewordene Ladungsidentifizierung auf die Datenanalyse hat, kann man z.B. Ereignisse selektieren, bei denen zwei oder drei Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor oder Vorwärtsdetektor registriert wurden. Trägt man die invariante Masse aller Zwei-Teilchen-Kombinationen in einem Histogramm auf, zeigt sich ein $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ - und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ -Signal auf einem exponentiell verlaufenden Untergrund. Dieser

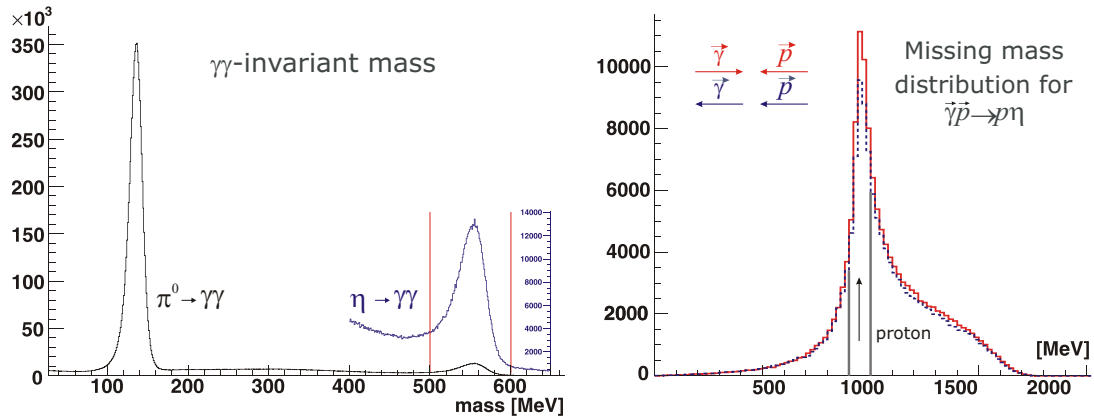


Abbildung 5.4: **Erste Ergebnisse aus der Doppelpolarisationsmessung**

Links zu sehen die $\gamma\gamma$ -invariante Masse aus allen Dreiteilchen-Ereignissen die im Dezember 2007 genommen wurden. Nach Ladungsidentifizierung und Koplanaritätsschnitt sind π^0 und η klar zu erkennen. Betrachtet man nur die für die $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$ Ereignisse die berechnete Masse des dritten Teilchens (rechts), ist wie vorhergesagt für das Signal des Protons eine Zählratendifferenz zwischen Helizität $H(\vec{\gamma}\vec{p}) = \frac{3}{2}$ und $H(\vec{\gamma}\vec{p}) = \frac{1}{2}$ zu erkennen.

besteht aus diversen elektromagnetischen oder hadronischen Untergrundreaktionen wie z.B. $\gamma p \rightarrow p e^+ e^-$ oder $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Ebenso kann auch eines der Photonen aus dem neutralen π^0 oder η Zerfall nicht registriert worden sein. In diesem Fall würde dann ein anderes Reaktionsprodukt (z.B. das auslaufende Proton) mit dem verbliebenen Photon kombiniert. Bei den Reaktionen mit drei Teilchen im Endzustand (wie z.B. $\gamma p \rightarrow p \gamma \gamma$) werden alle drei Kombinationsmöglichkeiten eingetragen, so dass auch hier das Signal der richtigen Kombination ($\gamma_1 \gamma_2$ zu π^0 bzw. η) gleichzeitig mit den zwei falschen Kombinationen ($p \gamma_1$ bzw. $p \gamma_2$) in das Histogramm eingetragen wird (Abbildung 5.3).

Zu diesem Zeitpunkt der „Analyse“ werden keine Ladungsinformationen aus dem Innendetektor des Crystal-Barrel-Detektors oder den Plastikszintillatoren des Vorwärtsdetektors verwendet. Bedient man sich nun für den Raumwinkelbereich des Vorwärtsdetektors genau dieser Informationen, können aus allen eingetragenen Kombinationen diejenigen eliminiert werden, die ein geladenes Teilchen beinhalten. Dieser Effekt ist in den gezeigten Bildern klar zu erkennen, der Untergrund kann annähernd halbiert werden; die Signale des Pions und des Eta-Mesons treten deutlicher hervor.

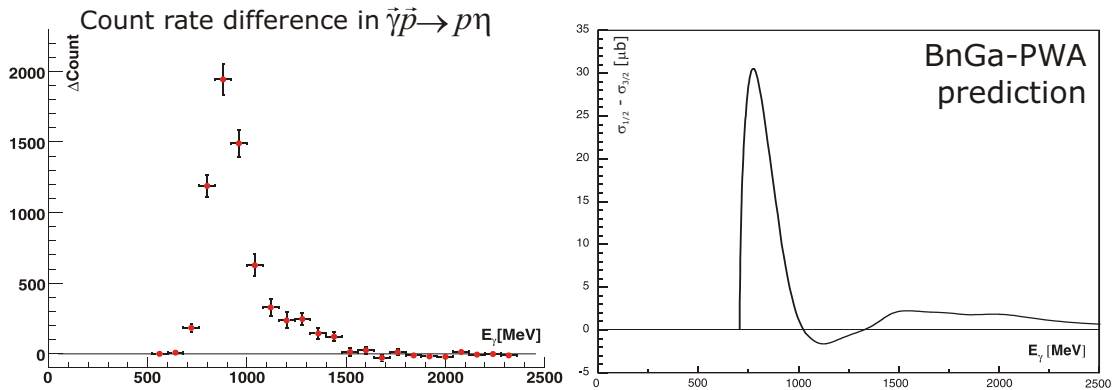


Abbildung 5.5: **Gemessener Zählratenunterschied und Vorhersage für $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ in der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$**

Die Zählratendifferenz (links) folgt in ihrer Form zunächst grob der aus der PWA vorhergesagten Veränderung der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ (rechts). Bei Energien oberhalb von 1 GeV weicht die Form dagegen erkennbar von der Vorhersage ab. Dieser Vergleich ist allerdings ohne erfolgte Akzeptanzkorrektur und Normierung bisher nur qualitativ möglich.

5.4.2 Erste Messdaten mit Doppelpolarisation

Im folgenden sollen vorläufige Ergebnisse aus den Doppelpolarisationsmessungen kurz vorgestellt werden. Diese geben erste Hinweise auf die in Abschnitt 1.2.2 diskutierten polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitte. Hierfür wurden die im Herbst 2007 genommenen Daten einer ersten Analyse unterzogen. Als Datenbasis dienten Ereignisse, in denen drei Teilchen in den Kalorimetern des Experiments nachgewiesen werden konnten. Zusätzlich durfte nur eines dieser Teilchen als geladen markiert worden sein (Ladungs-Schnitt). Anschließend wurden jeweils die beiden als ungeladen identifizierten Teilchen kombiniert und gefordert, dass der Impulsvektor des dritten Teilchens in der von Strahlachse und Impulsvektor der Zwei-Teilchen-Kombination aufgespannten Ebene liegt (Koplanaritäts-Schnitt). Im daraus resultierenden Spektrum (Abbildung 5.4-links) sind das π^0 und η als deutliche Signale über einem nur schwach ausgeprägten Untergrund zu erkennen.

Der vorhergesagte Unterschied im totalen Wirkungsquerschnitt für Helizität $\frac{3}{2}$ und $\frac{1}{2}$ sollte sich entsprechend in einem Zählratenunterschied niederschlagen. Selektiert man, wie in Abbildung 5.4-links angedeutet, Ereignisse, die innerhalb eines Fensters um das η -Signal liegen, ergibt sich die in Abbildung 5.4-rechts dargestellte Verteilung für die aus

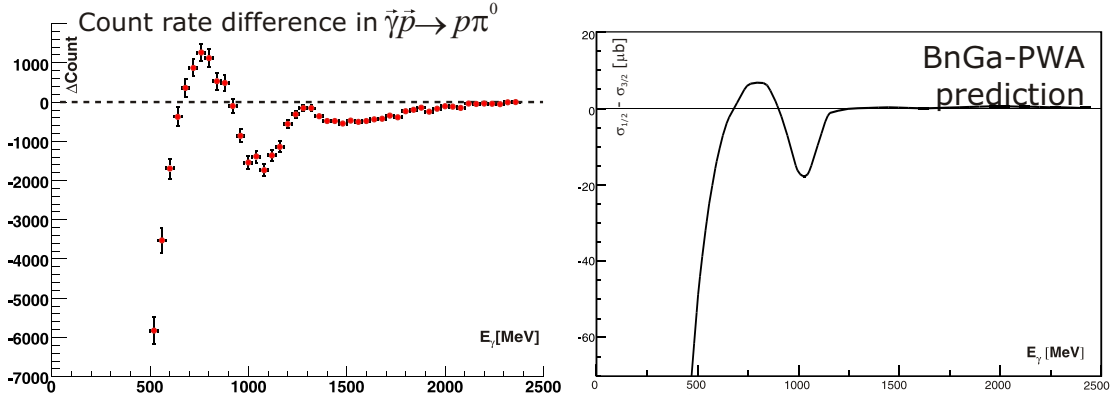


Abbildung 5.6: **Gemessener Zählratenunterschied und Vorhersage für $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ in der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$**

Auch in diesem Fall folgt die Zählratendifferenz bei Energien unter 1 GeV der PWA-Vorhersage für den totalen Wirkungsquerschnitts. Der Unterschied oberhalb von 1 GeV fällt im Gegensatz zu $p\eta$ stärker aus und zeigt eine zusätzliche Resonanzstruktur bei 1500 MeV.

dem η und dem γp System berechnete fehlende invariante Masse X ($\gamma p \rightarrow X\eta \rightarrow X\gamma\gamma$). In ihr ist ein deutliches Signal bei der Masse des Protons zu erkennen. Der markierte Bereich um dieses Signal wurde nun benutzt um die Zählratendifferenz $N_{\frac{1}{2}} - N_{\frac{3}{2}}$ zu bestimmen. Die Energieabhängigkeit dieser Zählratendifferenz ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

Die Zählratendifferenz zeigt für γ -Energien unter 1 GeV eine auffällige Überhöhung. Diese war aufgrund der in der untersuchten Reaktion dominierenden Spin $\frac{1}{2}$ Resonanz $S_{11}(1535)$ zu erwarten. Im Vergleich zur BnGa-PWA, die diesen Unterschied auch im helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitt vorhersagt, sind für Anregungsenergien über 1 GeV Abweichungen zur Vorhersage erkennbar. Diese Unterschiede sind insofern bemerkenswert, da die BnGa-PWA die bisher gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ sowie die Einfachpolarisationsobservable Σ gut beschreiben kann. Es zeigt sich klar die bereits in Kapitel 1 diskutierte Sensitivität der Doppelpolarisationsexperimente. Zu beachten ist aber, dass Messung und Vorhersage noch nicht quantitativ miteinander verglichen werden dürfen, da die Messdaten noch nicht mit der Detektor-/Triggerakzeptanz korrigiert und auf den Photonenfluss normiert wurden.

Für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$, die unter Verwendung des gleichen Datensatzes untersucht wurde, zeigt sich für Energien unter 1 GeV eine ähnliche Übereinstimmung mit der PWA wie schon in der zuvor beschriebenen Reaktion (Abbildung 5.6). Auch hier

folgt die gemessene Zählratendifferenz qualitativ der Vorhersage für $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$. Im Vergleich zur Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$ ist der Unterschied zur Vorhersage bei Anregungsenergien oberhalb von 1 GeV noch deutlicher ausgeprägt, es scheinen sich weitere Strukturen auszubilden. Auch hier sind die Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen helizitätsabhängigen Zählratendifferenzen und Wirkungsquerschnitten ohne Flussnormierung und Akzeptanzkorrektur noch mit Vorsicht zu betrachten.

In beiden untersuchten Reaktionen zeigen sich für parallele und antiparallele Spinausrichtung zwischen Photon und Proton Unterschiede zwischen den beobachteten Zählratendifferenzen und den PWA-Vorhersagen für $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$. Die Messdaten von Doppelpolarisationsexperimenten, insbesondere die über den fast vollständigen Winkelbereich gemessene Zählratenverteilung stellt der Partialwellenanalyse neue, wichtige Informationen zur Extraktion der beitragenden Resonanzen zur Verfügung.

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass der Subdetektor die an ihn gestellten Anforderungen vollständig erfüllt. Durch eine sichere Identifizierung geladener Teilchen stehen wertvolle Informationen für die Analyse der gemessenen Doppelpolarisationsdaten zur Verfügung. Der Detektor wird seit Anfang 2007 erfolgreich zur Datennahme im Rahmen des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA eingesetzt.

A Vermessung des Strahlplatzes

Das Crystal-Barrel-Experiment besteht im wesentlichen aus vier beweglichen (Crystal-Barrel, Vorwärtsdetektor, Čerenkov und MiniTAPS) und vier ortsfesten (Taggingsystem, Target, Photonen- und Elektronenstrahlstrommessung) Detektoren / Detektorsystemen. Diese Detektoren haben zum Teil eine Ortsauflösung im Bereich von 1 mm und werden teilweise bei jedem Polarisationsvorgang des Targets zusätzlich bewegt. Um die systematischen Fehler im Experiment durch einen asymmetrischen Aufbau oder ungenau bestimmte Detektorpositionen zu minimieren, ist es erforderlich, die Detektoren an sich sowie ihre räumliche Anordnung zueinander möglichst genau zu vermessen. Dabei gilt es bei jedem Detektor, den Fehler in der Positionierung zumindest in einer Größenordnung unter seiner Auflösung zu halten.

Die nachfolgenden Abschnitte fassen die zwischen 2004 und 2007 durchgeführten Vermessungsschritte zusammen. Sie sollen als Dokumentation und Anleitung zugleich dienen. Die Vermessung des Strahlplatzes gliedert sich in die drei folgenden Bereiche:

- Definition der Strahlachse in der Experimentierhalle,
- Optisches Einrichten der Detektoren auf die Strahlachse,
- Einmessen der Schirme zur Lagebestimmung des Photonen- und Elektronenstrahls.

A.1 Definition der Strahlachse

Die Positionierung der Detektoren ist in erster Linie an die Strahlachse gebunden. Diese ist wiederum durch die externe Strahlführung von ELSA limitiert, deren Komponenten fest installiert sind.

Die einfachste Möglichkeit, eine Strahlachse festzulegen, ist die Definition zweier Ebenen: einer horizontalen Ebene (Abschnitt A.1.1), die die Strahlhöhe in der Experimenthalle angibt, und einer vertikalen Ebene (Abschnitt A.1.2), die anschließend die Richtung definiert (Abbildung A.1). Die horizontale Ebene wird dabei am einfachsten über die Beschleunigerebene definiert, nach der alle Komponenten von ELSA ausgerichtet sind. Die vertikale Strahlebene wurde vom GDH-Experiment übernommen; der letzte Quadrupol und der Trefferpunkt am hinteren Ende der Experimenthalle dienen zusammen mit dem Lot als Definition der vertikalen Ebene.

A.1.1 Horizontale Strahlebene

Der ELSA-Ring ist auf eine Sollhöhe vermessen, welche auf eine im Übergang zur Experimenthalle fest angebrachte Nivellierlatte übertragen wurde. Sieben an den Wänden der Experimenthalle angebrachte Justiermarken wurden auf diese Höhe eingestellt und ermöglichen so von fast jedem Punkt der Halle die Bestimmung der Strahlhöhe. Als zusätzliche Referenz dient die Mittelebene des letzten Quadrupols, die 0,7 mm oberhalb der definierten Strahlebene liegt. Die Höhenmarken wurden bis Ende 2007 mehrfach vermessen; die Wiederholgenauigkeit liegt dabei unter 0,1 mm. Weder die Betonsteine der Experimentierhalle noch die Eisenblöcke des Primärstrahlabsorbers haben sich seit 2006 messbar gesetzt. Sowohl in der Aufbauphase als auch bei späteren Kontrollmessungen ließen sich die Komponenten des Experimentaufbaus sehr gut nach den genannten Marken ausrichten. Ausgehend von dieser Beobachtung kann die Definition der horizontalen Strahlebene über die angebrachten Höhenmarken als eine gut durchführbare und hinreichend genaue Methode bezeichnet werden.

A.1.2 Vertikale Strahlebene

Im Gegensatz zur Bestimmung der horizontalen Ebene reicht bei der vertikalen Ebene ein Punkt nicht aus. Zusammen mit der Lotrichtung werden zum Ausrichten eines Theodoliten zwei Punkte benötigt. Einer der Punkte wird erneut über die Mittelachse des letzten Quadrupols definiert; die Festlegung des zweiten Punktes am hinteren Ende der Experimenthalle erfolgt dann über den Durchschuss durch die Quadrupole. Da diese beiden Markierungen sehr nahe bei bzw. sogar auf der Strahlachse liegen, sind sie bei aufgebautem Experiment in der Halle nicht mehr einsehbar. Aus diesem Grund wurden die Punkte schon für das zuvor in der Halle befindliche GDH-Experiment in ca. 4 m Höhe an die Hallenwände übertragen. Da sowohl das Gestell des polarisierten Targets als auch der Wagen des Crystal-Barrel-Detektors von fast allen Orten auf der Strahlachse die Sicht auf zumindest eine der Marken versperren würde, wurden vor dem Aufbau des Experiments zwei weitere Marken oberhalb der Galerie der Experimenthalle angebracht und justiert. Zum Ausrichten von Detektorkomponenten anhand der vertikalen Ebene muss ein Theodolit über der Strahlachse aufgebaut und mittels zweier gegenüberliegender Vertikalmarken auf die Strahlrichtung einjustiert werden. Dieses Verfahren ist sehr aufwändig und in Ermangelung von automatischen Kompensatoren wie z.B. den Pendelprismen bei Nivelliergeräten auch sehr fehleranfällig. Da sich der Theodolit jedoch an vielen Stellen der Strahlachse positionieren lässt, ist das Verfahren durch die dadurch kurzen optischen Hebelarme die einzige Möglichkeit, die eine Ausrichtung der Detektorkomponenten zueinander im Bereich von unter 0,1 mm zulässt.

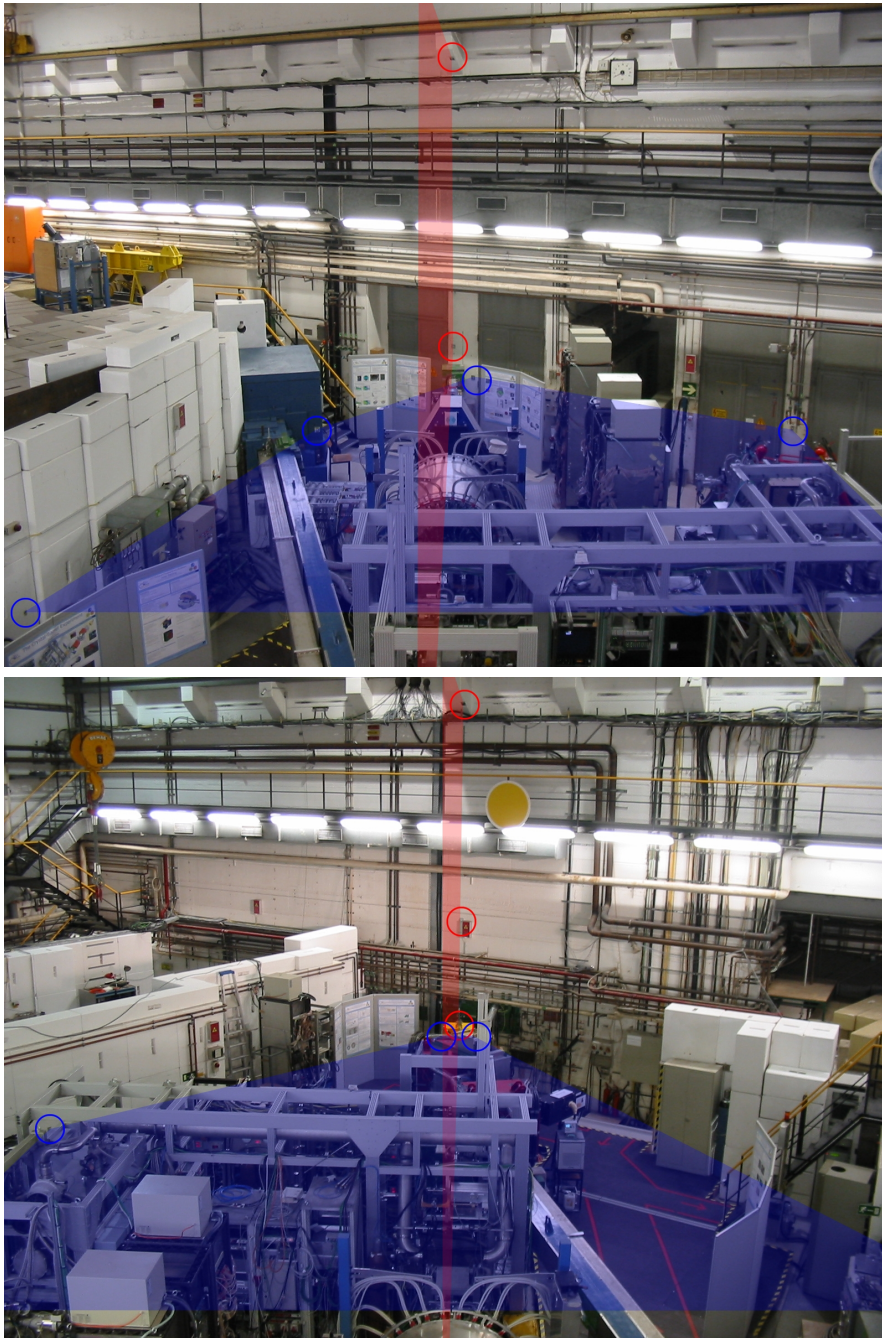


Abbildung A.1: **Horizontale und vertikale Strahlebene in der Experimenthalle**
Eingezeichnet sind – in (oben) und gegen (unten) die Strahlrichtung gesehen – die beiden die Strahlachse definierenden Ebenen. Die horizontale Strahlebene (blau) kann an verschiedenen Punkten in der Halle abgegriffen werden; für die vertikale Strahlebene (rot) existieren an beiden Stirnseiten der Halle zwei gut einsehbare Marken.



Abbildung A.2: **Justierscheibe und Auflage des MiniTAPS-Detektors**

Die links abgebildete Justierscheibe lässt sich im zentralen Strahldurchlass einsetzen, um die Lage des Detektors zu vermessen. Er kann mittels der rechts dargestellten Dreipunktauflage auf die Strahlachse eingerichtet werden.

A.2 Optisches Einrichten der Detektoren auf die Strahlachse

Ausgehend von der Definition einer Strahlachse wurden alle Detektoren und Komponenten der Strahlführung auf diese Achse ausgerichtet. Im Folgenden wird für jeden Detektor die Mess- und Justiermethode beschrieben. Dabei ist es hilfreich, für die Detektoren ein Koordinatensystem auszuzeichnen. Als Z-Achse gilt die Strahlachse selbst; wählt man die Strahlrichtung für wachsende Z-Werte und die X-Achse als in der horizontalen Ebene liegend, ergibt sich ein rechtshändiges Koordinatensystem mit positiven X-Werten, in Strahlrichtung gesehen links und positiven Y-Werten senkrecht nach oben. Zu beachten ist, dass das Schienensystem des Experiments nicht perfekt parallel zur Strahlachse liegt und sich unter der Last der Detektoren auch leicht (z.B. $\Delta y=0,5$ mm) verformt. Die Vermessung gilt daher immer nur für Detektoren in Messposition.

A.2.1 Gamma-Intensitäts-Monitor

Der Detektor liegt auf einem 3D-Verschiebetisch. Die Ausrichtung zur horizontalen Strahlebene geschieht mittels Feinwasserwaage und einem auf der Detektorfrontplatte eingezeichneten Fadenkreuz. Für die vertikale Strahlebene wird dieses Fadenkreuz zusammen mit den auf der Deckelplatte zentrisch angebrachten Bohrungen angepeilt. Da im momentanen Messaufbau keine absoluten Positionsinformationen des Photonenstrahls über den Detektor ausgewertet werden, wurde er nur auf 1 mm genau vermessen. In späteren Messphasen soll die Ortsauflösung des Detektors über ADC-Summen verbessert werden, was eine absolute Positionierung auf 0,1 mm erfordern wird.

A.2.2 MiniTAPS

Der MiniTAPS-Detektor sitzt mit einer Dreipunktauflage auf einem Wagen des Experimentschienensystems. Die Mittelachse des Detektors (Z-Achse) wurde optisch mittels eines sechseckigen Einsatzes justiert (Abbildung A.2). Verkippungen um die X- und Z-Achse wurden dabei mittels Feinwasserwaage und Nivelliergerät ausgeglichen. Anschließend wurden zur leichteren Kontrolle der horizontalen Ebene vier Messmarken angebracht. Die Ausrichtung der Kristalle nach der Strahlachse erfolgte auf 0,1 mm genau. Die Plastikszintillatoren ließen sich aufgrund fehlender Messmarken nur grob ausrichten; der Fehler liegt hier im Bereich weniger Millimeter. Die Z-Position wird relativ zum Zentrum des Crystal-Barrel-Detektors bestimmt. Die Entfernung zwischen der Kontaktfläche der beiden Crystal-Barrel-Hälften und der Frontfläche der MiniTAPS-Kristalle beträgt 2100 mm; sie wurde auf 5 mm genau bestimmt und zusätzlich auf dem Schienensystem markiert. Der Fehler der Z-Position führt in dieser Entfernung zu einem Winkelfehler von bis zu $0,05^\circ$, was deutlich unter der Winkelauflösung des Detektors liegt.

A.2.3 Čerenkov

Der Gas-Čerenkovdetektor steht wie der MiniTAPS- und der Crystal-Barrel-Detektor mit einem eigenen Wagen auf dem Schienensystem. Da er wegen seines einzelnen Kanals keine Ortsauflösung hat, ist seine exakte Position zu den anderen Detektoren von untergeordneter Bedeutung. Er wurde einmalig auf 2 mm Genauigkeit in der X-Y-Ebene zentriert und so auf dem Wagen fixiert. Durch eine Marke am Schienensystem ist sichergestellt, dass er auf ca. 1 mm reproduzierbar aufgestellt werden kann.

A.2.4 Crystal-Barrel/CB-Vorwärtsdetektor

Der Crystal-Barrel-Detektor mit dem an ihm montierten 30° -Vorwärtsdetektor sitzt auf dem dritten Wagen des Schienensystems. Das Haltegestell des Detektors kann mittels vier Stempeln an jeder Ecke in der Höhe justiert werden. Mittels Nivelliergerät kann der Detektor so auf die horizontale Ebene (X-Z) ausgerichtet werden. Sowohl der Vorwärts- als auch der Innendetektor sind zentrierte Einsätze im Crystal-Barrel und dienen damit der Ausrichtung in der X-Y-Ebene. Hierfür werden in beide Detektoren Zentrierscheiben eingesetzt. Die Z-Position des Crystal-Barrel-Detektors wird in mehreren Schritten über das Target bestimmt (Abschnitt A.2.5); anschließend wird ein Anschlagwinkel am Schienensystem befestigt. Die Positionierung des Crystal-Barrel- und des Vorwärtsdetektors erreicht damit eine Genauigkeit von 0,1 mm in der X-Y und X-Z Ebenen und 1 mm entlang der Z-Achse.

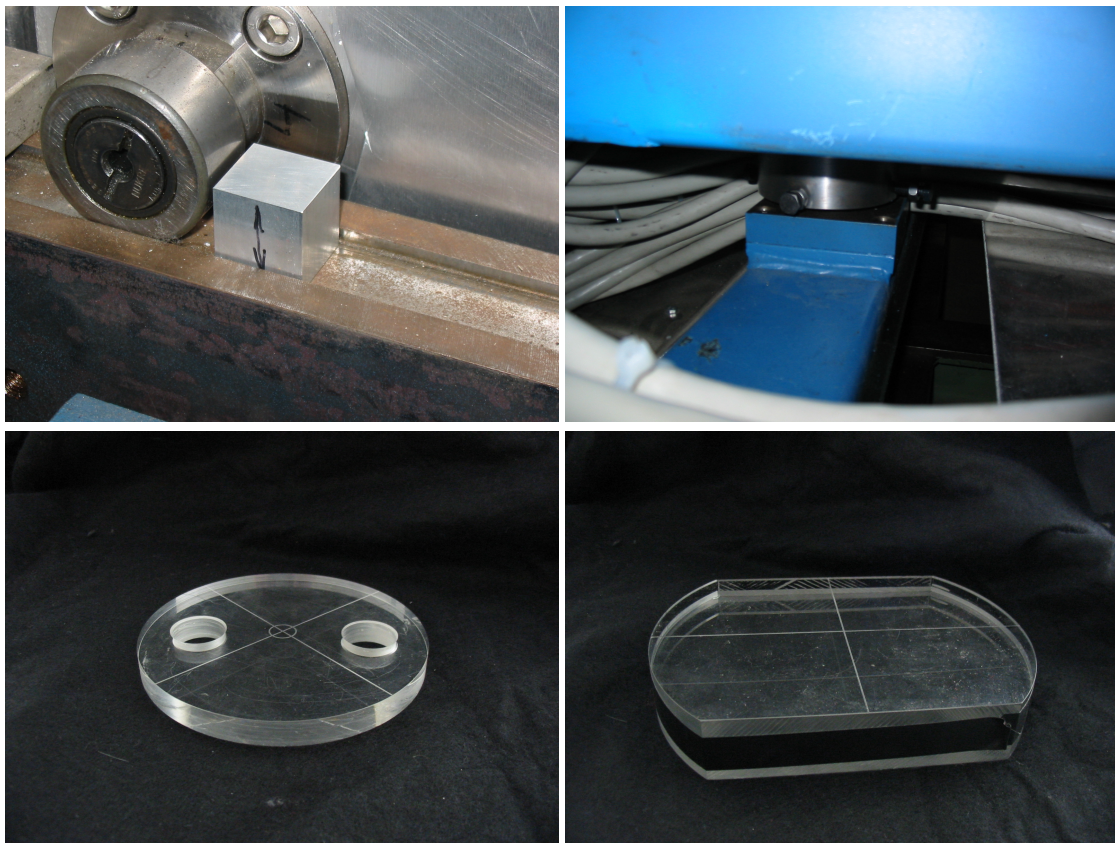


Abbildung A.3: Messmarken und Auflage des Crystal-Barrel-Detektors

Oben links abgebildet ist eine der Messmarken zum Justieren des Crystal-Barrel-Detektors auf die X-Z Ebene. Die Oberkante der Aluminiumblöcke entspricht der Mittelebene des Detektors. Oben rechts zu sehen ist eine der vier Stempelaufgaben, mit denen der Detektor justiert wird. In der unteren Reihe befinden sich Bilder der Zentriereinsätze für den Innendetektor (links) und den Vorwärtsdetektor (rechts) mit denen der Crystal-Barrel-Detektor entlang der Z-Achse ausgerichtet wird.

A.2.5 Polarisiertes Target

Das polarisierte Target befindet sich zentriert in der Spitze des Targetkryostaten. Der Kryostat wird auf die Z-Achse justiert, indem man den Crystal-Barrel-Detektor über den auf einige Millimeter vorjustierten Kryostaten schiebt. Die Z-Position wird dabei über den aus den technischen Zeichnungen bestimmten Abstand zwischen Innendetektor und Kryostathalterung ebenfalls im Millimeterbereich bestimmt. Anschließend wird eine Justierscheibe mit Fadenkreuz von der Vorwärtsdetektorseite her bis vor den Kryostaten in den Innendetektor geschoben und der Kryostat am justierten Innendetektor ausgerichtet. Die Feinjustage in Z-Richtung lässt sich nur über eine Analyse von Messdaten bewerkstelligen, da sich die thermische Verkürzung des Targethalters im Kryostaten von außen nicht vermessen lässt. Über den Trefferschwerpunkt in den Kristallen des Crystal-Barrel-Detektors und dem Durchstoßpunkt im Innendetektor kann die Lage des Targets relativ zum Detektor bestimmt werden.

A.2.6 Strahlkollimatoren/Reinigungsmagnet

Die Strahlkollimatoren befinden sich in einem 50 mm langen Rohr, das über Stellschrauben an beiden Enden in der X-Y-Ebene justiert werden kann. Die Kollimatoren selbst liegen innerhalb des Rohres, in Z-Richtung frei positionierbar, auf einer V-Schiene. Zum Einmessen der Schiene wird einer der kleinsten Kollimatoren (Durchmesser=4 mm) nacheinander an beiden Enden der Schiene positioniert und vom Targetpunkt aus eingerichtet. Der Reinigungsmagnet hinter den Strahlkollimatoren liegt auf einer Dreipunkthalterung und hat einen Polschuhabstand von 2 cm. In X-Richtung dient die Mitte des Vakuumflansches als Referenz; in Y-Richtung können die Kanten der Polschuhe angepeilt werden. Die Genauigkeit der Positionsbestimmung ist bei den Kollimatoren 0,1 mm in X-Y, beim Reinigungsmagneten 1 mm in X- und 0,1 mm in Y-Richtung.

A.2.7 Taggerhodoskop/Møller-Polarimeter

Sowohl das Taggerhodoskop als auch die Kristalle zur Møller-Polarimetrie sind über entsprechend gefertigte Gestelle am Tagger- bzw. am Ablenkmagneten befestigt. Ihre Positionsgenauigkeit liegt damit im selben Bereich wie die der Magneten (wenige Millimeter in der X-Z-Ebene und wenige Zehntel in der Vertikalen). Für beide Teildetektoren des Taggerhodoskops (Plastiksintillatorplatten und -fasern) wird die Energiebestimmung hauptsächlich über eine Einschusseichung mit verschiedenen Elektronenergien aus dem Beschleuniger kalibriert, so dass hier eine genauere Vermessung nicht gefordert wurde. Über eine Simulation mit Hilfe des sehr genau vermessenen Magnetfeldes im Taggermagneten kann die errechnete Position mit der gemessenen verglichen werden.

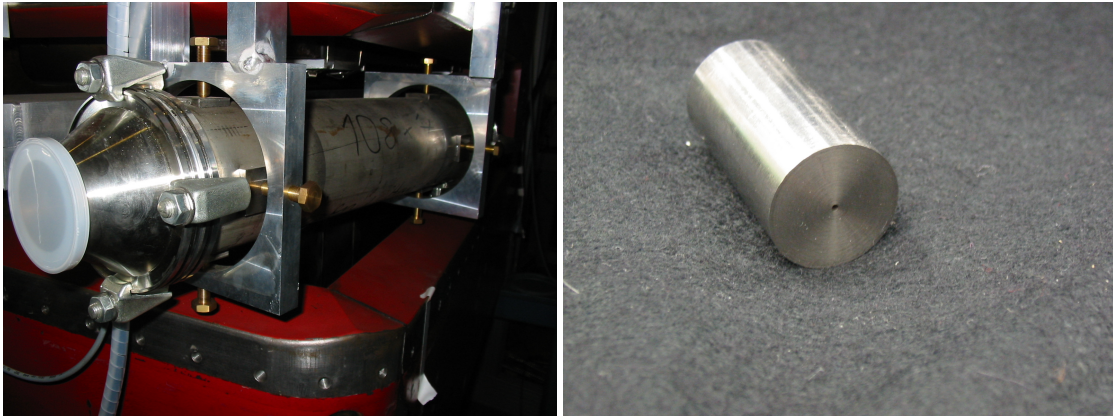


Abbildung A.4: **Photonkollimator und Halterung**

Die Photonkollimatoren liegen auf einer V-Schiene innerhalb einer in allen Achsen justierbaren Vergrößerung des Strahlrohres. Zum Justieren werden die Kollimatoren mit dem kleinsten Innendurchmesser (4 mm) verwendet.

A.3 Schirme zur Lagebestimmung des Photonen- und Elektronenstrahls

A.3.1 Elektronenstrahllageschirm/Chromox im Radiatorrad

Um die Lage des Elektronenstrahls bestimmen zu können, kann am vorderen Ende der Strahlführung sowohl vor, als auch im Radiatorrad eine Chromox-Scheibe in den Strahl gefahren werden. Das vom Elektronenstrahl erzeugte Fluoreszenzlicht wird mit einer Kamera digital erfasst. Zur Kalibrierung der Kamera wird anstelle des 0,7 mm dicken Schirms eine 1 mm starke Acrylglasscheibe eingesetzt (Abbildung A.5). Die Position des auf ihr angebrachten Fadenkreuzes wird sowohl optisch vermessen als auch mit der Kamera aufgenommen und dient der Definition der Strahlachse. Die konzentrischen Ringe dienen der Kalibration der Kamera und ermöglichen es später, aus der Position des Fluoreszenzbildes auf der Kamera die Strahlablage zu bestimmen. Beim optischen Einmessen der Acrylglasscheibe ist zu beachten, dass, da der Taggermagnet nicht belüftet werden kann, ein Glasfenster auf die Photonstrahlführung aufgesetzt werden muss. Um optische Keil- oder Linseneffekte des Fensters zu minimieren, muss das Fenster während der Vermessung um 180° um die Strahlachse gedreht werden. Da der Schirm im Radiatorrad symmetrisch zu den Bremsstrahlradiatorraden liegt, kann mit ihm die Verdrehung/Verschiebung der Goniometerhalterung so eingestellt werden, dass die einzelnen Radiatoren auf 0,1 mm genau auf der Strahlachse liegen.

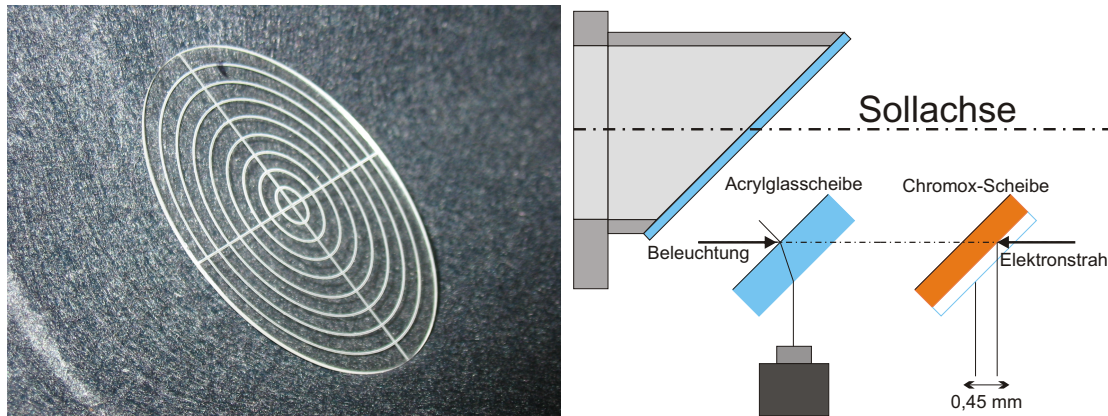


Abbildung A.5: **Strahlschirm zur Justierung des Elektronenstrahls**

Die konzentrischen Ellipsen des Schirms bilden unter 45° -Projektion Kreise mit 5 mm Abstand. Über sie kann das Zentrum der Scheibe justiert und die betrachtende Kamera kalibriert werden. Nach einer Korrektur des erwarteten Positionsunterschieds durch Brechung und die unterschiedliche Dicke der Scheiben (Chromox 0,7 mm und Acryl 1 mm) kann so die Ablage des Elektronenstrahls auf 0,1 mm genau eingestellt werden.

A.3.2 Photonkamera/Strahlfernrohr

Am hinteren Ende der Strahlführung kann über die justierte Photonkamera (Abschnitt 2.2.5) die Lage des Photonenstrahls auf 0,1 mm genau bestimmt werden. Zur Kalibration wurden mit einem zuvor auf die Strahlachse eingerichteten Laser verschiedene Punkte auf der Fluoreszenzfolie angestrahlt und der Reflex mit der festeingebauten Kamera aufgenommen.

Da die Justierung des Theodoliten in der Regel recht aufwändig ist und alle Experimentkomponenten vor dem polarisierten Target nicht bewegt werden müssen bzw. können, wurde für den Standfuß der Photonkamera ein alternativer Aufsatz gebaut, der es ermöglicht, dort innerhalb kürzester Zeit einen Theodoliten zu montieren und nach kurzer Justierung als Fluchtfernrohr zu verwenden. Von dort aus kann sowohl die Position des Targets als auch die des Crystal-Barrel-, Vorwärts- und MiniTAPS-Detektors kontrolliert werden. Für das Einrichten der Kollimatoren und der Bremsstrahlensätze dient das Strahlfernrohr nur der Kontrolle der Position, da die optische Vergrößerung des Theodoliten hier nicht zur genauen Vermessung ausreicht.

A.3.3 Fluoreszenzschirme im Primärstrahl

Über einen Schirm unmittelbar hinter dem zweiten Ablenkmagneten und einen Schirm direkt vor dem Primärstrahlabsorber kann die Lage und Form des Elektronenstrahls weiter beobachtet werden. Zusätzlich lässt sich so sicherstellen, dass der primäre Elektronenstrahl den Absorber zentral trifft und somit eine konstante und sichere Messung des extrahierten Strahlstroms ermöglicht.

B Bauteile und Materialien

Die nachfolgenden Abschnitte dienen der Vorstellung der beim Bau des Detektors verwendeten Materialien. Dabei wird neben der Auflistung der wichtigsten Kenngrößen auch kurz dargelegt, warum sie gewählt wurden bzw. welche Vor- und Nachteile diese Wahl hat. Zusätzlich werden die für die Serienfertigung der Detektorkomponenten hergestellten Hilfsmittel beschrieben, ohne die eine gleichmäßig gute Funktionsweise des Detektors nicht erreichbar gewesen wäre.

B.1 Szintillatorplättchen - Materialien

B.1.1 BICRON BC-408 Plastikszintillator

Aufgabe des Subdetektors ist die Identifizierung geladener Teilchen. Plastikszintillatormaterial ist dabei das am vielseitigsten einsetzbare Material. Durch seine geringe Dichte von $\sim 1 \text{ g/cm}^3$ und sein niedriges Z hat es im Vergleich zu anorganischen Szintillatoren eine sehr niedrige Konversions- und damit Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen ($X_0 \sim 40 \text{ cm}$). Im Gegensatz zu anorganischen Szintillatoren sind die für die Fluoreszenz erforderlichen Energieniveaus nicht an die Kristall- sondern an die Molekülstruktur gebunden. Aus diesem Grund kann Plastikszintillatormaterial deutlich vielseitiger verarbeitet werden. Neben Fräsen oder Schleifen bietet sich auch die Möglichkeit der thermoplastischen Verformung oder sogar das Gießen in fast beliebige Formen. Selbst relativ dünne Lagen von Plastikszintillatoren (z.B. 3 mm) haben bei geschickter Lichtsammlung eine Nachweiseffizienz für geladene Teilchen von nahezu 100%, während die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen bei unter 1% liegt ($\sim 0,7\%$ bei 3 mm). Typisch für Plastikszintillatoren sind Signalanstiegs- und abklingzeiten im Bereich weniger ns, so dass sie sehr gut für Zeitmessungen genutzt werden können.

Da in diesem Fall die Auslese mittels wellenlängenschiebender Fasern durchgeführt wird, galt es, bei der Wahl des Plastikszintillatormaterials unter Berücksichtigung

- der emittierten **Wellenlänge**,
- der relativen **Lichtmenge** pro deponierter Energiemenge,
- und der **Abklingzeit**

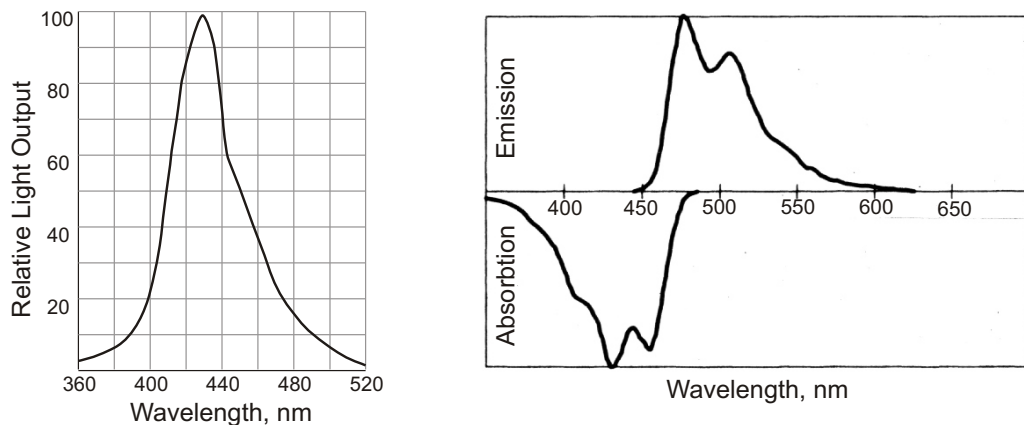


Abbildung B.1: - **Emissionsspektrum des Plastiksintillators BC-408**
 - **Absorptions-/Emissionsspektrum der Y11-S WLS-Faser**

eine Lösung zu finden, die in Kombination mit einer entsprechenden wellenlängenschiebenden Faser die besten Ergebnisse liefert. Aus den der Arbeitsgruppe 2002-2004 zur Verfügung stehenden Testmaterialien der Firma BICRON wurde in [Gut03] der Plastiksintillator **BC-408** ausgewählt. Abbildung B.1 und die folgende Tabelle geben die Kenndaten wieder:

| | BC-400 | BC-404 | BC408 | BC-412 |
|---------------------------------|--------|--------|-------|--------|
| Light Output (% Anthracene) | 65 | 68 | 64 | 60 |
| Rise Time, ns | 0,9 | 0,7 | 0,9 | 1 |
| Decay Time, ns | 2,4 | 1,8 | 2,1 | 3,3 |
| Pulse Width, FWHM, ns | 2,7 | 2,2 | 2,5 | 4,2 |
| Light Attenuation Length, cm | 160 | 140 | 210 | 210 |
| Wavelength of Max. Emission, nm | 423 | 408 | 425 | 434 |

B.1.2 KURARAY Y11-S wellenlängenschiebende Faser

Lässt sich die Form von Szintillatoren nur schwer oder gar nicht an die Geometrie des Auslesegerätes anpassen oder lassen die Rahmenbedingungen des Detektors keine Auslese in der Nähe des Szintillators zu, muss versucht werden, das entstandene Licht möglichst gleichmäßig zu sammeln und zur Auslese zu leiten. Seit 1994 [W⁺94] hat dabei die Verwendung von wellenlängenschiebenden Fasern eine große Verbreitung gefunden (u.a. [Now98], [A⁺06]). Plastiksintillatormaterial wird hierfür so dotiert, dass absorbiertes Licht hoher Energie (niedriger Wellenlänge) über zusätzliche Niveaus bei niedrigerer Energie (höherer Wellenlänge) wieder abgegeben wird. Dabei gilt es, den Wellenlängenschieber in der Absorption dem Detektor, in der Emission dem Auslese-

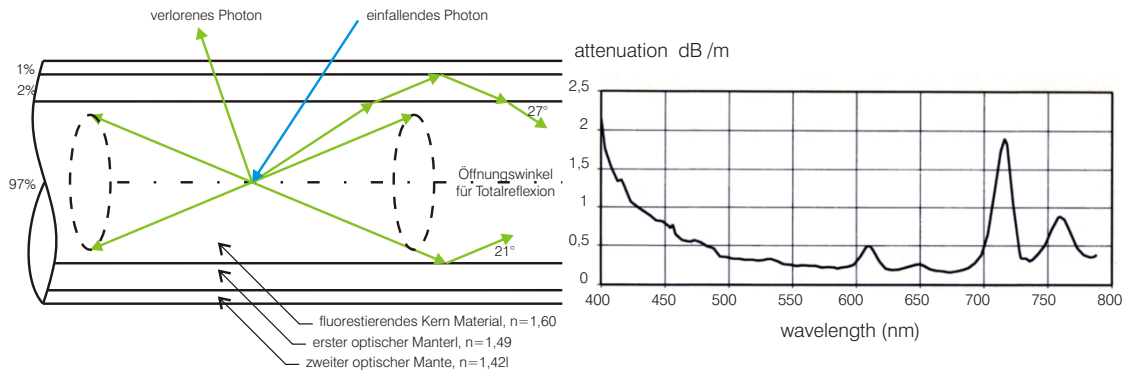


Abbildung B.2: - Funktionsweise einer wellenlängenschiebenden Faser
- Dämpfungsspektrum des klaren Lichtleiters BCF-98

gerät anzupassen. Da das absorbierte Licht im Wellenlängenschieber isotrop reemittiert wird, ist im Fall von faserförmigen Wellenlängenschiebern die Effizienz durch die Absorptionseffizienz und den Winkel der Totalreflexion in der Faser beschränkt. Selbst bei Multiclad-Fasern, d.h. Fasern mit zwei Mänteln optisch dünneren Materials, werden unter 6% der absorbierten Photonen entlang der Faserachse abgegeben.

In den Produktdatenblättern der Hersteller KURARAY und BICRON sind die Angaben zu Abklingzeit und Absorptionseffizienz leider unvollständig, auch waren vom Hersteller keine weiteren Informationen zu bekommen. Die Messungen in [Gut03] stimmen aber mit den Ergebnissen von CALICE [A⁺06] dahingehend überein, dass die Y11 Faser eine höhere Quanteneffizienz als die BICRON-Fasern hat. Abbildung B.1 zeigt das Absorptions- und Emissionsspektrum der gewählten Faser, Abbildung B.2 zeigt das Funktionsprinzip und die folgende Tabelle gibt die bekannten Kenndaten an:

| | BCF-91A | BCF-92 | Y11 |
|-------------------|---------|--------|-----|
| Emission Peak, nm | 494 | 492 | 476 |
| Decay Time, ns | 12 | 2,7 | ~ 8 |

B.1.3 BICRON BCF-98 klarer Lichtleiter

Aufgrund zweier Probleme mit wellenlängenschiebenden Fasern versucht man häufig, deren Licht anschließend mit klaren Plastikfasern weiterzuleiten. Zum einen sorgt die Abschwächlänge von ca. 3 m schon nach kurzer Wegstrecke zu einem nicht zu vernachlässigenden Lichtverlust, gerade bei schwachen Signalen. Zum anderen reagieren klare Fasern deutlich weniger auf ionisierende Strahlung, so dass gerade in Aufbauten wie dem Vorwärtsdetektor, in dem die Fasern auf das Produktionstarget fokussiert

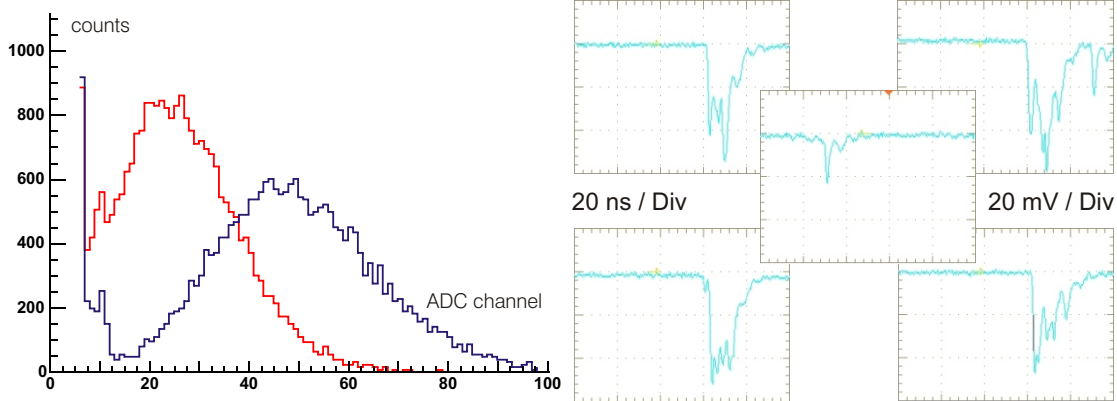


Abbildung B.3: **-Effekt der Beschichtung der Szintillatoren mit TiO_2 -Farbe
-Pulsform fertiger Plättchen mit dem H6568**

Links zu sehen ist ein typisches ADC-Spektrum für minimalionisierende Teilchen mit und ohne Beschichtung der hier verwendeten Szintillatorplättchen durch TiO_2 -Farbe. Durch die Beschichtung lässt sich das Signal deutlich vom Rauschpeak trennen, das *peak-to-valley* Verhältniss wächst von 2 auf 12 an.

Rechts dargestellt ist die typische Pulsform minimalionisierender Teilchen in den verwendeten Plastikszintillatoren, ausgelesen mit dem H6568Mod4 Photomultiplier. Die über die Abklingzeit des Wellenlängenschiebers im PMT ausgelösten Photoelektronen lassen sich noch trennen.

sind und dadurch zusätzlich den Schauerverlusten der benachbarten Kalorimeterkristalle ausgesetzt sind, mit weniger Fehlansprechern zu rechnen ist. Lichtleiter werden wie wellenlängenschiebende Fasern in einfach oder mehrfachummantelter Form hergestellt. Ihre Parameter unterscheiden sich nicht wesentlich. Für diesen Detektor wurde aufgrund der leichteren Verfügbarkeit die BICRON BCF-98 Multiclad Faser verwendet.

B.1.4 BICRON BC-620 TiO_2 -Farbe

Zur Erhöhung der Lichtausbeute werden Szintillatoren gewöhnlich reflektierend beschichtet oder eingepackt, um einen möglichst großen Teil des generierten Lichtes zur Auslese zu lenken. Dabei ist zwischen Methoden die zu diffuser und nicht diffuser Reflexion führen zu unterscheiden. Zur Wahl der richtigen Beschichtung existieren nicht wenige Veröffentlichungen, von denen die meisten zu unterschiedlichen Ergebnissen gelangen; die Unterschiede liegen aber größtenteils im Prozentbereich. Die einzige belastbare und in Messungen des Crystal-Barrel-Experiments auch bestätigte Aussage ist, dass eine Behandlung die Lichtausbeute gegenüber einem „nackten“ Szintillator deutlich erhöht

(Abbildung B.3) und dass für jede Detektorgeometrie über Testmessungen der richtige Weg gefunden werden sollte¹. Im Fall dieses Detektors war es wichtig, möglichst dünnes Material zu verwenden, was sich nur über das Aufsprühen einer Farbschicht lösen ließ. Da Plastikszintillatoren empfindlich gegenüber Lösungsmitteln sind, blieb nur die Beschichtung mit hochreflektierender Farbe auf Wasserbasis.

Die von BICRON angebotene TiO₂-Farbe lieferte dabei sehr gute Ergebnisse und verdoppelte die Lichtausbeute gegenüber unbehandelten Testszintillatoren. Die TiO₂-Farbe lässt sich (leicht verdünnt) sehr gut mit einem Airbrush verarbeiten und erzeugt eine homogene, diffus reflektierende und äußerst abriebsfeste Schicht. Die Lichtausbeute ist dabei bis zu einer gewissen Schichtdicke von dieser abhängig. Bei 0,1 mm war noch ein Unterschied zu tauchlackierten Szintillatoren zu erkennen; dies stellte aber die selbstgesetzte Grenze der Beschichtungsdicke dar.

Die nachfolgende Tabelle gibt beispielhaft die Lichtausbeute in Abhängigkeit verschiedener Beschichtungen für Plastikszintillatorplättchen an (nach[D⁺04]):

| Beschichtung | relative Lichtausbeute |
|--------------------------|------------------------|
| Tyvek (M3) | 100 |
| VM2002 (M3) | 108 |
| Mylar | 83 |
| Aluminium | 63 |
| BC 620 | 98 |
| Artists Black | 6 |
| Artists TiO ₂ | 90 |

B.1.5 BICRON BC-600 optischer Zement

Bei der Ankopplung der wellenlängenschiebenden Fasern an die Plastikszintillatoren ist es wichtig, einen Kleber auszuwählen, der im verwendeten Wellenlängenbereich möglichst durchlässig ist, dessen Brechungsindex dem der anderen Materialien möglichst nahe kommt, der sowohl isochor als auch möglichst isotherm aushärtet, beide Materialien nicht beschädigt und strahlungsresistent ist. In diesem Fall fiel die Wahl auf den vom Hersteller empfohlenen optischen Zement BC-600, welcher bei Raumtemperatur innerhalb von ca. 24 Stunden aushärtet. Da sich der Zement nicht chemisch mit den anderen Materialien verbindet, ist es möglich, für den Fall, dass die Klebestellen zuvor poliert waren, gebrochene Fasern aus den Nuten der Plastikszintillatoren herauszuhebeln.

¹Bei den kegelförmigen Lichtleitern der Vorwärtsdetektorkristalle hat sich gezeigt, dass eine Umwicklung mit Teflonband deutlich effektiver als eine Beschichtung mit TiO₂-Farbe ist.

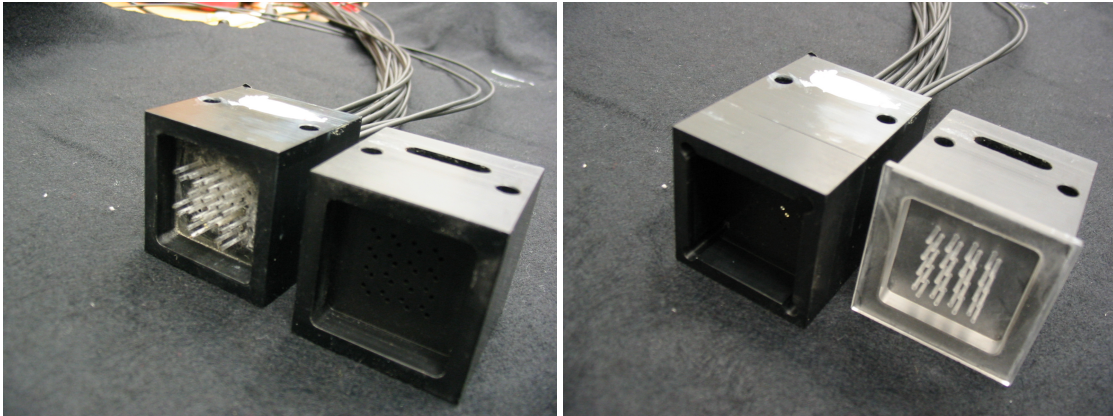


Abbildung B.4: **PM-Flansch mit eingegossenen Fasern**

Die Fasern eines Testmoduls wurden mit einer Mischung aus TiO_2 -Pulver und Epoxydharz im Faserblock vergossen und anschließend mit Hilfe des Schleifaufsatzes poliert (links). Wird dieser durch den PMT-Aufsatz ersetzt (rechts), liegen die polierten Faserenden plan auf dem Photomultiplier auf.

B.1.6 UHU Plus Endfest Epoxydharz und TiO_2 -Pulver

Die Fasern jedes Moduls werden vor dem Polieren der Ankopplungsfläche in einem Kunststoffblock vergossen (vgl. Abbildung B.4). In diesem Fall ist die optische Eigenschaft des Zements von Bedeutung. Um im Gussloch Übersprecher zwischen den einzelnen Kanälen zu vermeiden, wurde das verwendete, langsam aushärtende Epoxydharz mit TiO_2 -Pulver vermischt. Wichtig bei der Auswahl war, dass das Harz vor dem Aushärten relativ zähflüssig ist und nicht entlang der Faserkanäle aus dem Flansch fließt.

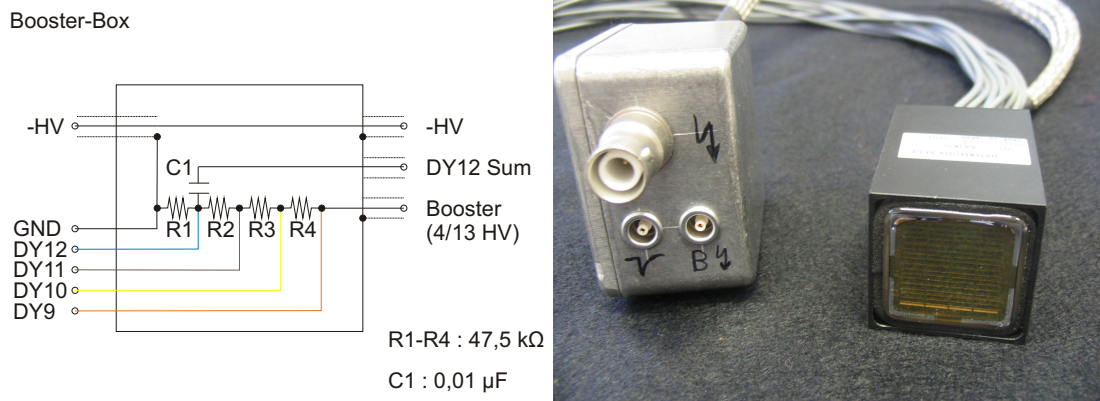


Abbildung B.5: **Schaltplan und Bild der zusätzlichen Spannungsversorgung**

Zur zusätzlichen Stromversorgung der vier letzten Dynoden wird in einer separaten Box ein linearer Spannungsteiler verwendet, welcher mit $4/13$ der PMT-Spannung betrieben wird. Die Hochspannung selbst wird durch die Box durchgeschleift; die Spannungsveränderung der letzten Dynode steht, kapazitiv ausgekoppelt, als Diagnosesignal zur Verfügung.

B.2 Photomultiplier

B.2.1 HAMAMATSU H6568Mod4-SEL2 Photomultiplier

Die verwendeten H6568-Mod4 Photomultiplier von Hamamatsu besitzen eine lineare Basis, d.h. der Spannungsabfall zwischen den Dynoden ist konstant (Abbildung B.6). Um bei hohen Raten stabile Pulshöhen garantieren zu können, werden die letzten vier Dynoden noch zusätzlich parallel über einen weiteren Spannungsteiler versorgt, dieser wird dementsprechend mit $4/13$ der Gesamtspannung angesteuert (Abbildung B.5, ähnlich [B⁺02]). Durch eine zusätzliche, kapazitive Auskopplung des Spannungsniveaus an der letzten Dynode steht ein Summensignal der 16 Kanäle des Photomultipliers für Diagnosezwecke zur Verfügung.

Da zwischen den einzelnen benachbarten Photokathoden ein nicht zu vernachlässigendes Übersprechen im Bereich einiger Prozent zu erwarten ist [Nä98], muss darauf geachtet werden, dass keine benachbarten Szintillatoren auf benachbarten Pixeln liegen.

Der gewählte Photomultiplier hat eine Zeitauflösung von unter einer Nanosekunde. Durch die lange Anklingzeit des Wellenlängenschiebers, gepaart mit der geringen Anzahl der an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen zeigt sich (Abbildung B.3), dass diese noch klar getrennt werden können. Aufgrund der Pulsform wurde die Schwelle der Diskriminatoren auf 15 mV, den Mittelwert zwischen einem und zwei ausgelösten Photoelektronen gesetzt.

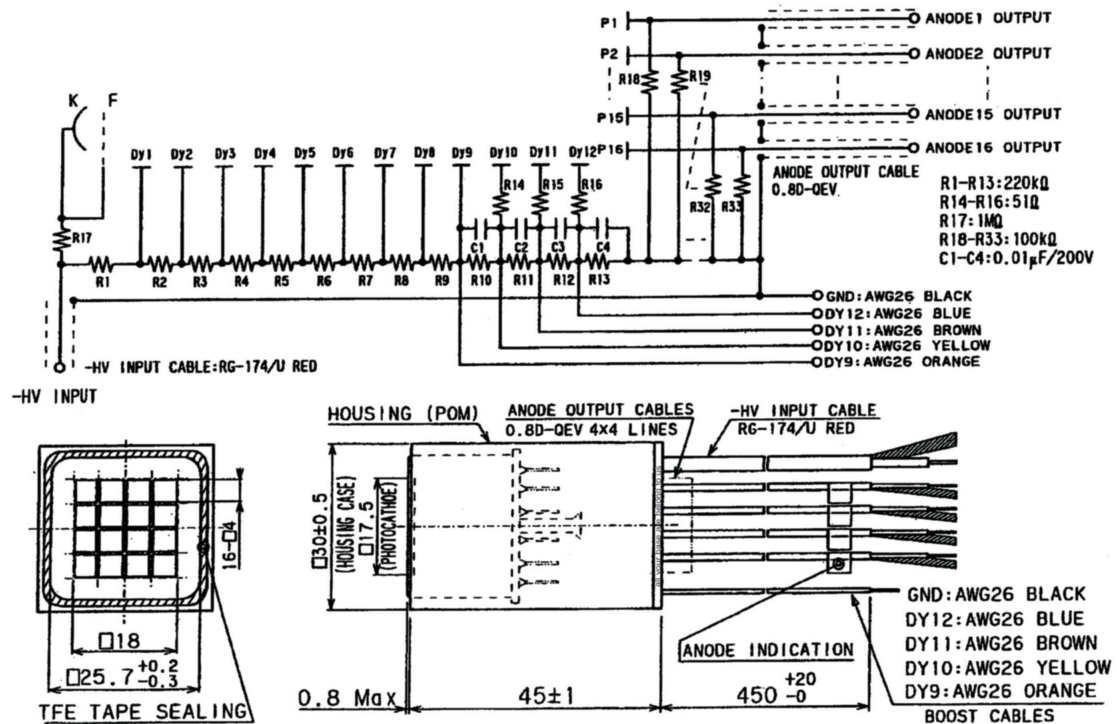


Abbildung B.6: Schaltbild des H6568Mod4 16fach-Photomultipliers

Bei diesem Multianoden-Photomultiplier teilen sich die einzelnen Kanäle die Spannungsversorgung für die jeweiligen Dynoden. Um bei höheren Raten eine gleichmäßige Verstärkung der Pulse zu gewährleisten, werden die letzten vier Dynoden der linearen Basis nach außen geführt, um dort eine zusätzliche stromstabile Spannungsversorgung zu ermöglichen [HAM01].

B.3 Zubehör

B.3.1 Schleifblöcke

Die drei Schleifblöcke aus Acrylglas entsprechen mit ihrer Dicke genau der Länge der für die drei Ringe benötigten wellenlängenschiebenden Fasern. Durch einfaches Wenden der Blöcke können so 40 Fasern gleichzeitig abgelängt und poliert werden (Abbildung B.7).

B.3.2 Schweißvorrichtung

In der von der COMPASS Gruppe des HISKP ausgeliehenen Schweißvorrichtung für Plastikfasern wurden die wellenlängenschiebenden Fasern an die klaren Lichtleiter geschweißt. Hierfür müssen die Enden beider Fasern poliert werden, anschließend werden sie in ein Glaßröhrchen eingeführt, dessen Innendurchmesser dem Faserdurchmesser entspricht. An der Kontaktstelle der Fasern erhitzt ein Heizdraht beide Fasern in die Nähe der Schmelztemperatur (60°C), während diese zusammengepresst werden (Abbildung B.7).

B.3.3 Faserbieger

Auf Abbildung B.8 kann man die Apparatur sehen, mit der die Fasern entsprechend der Vorgaben mit einem Radius von 5 mm um 60° gebogen werden können. Die Fasern werden mittels zweier Teflonbacken gehalten, die hintere ist verstellbar angebracht. Durch das Einstellen auf verschiedene Markierungen an der Grundhalterung kann so die geforderte Länge zwischen Faserende und Biegung gewählt werden. Anschließend werden die Fasern mittels Heißluft an der Biegestelle so weit erwärmt (ca. 60°C), dass sie durch leichten Druck auf die Rolle verformt werden können. Sowohl die Rolle als auch die vordere Backe dienen dabei neben der Vorgabe von Biegeradius und -winkel auch zur Fokussierung der Heißluft. Der Lichtverlust durch die thermoplastische Verformung wurde dabei zu unter 10% bestimmt.

B.3.4 Faserrechen

Mittels einer speziellen Halterung (Abbildung B.8) werden bis zu zehn Fasern auf einer Teflonunterlage so fixiert, dass die Szintillatoren senkrecht zur Biegung der Fasern mit diesen verklebt werden können. Auf diese Weise können zehn Szintillatoren in zwei Tagen hergestellt werden.

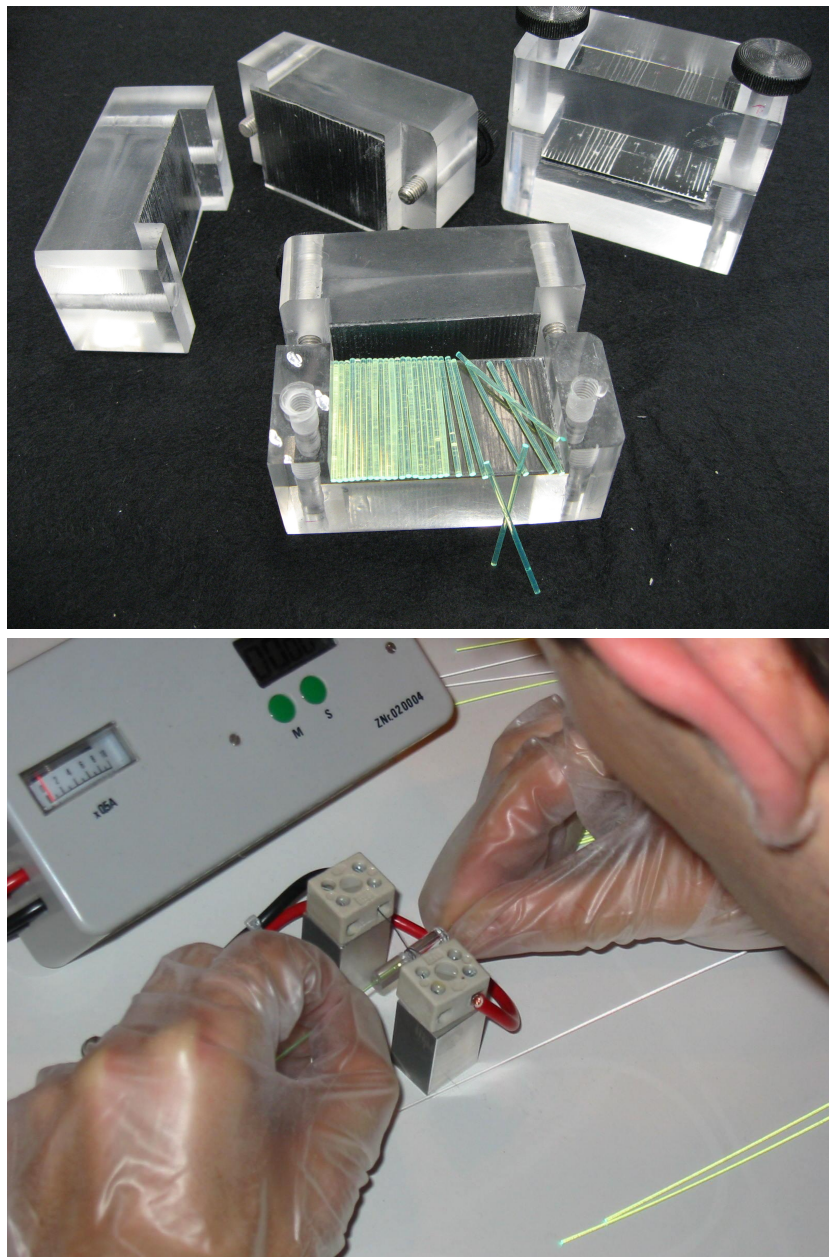


Abbildung B.7: **Schleifblöcke/Schweißvorrichtung**

Oben zu sehen sind die Blöcke zum Ablängen und Polieren der wellenlängenschiebenden Fasern. Unten abgebildet ist das Verschweißen einer wellenlängenschiebenden Faser (links) mit einem klaren Lichtleiter (rechts).

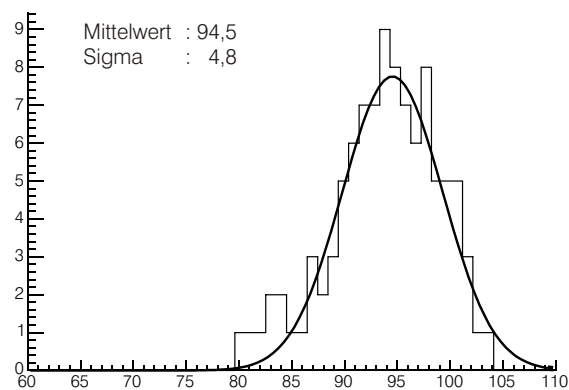
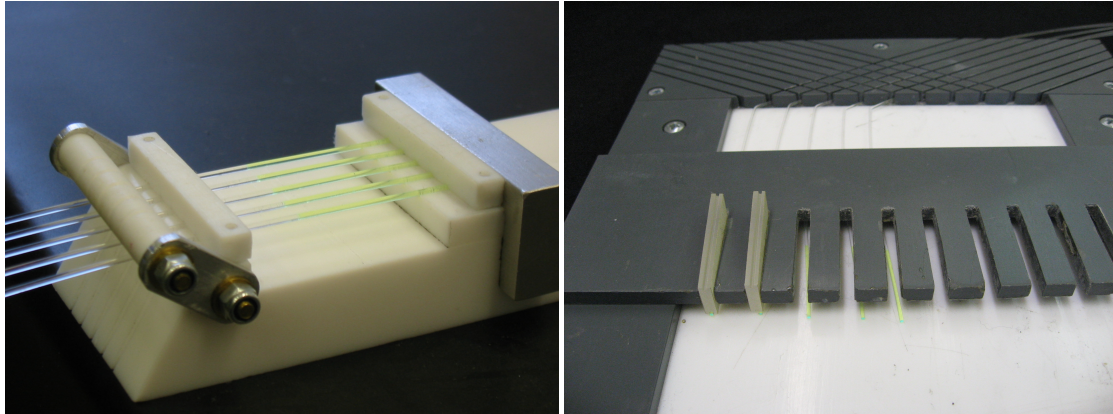


Abbildung B.8: **Faserbieger, Faserrechen und Transmissionsverteilung bei gebogenen Fasern.**

Oben abgebildet ist die Apparatur zur thermoplastischen Verformung der Lichtleiter sowie die Halterung, um die Szintillatoren während des Einklebens der Auslesefasern zu fixieren. Unten dargestellt ist die gemessene Transmissionsverteilung in den thermoplastisch um 60° gebogenen Lichtleitern [Wen04].

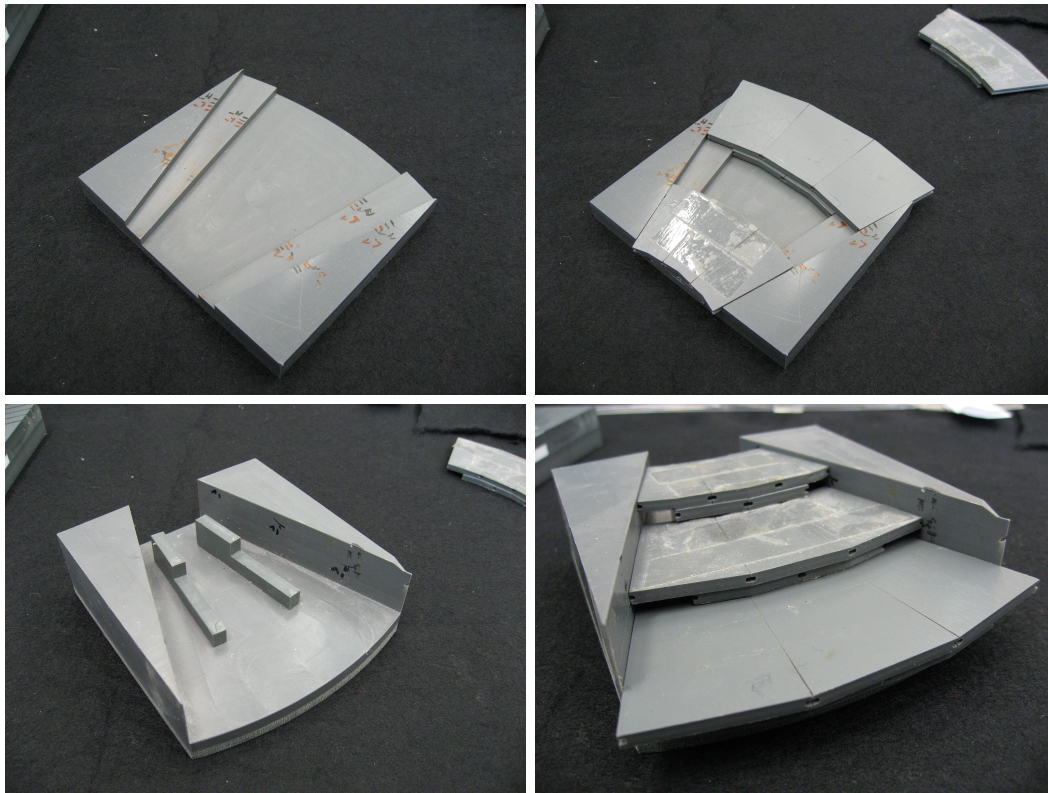


Abbildung B.9: **Schablonen zum Zusammensetzen der Module**

Obere Reihe: Schablone für die Anordnung der fünf Szintillatoren eines Ringsegments. Da die Szintillatoren unabhängig von Modultyp oder Ring 24° und 36° in φ abdecken sollen, reicht eine Schablone für alle sechs Typen aus. In der unteren Reihe ist die Schablone für das Zusammenfügen der drei Ringsegmente zu einem Modul abgebildet. Zu erkennen ist der sehr kleine Überlappbereich der einzelnen Ringsegmente.

B.3.5 Modulschablonen

Für das Zusammenfügen der Szintillatoren zu Ringsegmenten und Modulen wurden zwei Schablonen gebaut, welche sicherstellen, dass jedes Modul den gleichen Winkelbereich abdeckt (Abbildung B.9). Die Szintillatoren der einzelnen Lagen werden dabei automatisch zueinander ausgerichtet. In einem ersten Schritt werden zwei Szintillatoren der einen und drei Szintillatoren der anderen Lage mittels Doppelklebeband zu Ringsegmenten zusammengefügt. Die drei Ringsegmente jedes Moduls werden dann mit Hilfe der zweiten Schablone zum fertigen Modul zusammengesetzt.

C Tabellen

C.1 Szintillatoren

Die Szintillatortabellen zeigen alle Messdaten, die während des Detektorbaus bezüglich der Plättcheneffizienz gewonnen wurden. Dabei wurden, falls nicht anders vermerkt, HAMAMATSU H6565Mod4 Photomultiplier verwendet. Gemessen wurde in einer Doppelkoinzidenz, die Schwelle des zu messenden Szintillators lag bei 15 mV.

C.1.1 Einzelmessung

Diese Tabellen zeigen die gemessene Effizienz der Szintillatoren bei Messung in Doppelkoinzidenz in Abhängigkeit von der Photomultiplier-Spannung (Abschnitt 4.1.1). Es wird unterschieden nach der Größe (Ring 11, 12 und 13) und der Form des Plättchens (ungerade Nummern liegen direkt vor einem Kristall, gerade Nummern bilden die Überlappung, siehe Abschnitt 3.3). Die Szintillatoren 10 und 56 wurde beim Einbau zerstört, die Nummer 140 wurde unbeabsichtigt zweimal vergeben.

C.1.2 Modultest

Die Tabellen der Effizienzmessung nach dem Modulzusammenbau sind nach Modulen geordnet, da hier jedem Modul ein fester Photomultiplier zugeordnet ist. Die Effizienz ist durch die nun bessere Ankopplung etwas höher (Abschnitt 4.1.2). Für einen Großteil der Szintillatoren konnte auch am fertig eingebauten Detektor gemessen werden (Abschnitt 4.1.3). Die letzte Spalte zeigt diese Effizienz, sie konnte für zwei Drittel aller Szintillatoren gemessen werden (siehe Abschnitt 4.1.3).

C.2 Diskriminatoren

Die Diskriminatortabellen zeigen für die einzelnen Diskriminatoren und die daran angeschlossenen Module das gemessene Rauschen. Dabei wurde das PM-Rauschen bei entkoppeltem Modul vermessen. Das Modulrauschen ist das Gesamtrauschen bei geschlossenem Modul abzüglich des vorher gemessenen PM-Rauschens.

Einzelmessung Szintillatoren für Ring 11

| Plättchen Nr. | 800 V | 850 V | 900 V | Plättchen Nr. | 800 V | 850 V | 900 V |
|---------------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|
| 1* | 97,4 | 98,5 | 98,4 | 2* | 90,8 | 95,2 | 95,8 |
| 3* | 89,8 | 92,5 | 96,6 | 4* | 95,3 | 98,1 | 98,2 |
| 5* | 91,5 | 95,1 | 95,3 | 6* | 88,8 | 94,6 | 94,7 |
| 7* | 96 | 96,8 | 97,3 | 8* | 94 | 96,8 | 97 |
| 9* | 89,2 | 93,1 | 95,5 | 10(def) | 91,3 | 95,3 | 97,3 |
| 11* | 90,9 | 94,6 | 95,6 | 12* | 87,6 | 91 | 92 |
| 13* | 88 | 91,4 | 94 | 14* | 88 | 92,3 | 94,2 |
| 15* | 84,6 | 91,3 | 94,9 | 16* | 93,2 | 95,3 | 96 |
| 17* | 88,4 | 92,5 | 96,6 | 18* | 94 | 93,9 | 94,5 |
| 19* | 87,7 | 91,4 | 93,9 | 20* | 96,2 | 97,5 | 98,3 |
| 21* | 92 | 93,2 | 94,4 | 22* | 94,5 | 95,1 | 96,3 |
| 23* | 95,1 | 95,9 | 97,2 | 24* | 93,1 | 95,6 | 95,4 |
| 25* | 94,4 | 95,7 | 96,5 | 26* | 95,9 | 96,7 | 97,4 |
| 27* | 91,5 | 95,1 | 95,4 | 28* | 96 | 97,2 | 96,9 |
| 29* | 95,2 | 95,3 | 97,5 | 30* | 94,9 | 98 | 97,4 |
| 31* | 93,2 | 96,8 | 95,5 | 32* | 98,5 | 98,4 | 98,7 |
| 33* | 91 | 94,4 | 95,5 | 34* | 94,7 | 96,8 | 97,7 |
| 35* | 95,4 | 95,6 | 97,5 | 36* | 97,9 | 98 | 98,9 |
| 37* | 95,1 | 97,3 | 96,9 | 38 | 78 | 88,7 | 91,3 |
| 39* | 92,6 | 95,1 | 95,7 | 40* | 91,4 | 96,5 | 98,4 |
| 41* | 96,5 | 96,9 | 98,5 | 42* | 87,6 | 92,9 | 94,7 |
| 43* | 93,7 | 95,4 | 96,4 | 44* | 92,5 | 96,7 | 98,3 |
| 45* | 88,5 | 96,4 | 96,8 | 46* | 83 | 91,5 | 94,2 |
| 47* | 94,8 | 97,1 | 97,9 | 48* | 88,1 | 94,6 | 96 |
| 49* | 84,7 | 93,8 | 94,7 | 50* | 92,9 | 96,5 | 97,1 |
| 51* | 91,2 | 96,2 | 97,2 | 52* | 88,5 | 94,5 | 95,5 |
| 53* | 90,1 | 94,5 | 97,5 | 54* | 85,8 | 92,5 | 96,2 |
| 55* | 88,3 | 94,5 | 96 | 56(def) | 82,6 | 89 | 94 |
| 57* | 84,4 | 92,5 | 94,5 | 58 | 73,4 | 82,4 | 86 |
| 59* | 88,1 | 93,4 | 94,8 | 60 | 76,9 | 88 | 90,1 |
| 1R | 69,2 | 79,6 | 88,1 | 2R | 72,9 | 83,3 | 85,3 |
| 3R | 60,2 | 74,7 | 81,6 | 4R | 71,5 | 86,2 | 89,6 |
| 5R | 74,3 | 87,8 | 89,2 | 6R | 83,6 | 92,5 | 93,7 |
| 7R | 81,2 | 91,3 | 93,6 | 8R | 74,4 | 86,5 | 89,4 |
| 9R | 75,8 | 83,7 | 89,7 | 10R | 81,9 | 91,8 | 93,2 |
| 11R | 90 | 94,1 | 94,9 | 12R | 88,2 | 93,8 | 94,1 |
| 13R | 83,4 | 85,1 | 91,5 | 14R | 73,2 | 86,9 | 89,7 |
| | | | | 16R* | 87,5 | 94 | 95 |
| | | | | 18R* | 89,5 | 93,4 | 95,1 |
| | | | | 20R* | 87,5 | 92,5 | 93,9 |
| | | | | 22R* | | 90 | 92,8 |
| | | | | 26R* | | | |

Einzelmessung Szintillatoren für Ring 12

| Plättchen Nr. | 800 V | 850 V | 900 V | Plättchen Nr. | 800 V | 850 V | 900 V |
|---------------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|
| 61* | 95,8 | 97 | 97,8 | 62* | 96,2 | 98,3 | 98,4 |
| 63* | 94,9 | 97,7 | 98 | 64* | 91,8 | 95,3 | 97,6 |
| 65* | 90 | 92,9 | 95,4 | 66* | 91,8 | 94,8 | 96,2 |
| 67* | 93,7 | 95 | 96,2 | 68 | 85,6 | 90,9 | 93,1 |
| 69* | 93,2 | 96,5 | 96,4 | 70* | 87,9 | 93,7 | 95,7 |
| 71* | 88,2 | 94,2 | 94,2 | 72* | 89,9 | 95 | 95,4 |
| 73 | 84,4 | 90,3 | 94,1 | 74* | 88,4 | 93 | 93,9 |
| 75* | 91,3 | 93,3 | 96,6 | 76* | 91 | 96,2 | 97,6 |
| 77* | 92,6 | 96,2 | 97,6 | 78* | 94,5 | 97,4 | 98,9 |
| 79* | 93,1 | 95,9 | 96,2 | 80* | 93,3 | 96,9 | 98,5 |
| 81* | 95,7 | 97,1 | 97,1 | 82* | 95,2 | 97,3 | 97,3 |
| 83* | 93,9 | 95,3 | 95,8 | 84* | 95,8 | 97,7 | 97 |
| 85* | 94,5 | 95,4 | 96,5 | 86* | 97,1 | 98,4 | 98,4 |
| 87* | 92,2 | 95,3 | 96,4 | 88* | 94,5 | 96,1 | 96,4 |
| 89* | 89,4 | 91,9 | 93,8 | 90* | 95,2 | 97 | 96,9 |
| 91* | 96,6 | 97,6 | 97,6 | 92* | 94,8 | 95,5 | 97,2 |
| 93* | 93,2 | 95,6 | 95,6 | 94* | 97,1 | 97,5 | 96,5 |
| 95* | 96,3 | 97,7 | 98,2 | 96* | 95,2 | 96,5 | 97,2 |
| 97* | 96,1 | 96,8 | 96,7 | 98* | 92,8 | 95,8 | 95,8 |
| 99* | 94,5 | 96,8 | 96,5 | 100* | 95,8 | 97,8 | 98,4 |
| 101* | 96,9 | 97,7 | 97,1 | 102* | 97,1 | 97,9 | 98,3 |
| 103* | 94,2 | 96 | 96,8 | 104* | 97,2 | 98,4 | 97,6 |
| 105* | 94,3 | 96,4 | 95,6 | 106* | 97,2 | 98,7 | 99,3 |
| 107* | 93,5 | 96,7 | 96,8 | 108* | 95,1 | 97,3 | 96,2 |
| 109* | 94,6 | 96,3 | 95,7 | 110* | 98,2 | 98,7 | 99,4 |
| 111* | 88,1 | 93,5 | 97,3 | 112* | 90,2 | 94,5 | 97,6 |
| 113* | 92,4 | 97,3 | 98,3 | 114* | 94,1 | 97 | 97,7 |
| 115* | 95,8 | 97,7 | 98,7 | 116* | 89,2 | 95,9 | 97,2 |
| 117* | 91,3 | 97 | 97,4 | 118* | 87,9 | 94,4 | 96,4 |
| 119* | 94,5 | 97,7 | 98,6 | 120* | 86,9 | 93,7 | 95,6 |
| 61R | 90,9 | 95,8 | 97,8 | 62R* | 95,5 | 97 | 98,7 |
| 63R | 91,4 | 96,3 | 97,8 | 64R | 84,3 | 93,8 | 95,3 |
| 65R | 89,1 | 96,5 | 97,4 | 66R | 87,1 | 92,2 | 95,5 |
| 67R | 91,8 | 95,4 | 97,7 | 68R | 86,4 | 91,9 | 94,9 |
| 69R* | 91,7 | 97,3 | 98 | 70R | 88,6 | 96,9 | 97,4 |

Einzelmessung Szintillatoren für Ring 13

| Plättchen Nr. | 800 V | 850 V | 900 V | Plättchen Nr. | 800 V | 850 V | 900 V |
|---------------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|
| 121* | 94,1 | 96,5 | 96,8 | 122* | 94,9 | 96,8 | 97,6 |
| 123* | 90,5 | 95,4 | 96,2 | 124* | 91,7 | 94,6 | 96,5 |
| 125* | 94,9 | 95,9 | 96,5 | 126* | 93,1 | 95,8 | 95,8 |
| 127* | 94,4 | 95,2 | 96,5 | 128* | 95,5 | 98 | 97,8 |
| 129* | 95,5 | 97,1 | 97,7 | 130 | 89,4 | 92,4 | 93,6 |
| 131* | 97 | 97,7 | 97,8 | 132* | 90,5 | 97,4 | 98 |
| 133* | 93,4 | 96,4 | 96,7 | 134* | 94,5 | 98,2 | 98,4 |
| 135* | 95,4 | 95,6 | 96,5 | 136* | 96,1 | 97,4 | 98,2 |
| 137* | 94,1 | 96,7 | 97,1 | 138* | 95,8 | 96,2 | 97,3 |
| 139* | 95,1 | 97,4 | 98,3 | 140* | 94,3 | 98,6 | 98,1 |
| 141* | 96,1 | 97,7 | 97,6 | 142* | 94,5 | 97,6 | 97,5 |
| 143* | 97 | 98 | 98 | 144* | 97,8 | 97,2 | 98 |
| 145* | 97,1 | 97 | 97,8 | 146* | 96,5 | 96,8 | 98 |
| 147* | 95,1 | 98 | 98,8 | 148* | 97,8 | 98,1 | 97,8 |
| 149* | 96,7 | 97,7 | 97,7 | 150* | 97,5 | 96,7 | 97,4 |
| 151* | 99,1 | 99,1 | 99,4 | 152* | 99,1 | 98,4 | 99,8 |
| 153* | 94,5 | 97,1 | 97,3 | 154* | 98,1 | 99,1 | 98,6 |
| 155* | 98,8 | 98,9 | 99,4 | 156* | 99,1 | 99,2 | 99,6 |
| 157* | 98,8 | 94,4 | 99,1 | 158* | 99,1 | 98,6 | 98,7 |
| 159* | 98,5 | 99,3 | 99,6 | 160* | 98,2 | 97,9 | 98,6 |
| 161* | 95,6 | 97,9 | 98,5 | 162* | 96 | 98,6 | 99,3 |
| 163* | 98 | 99,3 | 99,6 | 164* | 96,8 | 99,2 | 99,4 |
| 165* | 96,9 | 98,4 | 99,2 | 166* | 97,6 | 98,5 | 99,7 |
| 167* | 97,3 | 98,7 | 99,2 | 168* | 95 | 98,6 | 99,2 |
| 169* | 95,4 | 98,1 | 99,3 | 170* | 95,5 | 97,7 | 98,3 |
| 171* | 96,2 | 97,9 | 98,8 | 172* | 92,7 | 97,2 | 97,6 |
| 173* | 94,8 | 97,8 | 99 | 174* | 91,5 | 96,5 | 96,7 |
| 175* | 93,5 | 97,8 | 98,6 | 176* | 89,2 | 96,8 | 97,3 |
| 177* | 95,5 | 98,9 | 98,2 | 178* | 92,5 | 96 | 97,9 |
| 179* | 93,2 | 97 | 97,6 | 180* | 94,3 | 97,2 | 98,7 |
| 121R | 94,7 | 98,2 | 98,8 | 122R | 90 | 95,3 | 97,1 |
| 123R | 85,7 | 93,4 | 64,2 | 124R | 94,2 | 98,6 | 98,8 |
| 125R | 88,1 | 93,6 | 96 | 126R | 93,3 | 97,8 | 97,8 |
| 127R | 88,9 | 94,6 | 97,5 | 140A* | 94,3 | 98,6 | 98,1 |

Einzelmessung Modul 1 - PM Nr. 1416

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 122 | 1 | 1 | 6°-18° | 97,7 | 98,9 | 99,3 | |
| 123 | 2 | 2 | 12°-24° | 93,7 | 96,1 | 97,7 | 80 |
| 124 | 3 | 3 | 18°-30° | 92,1 | 94,6 | 96,8 | |
| 125 | 4 | 4 | 24°-36° | 96,6 | 96 | 98 | 95,5 |
| 126 | 5 | 5 | 30°-42° | 94,9 | 97,5 | 98,7 | |
| 62 | 61 | 61 | 6°-18° | 95,9 | 99,4 | 98,4 | |
| 63 | 62 | 62 | 12°-24° | 96,9 | 96,3 | 98,7 | 97,3 |
| 64 | 63 | 63 | 18°-30° | 94,9 | 97,5 | 99,4 | |
| 65 | 64 | 64 | 24°-36° | 97,5 | 97,4 | 98,1 | 97,2 |
| 66 | 65 | 65 | 30°-42° | 94 | 97,5 | 98,8 | |
| 2 | 121 | 125 | 6°-18° | 97,5 | 98,4 | 99 | 96 |
| 3 | 122 | 122 | 12°-24° | 96,4 | 97,9 | 98,3 | 98,6 |
| 4 | 123 | 123 | 18°-30° | 96,3 | 97,6 | 99,2 | 95,4 |
| 5 | 124 | 124 | 24°-36° | 95,5 | 96,7 | 98,4 | 96,6 |
| 6 | 125 | 121 | 30°-42° | 95,5 | 97,8 | 98,4 | 96,7 |

Einzelmessung Modul 2 - PM Nr. 1418

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 127 | 6 | 6 | 36°-48° | 95 | 97,7 | 97,8 | 94,6 |
| 128 | 7 | 7 | 42°-54° | 97,6 | 98,8 | 98,6 | |
| 129 | 8 | 8 | 48°-60° | 95,3 | 98,2 | 98,8 | 97,3 |
| 130 | 9 | 9 | 54°-66° | 97,3 | 97,4 | 98 | |
| 131 | 10 | 46 | 60°-72° | 97 | 99 | 98,8 | 94 |
| 67 | 66 | 66 | 36°-48° | 98,9 | 97,6 | 98,9 | 96 |
| 68 | 67 | 67 | 42°-54° | 95,4 | 97,8 | 98,2 | |
| 69 | 68 | 116 | 48°-60° | 97,8 | 98,8 | 99,7 | 97,2 |
| 70 | 69 | 69 | 54°-66° | 96,7 | 98,5 | 98,9 | |
| 71 | 70 | 70 | 60°-72° | 96 | 98,5 | 98,7 | 95,1 |
| 7 | 126 | 126 | 36°-48° | 97,9 | 98,9 | 98,8 | 96 |
| 8 | 127 | 127 | 42°-54° | 97,9 | 99,1 | 98,8 | 94,4 |
| 9 | 128 | 128 | 48°-60° | 98,4 | 99,3 | 99,5 | 95,2 |
| 10 | 129 | 129 | 54°-66° | 97,8 | 99,3 | 99,8 | 95,8 |
| 11 | 130 | 142 | 60°-72° | 98,7 | 99,4 | 99,2 | 94,7 |

Einzelmessung Modul 3 - PM Nr. 1841

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 132 | 11 | 11 | 66°-78° | 95,2 | 97,1 | 97,7 | |
| 133 | 12 | 12 | 72°-84° | 94,7 | 94,9 | 96,2 | 95,7 |
| 134 | 13 | 13 | 78°-90° | 95,6 | 97,6 | 98,1 | |
| 135 | 14 | 14 | 84°-96° | 96,6 | 98,1 | 98,9 | 96,7 |
| 136 | 15 | 15 | 90°-102° | 93,7 | 94,7 | 96,8 | |
| 72 | 71 | 71 | 66°-78° | 93,2 | 95,3 | 95,3 | |
| 73 | 72 | 72 | 72°-84° | 95,8 | 98,4 | 98,2 | 95,8 |
| 74 | 73 | 69R | 78°-90° | 88,9 | 95,2 | 96,3 | |
| 75 | 74 | 74 | 84°-96° | 95,9 | 96,2 | 97,9 | 95,5 |
| 76 | 75 | 75 | 90°-102° | 92,6 | 96,7 | 96,7 | |
| 12 | 131 | 131 | 66°-78° | 98,7 | 99,8 | 99,9 | 97,4 |
| 13 | 132 | 132 | 72°-84° | 98,9 | 98,5 | 99,1 | 96,6 |
| 14 | 133 | 133 | 78°-90° | 93,1 | 97,4 | 98 | 97 |
| 15 | 134 | 134 | 84°-96° | 96,7 | 98,6 | 98,8 | 96,8 |
| 16 | 135 | 135 | 90°-102° | 97,9 | 99,1 | 98,4 | 97,4 |

Einzelmessung Modul 4 - PM Nr. 1353

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 137 | 16 | 16 | 96°-108° | 97,5 | 97,3 | 97,7 | 98 |
| 138 | 17 | 17 | 102°-114° | 95 | 94 | 96,5 | |
| 139 | 18 | 18 | 108°-120° | 96,8 | 98,7 | 99,1 | 98 |
| 140 | 19 | 19 | 114°-126° | 87,1 | 93,7 | 94,5 | |
| 141 | 20 | 20 | 120°-132° | 98,1 | 99,1 | 98,4 | 96,5 |
| 77 | 76 | 76 | 96°-108° | 92,1 | 97,2 | 97 | 97 |
| 78 | 77 | 77 | 102°-114° | 97,3 | 98,4 | 99,3 | |
| 79 | 78 | 78 | 108°-120° | 97,5 | 97,3 | 97,7 | 95,5 |
| 80 | 79 | 79 | 114°-126° | 97,1 | 97,2 | 96,7 | |
| 81 | 80 | 80 | 120°-132° | 94,7 | 98,5 | 97,9 | 95,2 |
| 17 | 136 | 136 | 96°-108° | 98 | 98,5 | 99,4 | 97,5 |
| 18 | 137 | 137 | 102°-114° | 97,6 | 99,3 | 99,2 | 98,5 |
| 19 | 138 | 138 | 108°-120° | 98,4 | 98,8 | 99,6 | 98,1 |
| 20 | 139 | 139 | 114°-126° | 96,8 | 98,7 | 99,2 | 98 |
| 21 | 140 | 140 | 120°-132° | 98,1 | 98 | 99,2 | 96,5 |

Einzelmessung Modul 5 - PM Nr. 1383

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 142 | 21 | 21 | 126°-138° | 98,9 | 97,7 | 97,7 | |
| 143 | 22 | 22 | 132°-144° | 98,6 | 98,6 | 99 | 95,5 |
| 144 | 23 | 23 | 138°-150° | 98,2 | 98,5 | 98,6 | |
| 145 | 24 | 24 | 144°-156° | 98,4 | 98,5 | 98,8 | 94 |
| 146 | 25 | 25 | 150°-162° | 98,9 | 99,8 | 98,6 | |
| 82 | 81 | 81 | 126°-138° | 98,6 | 99,7 | 99,4 | |
| 83 | 82 | 82 | 132°-144° | 96,9 | 99,4 | 99,3 | 96 |
| 84 | 83 | 83 | 138°-150° | 98,5 | 97,5 | 99,1 | |
| 85 | 84 | 84 | 144°-156° | 98,4 | 99,8 | 99,8 | 94,1 |
| 86 | 85 | 85 | 150°-162° | 98,3 | 99,5 | 99,4 | |
| 22 | 141 | 141 | 126°-138° | 98,7 | 98,6 | 99,3 | 97,6 |
| 23 | 142 | 140A | 132°-144° | 98,7 | 99,3 | 99,2 | 97,8 |
| 24 | 143 | 143 | 138°-150° | 98,7 | 99,2 | 99,2 | 98,2 |
| 25 | 144 | 144 | 144°-156° | 98,8 | 99,1 | 99,4 | 97 |
| 26 | 145 | 145 | 150°-162° | 99,5 | 99,5 | 98 | 96,2 |

Einzelmessung Modul 6 - PM Nr. 1239

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 147 | 26 | 26 | 156°-168° | 95,8 | 98,6 | 99,4 | 96 |
| 148 | 27 | 27 | 162°-174° | 91,2 | 98 | 98,4 | |
| 149 | 28 | 28 | 168°-180° | 95,4 | 98,8 | 98,7 | 94,9 |
| 150 | 29 | 29 | 174°-186° | 99,1 | 99,3 | 98,7 | |
| 151 | 30 | 30 | 180°-192° | 90,5 | 96,7 | 96,8 | 95,3 |
| 87 | 86 | 86 | 156°-168° | 93,6 | 98,4 | 99,6 | 97 |
| 88 | 87 | 87 | 162°-174° | 95,6 | 97,8 | 99,3 | |
| 89 | 88 | 88 | 168°-180° | 98,5 | 99,3 | 99,8 | 96,4 |
| 90 | 89 | 89 | 174°-188° | 86,4 | 94,4 | 97 | |
| 91 | 90 | 90 | 180°-192° | 95 | 98,8 | 98,9 | 95,4 |
| 27 | 146 | 146 | 156°-168° | 96,9 | 99,6 | 99,1 | 95 |
| 28 | 147 | 147 | 162°-174° | 98,9 | 99,2 | 99,1 | 98 |
| 29 | 148 | 148 | 168°-180° | 99 | 98,8 | 98,9 | 97,2 |
| 30 | 149 | 149 | 174°-186° | 98,4 | 99 | 99,5 | 97,3 |
| 31 | 150 | 150 | 180°-192° | 98,5 | 98,9 | 98 | 96,3 |

Einzelmessung Modul 7 - PM Nr. 1837

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 152 | 31 | 31 | 186°-198° | 97,2 | 98,7 | 98,4 | |
| 153 | 32 | 32 | 192°-204° | 97,6 | 99,5 | 98,6 | 96 |
| 154 | 33 | 33 | 198°-210° | 95,2 | 96,4 | 98,4 | |
| 155 | 34 | 34 | 204°-216° | 94,7 | 96,8 | 97,3 | 94,6 |
| 156 | 35 | 35 | 210°-222° | 95,6 | 97,6 | 97,9 | |
| 92 | 91 | 91 | 186°-198° | 97,8 | 98,9 | 99,2 | |
| 93 | 92 | 92 | 192°-204° | 98,3 | 99,6 | 97,8 | 97,3 |
| 94 | 93 | 93 | 198°-210° | 94,5 | 97,2 | 97,4 | |
| 95 | 94 | 94 | 204°-216° | 97,8 | 99 | 99,4 | 94,6 |
| 96 | 95 | 95 | 210°-222° | 98,2 | 98,6 | 99,1 | |
| 32 | 151 | 151 | 186°-198° | 99 | 99,4 | 99,7 | 97,6 |
| 33 | 152 | 152 | 192°-204° | 98 | 99,1 | 99,1 | 97,1 |
| 34 | 153 | 153 | 198°-210° | 97,3 | 98,8 | 98,6 | 96 |
| 35 | 154 | 154 | 204°-216° | 98,8 | 98,4 | 98,7 | 95,1 |
| 36 | 155 | 155 | 210°-222° | 98,3 | 99,1 | 99,4 | 95,6 |

Einzelmessung Modul 8 - PM Nr. 1840

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 157 | 36 | 36 | 216°-228° | 97,1 | 99,1 | 99,1 | 96,1 |
| 158 | 37 | 37 | 222°-234° | 95,6 | 98,1 | 98,5 | |
| 159 | 38 | 22R | 228°-240° | 92,6 | 97,2 | 97,4 | 94,7 |
| 160 | 39 | 39 | 234°-246° | 91 | 93,4 | 95,5 | |
| 161 | 40 | 40 | 240°-252° | 96,8 | 98,3 | 98,5 | 97,4 |
| 97 | 96 | 96 | 216°-228° | 97,6 | 99,1 | 99,8 | 97,4 |
| 98 | 97 | 97 | 222°-234° | 98,8 | 99,3 | 99,5 | |
| 99 | 98 | 98 | 228°-240° | 97,3 | 97,7 | 98,1 | 96,5 |
| 100 | 99 | 99 | 234°-246° | 97,5 | 98,2 | 99,1 | |
| 101 | 100 | 100 | 240°-252° | 98,2 | 98,9 | 98,7 | 95,4 |
| 37 | 156 | 156 | 216°-228° | 99,1 | 99,1 | 99,5 | 98 |
| 38 | 157 | 157 | 222°-234° | 98,9 | 99,2 | 99,5 | 98,8 |
| 39 | 158 | 158 | 228°-240° | 98,5 | 99,3 | 99,7 | 96 |
| 40 | 159 | 159 | 234°-246° | 98,4 | 99,8 | 99,4 | 97,4 |
| 41 | 160 | 160 | 240°-252° | 98,7 | 99,5 | 99,2 | 96,5 |

Einzelmessung Modul 9 - PM Nr. 1381

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 162 | 41 | 41 | 246°-258° | 96,9 | 98,6 | 97,1 | |
| 163 | 42 | 42 | 252°-264° | 91,3 | 94,1 | 96,6 | 94,1 |
| 164 | 43 | 43 | 258°-270° | 94,7 | 97,5 | 97 | |
| 165 | 44 | 44 | 264°-276° | 96,7 | 97,7 | 97,4 | 96,6 |
| 166 | 45 | 45 | 270°-282° | 95,4 | 96,1 | 96,9 | |
| 102 | 101 | 101 | 246°-258° | 98,9 | 98,5 | 98,9 | |
| 103 | 102 | 102 | 252°-264° | 98,2 | 99 | 99,4 | 97,5 |
| 104 | 103 | 103 | 258°-270° | 97,8 | 98,5 | 97,4 | |
| 105 | 104 | 104 | 264°-276° | 98,7 | 98,8 | 99 | 98,2 |
| 106 | 105 | 105 | 270°-282° | 97,8 | 98,5 | 98,9 | |
| 42 | 161 | 161 | 246°-258° | 98,8 | 98,4 | 99,5 | 96,4 |
| 43 | 162 | 162 | 252°-264° | 97 | 99,3 | 99,1 | 96 |
| 44 | 163 | 163 | 258°-270° | 99,5 | 99,4 | 99,5 | 98,2 |
| 45 | 164 | 164 | 264°-276° | 99,2 | 99,8 | 99,1 | 96,6 |
| 46 | 165 | 165 | 270°-282° | 99 | 99,7 | 98,9 | 98 |

Einzelmessung Modul 10 - PM Nr. 1425

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 167 | 46 | 26R | 276°-288° | 92 | 95,8 | 96,8 | 96,6 |
| 168 | 47 | 47 | 282°-294° | 96,7 | 98,5 | 98,7 | |
| 169 | 48 | 48 | 288°-300° | 96,4 | 97,6 | 98,9 | 94,6 |
| 170 | 49 | 49 | 294°-306° | 93,7 | 97 | 97,1 | |
| 171 | 50 | 50 | 300°-312° | 96,1 | 97,7 | 98,4 | 93 |
| 107 | 106 | 106 | 276°-288° | 98,3 | 98,7 | 98,4 | 97,8 |
| 108 | 107 | 107 | 282°-294° | 97,6 | 96,5 | 98,1 | |
| 109 | 108 | 108 | 288°-300° | 98 | 98,1 | 98,2 | 96,1 |
| 110 | 109 | 109 | 294°-306° | 97 | 98 | 98 | |
| 111 | 110 | 110 | 300°-312° | 99,2 | 99,9 | 99,8 | 96,5 |
| 47 | 166 | 166 | 276°-288° | 99,2 | 99,4 | 99,5 | 95,9 |
| 48 | 167 | 167 | 282°-294° | 98,3 | 98,5 | 99,5 | 95,4 |
| 49 | 168 | 168 | 288°-300° | 98,2 | 99,5 | 99,1 | 96,5 |
| 50 | 169 | 169 | 294°-306° | 99 | 99,9 | 99,1 | 95,4 |
| 51 | 170 | 170 | 300°-312° | 97,4 | 99,6 | 98,4 | 97,1 |

Einzelmessung Modul 11 - PM Nr. 1407

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 172 | 51 | 51 | 306°-318° | 97,5 | 97,6 | 98,5 | |
| 173 | 52 | 52 | 312°-324° | 95,6 | 96,7 | 97,5 | 94,7 |
| 174 | 53 | 53 | 318°-330° | 96,5 | 97 | 98,6 | |
| 175 | 54 | 54 | 324°-336° | 93,1 | 96,8 | 98 | 93,8 |
| 176 | 55 | 55 | 330°-342° | 95,2 | 97,2 | 97 | |
| 112 | 111 | 111 | 306°-318° | 98,1 | 97,8 | 98,4 | |
| 113 | 112 | 112 | 312°-324° | 96,8 | 97,9 | 98,6 | 97 |
| 114 | 113 | 113 | 318°-330° | 97,8 | 99,2 | 97,8 | |
| 115 | 114 | 114 | 324°-336° | 97,3 | 98,5 | 97,9 | 95,9 |
| 116 | 115 | 115 | 330°-342° | 97,8 | 98,2 | 99,2 | |
| 52 | 171 | 171 | 306°-318° | 98,8 | 98,7 | 98,9 | 94,2 |
| 53 | 172 | 172 | 312°-324° | 97 | 98,5 | 99,2 | 95,9 |
| 54 | 173 | 173 | 318°-330° | 98,1 | 98,2 | 98,9 | 88,6! |
| 55 | 174 | 174 | 324°-336° | 97,8 | 97,6 | 99,1 | 94,9 |
| 56 | 175 | 175 | 330°-342° | 97,4 | 98,6 | 99 | 94,4 |

Einzelmessung Modul 12 - PM Nr. 1449

| CB Idx. | Det. Nr. | Szint. Nr. | φ | 800 V | 850 V | 900 V | 900 V eingeb. |
|---------|----------|------------|-----------|-------|-------|-------|---------------|
| 177 | 56 | 18R | 336°-348° | 85,5 | 94,3 | 97,3 | 93,2 |
| 178 | 57 | 57 | 342°-354° | 84,5 | 94,4 | 97 | |
| 179 | 58 | 20R | 348°-0° | 80,6 | 90,3 | 94 | 94,6 |
| 180 | 59 | 59 | 354°-6° | 83,2 | 93,5 | 95,2 | |
| 121 | 60 | 16R | 0°-12° | 89,4 | 94,4 | 97,1 | 94,3 |
| 117 | 116 | 62R | 336°-348° | 95,7 | 98,1 | 99,6 | 95,1 |
| 118 | 117 | 117 | 342°-354° | 90,1 | 97,4 | 98,4 | |
| 119 | 118 | 118 | 348°-0° | 89 | 95,9 | 96 | 94,5 |
| 120 | 119 | 119 | 354°-6° | 93,6 | 96,9 | 99,2 | |
| 61 | 120 | 120 | 0°-12° | 89,5 | 93,7 | 94,3 | 95,8 |
| 57 | 176 | 176 | 336°-348° | 89,7 | 96,4 | 97,1 | 93,8 |
| 58 | 177 | 177 | 342°-354° | 92,9 | 97,7 | 98,1 | 95,6 |
| 59 | 178 | 178 | 348°-0° | 88,9 | 93,8 | 97,6 | 96,7 |
| 60 | 179 | 179 | 354°-6° | 92,7 | 98,6 | 98,9 | 96,4 |
| 1 | 180 | 180 | 0°-12° | 92,6 | 98,9 | 98,9 | 96,7 |

Diskriminator Nr. 1

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rrauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|--------------|
| 0 | 1 | 122 | 1 | 36 | 2,3 Hz | 0,4 Hz |
| 1 | 2 | 123 | 1 | 38 | 38 Hz | 0,4 Hz |
| 2 | 3 | 124 | 1 | 38 | 3,1 Hz | 0,5 Hz |
| 3 | 4 | 125 | 1 | 38 | 3,0 Hz | 0,4 Hz |
| 4 | 5 | 126 | 1 | 38 | 3,3 Hz | 0,5 Hz |
| 5 | 6 | 127 | 2 | 38 | 6,5 Hz | 0,9 Hz |
| 6 | 7 | 128 | 2 | 40 | 5,6 Hz | 0,5 Hz |
| 7 | 8 | 129 | 2 | 38 | 11,4 Hz | 3,1 Hz |
| 8 | 9 | 130 | 2 | 38 | 4,5 Hz | 0,5 Hz |
| 9 | 10 | 131 | 2 | 38 | 13,1 Hz | 0,8 Hz |
| 10 | 11 | 132 | 3 | 38 | 4,1 Hz | 1,3 Hz |
| 11 | 12 | 133 | 3 | 38 | 3,0 Hz | 1,1 Hz |
| 12 | 13 | 134 | 3 | 38 | 3,9 Hz | 1,8 Hz |
| 13 | 14 | 135 | 3 | 38 | 4,6 Hz | 1,2 Hz |
| 14 | 15 | 136 | 3 | 38 | 7,3 Hz | 1,1 Hz |

Diskriminator Nr. 2

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 16 | 137 | 4 | 38 | 3,1 Hz | 1,2 Hz |
| 1 | 17 | 138 | 4 | 37 | 2,9 Hz | 1,5 Hz |
| 2 | 18 | 139 | 4 | 35 | 2,9 Hz | 2,8 Hz |
| 3 | 19 | 140 | 4 | 34 | 3,6 Hz | 1,0 Hz |
| 4 | 20 | 141 | 4 | 36 | 5,2 Hz | 1,2 Hz |
| 5 | 21 | 142 | 5 | 36 | 7,9 Hz | 1,3 Hz |
| 6 | 22 | 143 | 5 | 36 | 46 Hz | 1,0 Hz |
| 7 | 23 | 144 | 5 | 36 | 7,1 Hz | 1,6 Hz |
| 8 | 24 | 145 | 5 | 36 | 8,4 Hz | 1,5 Hz |
| 9 | 25 | 146 | 5 | 36 | 5,5 Hz | 1,0 Hz |
| 10 | 26 | 147 | 6 | 37 | 20 Hz | 1,2 Hz |
| 11 | 27 | 148 | 6 | 36 | 5,2 Hz | 1,5 Hz |
| 12 | 28 | 149 | 6 | 36 | 9 Hz | 1,6 Hz |
| 13 | 29 | 150 | 6 | 37 | 24 Hz | 1,4 Hz |
| 14 | 30 | 151 | 6 | 33 | 25 Hz | 2,1 Hz |

Diskriminator Nr. 3

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 31 | 152 | 7 | 42 | 3,2 Hz | 1,2 Hz |
| 1 | 32 | 153 | 7 | 42 | 7,5 Hz | 1,6 Hz |
| 2 | 33 | 154 | 7 | 39 | 3,1 Hz | 1,8 Hz |
| 3 | 34 | 155 | 7 | 39 | 6,5 Hz | 2,3 Hz |
| 4 | 35 | 156 | 7 | 40 | 4,0 Hz | 1,3 Hz |
| 5 | 36 | 157 | 8 | 37 | 5,2 Hz | 0,9 Hz |
| 6 | 37 | 158 | 8 | 38 | 3,9 Hz | 1,4 Hz |
| 7 | 38 | 159 | 8 | 39 | 9,6 Hz | 1,5 Hz |
| 8 | 39 | 160 | 8 | 38 | 4,7 Hz | 1,5 Hz |
| 9 | 40 | 161 | 8 | 39 | 5,2 Hz | 1,1 Hz |
| 10 | 41 | 162 | 9 | 38 | 6,6 Hz | 1,5 Hz |
| 11 | 42 | 163 | 9 | 39 | 3,1 Hz | 0,7 Hz |
| 12 | 43 | 164 | 9 | 38 | 3,9 Hz | 1,6 Hz |
| 13 | 44 | 165 | 9 | 39 | 5,6 Hz | 1,0 Hz |
| 14 | 45 | 166 | 9 | 42 | 14,2 Hz | 0,7 Hz |

Diskriminator Nr. 4

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 46 | 167 | 10 | 39 | 17 Hz | 0,8 Hz |
| 1 | 47 | 168 | 10 | 38 | 5,0 Hz | 1,6 Hz |
| 2 | 48 | 169 | 10 | 38 | 16 Hz | 1,3 Hz |
| 3 | 49 | 170 | 10 | 38 | 14 Hz | 1,9 Hz |
| 4 | 50 | 171 | 10 | 37 | 19 Hz | 0,9 Hz |
| 5 | 51 | 172 | 11 | 38 | 2,2 Hz | 0,6 Hz |
| 6 | 52 | 173 | 11 | 38 | 11 Hz | 1,5 Hz |
| 7 | 53 | 174 | 11 | 37 | 4,6 Hz | 1,5 Hz |
| 8 | 54 | 175 | 11 | 38 | 3,3 Hz | 0,7 Hz |
| 9 | 55 | 176 | 11 | 39 | 7,1 Hz | 2,8 Hz |
| 10 | 56 | 177 | 12 | 38 | 22 Hz | 1,5 Hz |
| 11 | 57 | 178 | 12 | 38 | 10 Hz | 3,9 Hz |
| 12 | 58 | 179 | 12 | 37 | 39 Hz | 17 Hz |
| 13 | 59 | 180 | 12 | 39 | 10 Hz | 6,6 Hz |
| 14 | 60 | 121 | 12 | 37 | 33 Hz | 4,4 Hz |

Diskriminator Nr. 5

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 61 | 62 | 1 | 36 | 14 Hz | 0,7 Hz |
| 1 | 62 | 63 | 1 | 37 | 3,2 Hz | 0,9 Hz |
| 2 | 63 | 64 | 1 | 39 | 4,2 Hz | 0,4 Hz |
| 3 | 64 | 65 | 1 | 37 | 27 Hz | 0,7 Hz |
| 4 | 65 | 66 | 1 | 39 | 10 Hz | 1,6 Hz |
| 5 | 66 | 67 | 2 | 38 | 7,4 Hz | 0,9 Hz |
| 6 | 67 | 68 | 2 | 38 | 7,1 Hz | 0,5 Hz |
| 7 | 68 | 69 | 2 | 37 | 4,6 Hz | 3,1 Hz |
| 8 | 69 | 70 | 2 | 39 | 3,6 Hz | 0,5 Hz |
| 9 | 70 | 71 | 2 | 36 | 1,5 Hz | 0,8 Hz |
| 10 | 71 | 72 | 3 | 36 | 7,9 Hz | 1,1 Hz |
| 11 | 72 | 73 | 3 | 36 | 8,2 Hz | 0,9 Hz |
| 12 | 73 | 74 | 3 | 36 | 4,7 Hz | 1,5 Hz |
| 13 | 74 | 75 | 3 | 37 | 16,3 Hz | 1,2 Hz |
| 14 | 75 | 76 | 3 | 39 | 4,6 Hz | 3,2 Hz |

Diskriminator Nr. 6

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 76 | 77 | 4 | 39 | 2,4 Hz | 0,7 Hz |
| 1 | 77 | 78 | 4 | 39 | 2,7 Hz | 0,8 Hz |
| 2 | 78 | 79 | 4 | 37 | 3,6 Hz | 1,9 Hz |
| 3 | 79 | 80 | 4 | 38 | 33 Hz | 2,7 Hz |
| 4 | 80 | 81 | 4 | 37 | 3,2 Hz | 1,5 Hz |
| 5 | 81 | 82 | 5 | 36 | 5,9 Hz | 0,9 Hz |
| 6 | 82 | 83 | 5 | 39 | 20 Hz | 1,1 Hz |
| 7 | 83 | 84 | 5 | 36 | 12 Hz | 3,2 Hz |
| 8 | 84 | 85 | 5 | 38 | 39 Hz | 0,9 Hz |
| 9 | 85 | 86 | 5 | 36 | 11 Hz | 1,4 Hz |
| 10 | 86 | 87 | 6 | 37 | 4,7 Hz | 0,9 Hz |
| 11 | 87 | 88 | 6 | 36 | 5,2 Hz | 1,5 Hz |
| 12 | 88 | 89 | 6 | 39 | 8,6 Hz | 1,6 Hz |
| 13 | 89 | 90 | 6 | 37 | 4,2 Hz | 1,0 Hz |
| 14 | 90 | 91 | 6 | 35 | 5,2 Hz | 1,5 Hz |

Diskriminator Nr. 7

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 91 | 92 | 7 | 37 | 4,3 Hz | 1,1 Hz |
| 1 | 92 | 93 | 7 | 37 | 4,1 Hz | 1,3 Hz |
| 2 | 93 | 94 | 7 | 37 | 3,6 Hz | 1,9 Hz |
| 3 | 94 | 95 | 7 | 38 | 73 Hz | 1,3 Hz |
| 4 | 95 | 96 | 7 | 38 | 4,1 Hz | 1,9 Hz |
| 5 | 96 | 97 | 8 | 39 | 2,5 Hz | 0,7 Hz |
| 6 | 97 | 98 | 8 | 38 | 17 Hz | 12 Hz |
| 7 | 98 | 99 | 8 | 38 | 4,9 Hz | 1,7 Hz |
| 8 | 99 | 100 | 8 | 38 | 4,6 Hz | 1,6 Hz |
| 9 | 100 | 101 | 8 | 37 | 4,2 Hz | 1,6 Hz |
| 10 | 101 | 102 | 9 | 37 | 2,8 Hz | 0,5 Hz |
| 11 | 102 | 103 | 9 | 37 | 2,8 Hz | 0,6 Hz |
| 12 | 103 | 104 | 9 | 39 | 4,1 Hz | 1,1 Hz |
| 13 | 104 | 105 | 9 | 39 | 2,2 Hz | 0,6 Hz |
| 14 | 105 | 106 | 9 | 37 | 6,6 Hz | 1,1 Hz |

Diskriminator Nr. 8

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 106 | 107 | 10 | 39 | 3,3 Hz | 0,8 Hz |
| 1 | 107 | 108 | 10 | 37 | 6,6 Hz | 1,6 Hz |
| 2 | 108 | 109 | 10 | 36 | 6,7 Hz | 1,3 Hz |
| 3 | 109 | 110 | 10 | 34 | 3,6 Hz | 1,9 Hz |
| 4 | 110 | 111 | 10 | 38 | 5,6 Hz | 0,9 Hz |
| 5 | 111 | 112 | 11 | 37 | 2,7 Hz | 0,9 Hz |
| 6 | 112 | 113 | 11 | 37 | 30 Hz | 11 Hz |
| 7 | 113 | 114 | 11 | 36 | 18 Hz | 10 Hz |
| 8 | 114 | 115 | 11 | 37 | 2,4 Hz | 0,5 Hz |
| 9 | 115 | 116 | 11 | 37 | 8,5 Hz | 1,5 Hz |
| 10 | 116 | 117 | 12 | 36 | 43 Hz | 20 Hz |
| 11 | 117 | 118 | 12 | 37 | 15 Hz | 0,5 Hz |
| 12 | 118 | 119 | 12 | 35 | 12 Hz | 6,6 Hz |
| 13 | 119 | 120 | 12 | 37 | 5,6 Hz | 0,9 Hz |
| 14 | 120 | 121 | 12 | 40 | 50 Hz | 4,4 Hz |

Diskriminator Nr. 9

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 121 | 2 | 1 | 35 | 9,0 Hz | 0,9 Hz |
| 1 | 122 | 3 | 1 | 34 | 4,9 Hz | 0,4 Hz |
| 2 | 123 | 4 | 1 | 34 | 8,7 Hz | 0,5 Hz |
| 3 | 124 | 5 | 1 | 35 | 15 Hz | 2,5 Hz |
| 4 | 125 | 6 | 1 | 33 | 31 Hz | 0,6 Hz |
| 5 | 126 | 7 | 2 | 35 | 3,9 Hz | 0,8 Hz |
| 6 | 127 | 8 | 2 | 32 | 9,1 Hz | 0,9 Hz |
| 7 | 128 | 9 | 2 | 33 | 5,9 Hz | 1,0 Hz |
| 15 | 129 | 10 | 2 | 35 | 4,0 Hz | 0,6 Hz |
| 9 | 130 | 11 | 2 | 33 | 4,2 Hz | 1,1 Hz |
| 10 | 131 | 12 | 3 | 36 | 3,6 Hz | 1,3 Hz |
| 11 | 132 | 13 | 3 | 35 | 3,5 Hz | 1,1 Hz |
| 12 | 133 | 14 | 3 | 35 | 2,9 Hz | 1,8 Hz |
| 13 | 134 | 15 | 3 | 34 | 2,4 Hz | 1,2 Hz |
| 14 | 135 | 16 | 3 | 33 | 2,1 Hz | 1,1 Hz |

Diskriminator Nr. 10

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 136 | 17 | 4 | 38 | 2,4 Hz | 1,4 Hz |
| 1 | 137 | 18 | 4 | 36 | 2,6 Hz | 1,6 Hz |
| 2 | 138 | 19 | 4 | 36 | 2,8 Hz | 1,9 Hz |
| 3 | 139 | 20 | 4 | 38 | 2,2 Hz | 1,2 Hz |
| 4 | 140 | 21 | 4 | 37 | 6,5 Hz | 0,8 Hz |
| 5 | 141 | 22 | 5 | 38 | 3,6 Hz | 0,9 Hz |
| 6 | 142 | 23 | 5 | 38 | 5,4 Hz | 1,5 Hz |
| 7 | 143 | 24 | 5 | 36 | 5,7 Hz | 1,6 Hz |
| 8 | 144 | 25 | 5 | 36 | 11 Hz | 1,4 Hz |
| 9 | 145 | 26 | 5 | 38 | 13 Hz | 2,1 Hz |
| 10 | 146 | 27 | 6 | 37 | 4,7 Hz | 1,2 Hz |
| 11 | 147 | 28 | 6 | 36 | 4,1 Hz | 1,0 Hz |
| 12 | 148 | 29 | 6 | 37 | 7,0 Hz | 1,5 Hz |
| 13 | 149 | 30 | 6 | 38 | 5,6 Hz | 1,4 Hz |
| 14 | 150 | 31 | 6 | | 3,8 Hz | 0,9 Hz |

Diskriminator Nr. 11

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 151 | 32 | 7 | 36 | 3,6 Hz | 1,6 Hz |
| 1 | 152 | 33 | 7 | 37 | 4,3 Hz | 1,1 Hz |
| 2 | 153 | 34 | 7 | 36 | 3,6 Hz | 1,8 Hz |
| 3 | 154 | 35 | 7 | 34 | 7,0 Hz | 3,9 Hz |
| 4 | 155 | 36 | 7 | 38 | 3,1 Hz | 1,3 Hz |
| 5 | 156 | 37 | 8 | 35 | 3,8 Hz | 1,2 Hz |
| 6 | 157 | 38 | 8 | 37 | 4,5 Hz | 1,3 Hz |
| 7 | 158 | 39 | 8 | 38 | 4,6 Hz | 1,9 Hz |
| 8 | 159 | 40 | 8 | 38 | 4,0 Hz | 1,1 Hz |
| 9 | 160 | 41 | 8 | 36 | 7,5 Hz | 1,1 Hz |
| 10 | 161 | 42 | 9 | 38 | 6,2 Hz | 1,6 Hz |
| 11 | 162 | 43 | 9 | 37 | 3,8 Hz | 1,0 Hz |
| 12 | 163 | 44 | 9 | 37 | 22 Hz | 2,4 Hz |
| 13 | 164 | 45 | 9 | 38 | 5,1 Hz | 1,0 Hz |
| 14 | 165 | 46 | 9 | 37 | 3,1 Hz | 0,9 Hz |

Diskriminator Nr. 12

| Kanal | Szint. | CB Idx. | Modul | 15 mV $\hat{=}$ | Modulrauschen | PM-Rauschen |
|-------|--------|---------|-------|-----------------|---------------|-------------|
| 0 | 166 | 47 | 10 | 37 | 5,7 Hz | 1,2 Hz |
| 1 | 167 | 48 | 10 | 40 | 5,0 Hz | 1,0 Hz |
| 2 | 168 | 49 | 10 | 39 | 7,1 Hz | 1,4 Hz |
| 3 | 169 | 50 | 10 | 40 | 6,7 Hz | 0,9 Hz |
| 4 | 170 | 51 | 10 | 39 | 3,9 Hz | 1,0 Hz |
| 5 | 171 | 52 | 11 | 40 | 2,7 Hz | 0,7 Hz |
| 6 | 172 | 53 | 11 | 42 | 15 Hz | 6,5 Hz |
| 7 | 173 | 54 | 11 | 39 | 5,1 Hz | 1,1 Hz |
| 8 | 174 | 55 | 11 | 39 | 3,6 Hz | 1,0 Hz |
| 9 | 175 | 56 | 11 | 41 | 3,8 Hz | 1,1 Hz |
| 10 | 176 | 57 | 12 | 37 | 9,7 Hz | 0,9 Hz |
| 11 | 177 | 58 | 12 | 38 | 4,8 Hz | 11 Hz |
| 12 | 178 | 59 | 12 | 38 | 7,0 Hz | 6,6 Hz |
| 13 | 179 | 60 | 12 | 40 | 4,2 Hz | 4,7 Hz |
| 14 | 180 | 61 | 12 | 38 | 3,5 Hz | 4,2 Hz |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|-------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | Nukleonresonanzen im Bonn-Modell | 8 |
| 1.2 | Totaler Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion | 9 |
| 1.3 | Differentielle Wirkungsquerschnitte in $\gamma p \rightarrow p\eta$ | 10 |
| 1.4 | Asymmetrie durch Strahlpolarisation in der BnGa und der η -MAID PWA | 11 |
| 1.5 | Vorhersage der BnGa-PWA für $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ | 13 |
| 1.6 | Vorhersagen der BnGa- und MAID-PWA für E und G | 14 |
| | | |
| 2.1 | ELSA-Überblick | 17 |
| 2.2 | Externe Strahlführung | 20 |
| 2.3 | Radiatorhalterung/Taggingssystem | 22 |
| 2.4 | Erzeugung polarisierter Photonen | 24 |
| 2.5 | GIM/Strahlabsorber | 27 |
| 2.6 | Detektorübersicht | 29 |
| 2.7 | Polarisiertes Target/Innendetektor | 30 |
| 2.8 | Crystal-Barrel-Detektor | 30 |
| 2.9 | Čerenkov/MiniTAPS | 33 |
| | | |
| 3.1 | Gestell des Vorwärtsdetektors | 41 |
| 3.2 | Schnitt durch den Vorwärtsdetektor | 43 |
| 3.3 | Dimensionen der Plastiksintillatoren | 46 |
| 3.4 | Testsektor am Funktionsmodell | 48 |
| | | |
| 4.1 | Einzelne Plastiksintillatoren | 50 |
| 4.2 | Lackierte Plättchen | 52 |
| 4.3 | Effizienzverteilung der einzelnen Szintillatoren | 53 |
| 4.4 | Module und PM-Flansch | 55 |
| 4.5 | Photomultiplierflansch | 57 |
| 4.6 | Halteklammern und einbaufertiger Subdetektor | 59 |
| 4.7 | Eingebauter Detektor/Effizienzverteilung nach dem Einbau | 60 |
| 4.8 | Elektronik Überblick | 62 |
| 4.9 | Triggerlogik | 64 |

| | | |
|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.10 | TDC-Testspektrum | 66 |
| 4.11 | Trefferverteilung und Trefferkorrelation | 67 |
| 4.12 | Eventanalysen (1) | 69 |
| 4.13 | Eventanalysen (2) | 70 |
| 4.14 | Effizienzbestimmung mittels Kristallkoinzidenz | 72 |
| 4.15 | Effizienzbestimmung mittels Kristallkoinzidenz - vordere Lage | 74 |
| 4.16 | Effizienzbestimmung mittels Kristallkoinzidenz - hintere Lage (1) | 76 |
| 4.17 | Effizienzbestimmung mittels Kristallkoinzidenz - hintere Lage (2) | 77 |
| 4.18 | Quelle schräger Spuren | 78 |
| 4.19 | Energieabhängige Effizienzbestimmung | 79 |
| 4.20 | Energieverteilung gerader und windschiefer Spuren | 80 |
| 4.21 | TDC-Spektrum ohne Zeiteichung | 81 |
| 4.22 | Zeiteichung Tagger | 82 |
| 4.23 | Zeiteichung Plastiksintillatoren | 83 |
| 4.24 | Zeitauflösung | 84 |
| | | |
| 5.1 | Detektor am Experiment | 86 |
| 5.2 | Effizienz und Zeitauflösung des Subdetektors | 87 |
| 5.3 | $\gamma\gamma$ invariante Masse | 89 |
| 5.4 | Erste Ergebnisse aus der Doppelpolarisationsmessung | 90 |
| 5.5 | $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ bei $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$ | 91 |
| 5.6 | $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ bei $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ | 92 |
| | | |
| A.1 | Horizontale und vertikale Strahlebene | 97 |
| A.2 | Messmarken MiniTAPS | 98 |
| A.3 | Messmarken Crystal-Barrel | 100 |
| A.4 | Photon-Kollimator | 102 |
| A.5 | Strahlschirm | 103 |
| | | |
| B.1 | Spektrum BC408/Y11S | 106 |
| B.2 | Spektrum BC408 | 107 |
| B.3 | Effekt der reflektierenden Beschichtung/Pulsform mit PMT | 108 |
| B.4 | PM-Flansch mit eingegossenen Fasern | 110 |
| B.5 | Booster-Box der PMTs | 111 |
| B.6 | H6568Mod4 PMT | 112 |
| B.7 | Schleifblöcke/Schweißvorrichtung | 114 |
| B.8 | Faserbieger/Faserrechen/Transmission gebogener Fasern | 115 |
| B.9 | Modulschablonen | 116 |

Literaturverzeichnis

- [A⁺92] AKER, E. et al.: *The Crystal Barrel Spectrometer at LEAR*. Nuclear Instruments and Methods, A(321):69–109, 1992.
- [A⁺06] ANDREEV, V. et al.: *A high-granularity plastic scintillator tile hadronic calorimeter with APD readout for a linear collider detector*. Nuclear Instruments and Methods, A(564):144–154, 2006.
- [ASB⁺05] ANISOVICH, A.V., A.V. SARANTSEV, O. BARTHOLOMY, E. KLEMPF, V.A. NIKONOV und U. THOMA: *Photoproduction of baryons decaying into $N\pi$ and $N\eta$* . European Physical Journal, A(25):427, 2005.
- [B⁺02] BISPLINGHOFF, J. et al.: *A scintillating fibre hodoscope for high rate applications*. Nuclear Instruments and Methods, A(490):101–111, 2002.
- [B⁺07] BARTHOLOMY, O. et al.: *Photoproduction of η -mesons off protons*. European Physical Journal, A(33):133–146, 2007.
- [BDP⁺99] BRADTKE, CH., H. DUTZ, H. PESCHEL et al.: *A New Frozen-Spin Target for 4π Particle Detection*. Nuclear Instruments and Methods, A(436):430–442, 1999.
- [CB⁺05] CREDE, V., O. BARTHOLOMY et al.: *Photoproduction of η mesons off protons for $0.75\text{GeV} \leq E_\gamma \leq 3\text{GeV}$* . Physical Review Letters, (94):012004, 2005.
- [Clo82] CLOSE, F. E.: *An Introduction to Quarks and Partons*. Academic Press, 1982.
- [CT97] CHIANG, WEN-TAI und FRANK TABAKIN: *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*. Phys. Rev. C, 55(4):2054–2066, 1997.
- [D⁺04] DYSHKANT, A. et al.: *Small scintillating cells as the active elements in a digital hadron calorimeter for the $e+e-$ linear collider detector*. Journal of Physics, G(30):N1–N16, 2004.

- [Ebe06] EBERHARDT, H.: *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2006.
- [Els07a] ELSNER, D.: *Measurement of the beam asymmetry in eta-photoproduction off the proton*. European Physical Journal, A(33):147–155, 2007.
- [Els07b] ELSNER, D.: *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2007.
- [FP04] FORNET-PONSE, K.: *Entwurf eines Fokalebeneendetektors für die Photonenmarkierungsanlage an ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2004.
- [FP08] FORNET-PONSE, K.: *Tagging-System, Absolutnormierung des Photonenflusses und Bestimmung des xy-WQ für das CBTAPS-Experiment an ELSA*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2008. (in Vorbereitung).
- [Fun08] FUNKE, CH.: *Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2008. (in Vorbereitung).
- [Grü06] GRÜNER, M.: *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2006.
- [Gut03] GUTZ, E.: *Entwicklung eines zusätzlichen Trigger-Szintillationsdetektors für den Vorwärtskonus des Crystal Barrel Detektors an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2003.
- [H⁺01] HEINSIUS, F. H. et al.: *Implementation of the dead-time free F1 TDC in the COMPASS detector readout*. Nuclear Instruments and Methods, A(461):507–510, 2001.
- [HAM01] HAMAMATSUPHOTONICS: *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H6568, H6568-10*. Product Manual, 2001.

- [Har08] HARTMANN, J.: *Zeiteichnung im Crystal-Barrel Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2008. (in Vorbereitung).
- [Hil00] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2000.
- [Hil06] HILLERT, W.: *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. European Physical Journal, A(28):139–148, 2006.
- [Hof04] HOFFMEISTER, PH.: *Konzipierung der Analogsignalverarbeitung für den Crystal Barrel Vorwärtsdetektor*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2004.
- [Hof08] HOFFMEISTER, PH.: *Modifikation und Erweiterung des Datenerfassungssystems für das CBELSA/TAPS*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2008. (in Vorbereitung).
- [Kai07] KAISER, D.: *Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2007.
- [Kam08] KAMMER, S.: *Zirkular und linear polarisierte Photonen am CBELSA/TAPS Experiment*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2008. Doktorarbeit in Vorbereitung.
- [KUR03] KURARAY: *Scintillation Materials*. Product Manual, 2003.
- [LKMP01] LOERING, U., K. KRETZSCHMAR, B. CH. METSCH und H. R. PETRY: *Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces*. European Physical Journal, A(10):309–346, 2001.
- [LMP01] LOERING, U., B. CH. METSCH und H. R. PETRY: *The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces I. The non-strange baryon spectrum and ground-states*. European Physical Journal, A(10):395–446, 2001.
- [M⁺02] MARCINIEWSKI, PAWEŁ et al.: *A fast programmable trigger system for the WASA experiment*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 49(21550):312–317, 2002.

- [Mak08] MAKONYI, K.: *Setup of the MINITAPS Detector for the CBELSA/TAPS Experiment*. Doktorarbeit, 2. Physikalisches Institut, Universität Giessen, 2008. (in Vorbereitung).
- [McG08] MCGEHEE, W. R.: *The Gamma Intensity Monitor at CBELSA/TAPS*. B.S. Thesis in preparation, 2008.
- [Mül09] MÜLLER, J.: *NN*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2009. (in Vorbereitung).
- [Now98] NOWOTNY, R.: *Performance of the BaF₂-calorimeter TAPS*. Nuclear Physics, B(61B):137–142, 1998.
- [Nä98] NÄHLE, O.: *Erprobung von szintillierenden Fasern und ihrer Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier für das COMPASS-Experiment*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998.
- [OM59] OLSEN, HAAKON und L. C. MAXIMON: *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*. Phys. Rev., 114(3):887–904, 1959.
- [PRSZ97] POVH, B., K. RITH, CH. SCHOLZ und F. ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. Springer, 1997.
- [S⁺05] SUFT, G. et al.: *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*. Nuclear Instruments and Methods, A(531):416–424, 2005.
- [Sch08] SCHMIDT, CH.: *Preliminary Analysis of the Crystal-Barrel-Experiments 2007 Dataset*, 2008. Private Communication.
- [SG01] SAINT-GOBAIN: *Scintillation Products - Organic Scintillators*. Product Manual, 2001.
- [Sok06] SOKHOYAN, V.: *New photomultiplier readout for the Crystal Barrel forward-detector*. Report for the European Graduate School “Complex Systems of hadrons and nuclei”, 2006.
- [Thi06] THIEL, A.: *Aufbau einer computergesteuerten Experimentüberwachung für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2006.

-
- [W⁺94] WOJCIK, R. et al.: *Embedded waveshifting fiber readout of long scintillators*. Nuclear Instruments and Methods, A(342):416–435, 1994.
- [Wen04] WENDEL, CH.: *Entwicklung eines Szintillations-Detektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel Vorwärtsdetektor*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2004.
- [WF⁺08] WENDEL, CH., CH. FUNKE et al.: *A new forward detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*. Publikation in Vorbereitung, 2008.
- [Win06] WINNEBECK, A.: *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2006.
- [Y⁺06] YAO, W.-M. et al.: *The Review of Particle Physics*. Journal of Physics, G(33):1ff, 2006.

