

Das Elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors

Prototypmessungen und Simulationen

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von
Christian Hammann
aus
Kirchen

Bonn, September 2020

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

1. Gutachterin: Prof. Dr. Ulrike Thoma
2. Gutachterin: Jun.-Prof. Dr. Annika Thiel

Tag der Promotion: 6.4.2021
Erscheinungsjahr: 2022

Zusammenfassung

Im Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD) die Interaktion von Quarks und Gluonen. Die starke Wechselwirkung erzeugt eine Fülle an Bindungszuständen, die Hadronen. Die meisten der bisher bekannten Hadronen lassen sich dabei als Bindungszustand von drei Quarks oder einem Quark und einem Antiquark beschreiben. In den letzten Jahren wurden aber auch einige Zustände wie das $\chi_{c1}(3872)$ oder das $Z_c(3900)^\pm$ entdeckt, die nicht in dieses einfache Bild passen.

Das PANDA-Experiment wird durch die Vermessung von Antiproton-Proton-Kollisionen bei einem Impuls von bis zu 15 GeV/c dazu beitragen, das Verständnis der Bindungszustände der starken Wechselwirkung und damit der QCD im nicht-perturbativen Bereich entscheidend zu verbessern. Die in der Annihilation entstehenden Reaktionsprodukte sollen dabei mit einem anspruchsvollen Detektorsystem vermessen werden. Das Detektorsystem ist aus spezialisierten Subdetektoren aufgebaut, die verschiedene Aufgaben übernehmen. Die Bestimmung der Energie von Elektronen sowie der Energie und Richtung von Photonen erfolgt mit elektromagnetischen Kalorimetern.

Das im Targetspektrometer des Experiments befindliche Kalorimeter wird aus etwa 15 500 Bleiwolframatkristallen bestehen. Das Szintillationslicht der Kristalle wird von APDs und VPPTs in elektrische Signale umgesetzt. Diese werden von SADCs digitalisiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit zwei Prototypen für das Kalorimeter ausgewertet. Mit einem Photonenstrahl wurde die Energieauflösung für Energien bis 1440 MeV bestimmt. Dabei wurde eine Auflösung von 2,5 % bei einer Energie von 1 GeV erreicht. Zusätzlich wurde die Simulation des Kalorimeters erweitert, um die Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute im Kristall zu berücksichtigen. Diese wurde als wichtiger Beitrag zur Energieauflösung identifiziert. In Messungen mit einem Elektronenstrahl wurde zudem die Ortsauflösung bei Energien von 5 GeV bis 15 GeV untersucht. Die erreichte Auflösung lag zwischen 0,9 mm bei hohen Energien und 2,2 mm bei niedrigen Energien. Diese und andere Testmessungen haben gezeigt, dass ein Kalorimeter aus Bleiwolframatkristallen für das Kalorimeter des PANDA-Experiments geeignet ist.

Bei allen Messungen hat sich gezeigt, dass es sehr wichtig ist, die Detektoren genau zu positionieren und die Abweichungen von der gewünschten Position genau zu bestimmen. Darauf muss daher auch beim Aufbau der Kalorimetermodule und deren Einbau in den Detektor besonders geachtet werden.

In einer Simulation des Zerfalls $Z_c(3900)^0 \rightarrow J/\psi \pi^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ \gamma \gamma$ wurde das gesamte Detektorsystem zur Messung von neutralen und geladenen Teilchen betrachtet und eine Abschätzung der benötigten Messdauer durchgeführt. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ wurde als größter Untergrundbeitrag identifiziert. Anhand dieses Beispiels wurde gezeigt, dass PANDA in der Lage sein wird, entscheidend zur Spektroskopie auch von exotischen Zuständen beizutragen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Quantenchromodynamik	1
1.1.1	Bindungszustände	3
1.2	Mesonen im Massenbereich des Charmoniums	7
1.3	Die Physik des PANDA-Experiments	11
1.4	Bezug zu dieser Arbeit	14
2	Aufbau des PANDA-experiments	15
2.1	Der Antiprotonenstrahl	16
2.2	Targetspektrometer des PANDA-Experiments	17
2.2.1	Die Targets des PANDA-Experiments	18
2.2.2	Der Micro-Vertex-Detektor	19
2.2.3	Der Strawtubetracker	20
2.2.4	Die GEM Detektoren	21
2.2.5	Die Cherenkov Detektoren	21
2.2.6	Der Barrel Time-of-Flight Detektor	23
2.2.7	Das elektromagnetische Kalorimeter	23
2.2.8	Die Myonkammern	23
2.3	Vorwärtsspektrometer des PANDA-Experiments	23
2.3.1	Die Vorwärtstracker	24
2.3.2	Detektoren zur Teilchenidentifikation	24
2.3.3	Das Schaschlikkalorimeter	25
2.3.4	Der Luminositätsdetektor	25
2.4	Untersuchung von Hyperkernen	27
2.5	Simulations- und Rekonstruktionssoftware	27
2.5.1	Software des EMC	28
3	Das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Experiments	31
3.1	Das Barrelkalorimeter	33
3.2	Die Vorwärtsendkappe	34
3.3	Die Rückwärtsendkappe	36
3.4	Die Prototypen	36
3.4.1	Der Proto60	37
3.4.2	Der Proto192	37
4	Messungen mit einem Prototyp für das Barrelkalorimeter	39
4.1	Messungen an MAMI	39
4.1.1	Photonenstrahl	39
4.1.2	Strahlzeiten	41
4.1.3	Energiekalibration	42

4.2	Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute	44
4.3	Simulationen mit PandaROOT	46
4.3.1	Geometrie des Proto60	46
4.3.2	Uniformität der Lichtausbeute	48
4.4	Ergebnisse der Strahlzeiten	52
4.4.1	Rauschen	52
4.4.2	Positionierung	52
4.4.3	Energieverteilungen	57
4.4.4	Energieauflösung	68
4.5	Konsequenzen für PANDA	70
5	Messungen mit einem Prototypen für die Vorwärtsendkappe	73
5.1	Messungen an ELSA	73
5.1.1	Photonenstrahl	73
5.1.2	Proto192	74
5.1.3	Ergebnisse	77
5.2	Messungen am SPS	79
5.2.1	Trackingstation	80
5.2.2	Elektronenstrahl	82
5.2.3	Auslese des Proto192	82
5.2.4	Ausrichtung	86
5.2.5	Energiekalibration	91
5.2.6	Ortsrekonstruktion	94
5.3	Ergebnisse der SPS-Messungen	97
5.3.1	Energieauflösung	97
5.3.2	Ortsauflösung	100
5.3.3	Systematische Abweichungen und zweidimensionale Korrelationen	103
5.3.4	Zusammenfassung	112
6	Rekonstruktion des $Z_c(3900)^0$	115
6.1	Parameter für die Simulation des $Z_c(3900)^0$	116
6.2	Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen	119
6.3	Rekonstruktion von Photonen	120
6.4	Rekonstruktion von $Z_c(3900)^0$ Zerfällen	123
6.5	Rekonstruktion von Untergrundereignissen	128
6.6	Abschätzung der Messdauer	131
7	Zusammenfassung und Ausblick	137
A	Energieverteilungen im Proto60	139
A.1	Variation der Rekonstruktionsschwellen	140
A.2	Variation des elektronischen Rauschens	141
A.3	Variation der Strahlbreite	142
A.4	Variation der Lichtausbeute	143
A.5	Uniformität der Lichtausbeute	144

B Zweidimensionale Verteilungen der Positionsrekonstruktion des Proto192	145
B.1 Positionsauflösung	145
B.2 Systematische Abweichungen	148
Literatur	151
Abbildungsverzeichnis	159
Tabellenverzeichnis	165

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Es unterteilt die Elementarteilchen gemäß ihren Wechselwirkungen in verschiedene Gruppen: Leptonen, Quarks und Eichbosonen. Die Leptonen unterliegen nur der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Quarks unterliegen zusätzlich der starken Wechselwirkung. Als Austauschteilchen der Wechselwirkungen sind die Eichbosonen ebenso Teil des Standardmodells. Die Masse der Elementarteilchen wird durch den Higgs-Mechanismus erzeugt. Als Anregung des Higgs-Felds tritt dabei ein zusätzliches Teilchen auf, das Higgs-Boson.

Tabelle 1.1 gibt eine Übersicht über die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Alle Elementarteilchen unterliegen auch der Gravitation. Jedoch ist die Stärke der Gravitation zwischen einzelnen Elementarteilchen im Vergleich zu der Stärke der anderen Wechselwirkungen vernachlässigbar. Die Gravitation wird im Standardmodell der Teilchenphysik nicht berücksichtigt.

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine erfolgreiche Theorie. Viele experimentelle Ergebnisse können mit dem Standardmodell beschrieben werden. Insbesondere der Bereich der elektroschwachen Wechselwirkung ist sehr gut verstanden und ermöglicht präzise Vorhersagen, wie etwa die Energieniveaus des Wasserstoffatoms¹.

Das letzte vorhergesagte Teilchen des Standardmodells, das Higgs-Boson, wurde 2012 von den Atlas- und CMS-Experimenten am LHC Beschleuniger entdeckt [Aad+12][Cha+12].

Auch für die starke Wechselwirkung können viele Prozesse, insbesondere bei hohen Energien, gut mit dem Standardmodell beschrieben werden. Es gibt noch einige offene Fragen im Bereich der starken Wechselwirkung, insbesondere zu deren Bindungszuständen. Es sind viele Bindungszustände von drei Quarks oder einem Quark mit einem Antiquark bekannt. Ob auch andere Kombinationen mit weiteren (Anti-)Quarks oder auch Gluonen möglich sind, wird derzeit sowohl von theoretischer Seite als auch mit verschiedenen Experimenten untersucht. Das PANDA-Experiment soll durch die Vermessung von Proton-Antiproton-Annihilationen dazu beitragen, verschiedene Bindungszustände der starken Wechselwirkung zu vermessen und damit deren Aufbau zu untersuchen.

1.1 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Quantenfeldtheorie, die die starke Wechselwirkung im Standardmodell beschreibt. Sie basiert auf einer $SU(3)$ Symmetriegruppe der Farbladung mit den Gluonen als Austauschteilchen. Damit gibt es in der QCD drei verschiedene Ladungen, die mit den Farben Rot, Grün und Blau bezeichnet werden. Antiteilchen tragen jeweils eine Antifarbe als Ladung. Neben den (Anti-)Quarks, die eine (Anti-)Farbladung haben, sind auch die Gluonen Träger der Farbladung. Gluo-

¹ Die Übergangsfrequenz des zwischen den 1S und 2S Niveaus des Wasserstoffatoms ist mit einer relativen Genauigkeit von $4,2 \cdot 10^{-15}$ sehr gut bekannt und wird als Test für das Standardmodell verwendet [Par+11].

Fermionen						Wechselwirkungen		
Leptonen						elektromag.	schwach	stark
Elektron	e	Myon	μ	Tau	τ	✓	✓	×
e-Neutrino	ν_e	μ -Neutrino	ν_μ	τ -Neutrino	ν_τ	×	✓	×
Quarks								
Up	u	Charm	c	Top	t	✓	✓	✓
Down	d	Strange	s	Bottom	b	✓	✓	✓
Bosonen								
		Gluon	g			×	×	✓
		Photon	γ			✓	×	×
		Z-Boson	Z			×	✓	×
		W-Boson	W			✓	✓	×
		Higgs-Boson	H			×	×	×

Tabelle 1.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells und ihre Wechselwirkungen.

nen haben jeweils eine Farb- und eine Antifarbladung. Die drei Farben oder eine Farbe und die entsprechende Antifarbe können zu einem „weißen“, (farb-)neutralen Zustand kombiniert werden.

Quarks und Gluonen treten allerdings nie einzeln auf. Es werden nur farbneutrale Bindungszustände, die Hadronen, beobachtet. Dies wird auch als Confinement bezeichnet. Diese Hadronen werden nach ihrem Spin in zwei Gruppen aufgeteilt. Die Mesonen haben einen ganzzahligen Spin, die Baryonen einen halbzahligen. Die einfachsten möglichen Zustände sind dabei Baryonen mit drei Quarks und Mesonen mit einem Quark-Antiquark-Paar.

Die Stärke einer Wechselwirkung wird durch ihre Kopplungskonstante beschrieben. Die Kopplungskonstante α_s der QCD ist jedoch nicht konstant, sondern zeigt eine große Abhängigkeit von der Impulsskala der betrachteten (Streu-)Prozesse. In Abbildung 1.1 ist zu sehen, dass α_s zu großen Impulsüberträgen klein wird. In diesem Bereich der asymptotischen Freiheit ist es möglich, Berechnungen mit einer perturbativen Entwicklung der Kopplungskonstanten durchzuführen. Dies erlaubt zum Beispiel die Beschreibung der Produktion von hochenergetischen Quarks und Gluonen in Elektron-Positron-Annihilationen. Für die Bindungszustände der starken Wechselwirkung ist jedoch der Energiebereich unterhalb von 1 GeV relevant. Hier ist die Kopplungskonstante so groß, dass eine perturbative Entwicklung in α_s nicht mehr möglich ist. Es gibt hier verschiedene Ansätze, etwa die Gittereichtheorie und effektive Feldtheorien zur Berechnung der Eigenschaften, wie etwa der Masse, der Bindungszustände. Es werden aber auch Modelle eingesetzt, um einzelne Aspekte zu verstehen oder basierend auf Modellannahmen zu beschreiben.

In der Gittereichtheorie (LQCD²) wird versucht, die Bewegungsgleichungen der QCD durch numerische Simulationen zu lösen. Dazu werden diese auf einem vierdimensionalen Gitter diskretisiert. Dieser Ansatz ist durch die Rechenleistung der vorhandenen Computer limitiert. Dies begrenzt die Anzahl der Gitterpunkte der Simulation und damit den minimalen Abstand der Gitterpunkte a und die Ausdehnung L des Gitters. Oft werden die Berechnungen zudem mit unphysikalisch großen Quarkmassen durchgeführt. Diese Näherungen erfordern, dass die Ergebnisse aus den LQCD Berechnungen zu den physikalischen Werten der Quarkmassen sowie unendlich ausgedehntem Volumen und verschwindendem Gitterabstand extrapoliert werden. Um die Extrapolation durchführen zu können, werden die Berech-

² aus dem Englischen: Lattice Quantum Chromo Dynamics.

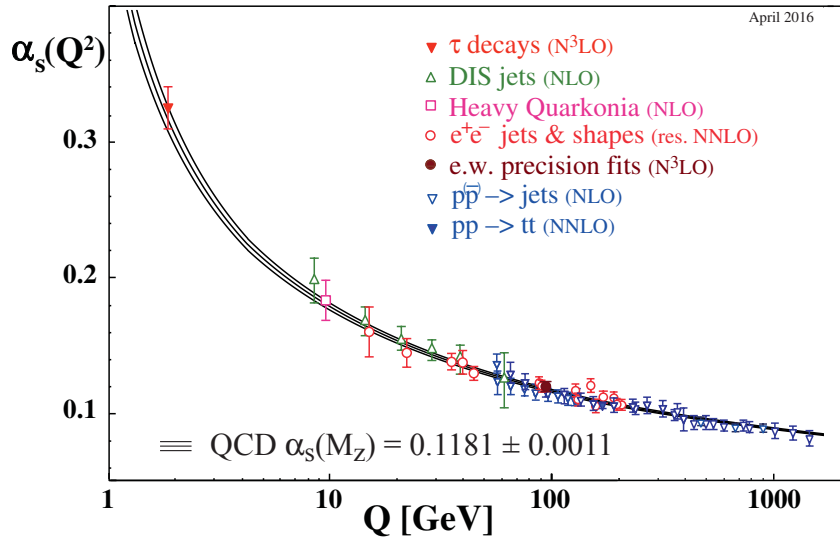


Abbildung 1.1: Abhängigkeit der starken Kopplungskonstante α_s vom Viererimpulsübertrag Q [PDG16].

nungen üblicherweise für verschiedene Gitter sowie Quarkmassen durchgeführt. Die Extrapolation trägt zu den systematischen Unsicherheiten der Ergebnisse bei.

Die Gittertheorie kann genutzt werden, um das Spektrum der Hadronen zu berechnen. Dies ist am einfachsten für leichte Hadronen, die nicht hadronisch zerfallen. Die Beschreibung von hadronischen Zerfällen ist eine Herausforderung für die Gittertheorie. Es gibt jedoch Berechnungen zu Wirkungsquerschnitten von Zweiteilchen-Streuprozessen, wie etwa $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ oder $\pi\pi \rightarrow KK$, in denen Resonanzen wie das ρ beschrieben werden. Auch die Einflüsse von durch die Produktionsschwellen verschiedener Endzustände sind in diesen Berechnungen enthalten. Eine Übersicht findet sich in [BDY18]. Durch verbesserte Methoden und steigende Leistung der zur Verfügung stehenden Computer sind Fortschritte der Gittertheorie bei der Beschreibung der Spektren, insbesondere auch der instabilen Resonanzen, zu erwarten.

Zur Beschreibung von niederenergetischen Wechselwirkungen in der QCD werden auch effektive Feldtheorien verwendet. In effektiven Feldtheorien werden verschiedene Energieskalen, die in einem Problem auftreten, getrennt. Dies kann die Berechnung vereinfachen. Ein Beispiel hierfür ist die HQET (Heavy Quark Effective Theory). In dieser wird ausgenutzt, dass die Masse m_Q von Charm- und Bottomquarks größer sind als die typische Wechselwirkungsskala Λ_{QCD} der QCD. Im Grenzfall unendlich großer Masse m_Q ergibt sich dabei eine neue Symmetrie: Die Wechselwirkung ist unabhängig von Art und Spin des schweren Quarks. Bei endlichen Massen ist diese Symmetrie noch näherungsweise gültig [IW91].

Sowohl die Gittertheorie als auch effektive Feldtheorien können sehr aufwendig in der Berechnung sein. Daher werden auch Modelle verwendet, die nicht direkt aus der QCD abgeleitet werden können, um eine phänomenologische Beschreibung zu ermöglichen. Ein Beispiel eines solchen Modells ist die Beschreibung von Bindungszuständen schwerer Quarks mit Hilfe eines effektiven Potentials, das an das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung angelehnt ist.

1.1.1 Bindungszustände

Diese verschiedenen theoretischen Ansätze beschreiben bisher bekannte Hadronen und treffen Vorhersagen für bisher unbekannte Hadronen. Es gibt auch Vorhersagen für weitere Eigenschaften verschiedener

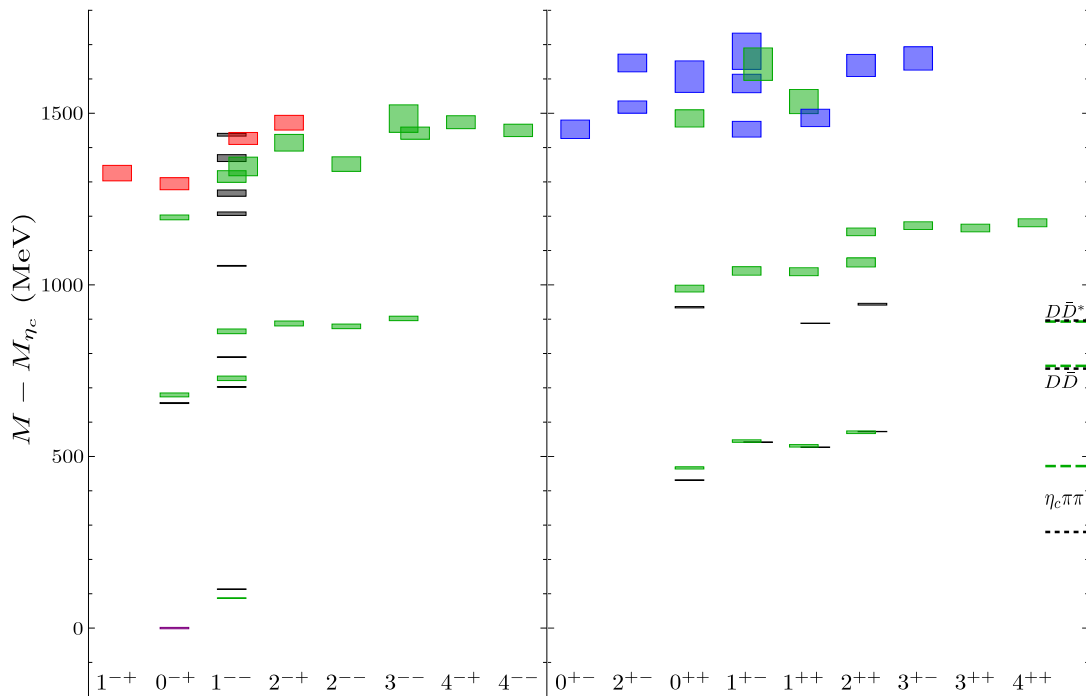


Abbildung 1.2: Vorhersage des Charmoniumspektrums aus einer LQCD Rechnung bei einer Pionmasse von $M_\pi \approx 240$ MeV, sortiert nach den Quantenzahlen J^{PC} . Die Masse ist relativ zur Masse des η_c angegeben. In grün Charmoniumzustände, in schwarz experimentell gefundene Zustände. In rot und blau Hybride, in rot wenn sich das Quark-Antiquark-Paar in einer S-Welle, in blau wenn sich es sich in einer P-Welle befindet. Die Höhe der Kästen gibt die Unsicherheit der Masse an. Zusätzlich sind die Schwellen für den Zerfall in $\eta_c \pi \pi$, $D\bar{D}$ und $D\bar{D}^*/D^*\bar{D}$ markiert [Che+16].

Hadronen, wie etwa deren Zerfälle. Diese Vorhersagen können dann experimentell überprüft werden, um die verschiedenen Ansätze zu unterscheiden. Die meisten der bisher bekannten Hadronen werden als Bindungszustand von einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$) oder von drei Quarks (qqq) interpretiert.

Neben diesen einfachen Bindungszuständen werden auch weitere, exotische Hadronen vorhergesagt. Diese konnten bisher noch nicht experimentell bestätigt werden. Es gibt jedoch experimentell umstrittene Kandidaten für solche Zustände.

Gluebälle Da Gluonen auch Farbladung tragen und damit stark wechselwirken, sind auch Bindungszustände von Gluonen möglich. Diese werden als Gluebälle bezeichnet. Die leichtesten Gluebälle werden bei einer Masse von etwa 1700 MeV erwartet.[LLL06][Che+06]

Hybride Bindungszustände aus Quarks und Gluonen bei denen die Gluonen zu den Quantenzahlen beitragen, werden als Hybride bezeichnet. Durch die Gluonanregung haben diese Zustände eine größere Masse. Abbildung 1.2 zeigt eine Vorhersage im Massenbereich des Charmonium.

4q-Zustände Bindungszustände aus zwei Quarks und zwei Antiquarks. Es gibt mehrere experimentell beobachtete Zustände, bei denen es sich um solche Objekte handeln könnte.

5q-Zustände Bindungszustände aus vier Quarks und einem Antiquark.

4q- und 5q-Zustände können noch nach ihrem Aufbau unterschieden werden. Kompakte Objekte mit einer starken Bindung zwischen allen beteiligten Quarks werden als Tetraquarks oder Pentaquarks be-

zeichnet. Die Quarks und Antiquarks können dabei gleichberechtigt an der Bindung beteiligt sein, oder aber es können einzelne Paare in einer Diquarkstruktur stärker gebunden sein. Eine weitere Möglichkeit ist, dass es sich bei $4q$ - und $5q$ -Zuständen um einen Bindungszustand eines Mesons mit einem weiteren Meson oder Baryonen handelt. Die Bindung ist hier schwächer und führt zu einer größeren Ausdehnung des Objekts. Analog zu den Bindungszuständen in der Atomphysik werden solche Bindungszustände als Moleküle bezeichnet.

Die Unterscheidung von konventionellen und exotischen Hadronen ist generell schwierig. Eine eindeutige Möglichkeit zur Unterscheidung zwischen einem $q\bar{q}$ -Zustand und exotischen Zuständen können die Quantenzahlen der Hadronen sein. Für Zustände aus einem Quark und einem Antiquark sind nur bestimmte Kombinationen von Spin, Parität und C-Parität erlaubt ($0^{++}, 0^{-+}, 1^{++}, 1^{+-}, 1^{--}, 2^{++}, 2^{-+}, 2^{--}, \dots$)³. Durch die zusätzlichen Freiheitsgrade bei den exotischen Mesonen können diese auch andere als exotisch bezeichnete Quantenzahlen haben. Jedoch konnten bisher noch keine Hadronen mit exotischen Quantenzahlen eindeutig identifiziert werden. So wurden zum Beispiel das $\pi_1(1400)$ und $\pi_1(1600)$ als Partialwellen mit exotischen Quantenzahlen beobachtet, aber die Interpretation als Resonanz ist umstritten [KZ07].

Zur Unterscheidung von Hadronen mit nicht-exotischen Quantenzahlen gibt es verschiedene Ansätze. Entspricht ein Hadron der Vorhersage für einen konventionellen Zustand, ist es naheliegend, auch von einem konventionellen Hadron auszugehen. Werden zusätzliche Zustände beobachtet, für die es keine solche Vorhersage gibt, könnte es sich bei diesen um exotische Hadronen handeln. Ein weiterer Hinweis kann sich aus den gemessenen Zerfällen ergeben. Es wird zum Beispiel erwartet, dass Gluebälle nicht direkt in Photonen zerfallen, da sie keine (elektrisch) geladenen Konstituenten haben. Die Zuordnung von beobachteten Zuständen zu den theoretischen Vorhersagen ist nicht eindeutig, da verschiedene Modelle für exotische Hadronen unterschiedliche Vorhersagen treffen. Daher werden auch zum Teil verschiedene Interpretationen für die beobachteten Hadronen diskutiert. Für eine Diskussion exotischer Mesonen siehe Kapitel 95 in [PDG18] und [KZ07].

Eine eindeutige Abgrenzung ist auch nicht immer gegeben. Bei gleichen Quantenzahlen und ähnlicher Masse können exotische und nicht-exotische Hadronen mischen. Damit können sich Hadronen mit einem konventionellen $q\bar{q}$ und einem exotischem Anteil, etwa ein $4q$ -Zustand oder Glueball, ergeben [KZ07].

Das LHCb-Experiment hat mehrere Kandidaten für $5q$ -Zustände gefunden. Im Zerfall des Λ_b nach $J/\psi p K^-$ wurden in der invarianten $J/\psi p$ -Masse mehrere Peaks entdeckt. In einer Analyse des Dalitzplots wurden zwei Resonanzen, das $P_c(4380)^\pm$ mit einer Breite von 205 MeV und das $P_c(4450)^\pm$ mit einer Breite von 39 MeV, benötigt [Aai+15b][Aai+16]. Das $P_c(4380)^\pm$ und das $P_c(4450)^\pm$ werden von verschiedenen Gruppen unterschiedlich interpretiert. Es gibt sowohl Interpretationen als kompakte Pentaquarks mit einer Diquark und Triquark Struktur, als auch als eine molekulare Bindung eines Charmbaryons mit einem Anticharmmeson [PDG18].

In einer neuen Analyse, die einen weiteren Datensatz auswertet und damit die integrierte Luminosität verdreifacht, wurden drei schmale Peaks in der invarianten $J/\psi p$ -Masse beobachtet [Aai+19]. Abbildung 1.3 zeigt diese. Der Peak des $P_c(4450)^\pm$ setzt sich dabei aus zwei Peaks, dem $P_c(4440)^\pm$ und dem $P_c(4457)^\pm$ zusammen. Zusätzlich wurde ein weiterer Peak beobachtet das $P_c(4312)^\pm$. Die Existenz des $P_c(4380)^\pm$ konnte in dieser Analyse nicht überprüft werden. Das $P_c(4312)^\pm$ und das $P_c(4457)^\pm$ liegen etwa 5 MeV und 2 MeV unterhalb der $\Sigma_c \bar{D}^0$ - und $\Sigma_c \bar{D}^{*0}$ -Schwellen. Dies macht diese Peaks zu guten Kandidaten für Molekülzustände. Bei dem $P_c(4440)^\pm$ könnte es sich auch um einen $\Sigma_c \bar{D}^{*0}$ Bindungszustand mit etwa 20 MeV Bindungsenergie handeln.

³ Ein Fermion-Antifermion-System mit dem Drehimpuls L und dem Spin S hat eine Parität von $P = (-1)^L$ und eine C-Parität von $C = (-1)^{L+S}$.

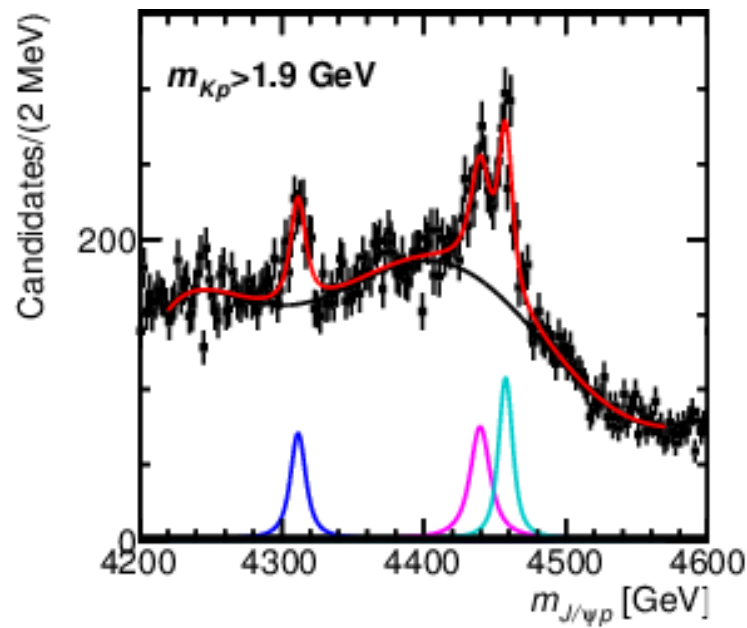


Abbildung 1.3: Verteilung der invarianten $J/\psi p$ -Masse im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$. Um Untergrund durch Λ -Resonanzen zu unterdrücken, wurde verlangt, dass die invariante Kp -Masse größer als 1,9 GeV war. In rot eingezeichnet ist eine Anpassung zur Beschreibung der Peaks. Die angepasste Funktion setzt sich zusammen aus einem Polynom (schwarze Kurve) und drei Breit-Wigner-Verteilungen (blaue, pinke und grüne Kurven) [Aai+19].

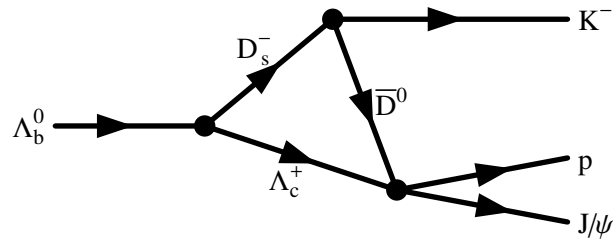


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des Zerfalls $\Lambda_b^0 \rightarrow K^- p J/\psi$ über eine mögliche Dreieckssingularität. Der Zerfall findet dabei über eine Schleife von D_s^- , \bar{D}^0 und Λ_c^+ statt.

Schmale Peaks in der invarianten Masse müssen nicht durch Resonanzen erzeugt werden. Zur Erklärung der in der ersten Analyse gefundenen Peaks $P_c(4380)^\pm$ und $P_c(4450)^\pm$ wurden Dreieckssingularitäten vorgeschlagen [Guo+15][LWZ16]. Dabei handelt es sich um einen kinematischen Effekt. Abbildung 1.4 zeigt eine Skizze eines solchen Prozesses. Dabei zerfällt das Λ_b^0 in ein Λ_c^+ und ein D_s^- Meson. Das D_s^- zerfällt danach in ein Kaon und ein \bar{D}^0 . Das \bar{D}^0 erzeugt in einer weiteren Streuung mit dem Λ_c^+ ein Proton und ein J/ψ . Dieser Prozess kann zu einem Peak in der invarianten $J/\psi p$ -Masse bei der Summe der Λ_c^+ - und \bar{D}^0 -Masse führen. In [Aai+19] wurde auch die Möglichkeit untersucht, dass die beobachteten Peaks durch eine Dreieckssingularität verursacht sein könnten. Während für das $P_c(4457)^\pm$ die kinematischen Bedingungen gegeben sind, sind für die anderen beiden Peaks $P_c(4312)^\pm$ und $P_c(4440)^\pm$ keine Hadronen bekannt, die eine Dreieckssingularität mit einem Peak an dieser Position verursachen könnten.

Das Beispiel der Peaks in der $J/\psi p$ -invarianten Masse zeigt, dass die Identifizierung von hadronischen Resonanzen insbesondere exotischen, schwierig ist und großer experimenteller sowie theoretischer Anstrengungen bedarf.

Zusätzlich zu den Kandidaten für Pentaquarks gibt es zahlreiche beobachtete Teilchen, die als $4q$ -Zustände interpretiert werden. Lange bekannt sind dabei etwa das $a_0(980)$ und das $f_0(980)$, die als Moleküle diskutiert werden.[KZ07][PDG18] Auch im Massenbereich von Charmonium und Bottonium wurden in den letzten Jahren zahlreiche Kandidaten für $4q$ -Zustände gefunden.

1.2 Mesonen im Massenbereich des Charmoniums

In den letzten 15 Jahren wurden im Bereich des Charmoniumspektrums eine signifikante Anzahl nicht vorhergesagter Mesonen gefunden. Während manche der Mesonen als $c\bar{c}$ Bindungszustände interpretiert werden, ist dies bei anderen umstritten und bei manchen sogar ausgeschlossen. Es wird vermutet, dass es sich hierbei zumindest zu einem Teil um $4q$ -Zustände handelt. Abbildung 1.5 zeigt das Massenspektrum der Mesonen im Bereich von 2,8 GeV bis 4,8 GeV.

Die Mesonen unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle von etwa 3740 MeV lassen sich als $c\bar{c}$ Bindungszustände beschreiben. Die verschiedenen Quantenzahlen ergeben sich aus den verschiedenen Kombinationen von Quarkspins und Drehimpulsen. Die ersten Radialanregungen des η_c und des J/ψ liegen ebenfalls noch unterhalb der Schwelle.

Da starke Zerfälle in leichte Mesonen nur durch die Annihilation des $c\bar{c}$ -Paares in mehrere Gluonen stattfinden können, haben diese Charmonia eine lange Lebensdauer und damit eine geringe Breite, zum Teil weniger als 1 MeV. Das J/ψ hat sogar eine Breite von nur (93 ± 3) keV. Oberhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle von etwa 3740 MeV sind auch deutlich breitere Zustände bekannt, da nun ein Zerfall in D und D^* Mesonen möglich ist. Es wurden in diesem Bereich viele Zustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ gefunden. Die Zuordnung zu $c\bar{c}$ Zuständen ist nicht eindeutig. Für die anderen Quantenzahlen sind deutlich weniger Mesonen mit hohen Massen experimentell bekannt, obwohl diese auch erwartet sind (siehe auch Abbildung 1.2).

Viele der bekannten Mesonen wurden an e^-e^+ -Beschleunigern entdeckt. In e^-e^+ -Annihilationen können Mesonen mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ direkt über ein virtuelles Photon erzeugt werden. Für die anderen Quantenzahlen ist dies nicht möglich. Mesonen mit solchen Quantenzahlen wurden in den Zerfällen schwererer Mesonen beobachtet. Auch eine Produktion in $p\bar{p}$ -Annihilationen oder zusammen mit weiteren Teilchen ist möglich.

Eine Möglichkeit zur Beschreibung der Massen von $c\bar{c}$ -Mesonen kann ein Potentialmodell liefern. Das Potential wird dabei durch einen Coulomb-ähnlichen Verlauf bei kleinen Abständen und einen annähernd linearen Verlauf bei großen Abständen beschrieben. Abbildung 1.6 zeigt den Vergleich eines solchen Modells mit dem beobachteten Massenspektrum. Das Modell enthält insgesamt acht Parameter. Neben den Parametern für den Verlauf des Potentials sind noch Parameter zur Beschreibung des Screenings durch virtuelle Teilchen, die Masse des c -Quarks und eine phänomenologische Nullpunktsenergie Teil des Modells. Die Werte dieser Parameter wurden durch eine Anpassung an die bekannten Charmoniumzustände bestimmt [MDF17]. Damit können die Massen der Mesonen unterhalb der Schwelle und einiger Mesonen oberhalb der Schwelle bis auf wenige MeV reproduziert werden. Es gibt aber auch größere Abweichungen. So liegt zum Beispiel die erste radiale Anregung des χ_{c0} , die mit dem $\chi_{c0}(3915)$ identifiziert wird, im Modell etwa 35 MeV zu tief. Für die Mesonen mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ sind die Anzahl der Zustände oberhalb der Schwelle und die Unsicherheit des Modells so groß, dass eine eindeutige Zuordnung schwierig ist. Das Modell macht auch Vorhersagen für vier Mesonen, die bisher noch nicht bekannt sind, mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}, 1^{+-}, 2^{-+}$ und 3^{--} .

In der Nähe der $D\bar{D}^*$ -Schwelle wurden seit 2003 weitere Bindungszustände entdeckt, die nicht in das Bild konventioneller $c\bar{c}$ Zustände passen. Zuerst wurde das $\chi_{c1}(3872)$ entdeckt [Cho+03][Aco+04].⁴

⁴ Die Bezeichnung als $\chi_{c1}(3872)$ ist nicht als Interpretation dieses Zustands als $c\bar{c}$ -Bindungszustand zu verstehen, sondern

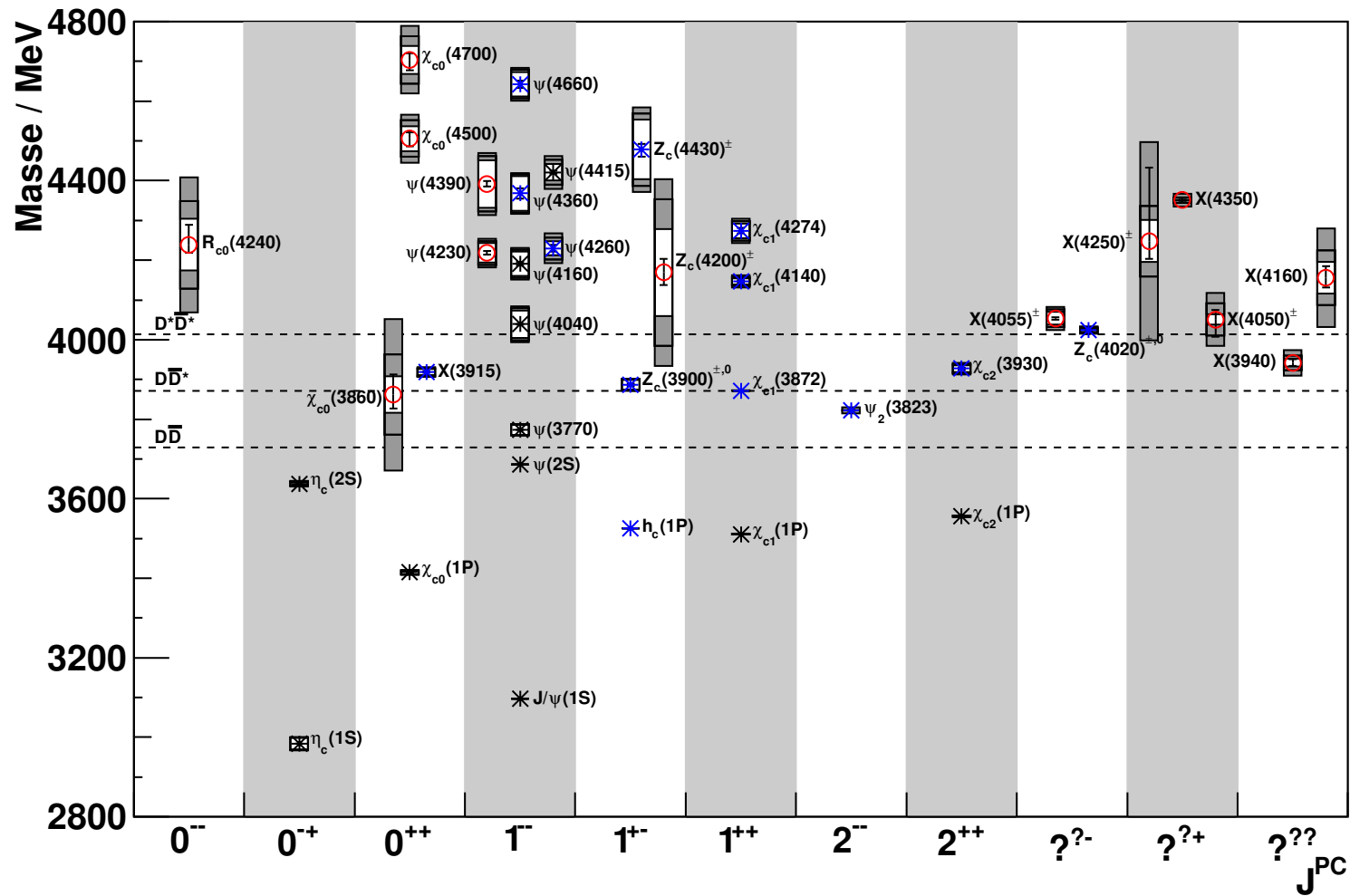


Abbildung 1.5: Beobachtete Mesonen im Charmonium-Massenbereich sortiert nach ihren Quantenzahlen. Geladene Zustände sind nach der C-Parität des neutralen Partners einsortiert. Die Fehlerbalken geben die Unsicherheit in der Massenbestimmung an, die Kästen die Breite der Zustände, die grauen Kästen die Unsicherheit der Breite. Zustände, die bisher erst von einem Experiment beobachtet wurden, sind durch rote Kreise, Zustände, die von anderen Experimenten bestätigt wurden, durch Sterne gekennzeichnet. Zustände, die nach 2002 entdeckt wurden, sind blau gekennzeichnet. Die Schwellen für den Zerfall nach $DD\bar{}$, $DD^*\bar{}$ / $D^*\bar{D}^*$ und $D^*\bar{D}^*$ sind durch gestrichelte Linien dargestellt. Werte aus [PDG18].

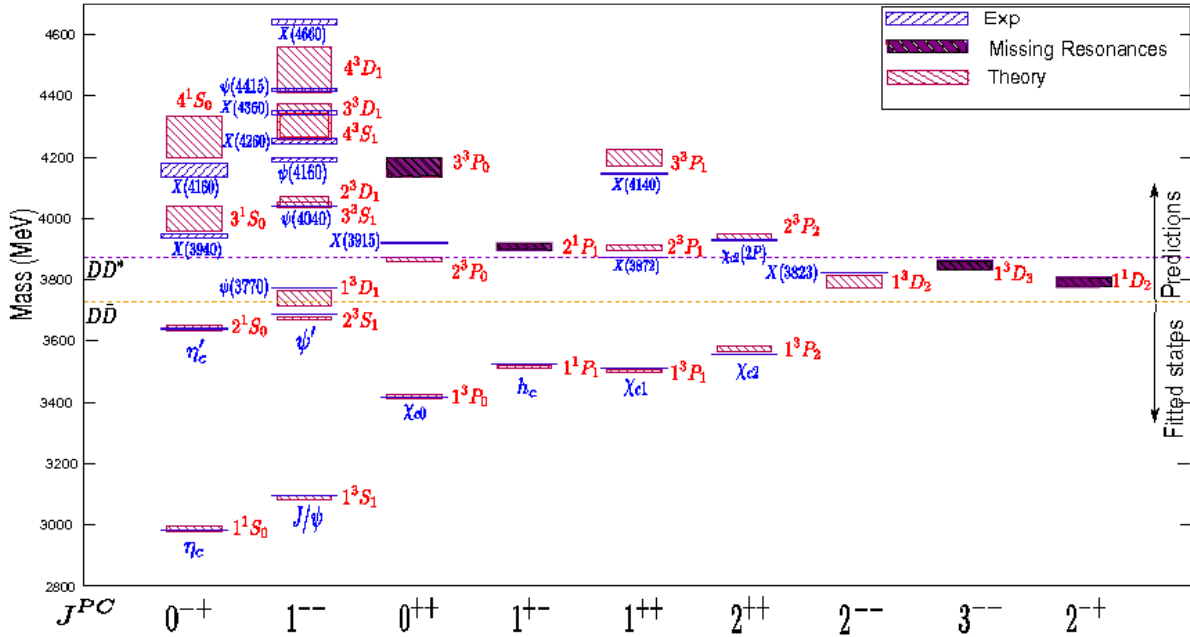


Abbildung 1.6: Charmoniummassen in einem Potentialmodell das an die bekannten Mesonen unterhalb der $D\bar{D}^*$ angepasst wurde im Vergleich zu den experimentell beobachteten Massen. Die Höhe der Kästen entspricht dabei jeweils der Unsicherheit des Modells oder der Messungen.[MDF17]

Es wurde mittlerweile von zahlreichen Experimenten und in verschiedenen Zerfallskanälen bestätigt. Es liegt mit einer Masse von $(3871,69 \pm 0,17)$ MeV [PDG18] innerhalb der Messunsicherheit auf der $D^0\bar{D}^{*0}$ -Schwelle von $(3871,68 \pm 0,07)$ MeV [PDG18]. Mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{++}$ war der nächste vorhergesagte $c\bar{c}$ -Bindungszustand das $\chi_{c1}(2P)$, die erste radiale Anregung des $\chi_{c1}(1P)$. Dieser wurde allerdings erst bei einer etwa 100 MeV höheren Masse erwartet [BG04]. Ebenso unerwartet war der isospinverletzende Zerfall $\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi\rho$ für einen $c\bar{c}$ -Bindungszustand. Dies schließt einen $c\bar{c}$ -Bindungszustand jedoch noch nicht aus [Abu+06]. Aufgrund dieser Abweichungen von den Erwartungen wurden weitere Interpretationen des $\chi_{c1}(3872)$ in Betracht gezogen. Die Nähe zur $D^0\bar{D}^{*0}$ -Schwelle zusammen mit dem großen Verzweigungsverhältnis für den Zerfall nach $D^0\bar{D}^{*0}$ von mehr als 30% [PDG18] ergibt sich die Möglichkeit, dass es sich um einen Bindungszustand von D^0 und D^{*0} in einer S-Welle handelt.[Tor04][GO09] Es könnte sich auch um ein kompaktes Tetraquark handeln.[Mai+05]

Während für das $\chi_{c1}(3872)$ eine Erklärung als $c\bar{c}$ -Bindungszustand möglich wäre, ist dies für die erstmals in 2013 nachgewiesenen geladenen Zustände nicht mehr möglich. In der Nähe der $D\bar{D}^*$ und $D^*\bar{D}^*$ Schwelle wurden das $Z_c(3900)^{\pm}$ und das $Z_c(4020)^{\pm}$ gefunden.⁵ Das $Z_c(4020)^{\pm}$ wurde von der BESIII-Kollaboration als Peak in der invarianten $h_c\pi^{\pm}$ -Masse in der Reaktion $e^-e^+ \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$ entdeckt [Abl+13a]. Später wurde auch der Zerfall in $(D^*\bar{D}^*)^{\pm}$ beobachtet [Abl+14c]. Auch der neutrale Isospinzustand wurde gefunden [Abl+14a][Abl+15c]. Die Masse des $Z_c(4020)^{\pm,0}$ liegt bei $(4024,1 \pm 1,9)$ MeV[PDG16]. Die Breite ist mit (13 ± 5) MeV[PDG16] vergleichbar zu der Breite des $\eta_c(2S)$.

Das $Z_c(3900)^{\pm}$ wurde von der BESIII- und der Belle-Kollaboration zunächst in der Reaktion $e^-e^+ \rightarrow$

basiert lediglich auf den $J^{PC} = 1^{++}$ Quantenzahlen. Die Bezeichnung als X(3872) ist auch üblich.

⁵ Die Benennung dieser Zustände ist nicht konsistent, sie werden zum Beispiel in [PDG16] auch als $X(3900)^{\pm}$ und $X(4020)^{\pm}$ gelistet.

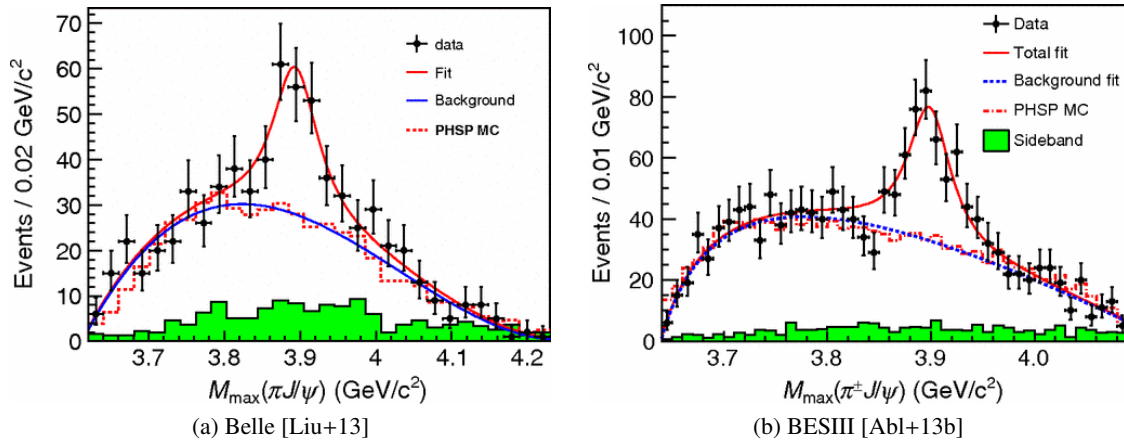


Abbildung 1.7: Verteilung der invarianten Masse des $\pi J/\psi$ -System in der Reaktion $e^-e^+ \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ gemessen an den Belle- und BESIII-Experimenten. Aufgetragen ist das Maximum der π^+J/ψ - und der π^-J/ψ -Masse. Die Punkte mit den Fehlerbalken sind die Messdaten. Die durchgezogene rote Kurve ist eine Anpassung an die Daten zur Beschreibung des Massenpeaks des $Z_c(3900)^\pm$. Der Untergrundanteil davon ist in blau eingezeichnet. Als gestrichelte rote Linie ist das Ergebnis einer Phasenraum-Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Die grüne Fläche zeigt den aus dem J/ψ -Seitenband bestimmten Untergrundanteil.

$J/\psi\pi^+\pi^-$ im Spektrum der $J/\psi\pi^\pm$ -Masse als Peak identifiziert[Abl+13b][Liu+13]. Abbildung 1.7 zeigt eine Messung der BESIII-Kollaboration bei zwei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Der Zerfall in $(D\bar{D}^*)^\pm$ [Abl+14b][Abl+15a] und der neutrale Isospinzustand[Abl+15d][Abl+15b] wurde ebenfalls beobachtet. Das $Z_c(3900)$ ist auch in einer Analyse von Daten des Cleo-c-Experiments sichtbar[Xia+13]. Seine Masse beträgt $(3886,6 \pm 2,4) \text{ MeV}$ [PDG16] und die Breite $(28,1 \pm 2,6) \text{ MeV}$ [PDG16]. Der Spin und die Parität des $Z_c(3900)^\pm$ wurden in einer Partialwellenanalyse bestimmt und sind $J^P = 1^+$. [Abl+17]

Weitere geladene Zustände wurden oberhalb der $D^*\bar{D}^*$ Schwelle von den Belle- und LHCb-Kollaborationen gesehen, jedoch wurde bisher nur das $Z_c(4430)^\pm$ [Cho+08][Aai+15a][Chi+14] von verschiedenen Experimenten oder in verschiedenen Zerfallskanälen beobachtet.

Die geladenen Zustände sind besonders interessant, da es sich bei diesen nicht um gewöhnliche Mesonen aus einem Charm-Anticharm-Paar handeln kann. Aufgrund der Ladung kann es sich nicht um reine $c\bar{c}$ Zustände handeln. Es kann sich auch nicht um den Bindungszustand eines leichten Quark-Antiquark-Paares handeln. Dies lässt sich am Zerfall erkennen. Für einen $q\bar{q}$ Bindungszustand würde man einen starken Zerfall in leichte Mesonen erwarten. Durch den vorhandenen Phasenraum müsste sich eine kurze Lebensdauer und damit eine große Breite der Z_c ergeben. Allerdings ist der Zerfall in leichte Mesonen stark unterdrückt.

Worum es sich bei diesen Zuständen handelt, ist zur Zeit nicht geklärt. Es werden zahlreiche Alternativen diskutiert. Die Z_c werden vor allem als Bindungszustände mit vier (Anti-)Quarks diskutiert. Die genaue Konfiguration ist dabei unklar: Es werden kompakte Tetraquarks sowie Moleküle aus D und D^* Mesonen vorgeschlagen. Das $Z_c(3900)$ wird zum Beispiel in [WHZ13] und [Guo+13] als S-Wellen-Molekül interpretiert. Als kompaktes Objekt wird das $Z_c(3900)$ in [Mai+13], [Mai+14] und [Ali+15] beschrieben.

Eine weitere Möglichkeit ist, dass es sich bei zumindest manchen Z_c um kinematische Effekte handelt. Bei dem $Z_c(4430)^\pm$ könnte es sich zum Beispiel um einen Rückstreuungseffekt handeln [Pak11][PU15]. In [WHZ13] wurde untersucht, ob es sich bei dem $Z_c(3900)^\pm$ um eine Dreieckssingularität ähnlich zu dem Fall des $P_c(4450)^\pm$, handeln könnte. Jedoch reichte eine Dreieckssingularität nicht zur vollständigen

Beschreibung der experimentellen Daten aus.

Diese verschiedenen Interpretationen führen zur Vorhersage weiterer Bindungszustände in diesem Energiebereich. Die Vorhersagen unterscheiden sich dabei in der Anzahl, Quantenzahlen und den Massen der Zustände. Somit kann die Messung weiterer Zustände Modelle ausschließen oder unterstützen. [Vol13] und [Cle+15] geben eine Übersicht über die Vorhersagen unterschiedlicher vier-Quark-Konfigurationen und Anregungen, welche Messungen die Unterscheidung ermöglichen. So ergeben etwa kompakte Tetraquarks eine große Anzahl an Zuständen. Andere Modelle unterscheiden sich auch in den Symmetrien des vorhergesagten Spektrums.

Die aktuell vorhandenen experimentellen Daten reichen nicht aus, um die verschiedenen Alternativen unterscheiden zu können. Einige Z_c wurden bisher nur von einem Experiment in einem Zerfallskanal beobachtet. Für diese ist eine Bestätigung wünschenswert. Auch die Quantenzahlen konnten noch nicht für alle Z_c etabliert werden. Der energieabhängige Wirkungsquerschnitt der Resonanzen in der Nähe der verschiedenen $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ -Schwellen kann durch die Schwellen keinen Breit-Wigner-Verlauf haben. Um die Resonanzen komplett beschreiben zu können, ist daher die Vermessung des Verlaufs nötig.

Das PANDA-Experiment soll hier die experimentelle Grundlage schaffen, um das Verständnis der QCD zu verbessern. Durch die Untersuchung von Antiproton-Proton-Annihilationen wird eine neue Möglichkeit der Untersuchung dieser Zustände eröffnet. Die bisher bekannten Zustände wurden in Elektron-Positron-Annihilationen oder im Zerfall schwerer Resonanzen entdeckt. In Elektron-Positron-Annihilationen können nur Zustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ direkt⁶ erzeugt werden.

In Proton-Antiproton-Annihilationen liegt diese Beschränkung nicht vor. Dies ermöglicht einen einfachen Zugang zu allen Resonanzen mit nicht-exotischen Quantenzahlen. Dies gilt insbesondere auch für die Erzeugung von großen Drehimpulsen $J \geq 3$. Resonanzen mit solchen Drehimpulsen sind zur Unterscheidung verschiedener $4q$ -Zustandskonfigurationen interessant. Es gibt Tetraquarkmodelle, die einen leichten $J^{PC} = 3^{--}$ vorhersagen, während Modelle für Moleküle die leichtesten $J = 3$ Zustände erst bei der $D_2\bar{D}^*$ -Schwelle von etwa 4470 MeV erwarten [Cle+15].

Die Erzeugung der Resonanzen in einem Formationsprozess ermöglicht auch die Messung von Masse und Breite der Resonanzen mit hoher Genauigkeit. Dazu wird die Schwerpunktsenergie in kleinen Schritten im Bereich der Resonanz verändert und der Wirkungsquerschnitt gemessen. Aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts kann dann Masse und Breite der Resonanz extrahiert werden. Dadurch wird es möglich, auch sehr schmale Zustände wie das $\chi_{c1}(3872)$, genauer zu untersuchen. Abbildung 1.8 zeigt eine Simulation zur Vermessung der Breite des $\chi_{c1}(3872)$ mit dem PANDA-Experiment. Die Impulsverteilung des Antiprotonstrahls hat bei Verwendung des High-Resolution-Modus, eine Breite von nur $dp/p \approx 2 \cdot 10^{-5}$. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie-differenz von $dE_{CMS} \approx 34$ keV. Damit ist es möglich, die Breite des $\chi_{c1}(3872)$ mit einer Genauigkeit von 33 % zu bestimmen, wenn sie mindestens 40 keV beträgt [Bar+19].

1.3 Die Physik des PANDA-Experiments

Das Ziel des PANDA-Experiments (Anti-Proton Annihilations at Darmstadt) ist es, durch Messungen von Antiprotonenannihilationen zum Verständnis der QCD beizutragen. Das experimentelle Programm beinhaltet dabei nicht nur die Spektroskopie von Bindungszuständen im Charmoniumbereich. In Antiprotonenannihilationen können verschiedene Bereiche der QCD untersucht werden. Das Programm des PANDA-Experiments kann dabei in vier Teilbereiche gegliedert werden.

⁶ Andere Quantenzahlen sind bei Prozessen mit mehreren Photonen möglich. Dies ist jedoch stark unterdrückt.

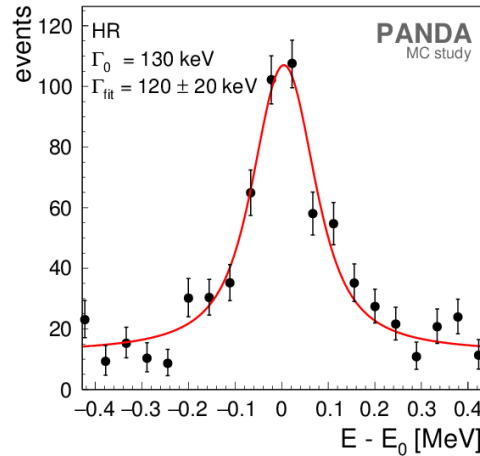


Abbildung 1.8: Simulation eines Energiescans zur Bestimmung der Breite des $\chi_{c1}(3872)$ mit dem PANDA-Experiment. Simuliert wurde die Anzahl der rekonstruierten $\chi_{c1}(3872)$ Kandidaten bei einem angenommenen Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_s = 100$ nb und einer Breite des $\chi_{c1}(3872)$ von $\Gamma_0 = 130$ keV für 20 Energiepunkte E um die nominale Schwerpunktsenergie von $E_0 = 3872$ MeV. Die schwarzen Punkte entsprechen dabei einer Messzeit von zwei Tagen im High-Resolution-Modus des HESR. An die Verteilung wurde eine Funktion zur Extraktion der Breite Γ_{Fit} angepasst.[Bar+19]

Hadronenspektroskopie

Das PANDA-Experiment wird sich mit der Spektroskopie von Baryonen, Charmonium und D Mesonen beschäftigen. Außerdem ist die Suche nach exotischen Zuständen wie Tetraquarks, Molekülen, Glueballs und Hybriden Teil des experimentellen Programms.

PANDA ist gut geeignet für die Spektroskopie von Baryonen. In inelastischen $p\bar{p}$ -Kollisionen werden zu einem großen Anteil Endzustände mit Baryonen produziert. So werden bei \bar{p} -Impulsen von 12 GeV mehr als doppelt so viele baryonische als mesonische Endzustände erzeugt[Lut+09]. Durch die an PANDA verfügbare Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 5,5$ GeV ist insbesondere die Erzeugung von Baryonen mit einem oder mehreren Strangequarks möglich. Die Baryonen können in Paaren erzeugt werden. Dies erlaubt die Produktion ohne zusätzliche Kaonen. Die langen Lebensdauern vieler Strange-Baryonen führen zu versetzten Zerfallspunkten (Vertices). Diese können von den Spurdetektoren des PANDA-Experiments rekonstruiert werden und damit die Identifizierung erleichtern. Untersucht werden sollen unter anderem Ξ Baryonen und deren Anregungen. Die Produktion von Ω Baryonen soll auch vermessen werden, jedoch ist der Wirkungsquerschnitt hierfür deutlich kleiner, da ein zusätzliches $s\bar{s}$ Paar erzeugt werden muss. Die Produktion von Baryonen mit Charmquarks ist durch die Schwerpunktsenergie limitiert. Es können nur Anregungen bis zu etwa 1 GeV über dem Λ_c^+ Grundzustand erzeugt werden.

Zur Untersuchung von Charmonium und anderen Mesonen gibt es bei PANDA verschiedene Ansätze. In Formationsreaktionen $p\bar{p} \rightarrow X$ können alle Mesonen X mit nicht-exotischen Quantenzahlen direkt erzeugt werden. In Produktionsreaktionen $p\bar{p} \rightarrow X\pi$ wird zusätzlich ein weiteres Teilchen, zum Beispiel ein π , erzeugt. Dabei können auch Teilchen X mit exotischen Quantenzahlen erzeugt werden.

Der Formationsprozess eignet sich besonders zur Untersuchung bereits bekannter Zustände. Hierbei kann die Masse der Zustände sehr genau bestimmt werden, da die Messung über die Energie des Eingangszustands erfolgt. Diese ist durch die Verwendung eines gekühlten Antiprotonstrahls sehr gut bekannt. Die Bestimmung der Resonanzparameter erfolgt dabei durch die Messung der Produktionsrate in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Neben der Masse kann dabei auch die Breite und die

Linienform vermessen werden.

Der Produktionsprozess eignet sich zur Entdeckung von Zuständen mit unbekannter Masse, da die Schwerpunktsenergie nicht auf diese abgestimmt werden muss. Damit kann der gesamte kinematisch erlaubte Massenbereich in einer Messung erfasst werden. Die Teilchen können durch die Rekonstruktion ihrer Zerfallsprodukte im Detektor identifiziert werden. Da in der Produktion auch Teilchen mit exotischen Quantenzahlen erzeugt werden können, eignet sich dieser Prozess auch für die Suche nach Gluebällen und Hybriden. Auch geladene $4q$ -Zustände sind erzeugbar. Der Vergleich von Produktions- und Formationsprozess kann auch bei der Identifizierung von Mesonen mit exotischen Quantenzahlen helfen. Während in Produktionsprozessen alle Quantenzahlen erlaubt sind, können in Formationsprozessen nur Mesonen mit nicht-exotischen Quantenzahlen erzeugt werden. Tritt ein Meson in einem Formationsprozess auf, kann es daher keine exotischen Quantenzahlen haben.

Das Spektrum der Open-Charms Mesonen soll ebenfalls vermessen werden. Während die Grundzustände der D und D_s Mesonen gut bekannt sind, trifft dies auf die Anregungszustände nicht zu. Die Zuordnung von Spin und Parität ist bei vielen nicht sicher. Auch für die Breite der Mesonen ist häufig nur eine obere Grenze bekannt. Durch die Vermessung der Energieabhängigkeit in der Nähe der Produktionsschwelle kann die Breite bestimmt werden.

Nukleonstruktur

Die elektromagnetische Struktur von Nukleonen kann in der Streuung mit Elektronen ($ep \rightarrow ep$) durch zwei Formfaktoren beschrieben werden, G_E für die elektrische und G_M für die magnetische Struktur. Diese Formfaktoren treten auch in der Annihilation von Proton und Antiproton in Elektron und Positron ($p\bar{p} \rightarrow e^-e^+$) auf. In dieser Reaktion können an PANDA die elektromagnetischen Formfaktoren des Protons im zeitartigen Bereich vermessen werden.

In tief virtueller Comptonstreuung ($\gamma^*p \rightarrow p\gamma$) an Hadronen kann bei einer großen Virtualität Q^2 des Photons γ^* die Beschreibung der Struktur des Protons durch GPDs (Generalised Parton Distributions) erfolgen. Dabei wird der Streuprozess in eine harte Streuung an einem einzelnen Parton und einer weichen Wechselwirkung mit dem Rest des Nukleons faktorisiert. Dieser weiche Teil wird von den GPDs beschrieben.

Im PANDA-Experiment kann bei der Annihilation von Proton und Antiproton in Photonen $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ ein ähnlicher Ansatz verfolgt werden. Nimmt man an, dass die Photonen in der Annihilation eines hochenergetischen Quark-Antiquark-Paares erzeugt werden, kann dieser harte Teil der Wechselwirkung perturbativ berechnet werden. Der Übergang von Proton und Antiproton zu diesem Quark-Antiquark-Paar wird dabei durch GDAs (Generalised Distribution Amplitudes) beschrieben. Diese bilden das Äquivalent zu den GPDs in den Streuprozessen und enthalten Informationen über die Partonen im Nukleon. Die GDAs treten auch bei weiteren Annihilationsprozessen wie $p\bar{p} \rightarrow \gamma\pi$ auf. Das PANDA-Experiment soll durch die Messung von GDAs zum Verständnis der Nukleonstruktur beitragen.

Hadronen in Materie

Ein Teil der Masse von Hadronen wird durch die Wechselwirkung der Quarks mit dem Vakuumzustand der QCD erzeugt. Es wird erwartet, dass sich in dichter Kernmaterie der Vakuumzustand der QCD verändert. Damit ergibt sich auch eine Änderung der Masse von Hadronen. Zusätzlich können die Hadronen auch mit der Kernmaterie direkt wechselwirken. Dadurch können sich etwa neue Zerfallskanäle für Mesonen eröffnen, was zu einer größeren Breite dieser führt.

Im PANDA-Experiment sollen diese Effekte durch Annihilation von Antiprotonen an schweren Kernen untersucht werden.

Hyperkerne

Die Bindung von Nukleonen in Kernen soll durch die Erzeugung von Hyperkernen untersucht werden. Hyperkerne sind Atomkerne, die zusätzlich zu Protonen und Neutronen noch Hyperonen, zum Beispiel ein Λ , enthalten. Das Hyperon ist, im Gegensatz zu Protonen und Neutronen, nicht durch das Pauli-Prinzip in der Besetzung der Energieniveaus des Kerns eingeschränkt. Daher kann das Hyperon weitere Informationen über die Kernstruktur zugänglich machen.

Dazu ist geplant, die Hyperonen mit dem Antiprotonstrahl an einem Primärtarget zu erzeugen und dann in einem Kern eines Sekundärtargets einzufangen. Da die Hyperonen paarweise produziert werden, kann das zusätzlich produzierte Antihyperon zur Identifikation genutzt werden. Die Hyperkerne werden in der Regel in einem angeregten Zustand erzeugt. Wenn sich diese Kerne dann durch Aussendung von γ -Quanten abregen, kann auf die Energieniveaus der Kerne geschlossen werden.

1.4 Bezug zu dieser Arbeit

Für dieses vielseitige experimentelle Programm wird ein ebenso vielseitiger Detektor benötigt. Für das PANDA-Experiment wird ein modularer Detektor mit Komponenten zur Messung von geladenen sowie neutralen Teilchen gebaut. Die einzelnen Komponenten übernehmen dabei verschiedene Aufgaben. Die inneren Detektoren übernehmen die Vermessung von Spuren geladener Teilchen. Weiter außen befinden sich Detektoren zur Teilchenidentifikation sowie ein elektromagnetisches Kalorimeter. Der Aufbau des Detektors wird in den nächsten beiden Kapiteln detaillierter beschrieben.

Um sicherzustellen, dass die einzelnen Komponenten des Detektors ihre Anforderungen erfüllen, ist es nötig, diese einzeln zu testen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit Prototypen für das elektromagnetische Kalorimeter begleitet und ausgewertet. In Kapitel 4 und 5 finden sich die Ergebnisse dieser Auswertungen.

Der Test einzelner Komponenten des Detektorsystems kann allerdings noch nicht die Leistung des kombinierten Systems beurteilen. Da der Detektor noch nicht fertiggestellt ist, kann dies nur durch Simulationen untersucht werden. Eine solche Simulation wurde für die Messung des Zerfalls eines erzeugten $Z_c(3900)$ durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulation finden sich in Kapitel 6.

Kapitel 2

Aufbau des PANDA-experiments

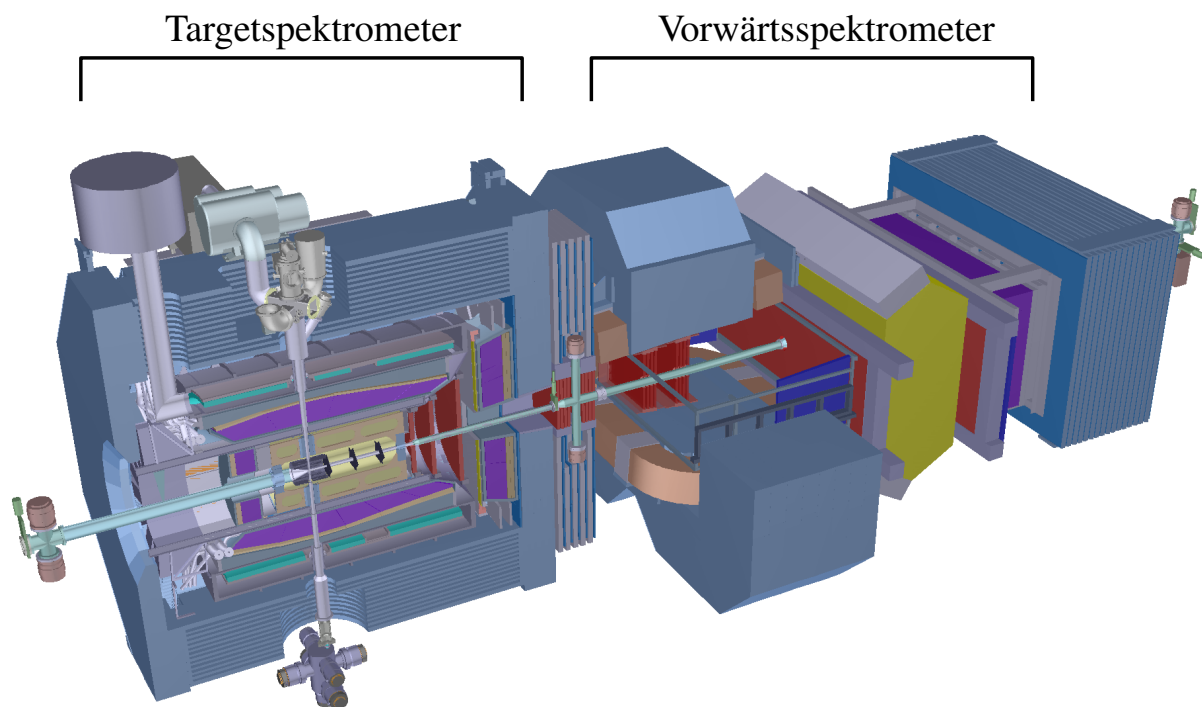


Abbildung 2.1: Übersicht des PANDA-Detektors. Der Antiprotonenstrahl kommt von links. Subdetektoren sind in verschiedenen Farben dargestellt. Abbildungen 2.4 und 2.10 zeigen diese.

Um die unterschiedlichen Reaktionen aus dem Physikprogramm des PANDA-Experiments vermessen zu können, wird ein moderner Teilchenphysikdetektor ebenso benötigt wie ein Antiprotonenstrahl und verschiedene Targets. Der Antiprotonenstrahl wird von den FAIR-Beschleunigern erzeugt und zur Verfügung gestellt. Für das Targetsystem bestehen zwei Optionen, ein Clusterjet- und ein Pellettargat, die beide in den PANDA-Detektor integriert werden. Als Targetmaterial können Wasserstoff, Deuterium oder schwere Gase verwendet werden.

Der PANDA-Detektor ist in das Targetspektrometer und das Vorwärtsspektrometer aufgeteilt, wie Abbildung 2.1 zeigt. Das Targetspektrometer umgibt das Target in verschiedenen Lagen von (Sub-)Detektoren. Diese übernehmen verschiedene Aufgaben wie die Vertex-, Richtungs-, Impuls-, Energiebestimmung oder Teilchenidentifikation. Da aufgrund des ruhenden Targets viele Teilchen unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung produziert werden, ist dort das Vorwärtsspektrometer vorgesehen. Dieses ermöglicht eine präzise Vermessung von hochenergetischen Teilchen auch unter kleinen Winkeln.

Im Folgenden soll kurz auf die einzelnen Komponenten eingegangen werden. Zur Beschreibung der Detektoren wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, bei dem die z-Achse in Richtung

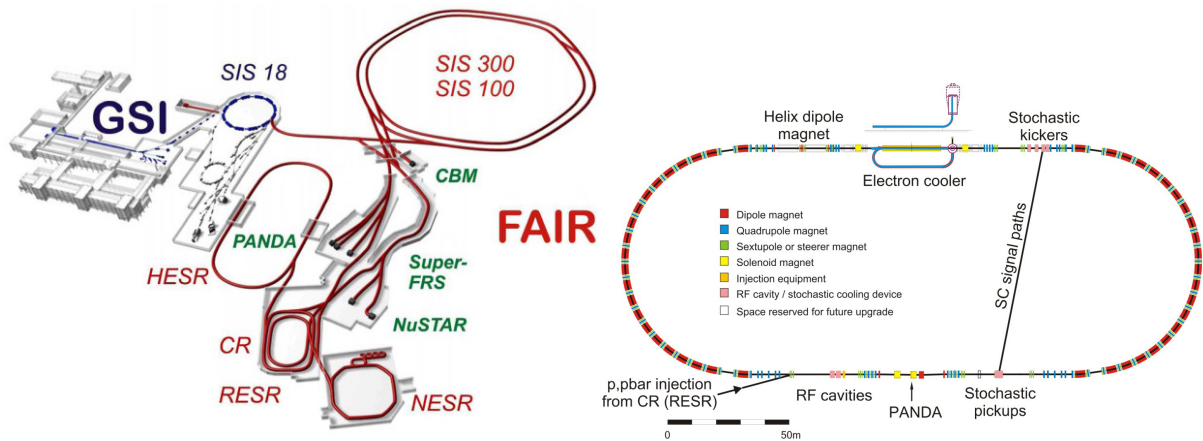


Abbildung 2.2: Übersicht über den FAIR-Beschleunigerkomplex [PAN+12b] (links) und den Beschleuniger HESR [Mai11] (rechts).

des Antiprotonenstrahls weist, die y -Achse weist senkrecht nach oben. Der Ursprung befindet sich im Targetmittelpunkt.

2.1 Der Antiprotonenstrahl

Der Antiprotonenstrahl für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment wird von dem FAIR-Beschleunigerkomplex [FR06] bereitgestellt. Abbildung 2.2 zeigt eine Übersicht über die Anlage. Zur Erzeugung der Antiprotonen wird ein Protonenstrahl im SIS100 auf eine kinetische Energie von 29 GeV beschleunigt und auf ein Produktionstarget gelenkt. Dabei werden in inelastischen Stößen Antiprotonen erzeugt. Diese werden durch ein Magnetsystem gesammelt und selektiert. Es wird eine Ausbeute von einem Antiproton je 50 000 Protonen erwartet [KKn+12]. Die selektierten Antiprotonen haben dabei einen Impuls von etwa 3 GeV/c.

Die so erzeugten Antiprotonen werden dann im Collector Ring (CR) bzw. Recycled Experimental Storage Ring (RESR)¹ gesammelt und gekühlt, das heißt die longitudinale und transversale Impulsverteilung wird verschmälert. Die akkumulierten Antiprotonen werden dann in den High Energy Storage Ring [Mai11] (HESR) gefüllt. Der HESR kann die Antiprotonen dann weiter auf bis zu 15 GeV/c beschleunigen oder auf bis zu 1,5 GeV/c abbremesen. Der Beschleuniger verfügt über zwei Systeme zur Kühlung des Strahls:

Stochastische Kühlung: Bei der Stochastischen Kühlung handelt es sich um eine aktive Rückkopplung. Hier wird der Antiprotonenstrahl vermessen und ein entsprechendes Korrektursignal in ein Cavity auf der gegenüberliegenden Ringseite generiert. Dies ermöglicht sowohl die Strahlausdehnung als auch die Breite der Impulsverteilung zu reduzieren [Sta+17].

Elektron Kühlung: Bei der Elektron Kühlung wird ein Elektronenstrahl gleicher Geschwindigkeit aber kleinerer Temperatur mit dem Antiprotonenstrahl überlagert. Durch elastische Stöße gleichen sich die Temperaturen von Antiprotonen und Elektronen an. Dieses System wird erst in einer späteren Ausbaustufe zur Verfügung stehen [Mai11].

Um unterschiedlichen Anforderungen des experimentellen Programms gerecht zu werden, sind zwei verschiedene Betriebsmodi des HESR vorgesehen:

¹ Der RESR wird zum Beginn des Messprogramms noch nicht zur Verfügung stehen.

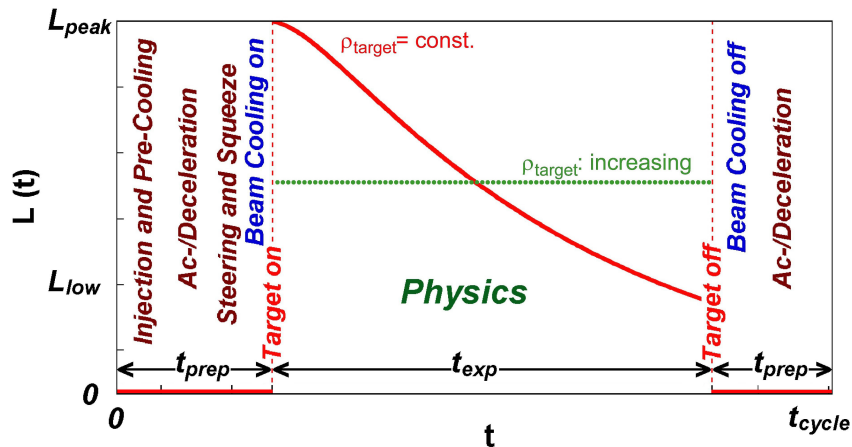


Abbildung 2.3: Der Luminositätsverlauf $L(t)$ des PANDA-Experiments, mit konstanter (rot) und angepasster (grün) Targetdichte ρ_{target} , für einen HESR-Zyklus [PAN+12b].

High Luminosity Mode: Der High Luminosity Mode ist für Experimente vorgesehen die eine hohe Statistik benötigen, wie die Beobachtung von seltenen Zuständen oder Zerfällen. Hier kann die höchste Luminosität von $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und ein maximaler Impuls von $15 \text{ GeV}/c$ erreicht werden. Die Impulsauflösung beträgt hierbei $\delta p/p \approx 10^{-4}$ [FR06].

High Resolution Mode: Der High Resolution Mode ist für Experimente vorgesehen die eine besonders gute Impulsauflösung des Strahls benötigen, wie die Vermessung von schmalen Zuständen. Durch den Einsatz der Elektron Kühlung kann die Impulsauflösung auf $\delta p/p \approx 2 \cdot 10^{-5}$ verbessert werden. Allerdings ist der maximale Impuls auf $8,9 \text{ GeV}$ beschränkt. Auch die Luminosität liegt etwa eine Größenordnung unter der des High Luminosity Mode [FR06].

Durch Stöße im Target, aber auch im Restgas im Beschleunigerring oder mit der Wand der Vakuumkammer, nimmt die Zahl der Antiprotonen im HESR kontinuierlich ab. Ist die Intensität unter einen für den Messbetrieb sinnvollen Wert gefallen, wird der Antiprotonenstrahl wieder auf Injektionsenergie gebracht und wieder aus CR bzw. RESR aufgefüllt. Durch eine Variation der Targetflächendichte während eines solchen Zyklus kann die Rate im Detektor konstant gehalten werden. Abbildung 2.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der Luminosität für einen HESR-Zyklus.

2.2 Targetspektrometer des PANDA-Experiments

Das Targetspektrometer des PANDA-Experiments umgibt den Interaktionspunkt. Die Detektoren des Spektrometers decken dabei den größten Teil des Raumwinkels ab. In Rückwärtsrichtung befindet sich eine Öffnung von etwa 10° für das Strahlrohr. In Vorwärtsrichtung gibt es eine Öffnung von 5° bzw. 10° in vertikaler bzw. horizontaler Richtung. An diese Öffnung schließt sich das Vorwärtsspektrometer an. Das Targetspektrometer setzt sich aus einzelnen Detektoren zusammen, die verschiedene Aufgaben wie zum Beispiel Spur- oder Energiemessung übernehmen. Um über die Messung der Spur auf den Impuls von geladenen Teilchen schließen zu können, befinden sich die Detektoren, abgesehen von den Myonkammern, innerhalb eines Solenoidmagneten. Dieser erzeugt im Volumen der Spurdetektoren ein Magnetfeld von bis zu 2 T mit einer Homogenität von 2% [The+09].

Da innerhalb der Spulen nur ein Volumen mit einem Durchmesser von $1,9 \text{ m}$ zur Verfügung steht, müssen die Detektoren möglichst kompakt und aufeinander abgestimmt sein, so teilen sich zum Beispiel

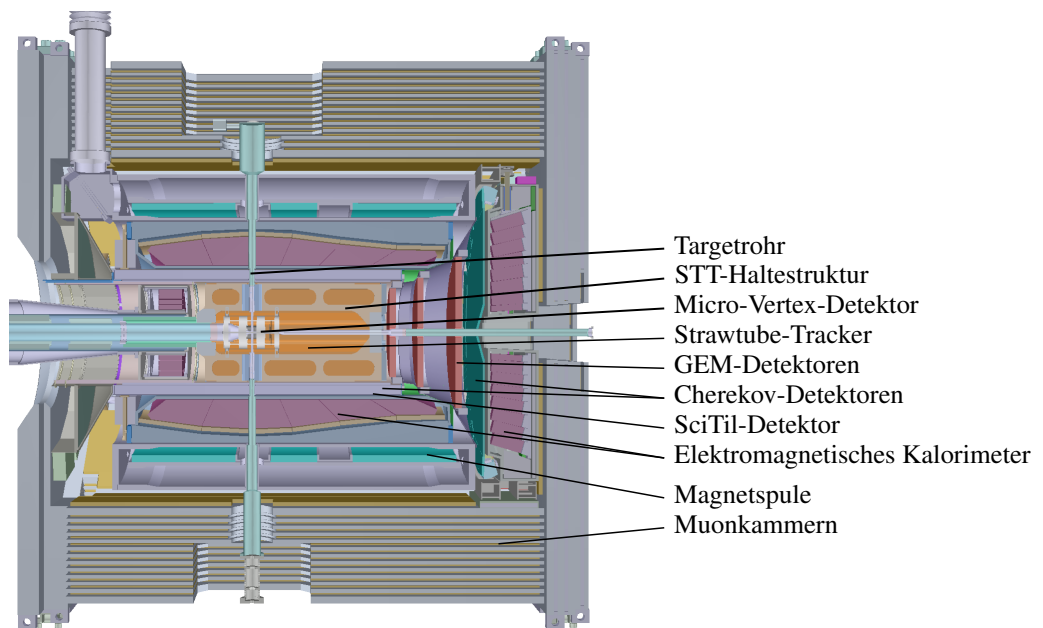


Abbildung 2.4: Schnitt durch das Targetspektrometer des PANDA-Experiments. Der Antiprotonenstrahl tritt von links in den Detektor ein.

verschiedene Detektoren die gleiche Haltestruktur. Dies reduziert außerdem unerwünschtes inaktives Material im Targetspektrometer. Die Spulen sind von einem Eisenjoch umgeben. In dieses sind auch die Myonkammern integriert. Die einzelnen Komponenten des Targetspektrometers sollen hier kurz vorgestellt werden. Abbildung 2.4 zeigt einen Überblick über den Aufbau.

2.2.1 Die Targets des PANDA-Experiments

An das Target des PANDA-Experiments werden verschiedene Anforderungen gestellt. Zunächst muss die Targetdichte ausreichend sein, um die angestrebte Luminosität zu erreichen. Für eine Luminosität von $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ wird eine Targetflächendichte von etwa $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ benötigt [PAN+12a]. Große Fluktuationen der Targetdichte sind dabei von Nachteil, da dadurch auch die Teilchenraten in den Detektoren schwanken. Dies könnte zu hohen instantanen Raten führen, was größere Anforderungen an die Detektoren stellt. Eine Anpassung der Targetdichte an die abnehmende Antiprotonenzahl in einem HESR-Zyklus kann ebenfalls helfen, die Luminosität konstant zu halten. Neben Wasserstoff und Deuterium sollen auch schwere Kerne als Targetmaterial zur Verfügung stehen.

Für das PANDA-Experiment wurden zwei (austauschbare) Targetsysteme entwickelt. Zunächst soll ein Clusterjettarget zur Anwendung kommen. Bei diesem System wird vorgekühlter Wasserstoff durch eine kleine Düse in ein Vakuum gespritzt. Dabei wird das Gas adiabatisch abgekühlt. Unter den richtigen Bedingungen kondensiert das Gas dabei zu Clustern, die eine Größe im Nanometerbereich haben. Ein Strahl aus diesen Clustern kann im Gegensatz zu einem Gas im Vakuum eine Strecke von mehreren Metern ohne zu große Dispersion zurücklegen. Der Targetpunkt ist dabei nur auf den Überlapp zwischen Antiprotonenstrahl und dem Clusterstrahl eingeschränkt.

Als alternative zum Clusterjettarget wurde ein Pellettarget entwickelt. Hier werden Wasserstofftropfen erzeugt und in eine Kammer mit dem gleichen Gas bei Bedingungen dicht am Tripelpunkt injiziert. Dort frieren die Tropfen zu Pellets und verlassen die Tripelpunktkammer auf dem Weg zum Interak-

	Clusterjettarget	Pellettarget
Flächendichte	$1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	$5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
Dichteverteilung	homogen	granular
Ausdehnung transversal	2–3 mm	$\leq 3 \text{ mm}$
Ausdehnung longitudinal	15 mm	$\leq 3 \text{ mm}$
Targetteilchengröße	nm	20 μm

Tabelle 2.1: Bisher erreichte Eigenschaften des Clusterjettargets und des Pellettargets im Vergleich [PAN+12a].

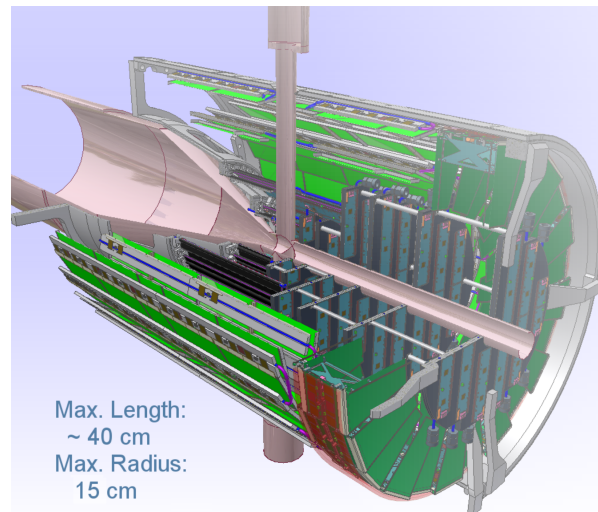


Abbildung 2.5: Der Micro-Vertex-Detektor [PAN+12b].

tionspunkt. Ein großer Vorteil dieses Systems ist, dass sich einzelne Pellets optisch verfolgen lassen. Dadurch kann der Targetpunkt jeweils auf ein einzelnes Pellet festgelegt werden. Durch die mit 25 μm bis 30 μm relativ großen Pellets kommt es allerdings zu einer größeren Fluktuation der Targetflächendichte, wenn diese in den Antiprotonstrahl eintreten oder ihn verlassen.

Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht über die erreichten Eigenschaften beider Targetsysteme. Da die Entwicklung der Targets noch nicht abgeschlossen ist, ist davon auszugehen, dass sich die Werte noch verbessern lassen.

Zur Untersuchung von Reaktionen an schwereren Kernen kann in beiden Systemen der Wasserstoff durch ein schwereres Gas ersetzt werden. Deuterium kann als Neutrontarget genutzt werden [PAN+12a].

2.2.2 Der Micro-Vertex-Detektor

Der innerste Detektor des PANDA-Experiments ist der Micro-Vertex-Detektor (MVD) [PAN+12b]. Der Detektor dient der Bestimmung von Spurpunkten geladener Teilchen dicht an dem Wechselwirkungspunkt. Das innerste Detektorelement hat einen Abstand von nur 2 cm zum Targetpunkt. Diese targetnahen Spurpunkte verbessern die Impulsauflösung des Targetspektrometers. Außerdem kann damit der Kreuzungspunkt verschiedener Spuren erheblich besser bestimmt werden. Dies erlaubt das Erkennen von sekundären Zerfällen, etwa von Open-Charm-Mesonen oder anderen schwachen Zerfällen. Die erreichte Ortsauflösung für diesen Vertex liegt im Bereich von 40 bis 65 μm [Bia13]. Die Zeitauflösung des Detektors liegt bei etwa 2 ns [PAN+12b].

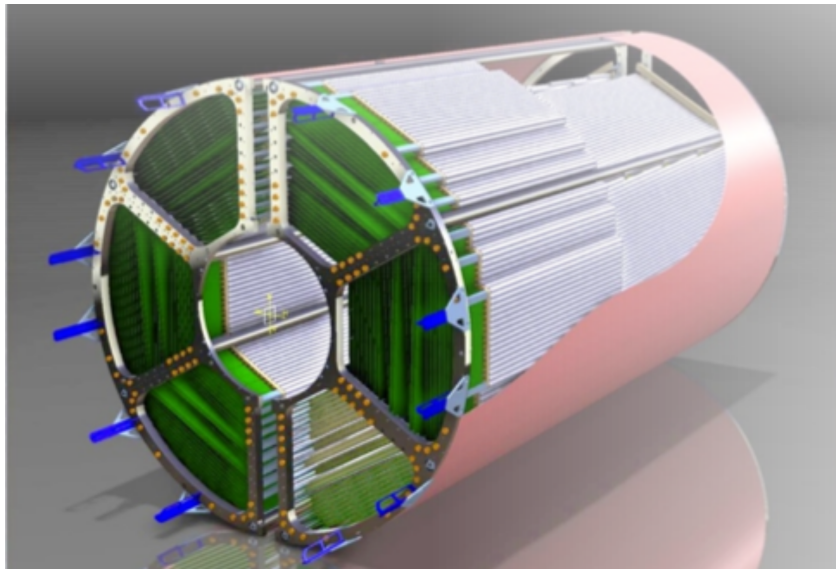


Abbildung 2.6: Der Strawtubetracker [PAN+12d].

Der Detektor besteht aus Siliziumsensoren, die fassförmig in vier Lagen um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind (Abbildung 2.5). Ergänzt werden diese durch sechs Scheiben, die den Detektor in Vorwärtsrichtung abschließen. Die beiden inneren Fasslagen sowie der innere Teil der Scheiben sind mit Pixelsensoren mit einer Pixelgröße von $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ ausgestattet. Die äußeren Lagen sind mit doppelseitigen Streifensensoren mit einem Streifenabstand von $130\ \mu\text{m}$ bestückt. Für den äußeren Teil der beiden größten Scheiben werden trapezförmige Streifensensoren mit einem Stereowinkel von 15° und einem Streifenabstand von $67,5\ \mu\text{m}$ verwendet.

Diese Detektorgeometrie erlaubt die Erfassung von vier Punkten pro Spur in einem Polarwinkelbereich von 9° bis 145° [PAN+12b].

2.2.3 Der Strawtubetracker

Der MVD wird vom Strawtubetracker (STT) [PAN+12d] umgeben. Dieser Detektor ist aus zylindrischen Driftkammern, den Straws, aufgebaut. Die Straws sind Röhren aus $27\ \mu\text{m}$ dicker Mylarfolie mit einem Durchmesser von $10\ \text{mm}$ und einer Länge von etwa $150\ \text{cm}$. Die Röhren sind mit einer Ar/CO₂-Gasmischung gefüllt und werden durch einen Überdruck von etwa $1\ \text{bar}$ stabilisiert. In der Mitte der Röhren ist ein goldbeschichteter Wolframdraht mit einer Dicke von $20\ \mu\text{m}$ gespannt. Die Röhren sind in 27 Lagen von zwei Seiten an eine zentrale Haltestruktur montiert (Abbildung 2.6). Insgesamt sind 4636 Straws vorgesehen.

Die innerste Lage der Straws ist etwa $15\ \text{cm}$ von der Strahlachse entfernt, die äußerste etwa $41\ \text{cm}$. Die innerste Lage deckt dabei einen Polarwinkel von $\theta \approx 10^\circ$ bis $\theta \approx 155^\circ$ ab. Im Polarwinkelbereich von $\theta \approx 20^\circ$ bis $\theta \approx 135^\circ$ wird auch die äußerste Lage erreicht.

Durch die Messung der Driftzeit von maximal $200\ \text{ns}$ in den Straws mit einer Zeitauflösung von etwa $1\text{--}2\ \text{ns}$ kann der Abstand einer Spur zu dem Draht bestimmt werden. Dies ermöglicht eine Auflösung in der x-y-Ebene von $150\ \mu\text{m}$. Um eine akzeptable Auflösung von $3\ \text{mm}$ in z-Richtung zu erreichen, sind 8 Lagen unter einem Winkel von $2,9^\circ$ angeordnet. Zusammen mit dem MVD und den GEM Detektoren wird eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \approx 1,6\ \%$ für Myonen mit einem Impuls von $1\ \text{GeV}$ erreicht [PAN+12d].

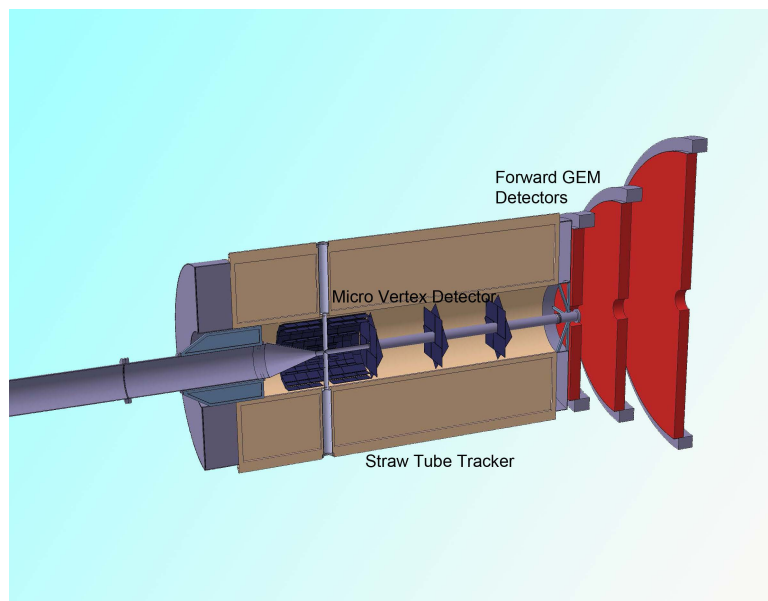


Abbildung 2.7: Die GEM Detektoren mit dem Strawtubetracker und dem Micro-Vertex-Detektor [PAN+12d].

2.2.4 Die GEM Detektoren

Da der Strawtubetracker Spuren in Vorwärtsrichtung gar nicht oder nur schlecht erfassen kann, wird er durch planare Gasdetektoren ergänzt (Abbildung 2.7). Die nötige Verstärkung der Ionisationsspuren wird hier durch GEM Folien erreicht. Für die Auflösung der Detektoren wird $100\ \mu\text{m}$ angestrebt. Es sind drei Detektoren mit je zwei Ausleseebenen vorgesehen. Die drei Detektoren haben einen Radius von 45, 56 und 74 cm in einem Abstand von 1,1, 1,4 und 1,9 m vom Targetpunkt [PAN+12d]. Die GEM Detektoren erfassen dabei Spuren in einem Polarwinkelbereich von $\theta \approx 3^\circ$ bis $\theta \approx 20^\circ$.

2.2.5 Die Cherenkov Detektoren

Im Targetspektrometer sollen zur Teilchenidentifikation zwei Cherenkov Detektoren eingesetzt werden. Beide detektieren dabei intern reflektiertes Cherenkovlicht (detection of internally reflected Cherenkov light – DIRC). Für den Fassteil sind Radiatorstäbe aus Quarzglas um den STT vorgesehen. Die Stäbe sind 2,4 m lang und haben einen Querschnitt von $17\ \text{mm} \times 53\ \text{mm}$. Diese sind in 16 Sektoren angeordnet (Abbildungen 2.8a und 2.8c). Das in den Stäben erzeugte Cherenkovlicht kann durch Totalreflexion zu der Auslese an der rückwärtigen Seite geleitet werden. Die Größe des Winkels, unter dem das Licht emittiert wurde, bleibt dabei erhalten. An der Ausleseseite wird das Licht auf eine Auslesefläche fokussiert, wodurch der Winkel gemessen werden kann. Über den Winkel kann auf die Geschwindigkeit der Teilchen zurückgeschlossen werden, was es ermöglicht Pionen und Kaonen mit einem Impuls von bis zu $3,5\ \text{GeV}/c$ zu unterscheiden [Sin+19]. Für die Vorwärtsrichtung ist ein ähnliches Konzept vorgesehen. Hier sind vier Quarzsegmente mit einer Kantenlänge von ca. 1 m vorgesehen, die jeweils einen Quadranten in Vorwärtsrichtung abdecken. An den Außenkanten wird das Licht über Lichtleiter und Spiegel auf die Photodetektoren fokussiert. Dabei wird neben dem Cherenkovwinkel auch noch die Laufzeit der Photonen gemessen. Dies ermöglicht die Rekonstruktion des Cherenkovmusters in drei Dimensionen [Dür+12].

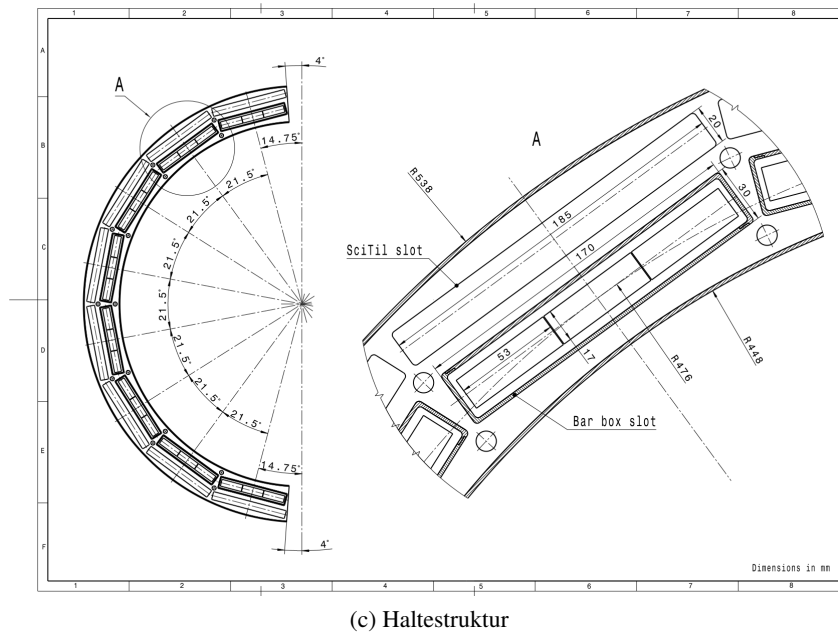
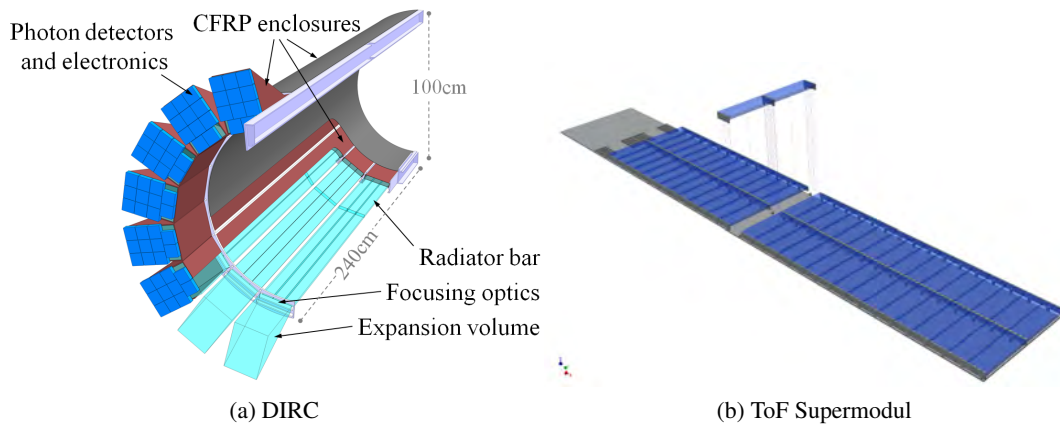


Abbildung 2.8: (a)Die Hälfte des DIRC Detektors [Sin+19], (b) ein Supermodul des Barrel-ToF Detektors [PAN+16] und (c) die gemeinsame Haltestruktur der DIRC und ToF Detektoren [Sin+19].

2.2.6 Der Barrel Time-of-Flight Detektor

Um eine genaue Zeitinformation zu einzelnen Spuren zu erhalten, ist ein Szintillationsdetektor im Targetspektrometer vorgesehen. Dieser Time-of-Flight (ToF) Detektor² besteht aus organischen Szintillatorplatten mit einer Größe von 87 mm × 29,4 mm × 5 mm. Diese sind in 16 Supermodulen mit je 2 mal 30 Platten angeordnet (Abbildung 2.8b). Die Supermodule liegen außerhalb des DIRC Detektors und sie teilen sich mit diesem die Haltestruktur (Abbildung 2.8c). Damit wird der Polarwinkelbereich von $\theta = 22,5^\circ$ bis $\theta = 140^\circ$ abgedeckt. Die Szintillatorplatten werden an den beiden kurzen Seiten von je vier Siliziumphotomultipliern ausgelesen. Damit wird eine Zeitauflösung von 100 ps angestrebt. Durch den Zeitunterschied zwischen den Signalen auf beiden Seiten kann auch die Position entlang der langen Seite bestimmt werden [PAN+16].

Der ToF Detektor kann durch die präzise Zeitinformation als Startpunkt für die Rekonstruktion der Spuren in den Trackingdetektoren verwendet werden. Die Zeitinformation erlaubt auch die Identifizierung von Teilchen mit kleinen Impulsen. Dadurch können etwa Protonen und Kaonen unterhalb der Schwelle des Cherenkovdetektors unterschieden werden. Der ToF Detektor kann auch verwendet werden, um die Konversion von Photonen, zum Beispiel im DIRC, zu erkennen. Dies kann die Energiekonstruktion im Kalorimeter verbessern.

2.2.7 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers erlaubt die Energiemessung von Photonen, Elektronen und Positronen. Es besteht etwa 15 500 Szintillationskristallen. Als Szintillatormaterial kommt dabei Bleiwolframat zum Einsatz. Das Material wurde auf Grund seiner Strahlenhärte und seiner kurzen Strahlungslänge von 0,89 cm ausgewählt. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, wird das gesamte Kalorimeter auf -25°C abgekühlt. Als Photodetektoren werden zum größten Teil Avalanche Photo Dioden (APDs) eingesetzt, da diese unempfindlich gegenüber dem Magnetfeld im Spektrometer sind. Unter kleinen Vorwärtswinkeln werden Raten im Bereich von 500 kHz pro Kristall erwartet. Auf Grund der dadurch zu erwartenden hohen Strahlenbelastung werden in diesem Bereich Vakuumphototetroden eingesetzt [PAN+08]. Eine ausführliche Beschreibung des Kalorimeters ist in Kapitel 3 zu finden.

2.2.8 Die Myonkammern

Zur Unterscheidung von Myonen und Pionen ist ein Myondetektor in das Joch des Magneten eingebaut. Dazu werden zwischen die Eisenplatten des Jochs Mini-Drift-Tubes (MDT) eingebaut (Abbildung 2.9). Diese erlauben die Rekonstruktion einer räumlichen Koordinate direkt durch die Position der Anodendrähte. Eine Zweite kann durch die Segmentierung der Kathode in Streifen oder Plättchen gemessen werden.

Der Detektor erlaubt die Unterscheidung von geladenen Pionen und Myonen über deren Energieverlust. Pionen bilden in den Eisenplatten einen hadronischen Schauer aus, dadurch ist ihr Energieverlust deutlich größer als der von Myonen, die keine hadronischen Wechselwirkungen haben. Myonen durchdringen daher meist den gesamten Detektor, während die Pionen in ihm gestoppt werden [PAN+12c].

2.3 Vorwärtsspektrometer des PANDA-Experiments

Die Spuren von Teilchen, die mit großen Impulsen unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung erzeugt werden, werden durch das strahlparallele Magnetfeld des Targetspektrometers nur vergleichsweise we-

² Der Detektor wird auch als SciTil bezeichnet.

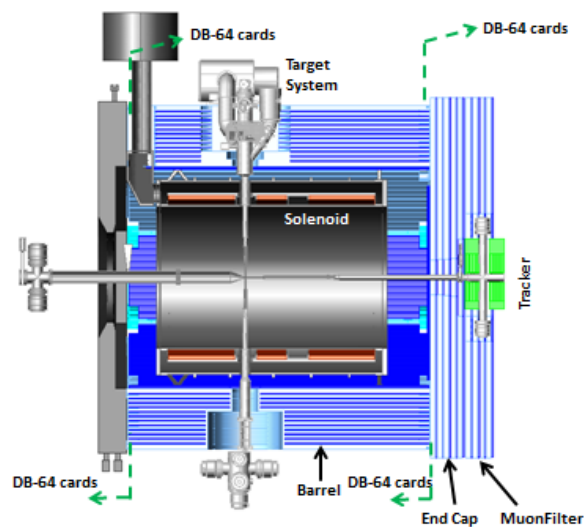


Abbildung 2.9: Querschnitt durch das Targetspektrometer mit den Myonkammern [PAN+12c].

nig gekrümmt. Um für diese Teilchen dennoch eine gute Impulsauflösung zu erreichen, schließt sich an das Targetspektrometer das Vorwärtsspektrometer des PANDA-Experiments an. Hier stellt ein Dipolmagnet ein integriertes Feld von 2 Tm zur Verfügung [The+09]. Das Feld steht dabei vertikal, wodurch auch anfangs strahlparallele Spuren eine Krümmung erhalten. Durch die Spurmessung vor, hinter und im Magneten lassen sich so die Impulse von geladenen Teilchen bestimmen. Zur Energiemessung von Photonen und Elektronen gibt es auch im Vorwärtsspektrometer ein elektromagnetisches Kalorimeter. Es sind ebenfalls Detektoren zur Unterscheidung verschiedener Teilchen vorgesehen. Abbildung 2.10 zeigt eine Übersicht über den Aufbau. Im Folgenden soll wieder kurz auf die Detektoren eingegangen werden.

2.3.1 Die Vorwärtstracker

Als Spurdetektoren sollen im Vorwärtsspektrometer Strawtubes, ähnlich zum STT, zum Einsatz kommen. Diese sind in drei Gruppen vor, im und hinter dem Dipolmagneten aufgeteilt. Die Gruppen bestehen aus je zwei unabhängigen Modulen, die wiederum aus je vier Doppellagen Strawtubes bestehen. Zwei der Lagen stehen dabei senkrecht, die anderen beiden unter einem kleinen Winkel dazu. Es wird nur ein Winkel von wenigen Grad verwendet, da die Auflösung in x-Richtung einen viel stärkeren Einfluss auf die Impulsbestimmung hat, als die in y-Richtung. Es wird eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \approx 1 - 2\%$ angestrebt [Smy+17].

2.3.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Um die Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Protonen für Spuren im Vorwärtsspektrometer zu ermöglichen, ist ein Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH) geplant. Dieser soll ähnlich dem des HERMES-Experiments sein. Durch die Verwendung von zwei Radiatormaterialien, einem Silica-Aerogel und C_4F_{10} , kann die Teilchenidentifikation in einem großen Impulsbereich von 2 GeV bis 15 GeV, erfolgen [PAN+12d].

Um die Teilchenidentifikation weiter zu verbessern, ist ein Time-of-Flight Detektor vorgesehen. Er befindet sich direkt vor dem Kalorimeter. Dieser Detektor besteht aus Szintillatorstäben, die auf beiden

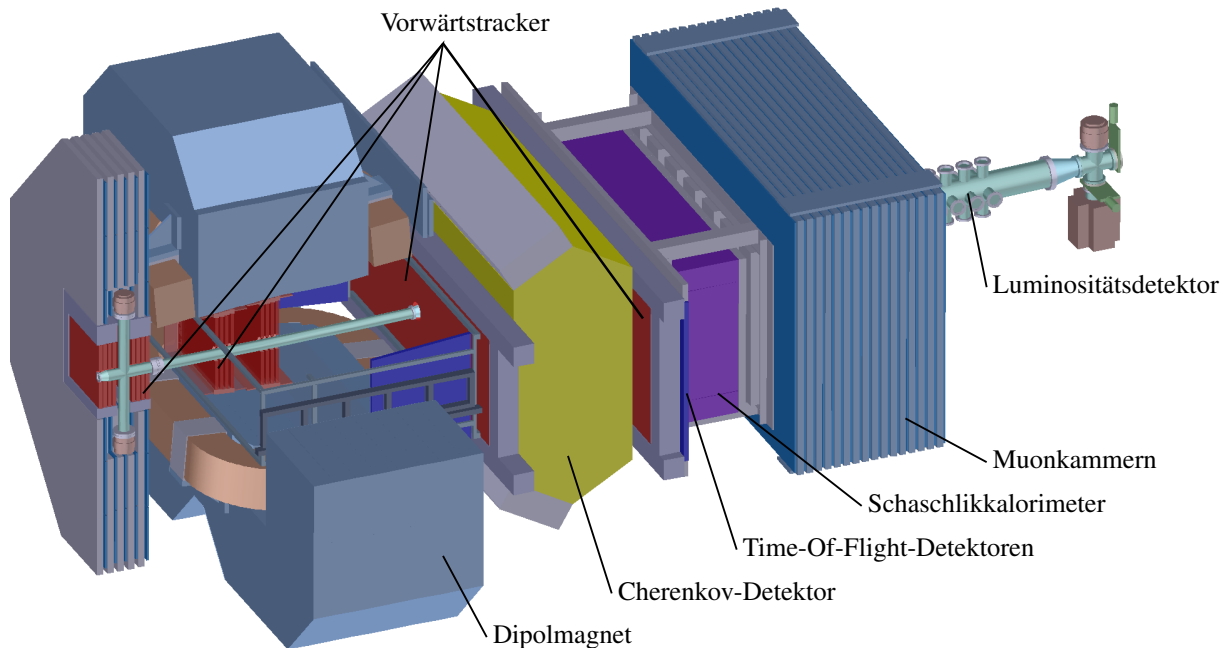


Abbildung 2.10: Das Vorwärtsspektrometer des PANDA-Experiments.

Seiten mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Zeitauflösung des Detektors von weniger als 100 ps ermöglicht über eine Flugzeitmessung die Identifizierung von geladenen Teilchen [PAN+18].

Zur Erkennung von Myonen ist wie im Targetspektrometer ein Detektor aus Mini-Drift-Tubes (MDT) vorgesehen. Er befindet sich hinter dem Kalorimeter. Wie im Targetspektrometer sind die MDTs zwischen Eisenplatten angeordnet. Die Platten sind aufgrund der höheren Energie der Teilchen in Vorwärtsrichtung mit 6 cm doppelt so dick gewählt wie die des Targetspektrometers [PAN+12c].

2.3.3 Das Schaschlikkalorimeter

Zur Energiemessung von Photonen sowie Elektronen und Positronen steht in Vorwärtsrichtung ebenfalls ein Kalorimeter zur Verfügung. Hier wird allerdings, anders als im Targetspektrometer, ein Samplingkalorimeter eingesetzt. Die Module dieses Schaschlikkalorimeter bestehen dabei aus Schichten aus einem organischen Szintillator und Blei. Abbildung 2.11 zeigt den Aufbau des Detektors und eines Detektormoduls. Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird mit wellenlängenschiebenden Lichtleitfasern ausgekoppelt und dann mit Photomultipliern detektiert. Die 369 Module des Detektors decken mit einer Fläche von etwa $1,5 \text{ m} \times 3 \text{ m}$ den Raumwinkel des Vorwärtsspektrometers ab. Es soll eine Auflösung von $\Delta E_\gamma \approx 3\% / \sqrt{E_\gamma/\text{GeV}} \oplus 1\%$ erreicht werden. In den einzelnen Kanälen ist bei voller Luminosität eine Rate von 1 MHz zu erwarten [PAN+15].

2.3.4 Der Luminositätsdetektor

Zur Messung von Wirkungsquerschnitten ist es wichtig, die Luminosität im Experiment möglichst genau zu kennen. Für das PANDA-Experiment übernimmt diese Aufgabe der Luminositätsdetektor. Dieser Detektor ist mit 10 m entlang der Strahlachse am weitesten vom Target entfernt. Mit vier Sensorebenen wird die elastische Proton-Antiproton-Streuung unter kleinen Vorwärtswinkeln gemessen. Da hierfür der Wirkungsquerschnitt bekannt ist, kann so Luminosität bestimmt werden [Ran12].

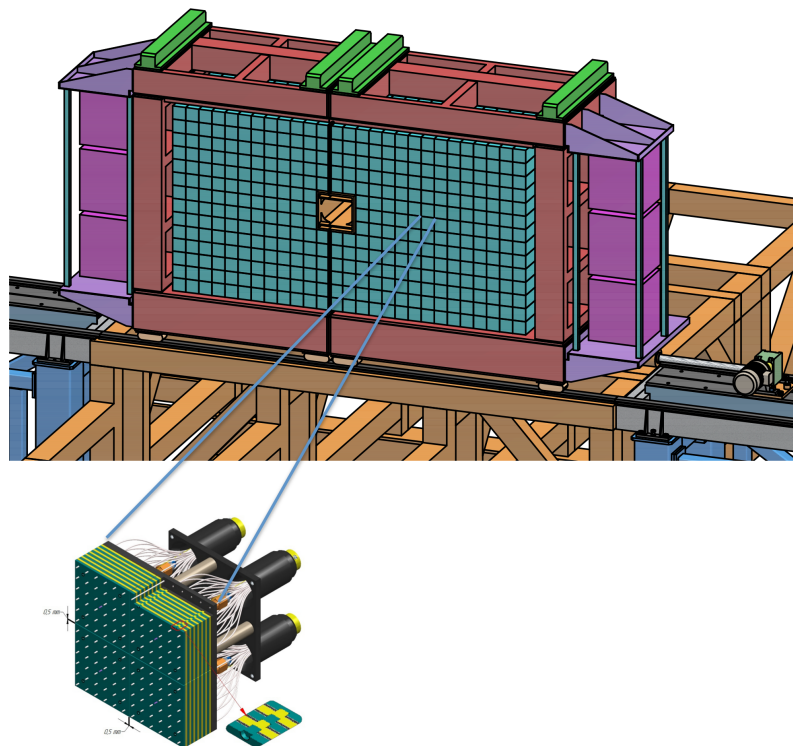


Abbildung 2.11: Das Schachlikkalorimeter des Vorwärtsspektrometers und der Aufbau eines Moduls aus Bleiplatten (grün) und Szintillatormaterial (gelb). Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird durch wellenlängenschiebende Fasern (weiß) zu den Photomultipliern (schwarz) geführt [PAN+15].

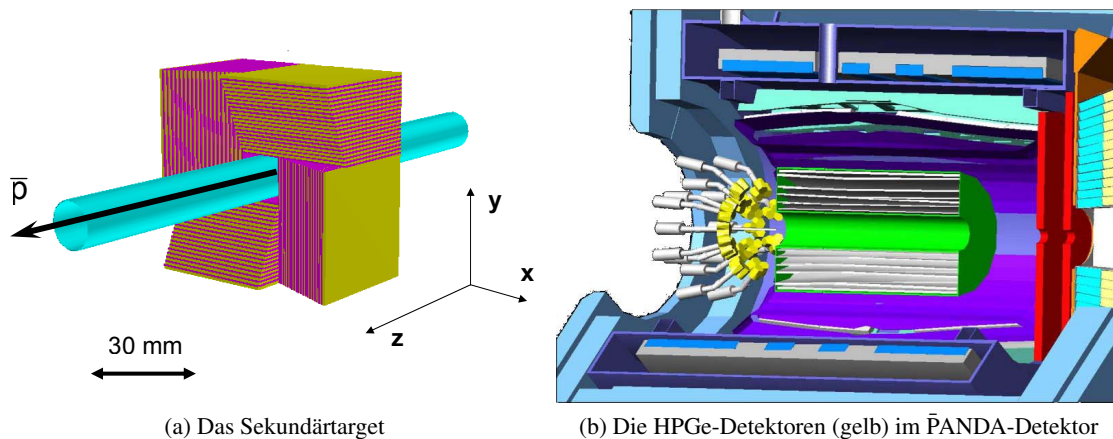


Abbildung 2.12: Die Detektoren zur Untersuchung von Hyperkernen [Ach+11].

2.4 Untersuchung von Hyperkernen

Die Untersuchung von Hyperkernen stellt besondere Anforderungen an den PANDA-Detektor. Es wird ein zweites Target benötigt, um in der primären Reaktion erzeugte Ξ zu stoppen. Wird das gestoppte Ξ in einem Kern eingefangen, so kann es danach durch Wechselwirkung mit einem Proton einen Hyperkern mit zwei Λ erzeugen. Für dieses Sekundärtarget ist ein Sandwich aus einem Absorbermaterial und Siliziumstreifensensoren vorgesehen (Abbildung 2.12a). So können auch Spurpunkte für im Zerfall des Ξ entstehende Kaonen bestimmt werden. Um die in den Hyperkernen auftretenden γ -Übergänge untersuchen zu können, wird eine Anordnung von HPGe-Detektoren in Rückwärtsrichtung verwendet (Abbildung 2.12b). Diese Detektoren ersetzen für die Hyperkernuntersuchungen den Micro-Vertex-Detektor und die Rückwärtsendkappe des Kalorimeters [Ach+11].

2.5 Simulations- und Rekonstruktionssoftware

Zur Auswertung der experimentellen Daten des PANDA-Experiments wird eine Rekonstruktionssoftware, PandaROOT, entwickelt. PandaROOT basiert auf dem am CERN entwickelten ROOT Framework [BR97]. Neben der Rekonstruktion der Daten wird PandaROOT auch zur Simulation des Detektors genutzt.

PandaROOT ist modular aufgebaut, so dass die Implementierungen für die Rekonstruktion der Detektorkomponenten getrennt voneinander entwickelt werden können. Für die Simulation des Detektors können für die Propagation der Teilchen durch den Detektor sowohl GEANT3 als auch GEANT4 verwendet werden. Die Erzeugung der Ausgangsteilchen kann mit verschiedenen Eventgeneratoren erfolgen. Es sind unter anderem Generatoren für einzelne Teilchen, vorgegebene Zerfälle und zur Simulation von Untergrundereignissen implementiert.

Die Geometrie der Detektoren ist für die einzelnen Komponenten getrennt implementiert. Die Detailgenauigkeit der Implementation ist dabei unterschiedlich. Für manche Komponenten ist bisher nur der aktive Teil vorhanden, während für andere auch passive Haltestrukturen, Kabel und Elektronik simuliert werden.

Im folgenden Abschnitt wird eine Übersicht über die für die Simulation und Rekonstruktion des Kalorimeters gegeben, da dieser Teil für diese Arbeit besonders relevant ist.

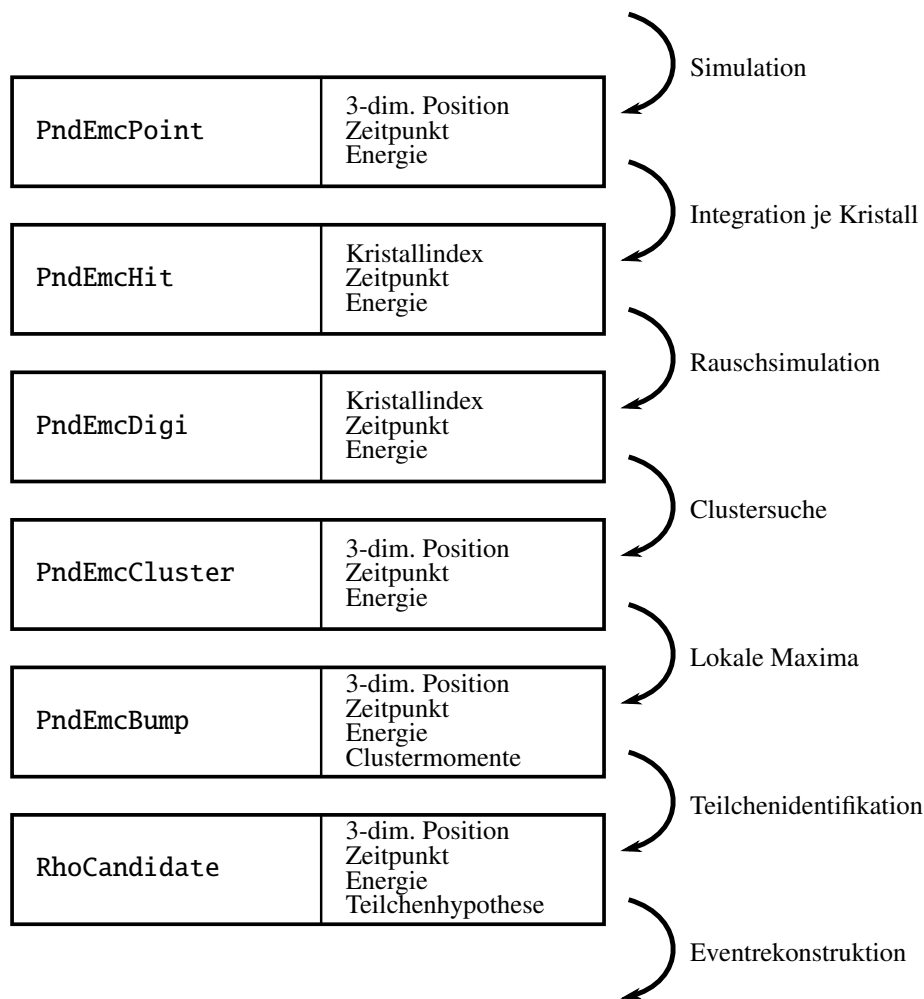


Abbildung 2.13: Die Datenobjekte für die Simulation des EMC mit den jeweils wichtigsten gespeicherten Informationen.

2.5.1 Software des EMC

Die Rekonstruktion von Energieeinträgen im Kalorimeter erfolgt in mehreren Schritten, beginnend mit den durch GEANT3 oder GEANT4 generierten Energieverlusten. Abbildung 2.13 zeigt eine Übersicht über den Ablauf. Die Energieverluste werden zunächst in `PndEmcPoint` Objekten erfasst. Diese beinhalten als Informationen die Größe des einzelnen Energieverlusts, die räumliche Position, den Zeitpunkt sowie den Index des Kristalls, in dem der Energieverlust aufgetreten ist. Energieverluste außerhalb der Kristalle werden nicht erfasst. Diese innerhalb eines Kristalls räumlich aufgelöste Information ist nur in der Simulation verfügbar und kann im Experiment nicht gemessen werden.

Im nächsten Schritt der Rekonstruktion werden die Energien der einzelnen `PndEmcPoint` pro Kristall aufsummiert. Die resultierenden `PndEmcHit` Objekte beinhalten dann nur noch die Energiesumme, die Zeit des frühesten `PndEmcPoint` sowie den Index des Kristalls. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Möglichkeit eingeführt, die Energien der `PndEmcPoint` positionsgewichtet aufzusummieren, um eine positionsabhängige Lichtausbeute der Kristalle zu simulieren (siehe Kapitel 4.3.2).

Das Rauschen der Elektronik und die Anzahl der detektierten Szintillationsphotonen wird ebenfalls simuliert. Dazu sind zwei Möglichkeiten implementiert. Im einfachen Fall wird das elektronische Rau-

schen durch eine Gaußverteilung und die Anzahl der detektierten Photonen durch eine Poissonverteilung beschrieben. Alternativ kann auch ein Signalverlauf (`PndEmcWaveform`), inklusive Rauschen, erzeugt werden. Aus diesem Signalverlauf kann dann anschließend wieder Energie- und Zeitinformation extrahiert werden. Diese Möglichkeit ist für die Untersuchung von Ereignissen mit kurz aufeinander folgenden Signalen interessant. Das Ergebnis beider Wege sind `PndEmcDigi` Objekte. Diese enthalten die gleichen Informationen wie die `PndEmcHit` Objekte jedoch durch das Rauschen verschmiert.

`PndEmcDigi` Objekte von benachbarten Kristallen werden zu Clustern (`PndEmcCluster`) zusammengefasst. Für diese Cluster wird neben der Gesamtenergie auch ein Schwerpunkt berechnet (siehe Kapitel 5.2.6). Da die Cluster möglicherweise von mehr als einem primären Teilchen erzeugt wurden, werden lokale Energiemaxima im Cluster gesucht. Für jedes gefundene ausreichend prominente Maximum wird ein `PndEmcBump` Objekt erzeugt. Falls mehr als ein Maximum gefunden wurde, wird die Energie des Clusters auf die `PndEmcBumps` aufgeteilt. Auch die Schwerpunkte werden neu berechnet. Um Energieverluste außerhalb der Kristalle, etwa in den Haltestrukturen, zu berücksichtigen, wird eine aus der Simulation bestimmte Energiekorrekturfunktion benutzt. Zur Teilchenidentifikation werden weitere Größen berechnet, wie etwa die Zernikemomente des Clusters.

Nach diesem Schritt werden die Informationen des Kalorimeters mit den Informationen aus den anderen Detektorteilen kombiniert und daraus Kandidaten für die Rekonstruktion (`RhoCandidate`) von Teilchen erstellt. Diese stehen dann den Benutzern der Software für die Analyse zur Verfügung.

Kapitel 3

Das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Experiments

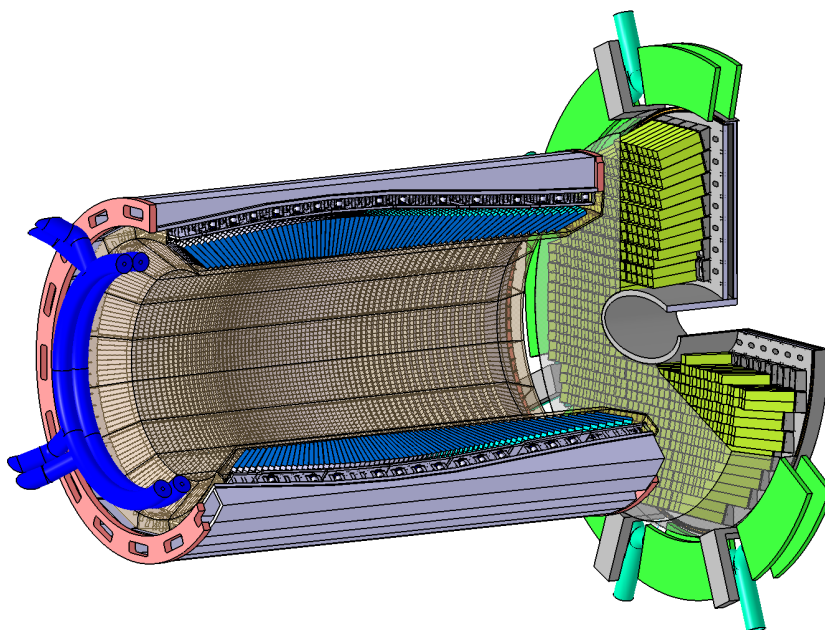


Abbildung 3.1: Das Barrelkalorimeter und die Vorwärtsendkappe [PAN+08]. In blau (Barrelkalorimeter) und grün (Vorwärtsendkappe) sind die Kristalle zu sehen. Außerdem gezeigt sind Teile der Kühlung und Haltestrukturen. Die Rückwärtsendkappe ist nicht gezeigt.

Für das PANDA-Experiment ist es wichtig, Endzustände mit einem oder mehreren Photonen sowie Elektronen und Positronen präzise vermessen zu können. In Antiproton-Proton-Annihilationen entstehen durch unterschiedliche Prozesse Photonen. In vielen hadronischen Reaktionen werden neutrale Mesonen, etwa π^0 und η , erzeugt. Diese zerfallen zu einem großen Anteil in Photonen. Ein weiteres Beispiel für die Erzeugung von Photonen sind elektromagnetische Übergänge zwischen verschiedenen Charmoniumzuständen. Für die Vermessung der Nukleonstruktur wird die Annihilation in Photonen oder Elektron-Positron-Paare untersucht.

Daher ist im Targetspektrometer ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) mit einer guten Energie- und Positionsauflösung über einen Energiebereich von einigen MeV bis zu mehreren GeV notwendig. Eine genaue Energiebestimmung von Elektronen und Positronen erlaubt zusätzlich eine gute Auflösung der J/ψ -Masse sowie eine bessere Teilchenidentifikation. Die strengste Anforderung stellt dabei die Massenauflösung für π^0 und η Zerfälle. Für eine gewünschte Auflösung von 8 MeV für π^0 und 30 MeV

Parameter	CeF ₃	LSO/LYSO:Ce	BGO	PWOII
Dichte	6,16 g/cm ³	7,40 g/cm ³	7,13 g/cm ³	8,28 g/cm ³
Strahlungslänge	1,77 cm	1,14 cm	1,12 cm	0,89 cm
Molièreradius	2,60 cm	2,30 cm	2,30 cm	2,00 cm
Abklingzeit	30 ns	40 ns	300 ns	6,5 ns
Szintillationswellenlänge	330 nm	420 nm	480 nm	420 nm
Brechungsindex	1,63	1,82	2,15	2,17
Lichtausbeute im Vergleich zu NaJ	5 %	75 %	9 %	0,6 % bei 20 °C 2,4 % bei -25 °C

Tabelle 3.1: Verschiedene relevante Parameter von Bleiwolframat (PWOII) und anderer Szintillatormaterialien mit hoher Dichte zum Vergleich [PAN+08].

für η wird eine Energieauflösung des Kalorimeters von

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1 \% \oplus \frac{2 \%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

oder besser benötigt. Für die Ortsauflösung ergeben sich unter dieser Bedingung 0,1° im Vorwärtsbereich 0,3° im mittleren und 0,5° im rückwärtigen Bereich des Kalorimeters.

Um eine gute Unterscheidung zwischen Signal- und Untergrundreaktionen zu ermöglichen, ist auch eine sehr gute Detektionseffizienz von Photonen über möglichst den gesamten Raumwinkel- und Energiebereich wichtig. Die Detektionsschwelle für Photonen im Kalorimeter soll zwischen 10 MeV und 20 MeV liegen [PAN+08].

Diese verschiedenen Anforderungen sollen durch einen Bleiwolframat (PWOII) Szintillationsdetektor erreicht werden (Abbildung 3.1). Bleiwolframat wurde bereits im CMS-Experiment am LHC erfolgreich als Szintillatormaterial verwendet [CMS97]. Die im Vergleich zu anderen Materialien kurze Strahlungslänge von Bleiwolframat (siehe Tabelle 3.1) erlaubt es, ein kompaktes Kalorimeter zu bauen. Die einzelnen Kristalle haben eine Länge von 20 cm, dies entspricht 22,5 Strahlungslängen. So wird ein großer Teil der Energie eines jeweiligen elektromagnetischen Schauers auch im Kalorimeter deponiert. Die kurze Abklingzeit der Lichtpulse in Bleiwolframat erlaubt hohe Raten im Kalorimeter.

Im Vergleich zu CMS sind die im Kalorimeter deponierten Energien im \bar{P} ANDA-Experiment deutlich geringer, die maximale Energie liegt bei ≈ 15 GeV. In diesem Energiebereich hat die Anzahl der emittierten Photonen pro deponierter Energie, die Lichtausbeute, einen deutlich größeren Einfluss auf die Energieauflösung. Daher wurde das Szintillatormaterial weiterentwickelt, um die Lichtausbeute zu steigern. Dadurch konnte die Lichtausbeute etwa verdoppelt werden. Außerdem wird das Kalorimeter auf -25 °C abgekühlt. So kann die Lichtausbeute zusätzlich um einen Faktor 4 im Vergleich zu Messungen bei Raumtemperatur gesteigert werden [PAN+08].

Als Photodetektoren für das Szintillationslicht sollen im EMC Avalanche Photodioden (APDs) und Vakuumphototetroden (VPTTs) verwendet werden. Herkömmliche Photomultiplier sind ungeeignet, da sich das Kalorimeter im Magnetfeld des Targetspektrometers befindet. Der größte Teil der Kristalle wird mit je zwei APDs mit einer Fläche von je 1 cm² ausgelesen. Unter kleinen Vorwärtswinkeln ist die erwartete Rate in den einzelnen Kristallen im Bereich von 500 kHz. Dies stellt erhöhte Anforderungen an die Detektoren in Bezug auf die Ratenfestigkeit und Strahlenhärte. Aus diesem Grund sind für diesen Bereich Vakuumphototetroden, Photomultiplier mit nur zwei Dynoden, vorgesehen [PAN+08].

Das zentrale Kalorimeter ist in drei Teile aufgeteilt: das Barrelkalorimeter, die Vorwärtsendkappe und die Rückwärtsendkappe. Die Teile werden getrennt aufgebaut und montiert. Jeder Teil verfügt auch

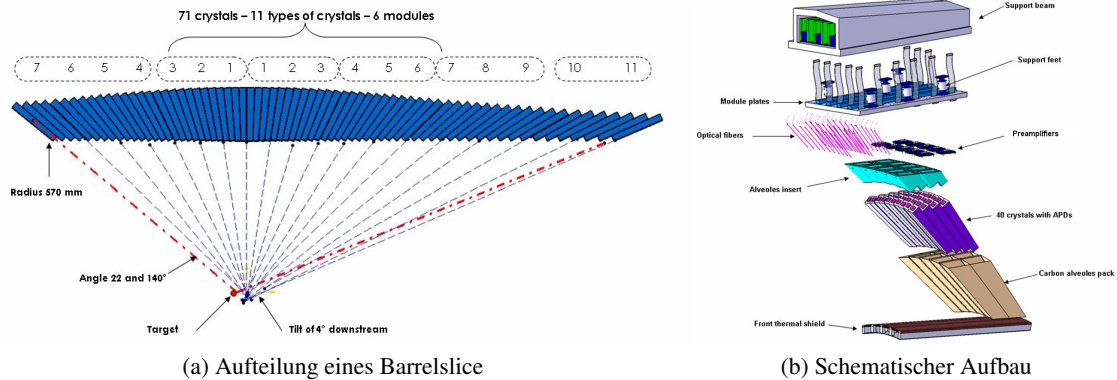


Abbildung 3.2: (a) Die Aufteilung eines Slice des Barrels in Module und Kristalltypen und (b) Darstellung der Komponenten [PAN+08].

über eigene Elektronik und Kühlung. Dieser modulare Aufbau erleichtert die Montage und den Zugang zu den Detektoren innerhalb des Kalorimeters. Auf die einzelnen Teile soll nun getrennt eingegangen werden.

3.1 Das Barrelkalorimeter

Das Barrelkalorimeter ist der größte Teil des EMC. Es deckt Polarwinkel von $\theta = 22^\circ$ bis 140° ab. Die Kristalle umgeben dabei das Target fassförmig mit einem Innenradius von 57 cm. Das Barrelkalorimeter ist weiter in 16 Sektoren, genannt Slice, aufgeteilt. Jeder Slice deckt dabei einen Azimutwinkelbereich von $\Delta\varphi = 22,5^\circ$ ab. Entlang der Strahlrichtung ist ein Slice weiter in 6 Module aufgeteilt (Abbildung 3.2). Diese bestehen aus Alveolpacks, die je 4×10 Kristalle¹ enthalten. Dies ergibt 710 Kristalle pro Slice² und insgesamt etwa 11 200 Kristalle im Barrelkalorimeter. Die Größe der Kristalle unterscheidet sich dabei leicht zwischen den Alveolpacks, es gibt insgesamt 11 Typen. Die Frontfläche der Kristalle entspricht im Mittel einem Quadrat mit 21,3 mm Seitenlänge, die Rückseite einem mit 27,3 mm. Die Kantenlänge der Kristalle entspricht damit etwa dem Molièreradius von Bleiwolframat ($r_M = 2$ cm). Die Kristalle zeigen etwa 4° neben das Target. So können Teilchen auf geradem Weg von Target das Kalorimeter nicht zwischen den Kristallen passieren. Der Abstand zwischen den Kristallen wird durch das Material zwischen den Kristallen und die nötigen Montagetoleranzen bestimmt. Er variiert von 0,68 mm innerhalb einer Alveole und 4,8 mm zwischen zwei Slices [PAN+08].

Die Kristalle des Barrelkalorimeters werden mit je zwei APDs ausgelesen. Die Signale der APDs werden mit Vorverstärkern in ASIC Bauart, dem APFEL Chip, mit zwei verschiedenen Verstärkungen verstärkt. Dies erlaubt die Messung von kleinen Signalen bei hoher Verstärkung und gleichzeitig die Messung von Signalen über einen großen Bereich mit kleiner Verstärkung. Die Digitalisierung der vier Signale je Kristall erfolgt mit FPGA³ basierten SADCs⁴ mit einer Bittiefe von 14 Bits und einer Samplingrate von 80 Mhz [Hel+19]. Die höchsten Photonenergien werden mit 7,3 GeV im vorderen Bereich erwartet. Im rückwärtigen Bereich des Kalorimeters werden nur noch etwa 1 GeV erwartet.

¹ Das vorderste Alveolpack enthält lediglich 3×10 Kristalle.

² Die Slices senkrecht über und unter dem Target enthalten aufgrund der Targetdurchführung voraussichtlich bis zu 80 Kristalle weniger.

³ Field Programmable Gate Array

⁴ Sampling Analog to Digital Converter

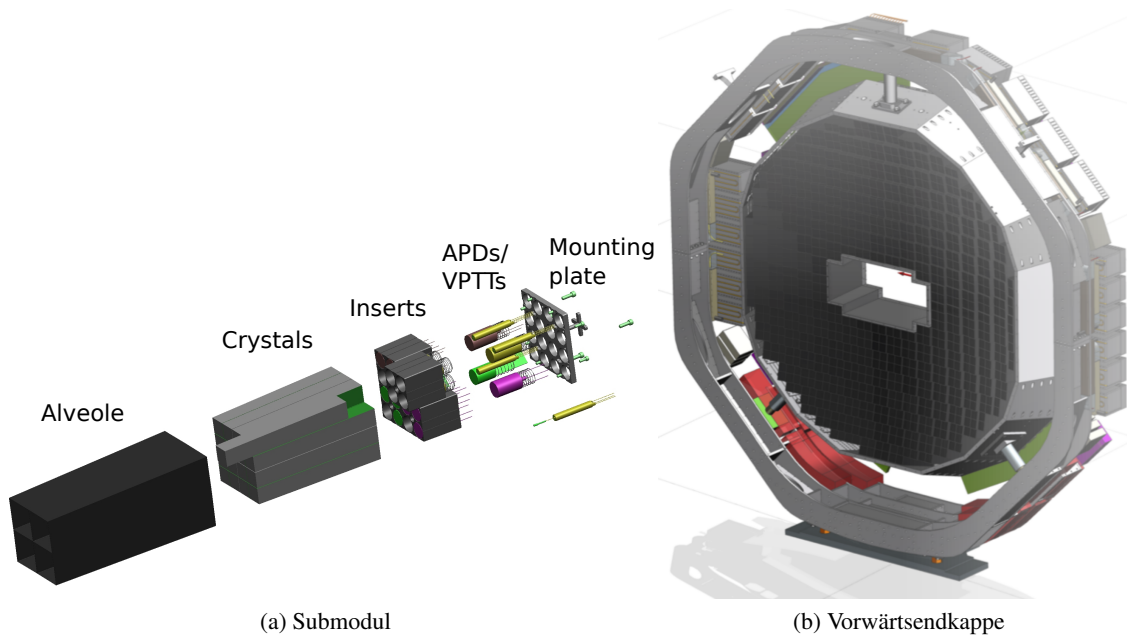


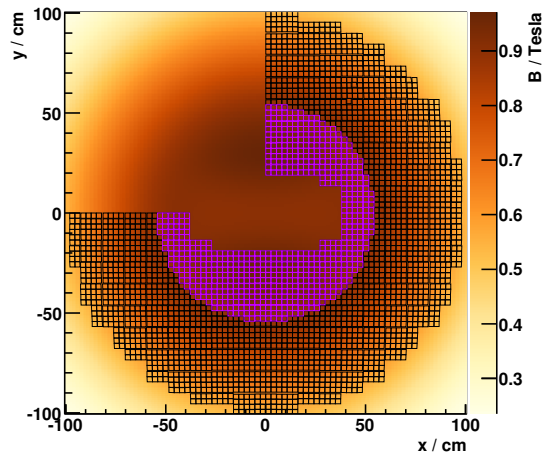
Abbildung 3.3: (a) Aufbau eines Submoduls der Vorwärtsendkappe und (b) CAD-Darstellung der Vorwärtsendkappe [Hel+19].

3.2 Die Vorwärtsendkappe

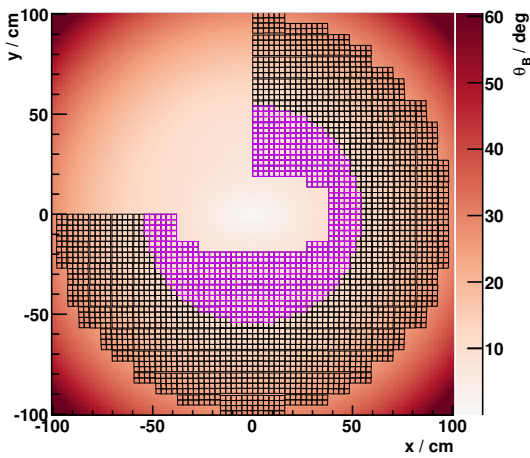
In Vorwärtsrichtung wird das Barrelkalorimeter durch die Vorwärtsendkappe (Abbildung 3.3b) ergänzt. Sie deckt dabei einen Polarwinkel bis $\theta = 23^\circ$ ab und hat dadurch einen kleinen Überlapp mit dem Barrelkalorimeter. Die Öffnung in Vorwärtsrichtung von $\theta = 10^\circ$ in horizontaler und $\theta = 5^\circ$ in vertikaler Richtung wird durch das Vorwärtsspektrometer abgedeckt. Die 3856 Kristalle befinden sich dabei in einer Ebene in einem Abstand von etwa 215 cm zum Target. Die Kristalle sind dabei in Kohlefaseralveolen zusammengefasst. Die meisten Alveolen beinhalten 16 Kristalle, im Randbereich und in der Mitte des Detektors sind auch Alveolen mit 8 Kristallen vorgesehen. Abbildung 3.3a zeigt den Aufbau einer Alveole. Die Kristalle in der Vorwärtsendkappe haben alle die gleiche Größe, die Frontfläche misst $24,4 \text{ mm} \times 24,4 \text{ mm}$ die Rückseite $26 \text{ mm} \times 26 \text{ mm}$. Die Kristalle sind dabei nicht auf das Target ausgerichtet, sondern auf einen Punkt 95 cm in Strahlrichtung vor dem Target.

Die Auslese der Kristalle erfolgt für die weiter von der Strahlachse entfernten Kristalle, wie im Barrelkalorimeter, mit jeweils zwei APDs. Wie Abbildung 3.5 zeigt, steigen die erwarteten Raten mit sinkendem Abstand zur Strahlachse stark an. Daher werden im inneren Bereich 768 Kristalle mit Vakuumphototetroden ausgestattet. VPTTs zeigen im Gegensatz zu APDs eine Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld in dem sie sich befinden. Ein Magnetfeld von 1 T reduziert die Verstärkung der VPTTs auf etwa 45 % des Ausgangswerts. Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Photodetektoren der Endkappe und das Magnetfeld, in dem diese sich befinden.

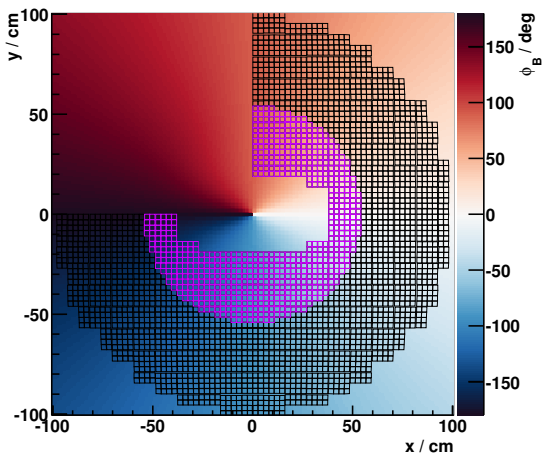
Die Verstärkung und Digitalisierung der Signale der Vorwärtsendkappe findet ähnlich zum Barrelkalorimeter statt. Die Signale werden hier jedoch von einem diskret aufgebauten Vorverstärker verstärkt [Kes+15]. Dieser hat im Gegensatz zu dem im Barrelkalorimeter eingesetztem APFEL ASIC eine kürzere Zeitkonstante. Damit ist er besser für die höheren in der Endkappe auftretenden Einzelkristallraten geeignet [Kav+11]. Nach der Verstärkung werden die Signale mit dem gleichem SADC digitalisiert. Auch die Signale der Vorwärtsendkappe werden in zwei Verstärkungen aufgeteilt. Dies ist



(a) Magnetfeldstärke



(b) Polarwinkel des Feldvektors



(c) Azimuthwinkel des Feldvektors

Abbildung 3.4: Das Magnetfeld in der Vorwärtseckkappe, in Kugelkoordinaten. Die Rückseiten der Kristalle der Vorwärtseckkappe sind ebenfalls eingezeichnet. Die inneren Kristalle, bei denen hohe Raten auftreten, sind violett markiert. Ein Viertel der Kristalle sind zur besseren Übersicht ausgeblendet.

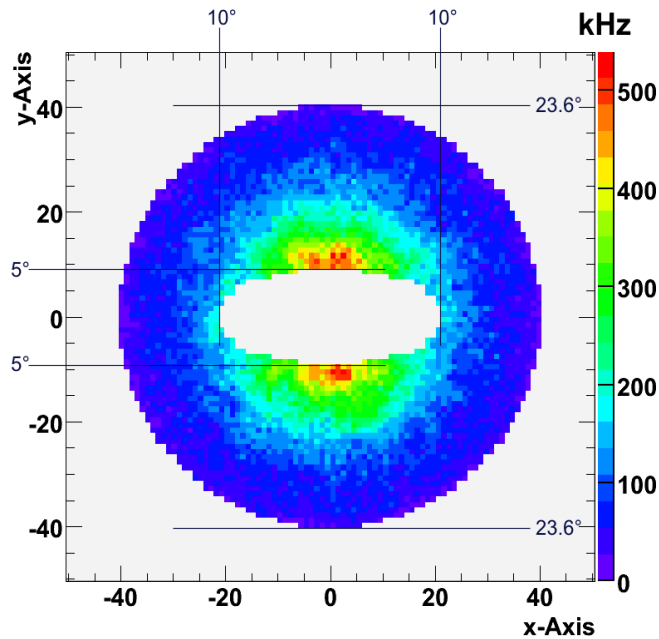


Abbildung 3.5: Die Trefferrate in der Vorwärtsendkappe in einer Untergrundsimulation mit dem DPM-Generator [PAN+08]. Die Achsen sind mit der Kristallnumerierung beschriftet. Die eingezeichnete Ausdehnung von $23,6^\circ$ entspricht dabei der gesamten Ausdehnung der Endkappe.

für die Vorwärtsendkappe in der Eingangsstufe des SADC realisiert. In der Vorwärtsendkappe werden mit bis zu $14,6$ GeV größere Photonenenergien als im Barrelkalorimeter erwartet.

3.3 Die Rückwärtsendkappe

In Rückwärtsrichtung wird das Kalorimeter durch die Rückwärtsendkappe vervollständigt. Sie befindet sich in einem Abstand von ≈ 60 cm entlang der Strahlachse vor dem Target, und damit innerhalb des Barrelkalorimeters. Sie deckt mit ≈ 500 Kristallen einen Winkelbereich von $\theta \approx 150^\circ$ bis $\theta \approx 170^\circ$ ab. Damit wird das Target fast vollständig durch das EMC umschlossen. In Rückwärtsrichtung bleibt eine Öffnung für die Durchführung des DIRC- und SciTil-Detektors, sowie der Kabel des STT zwischen dem Barrelkalorimeter und der Endkappe. Außerdem befindet sich in der Mitte der Rückwärtsendkappe eine Öffnung für die Strahlführung und die Kabel des MVD die entlang des Strahlrohrs verlaufen.

3.4 Die Prototypen

Für die Entwicklung komplexer Detektoren sind Prototypen unerlässlich. Mit Prototypen kann überprüft werden, ob Designvorgaben des Detektors eingehalten werden können. Mit verschiedenen Prototypen können unterschiedlichste Eigenschaften überprüft werden, dazu zählt neben der Auflösung auch zum Beispiel das mechanische Design oder thermische Verhalten. Dabei ist es wichtig, dass die Prototypen dem endgültigen Design möglichst ähnlich sind, um genaue Aussagen zu erhalten. Für das EMC wurden verschiedene Prototypen gebaut. In dieser Arbeit wurden Messungen mit zwei verschiedenen Prototypen, dem Proto60 und dem Proto192, ausgewertet.

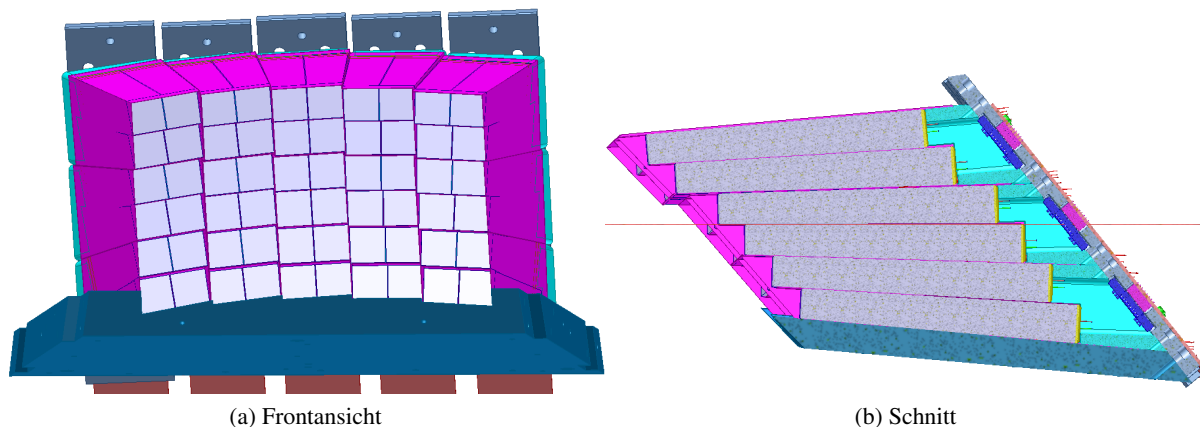


Abbildung 3.6: Aufbau des Proto60. Die thermische Isolation des Proto60 ist nicht gezeigt.

3.4.1 Der Proto60

Der Proto60 ist ein Prototyp für das Barrelkalorimeter und verwendet daher auch Kristalle des Barrelkalorimeters. Der verwendete Kristalltyp ist im Barrelkalorimeter unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse vorgesehen. Abbildung 3.6 zeigt die Positionierung der Kristalle mit ihren Haltestrukturen des Prototyps. Mit dem Proto60 soll die mögliche erreichbare Energieauflösung des Barrelkalorimeters untersucht werden. Außerdem demonstriert er die Realisierbarkeit eines gekühlten Kalorimeters aus PWOII-Kristallen mit APD-Auslese [Mor09].

Mechanischer Aufbau

Die 60 Typ 6 Kristalle des Proto60 sind in sechs Reihen und zehn Spalten angeordnet. Dies ist eine Abweichung zum Aufbau eines späteren Slice, in diesem kommen lediglich vier Reihen dieses Kristalltyps hintereinander vor, dann wechselt der Kristalltyp. Die Kristalle sind jeweils in reflektierende VM2000-Folie und Kohlefaseralveolen eingepackt. Die Alveolen des Prototyps sind von einem isolierenden Gehäuse umgeben. Durch Kühlrohre an der Innenseite des Gehäuses können die Kristalle auf -25°C abgekühlt werden. Um die Materialbelegung vor den Kristallen zu minimieren, wird die Vorderseite des Proto60 mit einem Vakuumschild abgeschlossen.

Auslese

Die Auslese der Kristalle erfolgt im Proto60 noch mit jeweils einer APD. Diese hat eine Fläche von $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$. Für das zukünftige Kalorimeter werden für die Auslese je zwei rechteckige APDs, mit je 1 cm^2 , pro Kristall verwendet werden. Diese sind mit diskreten Vorverstärkern mit geringem Rauschen ausgestattet. Die Vorverstärkersignale werden weiter mit kommerziellen Modulen (Mesytec MSCF-16) verstärkt und danach die Signalhöhe mit Peak-Sensing ADCs (CAEN V785) aufgezeichnet [Mor09].

3.4.2 Der Proto192

Der Proto192 ist ein Prototyp für die Vorwärtsendkappe. Die Anordnung der 216 Kristalle⁵ entspricht dabei einer Ecke der inneren Öffnung der Vorwärtsendkappe. Mit dem Proto192 soll die Energie- und

⁵ In einer ersten Version waren 192 Kristalle vorgesehen.

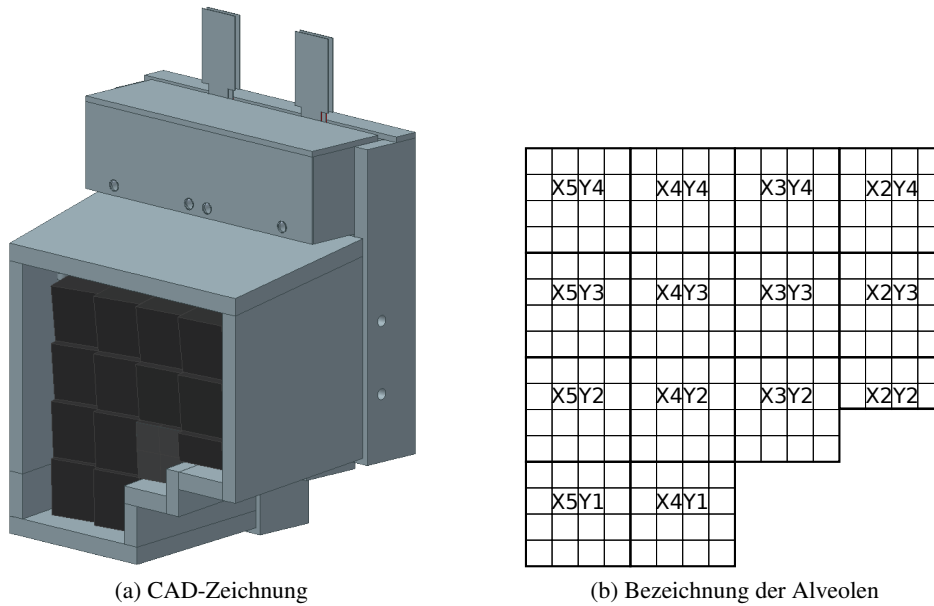


Abbildung 3.7: (a) CAD-Zeichnung des Proto192. Die vordere thermische Isolation ist nicht gezeigt. (b) Anordnung und Bezeichnung der Alveolen im Proto192. Ansicht in Strahlrichtung.

Positionsauflösung in der Vorwärtsendkappe bestimmt werden. Ein weiterer wichtiger Aspekt war die Auswahl der Photodetektoren für die Endkappe. Daher wurden verschiedene Bereiche mit unterschiedlichen Photodetektoren ausgestattet.

Mechanischer Aufbau

Die 216 Kristalle des Proto192 sind in 13 Alveolen mit 16 Kristallen und einer Alveole mit acht Kristallen gruppiert. Die Alveolen sind dabei L-förmig angeordnet. Abbildung 3.7 zeigt den Proto192, sowie die Anordnung der Alveolen. Wie in der späteren Vorwärtsendkappe sind die Kristalle in den Alveolen mit einer reflektierenden VM2000-Folie eingepackt. Der Prototyp verfügt auch über ein Kühlsystem, das es ermöglicht, die Kristalle auf -25 °C abzukühlen, um die gleiche Temperatur wie in der späteren Endkappe zu erreichen.

Auslese

Im Proto192 wurden verschiedene Photodetektoren verbaut, um deren Eignung für den Einsatz in der Vorwärtsendkappe zu überprüfen. Zum Einsatz kamen rechteckige APDs (zwei pro Kristall) mit einer Fläche von je 1 cm^2 , wie sie auch für das finale Kalorimeter verwendet werden sollen. Außerdem wurden verschiedene Vakuumphototetroden (RIE und Hamamatsu) und -trioden (Hamamatsu) getestet. Die Photodetektoren sind jeweils mit einem Low-Noise-Vorverstärker ausgestattet, der direkt am Detektor angebracht ist. Außerhalb des Proto192 befinden sich signalformende Verstärker. Diese verringern die Abfallzeit der Vorverstärkersignale zusätzlich zu einer weiteren Verstärkung. Sie verfügen über zwei Ausgänge (Highgain und Lowgain) deren Verstärkung sich um einen Faktor 16 unterscheidet. Die verstärkten Signale werden dann von kommerziellen Sampling-ADCs aufgezeichnet. Man erhält pro Kristall vier Signalverläufe bei APD-Auslese, zwei bei VPTT- und VPT-Auslese.

Kapitel 4

Messungen mit einem Prototyp für das Barrelkalorimeter

Im Kalorimeter des PANDA-Experiments sollen erstmalig mit Bleiwolframatkristallen Energien bis hinunter zu nur wenigen MeV gemessen werden. Um zu zeigen, dass es möglich ist, mit diesen Kristallen eine ausreichend gute Energieauflösung für das Kalorimeter zu erreichen, wurden mit einem Prototyp des Kalorimeters Messungen mit Photonen durchgeführt. Der verwendete Proto60 ist ein Prototyp für das Barrelkalorimeter mit 60 Bleiwolframatkristallen. Die Kristalle sind dabei mit APDs zur Messung des Szintillationslichts ausgestattet. Der Aufbau des Proto60 ist in Kapitel 3.4.1 beschrieben.

In dieser Arbeit wurden zwei Messungen mit Photonen ausgewertet, die bei unterschiedlichen Energien am Elektronenbeschleuniger MAMI durchgeführt wurden. Außerdem wurden Simulationen in PandaROOT durchgeführt, die zeigen sollen, wie gut sich die Ergebnisse der Strahlzeiten reproduzieren lassen.

4.1 Messungen an MAMI

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein Elektronenbeschleuniger, der eine Elektronenergie von bis zu 1,6 GeV erreicht. Dazu durchlaufen die Elektronen verschiedene Stufen: Drei Rennbahnmikrotrons und ein harmonisches doppelseitiges Mikrotron. So lässt sich ein quasi-kontinuierlicher Elektronstrahl erzeugen [Ost10]. Um Experimente mit hochenergetischen Photonen durchführen zu können, steht am Strahlplatz A2 ein Taggingssystem zur Verfügung. Abbildung 4.1 zeigt einen Überblick über die Beschleunigeranlage. Abbildung 4.2 zeigt die Aufstellung des Proto60 hinter dem Crystal-Ball-Experiment.

4.1.1 Photonenstrahl

Am Strahlplatz A2 des MAMI Beschleunigers steht ein Taggingssystem zur Erzeugung von Photonen mit bekannter Energie zur Verfügung [McG+08]. Die von MAMI beschleunigten Elektronen erzeugen an einer dünnen (10 μm) Kupferfolie¹ durch Bremsstrahlung an den Atomkernen hochenergetische Photonen mit einem kontinuierlichen Energiespektrum. Da der Wirkungsquerschnitt mit der Energie der Photonen abnimmt, werden deutlich mehr niederenergetische Photonen erzeugt. Um die Energie E_γ der einzelnen Photonen zu bestimmen, wird der Energieverlust der Elektronen bestimmt. Der Atomkern nimmt in der Streuung zwar Impuls auf, aber durch seine vergleichsweise hohe Masse nur vernachlässigbar wenig Energie. Daher gilt:

$$E_\gamma = E_0 - E_e .$$

Dabei sind E_0 und E_e die Energien des Elektrons vor und nach der Streuung. Um die Energie der Elektronen nach der Streuung zu bestimmen, werden diese in einem Magnetfeld abgelenkt und so vom Pho-

¹ Es sind auch andere Targets verfügbar, zum Beispiel ein Diamant zur Erzeugung linear polarisierter Photonen.

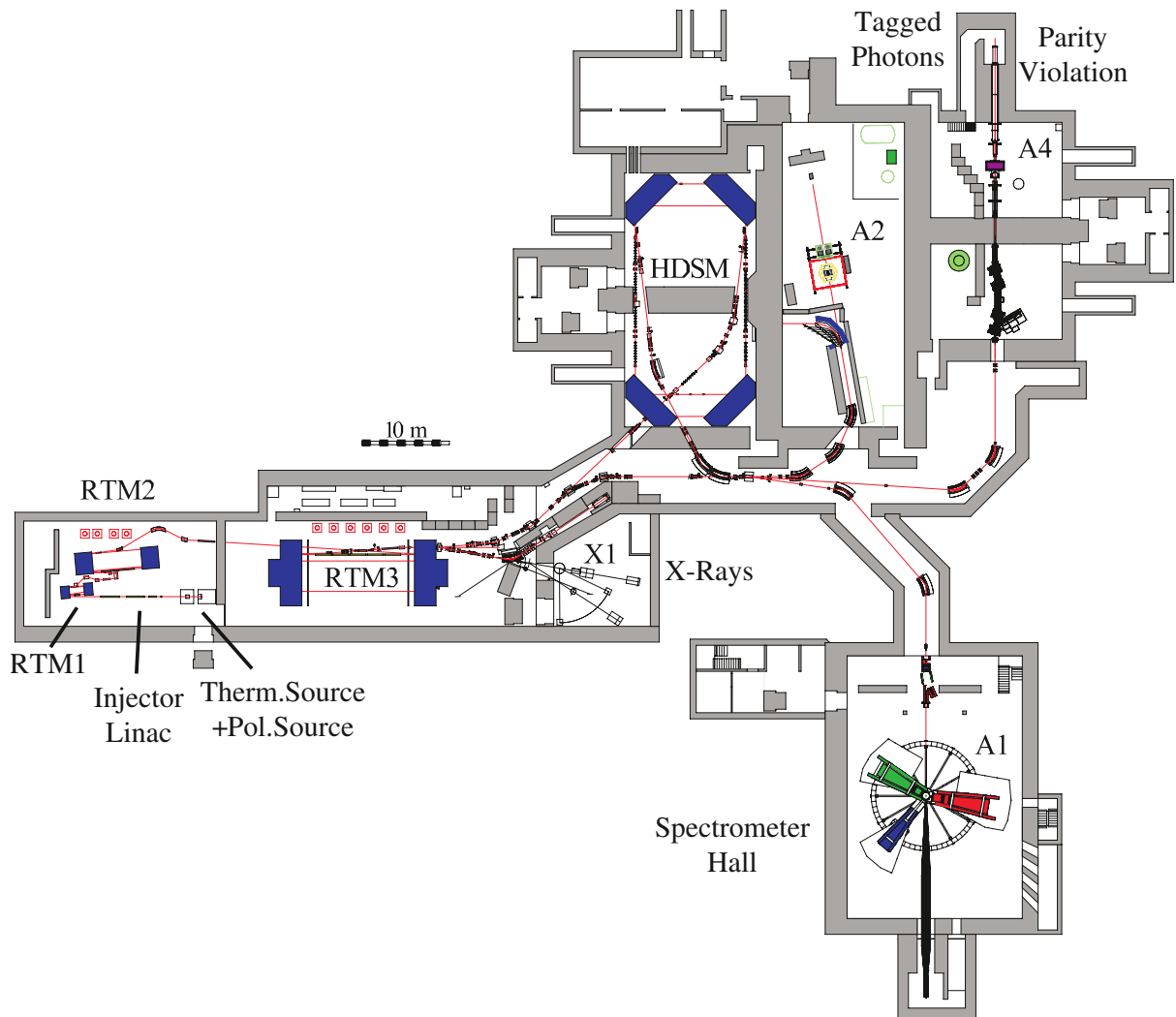


Abbildung 4.1: Übersicht des MAMI-Beschleunigerkomplexes.[Ost10]

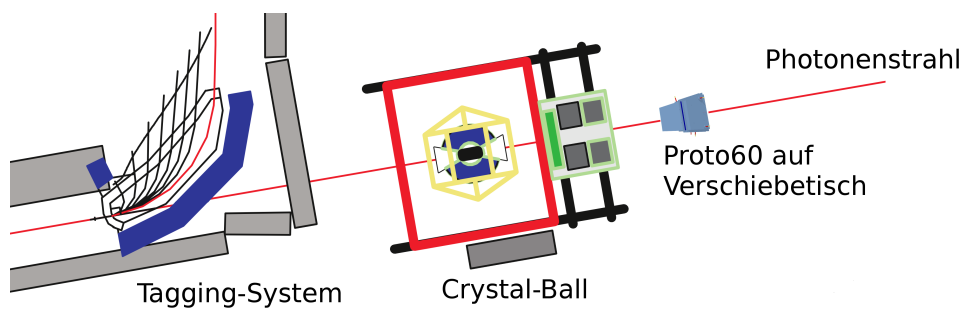


Abbildung 4.2: Positionierung des Proto60 im Photonenstrahl an der Beschleunigeranlage MAMI hinter dem Taggingssystem und dem Crystal-Ball-Experiment.

tonenstrahl separiert. Da der Krümmungsradius der Bahn im Magnetfeld antiproportional zum Impuls der Elektronen ist, werden Elektronen verschiedener Energie unterschiedlich stark abgelenkt. So kann über den Austrittspunkt aus dem Magnetfeld auf die Energie der Elektronen geschlossen werden. Zur Bestimmung dieser Position sind 353 Szintillatoren am Magneten angeordnet. Die Szintillatoren erfassen Elektronen in einem Bereich von $\approx 4,5\%$ bis $\approx 98\%$ E_0 . Die Energieauflösung des Taggingsystems ist durch die Breite des Überlapps zweier benachbarter Szintillatoren, den Kanälen, gegeben. Die Energieauflösung skaliert mit der Energie des Elektronstrahls und beträgt zwischen 2 MeV ($E_0 = 883$ MeV) und 4 MeV ($E_0 = 1,6$ GeV) [McG+08].

4.1.2 Strahlzeiten

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Strahlzeiten fanden im Februar 2009 und im April 2010 statt.² Der Aufbau war bei beiden Strahlzeiten identisch, jedoch wurden die Messungen bei unterschiedlichen Primärstrahlenergien durchgeführt. 2009 wurde mit einer Primärstrahlenergie von 1,6 GeV gearbeitet, 2010 mit 855 MeV. Durch die kleinere Energie in der zweiten Messung konnten kleinere Photonenergien untersucht werden. Der Photonenstrahl wurde mit einem Kollimator mit 2 mm Durchmesser kollimiert. An der Position des Proto60 hinter dem Crystal-Ball-Detektor ergab sich damit eine Strahlfleckgröße von ≈ 10 mm. Der Proto60 war auf einem Verschiebetisch platziert, so dass alle Kristalle in den Photonenstrahl gefahren werden konnten.

Auslese

Um verschiedene Photonenergien auswerten zu können, wurden 15 bzw. 16 Kanäle des Taggingsystems ausgewählt (Tabelle 4.1) und deren Zeitsignale mit TDCs³ zusammen mit dem Proto60 ausgelesen. Die Auslese wurde durch eine Koinzidenz aus einem beliebigen Kanal des Taggingsystems und einem Triggersignal des Proto60 ausgelöst. 2009 wurde das Triggersignal durch das Überschreiten einer Diskriminatorschelle durch das Energiesignal des Zentralkristalls⁴ generiert. 2010 konnten die Signale aller Kristalle durch Überschreiten der Schwelle ein Triggersignal auslösen.

Bei beiden Strahlzeiten wurden die Verstärkungen der APDs so eingestellt, dass das größte durch den ADC digitalisierbare Signal einer Energie von ≈ 200 MeV (2009) und ≈ 400 MeV (2010) entspricht. Der Energiebereich des Zentralkristalls wurde mit einem Abschwächer auf 1331 MeV (2009) und 947 MeV (2010) vergrößert.

Zur Verarbeitung der Daten wurde ein Modul für PandaROOT programmiert, das die Daten im Binärformat der DAQ einliest und die Informationen in PandaROOT-Objekten speichert. Die ADC-Informationen werden dabei als `PndEmcHit` und die kalibrierten Energiewerte als `PndEmcDigi` gespeichert. Aus den TDC-Einträgen des Taggingsystems wurden `TParticle` erzeugt, die die Informationen des Strahlphotons enthalten. Da so die Daten der Strahlzeiten und Simulationen mit PandaROOT in gleichem Format vorliegen, kann der gleiche Programmcode zur Analyse aller Datensätze verwendet werden.

Ausrichtung des Proto60

Für die Ausrichtung des Proto60 zum Photonenstrahl sind am Proto60 Marken angebracht. Der Proto60 wurde beim Aufstellen an der Messposition anhand dieser Marken und in der Halle vorhandenen Mar-

² Die Messung im April 2010 wurde im Rahmen dieser Arbeit begleitet. Für die Messung im Februar 2009 wurden lediglich die vorhandenen Messdaten ausgewertet.

³ Time to Digital Converter

⁴ Der Kristall in den der Photonenstrahl direkt Eintritt.

TDC-Kanal	2009, $E^{e^-} = 1,6 \text{ GeV}$		2010, $E^{e^-} = 855 \text{ MeV}$	
	E_γ in MeV	# Ereignisse	E_γ in MeV	# Ereignisse
1	1441,06	5765	692,27	45294
2	1356,89	36298	658,17	52756
3	1257,31	33144	609,87	79235
4	1156,56	44332	587,47	73536
5	1057,70	48238	518,84	78573
6	956,16	56595	453,01	108274
7	857,98	67580	396,68	108787
8	756,58	82568	348,89	137476
9	657,34	79689	278,88	187197
10	556,97	120594	208,78	307767
11	456,26	144446	160,74	376619
12	355,88	199969	115,54	513636
13	256,41	320381	101,37	399087
14	158,31	352422	91,96	584511
15			68,55	928766
16	187,99	348367	59,24	1101112

Tabelle 4.1: Ausgewerte Energien für die Strahlzeiten 2009 und 2010, sowie die Anzahl der Ereignisse im Zentralkristall für die einzelnen Energien. Die Breite der Energiekanäle betrug 2009 etwa 4 MeV und 2010 aufgrund der geringeren Primärelektronenergie E^{e^-} etwa 2 MeV.

kierungen für den Photonenstrahl ausgerichtet. Die Genauigkeit dieser Positionierung ist dabei durch Größe und Justierung der Marken auf einige Millimeter beschränkt. Die Marken selbst haben einen Durchmesser von mehreren Millimetern. Außerdem sind sie über Langlöcher an dem Gehäuse des Proto60 befestigt, so dass sich die Ausrichtung zu den Kristallen nur schwer überprüfen lässt. In den Daten der Strahlzeit 2009 wurden Asymmetrien in den Energieverteilungen festgestellt, die sich durch eine Verschiebung erklären lassen (siehe Kapitel 4.4.2). Daher wurde in der Strahlzeit 2010, nach der Ausrichtung anhand der Markierungen, der Proto60 anhand dieser Asymmetrien ausgerichtet. Der Proto60 wurde im Photonenstrahl verschoben, bis die beobachteten Asymmetrien verschwanden. Hierzu war eine Verschiebung um etwa 5 mm in horizontaler und vertikaler Richtung notwendig. Zur Bestimmung der Asymmetrien wurde dabei eine grobe Vorkalibration des Proto60 genutzt. Wie in Kapitel 4.4.2 gezeigt, konnten die Asymmetrien dadurch eliminiert werden.

4.1.3 Energiekalibration

Um die von den ADCs gemessenen Signalhöhen (in ADC-Kanälen) in eine Energie umzurechnen, ist eine Kalibration des Proto60 erforderlich. Unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs von Pulshöhe und Energie werden zwei Kalibrationspunkte benötigt. Hierzu dienen das Pedestal und der Energieeintrag kosmischer Myonen.

Das Pedestal ist die vom ADC gemessene Pulshöhe, wenn zu diesem Zeitpunkt keine Energie im Kristall deponiert wurde. Durch elektronisches Rauschen erhält man hierfür einen gaußförmig verbreiterten Peak. Da stets alle Kristalle des Proto60 gemeinsam ausgelesen werden, auch wenn nur in einem Teil der Kristalle Energie deponiert wurde, kann das Pedestal direkt aus den aufgenommenen Daten bestimmt werden. Hierzu eignen sich besonders die Messungen mit kosmischen Myonen, da hier meist

nur wenige Kristalle und nicht bei jedem Ereignis die gleichen Kristalle einen Energieeintrag aufweisen.

Kosmische Myonen können als minimalionisierende Teilchen angesehen werden. Die Energiedeposition in den Kristallen folgt dabei einer Landauverteilung und beträgt im Peak 10,2 MeV/cm [PDG18]. Im Proto60 sind die Kristalle näherungsweise horizontal angeordnet. Dadurch ergibt sich für Myonen die aus dem Zenit auf die Kristalle treffen⁵ eine mittlere Wegstrecke von 24,03 mm und somit ein Energieverlust von 24,5 MeV. Durch die unterschiedliche Ausrichtung der einzelnen Kristalle ergeben sich Unterschiede in der Energiedeposition von <0,3 %, die vernachlässigt werden [Mor09].

Für die Strahlzeit 2009 wurde die Energiekalibration aus [Mor09] übernommen. Für die Strahlzeit 2010 wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Kalibration durchgeführt.

Für die Energiekalibration wurden zwei Datensätze mit kosmischen Myonen verwendet. Unmittelbar nach der Strahlzeit wurde ein Datensatz mit dem Proto60 in Messausrichtung aufgenommen, so dass die Myonen die Kristalle senkrecht durchqueren. Sechs Tage später wurde ein Datensatz aufgenommen, in dem der Proto60 um 90° gekippt wurde, so dass die Kristalle aufrecht stehen. Die Myonen deponieren damit über die gesamte Kristalllänge von 20 cm Energie. Dies ergibt ein Maximum der Verteilung bei 204 MeV.

Horizontale Kalibration

Zunächst wurde eine Kalibration mit den Kristallen in horizontaler Ausrichtung durchgeführt. Um zunächst das Pedestal zu bestimmen, wurden die ADC-Werte aller Ereignisse für jeden Kristall in Histogrammen aufgetragen. Da in jedem Ereignis nur in wenigen Kristallen Energie deponiert wird, haben die Histogramme einen prominenten Eintrag, der keiner Energiedeposition entspricht. Dieser Eintrag eignet sich zur Bestimmung des Pedestals. Durch eine angepasste Gaußkurve an diesen Peak wurde dann für jeden Kristall die Position x_{ped} und Breite σ_{ped} des Pedestal ermittelt. Abbildung 4.3a zeigt beispielhaft eine Anpassung.

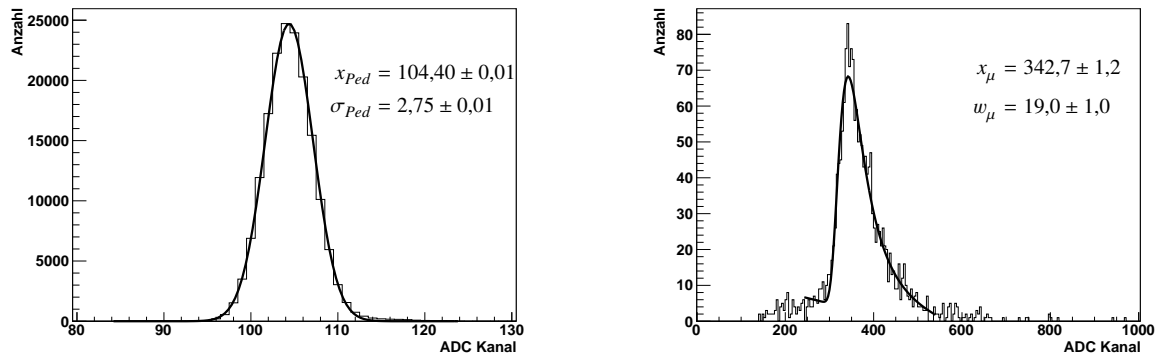
Zur Bestimmung des Myonpeaks wurden Ereignisse selektiert, bei denen ein Myon senkrecht den Proto60 durchquert hat. Dazu wurde verlangt, dass alle Kristalle mit einem Energieeintrag, der mindestens $9\sigma_{ped}$ über dem Pedestal x_{ped} liegt, in einer Spalte liegen. So kann die Spur der Myonen eingeschränkt werden und der Untergrund in den Spektren reduziert werden. An die für die einzelnen Kristalle deutlich sichtbaren Myonpeaks wurde die Summe aus einer Landauverteilung und einer Geraden angepasst, wobei die letztere den verbleibenden Untergrund beschreibt. Ein Beispiel findet sich in Abbildung 4.3b.

Aus der Position von Pedestal und dem Maximum der Landauverteilung lassen sich die ADC-Werte nun in eine Energie umrechnen. Die Kalibration konnte für alle Kristalle außer Kristall 32 durchgeführt werden. Kristall 32 zeigte kein Signal in den ADC-Spektren. Da dieser Kristall in den hier betrachteten Messungen jedoch weit genug vom Photonenstrahl entfernt liegt, hat das Fehlen dieses Kristalls nur vernachlässigbare Auswirkungen auf die weitere Auswertung.

Vertikale Kalibration

Eine Kalibration mit vertikal positionierten Kristallen kann durch die höhere in den Kristallen deponierte Energie eine genauere Kalibration liefern, insbesondere zusammen mit der horizontalen Kalibration. Zur Auswertung des Datensatzes mit aufrechten Kristallen wurde zunächst die vorhandene Kalibration, die mit horizontal positionierten Kristallen erstellt wurde, genutzt. Um Myonereignisse zu selektieren, bei denen das Myon einen Kristall vertikal durchläuft, wurde verlangt, dass nur ein Kristall in gesamten Proto60 ein Signal über einer Schwelle von 3 MeV hat. Leider reichte die in dem Datensatz zur

⁵ Die Winkelverteilung der Myonen hat hierfür ihr Maximum.



(a) Pedestalspektrum mit angepasster Gaußfunktion mit Schwerpunkt x_{ped} und Breite σ_{ped} .

(b) Myonspektrum mit angepasster Landaufunktion mit Maximum x_{My} und Breite w_{My} .

Abbildung 4.3: Kalibrationsspektren für Kristall 1, horizontal angeordnete Kristalle.

Verfügung stehende Anzahl an Ereignissen nicht aus, um für alle Kristalle einen auswertbaren Myonpeak zu erhalten (siehe Abbildung 4.4). Somit war eine (relative) Kalibration mit diesem Datensatz nicht möglich. Wurden die Daten aller Kristalle zusammengefasst, war der Myonpeak deutlich sichtbar. Damit konnte zumindest eine globale Überprüfung der Kalibration erfolgen. Durch die veränderten Messbedingungen war der Beitrag des Untergrunds an den Verteilungen deutlich ausgeprägter. Der Untergrund wurde durch eine Exponentialfunktion beschrieben. Über die Anpassung einer Gaußfunktion⁶ zusammen mit der exponentiellen Untergrundfunktion wurde die Peakposition zu $(199,7 \pm 0,6)$ MeV bestimmt. Durch eine Variation des Bereichs der Anpassung wurde eine Verschiebung der bestimmten Peakposition um etwa 2 MeV beobachtet. Der beobachtete Peak liegt etwa 2 % unter dem erwarteten Wert von 204 MeV. Dies kann durch eine systematische Abweichung der Anpassung verursacht worden sein. Es sind aber auch andere Ursachen nicht auszuschließen. Da die Messung in vertikaler Ausrichtung erst etwa eine Woche nach der Strahlzeit durchgeführt wurde, ist eine Veränderung der Verstärkung über diesen Zeitraum, etwa durch eine Drift in der Elektronik, nicht auszuschließen. Eine Verschiebung der Pedestal wurde nicht beobachtet. Da die Ursache nicht abschließend geklärt werden kann, wurde für die weitere Auswertung die Kalibration mit horizontaler Kristallausrichtung, wie auch für die Strahlzeit 2009, verwendet.

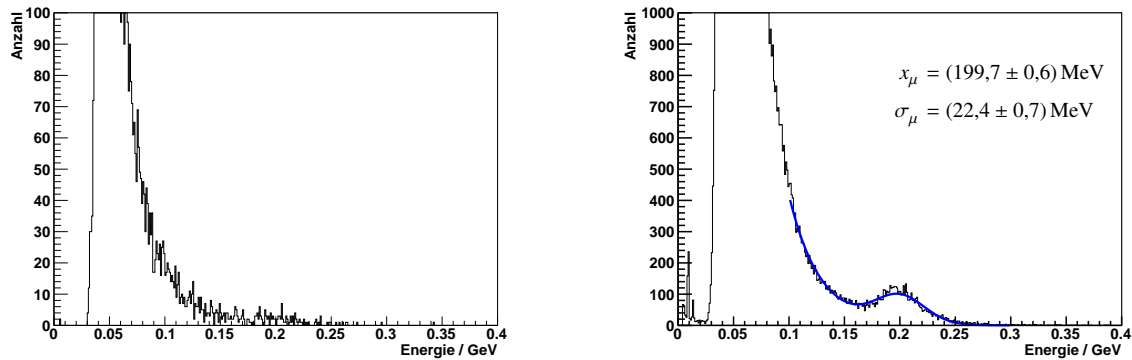
4.2 Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute

In einem idealen Kalorimeter hängt die gemessene Energie nicht von der Position der Energiedeposition ab. In einem elektromagnetischen Schauer unterliegt die räumliche Verteilung in longitudinaler und transversaler Richtung statistischen Fluktuationen. Zeigt ein Kalorimeter eine Positionsabhängigkeit in der Energiemessung, verschlechtert sich dadurch die Energieauflösung des Kalorimeters.

Für die Kristalle des PANDA-EMC wurde eine Abhängigkeit der Lichtausbeute über die Länge des Kristalls beobachtet. Die ersten Messungen hierzu wurden in Stockholm mit einem β^+ -Strahler durchgeführt. Das im Zerfall erzeugte Positron annihiliert mit einem Elektron in zwei Photonen, die die Quelle in entgegengesetzten Richtungen verlassen. Mit Hilfe eines Triggerszintillators wurde ein Photon außerhalb des Kristalls nachgewiesen. Aus Position von Szintillator und Quelle ist die Position, an der das

⁶ Für lange Wegstrecken im Material geht die erwartete Landaufverteilung für die Energiedeposition minimalionisierender Teilchen in eine Gaußverteilung über.

4.2 Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute



(a) Kristall 1

(b) Alle Kristalle, mit angepasster Gaußfunktion mit Maximum x_μ und Breite σ_{pgm} und exponentieller Untergrundfunktion.

Abbildung 4.4: Gemessene Energieverteilung zur Myonkalibration mit vertikal ausgerichteten Kristallen. Es wurden nur Einträge berücksichtigt, bei denen nur in einem Kristall mehr als 3 MeV gemessen wurden.

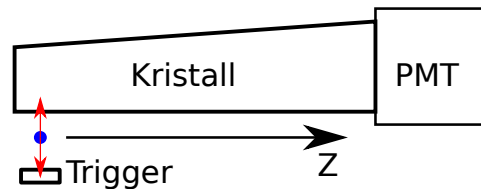


Abbildung 4.5: Versuchsaufbau zur Messung der Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute eines Kristalls mit einem β^+ -Strahler (blau). Die Annihilationsphotonen (rot) werden im Kristall und in einem Triggerszintillator nachgewiesen.

zweite Photon den Kristall trifft, festgelegt. Die Lichtausbeute des Kristalls wurde mit einem Photomultiplier, der die gesamte Endfläche abdeckt, für verschiedene Abstände von der Frontfläche des Kristalls gemessen [Mar09]. Abbildung 4.5 zeigt eine Skizze des Messaufbaus. In Abbildung 4.6a ist das Ergebnis für einen Kristall des Typs 6 zu sehen. Die Lichtausbeute ist an der Vorderseite 12 % größer und an der Rückseite 6 % kleiner als das Mittel über den Kristall. Dieser Effekt wird durch die Fokussierung des erzeugten Lichts auf die Kristallendfläche hervorgerufen. Die Fokussierung wird durch die Reflexion des Lichts an den abgeschrägten Seiten des Kristalls erzeugt [Die+17]. Die Unterschiede in der Lichtausbeute sind damit auch abhängig von dem Winkel der Seitenflächen zueinander. So ist der Effekt für die Kristalle im Targetbereich, in dem die Seitenflächen einen großen Winkel zueinander haben, besonders groß. Abbildung 4.6b zeigt die relative Lichtausbeute für den Kristalltyp 1, mit dem größten Winkel zwischen den Seiten. Im Vorwärtsbereich sind die Seitenflächen fast parallel und die Lichtausbeute fast homogen.

Diese Messungen wurden in Gießen wiederholt [Bre13]. Der hier verwendete Aufbau war ähnlich zu dem in Stockholm verwendeten. Es wurde ebenfalls mit einem β^+ -Strahler und einem Photomultiplier der die gesamte Endfläche abdeckt gearbeitet. Die Ergebnisse dieser Messung zeigen jedoch eine noch größere Variation der Lichtausbeute von 23 % an der Vorderseite zu -17 % an der Rückseite des Kristalls (Abbildung 4.6a).

Eine Erklärung für die unterschiedlichen Ergebnisse der Messung könnte eine unterschiedliche Lichtausbeute an den verschiedenen Seiten des Kristalls sein. Eine GEANT4-Simulation (Abbildung 4.7) zeigt, dass 511 keV Photonen, die von einer Seite in einen Kristall eintreffen, ihre Energie nicht gleich-

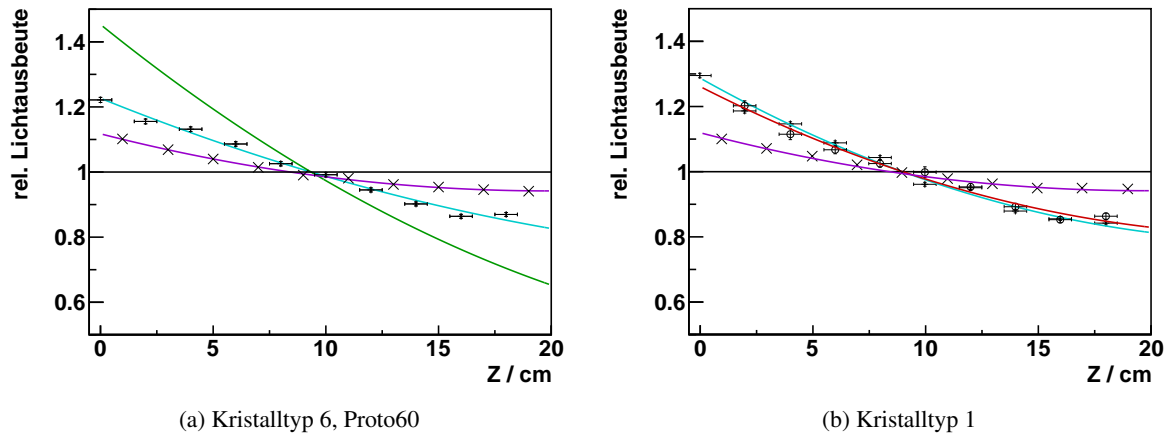


Abbildung 4.6: Messung der relativen Lichtausbeute für zwei Kristalltypen und daran angepasste Polynome. Messung mit 511 keV Photonen aus Stockholm [Mar09] (x, violett) und Gießen [Bre13] (+, türkis), Messung mit kosmischer Strahlung (o, rot). Die grüne Kurve entspricht einer, im Vergleich zur Messung aus Gießen, doppelten Amplitude. Diese wurde zum Vergleich in den Simulationen genutzt.

mäßig über die Dicke des Kristalls verteilen. An der bestrahlten Seite eines Kristalls wird im Mittel etwa 6-mal so viel Energie wie an der gegenüberliegenden Seite deponiert. In Gießen wurden außerdem Vergleichsmessungen mit kosmischer Strahlung durchgeführt. Bei dieser Messung wird die Energie gleichmäßig über den Kristall deponiert. Die Übereinstimmung mit der Quellenmessung aus Gießen (Abbildung 4.6b) zeigt, dass es sich nicht um einen Effekt an der Kristalloberfläche handelt.

Für den Vergleich mit der Simulation wurde zusätzlich zu den gemessenen Positionsabhängigkeiten eine hypothetische, unrealistisch große Abhängigkeit mit dem Verlauf der Gießener Messung, aber der doppelten Amplitude betrachtet.

4.3 Simulationen mit PandaROOT

Um Simulationen der Energiedeposition im Proto60 durchzuführen, ist eine möglichst akkurate Implementation des Prototyps in der Simulation notwendig. Um Simulationen im PandaROOT-Framework durchführen zu können, wurde daher im Rahmen dieser Arbeit eine Geometrie des Prototyps erstellt. Dabei konnte nicht auf die bereits vorhandene Geometrie des Barrelkalorimeters zurückgegriffen werden, da der Prototyp keinem Teilstück des Kalorimeters exakt entspricht. Bisher war für keinen Teil des Kalorimeters die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Position der Energiedeposition im Kristall (siehe auch Kapitel 4.2) implementiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Effekt der Simulation für das Kalorimeter und den Proto60 hinzugefügt.

4.3.1 Geometrie des Proto60

Für die PandaROOT-Simulation des Proto60 wurde eine ROOT-Geometrie aus den CAD-Zeichnungen des Prototyps mit erstellt. Dazu wurde ein CAD-Converter, der bereits zur Erstellung der Geometrie des MVD genutzt wurde, verwendet [Bia+11]. Dieser kann aus vorhandenen CAD-Zeichnungen automatisiert die für die Simulation benötigten ROOT-Geometrien erstellen. Allerdings sind die vom CAD-Konverter unterstützten Geometrien eingeschränkt, es können nur relativ einfache Objekte konvertiert

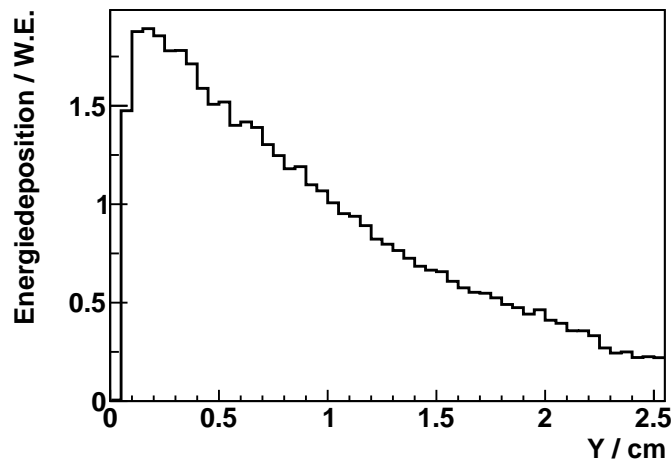


Abbildung 4.7: GEANT4-Simulation der mittleren Energiedeposition von Photonen mit einer Energie von 511 keV in einem Proto60 Kristall, abhängig vom Abstand Y zur Seitenfläche des Kristalls.

werden. Daher musste die vorhandene CAD-Zeichnung des Proto60 für die Verwendung mit dem CAD-Konverter überarbeitet werden.

Die Objekte der ROOT-Geometrie bestehen aus verschiedenen C++-Klassen. Die Formen einzelner Teile der Geometrie werden durch TGeoShape-Objekte dargestellt. Je nach Form werden verschiedene Implementierungen von TGeoShape verwendet. Beispiele hierfür sind TGeoArb8 und TGeoTrap. Ein TGeoArb8 kann eine beliebige Form mit 8 Eckpunkten in zwei parallelen Ebenen darstellen. Ein TGeoTrap hat die zusätzliche Einschränkung, dass die Punkte in den parallelen Ebenen ein Trapez ergeben. Eine TGeoShape kann mit zusätzlichen Materialinformationen zu einem TGeoVolume verknüpft werden. Die TGeoVolume können dann in einem Koordinatensystem platziert werden. Es ist auch möglich mehrere TGeoVolume in einer TGeoAssembly zusammenzufassen und gemeinsam zu platzieren.

Die Erstellung der ROOT-Geometrie wurde dementsprechend in verschiedenen Schritten durchgeführt:

Überarbeitung der CAD-Zeichnung: Die vorhandene CAD-Zeichnung (Abbildung 4.8a) musste für die Nutzung mit dem CAD-Konverter überarbeitet werden. Es wurden zunächst Komponenten entfernt, die in der Simulation nicht nötig sind. Es wurden Kristalle, die Alveolen und thermische Isolation vor den Kristallen behalten, die restlichen Komponenten entfernt (Abbildung 4.8b). Da die Formen der Alveolen (Abbildung 4.8c) am Stück zu kompliziert für den CAD-Konverter und ROOT-Geometrien sind, wurden diese aus mehreren Teilen zusammengesetzt. Die Zeichnung wurde auch neu strukturiert. So sind jetzt die Kristalle (Abbildung 4.8e) und das passive Material (Abbildung 4.8d) logisch getrennt.

Konversion in ROOT-Geometrie: Mit dem CAD-Konverter wurde nun die CAD-Geometrie in eine ROOT-Geometrie übersetzt. Der CAD-Konverter erzeugt für die in der CAD-Zeichnung vorhandenen Objekte jeweils eine TGeoShape, die dann mit separat angegebenen Materialinformationen ein TGeoVolume ergeben. Diese werden dann in TGeoAssembly gruppiert und entsprechend der CAD-Zeichnung platziert.

Überarbeitung der ROOT-Geometrie: Der CAD-Konverter erzeugt für die Kristalle ein TGeoArb8, PandaROOT erwartet für die Kristalle jedoch ein TGeoTrap. Die Kristalle des Proto60 lassen sich

sowohl mit einem TGeoArb8 als auch mit einem TGeoTrap abbilden. Mit einem Skript wurde über die Objekte in der Geometrie des Proto60 iteriert und für alle Kristalle die TGeoArb8 durch ein entsprechendes TGeoTrap ersetzt. Für die passiven Materialien des Proto60 gibt es keine Einschränkung, daher wurden für diese Objekte keine Änderungen vorgenommen.

Implementation in PandaROOT: Die Geometrie des Proto60 wurde in PandaROOT als neues auswählbares Kalorimetermodul hinzugefügt und die Software entsprechend erweitert.

Abbildung 4.9 zeigt die Simulation eines elektromagnetischen Schauers in der implementierten Geometrie des Proto60.

4.3.2 Uniformität der Lichtausbeute

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, nimmt die Lichtausbeute in den Kristallen des Kalorimeters mit dem Abstand zur Frontfläche ab. Dadurch besteht kein eindeutiger Zusammenhang mehr zwischen gemessener Signalhöhe und deponierter Energie. Um ein Signal gleicher Höhe zu erzeugen, wird am vorderen Ende des Kristalls etwas weniger Energie benötigt als am hinteren.

In einem elektromagnetischen Schauer verschiebt sich das Maximum der Energiedeposition mit zunehmender Energie des einfallenden Teilchens tiefer in den Kristall. Die Position z_{max} des Maximums skaliert mit dem Logarithmus der Energie E [PDG18]:

$$z_{max} = X_0 * \left(\ln \left(\frac{E}{E_C} \right) + C \right) . \quad (4.1)$$

Dabei ist $X_0 = 0,89$ cm die Strahlungslänge und $E_C = 9,64$ MeV die kritische Energie⁷ von Bleiwolframat. Die Konstante C ist dabei $C = 0,5$ für einfallende Photonen und $C = -0,5$ für einfallende Elektronen. Dies stimmt gut mit einer Simulation in PandaROOT überein, wie Abbildung 4.10 zeigt. Die Simulation zeigt zusätzlich, dass der Effekt im Zentrum des Schauers ausgeprägter ist und nach außen abnimmt. Es ist somit im Mittel eine energieabhängige Verschiebung der gemessenen Signalhöhe zu erwarten.

Da durch Schauerfluktuationen die Energieverteilung in den Kristallen nicht konstant ist, kommt es zusätzlich zu einer Verbreiterung: Die Signalhöhe ändert sich, je nachdem, ob im vorderen oder hinteren Teil der Kristalle mehr Energie deponiert wird. Da es sich hierbei um einen stochastischen Prozess handelt, kann anhand der gemessenen Energien keine Korrektur für die unterschiedlichen Lichtausbeuten bestimmt werden. Für eine realistische Beschreibung des Detektors ist es jedoch wichtig, dass auch dieser Effekt in einer Simulation abgebildet wird.

Um dieses Verhalten simulieren zu können, wurde PandaROOT erweitert. Die von GEANT simulierte Energiedeposition wird für die Kristalle des EMC in PndEmcPoints gespeichert. Diese werden dann für jeden Kristall zu einem PndEmcHit aufsummiert. Hier wurde eine Funktion eingeführt, die die Energie der PndEmcPoints entsprechend ihrer Lichtausbeute gewichtet. Das Gewicht kann dabei auch größer als 1 sein, so dass es in der Simulation dazu kommen kann, dass mehr Energie detektiert wird, als im Kristall deponiert wurde. Das Gewicht für die einzelnen PndEmcPoints bestimmt sich aus deren Abstand zur Frontfläche des Kristalls und der Abhängigkeit der Lichtausbeute von diesem Abstand. Der Abstand zur Frontfläche kann leicht ermittelt werden, da die Form und Position der Kristalle bekannt ist. Die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Abstand zur Frontfläche wurde aus den Messungen hierzu

⁷ Die kritische Energie ist die Energie, bei der Energieverlust eines Elektrons durch Ionisation pro Strahlungslänge gleich der Energie des Elektrons ist. Dabei sind die Strahlungsverluste durch Ionisation und Bremsstrahlung näherungsweise gleich [PDG18].

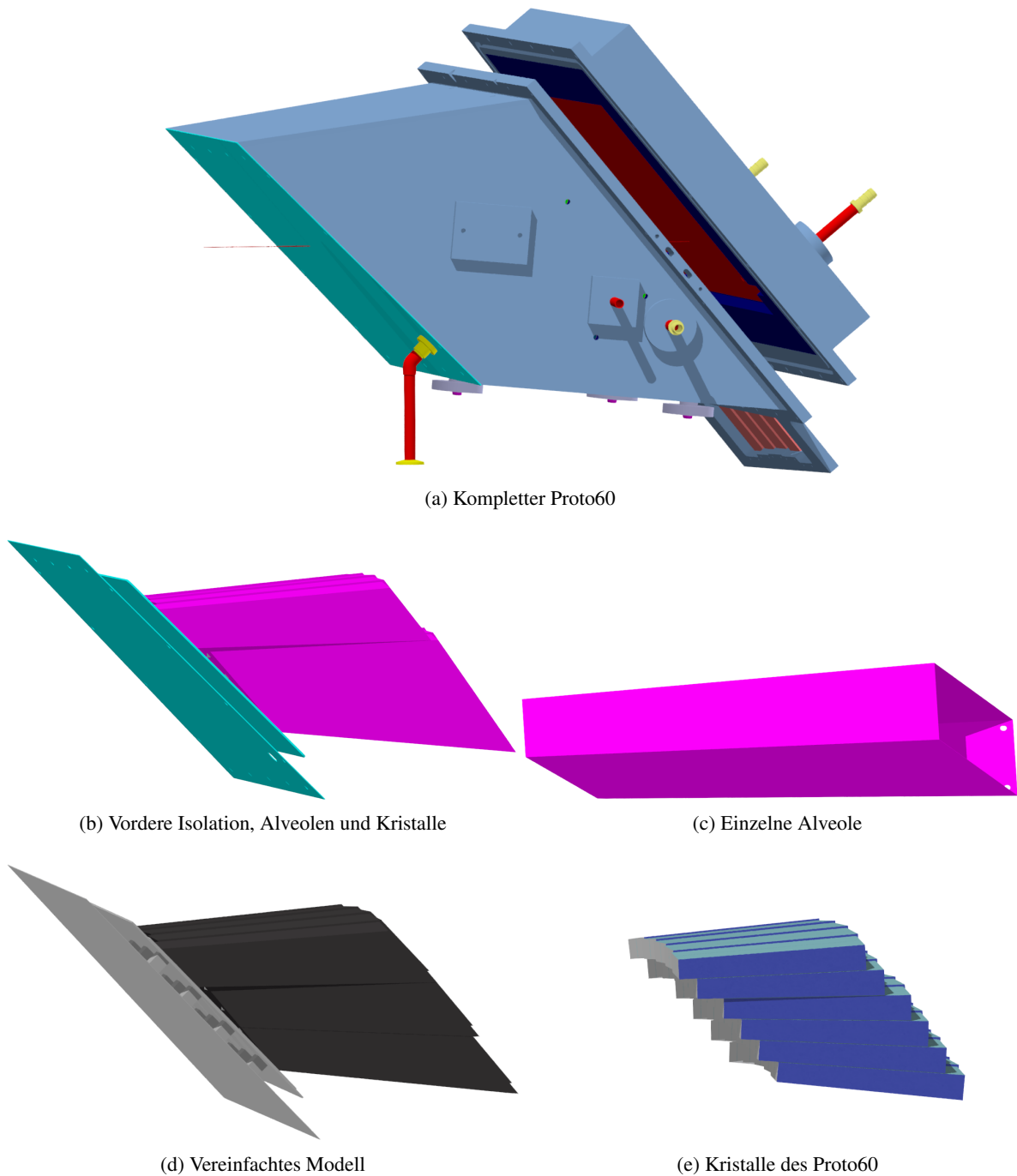


Abbildung 4.8: CAD-Zeichnungen des Proto60. (a) Komplette Zeichnung des Proto60 inklusive Isolation und Kühlung. (b) Auf die für die Simulation wichtigen Komponenten reduzierte Zeichnung mit vorderer Isolation, Alveolen und Kristallen. (d) Zeichnung einer einzelnen Alveole des Proto60. (d) Für die Simulation vereinfachte CAD-Zeichnung ohne Schraubenlöcher und mit zusammengesetzten Alveolen. (e) Zeichnung der Kristalle des Proto60 für die Simulation.

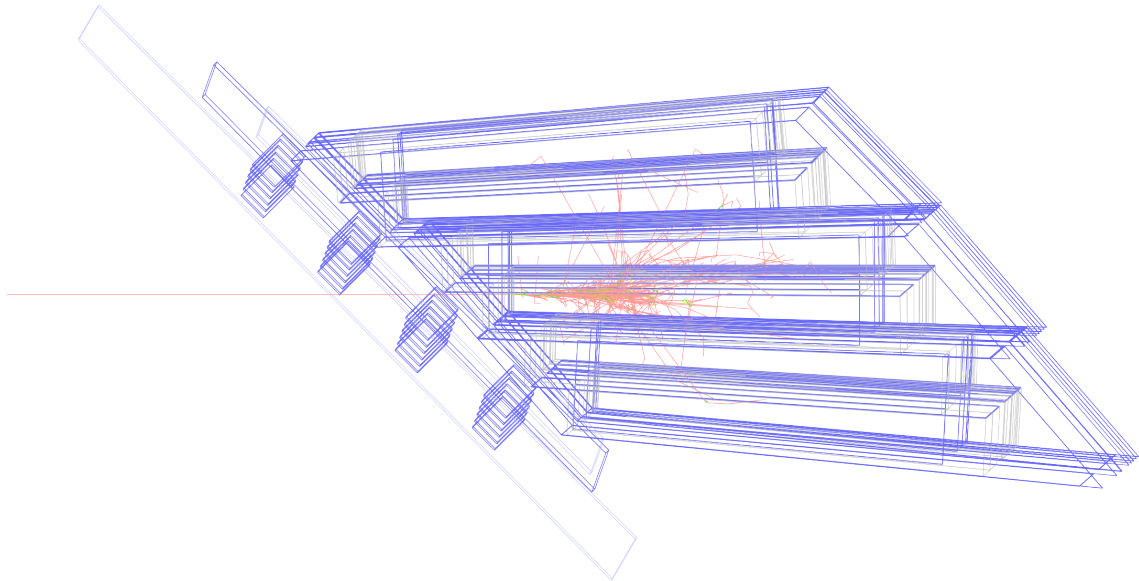


Abbildung 4.9: Simulation eines elektromagnetischen Schauers im Proto60. Photonen sind in rot dargestellt, Elektronen in gelb und Positronen in grün. Die Kanten der Geometrie des Proto60 sind in blau für die Alveolen und die Isolation und in grau für die Kristalle des Proto60 gezeigt.

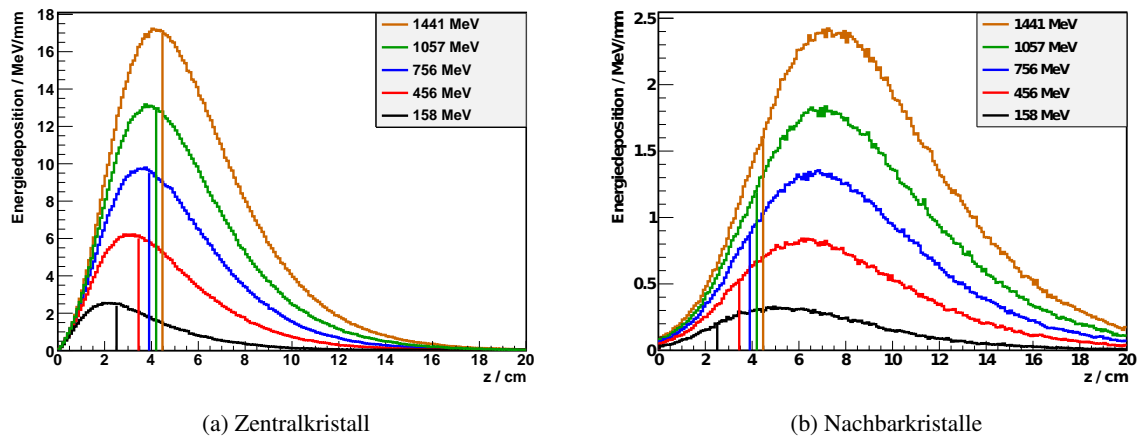


Abbildung 4.10: Simulierte mittlere Energiedeposition in einem zentral von einem Photon getroffenen Kristall des Proto60 und dessen Nachbarkristallen als Funktion der Eindringtiefe z in den Kristall für verschiedene Photonenergien. Zusätzlich sind die nach Gleichung 4.1 erwarteten Maxima als Linien an der z -Achse markiert. Im Zentralkristall liegt das beobachtete Maximum kurz vor dem erwarteten, für die Nachbarkristalle dahinter.

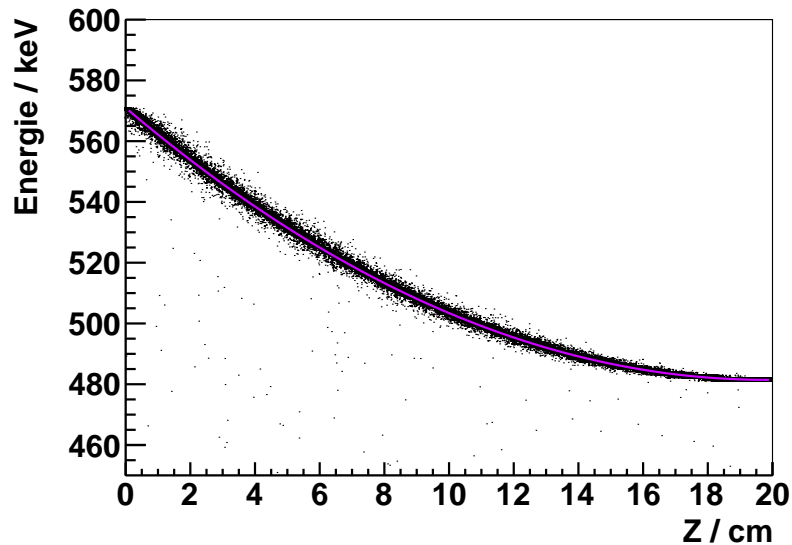


Abbildung 4.11: Rekonstruierte Energie für seitlich in einen Kristall eindringende Photonen mit einer Energie von 511 keV in Abhängigkeit des Abstands Z zur Kristallfrontfläche. Die erwartete Kurve ist in violett eingezeichnet.

bestimmt. Dazu wurde an die Messdaten ein Polynom zweiten Grades angepasst (siehe Abbildung 4.6). Im Kalorimeter wird jedoch nicht die absolute Anzahl der Szintillationsphotonen gemessen, sondern lediglich eine dazu proportionale Signalhöhe. Um die Simulation mit einer Messung von hochenergetischen Photonen oder Elektronen mit dem Kalorimeter oder einem Prototypen zu vergleichen, muss daher das Polynom geeignet normiert werden.

Die Normierung des Polynoms sollte dabei an die Kalibration der Verstärkung des Kalorimeters angelehnt sein. Zur Kalibration der Verstärkung wird üblicherweise eine bekannte Energiemenge in einem Kristall deponiert und die resultierende Signalhöhe gemessen. Ist die Energiedeposition auf eine Stelle festgelegt, so sollte das Polynom an dieser Stelle auf 1 normiert werden. So erhält man in der Simulation wie in der Messung für einen Energieeintrag an dieser Stelle die erwartete Energie. Entlang des Kristalls liefert die Messung sowie die Simulation ein entsprechend abweichendes Ergebnis.

Die Kalibration des Proto60 wurde mit kosmischen Myonen durchgeführt. Da die Myonen homogen verteilt auf die Kristalle treffen, ist auch die Energiedeposition in den Kristallen homogen. Die Normierung wurde daher so gewählt, dass der Mittelwert des Polynoms über einen Kristall 1 ergibt.

Um die Implementation zu überprüfen, wurde eine Simulation durchgeführt, die den Aufbau bei den Messungen der Lichtausbeute nachstellt. Dazu wurden Photonen mit einer Energie von 511 keV simuliert, die seitlich auf einen Kristall des Proto60 treffen. Abbildung 4.11 zeigt die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit des Abstands zur Frontfläche des Kristalls. Die rekonstruierte Energie folgt dabei dem aufgrund des verwendeten Polynoms erwarteten Verlauf. Dies bestätigt die Funktionsfähigkeit der Implementation.

Es wurden Simulationen mit verschiedenen positionsabhängigen Lichtausbeuten durchgeführt, entsprechend der Messung aus Stockholm mit einer Variation von 18 %, der Messung aus Gießen 40 % und mit einer im Vergleich zur Messung aus Gießen doppelten Amplitude 80 %.

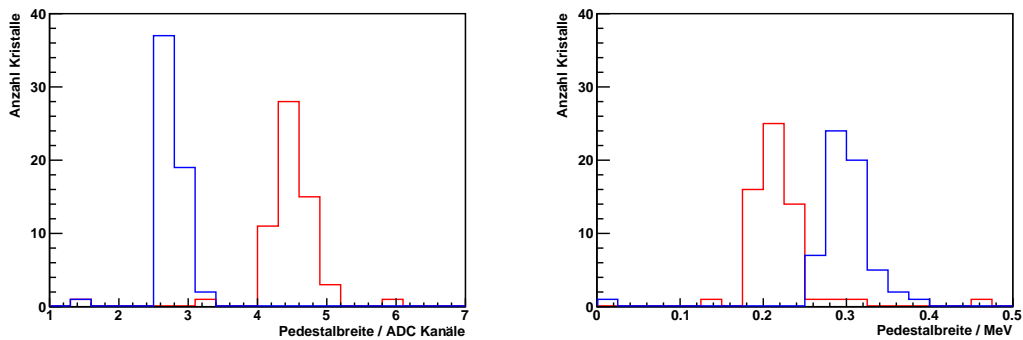


Abbildung 4.12: Die Breite der Pedestal für die Strahlzeiten 2009 (rot) und 2010 (blau) in ADC-Kanälen (links) und das Energieäquivalent dieser (rechts). Die Strahlzeiten unterscheiden sich in der gewählten Verstärkung der APDs.

4.4 Ergebnisse der Strahlzeiten

In den folgenden Abschnitten sollen die Ergebnisse der beiden Strahlzeiten vorgestellt werden. Diese werden dabei Simulationen gegenübergestellt, die mit PandaROOT durchgeführt wurden. So kann zum einen überprüft werden, wie gut die Simulation mit den Messdaten übereinstimmt, zum anderen können in der Simulation verschiedene Parameter geändert werden, um deren Einfluss auf die Ergebnisse zu untersuchen.

4.4.1 Rauschen

Das elektronische Rauschen der Auslese der Proto60 kann leicht aus dem gemessenen Pedestal bestimmt werden, die gemessene Breite entspricht dem Rauschen. An das Pedestal wurde bereits für die Kalibration eine Gaußkurve angepasst. Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung der Breiten der Pedestal. Es ergibt sich eine mittlere Breite von 4,4 Kanälen (2009) bzw. 2,8 Kanälen (2010). Mit der Kalibration können die Breiten auch in einem Energieäquivalent ausgedrückt werden. Dies ergibt im Mittel 0,22 MeV (2009) bzw. 0,30 MeV (2010). Durch die geringer gewählte Verstärkung⁸ ist das Energieäquivalent des Rauschens für die Strahlzeit 2010, trotz des geringeren Rauschens gemessen in ADC-Kanälen, etwas größer. Das Rauschen ist in beiden Fällen deutlich unter der in der Analyse genutzten Schwelle von 3 MeV.

4.4.2 Positionierung

Die Ausrichtung der Prototypen im Photonenstrahl beeinflusst, welcher Teil der Energie im direkt getroffenen Kristall und in den benachbarten Kristallen gemessen wird. Dies kann dazu genutzt werden, die Position des Detektors relativ zum Photonenstrahl zu bestimmen. Dies soll im Folgenden untersucht werden.

In beiden Strahlzeiten wurde der Proto60 so ausgerichtet, dass der Photonenstrahl senkrecht auf die Mitte der Frontfläche des fünften Kristalls in der vierten Reihe trifft. Bei einer (ungewollten) Verschiebung des Auftreffpunkts verschiebt sich auch der elektromagnetische Schauer, so dass die Nachbarkristalle einen unterschiedlichen Anteil des Schauers messen. Es können die Asymmetrien A_{vert} und A_{horiz}

⁸ Die Verstärkung wurde an die unterschiedlichen Strahlenergien angepasst, siehe Kapitel 4.1.2.

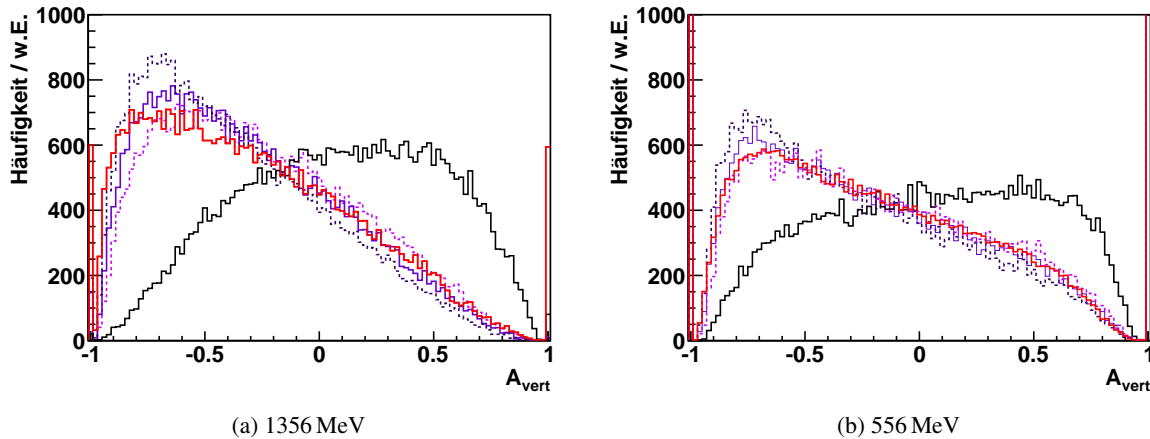


Abbildung 4.13: Verteilung der vertikalen Asymmetrie A_{vert} für zwei verschiedene Photonenergien in der Strahlzeit 2009 in Rot. Im Vergleich dazu Simulationen ohne Verschiebung (schwarz) und mit Verschiebung in vertikaler Richtung um 3 mm (violett, hell gestrichelt), 3,5 mm (violett, durchgezogen) und 4 mm (violett, dunkel gestrichelt).

definiert werden:

$$A_{vert} = \frac{E_{oben} - E_{unten}}{E_{oben} + E_{unten}} \quad \begin{array}{c} \updownarrow \\ \text{■} \end{array} \quad (4.2)$$

$$A_{horiz} = \frac{E_{rechts} - E_{links}}{E_{rechts} + E_{links}} \quad \begin{array}{c} \leftarrow \rightarrow \\ \text{■} \end{array} \quad (4.3)$$

wobei E_X die Energie in dem oberen, unteren, linken oder rechten Nachbarkristall ist. Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen die Verteilung der Asymmetrien in der Strahlzeit 2009 für verschiedene Photonenergien. Es sind besonders zwischen den Kristallen über- und unterhalb des Zentralkristalls große Asymmetrien festzustellen. Es wird häufig mehr Energie im Kristall unterhalb des Zentralkristalls deponiert. Im Vergleich zu den Messungen ist auch eine PandaROOT-Simulation gezeigt. Für die Simulation wurde zunächst eine Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute von 18 % und eine Strahlfleckgröße von $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ angenommen. Die Simulation zeigt, dass auch bei einer Ausrichtung auf die Mitte der Kristallfrontfläche eine Asymmetrie zu beobachten ist. Dies liegt an der Geometrie der Kristalle. Die Seitenflächen der Kristalle haben nicht den gleichen Winkel zur Frontfläche (siehe Abbildung 4.15). Bei dem Zentralkristall sind die obere und linke Seite senkrecht zur Frontfläche. Die untere und die rechte Seite haben einen etwa $1,7^\circ$ größeren Winkel. Dies führt dazu, dass in diesen Kristallen tendenziell weniger Energie als in den gegenüberliegenden Kristallen deponiert wurde.

Es wurden verschiedene Simulationen durchgeführt, um die beobachteten Asymmetrien zu reproduzieren. Eine Verschiebung oder Verkippung des Proto60 war dabei die naheliegende Vermutung. Es wurden aber auch andere Einflüsse wie Uniformität der Lichtausbeute und die Größe des Strahlflecks untersucht.

Zuerst wurden Simulation mit einer Verschiebung des Auftreffpunkts untersucht. Mit einer Verschiebung von 3,5 mm in vertikaler und 2 mm in horizontaler Richtung ließen sich die Asymmetrien reproduzieren. Es lassen sich bereits Verschiebungen um 0,5 mm unterscheiden.

Eine Veränderung des Auftreffwinkels auf den Kristall konnte ebenso eine Asymmetrie erzeugen. So ließ sich die Asymmetrie in vertikaler Richtung auch durch eine Simulation reproduzieren, wenn

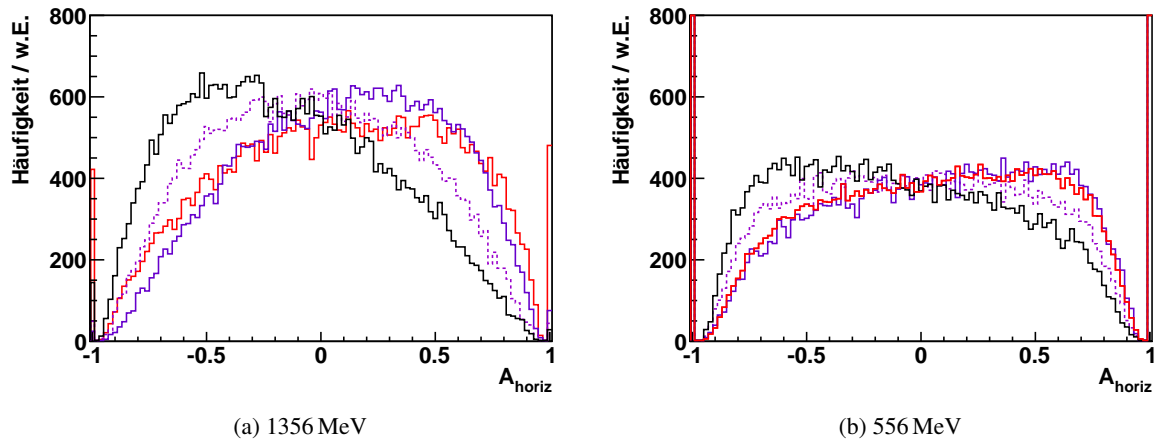


Abbildung 4.14: Verteilung der horizontalen Asymmetrie A_{horiz} für zwei verschiedene Photonenergien in der Strahlzeit 2009 in Rot. Im Vergleich dazu Simulationen ohne Verschiebung (schwarz) und mit Verschiebung in horizontaler Richtung um 1 mm (violett, gestrichelt) und 2 mm (violett, durchgezogen).

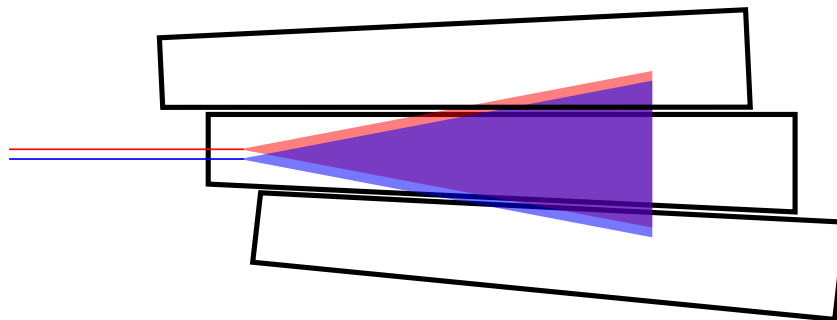


Abbildung 4.15: Skizze der Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers im Proto60. Trifft der Strahl die Mitte der Frontfläche (hier in rot dargestellt) wird ein größerer Teil der Energie im Kristall über dem Zentralkristall als im Kristall unterhalb erwartet. Eine Verschiebung von etwa 1 mm führt zu einer symmetrischen Verteilung (hier in blau). Die Winkel der Kristalle sind zur Verdeutlichung übertrieben dargestellt.

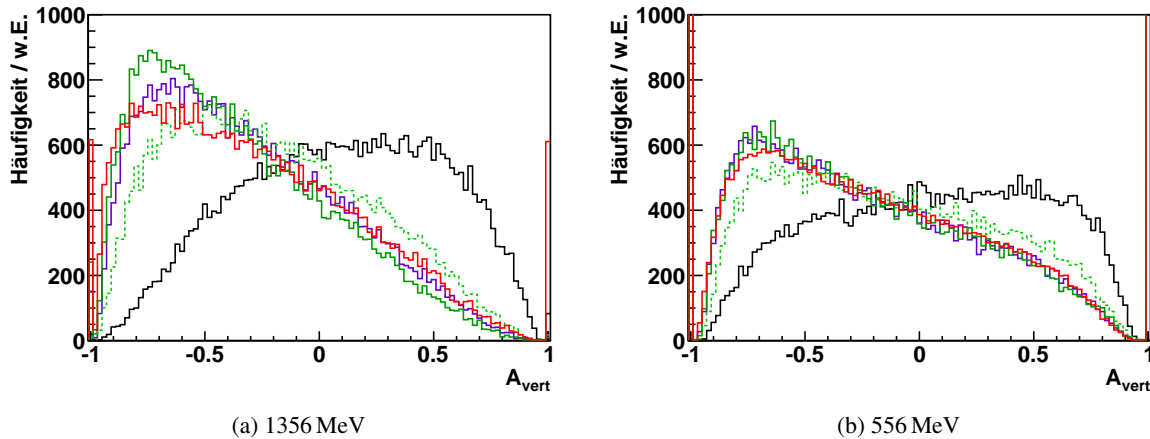


Abbildung 4.16: Verteilung der vertikalen Asymmetrie A_{vert} für zwei verschiedene Photonenergien in der Strahlzeit 2009 in Rot. Im Vergleich dazu Simulationen ohne Verschiebung (schwarz) und mit Verschiebung in vertikaler Richtung um 3,5 mm (violett) und einer Verkippung um 3° (grün, durchgezogen) bzw. 2° (grün, getrichelt).

der Auftreffwinkel um 3° geändert, aber der Auftreffpunkt auf der Frontfläche des Kristalls festgehalten wurde (Abbildung 4.16). Da die erzeugten Asymmetrien die gleiche Form haben, ließ sich nicht unterscheiden, ob diese durch einen Versatz, einen Winkel oder eine Kombination beider verursacht wurde.

Neben der Positionierung könnten auch andere Effekte die beobachtete Asymmetrie verändern. Daher wurde auch der Einfluss des Strahlprofils, der Inhomogenität der Lichtausbeute untersucht. Da bereits eine Verschiebung um wenige Millimeter das Maximum der Asymmetrieverteilung verschiebt, war zu erwarten, dass die Ausdehnung des Strahlprofils bei der Messung ebenfalls einen Einfluss auf die Asymmetrie hat. Das genaue Strahlprofil in der Messung war nicht bekannt, jedoch wurde eine Verteilung mit einem Durchmesser von ≈ 10 mm erwartet. Dies wurde durch Simulationen mit quadratischen⁹ Strahlprofilen bis zu $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ untersucht (Abbildung 4.17). Die Größe des Strahlflecks beeinflusst dabei die Form der Asymmetrieverteilung. Mit zunehmender Größe wird der Kristall häufiger weiter vom Zentrum des Kristalls getroffen und man erhält häufiger betragsmäßig große Asymmetrien. Eine Strahlfleckgröße von $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ gab die beobachtete Asymmetrie am besten wieder. Dies entsprach etwa der geometrischen Abschätzung für die Größe des Strahlflecks aus Abschnitt 4.1.2, bei einem Vergleich der Flächen.

Ein weiterer Einfluss auf die Asymmetrie könnte die Inhomogenität der Lichtausbeute sein. Da die Frontflächen der Kristalle zwischen den verschiedenen Reihen zueinander um etwa 2 cm versetzt sind, breitet sich der Schauer in einer anderen Tiefe in den Kristallen aus. Dadurch kann auch die Inhomogenität der Lichtausbeute eine Asymmetrie in vertikaler Richtung erzeugen. Dies wurde in der Simulation überprüft, indem Simulationen mit verschiedenen Inhomogenitäten durchgeführt wurden. Wie Abbildung 4.18 zeigt, hat die Inhomogenität jedoch einen vernachlässigbaren Effekt auf die Asymmetrien.

Die Energiekalibration kann ebenfalls einen Einfluss auf die Asymmetrien haben. Misst ein Kristall aufgrund einer schlechten Kalibration zu viel oder zu wenig Energie, kann das die Asymmetrie verschieben. Unter der Annahme, dass die Kalibration der Kristalle unabhängig ist, kann das überprüft werden, indem man für die Asymmetrie der Kristalle nicht die direkten Nachbarn nimmt, sondern die Kristalle an den Ecken des Zentralkristalls. Man erhält zwei vertikale ($A_{vert,links}$ und $A_{vert,rechts}$) und zwei

⁹ Der verwendete Teilchengenerator sah nur rechteckige Profile vor.

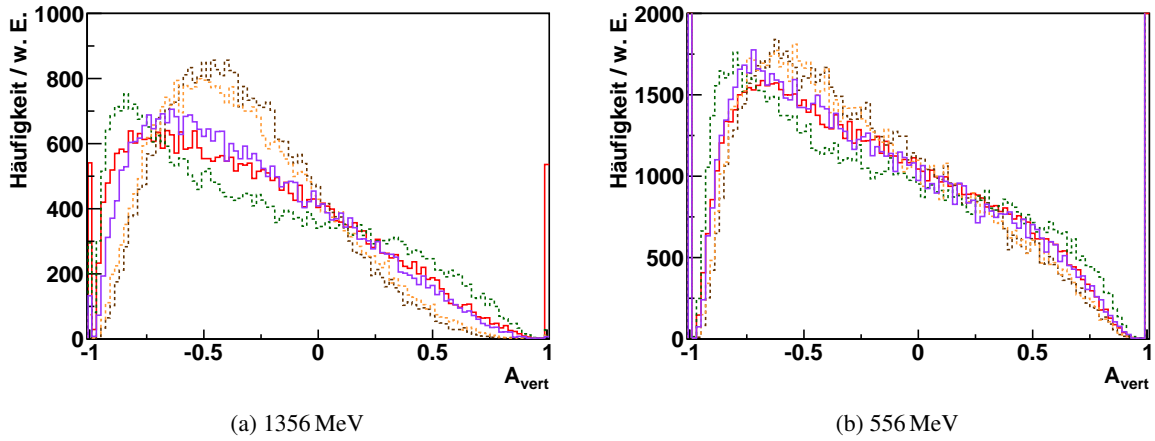


Abbildung 4.17: Verteilung der vertikalen Asymmetrie A_{vert} für verschiedene Photonenergien in der Strahlzeit 2009 in Rot. Im Vergleich dazu Simulationen mit einer Verschiebung von 3,5 mm und Strahlfleckgrößen von 0 mm (braun), 4 mm (orange), 8 mm (violett) und 12 mm (grün).

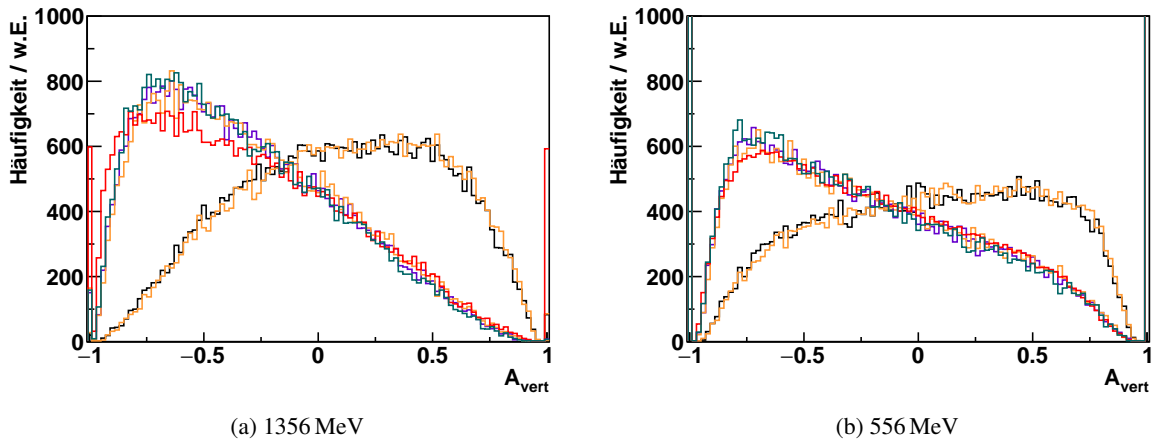


Abbildung 4.18: Verteilung der vertikalen Asymmetrie A_{vert} für verschiedene Photonenergien in der Strahlzeit 2009 in Rot. Im Vergleich dazu Simulationen ohne Verschiebung (schwarz) und mit Verschiebung in vertikaler Richtung um 3,5 mm (violett), jeweils mit Berücksichtigung der positionsabhängigen Lichtausbeute nach der Stockholm-Messung. In türkis mit der Positionsabhängigkeit gemäß der Gießener Messung. In braun die entsprechenden Simulationen ohne Berücksichtigung der positionsabhängigen Lichtausbeute.

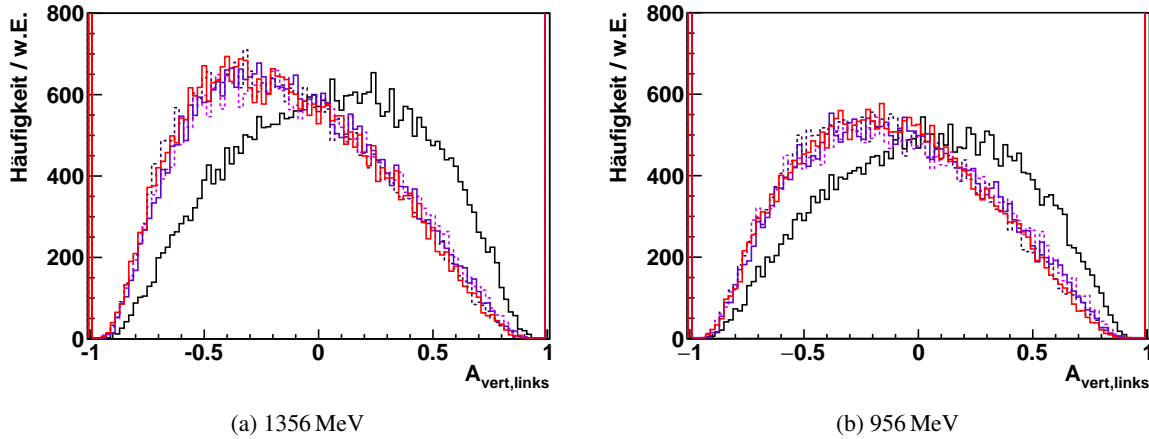


Abbildung 4.19: Verteilung der vertikalen Asymmetrie $A_{vert,links}$ und $A_{vert,rechts}$ für zwei Photonenergien in der Strahlzeit 2009 in Rot. Im Vergleich dazu Simulationen ohne Verschiebung (schwarz) und mit Verschiebung in vertikaler Richtung um 3 mm (violett, hell gestrichelt), 3,5 mm (violett, durchgezogen) und 4 mm (violett, dunkel gestrichelt).

horizontale Asymmetrien ($A_{horiz,oben}$ und $A_{horiz,unten}$).

$$A_{vert,links} = \frac{E_{o,l} - E_{u,l}}{E_{o,l} + E_{u,l}} \quad A_{vert,rechts} = \frac{E_{o,r} - E_{u,r}}{E_{o,r} + E_{u,r}} \quad \begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} \updownarrow \\ \left[\begin{array}{c} \updownarrow \\ \cdot \\ \updownarrow \end{array} \right] \\ \updownarrow \end{array} \right] \end{array} \quad (4.4)$$

$$A_{horiz,oben} = \frac{E_{r,o} - E_{l,o}}{E_{r,o} + E_{l,o}} \quad A_{horiz,unten} = \frac{E_{r,u} - E_{l,u}}{E_{r,u} + E_{l,u}} \quad \begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} \leftarrow \rightarrow \\ \left[\begin{array}{c} \leftarrow \rightarrow \\ \cdot \\ \leftarrow \rightarrow \end{array} \right] \\ \leftarrow \rightarrow \end{array} \right] \end{array} \right] \end{array} \quad (4.5)$$

Schaut man sich diese für die Strahlzeiten an (Abbildung 4.19), so sind auch hier ähnliche Verteilungen zu sehen. Somit ist die Kalibration als Ursache der in der Strahlzeit 2009 beobachteten Asymmetrien unwahrscheinlich.

Für die Strahlzeit 2010 wurde der Proto60 zu Beginn der Strahlzeit so verschoben, dass die Nachbar-kristalle des Zentralkristalls im Mittel die gleiche Energie messen (siehe Kapitel 4.1.2). Abbildung 4.20 zeigt daher für diese Strahlzeit eine sehr symmetrische Verteilung der Asymmetrie. Wie die Simulation zeigte, entsprach dies nicht einem Auftreffpunkt in der Mitte der Frontfläche. Die beobachtete Verteilung entspricht einer Verschiebung von 1 mm in horizontaler und vertikaler Richtung.

4.4.3 Energieverteilungen

Die Aufgabe des Kalorimeters ist es sowohl die Energie als auch die Richtung von einfallenden Photonen und Elektronen zu bestimmen. Um die Richtung bestimmen zu können, ist das Kalorimeter in Kristalle unterteilt. Durch die Ausbildung von elektromagnetischen Schauern verteilt sich die Energie von Photonen und Elektronen auf mehrere Kristalle. Daher ist es interessant, nicht nur die Messung der gesamten Energie zu betrachten, sondern die in verschiedenen Kristallgruppen deponierte Energie zu betrachten. In dieser Arbeit wurden zunächst folgende Gruppierungen betrachtet:

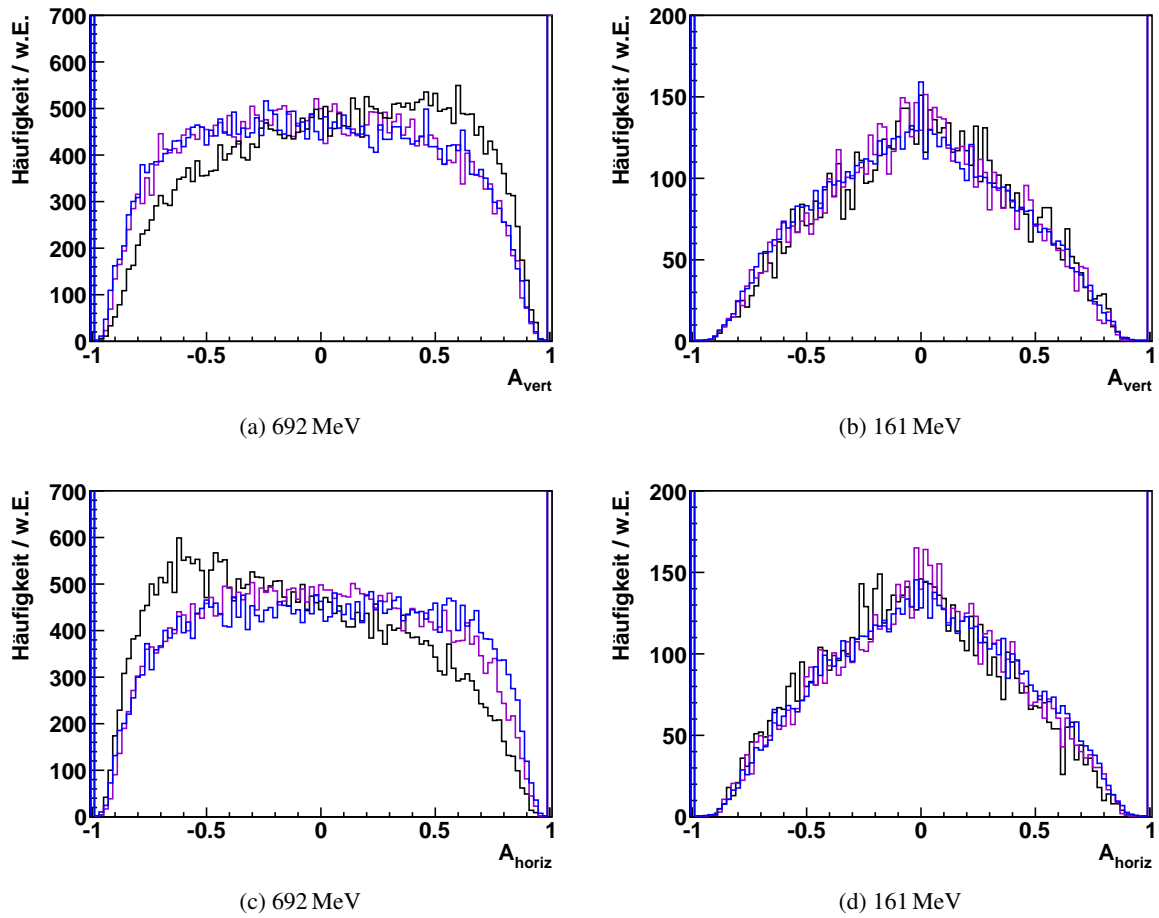
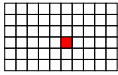
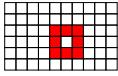
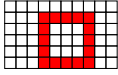
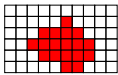


Abbildung 4.20: Verteilung der vertikalen Asymmetrie A_{vert} und der horizontalen Asymmetrie A_{horiz} für zwei Photonenergien in der Strahlzeit 2010 in Blau. Im Vergleich dazu Simulationen ohne Verschiebung (schwarz) und mit Verschiebung in vertikaler und horizontaler Richtung um je 1 mm (violett).

Zentralkristall	Der Kristall, in den der Photonenstrahl (zentral) eintritt.	
1. Ring	Die acht den Zentralkristall umgebenden Kristalle.	
2. Ring	Die 16 den 1. Ring umgebenden Kristalle.	
Cluster	Eine Gruppe von benachbarten Kristallen mit einem Signal jeweils über einer Rekonstruktionsschwelle. Es wurden nur Cluster betrachtet, die den Zentralkristall beinhalten.	

Welche Energieanteile in verschiedene Kristallgruppen deponiert werden, ist dabei von der transversalen Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers abhängig. Da der Photonstrahl den Zentralkristall in den Messungen annähernd mittig traf, wurde in diesem der größte Teil der Energie deponiert. Der Anteil der deponierten Energie nimmt in einem Schauer nach außen hin ab, so dass im ersten Ring deutlich weniger Energie als im Zentralkristall gemessen wurde. Der zweite Ring enthielt nochmals weniger Energie. Bei den hier untersuchten Photonenergien befanden sich fast alle Kristalle eines Clusters innerhalb des ersten und zweiten Rings. Daher ist die Energie im Cluster in guter Näherung durch die Summe der Energien in Zentralkristall, ersten und zweiten Ring gegeben. Für kleine Photonenergien wurde im zweiten Ring nur wenig Energie deponiert, die Clusterenergie entspricht damit fast der Summe aus Zentralkristall und erstem Ring.

Da sich die in den Gruppen deponierte Energie relativ zur Energie der einfallenden Photonen nur wenig ändert, wurden die Energien jeweils auf die Photonenergie normiert. Die sich ergebenden Energieverteilungen sind für ausgewählte Energien der Strahlzeit 2010 in Abbildung 4.21 dargestellt. Ein direkter Vergleich der Verteilungen mit der Strahlzeit 2009 ist nicht möglich, da unterschiedliche Photonenergien ausgewertet wurden. Um einen Vergleich zu ermöglichen, wurden Peakposition, Breite und die Symmetrie der Verteilung bestimmt. Werden die Parameter dann energieabhängig betrachtet, lassen sich die Strahlzeiten vergleichen. Dazu wurde jeweils eine Novosibirskfunktion $N(E)$:

$$N(E) = A \cdot \exp\left(-\frac{\ln(1 + \Lambda\tau \cdot (E - E_0))^2}{2\tau^2} + \tau^2\right)$$

mit

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

angepasst. So lässt sich die Peakposition E_0 und die Breite der Verteilung σ bestimmen. Für die volle Breite bei halber Höhe ($FWHM$) gilt wie für die Gaußfunktion $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma$. Der Parameter τ beschreibt die Asymmetrie der Verteilung. Für negative τ ergibt sich eine Überhöhung für $E < E_0$ im Vergleich zu einer Gaußfunktion, für positive τ bei $E > E_0$. Für $\tau = 0$ ist die Novosibirskfunktion symmetrisch und identisch zu einer Gaußfunktion. Die Amplitude A ist durch die Anzahl der Einträge im Histogramm bestimmt und hat für den Vergleich keine Bedeutung.

Für kleine Photonenergien wird im ersten und zweiten Ring nur (absolut) wenig Energie deponiert, teilweise weniger als die Rekonstruktionsschwelle. Man beobachtet hier kein ausgeprägtes Maximum, sondern lediglich einen Abfall der Verteilung beginnend mit der Rekonstruktionsschwelle. Daher ist eine Beschreibung durch die Novosibirskfunktion für Photonenergien unter 150 MeV im ersten Ring nicht möglich. Im zweiten Ring wird sogar eine Photonenergie von über 1000 MeV für eine sinnvolle Beschreibung benötigt. Daher werden im Weiteren die Energieverteilungen des zweiten Rings nicht be-

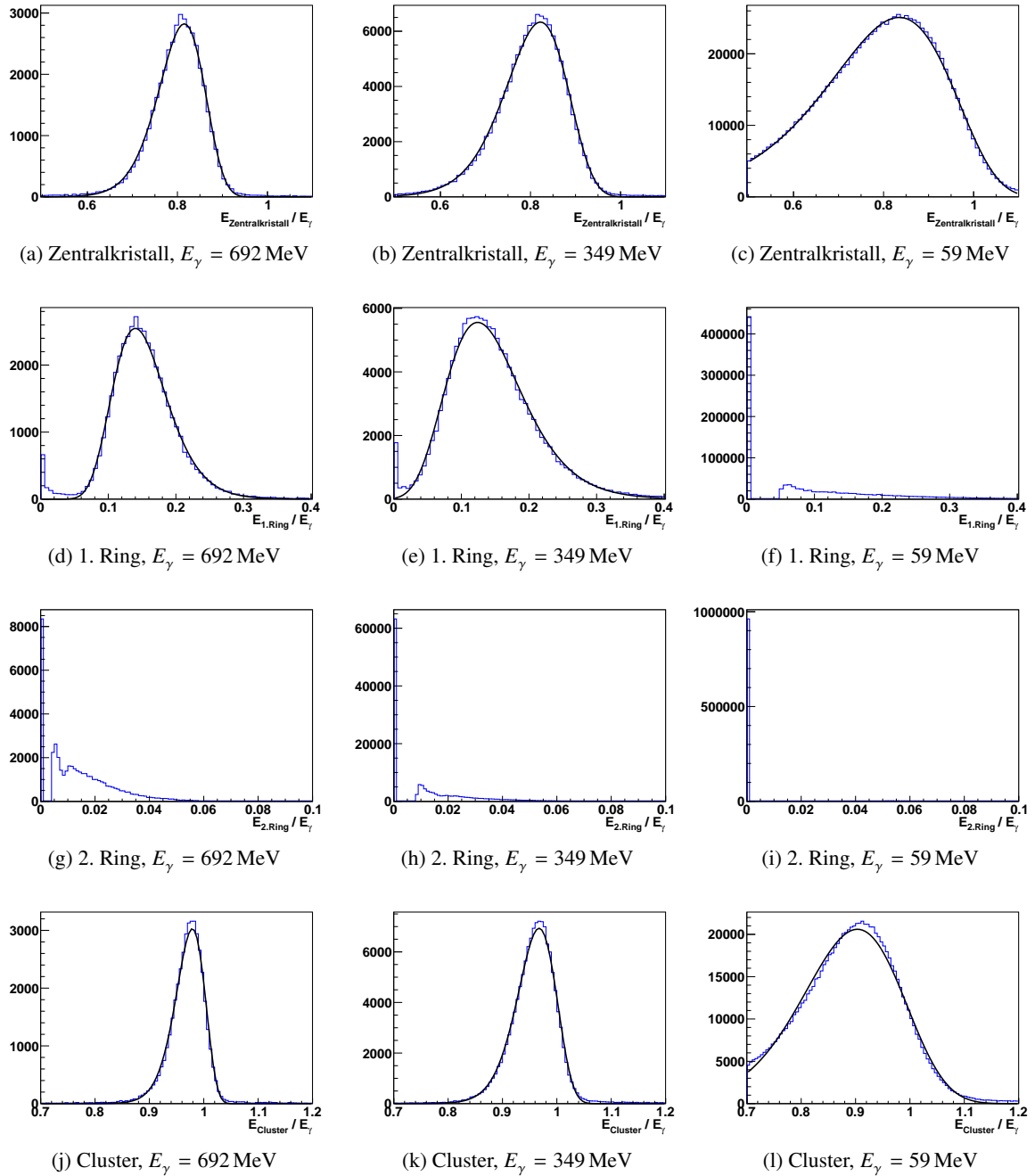


Abbildung 4.21: Energiedeposition in verschiedenen Kristallgruppen in der Strahlzeit 2010 für ausgewählte Photonenergien E_γ . Die Parameter der angepassten Novosibirskfunktionen sind in Abbildung 4.22 zu sehen.

trachtet. Für die weiteren Verteilungen ergeben sich reduzierte Chiquadrate von $\chi^2/\text{NDF} \approx 10 \dots 80$. Die Verteilungen folgen damit nicht genau der empirischen Novosibirskfunktion. Die Abweichungen sind für kleine Energien ausgeprägter. Die Beschreibung ist für den Zentralkristall am besten. Die gewonnenen Parameter ermöglichen dennoch einen Vergleich der Messungen und Simulationen.

Abbildung 4.22 zeigt die für die Strahlzeiten 2009 und 2010 erhaltenen Parameter. Wie deutlich zu erkennen ist, unterscheiden sich die beiden Messungen deutlich. So liegt die gemessene Energie in der Strahlzeit 2010 deutlich über den Werten von 2009. Dies ist in allen Kristallgruppen zu beobachten.

Zu den Messungen wurden mit PandaROOT Simulationen durchgeführt. Zunächst wurden für die Simulationen Parameter verwendet, die für das spätere Kalorimeter erwartet werden. Es wurde ein elektronisches Rauschen von 1,5 MeV angenommen. Um die Verschmierung der Energiemessung durch die Photonenstatistik zu berücksichtigen, wurde eine Lichtausbeute von 55 Photonen/MeV simuliert. Zusätzlich wurde eine Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute und damit der Energiemessung gemäß der Stockholmer Messung mit einer Variation von 18 % über die Länge des Kristalls implementiert.

Die Parameter des Photonenstrahls in der Simulation wurden nach den in Kapitel 4.4.2 ermittelten Werten eingestellt. Die Ausdehnung des Photonenstrahls betrug $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$. Es wurden zwei verschiedene Positionen des Proto60 relativ zum Photonenstrahl angenommen. Diese entsprachen den bestimmten Verschiebungen von 3,5 mm in vertikaler und 2 mm in horizontaler Richtung für die Strahlzeit 2009 und jeweils 1 mm in vertikaler und horizontaler Richtung für die Strahlzeit 2010.

Die durchgeführten Simulationen zeigen eine nochmals leicht höhere Energie (Abbildung 4.22). Die Simulationen für die beiden bestimmten Positionen unterscheiden sich nur wenig im Vergleich zu dem Unterschied der Strahlzeiten und dem Unterschied von Strahlzeit und Simulation. Daher kann die Positionierung als Ursache für die Diskrepanz zwischen den Strahlzeiten ausgeschlossen werden.

Eine mögliche Ursache für den Unterschied der Strahlzeiten könnte in der Kalibration liegen. Durch die Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute der Kristalle hängt die Kalibration von der Position der Energiedeposition entlang des Kristalls ab. Wurden die Kalibrationen der Strahlzeiten in verschiedenen Positionen entlang der Kristalle durchgeführt, so kann sich damit eine Abweichung ergeben. Entsprechend kann auch die Normierung der positionsabhängigen Lichtausbeute in der Simulation eine Abweichung zwischen Simulation und Messung verursachen. Geht man von einer Abweichung der Verstärkung um einen konstanten Faktor für alle Kristalle aus, so kann dieser Effekt durch eine geeignete Normierung (größtenteils) eliminiert werden. Dazu werden die Energiedepositionen nicht mehr normiert auf die Photonenenergie betrachtet, sondern normiert auf die Energie einer Kristallgruppe, etwa des Clusters. Betrachtet man jetzt zum Beispiel die Energie des Zentralkristalls, so fällt die globale Abweichung der Verstärkung aus dem Verhältnis, da sie in Zentralkristall und Cluster gleichermaßen vorhanden ist. Komplette Abhängigkeit von der Verstärkung aber nicht vermieden. Die Rekonstruktionsschwelle für die Kristalle hängt weiterhin von der Verstärkung ab. Außerdem bleiben Abweichungen einzelner Kanäle erhalten.

Diese Normierung vermeidet eine weitere Fehlerquelle, die Energie der Photonen. Eine systematische Abweichung der Photonenenergie geht bei Normierung auf diese unmittelbar in das Verhältnis ein. Wird jedoch auf die Energie des Clusters normiert, bleibt das Verhältnis unverändert, wird allerdings einer leicht anderen Photonenenergie zugeordnet. Da sich das Verhältnis aber nur schwach mit der Photonenenergie ändert und keine großen Abweichungen zu erwarten sind, kann dieser Einfluss vernachlässigt werden.

Die Methode der Normierung hat allerdings den Nachteil, dass die Energiedeposition im Cluster keine Aussage enthält, sie ist definitionsgemäß 1.

Wie Abbildung 4.23 zeigt sind die Unterschiede der Strahlzeiten bei Normierung auf die Clusterenergie deutlich geringer. Für die Peakposition ist eine Übereinstimmung der Strahlzeiten zu sehen, die Breite der Verteilungen ist jedoch 2010 noch geringer. Auch die Asymmetrie der Verteilungen weist

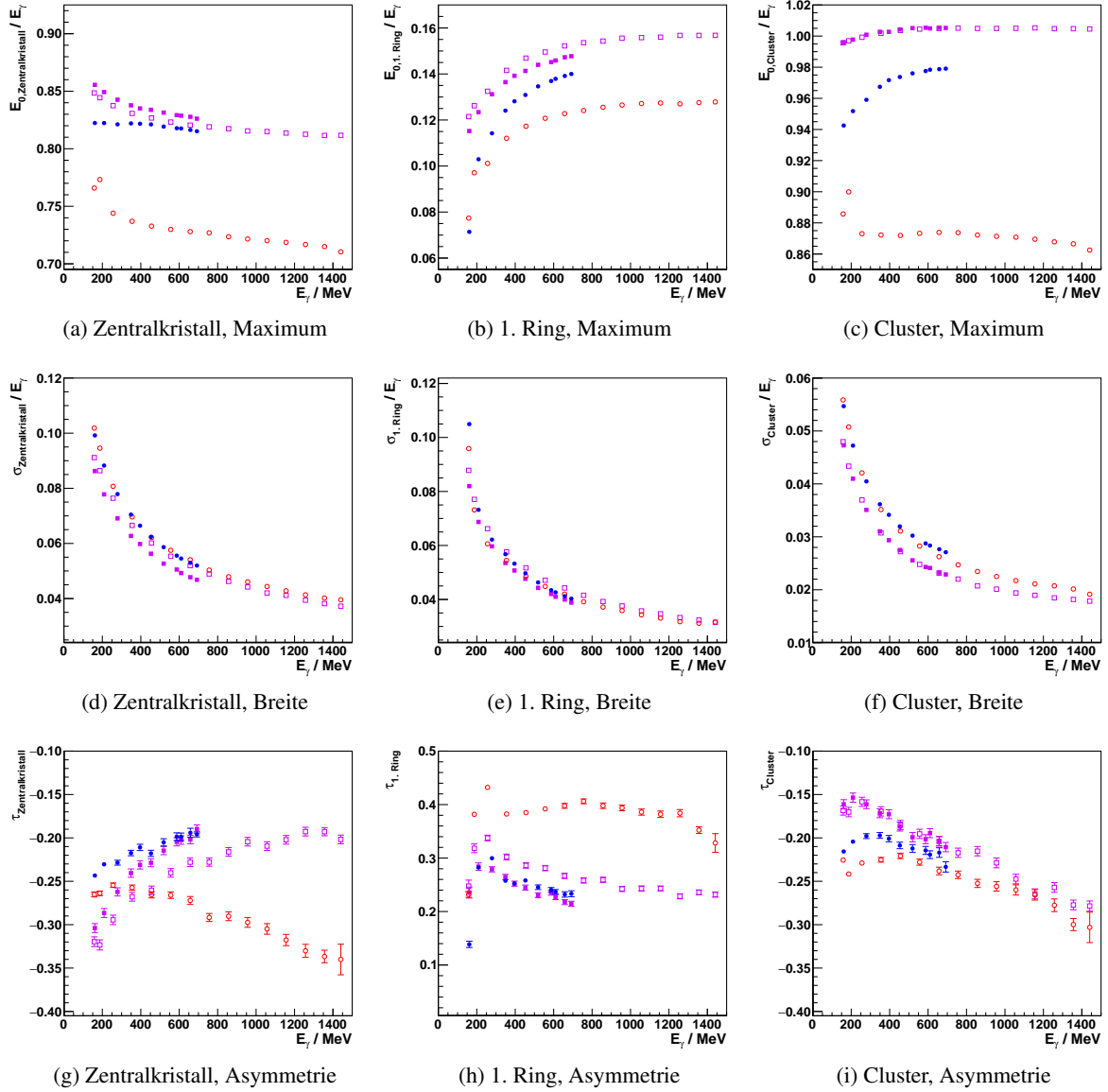


Abbildung 4.22: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen für die Strahlzeiten 2009 (rot, \circ) und 2010 (blau, \bullet), sowie Simulationen dazu mit der Positionierung entsprechend 2009 (violett, \square) und 2010 (violett, \blacksquare).

noch Unterschiede auf. Eine Abweichung zur Simulation ist noch immer zu beobachten. In der Simulation wird im Zentralkristall weniger, dafür aber in den Ringen entsprechend mehr Energie deponiert. Außerdem ergibt sich in der Simulation eine unterschiedliche Verteilung der Energie zwischen Zentralkristall und 1. Ring bei verschiedenen Strahlpositionen.

Um den Unterschied zwischen den Simulationen und den Strahlzeiten näher zu untersuchen, wurden verschiedene Parameter in der Simulation (Rauschen, Rekonstruktionsschwelle, etc) variiert und deren Einfluss bestimmt. Im Folgenden sind dafür ausgewählte Parameter der angepassten Novosibirskfunktionen gezeigt. Die weiteren Parameter finden sich in Anhang A.

Rekonstruktionsschwelle

Die Rekonstruktionsschwelle bestimmt, welche Energieeinträge bei den Energieverteilungen mitgezählt werden. Ist die in einem Kristall gemessene Energie unterhalb der Schwelle, so wird diese verworfen. Abbildung 4.24 zeigt, am Beispiel der Strahlzeit 2009, wie sich die Peakposition der Energieverteilungen bei einer Variation der Schwelle zwischen 1 MeV und 4 MeV verändern. Die Simulation und die Messungen zeigen dabei ein ähnliches Verhalten. Die größten Änderungen sind in der im Zentralkristall deponierten Energie zu sehen. Dies liegt allerdings nicht an der Energie des Zentralkristalls selbst, sondern an deren Normierung auf die Clusterenergie: Ist die Schwelle niedrig, tragen mehr Kristalle zum Cluster bei, dadurch wird der Anteil des Zentralkristalls kleiner. Im ersten Ring sind in der deponierten Energie nur kleine Änderungen bei kleinen Photonenenergien zu sehen. Hier gibt es zwei gegenläufige Effekte: Die Normierung ändert sich wie auch schon beim Zentralkristall. Zusätzlich nimmt die Energie im ersten Ring zu, da auch hier bei kleinerer Schwelle mehr Kristalle beitragen. Bei kleinen Photonenenergien ist dies der größere Effekt. Bei größeren Energien gleichen sich die Effekte aus.

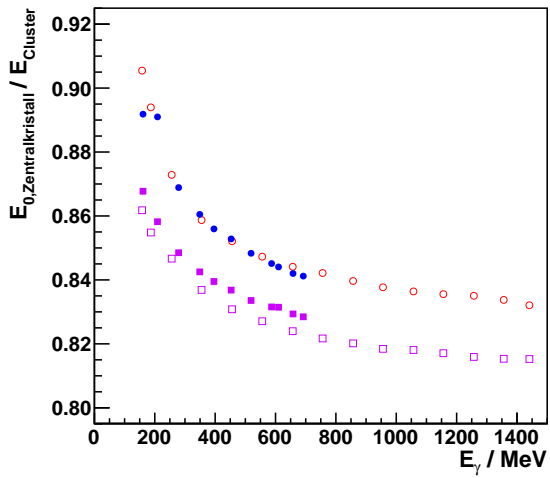
Die Breite und Asymmetrie der Verteilungen sind von der Rekonstruktionsschwelle weitgehend unabhängig, sie werden offensichtlich von anderen Effekten dominiert.

Elektronisches Rauschen

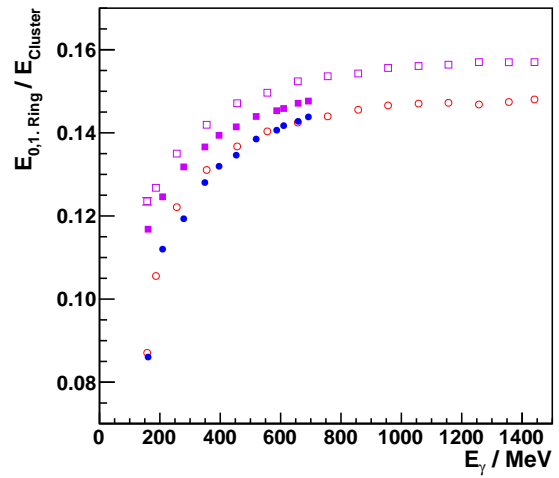
Das elektronische Rauschen des Proto60 wird in der Simulation durch eine Verschmierung der Energie mit einer Gaußfunktion nachgebildet. Dabei entspricht die Breite der Gaußfunktion dem Rauschen. Abbildung 4.25 zeigt Simulationen für Rauschamplituden von 0,25 MeV bis 3 MeV. Für ein Rauschen von mehr als 1 MeV sieht man, dass der Energieanteil im Zentralkristall abnimmt und entsprechend der im ersten Ring ansteigt. Das Rauschen kann den Energieeintrag eines Kristalls erhöhen, so dass auch Kristalle, in denen weniger als 3 MeV Energie deponiert wurden, einen Beitrag zum Cluster liefern können. Ab 3 MeV ist auch eine Verbreiterung der Energieverteilungen sichtbar.

Strahlbreite

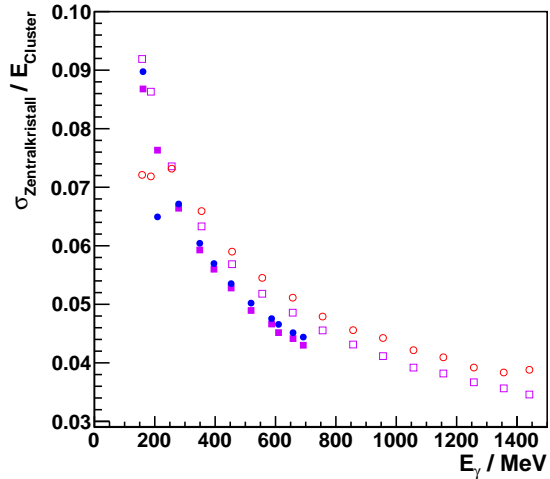
Wie bereits in Kapitel 4.4.2 gezeigt, hat die Größe des Strahlflecks Einfluss auf die Energieverteilung in den Nachbarkristallen. Für die Energieverteilungen ergeben sich bei Simulation von Strahlbreiten von 0 mm bis 12 mm die in Abbildung 4.26 gezeigten Peakpositionen und Breiten. Der Unterschied zwischen den Peakpositionen in der Simulation und der Messung wird für verschwindende Strahlausdehnungen am geringsten. Die Breite der Verteilungen favorisiert dagegen eine größere Strahlbreite zwischen 8 mm und 12 mm. Dies deckt sich auch mit den Beobachtungen in Kapitel 4.4.2. Der Strahlfleck wurde in der Simulation vereinfacht als flache Verteilung angenommen, da das Profil des Photonstrahls der Messung nicht bekannt ist. Dies könnte ein Grund dafür sein, dass die Peakposition und Breite durch unterschiedliche Strahlausdehnungen jeweils am besten beschrieben werden.



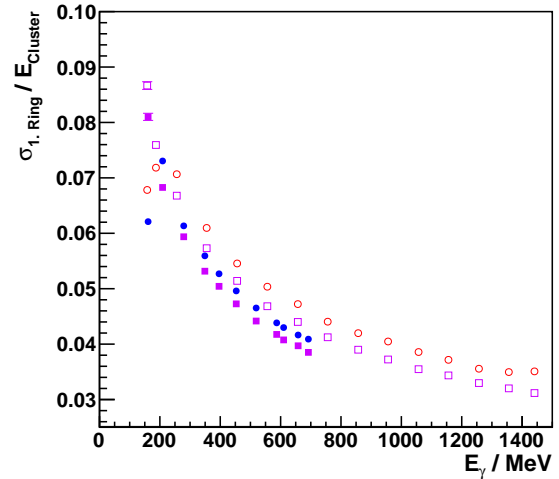
(a) Zentralkristall, Maximum



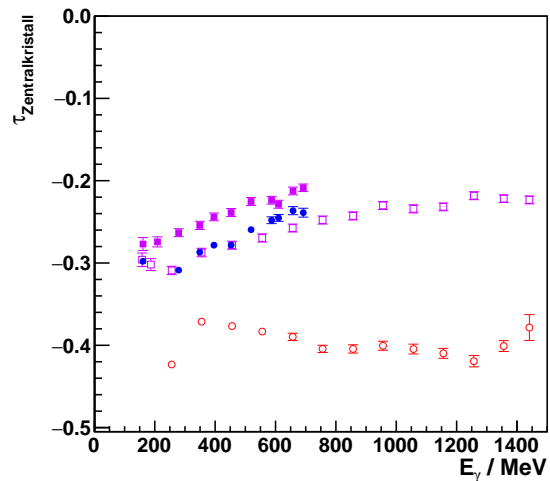
(b) 1. Ring, Maximum



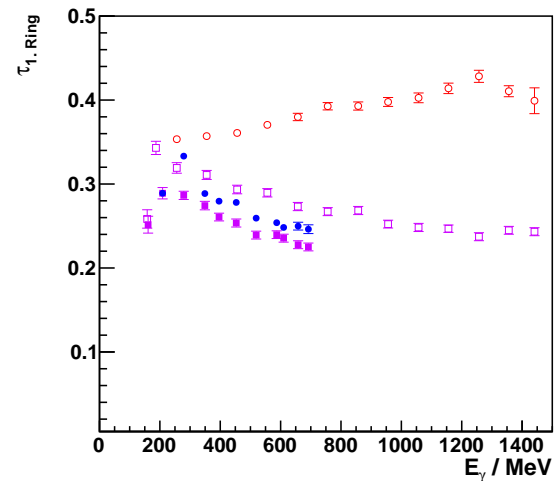
(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite



(e) Zentralkristall, Asymmetrie



(f) 1. Ring, Asymmetrie

Abbildung 4.23: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, \circ) und 2010 (blau, \bullet), sowie Simulationen dazu mit der Positionierung entsprechend 2009 (violett, \square) und 2010 (violett, \blacksquare).

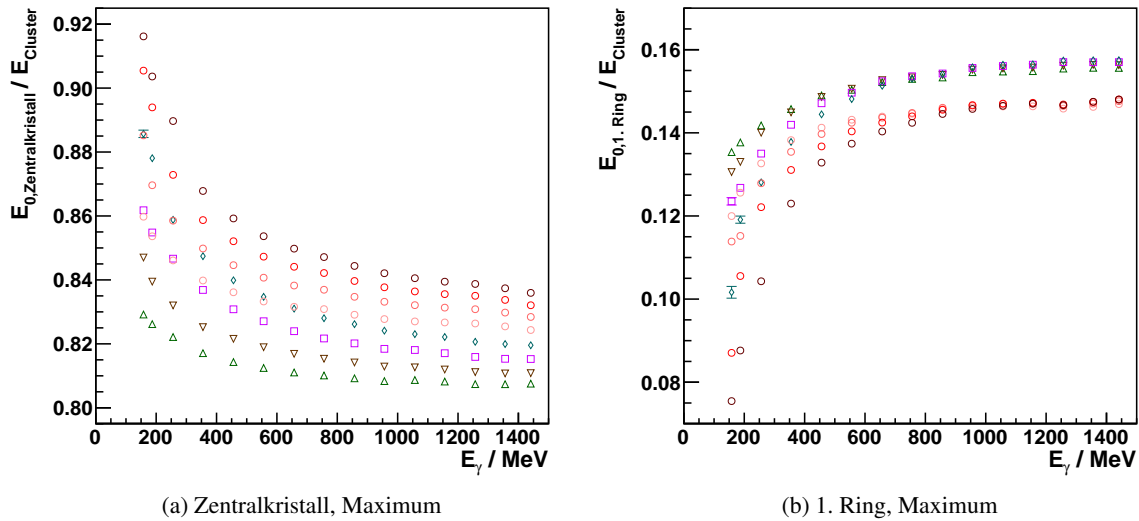


Abbildung 4.24: Peakposition E_0 der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeit 2009 (rot) bei Rekonstruktionsschwellen von 1 MeV (\circ), 2 MeV (\circ), 3 MeV (\circ) und 4 MeV (\circ), sowie Simulationen dazu mit Schwellen von 1 MeV (grün, \triangle), 2 MeV (braun, ∇), 3 MeV (violett, \square) und 4 MeV (türkis, \diamond).

Lichtausbeute

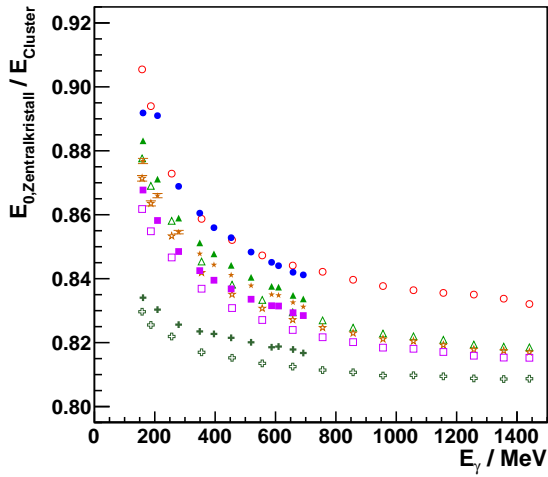
Die Anzahl der detektierten Photonen pro deponierter Energie eines Szintillationskristalls wird durch die Anzahl der Photonen, die die Photodetektorfläche treffen, und die Effizienz des Detektors bestimmt. Für die Kristalle des EMC wurde die Lichtausbeute mit einer radioaktiven γ -Quelle und einem Photomultiplier, der die gesamte Endfläche abdeckt, bestimmt. Für den Proto60 ergibt sich daraus unter Berücksichtigung der Fläche und Quanteneffizienz der APD eine erwartete Lichtausbeute von etwa 55 Photonen/MeV. Es wurden Simulationen mit Lichtausbeuten von 4 bis 110 Photonen/MeV durchgeführt. Abbildung 4.27 zeigt die Peakpositionen der Energieverteilungen. Wie zu sehen ist, hat die Lichtausbeute über einen großen Bereich keinen Einfluss auf die Peakpositionen. Auch auf die Asymmetrie und die Breite zeigte sie nur vernachlässigbare Veränderungen. Eine Abschätzung der erwarteten Schwankungen ΔE_{ph} in der bestimmten Energie aufgrund der Zählstatistik der detektierten Photonen ergibt sich aus der Lichtausbeute LA und der deponierten Energie E zu:

$$\Delta E_{ph} = \sqrt{E \cdot LA} / LA = \sqrt{E/LA} .$$

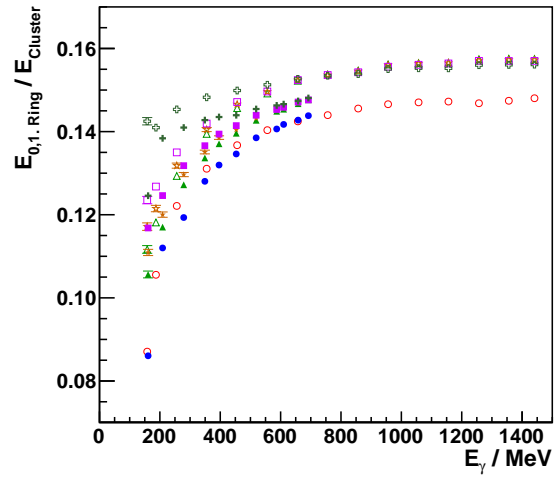
Damit ergibt sich für die niedrigste simulierte Lichtausbeute von 4 Photonen pro MeV an der Schwelle von 3 MeV ein äquivalentes Rauschen von 0,9 MeV. Vergleicht man dies mit dem elektronischen Rauschen, war für ein Rauschen in dieser Größe ebenfalls noch kein Einfluss auf die Energieverteilungen sichtbar.

Uniformität der Lichtausbeute

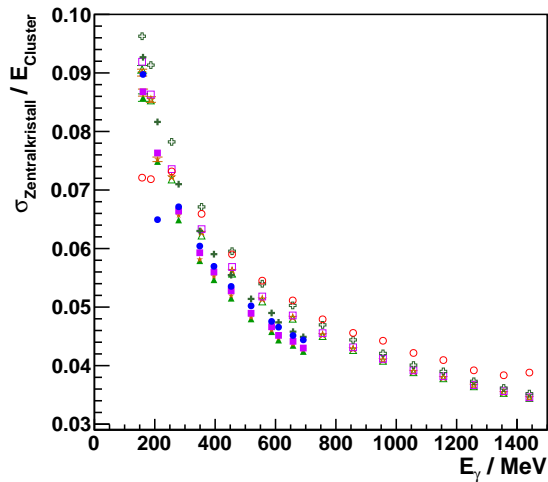
Wie in Kapitel 4.3.2 diskutiert, beeinflusst die Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute in den Kristallen den Zentralkristall und die Nachbarkristalle unterschiedlich. Damit ändern sich auch die gemessenen Energieverteilungen in den Kristallen. Abbildung 4.28 zeigt die Peakposition und Breite der Energieverteilungen für Simulationen mit verschiedenen Variationen der Lichtausbeute. Die Maxima der Energie-



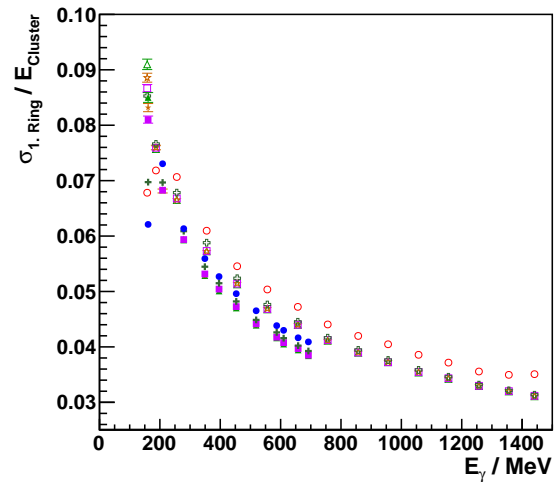
(a) Zentralkristall, Maximum



(b) 1. Ring, Maximum

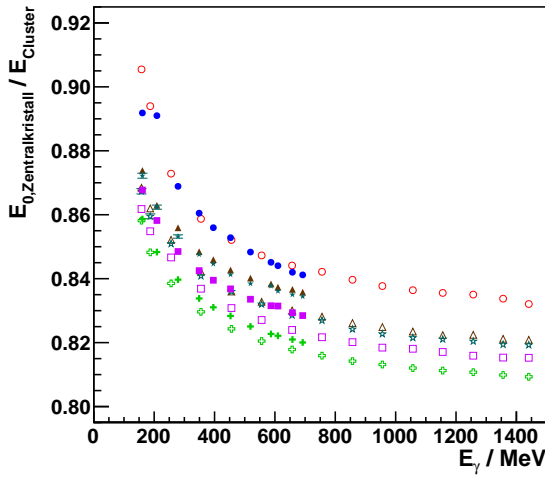


(c) Zentralkristall, Breite

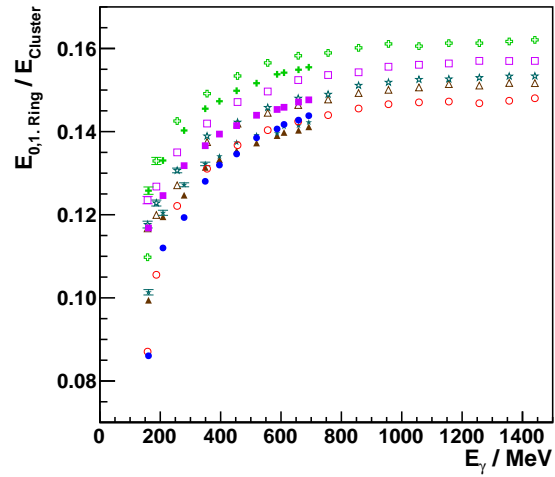


(d) 1. Ring, Breite

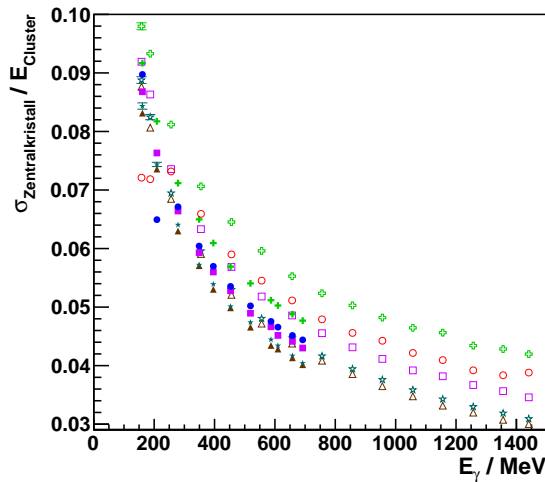
Abbildung 4.25: Peakposition E_0 und Breite σ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, \circ) und 2010 (blau, \bullet), sowie Simulationen dazu mit elektronischem Rauschen von 0,25 MeV (grün, \triangle), 1,0 MeV (braun, \star), 1,5 MeV (violett, \square) und 3 MeV (oliv, \oplus). Positionierung entsprechend 2009 für offene Symbole, entsprechend 2010 für gefüllte Symbole.



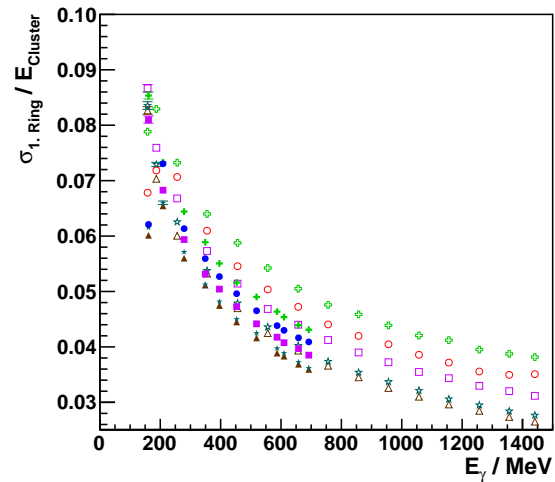
(a) Zentralkristall, Maximum



(b) 1. Ring, Maximum



(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite

Abbildung 4.26: Peakposition E_0 und Breite σ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, \circ) und 2010 (blau, \bullet), sowie Simulationen dazu mit verschiedenen Strahlgrößen: 0 mm (braun, \triangle), 4 mm (türkis, \star), 8 mm (violett, \square) und 12 mm (grün, \oplus). Positionierung entsprechend 2009 für offene Symbole, entsprechend 2010 für gefüllte Symbole.

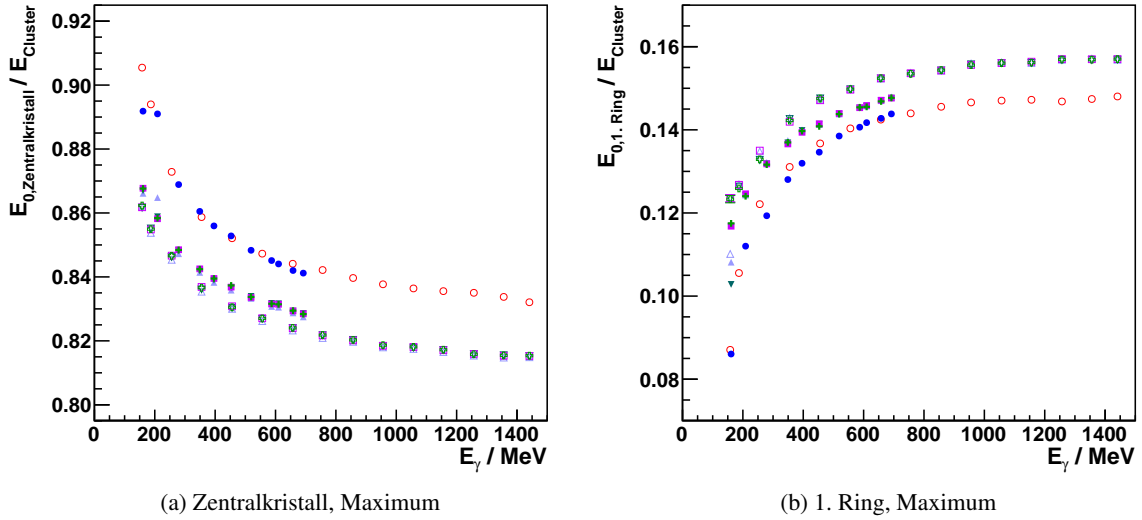


Abbildung 4.27: Peakposition E_0 der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, \circ) und 2010 (blau, \bullet), sowie Simulationen dazu mit 4 (hellblau, \triangle), 28 (türkis, ∇), 55 (violett, \square) und 110 (grün, \oplus) detektierten Photonen pro MeV deponierter Energie. Positionierung entsprechend 2009 für offene Symbole, entsprechend 2010 für gefüllte Symbole.

verteilungen werden dabei mit einer Variation der Lichtausbeute von 80 % am besten beschrieben, insbesondere für höhere Energien. Diese Variation liegt deutlich über der gemessenen (siehe Kapitel 4.2). Die Breite der Verteilungen wird jedoch mit einer uniformen Lichtausbeute leicht besser beschrieben.

4.4.4 Energieauflösung

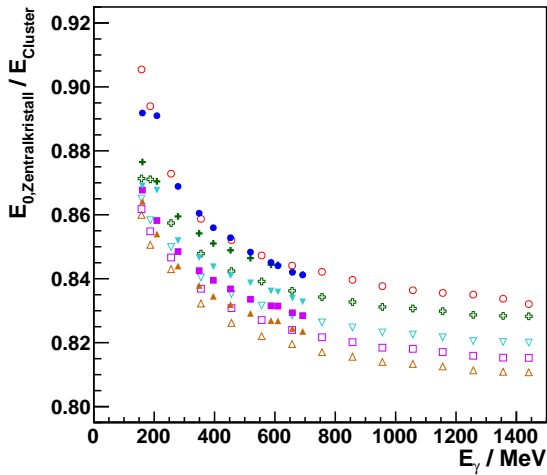
Aus den in den Strahlzeiten 2009 und 2010 aufgenommenen Daten lässt sich auch die Energieauflösung des Proto60 bestimmen. Dies ergibt nur eine Abschätzung der Leistung des PANDA-Kalorimeters da zum Beispiel die Elektronik des Prototypen sich noch von der des finalen Kalorimeters unterscheidet. Unter der Annahme eines proportionalen Zusammenhangs von gemessener Energie zu deponierter Energie ergibt sich die Energieauflösung $\Delta E/E$ aus dem Verhältnis der Peakbreite σ zur Peakposition E_0 :

$$\Delta E/E = \sigma/E_0 .$$

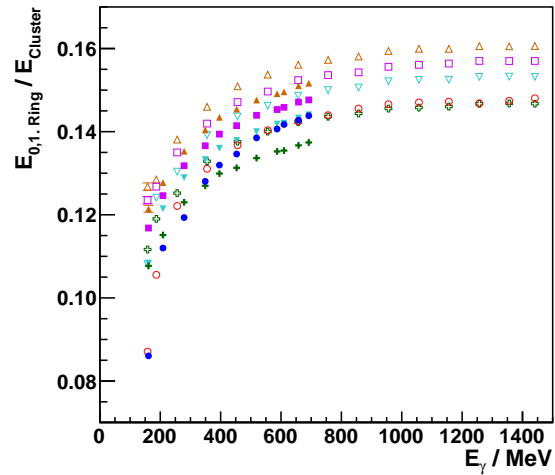
Die so ermittelte Energieauflösung für Cluster im Proto60 ist in Abbildung 4.29 zu sehen. Die im EMC-TDR[PAN+08] geforderte Auflösung von

$$\Delta E/E = \sqrt{(1\%)^2 + \frac{(2\%)^2}{E_{\gamma}/\text{GeV}}}$$

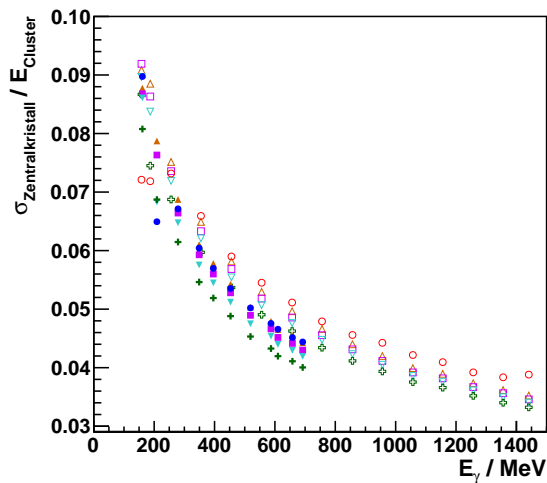
wurde nicht ganz erreicht. Um den Beitrag verschiedener Ursachen für die Breite der Energieauflösung wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die verschiedenen Rauschbeiträge einzeln berücksichtigt wurden. Die Ergebnisse der Simulationen sind ebenfalls in Abbildung 4.29 zu sehen. Durch Fluktuationen der Schauerverluste wird die Auflösung auf etwa 1 % begrenzt. Wird zusätzlich eine Rekonstruktionsschwelle von 3 MeV, wie sie für das PANDA-Experiment angestrebt wird, verwendet, verschlechtert sich die Auflösung, vor allem bei kleinen Energien. Unterhalb von $E_{\gamma} = 70$ MeV werden 5 % überschrit-



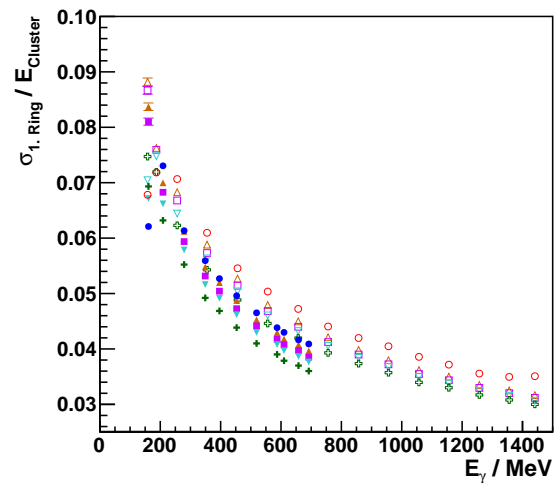
(a) Zentralkristall, Maximum



(b) 1. Ring, Maximum

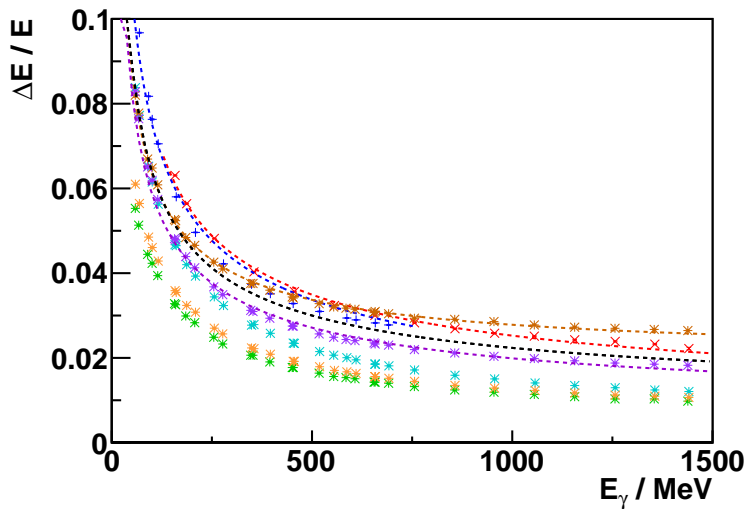


(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite

Abbildung 4.28: Peakposition E_0 und Breite σ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, \circ) und 2010 (blau, \bullet), sowie Simulationen dazu mit variabler Lichtausbeute mit Variation von 18 % (violett, \square), 40 % (türkis, ∇), 80 % (grün, \oplus) und ohne (braun, \triangle) positionsabhängige Lichtausbeute. Positionierung entsprechend 2009 für offene Symbole, entsprechend 2010 für gefüllte Symbole.



$$(\Delta E/E)^2 = a^2 + \frac{b^2}{E_\gamma/\text{GeV}}$$

	$a/\%$	$b/\%$
TDR Vorgabe	1,0	2,0
Daten 2009	0,75	2,4
Daten 2010	0,0	2,4
Sim. 18 %	0,74	1,8
Sim. 40 %	2,0	1,9

Abbildung 4.29: Energieauflösung $\Delta E/E$ für die Strahlzeiten 2009 (rot) und 2010 (blau). Dazu eine Simulation ohne Berücksichtigung von Photonenstatistik, Rauschen und Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute (grün), eine Simulation unter Berücksichtigung der der Photonenstatistik (orange), eine mit zusätzlicher Berücksichtigung des elektronischen Rauschens (hellblau), sowie zwei Simulationen mit zusätzlicher Berücksichtigung einer positionsabhängigen Lichtausbeute von 18 % (violett) und 40 % (braun). Die schwarze Kurve entspricht der Vorgabe für die Energieauflösung für das EMC[PAN+08]. Die farbigen Kurven sind eine Anpassung an den entsprechenden Datensatz.

ten. Die Photonenstatistik hat trotz der geringen Lichtausbeute von PWOII, einen im Vergleich geringen Einfluss. Bei den kleinsten betrachteten Energien verschlechtert sich die Auflösung um weniger als 1 %. Ein angenommenes elektronisches Rauschen von 1,5 MeV hat einen größeren Einfluss. Hier wird bei kleinen Photonenergien nur noch eine Auflösung von 8 % erreicht. Die Uniformität der Lichtausbeute spielt hingegen bei großen Photonenergien eine entscheidende Rolle. Wird eine positionsabhängige Variation von 18 % angenommen, so ist die Auflösung bei 1,5 GeV auf 1,9 % limitiert. Bei einer Variation von 40 % werden sogar nur 2,6 % erreicht.

4.5 Konsequenzen für PANDA

Die Messungen mit dem Proto60 haben gezeigt, dass es möglich ist, ein elektromagnetisches Kalorimeter mit gekühlten PWOII-Kristallen zu bauen. Die mit dem Prototyp erreichte Energieauflösung ist trotz der geringen Lichtausbeute von PWOII groß genug, um eine Energieauflösung von $\Delta E/E_\gamma = 2,5\%$ bei $E_\gamma = 1\text{ GeV}$ zu erreichen. Damit wurde die im TDR geforderte Auflösung für das Kalorimeter ($\Delta E/E_\gamma = 2,2\%$ bei $E_\gamma = 1\text{ GeV}$) leicht verfehlt.

Es wurde festgestellt, dass bei Messungen mit einem Photonenstrahl die Größe und Position des Strahls starken Einfluss auf die gemessenen Energieverteilungen haben. Bei zukünftigen Prototypmessungen sollte auf diese Einflüsse verstärkt geachtet werden.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute der Kristalle einen großen Einfluss auf die Energieverteilungen hat. Auch verschlechtert sie die Energieauflösung, insbesondere bei hohen Photonenergien. Seit diesen Messungen gibt es Bestrebungen die Positionsabhängigkeit zu minimieren. Dabei darf jedoch die Lichtausbeute nicht zu stark sinken, um die Detektionsschwellen und die Energieauflösung von niederenergetischen Photonen nicht zu verschlechtern. Durch

4.5 Konsequenzen für $\bar{P}ANDA$

das gezielte Aufrauen einer Seitenfläche der Kristalle konnte die Positionsabhängigkeit auf weniger als 5 % verringert werden. Dadurch konnte auch in Messungen die Energieauflösung verbessert werden [Die+17].

Kapitel 5

Messungen mit einem Prototypen für die Vorwärtsendkappe

Die Vorwärtsendkappe des PANDA-EMC unterscheidet sich nicht nur in der Form und Anordnung der PWOII-Kristalle vom Barrel des Kalorimeters. Im inneren Bereich der Vorwärtsendkappe sollen die Kristalle nicht mit APDs ausgelesen werden. Stattdessen war die Frage, ob Vakuumphototrioden (VPT) oder Vakuumphototetroden (VPTT) zum Einsatz kommen sollen (siehe Kapitel 2.2.7 und Kapitel 3). Der Proto192, ein Prototyp für die Vorwärtsendkappe, sollte zeigen, wie gut die Anforderungen an die Vorwärtsendkappe erfüllt werden können. Mit diesem Prototyp wurden Messungen an verschiedenen Teilchenstrahlen durchgeführt. Anhand dieser Messungen wurde entschieden, in der Vorwärtsendkappe Hamamatsu VPTTs einzusetzen. In dieser Arbeit wurden Messungen an einem Photonenstrahl und Elektronenstrahlen mit verschiedenen Energien ausgewertet. Der Schwerpunkt lag hierbei auf der Positionsrekonstruktion der elektromagnetischen Schauer. Die Ergebnisse der Messungen wurden mit Simulationen im PandaROOT-Framework verglichen.

Die Form und Anordnung der Kristalle des Proto192 entspricht einem Ausschnitt aus der Vorwärtsendkappe. Für diese existiert in PandaROOT bereits eine Geometrie, die auch die Alveolen enthält. Daher konnte auf das aufwendige Erstellen einer neuen Geometrie verzichtet werden. Für die Simulation der Geometrie des Proto192 wurden im Rahmen dieser Arbeit aus der Geometrie der Endkappe die Kristalle des Proto192 ausgewählt und diese auf die für die Testmessungen relevante Strahlachse verschoben sowie die Ausrichtung angepasst.

Da die Seitenflächen der Kristalle der Vorwärtsendkappe nur einen kleinen Winkel von etwa $0,5^\circ$ zueinander haben, zeigen die Kristalle im Gegensatz zu denen des Barrels eine vernachlässigbare Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute. Daher wurden keine Simulationen mit variabler Lichtausbeute durchgeführt.

5.1 Messungen an ELSA

Im Oktober 2011 wurden mit dem Proto192 Messungen an der Beschleunigeranlage ELSA¹ [Hil06] durchgeführt. Die Messung erfolgte an dem Photonenstrahl am Strahlplatz des CBELSA/TAPS-Experiments. Abbildung 5.1 zeigt die Aufstellung des Proto192. In dieser Arbeit wurden Daten dieser Messung ausgewertet, um das Ansprechverhalten des Detektors für Photonen bis ca. 3 GeV zu studieren.

5.1.1 Photonenstrahl

Am Strahlplatz des CBELSA/TAPS-Experiments steht ein Photonenstrahl mit einer Energie von bis zu 3,2 GeV zur Verfügung. Um diesen zu erzeugen, werden Elektronen in ELSA auf eine Energie von

¹ Elektron Stretcher Accelerator

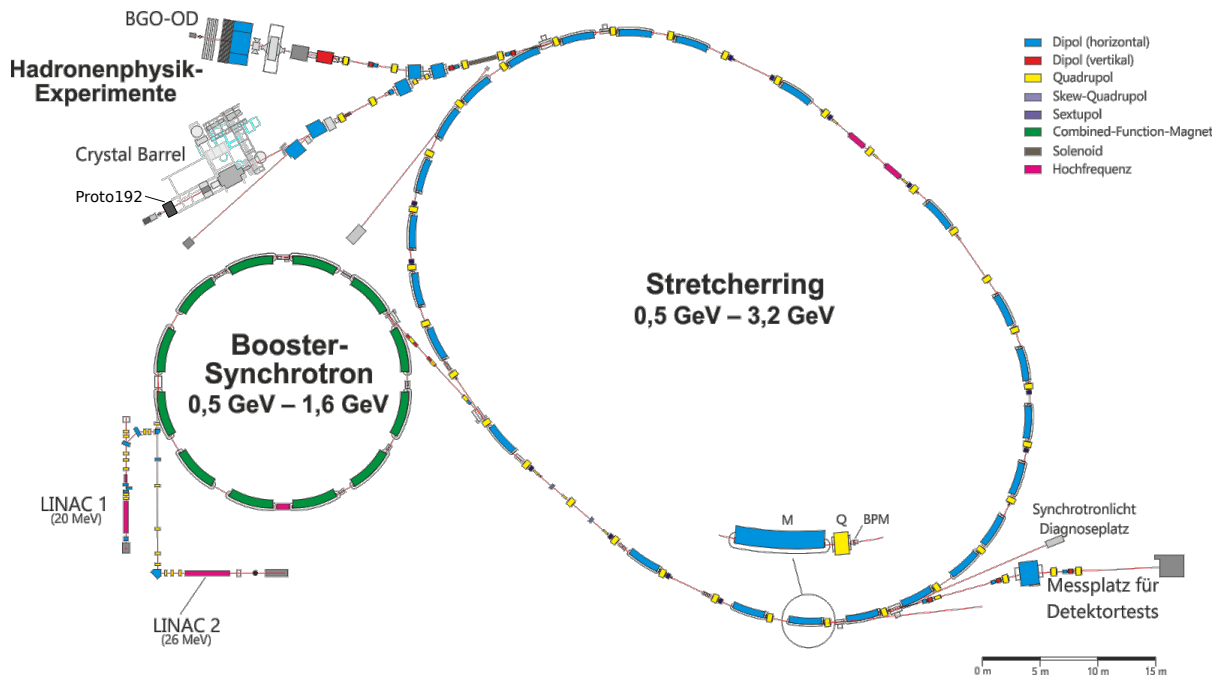


Abbildung 5.1: Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA mit Messposition des Proto192 [Fro]

3,2 GeV beschleunigt und über mehrere Sekunden aus dem Beschleuniger extrahiert. Nach der Extraktion treffen sie auf ein Radiatortarget, bei diesen Messungen eine 12 μm dicke Kupferfolie und erzeugen dort durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen. Um die Energie der Photonen zu bestimmen, werden die Elektronen in einem Magnetfeld abgelenkt. Die Ablenkung der Elektronen wird mit einem Tagginghodoskop [For09] aus 96 Szintillatorstäben und 480 szintillierenden Fasern gemessen. Daraus kann auf die Energie der Elektronen nach dem Bremsstrahlungsprozess und damit auf die Energie der Photonen geschlossen werden. Das Hodoskop deckt einen Energiebereich von ca. 17 % bis 97 % der Primärstrahlenergie ab. Für die Auslese des Hodoskops und die Rekonstruktion der Photonenenergie wurden die Datenaquisition und die Analysesoftware des CBELSA/TAPS-Experiments genutzt.

Der Photonenstrahl wurde kollimiert, so dass sich an der Position des Proto192 eine Halbwertsbreite von weniger als 12 mm ergab.

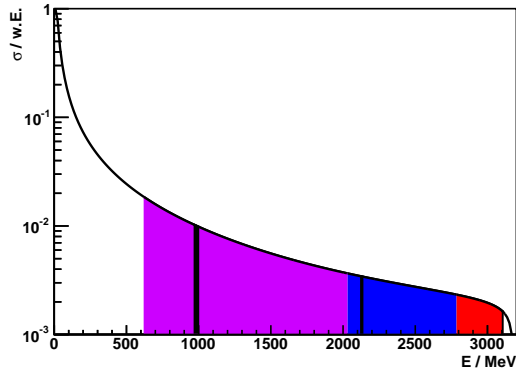
Die Energieverteilung der Photonen ist durch den Bremsstrahlprozess gegeben. Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf sowie den durch das Taggingssystem abgedeckten Bereich. Wie zu erkennen ist, werden bevorzugt Photonen mit kleiner Energie erzeugt.

5.1.2 Proto192

Für die Messungen an ELSA war der Proto192 mit verschiedenen Photodetektoren ausgestattet (siehe Abbildung 5.3). Die Signale wurden verstärkt und mit 12-Bit SIS SADCs digitalisiert.

Um die verschiedenen Detektoren testen zu können, wurde der Proto192 auf einem Verschiebetisch montiert, mit dem jeder Kristall des Proto192 in den Photonenstrahl gefahren werden konnte.

Um eine Koinzidenz zwischen Proto192 und dem Taggingssystem zu erhalten, wurde ein gemeinsamer Trigger für die Auslese der Detektoren verwendet. Das Triggersignal wurde durch eine Koinzidenz aus einem Energieeintrag im Proto192 und einem Elektron mit ausgewählter Energie im Taggingssystem ausgelöst. Durch die Beschränkung des Triggersignals auf einen Teil des Hodoskops, konnten im Daten-



(a) Bremsstrahlungsspektrum

Position	Energiebereich
Alle Kristalle	965 MeV bis 1004 MeV
	2118 MeV bis 2141 MeV
	3093 MeV bis 3112 MeV
X4Y3-9	619 MeV bis 2030 MeV
	2030 MeV bis 2786 MeV
	2786 MeV bis 3109 MeV

(b) Energiebereiche

Abbildung 5.2: Verlauf des Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung. Die markierten Bereiche zeigen die in der Messung zur Erzeugung des Triggersignals benutzten Energiebereiche des Taggingsystems. Die Bereiche die an allen Positionen vermessen wurden, farbig die Bereiche die nur für eine Position vermessen wurden.

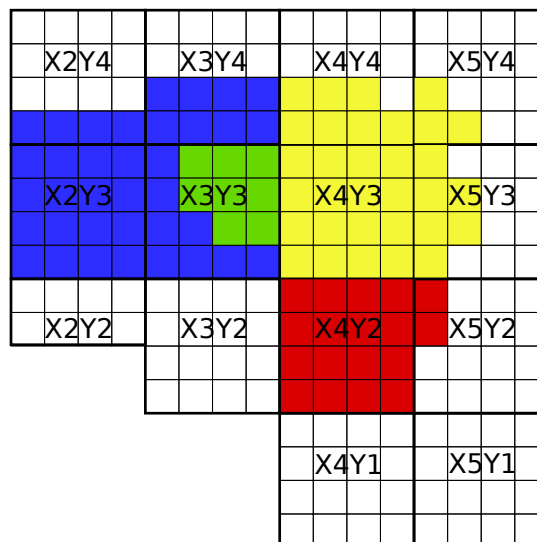


Abbildung 5.3: Verteilung der Photodetektoren im Proto192 für die Messung an ELSA. In grün Hamatsu VPTTs, blau Hamatsu VPTs, gelb RIE VPTTs und rot APDs. Die restlichen Kristalle wurden nicht ausgelesen.

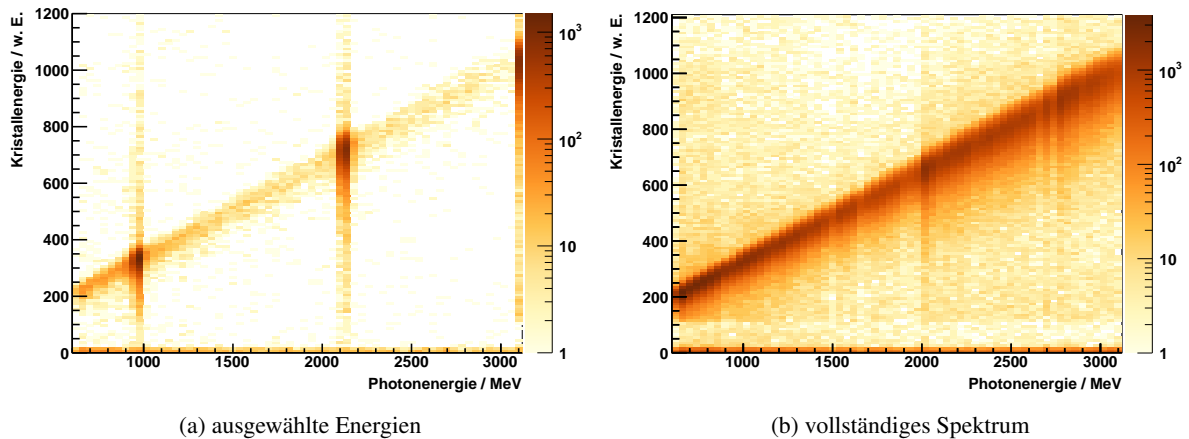


Abbildung 5.4: Korrelation zwischen der in Kristall X4Y3-9 im Proto192 deponierten Energie und durch das Taggingsystem rekonstruierter Photonenergie.

satz einzelne Energien angereichert werden. Da die Ausleserate durch die Datenaquisition beschränkt war und nicht durch den Photonenfluss, konnte so die Messdauer beschränkt werden und dennoch für einzelne Energien ausreichend viele Ereignisse für eine detaillierte Auswertung aufgezeichnet werden.

Mit allen Detektoren wurden Messungen bei ausgewählten Photonenergien (965 MeV bis 1004 MeV, 2118 MeV bis 2141 MeV und 3093 MeV bis 3112 MeV) durchgeführt. Um die Energieauflösung über den ganzen Energiebereich betrachten zu können, wurde zusätzlich eine Messung über den ganzen Energiebereich für einen Kristall mit einer RIE-VPTT-Auslese durchgeführt. Hierbei wurde das Hodoskop in drei Triggerbereiche aufgeteilt (619 MeV bis 2030 MeV, 2030 MeV bis 2786 MeV und 2786 MeV bis 3109 MeV) und diese getrennt vermessen. Dadurch konnte der Intensitätsabfall im Bremsstrahlungsspektrum zu hohen Photonenergien teilweise ausgeglichen werden. Dies verkürzte die Messzeit, die benötigt wurde, um bei hohen und niedrigen Energien eine vergleichbare Datenmenge zu erhalten.

Abbildung 5.4 zeigt die Korrelation zwischen dem Proto192 und dem Energiesignal des Taggingsystems. Es ist gut zu erkennen, wie durch die Auswahl von Teilen des Tagginghodoskops die entsprechenden Energien angereichert werden konnten. Da das Taggingsystem zu jedem Ereignis mehrere Energien messen konnte, waren im Spektrum nicht nur die ausgewählten Energien vorhanden, sondern auch zufällig koinzidente Energiesignale. Das Signal im Proto192 konnte dabei zu einer beliebigen, im Taggingsystem gemessenen Energie korreliert sein. Um die zufälligen Koinzidenzen zu reduzieren, wurde ein Zeitschnitt auf das Taggingsignal mit einer Breite von 30 ns und auf das Signal des Proto192 mit einer Breite von 80 ns durchgeführt.²

Um die gemessenen Signalamplituden in eine Energie umrechnen zu können, wurde eine Kalibration durchgeführt. Die Amplitude sowie die Baseline³ vor dem Signal wurde aus den aufgezeichneten Signalformen extrahiert. Die Amplitude ergab sich aus der Differenz vom Maximum des Signals zur Baseline und war damit direkt proportional zur Energie.⁴ Daher muss nur ein Verstärkungsfaktor ermittelt werden. Aus der Simulation ist bekannt, dass Photonen im verwendeten Energiebereich in den Kristallen etwa 80 % ihrer Energie deponieren, wenn die Kristalle zentral getroffen werden (siehe Ab-

² Ein Zeituntergrundabzug konnte aufgrund der ungleichmäßigen Befüllung des Beschleunigers und dem damit resultierenden ungleichmäßigem Zeitspektrum nicht durchgeführt werden.

³ Das gemessene Spannungsniveau ohne Energiesignal im Detektor.

⁴ Die Bestimmung der Signalamplitude sowie weiterer Größen wie Integral und Zeitpunkt, wird im späteren Experiment durch die SADCs erfolgen. Für diese Messung war dies jedoch noch nicht der Fall.

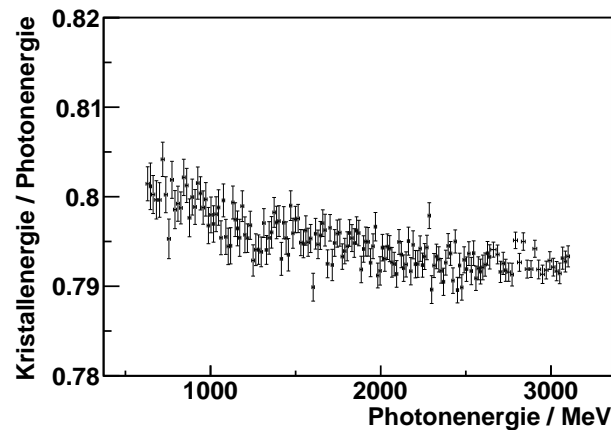


Abbildung 5.5: Wahrscheinlichste in Kristall X4Y3-9 durch Photonen deponierten Energie, normiert auf die Photonenergie, aus einer PandaROOT-Simulation des Proto192.

bildung 5.5). Für jeden Kristall wurde wenigstens eine Messung durchgeführt, bei der der Strahl den Kristall zentral trifft. Der Verstärkungsfaktor wurde so festgelegt, dass Messdaten und Simulation für die höchste verwendete Energie den gleichen deponierten Energieanteil ergeben.

5.1.3 Ergebnisse

In dieser Arbeit sollte das Ansprechverhalten des Proto192 für Photonenergien bis 3,2 GeV bestimmt werden. Dazu dienten die Messungen über das gesamte Energiespektrum. Leider zeigten sich bei diesen Messungen verschiedene Probleme, die im Folgenden diskutiert werden.

Das Signal der Photodetektoren wurde während der Messung nicht ausreichend verstärkt, dadurch wurde das Rauschen durch die nachfolgende Elektronik dominiert. Zur Bestimmung des Rauschens wurden Energieeinträge in Kristallen, in denen keine Energie durch den Photonenstrahl deponiert wurde, verwendet. Dazu wurden Positionseinstellungen genutzt, bei denen der Auftreffpunkt des Photonenstrahls maximal weit entfernt vom betrachteten Kristall lag. Durch den Abstand und die begrenzte Schaulausdehnung bei den hier verwendeten Photonenergien wird damit keine Energie in den betrachteten Kristallen deponiert. Abbildung 5.6 zeigt die so gemessene, durch Rauschen erzeugte Energieverteilung. Das Maximum der Verteilung liegt für einige Kristalle bei über 20 MeV. Die Unterschiede zwischen den Kristallen entstehen dabei hauptsächlich durch die unterschiedlichen Kalibrationsfaktoren der Kristalle. Die Maxima des Rauschens gemessen in ADC-Kanälen liegen im Bereich von 30 bis 34 Kanälen. Das Energieäquivalent des Rauschens ist unrealistisch hoch für das spätere Kalorimeter, wodurch die Aussagekraft der Messungen stark beeinträchtigt ist.

Für die Messung über den gesamten Energiebereich wurde ein Kristall als Zentralkristall ausgewählt und über eine längere Zeit mit konstanten Einstellungen des Photonenstrahls und des Proto192 gemessen. Diese Messung zeigte eine zeitliche Veränderung des Energiesignals des Zentralkristalls. Abbildung 5.7a zeigt Messungen des Energiesignals zu verschiedenen Zeiten. Die Messungen mit kontinuierlichem Spektrum erfolgte über einen Zeitraum von etwa zwei Stunden; die Messung mit einzelnen Energien dauerte etwa 15 Minuten und erfolgte etwa 6,5 Stunden davor. In dieser Zeit fiel die im Zentralkristall gemessene Energie um etwa 5 % ab. Auch innerhalb einer einzelnen Messung konnte dieses Abfallen des Energiesignals beobachtet werden, wenn diese zeitlich in mehrere Abschnitte aufgeteilt wurde (Abbildung 5.7b).

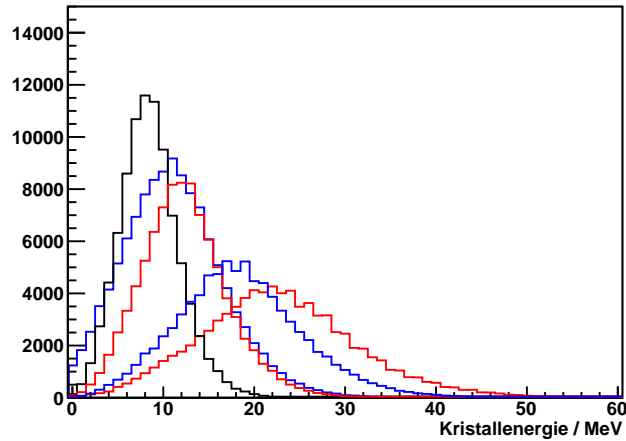
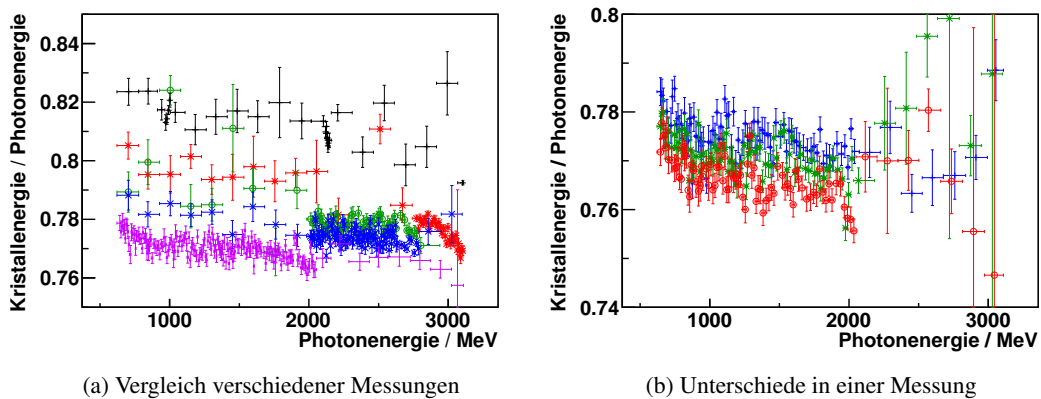


Abbildung 5.6: Rauschmessung für Kristall X4Y3-9 (schwarz), sowie dessen horizontale (blau) und vertikale (rot) Nachbarn. Dazu wurden Energieeinträge gemessen bei denen der Auftreffpunkt des Photonenstrahls weit von dem betrachteten Kristall entfernt war und damit keine Energie in dem Kristall deponiert.



(a) Vergleich verschiedener Messungen

(b) Unterschiede in einer Messung

Abbildung 5.7: Peak der im Zentralkristall deponierten Energie, normiert auf die Photonenergie. (a) Unterschiede zwischen Messungen bei verschiedenen Triggereinstellung des Taggingsystems. (b) Unterschiede innerhalb einer Messung die in drei zeitlich aufeinander folgende Abschnitte aufgeteilt wurde. Erster Abschnitt in blau, zweiter in grün und dritter in rot.

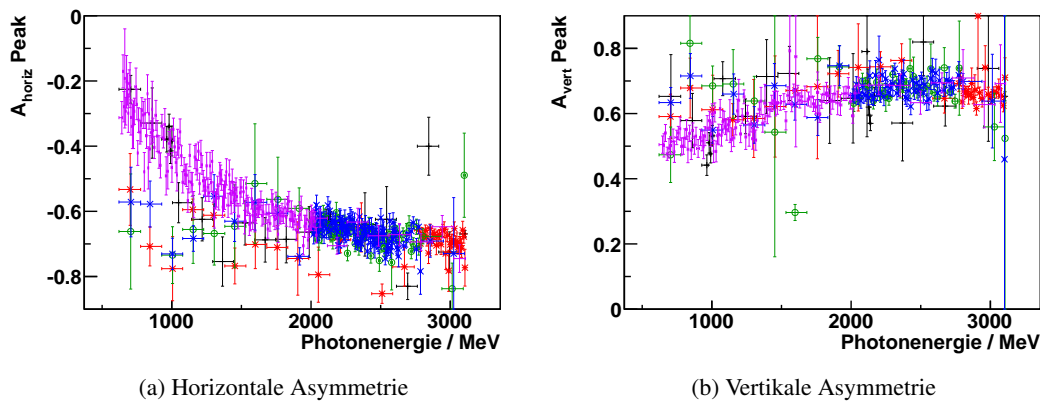


Abbildung 5.8: Peak der Asymmetrieverteilung der horizontalen bzw. vertikalen Nachbarn des Zentralkristalls für Messungen bei verschiedenen Triggereinstellungen des Taggingsystems.

Eine mögliche Ursache wäre eine Änderung der Position des Photonenstrahls, trifft dieser nicht mehr die Mitte des Kristalls, sondern den Rand, wird weniger Energie in diesem Kristall deponiert. Dies würde eine Änderung der Asymmetrie der Energiedeposition zwischen den Nachbarkristallen, wie sie bei den Messungen mit dem Proto60 untersucht wurde (Kapitel 4.4.2), hervorrufen. Abbildung 5.8 zeigt jedoch keine klare Änderung. Aufgrund des hohen Rauschens lässt sich eine Positionsänderung des Photonenstrahls aber nicht ausschließen.

Erfahrungen mit dem Beschleuniger bei dem Betrieb mit linear polarisierten Photonen⁵ zeigen, dass eine stabile Strahlposition über den Messzeitraum zu erwarten wäre.

Schließt man den Photonenstrahl als Ursache aus, bleiben noch die Elektronik und die RIE-VPTT als mögliche Quellen. Die Hallentemperatur während der Messungen lag bei konstant $(24,5 \pm 0,2)$ °C. Eine Veränderung der elektronischen Verstärkung über den Zeitraum von wenigen Stunden erscheint damit unwahrscheinlich. Somit bleiben die Photodetektoren als wahrscheinlichster Verursacher der Drift übrig.

Es wurden bei dieser Strahlzeit weitere Messungen durchgeführt, insbesondere um das Verhalten der verschiedenen Photodetektoren bei unterschiedlichen Ereignisraten zu untersuchen[Alb16]. Da dabei jedoch keine längeren Messungen mit der gleichen Einstellung des Photonenstrahls durchgeführt wurden, können damit keine zusätzlichen Informationen zur Ursache der Drift gewonnen werden.

5.2 Messungen am SPS

Es wurden zwei Messungen, im Oktober 2011 und November 2012, mit dem Proto192 am SPS-Beschleuniger des CERN durchgeführt. Die Messungen erfolgten dabei am Strahlplatz H4A[CERN12]. Abbildung 5.9 zeigt einen Plan des Strahlplatzes. Mit dem Protonenstrahl des SPS werden hier sekundäre und tertiäre Strahlen von geladenen Teilchen erzeugt. Über Magnetschikanen und Kollimatoren lassen sich Teilchensorte und Energie wählen. Es wurden in 2011 Positronen und in 2012 Elektronen verwendet. Die Messung 2011 erfolgte unmittelbar bevor der Strahlzeit an ELSA. Die beiden Strahlzeiten hatten die gleichen Einstellungen für die Signalverstärkung und damit ein sehr großes Rauschen. Daher wird hier nur die Strahlzeit 2012 betrachtet. In dieser Strahlzeit konnte die Verstärkung der Si-

⁵ Die Polarisation der Photonen ist sensitiv auf Änderungen der Strahlbedingungen.

gnale erhöht werden, was eine bessere Anpassung des dynamischen Bereichs ergab. Dies hatte auch ein geringeres Rauschen zur Folge.

Für die Messung wurde der Proto192, wie auch bei den Messungen zuvor, auf einem Verschiebetisch montiert. Dies ermöglichte es, den Proto192 zu verschieben, um jeden Kristall in den Elektronenstrahl zu bringen. Vor dem Proto192 wurde zusätzlich eine Trackingstation aus Szintillationsdetektoren und Siliziumsensoren aufgebaut (Abbildung 5.10). Das Koordinatensystem für die Messung wurde durch die Trackingstation definiert. Dabei zeigt die Z -Achse in Richtung des Elektronenstrahls, die Y -Achse senkrecht nach oben. Die X -Achse ergänzt diese zu einem rechtshändigen Koordinatensystem. Der Polarwinkel θ misst den Winkel zur Strahlachse. Der Azimutwinkel Φ misst den Winkel um die Strahlachse, wobei $\Phi = 0^\circ$ in Richtung der X -Achse zeigt.

5.2.1 Trackingstation

Die Aufgabe der Trackingstation war es, die Spur der Elektronen vor dem Eintritt in den Proto192 zu bestimmen sowie ein Triggersignal zur Auslese des Detektors zu generieren [Koo14][Bec09]. Die Trackingstation bestand dabei aus (entlang des Elektronenstrahls):

- zwei gekreuzten Szintillatoren mit einer Breite von ca. 2 cm zur Generation eines Triggersignals,
- zwei Siliziumstreifensensoren mit einem Streifenabstand von $50\ \mu\text{m}$ und einer Kantenlänge von 19 mm zur Bestimmung der Spur,
- einem Szintillationsfaserdetektor bestehend aus zwei Lagen mit je 14 Szintillationsfasern mit einer Breite von 2 mm zur Generation eines Triggersignals und zur Bestimmung der Spur [Kub11].

Für die meisten Messungen wurde das Triggersignal des Szintillationsfaserdetektors verwendet. Dieser hatte eine größere Abdeckung als die 2 cm breiten, nicht segmentierten Szintillatoren. Die Positionen der Detektoren werden in Kapitel 5.2.4 diskutiert.

Rekonstruktion der Siliziumstreifensensoren

Bei den Siliziumstreifensensoren der Trackingstation handelt es sich um doppellagige Streifensensoren. Dabei sind die Streifen auf den Seiten gegeneinander um 90° gedreht. Dies ermöglicht die Rekonstruktion einer zweidimensionalen Ortsinformation. Die von einem Teilchen im Sensor ausgelösten Elektron-Loch-Paare können durch ADCs aufgezeichnet werden. Dabei werden je 128 Streifen von einem ADC ausgelesen. Da ein geladenes Teilchen, das den Detektor quert, in der Regel Signale in mehreren Streifen einer Seite erzeugt, kann die Position durch eine Mittelwertbildung genauer als der Streifenabstand bestimmt werden.

Löst ein Teilchen im Detektor ein Signal aus, so sehen beide Seiten eines Sensors die gleiche erzeugte Ladungsmenge. Dies erlaubt es, durch einen zusätzlichen Schnitt auf die Ladungsdifferenz zwischen beiden Seiten Rauschen einzelner Streifen zu unterdrücken.

Die beiden doppellagigen Siliziumstreifensensoren wurden dazu genutzt, Elektronenspuren zu vermessen und auf den Proto192 zu extrapolieren. Zur Extrapolation wurde durch jedes Trefferpaar in den beiden Streifensensoren eine Gerade bestimmt und deren Auftreffpunkt auf den Proto192 ermittelt.

Die Ortsauflösung der auf den Proto192 extrapolierten Spur kann aus der Auflösung der Streifendetektoren abgeschätzt werden. Nimmt man als obere Abschätzung für die Auflösung der Detektoren den Streifenabstand von $50\ \mu\text{m}$ an, ergibt sich unter der Berücksichtigung der Detektorabstände aus Tabelle 5.1 eine Auflösung von $125\ \mu\text{m}$ für die lineare Extrapolation auf den Proto192. Dies ist deutlich unter der Auflösung des Proto192 von etwa 1 mm.

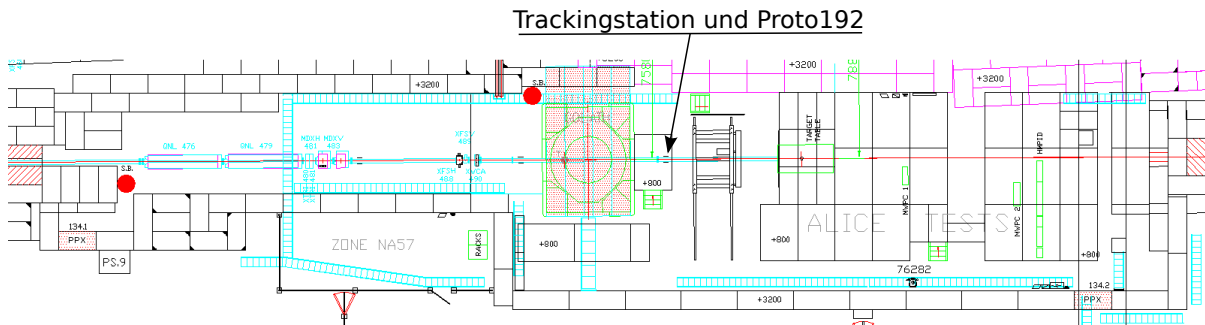


Abbildung 5.9: Übersicht des Strahlplatzes H4A am SPS-Beschleuniger des CERN. Der Strahl tritt von links kommend in den Messbereich ein. [CERN12]

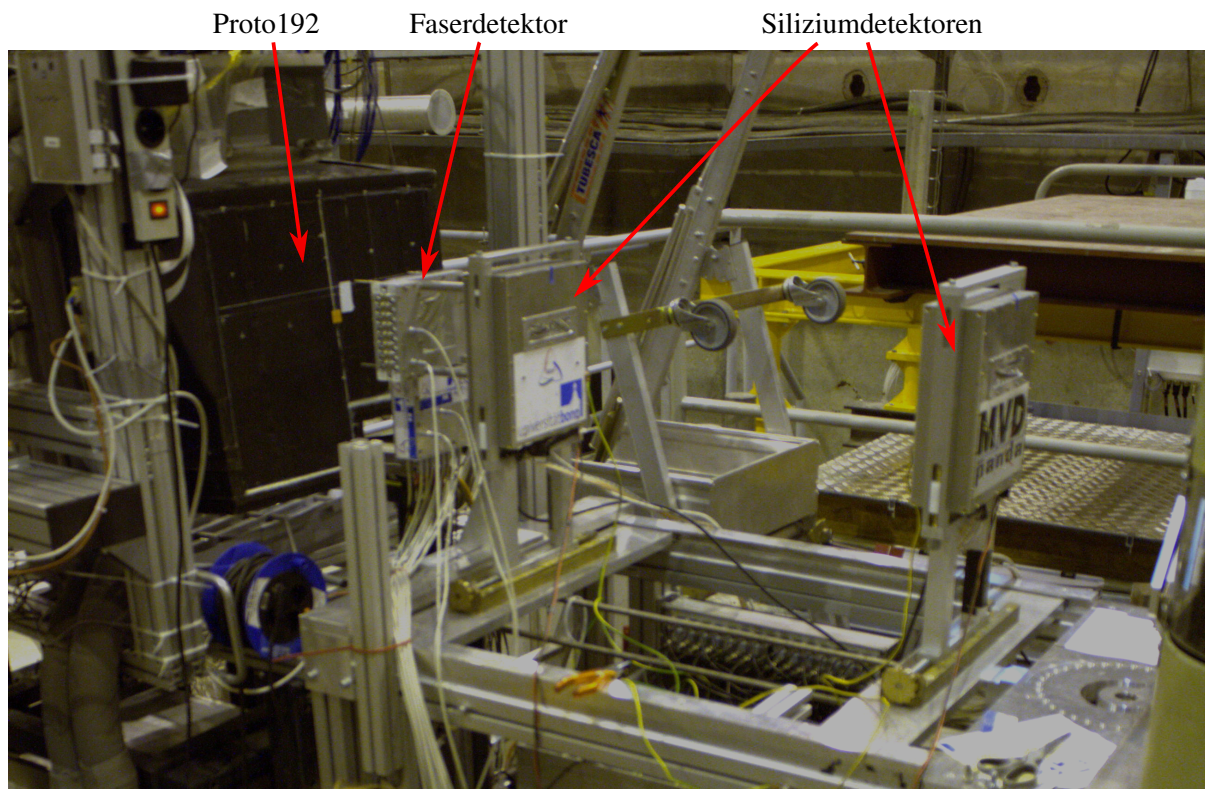


Abbildung 5.10: Der Proto192 mit der Trackingstation am SPS-Beschleuniger. Der Strahl trifft von rechts kommend zunächst auf die beiden Siliziumstreifendetektoren, dann auf den Szintillationsfaserdetektor und zuletzt den Proto192.

Rekonstruktion des Szintillationsfaserdetektors

Der verwendete Szintillationsfaserdetektor [Kub11] besteht aus zwei Lagen, die aus jeweils 14 Szintillationsfasern aufgebaut sind. Die Fasern haben einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 2 mm. Um eine größere Fläche von $10\text{ cm}^2 \times 10\text{ cm}^2$ abdecken zu können, befinden sich an die Fasern seitlich anschließend noch Szintillatorplatten mit einer Breite von 36 mm. Die Lagen sind auch bei diesem Detektor um 90° gegeneinander gedreht. Eine zweidimensionale Ortsinformation erhält man für diesen Detektor durch eine zeitliche Koinzidenz aus Streifen beider Lagen. Dazu wurden die Signale der einzelnen Streifen mit einem TDC ausgelesen und in Software die Koinzidenz gebildet.

Die Ortsauflösung dieses Detektors ist durch die Breite der Streifen gegeben. Da die Ortsauflösung des Proto192 mit $\approx 1\text{ mm}$ besser ist, wurde dieser Detektor nur dazu verwendet, den Elektronenstrahl zu überwachen. Dazu wurde, im Rahmen dieser Arbeit, ein Plugin für das Explora-Framework entwickelt, das es erlaubt, die Ortsrekonstruktion während der Messung durchzuführen.

5.2.2 Elektronenstrahl

Bei dem am Strahlplatz H4A zur Verfügung stehenden Elektronenstrahl handelt es sich um einen tertiären Strahl. Der primäre 400 GeV Protonenstrahl des SPS trifft auf ein Beryllium-Target. Dabei werden unter anderem neutrale Pionen erzeugt. Diese zerfallen in je zwei Photonen. Diese Photonen können dann an einem sekundären Bleitarget Elektron-Positron-Paare erzeugen [Gra97]. Die Elektronen mit einem ausgewählten Impuls können durch eine Magnetschikane herausgefiltert werden. Dabei bestimmt ein Kollimator die Breite der Impulsverteilung [CERN10].

Für die Messungen mit dem Proto192 wurden Elektronenstrahlen mit Impulsen von 5 GeV, 7,5 GeV, 10 GeV, 12,5 GeV und 15 GeV ausgewählt. Da für die Messungen eine Rate von maximal 4 kHz verwendet wurden, konnten die Kollimatoren zur Impulsselektion so weit geschlossen werden, dass die Impulsunschärfe bei 0,1 % bis 0,2 % lag. Dies ist im Vergleich zur Detektorauflösung zu vernachlässigen. Das Strahlprofil des Elektronenstrahls konnte mit den Detektoren der Trackingstation bestimmt werden. Abbildung 5.11 zeigt das Profil für die ausgewählten Impulse. Es ist zu erkennen, dass die Strahlausdehnung für größere Energien geringer wird. Abbildung 5.12 zeigt die Winkelverteilung des Strahls. Das Strahlprofil sollte bei der Simulation der Strahlzeiten berücksichtigt werden, um eine möglichst gute Vergleichbarkeit zu erreichen.

5.2.3 Auslese des Proto192

Wie bereits in Kapitel 3.4.2 erwähnt, kamen im Proto192 verschiedene Photodetektoren zum Einsatz. Für die Strahlzeit CERN2012 wurde der Proto192 mit APDs, Phototrioden und Phototetroden von Hamamatsu ausgestattet. Abbildung 5.13a zeigt die Verteilung der Detektoren. Für jeden Photodetektor wurden zwei Signale mit unterschiedlicher Verstärkung, Lowgain und Highgain, erzeugt, so dass sich insgesamt 96 APD-, 42 VPT- und 18 VPTT-Kanäle ergeben⁶. Zur Digitalisierung der Signale kamen SADC von AVM und SIS zum Einsatz. Abbildung 5.13b zeigt deren Verteilung. Die SADC-Typen unterscheiden sich in der Bittiefe, die AVM-SADCs arbeiten mit 12 Bit, die SIS-SADCs mit 16 Bit.

Bei der Messung lieferten vier VPT im Randbereich des Detektors nur kleine Energiesignale. Eine weitere VPT zeigte gar kein Signal. Zwei APD an verschiedenen Kristallen zeigten ebenfalls ein zu kleines Signal. Diese Kanäle wurden in der weiteren Auswertung daher nicht berücksichtigt.

Für den Bau des Panda-Kalorimeters sind umfangreiche Tests vor, während und nach dem Zusammenbau der einzelnen Alveolen geplant, um solche Ausfälle von Kanälen vermeiden zu können.

⁶ Die Zahl der APD-Kanäle war durch die Zahl der vorhandenen ADC-Kanäle begrenzt.

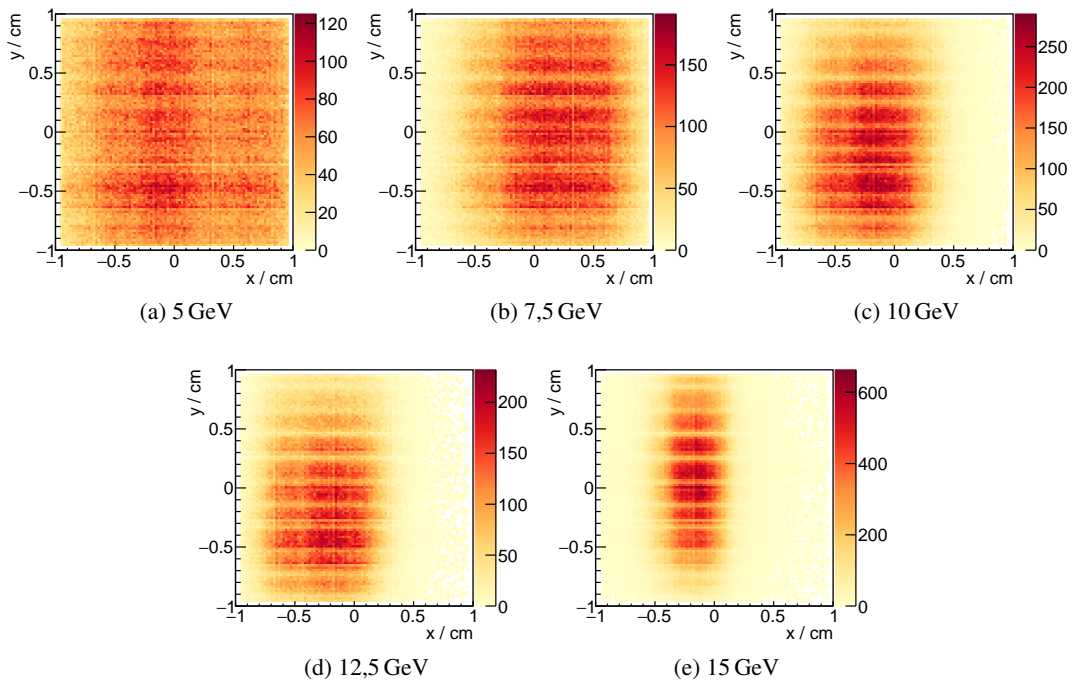


Abbildung 5.11: Gemessenes Profil des Elektronenstrahls für die verschiedenen Strahlimpulse. Die in der räumlichen Verteilung sichtbaren Streifen ergeben sich durch die Effizienz des Szintillationsfaserdetektors, der als Trigger der Auslese verwendet wurde.

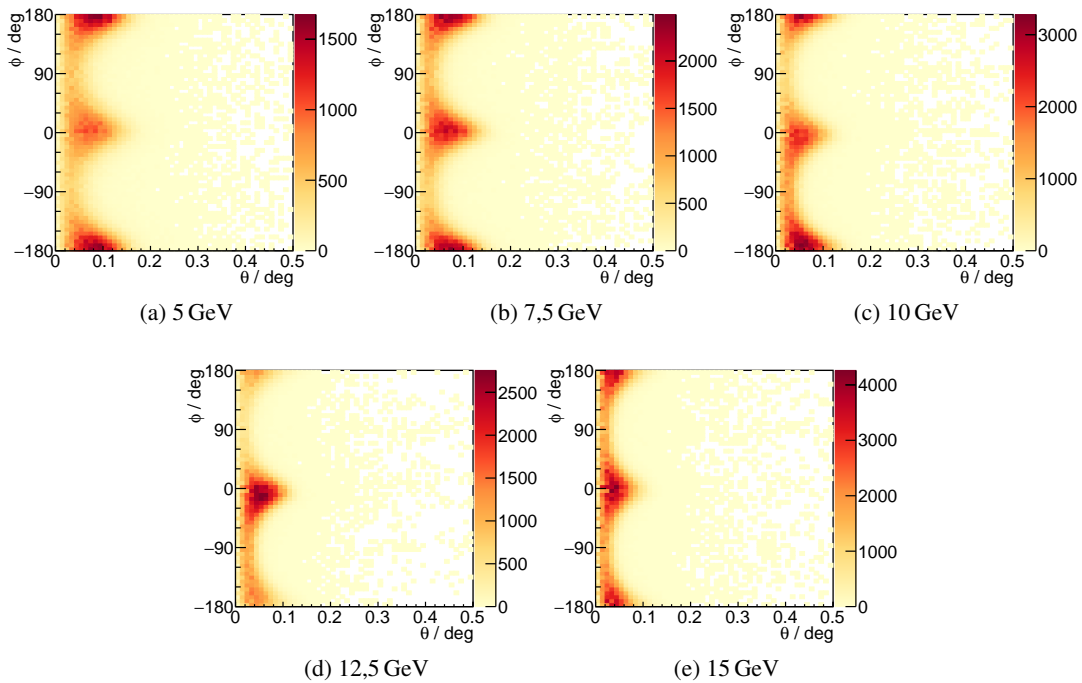


Abbildung 5.12: Gemessene Richtungsverteilung des Elektronenstrahls für die verschiedenen Strahlimpulse. Die Divergenz des Strahl ist in horizontaler Richtung größer als in vertikaler.

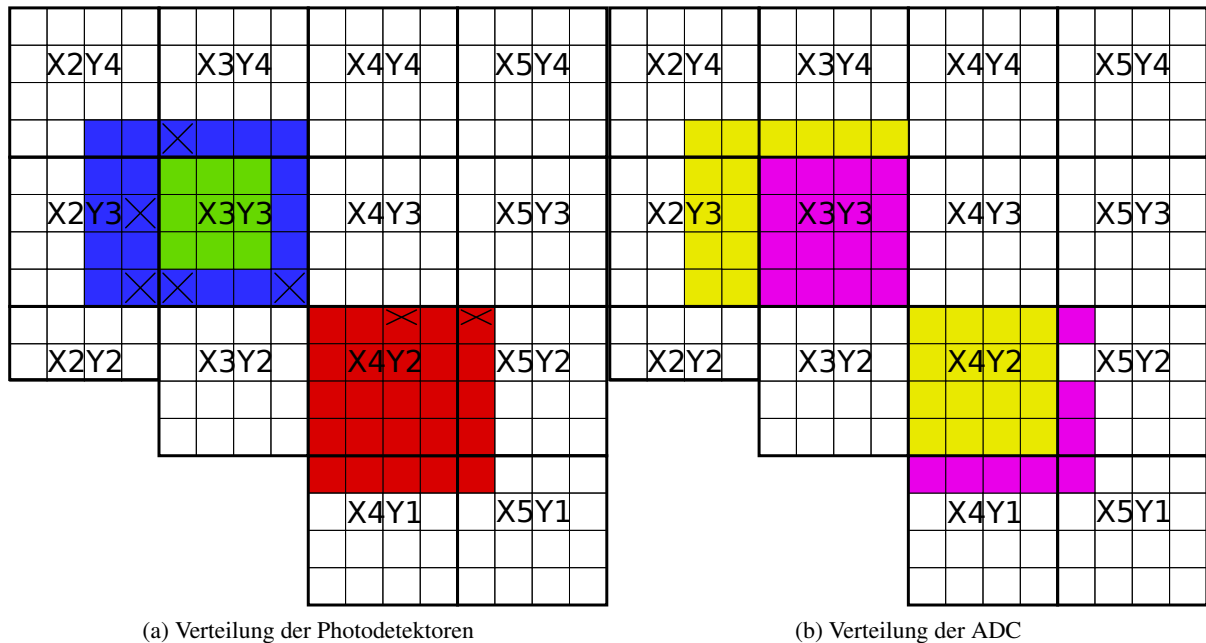


Abbildung 5.13: Verteilung der Photodetektoren und ADC im Proto192 für die Strahlzeit CERN2012. In Grün VPTTs, Blau VPTs und Rot APDs. In Violet AVM ADC, in Gelb SIS ADC. Die mit \times markierten Kanäle zeigten kein oder nur ein zu kleines Energiesignal. Die restlichen Kristalle wurden nicht ausgelesen.

Die SADCs zeichneten bei jedem Triggerereignis der Trackingstation für jeden Kanal⁷ eine Wavelform mit jeweils 256 Samples auf. Abbildung 5.14 zeigt diese beispielhaft. Die Energieinformation der Kristalle ist dabei in der Signalthöhe kodiert. Die Signale hatten einen ausgeprägten Unterschwinger nach dem Peak. Dieser würde die Messung von dicht zusammenliegenden Signalen erschweren. Durch die geringe Rate bei der Messung kann jedoch das Auftreten von mehreren Signalpeaks in einer Wavelform vernachlässigt werden.⁸

Neben dem Signalpeak ist bei allen Detektoren Rauschen der Baseline deutlich sichtbar. Das Energieäquivalent des Rauschens hängt neben der Spannungsamplitude auch vom Umrechnungsfaktor für die Energie und damit von der Verstärkung ab. Zur Bestimmung der Amplitude des Rauschens wurden Ereignisse ohne Elektronenstrahl aufgezeichnet. Abbildung 5.15 zeigt ein Histogramm aller Samples eines Kanals für diese Ereignisse nach Abzug der Baseline. Die Breite dieser Verteilung wurde durch Anpassung einer Gaußverteilung bestimmt und ist ein Maß für die Größe des Rauschens. Mit der Energiekalibration des Proto192 (siehe Kapitel 5.2.5) wurde die Breite in eine äquivalente Energie umgerechnet. Für die VPTTs ergab sich ein Rauschäquivalent von 1 MeV bis 3 MeV. Für die VPTs lag es mit 4 MeV bis 14 MeV etwas höher. Für die APDs ergab sich ein Bereich von 1,5 MeV bis 5 MeV.

Um die Signalamplitude aus einer Wavelform zu bestimmen, muss zunächst für jede Wavelform der Nullpunkt der Signale bestimmt werden. Dazu wurde aus den ersten 20 Samples der Wavelform der Mittelwert gebildet. Dieser Bereich der Wavelform ist unbeeinflusst vom Energiesignal des Detektors. Die Differenz zum höchsten Punkt der Wavelform ergibt die Amplitude des Signals.⁹

⁷ Entweder APD- oder VPT/VPTT-Kanäle

⁸ Im späteren Experiment sollen Wavelformen mit überlappenden Signalpeaks anhand des Verhältnisses von Amplitude zu Integral des Signals erkannt werden. Eine getrennte Behandlung dieser Wavelformen erlaubt in einem weiteren Schritt das Trennen und Rekonstruieren dieser Signale.

⁹ Es ist auch möglich die Energie aus dem Integral des Signals zu bestimmen. Dies wurde in dieser Arbeit jedoch nicht

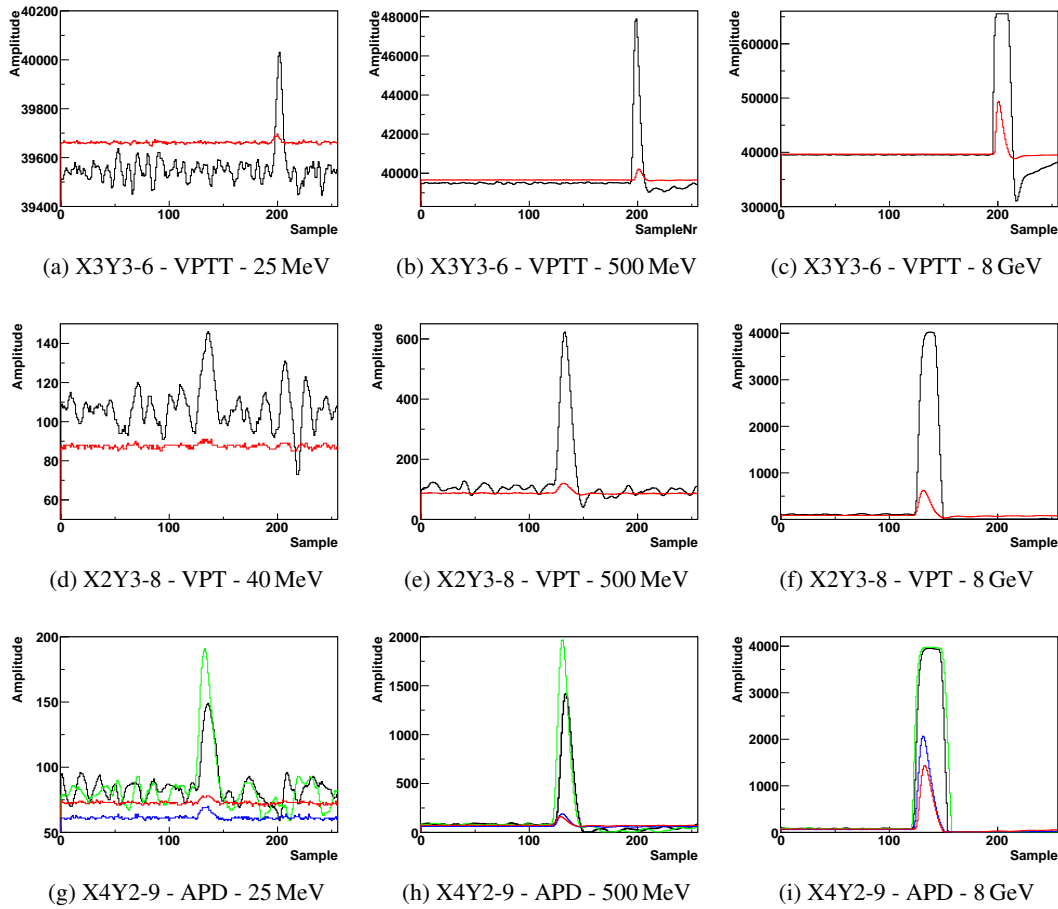


Abbildung 5.14: Aufgezeichnete Waveforms für verschiedene Detektoren und Energien. In schwarz Highgain, in rot Lowgain. Für Kristall X4Y2-9 in grün und blau Highgain und Lowgain der zweiten APD. Bei großen Energien können die Signale nur noch im Lowgain richtig erfasst werden.

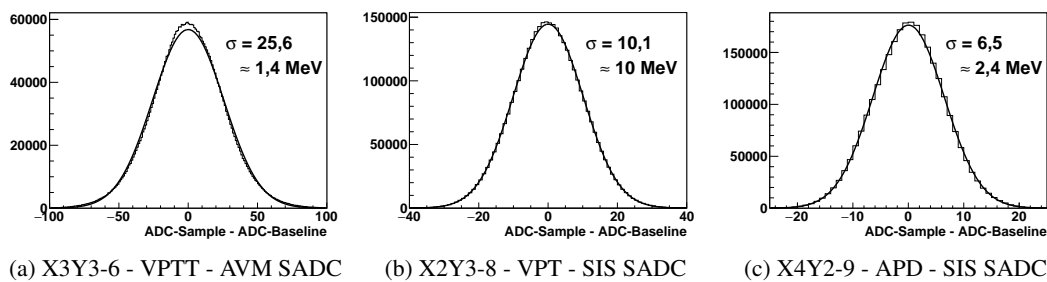


Abbildung 5.15: Anpassung einer Gaußfunktion zur Bestimmung der Streuung σ der ADC-Sample um die Baseline für drei verschiedene Detektoren. Die Streuung wurde mit der Energiekalibration des Proto192 in ein Energieäquivalent umgerechnet. Durch die unterschiedliche Auflösung der ADC und Verstärkung der Detektoren sind nur die Energieäquivalente vergleichbar.

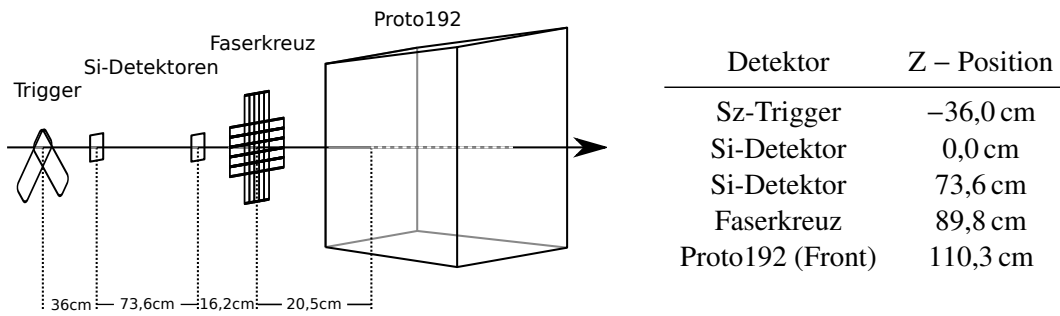


Tabelle 5.1: Abstände und Positionen der Detektoren entlang der Strahlachse in der Strahlzeit CERN2012. Die Abstände beziehen sich auf die Mitte der Spurdetektoren und die Frontfläche des Proto192.

Die Genauigkeit dieser Bestimmung wird maßgeblich durch das Rauschen an der Position des Signalpeaks bestimmt. Der Einfluss auf die Nullpunktsbestimmung ist vergleichsweise gering, da hier über einen größeren Bereich des Rauschens gemittelt werden kann.

Das Energieäquivalent des Rauschens war in den Lowgainkanälen durch die geringe Verstärkung deutlich größer als in den Highgainkanälen. Daher wurden zur Energiebestimmung die Highgainkanäle bevorzugt. Erst wenn hier das Signal in Sättigung ging (siehe Kapitel 5.2.5), wurden die Lowgainsignale betrachtet. Für die Lowgainsignale wurde dabei verlangt, dass der Peak koinzident zu dem der Highgainsignale lag.

5.2.4 Ausrichtung

Die Kenntnis der Ausrichtung der Detektoren zueinander ist nötig, um die Messungen der einzelnen Detektoren miteinander kombinieren zu können. Damit kann dann eine in der Trackingstation vermessene Elektronspur zum Proto192 extrapoliert werden. Die Ausrichtung des Proto192 muss auch bekannt sein, um eine akkurate Simulation des Proto192 zu ermöglichen und diese mit den Messdaten zu vergleichen.

Die Detektoren wurden für die Messungen im Elektronenstrahl anhand von Markierungen in der Halle und an den Gehäusen der Detektoren auf die Strahlachse ausgerichtet. Zusätzlich wurde der Abstand der Detektoren entlang der Strahlachse vermessen. Tabelle 5.1 listet die gemessenen Abstände auf. Nach dieser Grobausrichtung wurde die Position der Detektoren transversal zur Strahlrichtung aus den Daten bestimmt.

Trackingstation

Zunächst bestimmt jeder Detektor Spurpunkte des Elektronenstrahls in seinem lokalen Koordinatensystem (x_i, y_i) , festgelegt durch die Ausrichtung der Streifen des Siliziumdetektors bzw. den Fasern des Szintillationsdetektors. Um eine Spur rekonstruieren zu können, müssen die Informationen der Detektoren in ein gemeinsames globales Koordinatensystem (X, Y, Z) übertragen werden. Das globale Koordinatensystem für die Messung wurde durch den ersten Siliziumstreifendetektor festgelegt.

Die Positionen der anderen Detektoren entlang der Z-Achse sind aus der Abstandsmessung bekannt und können aus den Daten nicht genauer bestimmt werden. Die transversale Position kann aus den Daten ermittelt werden. Da der Strahl parallel zur Z-Achse verläuft, sollten Spurpunkte eines Elektrons, im Mittel, in allen Detektoren die gleichen transversalen Koordinaten (X, Y) haben. Um die Verschiebung der Detektoren gegeneinander zu bestimmen, kann man daher die Differenz der lokalen Koordinaten

betrachtet.

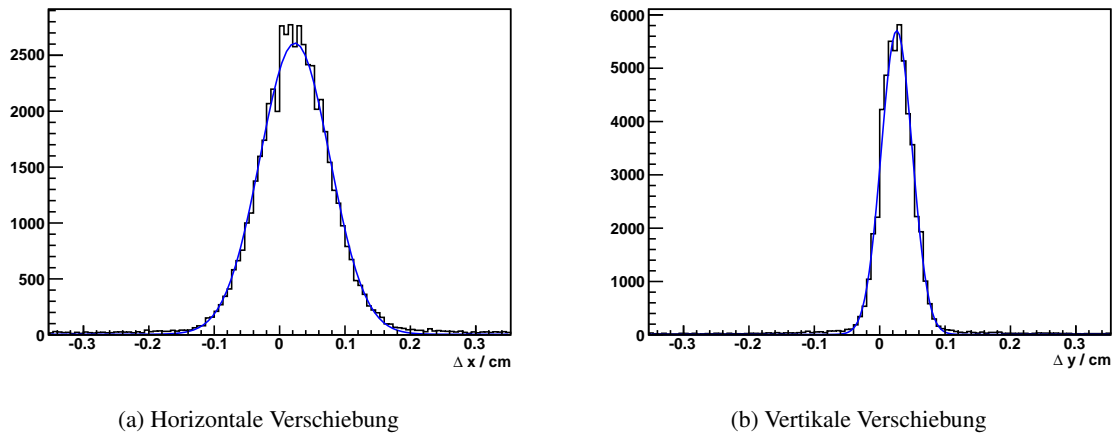


Abbildung 5.16: Abweichung der lokalen Koordinaten beider Streifendetektoren, bei einem Strahlimpuls von 15 GeV. Die Anpassung einer Gaußverteilung ergibt eine mittlere Verschiebung von 0,024 cm in horizontaler und 0,026 cm in vertikaler Richtung. Die Breite der Verteilungen ist durch die Divergenz des Strahls gegeben.

(x_i, y_i) betrachten. Der Mittelwert dieser Differenzen entspricht gerade der Verschiebung der Detektoren gegeneinander. Zur Bestimmung der Differenzen wurden Daten mit einem Strahlimpuls von 15 GeV verwendet, da bei hohen Energien die Strahlaufweitung durch Streuung geringer ist. Wie Abbildung 5.16 zeigt, ist eine leichte Verschiebung der Detektoren von 0,024 cm in horizontaler und 0,026 cm in vertikaler Richtung zu sehen. Auch bei geringeren Impulsen ist die gleiche Verschiebung zu beobachten.

Eine leichte Verkipfung um einen Winkel α der Detektoren, relativ zum Elektronenstrahl, ist nicht auszuschließen. Dies würde zu einem systematischen Fehler in den bestimmten transversalen Koordinaten (x_i, y_i) führen. Die Koordinaten weichen um einen Faktor $\cos(\alpha)$ ab. Für eine Verkipfung von 1° ergibt sich damit über die Breite des Detektors von 2 cm eine Abweichung von 0,003 mm. Dies liegt deutlich unter der Auflösung der Siliziumdetektoren und des Proto192.

Proto192

Im Gegensatz zu den Detektoren der Trackingstation liefert der Proto192 nicht direkt eine Positionsinformation. Zwar kann aus den im Proto192 detektierten Clustern eine Position bestimmt werden, jedoch ist hierzu eine Energiekalibration des Detektors nötig (siehe Kapitel 5.2.6). Für die Kalibration des Detektors ist es aber wichtig, die Ausrichtung des Detektors zu kennen (siehe Kapitel 5.2.5).

Daher wurde eine von der Kalibration unabhängige Methode mit Hilfe der Simulation die Position des Proto192 relativ zu der Trackingstation zu bestimmen entwickelt. Eine ohne Kalibration zugängliche Ortsinformation ist die Position, an der ein eintreffendes Elektron im Mittel den größten Anteil seiner Energie in einem Kristall deponiert. Diese Position wird im Folgenden als die Mitte des Kristalls bezeichnet. Da die Seitenflächen der Kristalle nicht parallel zum Elektronenstrahl sind, ist die so definierte Kristallmitte dabei nicht die geometrische Mitte der Frontfläche des Kristalls. Je größer der Winkel zum Strahl ist, desto stärker weicht die Kristallmitte von der Mitte der Frontfläche ab. Aus einem Vergleich der Kristallmitten in den Daten und der Simulation kann dann die Position des Proto192 bestimmt werden. Da die benötigte Rechenzeit der Simulationen sehr stark von der Energie abhängt, wurden zuerst die Daten bei einer Energie von 5 GeV betrachtet.

Die Kristallmitten wurden zunächst für die Messdaten relativ zur Trackingstation bestimmt. Es wurden die Einstellungen des Verfahrtschiffs verwendet, bei denen jeweils eine der Frontflächenmitte gemäß

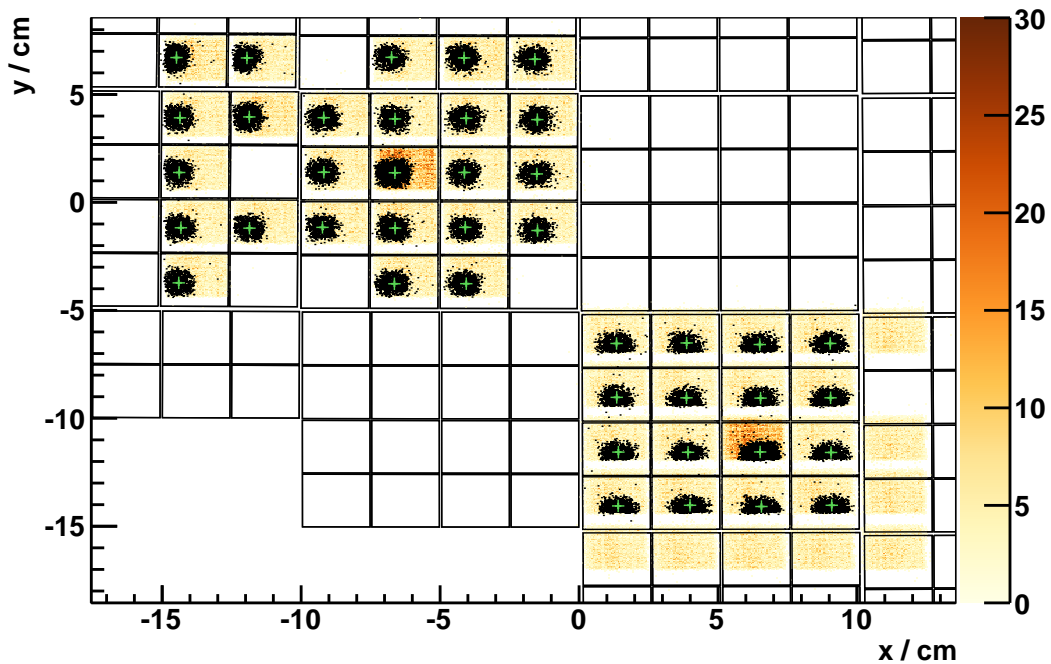


Abbildung 5.17: Extrapolierte Auftreffpunkte des 5 GeV Elektronenstrahls auf den Proto192 für verschiedene Positionseinstellungen. Farblich: Gesamtzahl der Spuren. Schwarze Punkte: 5 % der Spuren, mit der höchsten Energiedeposition im jeweiligen Kristall. Grüne Kreuze: Schwerpunkt dieser.

der Aufstellung des Detektors zentral im Elektronenstrahl liegen sollte. Die von der Trackingstation gemessenen Spuren wurden auf die Frontfläche des Proto192 extrapoliert. Danach wurden die 5 % der Spuren ausgewählt, die mit der größten Energiedeposition in den einzelnen Kristallen korreliert sind. Der Schwerpunkt dieser Spuren ergibt dann die Mitten der Kristalle.

Wie in Abbildung 5.17 zu sehen ist, ist der von der Trackingstation abgedeckte Bereich nicht vertikal auf die Kristalle zentriert. Die Abweichung ist insbesondere für den mit APDs ausgelesenen Teilbereich problematisch: Eine systematische Verschiebung der bestimmten Mitten durch die mangelhafte Abdeckung der Kristalloberfläche ist nicht auszuschließen. Für die äußeren Kristalle konnten daher keine zuverlässigen Positionen mehr bestimmt werden.

Die Bestimmung der Kristallmitten wurde dann analog für die Simulation des Proto192 durchgeführt. In der Messung war die Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls nicht gleichmäßig. Dies kann dazu führen, dass die Bestimmung der Kristallmitten nicht exakt ist. Um dies in der Simulation entsprechend nachzubilden, wurden die Elektronen in der Simulation nach der gemessenen Positions- und Winkelverteilung generiert.¹⁰ Da die absolute Position des Elektronenstrahls relativ zum Proto192 nicht bekannt war – die Simulation dient ja zur Bestimmung dieser – kam ein iteratives Verfahren zum Einsatz. Dabei wurde zunächst eine Position angenommen und die Simulation durchgeführt. Anschließend wurden die Kristallmitten bestimmt und die mittlere Verschiebung gegenüber den Kristallmitten aus der Messung berechnet. Die Position des Elektronenstrahl wurde dann in der Simulation entsprechend verändert und eine neue Simulation durchgeführt. Dies wurde iteriert bis die Verschiebung der Position weniger als 0,1 mm betrug.¹¹

¹⁰ Die Nachbildung ist nicht exakt, da zur Vereinfachung Korrelationen zwischen Position und Winkel vernachlässigt wurden.

¹¹ In der Regel fällt die Verschiebung nach drei bis vier Iterationen unter den Grenzwert.

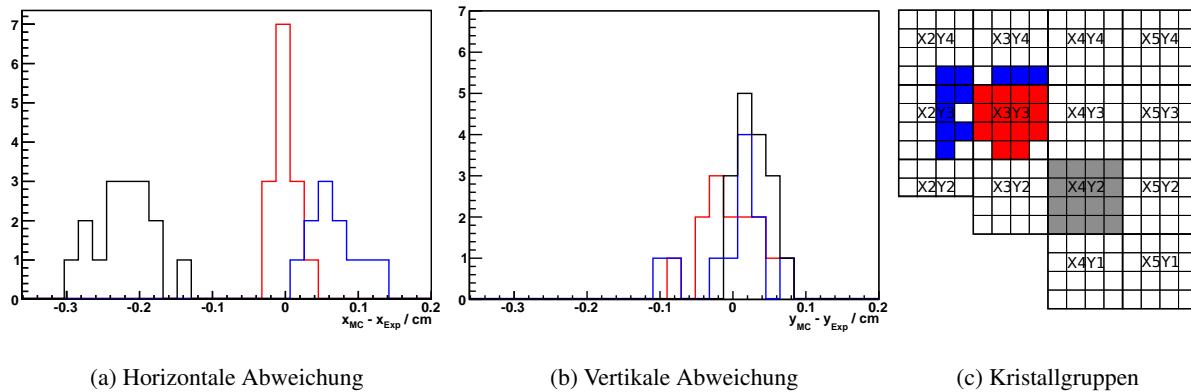


Abbildung 5.18: Abweichung der Kristallmitten in Messung und Simulation für eine Strahlenergie von 5 GeV. Die Positionierung wurde für die VPTT Alveole (rot) durchgeführt. Abbildung 5.18c zeigt die Farbzuordnung für die Alveolen im Proto192.

Abbildung 5.18 zeigt die verbleibenden Abweichungen für die einzelnen Kristallmitten bestimmt bei einer Strahlenergie von 5 GeV. Die Kristallmitten einer Alveole zeigen jeweils eine ähnliche Verschiebung. Dies zeigt, dass die Kristallmitten in der Simulation genauer als 1 mm beschrieben werden können. Zwischen den Alveolen besteht allerdings mit Abweichungen von 2,5 mm ein größerer Unterschied. Dieser Unterschied ist durch die Toleranzen bei der Montage des Proto192 erklärbar.

Aufgrund der Unterschiede bei der Positionsbestimmung zwischen den Alveolen wurde eine Alveole ausgewählt und die Positionierung nur mit den Kristallen innerhalb dieser bestimmt. Es wurde die Alveole X3Y3 gewählt, da diese die Kristalle mit VPTT-Auslese enthielt, für die die spätere Auswertung durchgeführt wurde.

Zusätzlich zu einer Verschiebung des Proto192 musste auch die Verkippung des Detektors bestimmt werden. Es ist zu erwarten, dass eine Verkippung die Kristallmitten abhängig von der Eindringtiefe des Schauers verschieben wird. Da bei verschiedenen Strahlenergien gemessen wurde, kann die Verkippung des Detektors ebenfalls aus den Daten bestimmt werden.

Dazu wurden zunächst für eine Strahlenergie von 5 GeV Simulationen mit verschiedenen Verkippungen durchgeführt. Für jede Verkippung wurden die Kristallmitten iterativ durch Verschiebung an den Daten ausgerichtet, so dass die mittlere Abweichung verschwindet. Anschließend wurden Simulationen mit einer Strahlenergie von 15 GeV durchgeführt und die Abweichung der Kristallmitten zu der Messung bestimmt. Entspricht die simulierte Verkippung der Verkippung im Aufbau, sollte auch hier die mittlere Abweichung der Kristallmitten verschwinden.

Zunächst wurden Rotationen θ um die y-Achse des Proto192 untersucht (siehe Abbildung 5.19) untersucht. Eine quadratische Anpassung an die mittleren Abweichungen bei verschiedenen Winkeln ergibt eine verschwindende Abweichung bei einer Rotation um $\theta = 2,6^\circ$. Die Genauigkeit ist allerdings durch die iterative Bestimmung der Position bei 5 GeV limitiert, so dass im Rahmen der Unsicherheit auch $\theta = 2^\circ$ und $\theta = 3^\circ$ möglich sind. Entsprechend wurde die Rotation ψ um die x-Achse betrachtet (siehe Abbildung 5.20). Hier ergibt sich als beste Anpassung $\psi = 0,5^\circ$.

Nach der Bestimmung der Rotationswinkel wurden die Abweichungen der Kristallmitten für die drei verbleibenden Energien untersucht. Die größte Abweichung ergab sich bei 7,5 GeV zu 0,05 mm. Dies liegt deutlich unter dem Grenzwert der Iteration. Das Verfahren ist damit in sich konsistent. Die gefundenen Winkelabweichungen sind mit der Genauigkeit der Aufstellung des Proto192 verträglich.

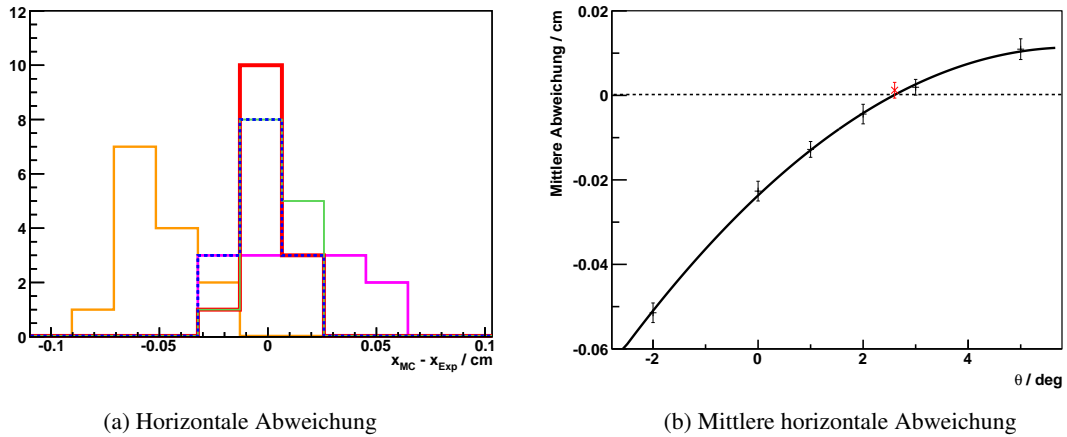


Abbildung 5.19: Links: Abweichung der Kristallmitten in Messung und Simulation für eine Strahlenergie von 15 GeV für eine Rotation θ des Proto192 um -2° (orange), 2° (blau), $2,6^\circ$ (rot), 3° (grün) und 5° (violett) um die y-Achse. Rechts: Anpassung an die mittleren Abweichungen zur Bestimmung der Rotation des Proto192. Die Fehler sind stark korreliert, da bei allen Winkeln die Fehler der Messung eingehen.

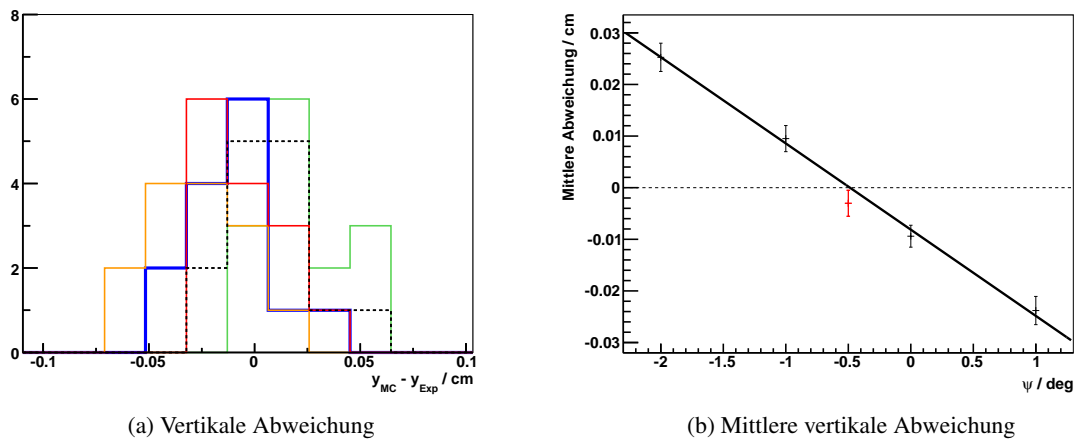


Abbildung 5.20: Links: Abweichung der Kristallmitten in Messung und Simulation für eine Strahlenergie von 15 GeV für eine Rotation ψ des Proto192 um -2° (grün), -1° (schwarz), $-0,5^\circ$ (rot), 0° (blau) und 1° (orange) um die x-Achse. Rechts: Anpassung an die mittleren Abweichungen zur Bestimmung der Rotation des Proto192. Die Fehler sind stark korreliert, da bei allen Winkeln die Fehler der Messung eingehen.

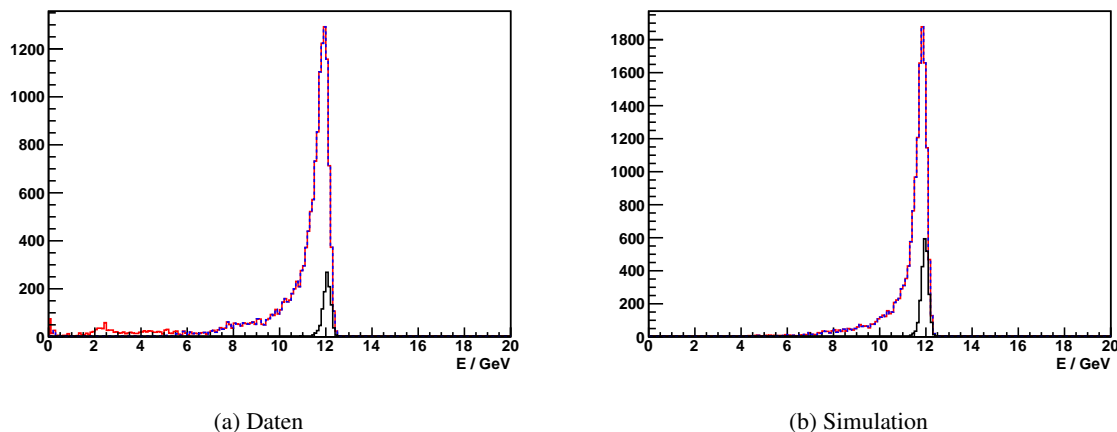


Abbildung 5.21: Energiedeposition in Kristall X3Y3-9 in Daten und Simulation für eine Elektronenergie von 15 GeV. In rot bei Ausrichtung des Strahl auf diesen Kristall. In blau, Ereignisse bei denen der Kristall die höchste Energiedeposition im Proto192 hatte. In schwarz, Ereignisse mit einer Spur die auf die Kristallmitte zeigt.

5.2.5 Energiekalibration

Um die gemessenen Pulshöhen der Signale des Proto192 in eine Energie umrechnen zu können, sind für jeden Photodetektor zwei Kalibrationsfaktoren nötig, jeweils einer für den Highgain- und Lowgainkanal. Für die Lowgainkanäle wurden für die Kalibration die Energiedepositionen der Elektronen in den Kristallen verwendet. Da diese Energiedepositionen über dem durch den Highgainbereich abgedeckten Energiebereich liegen, wurden die Highgainverstärkungsfaktoren relativ zu den Lowgainkanälen bestimmt.

Lowgainkalibration

Die Energiedeposition von Elektronen in einem Kristall hängt stark von der Position ab, an der der Kristall getroffen wird. Die meiste Energie wird in der Kristallmitte (siehe Kapitel 5.2.4) deponiert, an den Rändern gelangt ein größerer Teil des Schauers in die Nachbarkristalle. Abbildung 5.21 zeigt beispielhaft die Energiedeposition in einem Kristall für eine Elektronenergie von 15 GeV. Betrachtet man alle Ereignisse, bei denen der Elektronenstrahl auf diesen Kristall gerichtet war, sieht man eine stark asymmetrische Verteilung mit einem Ausläufer zu kleinen Energien. Beschränkt man sich auf Ereignisse, bei denen der Kristall die höchste Energiedeposition im Proto192 hatte, so wird der Anteil im niederenergetischen Bereich reduziert. Da bei der Messung auch die Spur der Elektronen gemessen wurde, kann diese Information für eine weitere Selektion verwendet werden. Verlangt man, dass es eine Spur gibt, die auf einen Bereich von ± 2 mm um die Kristallmitte¹² zeigt, so selektiert man damit Ereignisse mit fast maximaler Energiedeposition. Die Verteilung wird wesentlich schmaler und symmetrischer. Zwar beschränkt man sich mit dieser Auswahl auf einen Bruchteil der Ereignisse, jedoch ist immer noch eine ausreichende Anzahl (>1000) an aufgenommenen Ereignissen für eine gute Schwerpunktsbestimmung vorhanden.

Die Selektion der Spuren um die Kristallmitte führt auch dazu, dass die Energiedeposition in den Kristallen nur noch schwach von der Ausrichtung der Kristalle abhängt. Abbildung 5.22 zeigt die mitt-

¹² Hier wurde die gleiche Definition der Kristallmitte wie bei der Ausrichtung des Proto192 verwendet, der Punkt, an dem die größte Energiedeposition gemessen wurde.

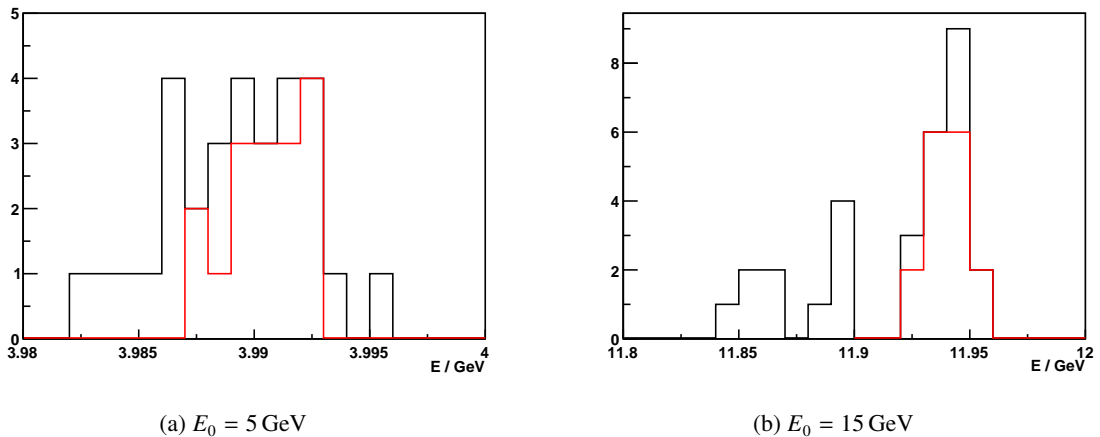


Abbildung 5.22: Mittlere Energiedeposition um die Kristallmitte bei zwei verschiedenen Elektronenergien E_0 . In schwarz alle Kristalle, in rot Alveole X3Y3

lere Energiedeposition für verschiedene Kristalle. Die Streuung beträgt nur 1 %, innerhalb einer Alveole sogar nur 0,3 %.

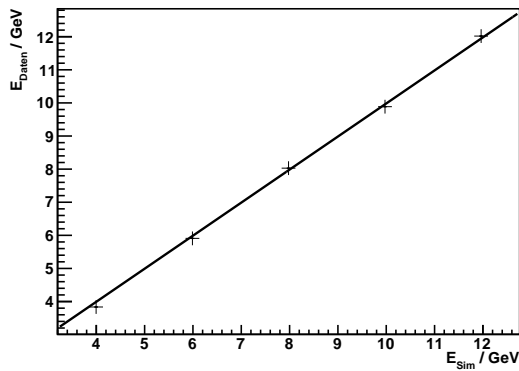
Die Ausrichtung ändert sich von Kristall zu Kristall um etwa $0,5^\circ$. Die Ausrichtung des Proto192 konnte nur mit ähnlicher Genauigkeit bestimmt werden. Dies resultiert in einem Fehler ähnlicher Größe auf die Energiedepositionen. Daher wurde die Variation der Energiedepositionen vernachlässigt und die Abweichung der Kalibration hingenommen.

Da die Kalibrationsfaktoren sich zwischen den einzelnen Kanälen aufgrund verschiedener Photodetektoren, Fertigungstoleranzen und insbesondere verschiedenen ADCs stark unterscheiden, wurde zunächst eine grobe Abschätzung durchgeführt. Dazu wurden die Energiedepositionen bei einer Elektronenergie von 15 GeV verwendet. Dieser Schritt ist nicht zwingend nötig, aber ermöglichte bei der weiteren Kalibration auf eine Unterscheidung der Kanäle aufgrund unterschiedlicher Signalhöhen (in ADC-Kanälen) zu verzichten.

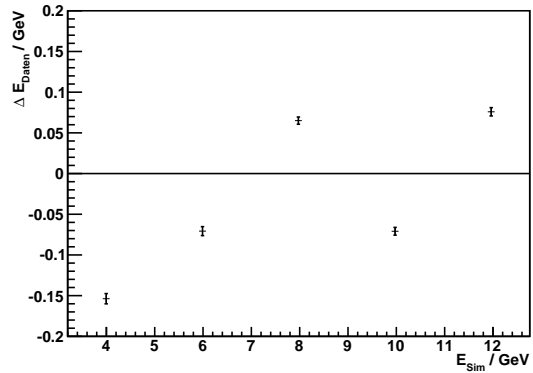
Für eine genauere Bestimmung der Kalibrationsfaktoren wurde für jeden Kanal die mittlere gemessene Signalhöhe des Zentralkristalls für alle fünf verwendeten Elektronenergien ermittelt. Diese wurden gegen die simulierte Energiedeposition aufgetragen. Die Steigung wurde durch eine Geradenanpassung bestimmt. Die Geradensteigung ergibt einen Korrekturfaktor für die vorhandene grobe Kalibration. Abbildung 5.23 zeigt ein Beispiel für die Geradenanpassung.

Es sind deutliche Abweichungen von dem erwarteten linearen Zusammenhang zu erkennen. Für die anderen Kanäle sind Abweichungen in ähnlicher Größe sichtbar. Die Abweichungen übersteigen die vernachlässigte Variation der Energiedeposition zwischen den Kristallen, vor allem bei kleinen Elektronenergien. Es kann hier allerdings nicht unterschieden werden, ob es sich dabei um eine ungenügende Simulation handelt oder einen Fehler der Messung, wie etwa eine nichtlineare Auslese.

Insgesamt ergab sich eine große Streuung der Kalibrationsfaktoren und damit auch der maximal rekonstruierbaren Energie in den verschiedenen Kristallen. Diese liegen zwischen etwa 11 GeV und 59 GeV, bei einem Mittelwert von ca. 29 GeV (siehe Abbildung 5.24b). Dies zeigt, dass die Anpassung der Verstärkungen an die verwendeten ADCs bei dem Proto192 noch nicht optimal war.

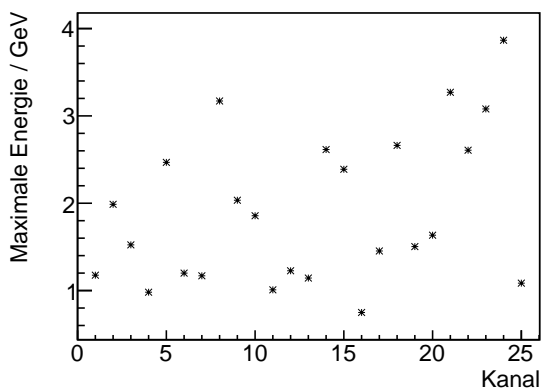


(a) Geradenanpassung

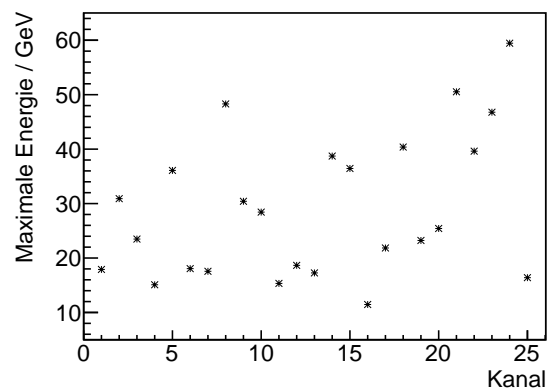


(b) Residuen

Abbildung 5.23: Geradenanpassung zur Bestimmung des Lowgainkalibrationsfaktors für Kristall X3Y3-9 und Residuen der Anpassung. Es wurden Elektronenergien E_0 von 5 GeV, 7,5 GeV, 10 GeV, 12,5 GeV und 15 GeV verwendet.



(a) Highgain



(b) Lowgain

Abbildung 5.24: Maximal messbare Energie pro Kristall für die Highgain- und Lowgainkanäle.

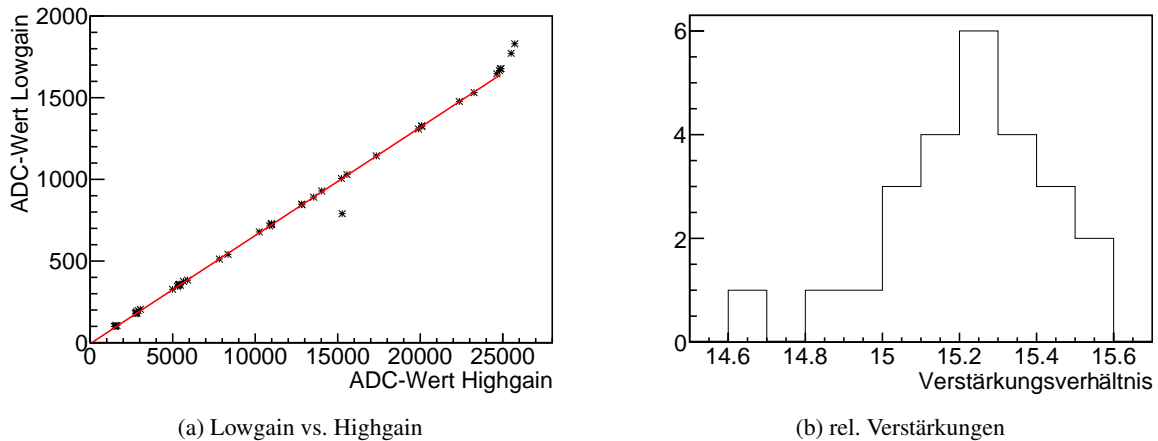


Abbildung 5.25: (a) Geradenanpassung zur Bestimmung der relativen Verstärkung für Kristall X3Y3-2 mit AVM ADC. (b) Relative Verstärkungen für alle Kristalle.

Highgainkalibration

Die Bestimmung der relativen Verstärkung von Highgain- und Lowgainkanälen wurde von C. Rosenbaum durchgeführt [Ros13]. Hierzu wurde das Lichtpulsersystem des Proto192 genutzt. Das Lichtpulsersystem erzeugt Lichtblitze konstanter Intensität die von den Photodetektoren erfasst werden. Für jede Intensitätseinstellung des Lichtpulsers wurden die mittleren Signalhöhen in den Highgain- und Lowgainkanälen bestimmt. Trägt man diese gegeneinander auf, so ergibt sich im Überlappbereich von Highgain und Lowgain ein linearer Zusammenhang. Die Steigung wurde mit einer Geradenanpassung bestimmt und entspricht dem gesuchten Verhältnis der Verstärkungen von Highgain und Lowgain. Abbildung 5.25 zeigt ein Beispiel und die bestimmten Verstärkungsverhältnisse. Es ist auch zu erkennen, dass ab einem ADC-Wert von etwa 25000 der Highgainkanal in Sättigung geht und der Zusammenhang nichtlinear wird. Die Umschaltswelle von Highgain zu Lowgain wurde daher knapp darunter auf 23000 festgelegt.¹³ Dies entspricht im Mittel 1,9 GeV (siehe Abbildung 5.24a).

Es ist auch möglich, die relative Verstärkung ohne das Lichtpulsersystem zu bestimmen. Dazu trägt man die in Lowgain und Highgain gemessenen ADC-Werte eventweise gegeneinander auf. Auch hier ergibt sich der gleiche lineare Zusammenhang im Überlappbereich. Beide Methoden lieferten kompatible Ergebnisse.

5.2.6 Ortsrekonstruktion

Das EMC dient nicht nur der Energiebestimmung von Photonen und Elektronen, es soll auch deren Auftreffpunkt auf dem Kalorimeter bestimmen, um den Viererimpuls rekonstruieren zu können. Da die elektromagnetischen Schauer sich meist über mehrere Kristalle ausbreiten, ist es durch eine energiegewichtete Mittelwertbildung der Kristallpositionen möglich, den Auftreffpunkt genauer als die Größe der Kristalle zu bestimmen.

Wie bei der Energiekalibration beobachtet, werden in einem Kristall etwa 80 % der Elektronenergie deponiert, wenn dieser mittig getroffen wird. Die restliche Energie wird auf die Nachbarkristalle ver-

¹³ Für die SIS ADC wurde die Umschaltswelle auf einen ADC-Wert von 3200 gesetzt.

teilt.¹⁴ Wird ein Kristall in der Nähe seines Rands getroffen, so wird ein größerer Anteil der Energie in den Nachbarkristallen deponiert. Die transversale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer kann mit dem Molièreradius beschrieben werden. Dabei nimmt die Energiedeposition außerhalb von etwa einem Molièreradius exponentiell mit der Entfernung zum Schauerschwerpunkt ab [Nel+66]. Daher wird zur Positionsbestimmung von Schauern eine logarithmische Gewichtung der Energiedeposition verwendet. Diese wird nicht nur für das Kalorimeter von PANDA eingesetzt, sondern auch von zahlreichen anderen Experimenten, wie etwa BESIII [Pra+16], CBELSA/TAPS [Jun00].

Um die Positionsbestimmung durchzuführen, wurden zunächst benachbarte Kristalle, deren Energie über der Rekonstruktionsschwelle lag, zu einem Cluster zusammengefasst. Für die Messung mit dem Proto192 wurde die Schwelle auf 10 MeV gesetzt¹⁵. Dies entspricht etwa dem dreifachen Energieäquivalent des Rauschens der VPTT. Jedem Kristall wurde seine geometrische Position \vec{x}_i und ein Gewicht w_i gemäß der Energiedeposition E_i zugeordnet. Das Gewicht ergibt sich aus:

$$w_i = a_0 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i} \quad (5.1)$$

wobei a_0 ein globaler positiver Parameter ist. Die Position des Schauerschwerpunkts ergibt sich dann als gewichteter Mittelwert der Kristallpositionen:

$$\vec{x} = \frac{\sum_i^{w_i > 0} w_i \cdot \vec{x}_i}{\sum_i^{w_i > 0} w_i} \quad (5.2)$$

Bei der Berechnung des Mittelwerts werden nur Gewichte $w_i > 0$ betrachtet. Dies führt dazu, dass der Parameter a_0 als Schwelle fungiert. Es werden nur Kristalle berücksichtigt, für die gilt:

$$\frac{E_i}{\sum_i E_i} > e^{-a_0} \quad (5.3)$$

Mit den für den Proto192 verwendeten Werten für a_0 ergab sich eine Schwelle von etwa 1%. Damit liegt diese auch für die kleinste hier verwendete Elektronenergie von 5 GeV deutlich über der Rekonstruktionsschwelle. Die Rekonstruktionsschwelle geht damit nur noch über die Gesamtenergie des Clusters in die Positionsbestimmung ein und hat daher nur geringe Auswirkungen.

Der Parameter a_0 beeinflusst auch die Gewichte für die Ortsrekonstruktion. Wird a_0 vergrößert, so erhöhen sich alle Gewichte um einen konstanten Wert. Dies führt dazu, dass kleine Energien relativ zu größeren Energien stärker gewichtet werden. Der Effekt auf die Positionsrekonstruktion ist abhängig von der Energieverteilung im Cluster und dem Bereich, in dem a_0 verändert wird. Abbildung 5.26 veranschaulicht dies für eine vereinfachte eindimensionale Energieverteilung über drei Kristalle. Für sehr kleine a_0 wird die Position im Mittelpunkt des Zentralkristalls rekonstruiert, da die anderen Kristalle in dem Fall negative Gewichte $w_i < 0$ haben und daher nicht beitragen. Mit zunehmendem a_0 trägt zunächst ein weiterer Kristall bei, und die rekonstruierte Position verschiebt sich aus der Mitte. Bei noch größeren a_0 tragen alle Kristalle bei. Wird in diesem Bereich a_0 vergrößert, gleichen sich die Gewichte der drei Kristalle weiter an und die Position wird wieder dichter im Mittelpunkt des Zentralkristalls rekonstruiert.

Zur Positionsrekonstruktion der Cluster des Proto192 wurden die geometrischen Mittelpunkte der Kristalle verwendet. Um den Einfluss des Parameters a_0 in der Rekonstruktion zu untersuchen, wur-

¹⁴ Ein kleiner Teil der Energie wird auch außerhalb der Kristalle deponiert, etwa in den Haltestrukturen oder hinter den Kristallen, und wird somit nicht gemessen.

¹⁵ Dies entspricht nicht den Anforderungen an das spätere Kalorimeter, dafür sollten die Schwellen bei 3 MeV liegen.

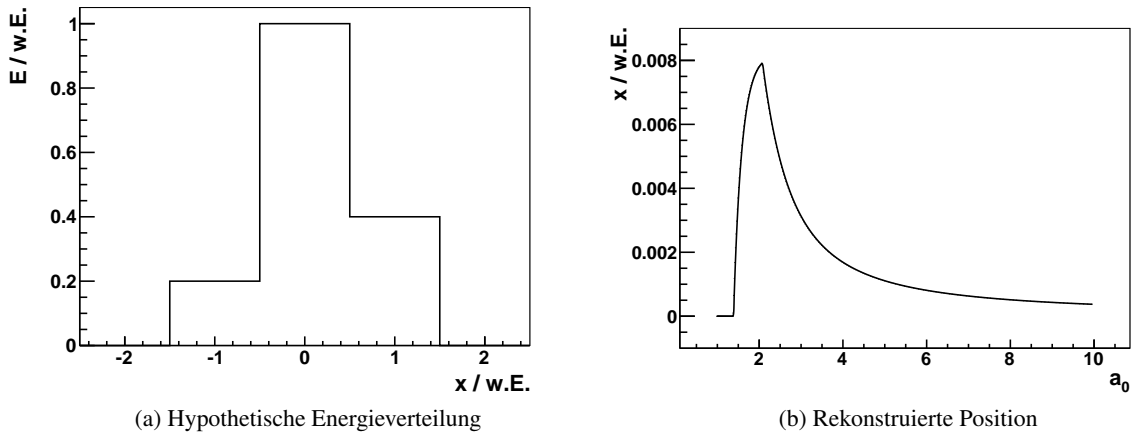


Abbildung 5.26: Vereinfachte, eindimensionale Simulation zur Positionsrekonstruktion. (a) Energie E für drei Kristalle mit Positionen $x = -1$, $x = 0$ und $x = 1$ eines Clusters und (b) rekonstruierte Position x bei Änderung des Parameters a_0 .

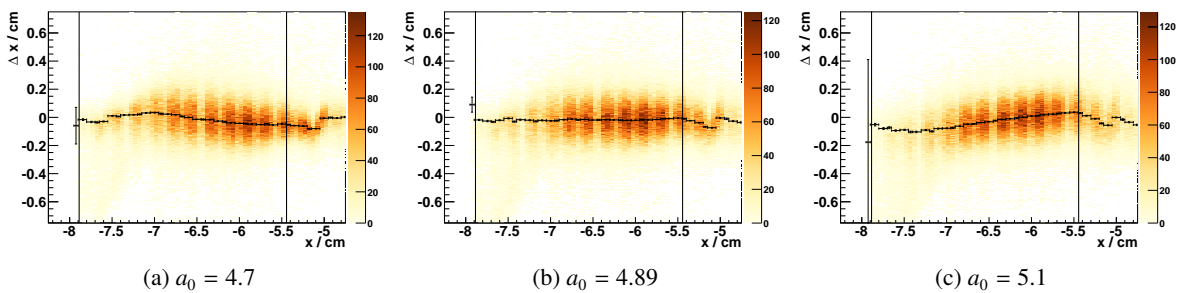


Abbildung 5.27: Abweichung von Spur und Clusterposition in x -Richtung ($\Delta x = x_{\text{Spur}} - x_{\text{Cluster}}$) über einen Kristall für verschiedene Werte des Parameters a_0 . Das Maximum wurde für Abschnitte in x durch Anpassung einer Novosibirsk-Funktion bestimmt (schwarze Punkte). Die Grenzen der Kristallfrontfläche sind als senkrechte Linien eingetragen. Die Häufigkeitsverteilung entlang des Kristalls ist durch die Kombination aus Elektronstrahlprofil und Triggereffizienz des Szintillationsfaserdetektors bestimmt.

de die Rekonstruktion bei verschiedenen Werten von a_0 durchgeführt. Das Resultat der Clusterrekonstruktion ist für drei Beispiele in Abbildung 5.27 zu sehen. Die rekonstruierte Position ist wie erwartet abhängig von dem Parameter a_0 . Um dies genauer quantifizieren zu können, wurde das Maximum der Verteilung für einzelne Abschnitte durch Anpassen einer Novosibirskfunktion (Definition siehe Kapitel 4.4.3) bestimmt.

Bei zu kleinen a_0 werden Cluster zu weit in Richtung der Ränder des Kristalls rekonstruiert, bei großen a_0 zu weit in Richtung der Kristallmitte. Um ein für die Rekonstruktion optimales a_0 zu finden, wurde die Steigung der Abweichung für verschiedene a_0 über die Mitte des Kristalls bestimmt (Abbildung 5.28). Die Rekonstruktion soll keine systematische Abhängigkeit über den Kristall zeigen, die Steigung also verschwinden. Die Steigung wurde für verschiedene a_0 bestimmt und das optimale a_0 durch Anpassung einer Parabel ermittelt.

Diese Methode zur Optimierung von a_0 kann systematische Effekte in der Rekonstruktion der Clusterposition minimieren, sofern diese nur von der betrachteten Richtung abhängen. In Kapitel 5.3.3 wird näher auf Abweichungen, die sich nicht durch Wahl von a_0 kompensieren lassen, eingegangen.

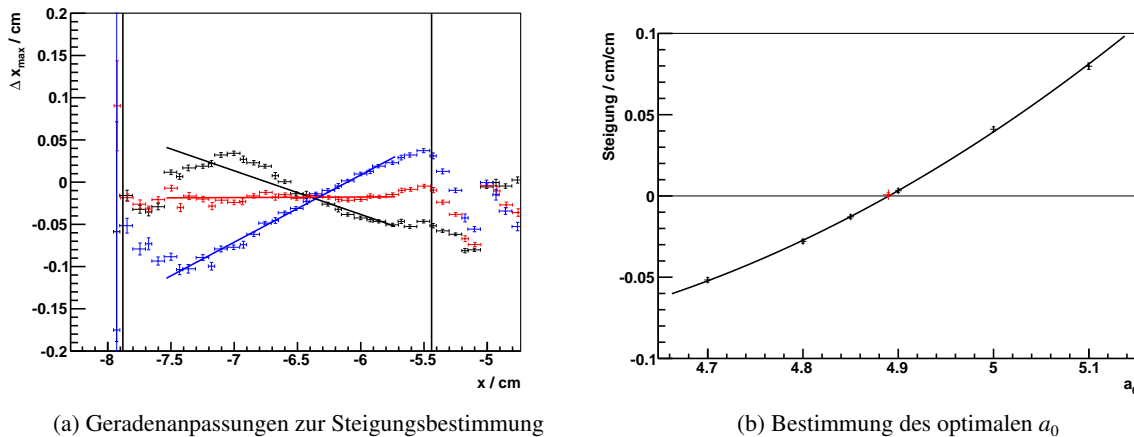


Abbildung 5.28: Bestimmung der Steigung der Abweichung von Spur und Clusterposition über einen Kristall für verschiedene Werte des Parameters a_0 (schwarz $a_0 = 4,7$, blau $a_0 = 5,1$, rot $a_0 = 4,89$). Der Nulldurchgang der Steigung wurde danach durch eine Parabelanpassung bestimmt. Er liegt bei $a_0 = 4,89$ (roter Punkt).

Für die fünf verschiedenen Strahlenergien haben sich unterschiedliche Werte für a_0 ergeben. Die Werte liegen zwischen $a_0 = 4,61$ für $E_\gamma = 5$ GeV und $a_0 = 4,94$ für $E_\gamma = 15$ GeV. Für eine optimale Ortsrekonstruktion ist daher a_0 für jeden Cluster abhängig von seiner Energie zu wählen.

5.3 Ergebnisse der SPS-Messungen

Die Energie- und Ortsauflösung eines Kalorimeters ist in der Regel ortsabhängig. Die Energieauflösung ist üblicherweise in der Mitte der Kristalle am besten – hier wird am wenigsten Energie in den Zwischenräumen der Kristalle deponiert. Für die Ortsauflösung ist es umgekehrt, diese ist am Rand der Kristalle am besten, da sich hier die Energie gleichmäßiger auf die Kristalle verteilt.

Um die Leistung des Proto192 beurteilen zu können, war es nötig, die Energie- und Ortsauflösung in Abhängigkeit der Position zu vermessen. Da die Kristalle des Proto192 in einer regelmäßig wiederkehrenden Struktur angeordnet sind, wurde nicht die gesamte Frontfläche vermessen, sondern lediglich die eines Kristalls. In dieser Arbeit wurden Untersuchungen für Kristalle mit VPTT-Auslese durchgeführt, daher wurde auch hier ein Kristall (X3Y3-6) mit VPTT-Auslese betrachtet. Dieser liegt zentral in dem mit VPTT ausgelesenen Bereich.

Da der Elektronenstrahl nicht die gesamte Frontfläche eines Kristalls gleichzeitig abdecken konnte, wurden Messungen durchgeführt, bei der der Proto192 leicht verschoben wurde. Abbildung 5.29 zeigt die Verteilung der Spuren nach Kombination dieser Messungen. Für eine Elektronenergie von 12,5 GeV wurde nur eine Messung in der Kristallmitte durchgeführt. Für die anderen Elektronenergien wurde eine komplette Abdeckung erreicht.

5.3.1 Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurde zunächst die mittlere in Clustern rekonstruierte Energie bestimmt. Dies entspricht nicht der vollständigen Energie des einlaufenden Elektrons. Ein Teil dieser wird auch in den Haltestrukturen zwischen den Kristallen deponiert. Ein Teil des sich bildenden elektromagnetischen Schauers kann die Kristalle auch nach hinten verlassen. Abbildung 5.30 zeigt, dass vor allem an den Rändern der Kristalle größere Energieverluste auftreten.

Kapitel 5 Messungen mit einem Prototypen für die Vorwärtsendkappe

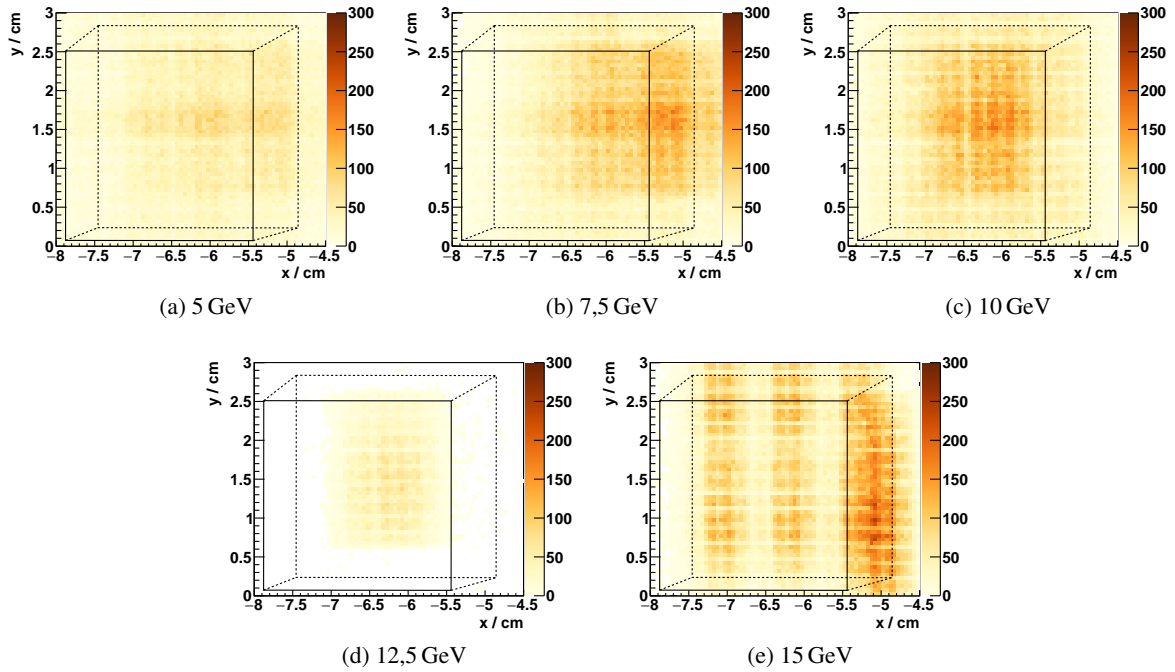


Abbildung 5.29: Verteilung der rekonstruierten Spuren für die verschiedenen Elektronenergien. Die Projektion der Kristallkanten in die xy -Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

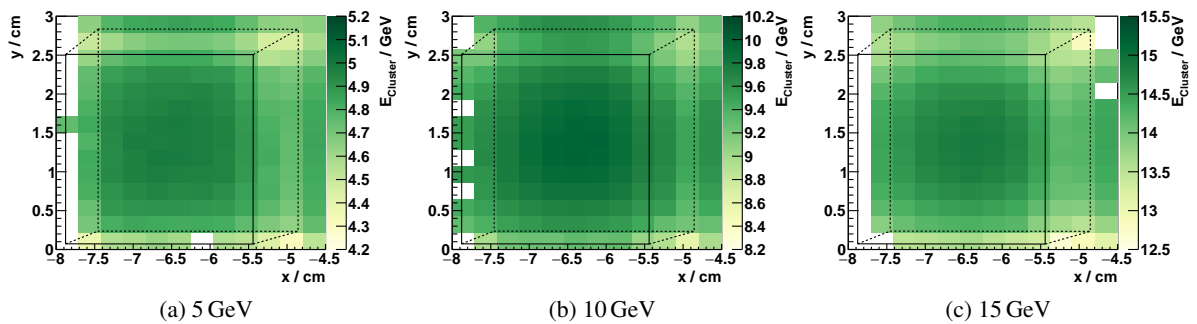


Abbildung 5.30: Wahrscheinlichste gemessene Energie der Cluster in Abhängigkeit der Spurposition für verschiedene Elektronenergien. Die Kristallkanten sind als schwarze Linien eingetragen.

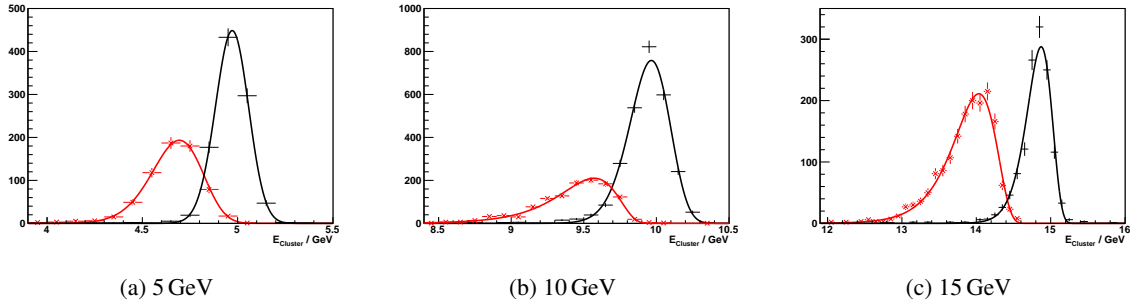


Abbildung 5.31: Beispiele für die Anpassung einer Novosibirskfunktion an die Energieverteilungen von Clustern in der Mitte eines Kristalls (schwarz) und an dessen Rand (rot) für verschiedene Elektronenergien.

E_e	5 GeV		7,5 GeV		10 GeV		12,5 GeV		15 GeV	
	Mitte	Rand	Mitte	Rand	Mitte	Rand	Mitte	Rand	Mitte	Rand
σ/GeV	0,09	0,19	0,10	0,23	0,14	0,30	0,13		0,17	0,46
$\sigma/E_{\text{Cluster}}$	1,7 %	4,0 %	1,4 %	3,4 %	1,4 %	3,1 %	1,1 %		1,2 %	3,4 %
σ_{TDR}/E	1,3 %		1,2 %		1,2 %		1,1 %		1,1 %	

Tabelle 5.2: Absolute und relative Energieauflösung σ des Proto192 in der Mitte und am Rand eines Kristalls, für verschiedene Elektronenergien, im Vergleich zu der Anforderung σ_{TDR} aus dem EMC-TDR [PAN+08]. Für eine Energie von 12,5 GeV kann aufgrund mangelnder Statistik keine Aussage für den Kristallrand getroffen werden.

Um die Energieauflösung zu bestimmen, wurde an die Energieverteilung der Cluster, abhängig von der Position, eine Novosibirskfunktion angepasst (Abbildung 5.31). Die Breite dieser Funktion ist dann ein Maß für die Energieauflösung. In Abbildung 5.32 ist diese zu sehen. Wie erwartet ist die Auflösung in der Mitte der Kristalle besser als an deren Rändern. An den Rändern wird ein größerer Teil der Energie außerhalb der Kristalle deponiert, etwa in den Haltestrukturen oder hinter den Kristallen. Dies wird insbesondere dadurch begünstigt, dass der Elektronenstrahl der Testmessungen unter einem kleinen Winkel, je nach Seite von $0,5^\circ$ bis $1,7^\circ$, auf die Zwischenräume der Kristalle traf. Da die Kristalle des späteren Kalorimeters nicht auf den Targetpunkt ausgerichtet sein werden, ergeben sich vom Targetpunkt aus gesehen Winkel von $1,6^\circ$ bis $6,3^\circ$ für die Zwischenräume.

Tabelle 5.2 listet die erreichten Auflösungen auf. Vergleicht man diese mit der Anforderung von

$$\sigma_{\text{TDR}}/E \leq 1\% \oplus 2\% / \sqrt{E/\text{GeV}}$$

aus dem EMC-TDR [PAN+08], ist festzustellen, dass die geforderte Auflösung in der Mitte der Kristalle fast erreicht wird, jedoch an den Rändern deutlich verfehlt wird. Im Proto192 wurde mit einer noch nicht finalen Elektronik gemessen. Daher war das elektronische Rauschen noch größer als angestrebt. Daher wurde auch mit einer Einzelkristallschwelle von 10 MeV gemessen, für das spätere Kalorimeter ist eine Schwelle von 3 MeV vorgesehen. Daher ist die Auflösung des Proto192 nur eine obere Grenze für die Auflösung des finalen Kalorimeters.

In der Simulation ergaben sich deutlich bessere Auflösungen von 0,04 GeV bis 0,06 GeV in der Kristallmitte und von 0,14 GeV bis 0,28 GeV am Kristallrand. Da der Fokus dieser Arbeit auf der Bestimmung der Ortsauflösung lag, wurden diese Abweichungen nicht näher untersucht.

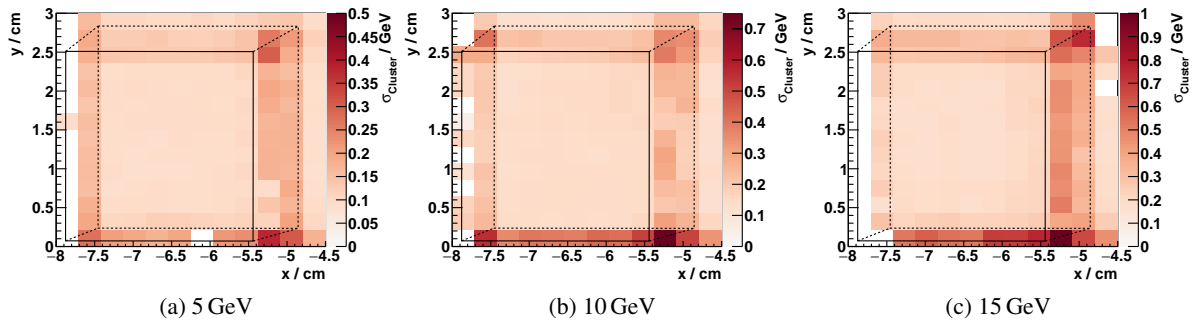


Abbildung 5.32: Die Energieauflösung der Clusters in Abhängigkeit der Spurposition für verschiedene Elektronenergien. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

5.3.2 Ortsauflösung

Die Messungen mit dem Proto192 an einem Elektronenstrahl erlauben durch die vermessene Elektronenspur eine Bestimmung der Ortsauflösung des Detektors. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit für die verwendeten Elektronenergien ermittelt. Betrachtet wurde dabei ein Bereich von etwa $3 \text{ cm}^2 \times 3 \text{ cm}^2$. Dieser deckt etwas mehr als die Frontfläche eines Kristalls ab. Dabei wurden auch systematische Abhängigkeiten von der Position im Detektor untersucht. Die Ergebnisse der Messungen wurden mit PandaROOT-Simulationen verglichen.

Bestimmung der Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurden zunächst für alle Events die Cluster im Proto192 und die Spuren der Elektronen in der Trackingstation rekonstruiert. Sodann wurde die Abweichung der rekonstruierten Clusterposition von der extrapolierten Spur bestimmt. Diese Residuen wurden gegen die Spurposition aufgetragen. Dabei wurden ein- und zweidimensionale Positionsverteilungen betrachtet. Da für die eindimensionalen Verteilungen mehr Ereignisse zusammengefasst werden, kann hier ein etwas größerer Bereich betrachtet werden. Die zweidimensionalen Verteilungen können jedoch weitere Abhängigkeiten aufzeigen.

Wie auch in Kapitel 5.2.6 wurde durch die Anpassung einer Novosibirskfunktion die Breite der Residuenverteilung und deren mittlere Abweichung bestimmt. Abbildung 5.33 zeigt Beispiele dieser Anpassungen. Die Verwendung einer Novosibirskfunktion lässt auch eine Asymmetrie der Verteilung zu. In den meisten Bereichen ist der Asymmetrieparameter vernachlässigbar gegenüber seinem statistischen Fehler. Wie in Abbildung 5.34 gezeigt, treten lediglich an den Rändern des Kristalls und in der unteren linken Ecke signifikante Asymmetrien auf.

Erreichte Auflösung

Abbildungen 5.35 und 5.36 zeigen die bestimmten Auflösungen. Die zweidimensionalen Verteilungen sind exemplarisch für eine Elektronenergie von 10 GeV gezeigt, die weiteren Energien sind im Anhang B gezeigt.

Die Auflösung liegt zwischen knapp unter 1 mm und knapp über 2 mm. Wie erwartet ist die Auflösung für größere Energien besser. Auch am Rand der Kristalle ist die Auflösung besser als in der Mitte der

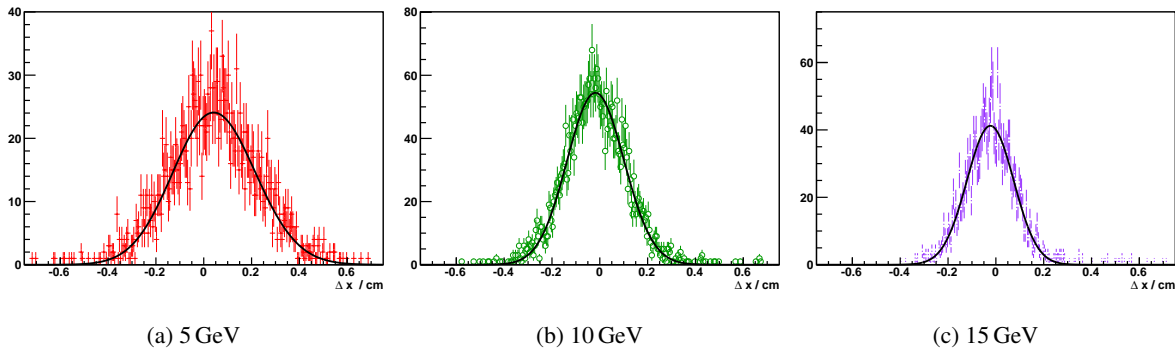


Abbildung 5.33: Beispiele für die Anpassung einer Novosibirskfunktion an die Verteilung der horizontalen Abweichung Δx der rekonstruierten Clusterposition von der rekonstruierten Elektronspur für verschiedene Energien.

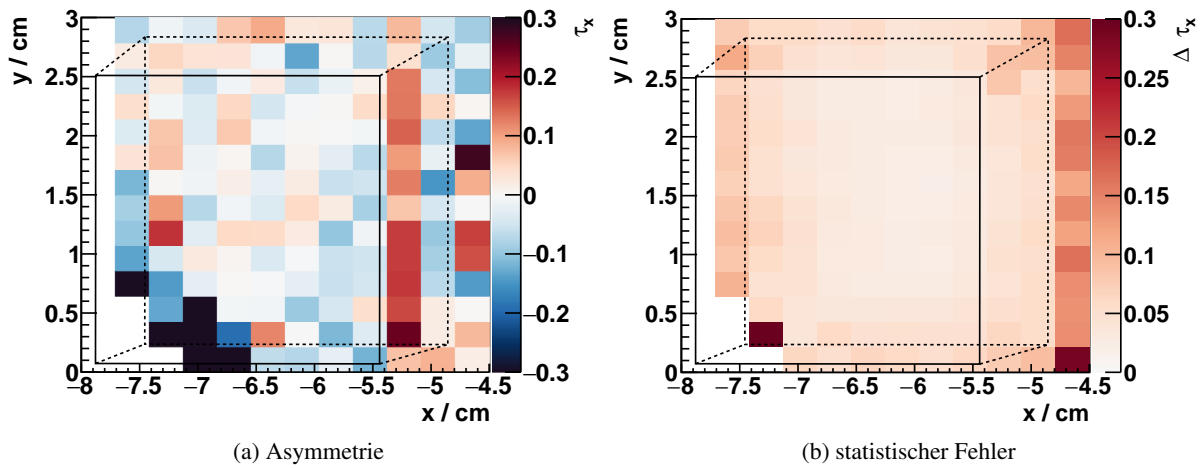


Abbildung 5.34: (a) Asymmetrieparameter der an die horizontale Abweichung angepassten Novosibirskfunktion für eine Elektronenergie von 10 GeV über einen Kristall und (b) dessen statistischer Fehler. Die Projektion der Kristallkanten in die xy -Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

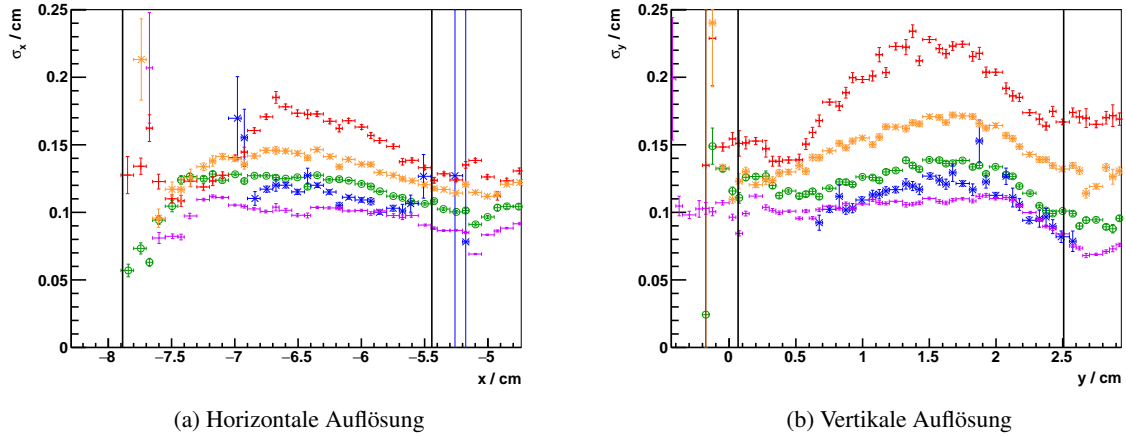


Abbildung 5.35: Ortsauflösung rekonstruierter Clusterposition des Proto192 in horizontaler und vertikaler Richtung über einen Kristall für verschiedene Elektronenergien. Somit spielen auch die Fluktuationen bei der Ausbildung der Schauer eine größere Rolle. Rot: 5 GeV, orange: 7,5 GeV, grün: 10 GeV, blau: 12,5 GeV und violett: 15 GeV. Die Grenzen der Kristallfrontfläche sind schwarz eingezeichnet.

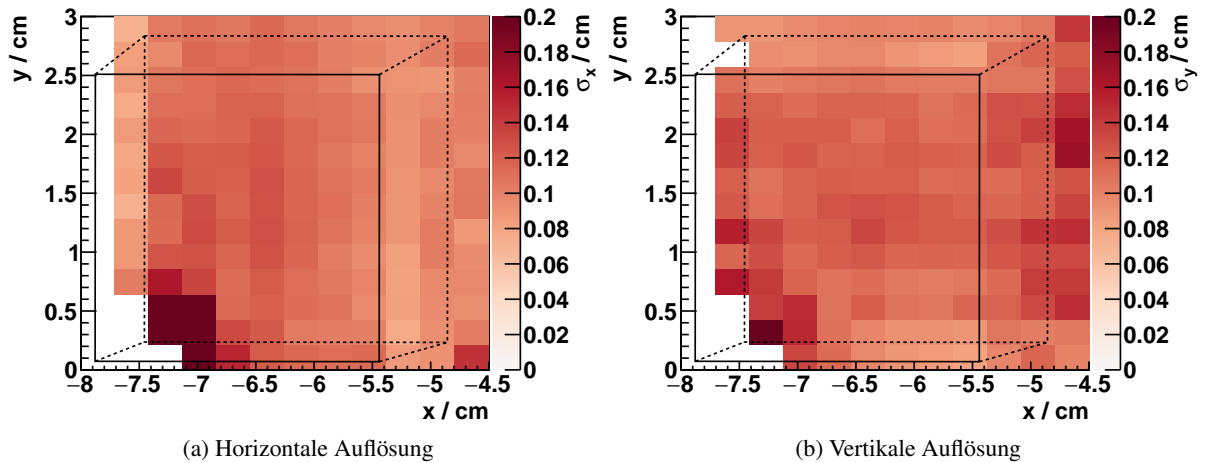


Abbildung 5.36: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 10 GeV, über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte Rechteck der Rückseite.

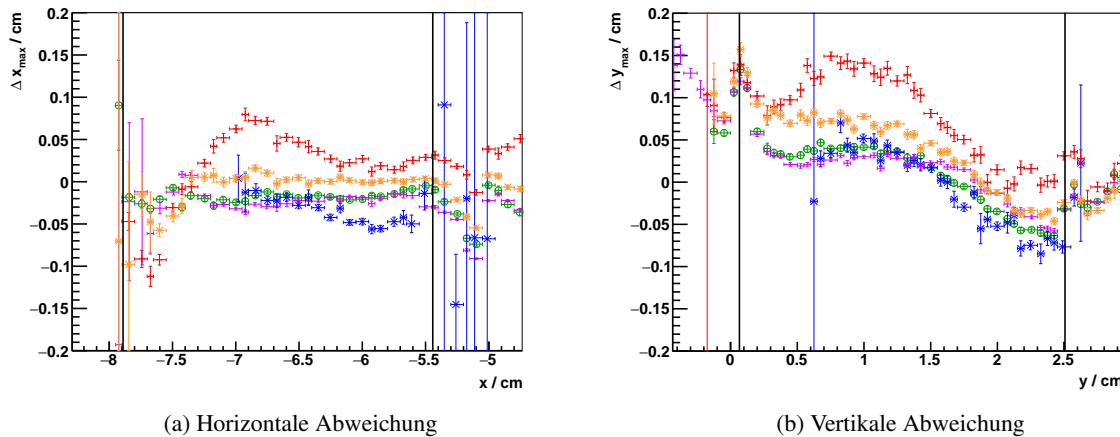


Abbildung 5.37: Mittlere Abweichung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 in horizontaler und vertikaler Richtung über einen Kristall für verschiedene Elektronenergien. Rot: 5 GeV, orange: 7,5 GeV, grün: 10 GeV, blau: 12,5 GeV und violett: 15 GeV. Die Grenzen der Kristallfrontfläche sind schwarz eingezeichnet.

Kristalle. In beiden Fällen verteilt sich die deponierte Energie über eine größere Zahl an Kristallen. Dies erlaubt eine bessere Bestimmung des Schwerpunkts der Verteilung.

5.3.3 Systematische Abweichungen und zweidimensionale Korrelationen

Die mittlere Abweichung der Residuenverteilung beschreibt einen systematischen Fehler in der Positionsrekonstruktion der Cluster. In der horizontalen Richtung wurde die Rekonstruktion der Cluster so optimiert, dass sich eine konstante Abweichung über den Messbereich ergab (siehe Kapitel 5.2.6). Dies ist in Abbildung 5.37a nochmals für alle verwendeten Elektronenergien zu sehen. Die noch verbleibende Abweichung ist bei den höheren Energien mit etwa 0,2 mm deutlich kleiner als die beobachtete Auflösung. Bei einer Elektronenergie von 5 GeV werden noch etwas größere Abweichungen beobachtet, die mit 0,5 mm ebenfalls noch unter der beobachteten Auflösung liegen.

In vertikaler Richtung konnte keine konstante Abweichung erreicht werden, die systematische Abweichung ist lediglich über einen Teil des Bereichs flach. In der oberen Hälfte des Kristalls werden die Cluster im Proto192 zu weit oben rekonstruiert (Abbildung 5.37b). Die Variation beträgt etwa 1 mm von einer Seite des Kristalls zur anderen.

Es konnte ausgeschlossen werden, dass diese Variation durch den Elektronenstrahl verursacht wurde. Die Messungen mit verschobenem Proto192 zeigen, dass sich der Abfall mit dem Proto192 verschiebt und nicht mit dem Elektronenstrahl. Auch trat das Verhalten bei allen Energien auf.

Die Positionierung des Verfahrtschiffs des Proto192 für die verschiedenen Messpunkte konnte ebenfalls ausgeschlossen werden, da die Abweichung auch bei einzelnen Positionseinstellungen sichtbar war.

Abbildung 5.38 zeigt, dass auch durch eine Variation des Rekonstruktionsparameters a_0 keine flache Verteilung erreicht werden konnte. Wurde a_0 soweit vergrößert, dass die mittlere Abweichung in der oberen Hälfte des Kristalls flacher wurde, so wurde die Steigung in der unteren größer. Zusätzlich hatte dies ebenfalls eine Verschlechterung der Rekonstruktion in horizontaler Richtung zur Folge – anhand dieser wurde a_0 optimiert.

Da die Front- und Rückflächen der Kristalle entlang der horizontalen und vertikalen Achse ausgerichtet sind und der Elektronenstrahl unter kleinen Winkeln auf die Kristalle trifft, wäre zu erwarten, dass die

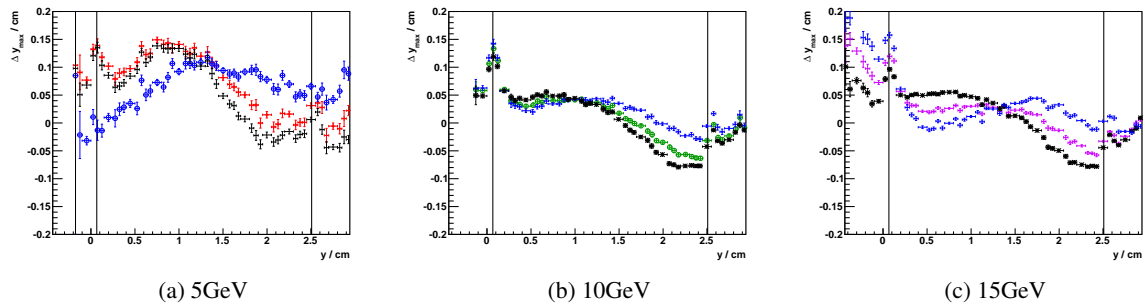


Abbildung 5.38: Mittlere Abweichung der Clusterposition des Proto192 in vertikaler Richtung für verschiedene Energien. In blau bei vergrößertem a_0 , in schwarz bei verkleinertem.

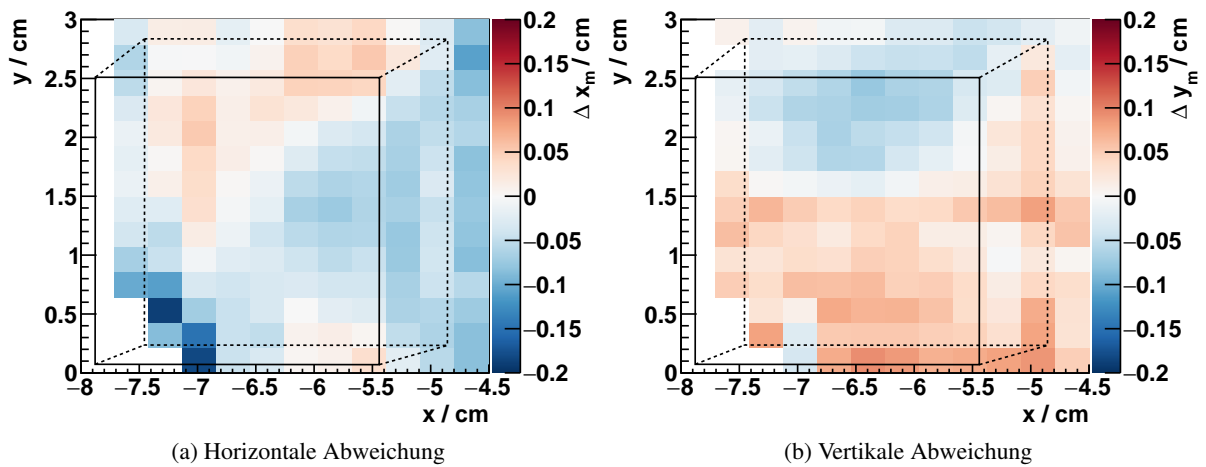


Abbildung 5.39: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

Rekonstruktion in beiden Achsen unabhängig ist. Betrachtet man jedoch die mittleren Abweichungen zweidimensional (Abbildung 5.39), so stellt man fest, dass dies nicht gegeben ist.

Es werden sowohl für die horizontale als auch die vertikale Abweichung unerwartete Strukturen sichtbar. Diese sind für alle Elektronenergien ähnlich zu sehen. Im mittleren Bereich des Kristalls betragen die Schwankungen bis zu 2,0 mm Spitze zu Spitze bei einer Elektronenergie von 5 GeV. Der statistische Fehler liegt mit weniger als 0,1 mm deutlich darunter. Bei den beobachteten Abweichungen handelt es sich damit um einen systematischen Effekt.

Um die Schwankungen mit der Auflösung der Kristalle zu vergleichen, wurde die Standardabweichung der systematischen Schwankungen über den ausgewerteten Bereich berechnet. Wie in Tabelle 5.3 zu sehen, liegt diese mit 0,4 mm bis 0,6 mm bei etwa der Hälfte der Auflösung. Nimmt man an, dass für eine mittlere Auflösung über den gesamten Kristall die systematische Abweichung quadratisch zur Auflösung addiert werden muss, so verschlechtert sich diese um 5 % bis 12 %. Um die Ortsauflösung nicht zu verschlechtern, ist entweder eine Verringerung der Schwankungen nötig oder aber eine Korrektur, die nach der Ortsrekonstruktion angewendet wird.

Energie	Auflösung		sys. Abweichung	
	Rand	Mitte	Standardabweichung	Spitze zu Spitze
5 GeV	1,2 mm	1,8 mm	0,6 mm	2,0 mm
7,5 GeV	1,1 mm	1,4 mm	0,4 mm	1,4 mm
10 GeV	1,0 mm	1,3 mm	0,4 mm	1,2 mm
12,5 GeV		1,2 mm		
15 GeV	0,9 mm	1,0 mm	0,4 mm	1,6 mm

(a) Horizontal

Energie	Auflösung		sys. Abweichung	
	Rand	Mitte	Standardabweichung	Spitze zu Spitze
5 GeV	1,4 mm	2,2 mm	0,8 mm	2,7 mm
7,5 GeV	1,2 mm	1,7 mm	0,6 mm	1,5 mm
10 GeV	1,1 mm	1,4 mm	0,4 mm	1,5 mm
12,5 GeV		1,2 mm		
15 GeV	0,9 mm	1,0 mm	0,4 mm	1,4 mm

(b) Vertikal

Tabelle 5.3: Ortsauflösung und systematische Abweichungen der Clusterposition des Proto192 in horizontaler und vertikaler Richtung für verschiedene Elektronenergien. Für die Elektronenergie von 12,5 GeV sind nur Daten mit ausreichender Statistik in der Kristallmitte vorhanden. Diese erlauben keine vergleichbare Aussage zu den systematischen Abweichungen.

Das Muster der systematischen Abweichungen ließ sich nicht durch eine Variation von a_0 vermeiden. Abbildungen 5.40 und 5.41 zeigen, dass sich bei Änderung von a_0 das Muster leicht verschiebt, aber nicht verschwindet. Die bereits in der eindimensionalen Verteilung beobachtete Steigung über den Kristall ist auch in der zweidimensionalen Verteilung wiederzufinden.

Vergleich mit der Simulation

Mit dem PandaROOT-Framework wurden auch Simulationen erstellt mit dem Ziel, die in der Messung gefundene Auflösung und systematische Abweichung zu reproduzieren. Abbildung 5.42 zeigt die in der Simulation gefundene Auflösung für eine Elektronenergie von 10 GeV. Abbildung 5.43 zeigt die eindimensionale Verteilung für alle Elektronenergien. Wie auch in der Messung ist die Auflösung an den Rändern des Kristalls besser als in dessen Mitte. Die Auflösung ist in der Simulation leicht besser als in der Messung (Tabelle 5.4).

Die systematischen Abweichungen, die in der Messung beobachtet wurden, konnten nur zum Teil reproduziert werden. Betrachtet man zunächst die horizontale Abweichung (Abbildung 5.44), ist auch in der Simulation ein Muster in der systematischen Abweichung zu erkennen. Sieht man von einem globalen Offset¹⁶ ab, so kann das Muster aus der Messung weitgehend reproduziert werden. Die größte verbleibende Diskrepanz ist in der unteren linken Ecke des Kristalls zu sehen. Das in der Simulation sichtbare Muster ist ein Artefakt des Rekonstruktionsalgorithmus, das im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

Die Abweichung in vertikaler Richtung konnte in der Simulation nicht reproduziert werden. Die in der Messung beobachtete Abweichung in der oberen Hälfte des Kristalls ist in der Simulation nicht zu

¹⁶ Ein globaler Offset kann zum Beispiel leicht durch eine ungenaue Bestimmung der Position der Detektoren entstehen.

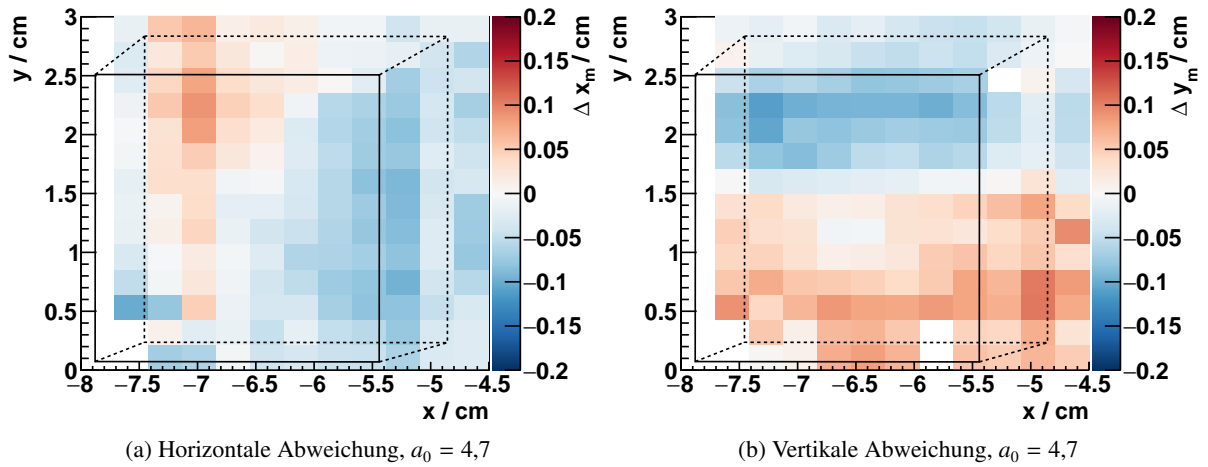


Abbildung 5.40: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, für $a_0 = 4,7$, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy -Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

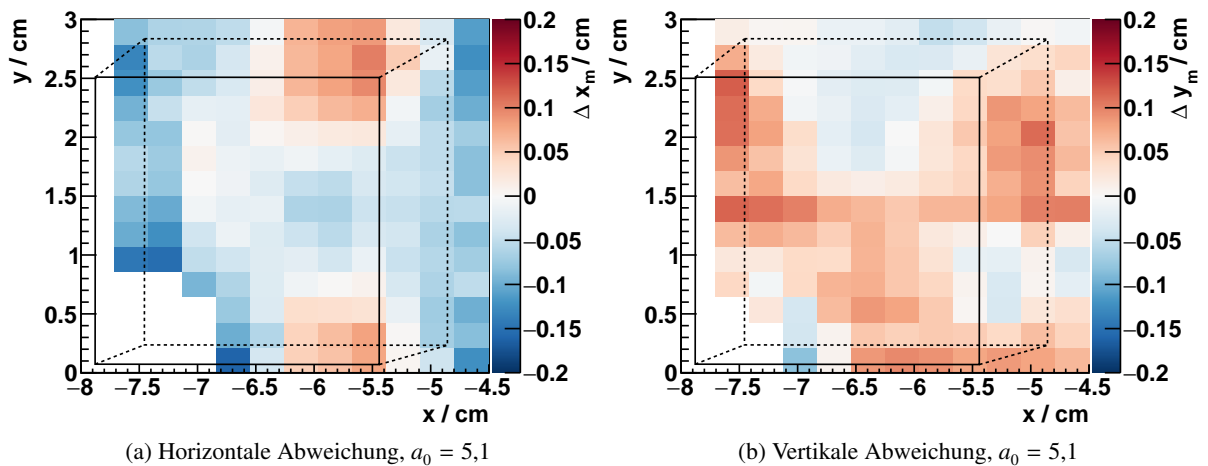


Abbildung 5.41: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, für $a_0 = 5,1$, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy -Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

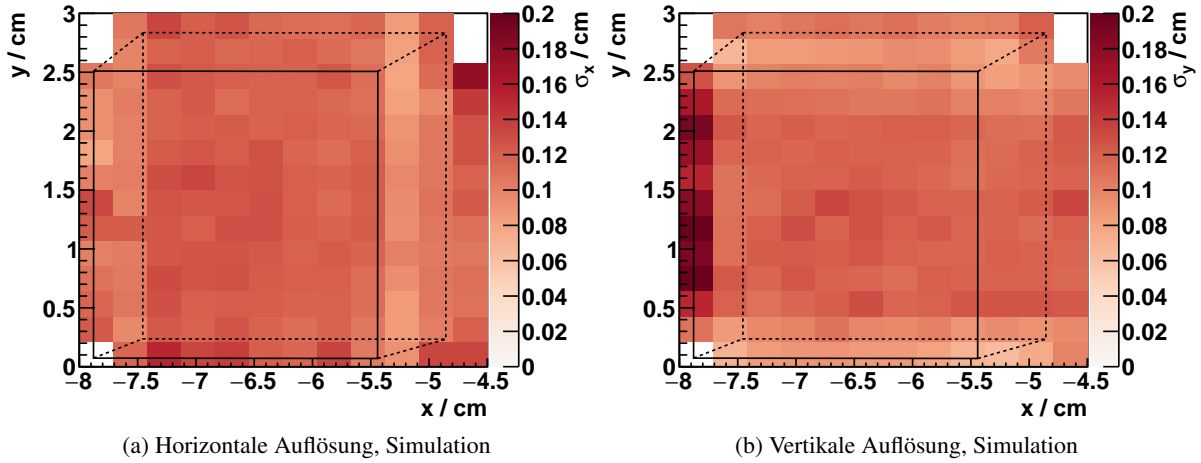


Abbildung 5.42: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

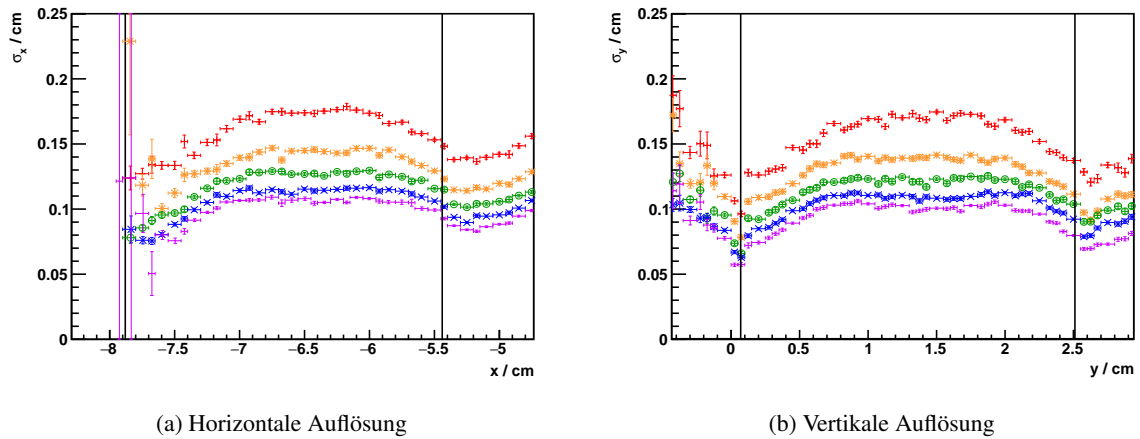


Abbildung 5.43: Ortsauflösung rekonstruierten Clusterposition in horizontaler und vertikaler Richtung in der Simulation über einen Kristall für verschiedene Elektronenergien. Somit spielen auch die Fluktuationen bei der Ausbildung der Schauer eine größere Rolle. Rot: 5 GeV, orange: 7,5 GeV, grün: 10 GeV, blau: 12,5 GeV und violett: 15 GeV. Die Grenzen der Kristallfrontfläche sind schwarz eingezeichnet.

Kapitel 5 Messungen mit einem Prototypen für die Vorwärtsendkappe

Energie	Auflösung		sys. Abweichung	
	Rand	Mitte	Standardabweichung	Spitze zu Spitze
5 GeV	1,2 mm	1,8 mm	0,3 mm	1,1 mm
7,5 GeV	1,1 mm	1,5 mm	0,3 mm	1,4 mm
10 GeV	1,0 mm	1,3 mm	0,3 mm	1,3 mm
12,5 GeV	0,9 mm	1,2 mm	0,3 mm	1,3 mm
15 GeV	0,9 mm	1,0 mm	0,4 mm	1,1 mm

(a) Horizontal

Energie	Auflösung		sys. Abweichung	
	Rand	Mitte	Standardabweichung	Spitze zu Spitze
5 GeV	1,2 mm	1,7 mm	0,3 mm	1,2 mm
7,5 GeV	1,0 mm	1,4 mm	0,3 mm	1,3 mm
10 GeV	0,9 mm	1,2 mm	0,3 mm	1,2 mm
12,5 GeV	0,8 mm	1,1 mm	0,3 mm	1,0 mm
15 GeV	0,8 mm	1,0 mm	0,3 mm	1,1 mm

(b) Vertikal

Tabelle 5.4: Ortsauflösung und systematische Abweichungen der rekonstruierten Clusterposition in horizontaler und vertikaler Richtung für verschiedene Elektronenergien in der Simulation.

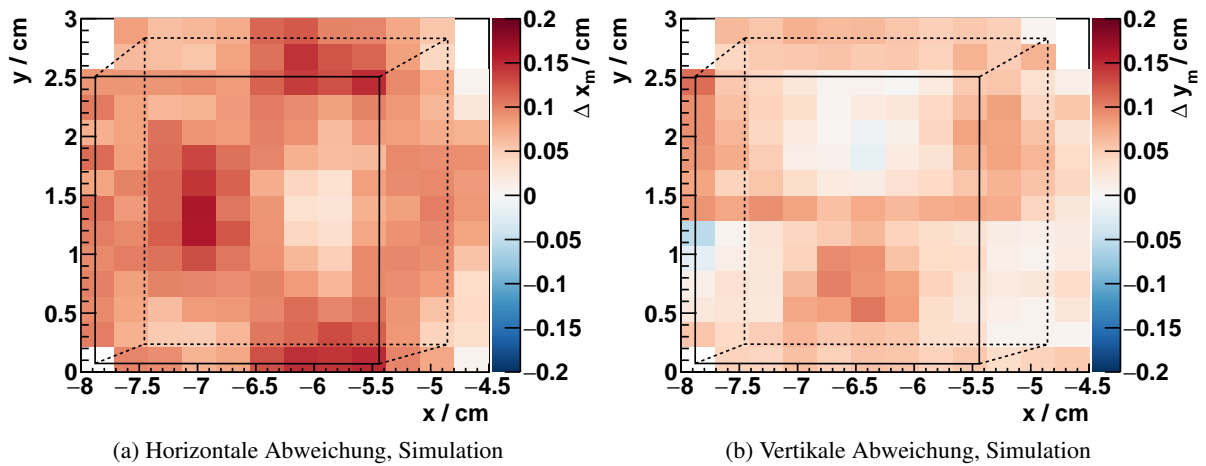


Abbildung 5.44: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde. Bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

sehen. Die Simulation zeigt hier, wie bei der horizontalen Abweichung, ein Muster, dessen Projektion über den Kristall eine flache Verteilung ergibt. Um zu untersuchen, ob eine Fehlkalibration der Kristalle die Ursache für den Unterschied von Messung und Simulation sein könnte, wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die Energieeinträge einzelner Kristalle mit einem zusätzlichen Faktor verfälscht wurden. Abbildung 5.45 zeigt die Ergebnisse für Simulationen, bei denen die Energie einzelner Kristalle um 20 % angehoben oder abgesenkt wurde. Dies ist eine deutlich größere Fehlkalibration, als zu erwarten ist. Dennoch konnte die Messung nicht reproduziert werden.

Systematische Effekte des Rekonstruktionsalgorithmus

Die systematischen Abhängigkeiten, die in der Simulation sichtbar sind, sind ein Artefakt des in Kapitel 5.2.6 beschriebenen Rekonstruktionsalgorithmus. Der Algorithmus arbeitet zwar unabhängig in horizontaler und vertikaler Richtung, aber die Verteilung der Energiedeposition führt dennoch zu einer Korrelation zwischen horizontaler und vertikaler Position. In einer Anordnung von Kristallen in horizontalen Reihen und vertikalen Spalten ist für die Positionsbestimmung in horizontaler Richtung die Summe der Gewichte in jeder Spalte relevant. Durch die nichtlineare Gewichtung der Energiedepositionen bei der Positionsbestimmung beeinflusst die Verteilung der Energien innerhalb einer Spalte diese Summe. Die Summe der Gewichte von zwei Kristallen einer Spalte ist nicht gleich dem Gewicht eines Kristalls mit der Summe der Energien. Es kann zum Beispiel vorkommen, dass ein Teil oder im Extremfall sogar die ganze Energie einer Spalte nicht berücksichtigt wird, da die Energie in einzelnen Kristallen unterhalb der Schwelle ist. Wird eine Kristallreihe mittig getroffen, ergibt sich eine andere Energieverteilung innerhalb der Spalten, als wenn die Kristallreihe am Rand getroffen wird. Damit ergeben sich andere Gewichte für die Spalten, was die horizontale Positionsrekonstruktion beeinflusst. Entsprechendes gilt auch für die Energieverteilung innerhalb der Kristallreihen und damit die Positionsbestimmung in vertikaler Richtung.

Dieser Effekt ist bereits in einem stark vereinfachten Modell sichtbar. Dazu wurde die Energiedeposition eines Schauers in einer zweidimensionalen Anordnung von 5×5 Kristallen mit einer Kantenlänge von 1 betrachtet. Die Verteilung der Energien wurde durch eine zweidimensionale Gaußfunktion¹⁷ mit einer Breite von $\sigma = 0,5$ beschrieben. Die Energie in jedem Kristall wurde abhängig von der simulierten Position bestimmt und daraus die Position gemäß Gleichung 5.1 und 5.2 rekonstruiert. Der freie Parameter a_0 wurde, wie auch für die Monte-Carlo-Simulation und die Daten so gewählt, dass bei eindimensionaler Betrachtung keine signifikanten systematischen Effekte zu beobachten sind. Abbildung 5.46 zeigt einen Vergleich der Abweichungen der Rekonstruktion dieses Modells mit den in der Monte-Carlo-Simulation beobachteten. Bis auf den im vorherigen Abschnitt erwähnten globalen Offset der Simulation werden die systematischen Abweichungen sehr gut wiedergegeben.

Einfluss der Geometrie

In der Simulation kann leicht der Winkel, unter dem der Proto192 zum Elektronenstrahl steht, variiert werden. Zur Bestimmung der Ausrichtung des Proto192 wurden bereits Simulationen unter verschiedenen Winkeln durchgeführt. Diese konnten auch genutzt werden, um den Einfluss auf die systematischen Abweichungen aufzuzeigen. Da die Verschiebung des Proto192 jeweils für die einzelnen Winkelsimulationen optimiert wurde, ergab sich damit auch eine leicht unterschiedliche Position der Kristalle. Abbildungen 5.47 und 5.48 zeigen die systematische Abweichung bei Verkipfung in vertikaler bzw.

¹⁷ Dies ist keine realistische Verteilung für die Energie in einem Schauer. Jedoch ist eine Gaußfunktion einfach zu berechnen und für dieses Modell ausreichend.

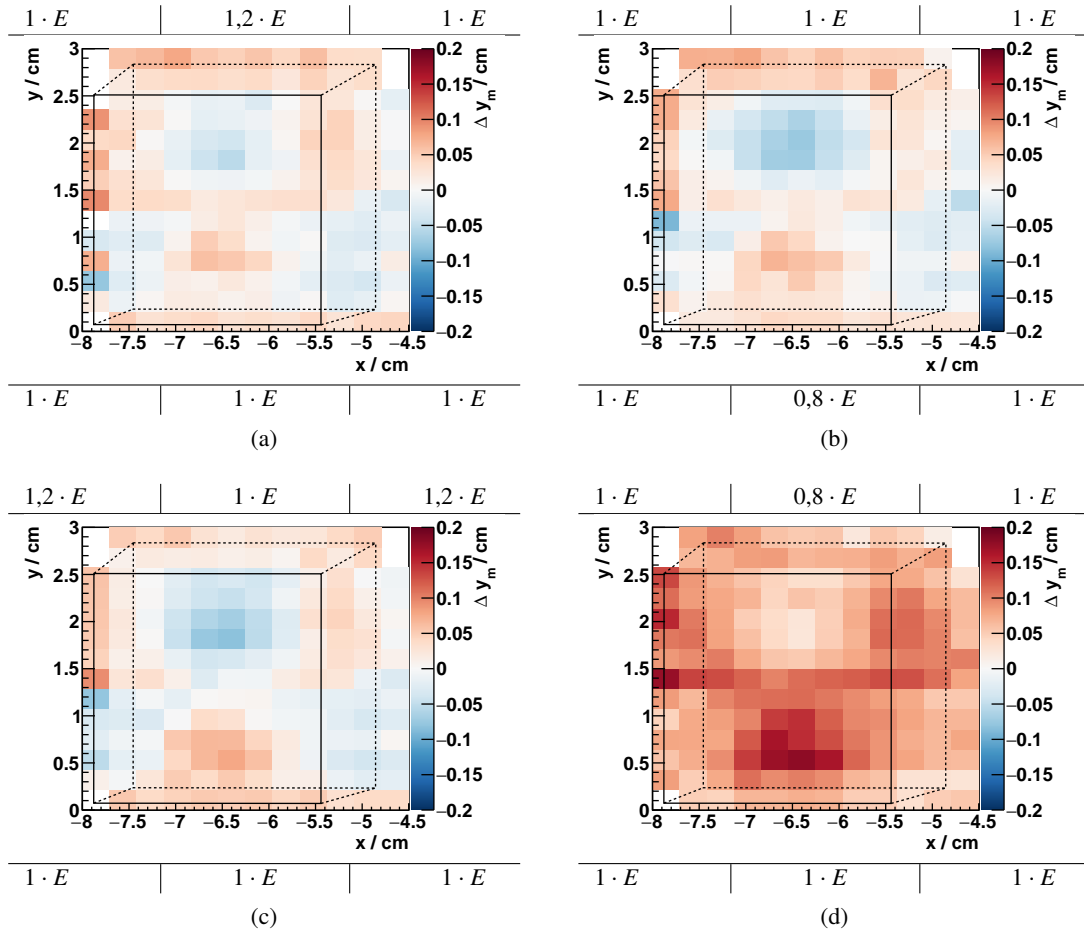


Abbildung 5.45: Mittlere vertikale Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy -Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite. Es wurde eine Fehlkalibration von 20% für einzelne Kristalle simuliert. Über- und unterhalb der Grafiken ist angegeben, wie die Kalibration für die je drei Kristalle über- und unterhalb des Zentralkristalls angepasst wurde.

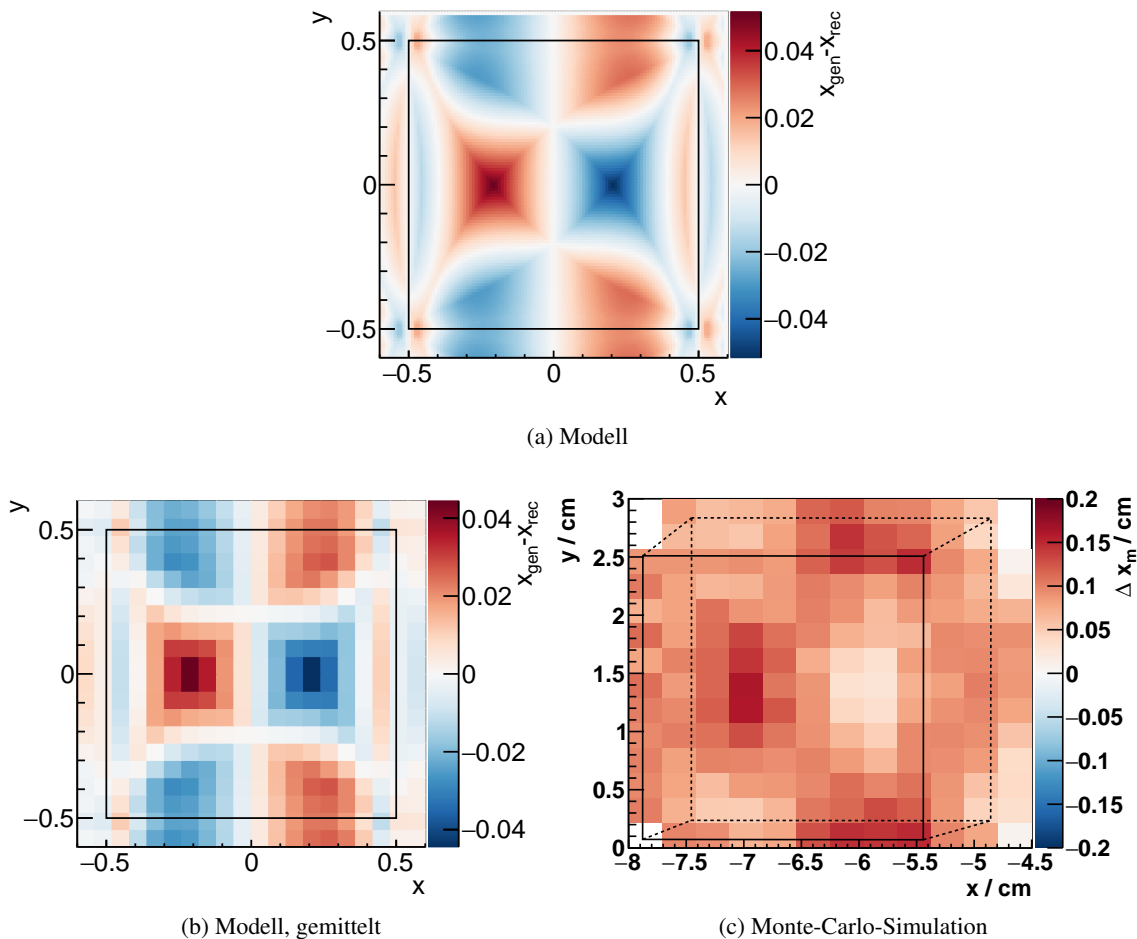


Abbildung 5.46: Vergleich der mittleren horizontalen Abweichung der Positionsrekonstruktion für (a) ein einfaches Modell, (b) dieses Modell, gemittelt über einen Bereich über den Binbereich und (c) die Monte-Carlo-Simulation des Proto192 bei einer Strahlenergie von 10 GeV. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts. Die Projektion der Kristallkanten in die xy -Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite. Abbildung (c) ist identisch zu 5.44a.

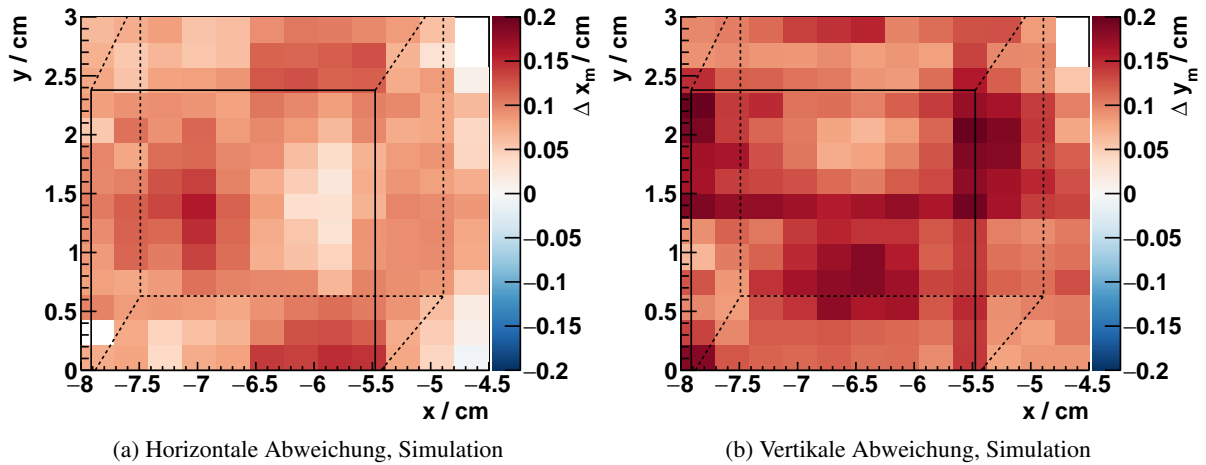


Abbildung 5.47: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation über einen Kristall. Der Proto192 ist um $1,5^\circ$ gegenüber der bestimmten Position um die x-Achse verkippt. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

horizontaler Richtung. Der größte Effekt ist ein globaler Offset in Richtung der Verkipfung. Es gibt aber auch eine Verschiebung des Musters gegenüber der Kristallfrontfläche.

Dies zeigt, dass die Ausrichtung der Kristalle einen Effekt auf die systematischen Abweichungen hat. Wenn die systematische Abweichung aus der Simulation bestimmt werden soll, ist daher unbedingt darauf zu achten, dass die Positionen und Ausrichtungen der Kristalle korrekt wiedergegeben werden.

5.3.4 Zusammenfassung

Die Messungen am SPS-Beschleuniger mit dem Proto192 erlaubten die Bestimmung von Energie- und Ortsauflösung des Detektors bei hohen Elektronenergien.

Es wurden in der Kristallmitte Energieauflösungen zwischen 1,7 % bei einer Elektronenergie von 5 GeV und 1,2 % bei 15 GeV erreicht. Damit wurden die Anforderungen aus dem EMC-TDR an das Kalorimeter (1,3 % bis 1,1 %) leicht verfehlt. Im Proto192 wurden in den Randbereichen noch Hamamatsu VPT Röhren als Photodetektoren genutzt. Die für den späteren Einsatz vorgesehenen VPTT Röhren haben eine bessere interne Verstärkung, womit sich ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis ergeben wird. Auch war die verwendete Elektronik noch nicht final. Dies resultierte in einem erhöhten Rauschen und damit auch einer höheren Einzelkristallschwelle von 10 MeV statt 3 MeV. Damit können diese Messungen lediglich als obere Grenze für die Energieauflösung dienen.

Weitere Messungen zur Energieauflösung des Proto192 wurden in [Alb13][Alb16][Kuh15] durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass die Energieauflösung des Proto192 wesentlich durch die verwendete Elektronik, insbesondere der Vorverstärker und Shaper, beschränkt wurde.

Die Anforderungen an die Ortsauflösung des Kalorimeters wird im EMC-TDR mit $0,1^\circ$ für die Vorwärtsendkappe angegeben. Damit lässt sich für die Rekonstruktion von neutralen Pionen im Zerfall in zwei Photonen eine Breite von weniger als 8 MeV in der bestimmten Masse erreichen. Die Vorwärtsendkappe befindet sich etwa 2 m vom Targetpunkt entfernt. Ein Winkel von $0,1^\circ$ entspricht damit einem Abstand von 3,5 mm auf der Oberfläche des Detektors. In den Messungen konnte mit dem Proto192

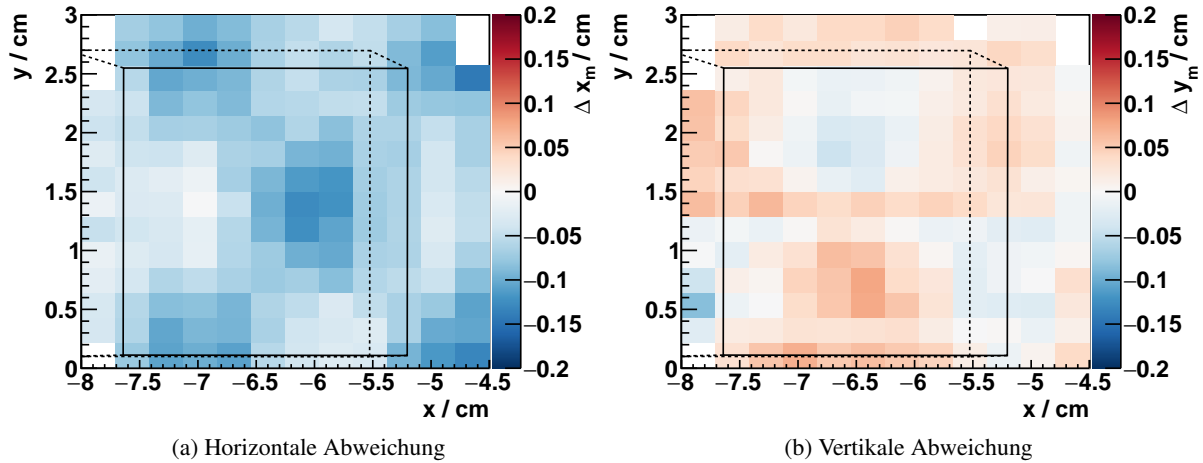


Abbildung 5.48: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation über einen Kristall. Der Proto192 ist um $2,6^\circ$ gegenüber der bestimmten Position um die y-Ache verkippt. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition im Mittel zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

eine Ortsauflösung von 2,2 mm bei 5 GeV und 0,9 mm bei 15 GeV erreicht werden. Damit konnten die Anforderungen gut erfüllt werden.

Bei den Messungen wurden auch systematische Abhängigkeiten der zweidimensionalen Positionsrekonstruktion beobachtet, die zu einem Teil auf den Rekonstruktionsalgorithmus zurückgeführt werden konnten. Dieser Teil konnte auch in der Simulation beobachtet werden. Zusätzlich gab es aber auch noch Diskrepanzen zwischen der Messung und der Simulation. Insbesondere in vertikaler Richtung konnten die Abweichungen nicht reproduziert werden.

Wenn die verbleibenden Abweichungen verstanden sind, ist eine Korrektur der systematischen Abhängigkeiten, die durch den Rekonstruktionsalgorithmus bedingt sind, für die Vorwärtsendkappe im Prinzip möglich. Eine Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass die Position und Ausrichtung der Kristalle sehr gut bekannt ist. Dies betrifft sowohl die Anordnung der Kristalle untereinander als auch die Aufstellung der Vorwärtsendkappe im Pandadetektor. Eine Möglichkeit ist die Verwendung eines Laserscanners zur Vermessung der Oberfläche der Kohlefaser-alveolen während des Aufbaus der Vorwärtsendkappe. Mit solch einem Laserscanner wurde bereits der Zusammenbau der Detektormodule kontrolliert. Dabei konnten Abweichungen mit einer Genauigkeit von weniger als 0,1 mm bestimmt werden.

Es ist zusätzlich wünschenswert, eine Methode zur Positions- und Winkelbestimmung aus einem Satz von Messdaten des Pandadetektors zur Verfügung zu haben. Die in dieser Arbeit entwickelte Methode mit hochenergetischen Elektronen lässt sich nur mit einer Anpassung auf die Vorwärtsendkappe übertragen. Hochenergetische Elektronen werden zwar auch im Pandaexperiment erzeugt und von den vorhandenen Spurdetektoren vermessen. Jedoch sind diese Elektronen nicht monoenergetisch. Dies war aber eine Voraussetzung zur Bestimmung der Kristallmitten. Daher müsste die hier verwendete Methode zur Verwendung nicht monoenergetischer Elektronen erweitert werden. Dazu könnten die gemessenen Energiedepositionen relativ zur bestimmten Elektronenergie betrachtet werden, anstelle der absoluten Energiedeposition. Falls der Datensatz groß genug ist, könnten auch Elektronen in kleinen Energiebereichen selektiert werden.

Kapitel 6

Rekonstruktion des $Z_c(3900)^0$

Ein Ziel des PANDA-Experiments ist es, das Spektrum der Resonanzen im Massenbereich des Charmoniums zu untersuchen. Besonders interessant sind dabei exotische Zustände, bei denen es sich nicht um reine Quark-Antiquark-Bindungszustände handelt. Bei den gefundenen Isospintriplet-Zuständen $Z_c^{\pm,0}$ ist es durch die Ladung klar, dass es sich nicht um einen reinen $c\bar{c}$ -Bindungszustand handeln kann. Die genaue Zusammensetzung ist jedoch nicht bekannt. Die detaillierte Untersuchung dieser Zustände kann neue Informationen darüber liefern, welche Bindungszustände die QCD erlaubt und damit ein besseres Verständnis dieser fundamentalen Wechselwirkung ermöglichen.

Das $Z_c(3900)^{\pm,0}$ ist das erste Isospintriplet, das im Bereich der Charmoniummasse gefunden wurde. Das $Z_c(3900)^{\pm,0}$ wurde von der BESIII- und der Belle-Kollaboration sowie in den Daten des CLEO-c-Experiments in e^+e^- -Annihilationen beobachtet. Das $Z_c(3900)^{\pm,0}$ zeigt sich in den Daten als Peak in der invarianten Masse seiner Zerfallsprodukte, entweder $\pi J/\psi$ oder $D\bar{D}^*$. Im BESIII-Experiment wurde das $Z_c(3900)^{\pm}$ in den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ [Abl+13b][Abl+17] und $e^+e^- \rightarrow \pi^{\pm}(D\bar{D}^*)^{\mp}$ [Abl+14b] erzeugt, das $Z_c(3900)^0$ in den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$ [Abl+15b] und $e^+e^- \rightarrow \pi^0(D\bar{D}^*)^0$ [Abl+15a]. Die Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems lag dabei im Bereich von 4,19 GeV bis 4,42 GeV, wobei die Schwerpunktsenergie der größten Datensets bei den Charmoniumresonanzen $\psi(4230)$, $\psi(4260)$ und $\psi(4360)$ lag. Mit den Daten des CLEO-c-Experiment wurden in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \pi\pi J/\psi$ sowohl das geladene als auch das neutrale $Z_c(3900)$ beobachtet [Xia+13]. Hier lag die Schwerpunktsenergie bei 4,17 GeV auf dem Peak des $\psi(4160)$. Die Belle-Kollaboration hat die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\pi^+\pi^- J/\psi$ untersucht [Liu+13]. Das $Z_c(3900)^{\pm}$ wurde dabei in $\psi(4260) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ Zerfällen beobachtet.

Mit dem PANDA-Experiment könnte das $Z_c(3900)^0$ direkt in $p\bar{p}$ -Annihilationen erzeugt werden. In dieser Arbeit wurde die Reaktion

$$p\bar{p} \rightarrow Z_c(3900)^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$$

im PANDA-Detektor simuliert.

Der PANDA-Detektor umfasst eine große Zahl verschiedener Detektorkomponenten (Kapitel 2). Für die Rekonstruktion von Reaktionen im Detektor ist daher nicht nur die Leistung einzelner Detektorkomponenten ausschlaggebend, sondern auch deren Zusammenspiel. Um den $J/\psi\pi^0$ -Zerfall des $Z_c(3900)^0$ zu rekonstruieren, müssen sowohl neutrale als auch geladene Teilchen nachgewiesen werden. Während das π^0 zu fast 99 % in zwei Photonen zerfällt, zerfällt das J/ψ hauptsächlich in zumindest teilweise geladene Endzustände. Mit einem Verzweigungsverhältnis von jeweils etwa 6 % sind e^-e^+ und $\mu^-\mu^+$ die wahrscheinlichsten Endzustände. Für diese Simulation wurde der $\mu^-\mu^+$ -Endzustand betrachtet.

Damit werden sowohl die Spurdetektoren als auch die Kalorimeter des PANDA-Detektors zur Rekonstruktion benötigt. Ebenso sind die Detektoren zur Teilchenidentifikation nötig, um den gesuchten Endzustand von Untergrundereignissen zu trennen.

Da das $Z_c(3900)^0$ in Formation erzeugt wird, kann die Masse und Breite des Z_c aus der Messung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} des $p\bar{p}$ -Systems bestimmt werden. Die Schwerpunktsenergie kann aus dem Impuls des Antiprotonstrahls berechnet werden. Der Impuls des

Antiprotonstrahls ist mit $\delta p/p \approx 10 \cdot 10^{-4}$ [FR06] verglichen mit der Energieauflösung des Detektors sehr gut bekannt. Die Detektorauflösung spielt daher für diese Messung nur eine untergeordnete Rolle. Die wichtigsten Kriterien sind die Rekonstruktionseffizienz und die Frage, wie gut der Untergrund unterdrückt werden kann und welches Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreichbar ist. Für die Messung des Wirkungsquerschnitts muss die Luminosität und die Anzahl der tatsächlich erzeugten $Z_c(3900)^0$ bestimmt werden. In dieser Analyse wurde die Luminosität als bekannt vorausgesetzt und nur die Messung des Z_c betrachtet. Hierbei wurde die Rekonstruktionseffizienz für den Zerfall des Z_c bestimmt, um den Anteil der rekonstruierten Z_c im Vergleich zur produzierten Anzahl zu ermitteln. Außerdem wurde untersucht, wie gut sich die Zerfälle von anderen Untergrundreaktionen unterscheiden lassen. Mit diesen Informationen wurde die Messzeit, die benötigt wird, um das $Z_c(3900)^0$ zu detektieren, abgeschätzt.

6.1 Parameter für die Simulation des $Z_c(3900)^0$

Die Monte-Carlo-Simulation wurde mit der PandaROOT Software¹ durchgeführt. PandaROOT enthält die Geometrien der verschiedenen Komponenten des PANDA-Detektors. Die Signale der Subdetektoren werden entsprechend deren Eigenschaften, etwa Auflösung und Rauschen, generiert. Die Interaktion der Teilchen in der Simulation mit dem Detektor wurde mit GEANT4 [Ago+03] simuliert.

Zur Erzeugung der Signal- und Untergrundreaktionen wurden unterschiedliche Generatoren verwendet. Für die Generation von Signalereignissen wurde in EvtGen [Lan01] das Z_c im Schwerpunktsystem des $p\bar{p}$ -Systems erzeugt. Die Impulsverteilung des Antiprotonstrahls wurde dabei vernachlässigt. Die Masse des Z_c wurde dabei auf 3900 MeV festgelegt. Damit ergab sich ein Impuls von 7,1 GeV/c für das einlaufende Antiproton. Der Zerfall des Z_c in $J/\psi\pi^0$ wurde gemäß einer Phasenraumverteilung erzeugt. Der Zerfall des J/ψ wurde auf den Kanal $\mu^-\mu^+$ eingeschränkt, da nur dieser analysiert wurde. Für den Zerfall des Pions wurden zunächst keine Einschränkungen getroffen, später jedoch nur Ereignisse betrachtet, bei denen das Pion in zwei Photonen zerfiel. Es wurden eine Million Reaktionen

$$p\bar{p} \rightarrow Z_c(3900)^0 \rightarrow J/\psi\pi^0 \rightarrow \mu^-\mu^+\pi^0$$

simuliert. Davon entfallen etwa 960 000 auf den zwei-Photon Endzustand des Pion.

Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen die Energie- und Winkelverteilung der generierten Teilchen. Das Maximum der Polarwinkelverteilung von Photonen und Myonen liegt bei etwa 20° . Dort befindet sich der Übergangsbereich vom Barrelkalorimeter zur Vorwärtsendkappe ebenso wie das Ende des Strawtubetrackers. In Rückwärtsrichtung werden bedingt durch den Impuls des einlaufenden Antiprotons nur wenige Teilchen erzeugt. Photonen werden bevorzugt mit kleinen Energien ab wenigen MeV erzeugt. Die maximale Energie der Photonen liegt bei 2,8 GeV. Myonen werden mit vergleichsweise größeren Impulsen generiert. Zwischen einem Impuls von 0,3 GeV bis zu einem Impuls von etwa 5 GeV ergibt sich eine Gleichverteilung der Myonen. Darüber werden mit abnehmender Wahrscheinlichkeit Myonen bis 7,5 GeV erzeugt. Durch den Zerfall über die Zwischenzustände π^0 und J/ψ ergibt sich eine Korrelation von Impuls und Polarwinkel der erzeugten Teilchen. Für die Photonen sind große Energien nur für kleine Polarwinkel möglich. Für die Myonen ist nur ein schmales Band von Impuls-Polarwinkel-Kombinationen erlaubt.

Es wurden zwei verschiedene Klassen von Untergrundereignissen simuliert. Zunächst wurden mit dem DPM-Generator Ereignisse bei der gleichen Schwerpunktsenergie wie bei den Signalereignissen erzeugt. Der DPM-Generator erzeugt dabei Endzustände von Proton-Antiproton-Kollisionen, basierend auf dem Dual-Parton-Model. Dieses liefert eine phänomenologische Beschreibung der Teilchenerzeu-

¹ Es wurde die Version 29613 von Januar 2017 verwendet.

6.1 Parameter für die Simulation des $Z_c(3900)^0$

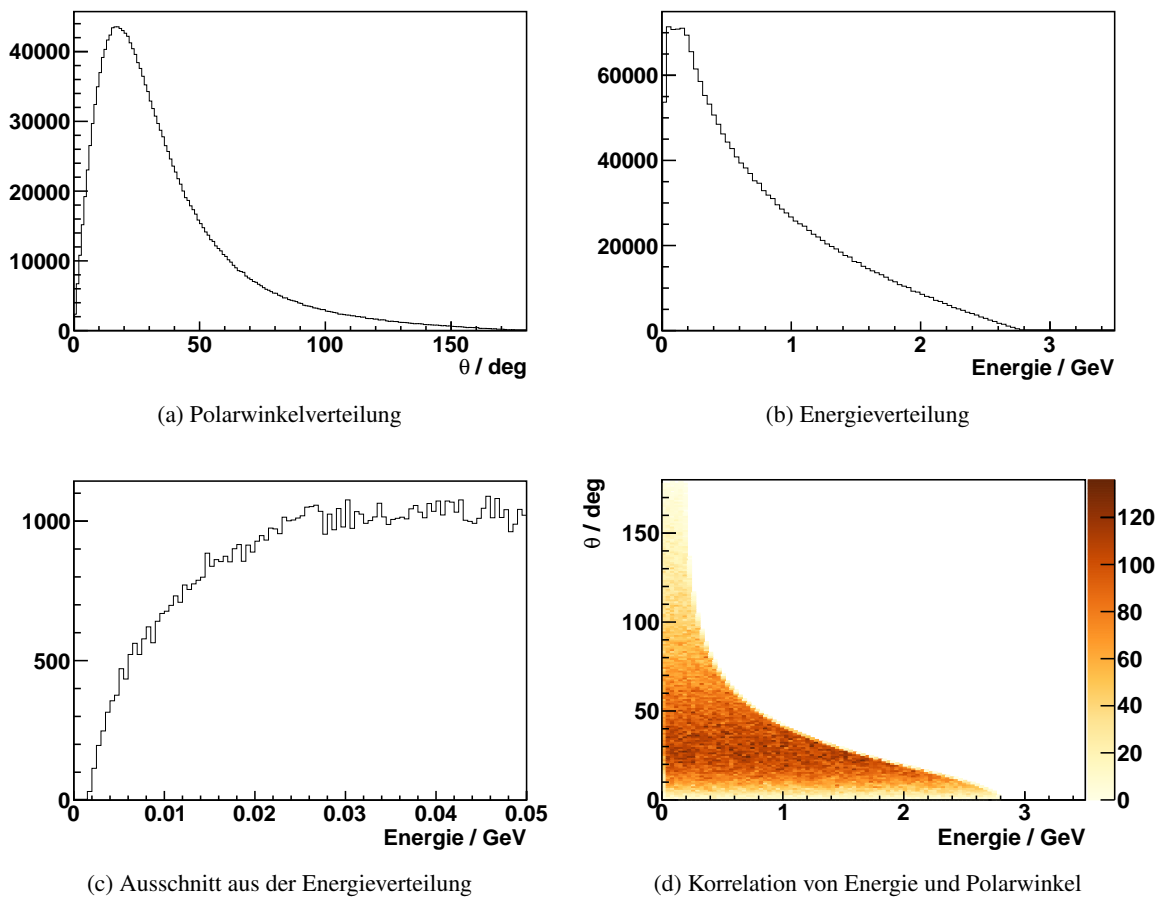
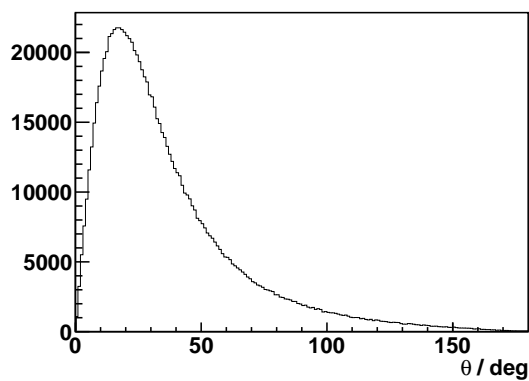
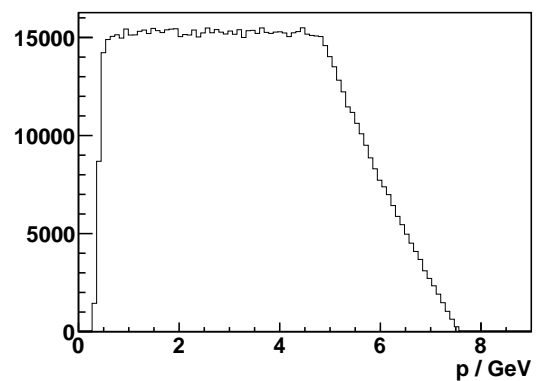


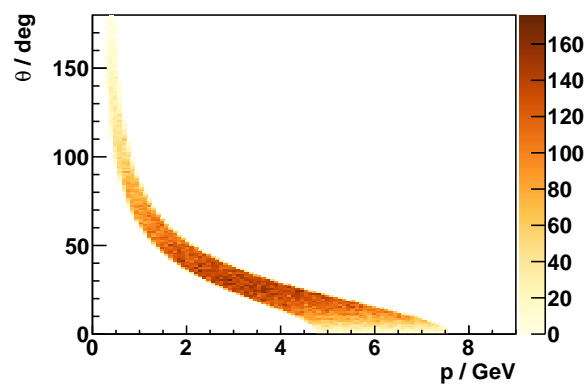
Abbildung 6.1: Verteilung der generierten Photonen (a) in Abhängigkeit des Winkels θ zur Strahlachse und (b) der Energie der Photonen. (c) zeigt einen Ausschnitt der Energieverteilung der Photonen für Energien unter 50 MeV. (d) zeigt die Korrelation von Energie- und Winkelverteilung.



(a) Polarwinkelverteilung



(b) Impulsverteilung



(c) Korrelation von Impuls und Polarwinkel

Abbildung 6.2: Verteilung der generierten Myonen (a) in Abhängigkeit des Winkels θ zur Strahlachse und (b) dem Impuls der Myonen. (c) zeigt die Korrelation von Impuls- und Winkelverteilung. Die Verteilung der Antimyonen ist bis auf statistische Schwankungen identisch.

gung in hadronischen Kollisionen [Cap+94]. Dieser Generator erzeugt eine Vielzahl an hadronischen Endzuständen. Dadurch können relevante Untergrundkanäle identifiziert werden.

Der Endzustand $\pi^-\pi^+\pi^0$ wurde als wichtigster Untergrundkanal identifiziert (siehe Kapitel 6.5). Mit EvtGen wurden daher noch 500 000 Ereignisse mit diesem Endzustand erzeugt. Da die Masse der Pionen dicht an der Masse der Myonen liegt, kann diese Reaktion leicht mit dem Zerfall $Z_c \rightarrow \mu^-\mu^+\pi^0$ verwechselt werden. Diese Reaktionen wurden gemäß einer Phasenraumverteilung simuliert. Mögliche Zwischenzustände wie etwa $p\bar{p} \rightarrow \rho\pi$ wurden nicht berücksichtigt.

6.2 Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen

Geladene Teilchen erzeugen entlang ihrer Flugbahn eine Spur von Ionisationen und deponieren dabei Energie in den Detektoren. Die Rekonstruktion dieser Ionisationsspuren wird in PandaROOT in mehreren Schritten durchgeführt. Die Spurdetektoren registrieren Treffer an den Stellen, an denen Energie deponiert wurde. Die Position dieser Treffer wird von den einzelnen Detektoren bestimmt. Die Positionsbestimmung verläuft dabei unterschiedlich. Im Micro-Vertex-Detektor wird die Position durch die Lage der getroffenen Streifen- oder Pixelsensoren bestimmt. Die Positionsbestimmung im Strawtubetracker erfolgt über die Messung des Zeitpunkts des elektrischen Signals an den Drähten der einzelnen Röhren. Daraus kann der Abstand zum Draht berechnet werden.

Diese Treffer in den Spurdetektoren werden gesammelt und anschließend einzelnen Spuren zugeordnet. An diese Spuren wird ein Spurmodell angepasst. Da die Spuren durch das Magnetfeld gekrümmt sind, kann damit neben der Richtung auch der Impuls der Teilchen bestimmt werden [Spa12].

Da zum Zeitpunkt der Analyse für das Vorwärtsspektrometer von PANDA noch keine realistische Rekonstruktion implementiert war, wird für diesen Bereich eine idealisierte Rekonstruktion verwendet. Dazu werden die echten, aus der Monte-Carlo-Simulation bekannten Werte für Richtung und Impuls der Spuren mit der erwarteten Auflösung verschmiert.

In der Simulation ist es möglich, die Energiedepositionen in den Detektoren und damit auch die Spuren den simulierten Teilchen zuzuordnen (MC-Truth-Matching). Da diese Information im späteren Experiment nicht zugänglich ist, werden sie nicht für die Rekonstruktion der Spuren verwendet, mit Ausnahme des Vorwärtsspektrometers. Nach der Analyse werden die Monte-Carlo-Informationen genutzt, um die Rekonstruktion zu überprüfen und die richtige Kombination von rekonstruierten Teilchen zu identifizieren.

Durch die getrennte Rekonstruktion von Spuren im Target- und Vorwärtsspektrometer ist es möglich, dass die Spur eines Teilchens doppelt rekonstruiert wird. Zwar decken das Vorwärtsspektrometer mit $\theta \approx 0^\circ - 10^\circ$ und das Targetspektrometer mit $\theta > 10^\circ$ unterschiedliche Winkelbereiche ab, dennoch kann ein Teilchen in beiden Bereichen eine Spur erzeugen. Das ist etwa der Fall, wenn ein Teilchen zunächst unter einem großen θ -Winkel eine Spur im Targetspektrometer erzeugt und dann durch eine Reaktion mit dem Detektormaterial in das Vorwärtsspektrometer abgelenkt wird. Da für das Vorwärtsspektrometer nur eine idealisierte Rekonstruktion verwendet wird, werden diese Spuren nicht kombiniert, sondern nur die des Targetspektrometers verwendet. Dazu wird für die Spuren aus dem Vorwärtsspektrometer anhand der Monte-Carlo-Information überprüft, ob für das Teilchen, das die Spur erzeugt hat, auch eine Spur im Targetspektrometer rekonstruiert wurde. War dies der Fall, so wird die Spur aus dem Vorwärtsspektrometer verworfen.

Da durch die Krümmung im Magnetfeld nur der Impuls, nicht aber die Energie der Teilchen bestimmt werden kann, ist zunächst nicht bekannt um welche Teilchenart es sich handelt. Daher besteht in der Analyse die Möglichkeit, verschiedene Hypothesen für die Teilchenart anzunehmen. Durch die angenommene Masse ergibt sich aus der Energie-Impuls-Beziehung jeweils die Energie der Teilchen. In

dieser Analyse wird stets angenommen, dass es sich um Myonen handelt, da nur diese selektiert werden sollen.

Nach der Bestimmung der Spuren in den Trackingdetektoren werden diesen Treffer in den Detektoren zur Teilchenidentifikation zugeordnet, falls diese räumlich korreliert sind. Die Zuordnung unterscheidet sich dabei für die verschiedenen Detektoren. Für die zur Identifikation der Myonen benutzten Myonkammern wird der kleinste Abstand zwischen der extrapolierten Teilchenspur und den in den Myonkammern rekonstruierten Treffern betrachtet. Falls der dichteste Treffer weniger als 50 cm von der Spur entfernt ist, wird er der Spur zugeordnet. Die Information des Myondetektors kann dann in einem späteren Schritt für die Identifizierung der Myonen benutzt werden.

Abbildung 6.3 zeigt die in dieser Simulation erzielte Rekonstruktionseffizienz der Myonspuren. Es werden Effizienzen von über 90 % erreicht. Es gibt aber auch Richtungen, für die keine Myonen rekonstruiert werden können. Dies ist der Bereich der Haltestrukturen des STT-Detektors (siehe Kapitel 2.2.3) bei $\phi \approx \pm 90^\circ$. Da die Spuren von Myonen und Antimyonen durch das Magnetfeld leicht gekrümmt sind, ergibt sich ein leichter Versatz der Rekonstruktionslücke in jeweils unterschiedliche Richtungen. Dieser nimmt für größere Winkel θ zu, da der Impuls der Myonen mit dem Winkel abnimmt. Zwischen $\theta \approx 5^\circ$ und $\theta \approx 10^\circ$ ist auch eine Rekonstruktionslücke für einen Teil des Azimutwinkelbereichs zu beobachten. Diese resultiert daraus, dass das Barrelspektrometer nur Spuren mit $\theta > 10^\circ$ rekonstruieren kann, das Vorwärtsspektrometer jedoch in vertikaler Richtung nur Spuren bis $\theta \approx 5^\circ$ erfasst. Spuren mit $\theta > 90^\circ$ können auch zuverlässig rekonstruiert werden. Es werden jedoch, bedingt durch den Phasenraum der Reaktion, nur wenige Myonen in dieser Richtung generiert, so dass die Effizienz in diesen Richtungen nicht zuverlässig bestimmt wurde.

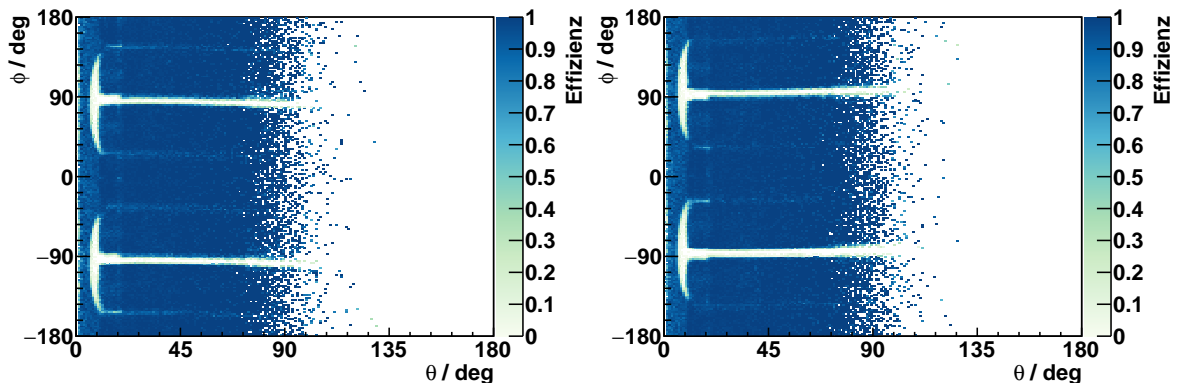
Die Impulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz resultiert aus der Korrelation von Polarwinkel θ und dafür erlaubtem Impuls der Myonen. Die minimalen und maximalen Impulse, die rekonstruiert werden können, sind hier durch den Bereich, in dem überhaupt Myonen generiert werden, gegeben.

6.3 Rekonstruktion von Photonen

Ungeladene Teilchen deponieren ihre Energie nicht kontinuierlich und erzeugen damit auch keine Spuren, die rekonstruiert werden können. Die Energie von Photonen kann jedoch mit den Kalorimetern gemessen werden. Photonen, die das Kalorimeter erreichen, erzeugen dort einen elektromagnetischen Schauer und deponieren so (fast) ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Diese Energie kann gemessen werden (siehe auch Kapitel 4.4). Außerdem kann der Auftreffpunkt des Photons bestimmt werden (siehe auch Kapitel 5.2). Unter der Annahme, dass das Photon aus dem Targetpunkt emittiert wurde, kann damit auch die Richtung bestimmt werden.

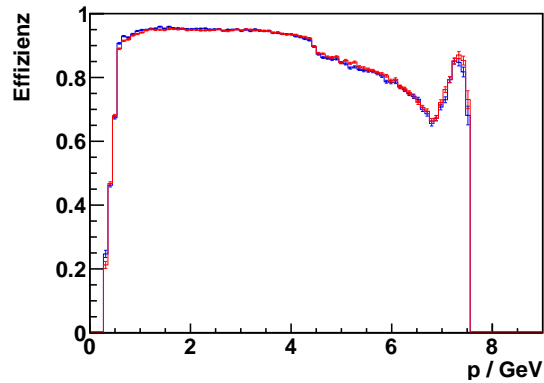
Über den elektromagnetischen Schauer wird nicht die gesamte Energie der Photonen im Kalorimeter deponiert. Ein Teil wird auch außerhalb, zum Beispiel in den Haltestrukturen deponiert. Die gemessene Energie ist damit kleiner als die Energie der Photonen. Daher wird die gemessene Energie korrigiert. Dazu ist in PandaROOT eine Energie- und Positionsabhängige Korrekturfunktion implementiert. Die nötigen Korrekturen wurden dabei aus Simulationen einzelnen Photonen verschiedener Energien bestimmt.

Im Kalorimeter werden mehr Cluster mit geringer Energie rekonstruiert, als durch die Photonen aus dem Pionzerfall zu erwarten sind. Diese können entstehen, wenn sich bei Ausbildung des elektromagnetischen Schauers Photonen von diesem Schauer entfernen. Dies wird als Splitt-Off bezeichnet. Wenn sich die Photonen weit genug entfernen, können sie einen weiteren getrennten Cluster erzeugen. Bei der Rekonstruktion werden diese dann wie zusätzliche eigenständige Photonen behandelt. Bei den



(a) Richtungsabhängigkeit der Effizienz für μ^-

(b) Richtungsabhängigkeit der Effizienz für μ^+



(c) Impulsabhängigkeit der Effizienz

Abbildung 6.3: Rekonstruktionseffizienz für (Anti-)Myonen in Abhängigkeit vor deren generierter Richtung ((a) und (b)) in den Polarkoordinaten θ und ϕ und des Betrags (6.3c) des generiertem Impulses. Die Abhängigkeit der Effizienz von dem Impulsbetrag ist in blau für μ^- und in rot für μ^+ dargestellt.

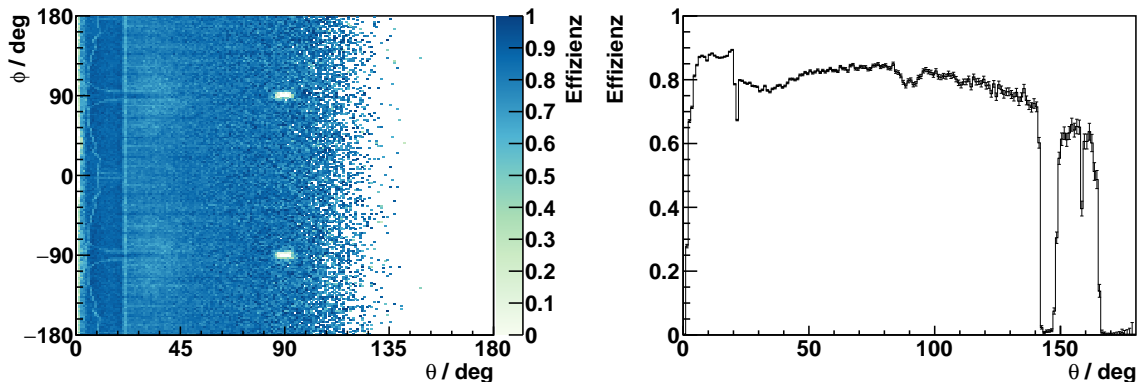


Abbildung 6.4: Rekonstruktionseffizienz für Photonen in Abhängigkeit von der Richtung, in der sie generiert wurden. Links zweidimensional in den Polarkoordinaten θ und ϕ , rechts integriert über ϕ . Für große θ -Winkel war die generierte Statistik nicht ausreichend, um die Effizienz zweidimensional zu bestimmen.

Split-Offs handelt es sich in der Regel um niederenergetische Photonen. Um diese zu unterdrücken, werden daher in dieser Analyse nur Cluster mit einer Energie von mindestens 20 MeV berücksichtigt.

Abbildung 6.4 zeigt die Richtungsabhängigkeit der Photonrekonstruktionseffizienz. Es sind Einbrüche der Effizienz an den Rändern der Vorwärtsendkappe des Kalorimeters bei $\theta \approx 20^\circ$ und bei $\theta \approx 5 \dots 10^\circ$ zu beobachten. Beim Übergang vom Barrel zu der Rückwärtsendkappe bei $\theta \approx 145^\circ$ ist die Effizienz, durch die dort vorhandene Lücke zwischen den Kalorimeterteilen², verschwindend gering. Außerdem sind die Targetdurchführungen bei $\theta \approx 90^\circ$ zu erkennen. Insgesamt ergibt sich eine globale Effizienz von 81 % für die Rekonstruktion für Photonen der hier betrachteten Reaktion.

Die Zuordnung von rekonstruierten zu generierten Teilchen ist für Photonen komplizierter als für die geladenen Teilchen. Photonen können zum Beispiel auf dem Weg zum Kalorimeter durch Paarbildung in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Das Elektron-Positron-Paar kann, wenn sich Elektron und Positron nicht weit trennen, aber dennoch einen Cluster erzeugen, der fast dem des ursprünglichen Photons entspricht. Dies kann der Fall sein, wenn die Paarbildung erst kurz vor dem Kalorimeter stattfindet. Es ist sinnvoll, auch diese Cluster als korrekt rekonstruiert zu betrachten.

Um zu überprüfen, ob ein rekonstruierter Cluster durch ein Photon aus dem Pionzerfall erzeugt wurde, wird zunächst aus den Monte-Carlo-Informationen das Teilchen ermittelt, das in das Kalorimeter eingetreten war und dort den elektromagnetischen Schauer ausgelöst hatte. Dieses Teilchen muss nicht direkt dem Photon aus dem Pionzerfall entsprechen. Es wird lediglich verlangt, dass es durch elektromagnetische Prozesse aus diesem erzeugt wurde. Zusätzlich wird überprüft, dass mindestens 80 % der Energie des ursprünglichen Photons im Cluster gemessen wurden. Sind diese Bedingungen erfüllt, wird das Photon als korrekt rekonstruiert angenommen.

Geladene Teilchen können auch Energie im Kalorimeter deponieren. Wenn eine Spur für diese Teilchen rekonstruiert wurde und die Spur dem Energieeintrag im Kalorimeter zugeordnet werden konnte, wird dieser Energieeintrag nicht als Photon rekonstruiert. Dazu wird die Spur extrapoliert und der kleinste Abstand zur rekonstruierten Clusterposition bestimmt. Ist der Abstand kleiner als 20 cm, so wird angenommen, dass der Kalorimetereintrag von dem geladenen Teilchen stammt. Konnte keine Spur zugeordnet werden, wird der Energieeintrag im Kalorimeter als Photon rekonstruiert. Es kommt vor, dass zu einem Treffer durch ein geladenes Teilchen im Kalorimeter keine Spur zugeordnet werden kann. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn eine Spur gar nicht oder nur schlecht rekonstruiert wurde, wie es im Bereich der Haltestrukturen des STT gehäuft vorkommt. Zusätzlich werden auch im Übergangsbereich

² Die Lücke ist für die Durchführung von Kabeln für die inneren Detektoren notwendig.

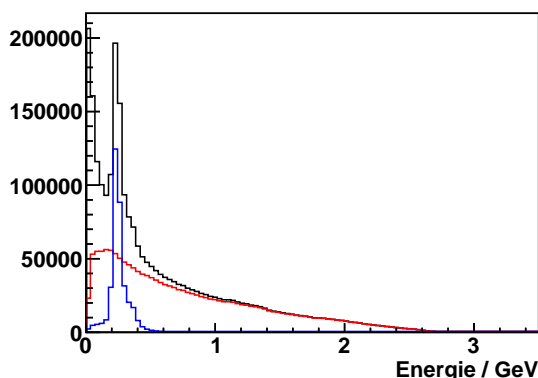


Abbildung 6.5: Energie rekonstruierter Photonen; in schwarz alle rekonstruierten Photonen, in rot korrekt einem primären Photon zugeordnete Einträge und in blau einem Myon zugeordnete Einträge.

der Vorwärtsendkappe zum Barrel des Kalorimeters Energieeinträge des Kalorimeters nicht korrekt einer Spur zugeordnet. Die Zuordnung scheint in diesem Bereich nicht zuverlässig zu funktionieren und sollte weiter überprüft werden.

In dieser Analyse machen sich die inkorrekt als neutrale Teilchen rekonstruierten Energieeinträge durch einen Peak in der Photonenergie bei etwa 220 MeV bemerkbar (Abbildung 6.5). Dies entspricht der Erwartung für die Energiedeposition minimalionisierender Teilchen. In der Selektion des $Z_c(3900)^0$ Zerfalls werden diese falsch rekonstruierten Einträge jedoch verworfen, da mit ihnen die kinematischen Bedingungen nicht mehr erfüllt sind. Insbesondere muss für die Rekonstruktion des J/ψ die Spur der Myonen rekonstruiert werden und es müsste sich ein weiteres Photon finden, mit dem sich zufällig die invariante Masse des Pions ergibt.

6.4 Rekonstruktion von $Z_c(3900)^0$ Zerfällen

Um die Zerfälle des $Z_c(3900)^0$ im Detektor zu identifizieren und von Untergrundereignissen zu unterscheiden, wird zunächst eine Selektion von Ereignissen anhand des simulierten Zerfalls optimiert. Dabei steht zunächst die Auswahl korrekt rekonstruierter Ereignisse im Vordergrund. Um die korrekte Rekonstruktion zu überprüfen, werden die den Photon- und Myon-Kandidaten zugeordneten Monte-Carlo-Teilchen betrachtet und überprüft, ob diese aus dem angenommenen Zerfall stammen.

Kinematische Selektion

Für die Selektion des Z_c werden zunächst die Viererimpulse $p_{J/\psi}$ und p_{π^0} der Zwischenprodukte J/ψ und π^0 berechnet. Diese ergeben sich aus der Summe der Viererimpulse der jeweiligen Zerfallsprodukte. Für die Rekonstruktion des J/ψ werden alle Kombinationen aus einem positiv und einem negativ geladenen Kandidaten betrachtet. Für die Rekonstruktion des π^0 werden alle Kombinationen von zwei neutralen Kandidaten betrachtet. Die Summe der Viererimpulse des J/ψ und des π^0 ergibt dann den Viererimpuls

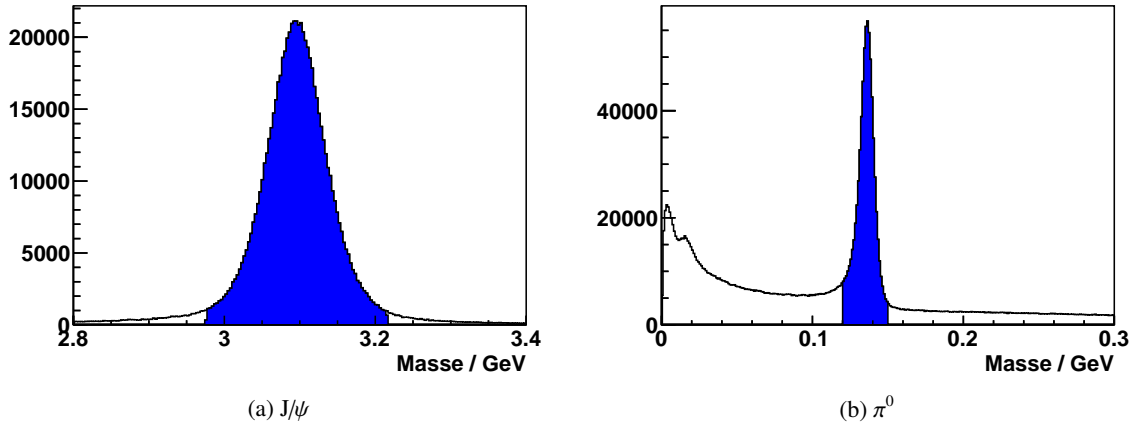


Abbildung 6.6: Verteilung der rekonstruierten Masse des J/ψ und des π^0 . In schwarz alle Kombinationen, in blau der selektierte Bereich.

des $Z_c(3900)^0$. Auch hier werden zunächst alle möglichen Kombinationen betrachtet.

$$p_{J/\psi} = p_{\mu^-} + p_{\mu^+} \quad (6.1)$$

$$p_{\pi^0} = p_{\gamma,1} + p_{\gamma,2} \quad (6.2)$$

$$p_{Z_c} = p_{J/\psi} + p_{\pi^0} \quad (6.3)$$

Abbildung 6.6 zeigt die Verteilung der invarianten Massen von $p_{J/\psi}$ und p_{π^0} . Sowohl für das J/ψ als auch für das π^0 ist ein Peak um deren jeweilige nominelle Masse zu sehen. Da keine Einschränkung auf die Anzahl der rekonstruierten Teilchen gemacht wird, kann auch mehr als eine Kombination für das J/ψ und π^0 für ein Ereignis rekonstruiert werden. Dies ist in 11,6 % der Ereignisse für das J/ψ der Fall, für das π^0 sogar in 43,2 % der Ereignisse. Es werden Kombinationen selektiert, bei denen die invariante Masse nicht mehr als 120 MeV für J/ψ und 15 MeV für π^0 von der Nominalmasse abweicht. Dies entspricht der dreifachen Gauß-Breite der Peaks.

Für den Impuls p_{Z_c} des $Z_c(3900)^0$ ergeben sich weitere Bedingungen. Dieser muss dem Impuls des Schwerpunktsystems von Proton und Antiproton entsprechen. Der Impuls des Schwerpunktsystems beträgt in dieser Simulation 7,1 GeV entlang der Strahlachse. Abbildung 6.7 zeigt die rekonstruierten Impulse. Es wird auf einen Impuls, wieder entsprechend der dreifachen Breite, von 6,6 GeV bis 7,6 MeV entlang der Strahlachse und weniger als 0,3 GeV senkrecht dazu geschnitten. Die Impulse des J/ψ und π^0 müssen eine weitere Bedingung erfüllen. Da der Transversalimpuls des Z_c verschwindet, muss der Transversalimpuls von J/ψ und π^0 in entgegengesetzte Richtungen zeigen. Daraus folgt, dass die Differenz der Azimutwinkel ϕ der J/ψ - und π^0 -Impulse 180° beträgt. Abbildung 6.8 zeigt die Verteilung der rekonstruierten ϕ -Differenz. Für die Selektion wird verlangt, dass die Differenz entsprechend der dreifachen Peakbreite zwischen 170° und 190° liegt.

Abbildung 6.9 zeigt die rekonstruierte Masse des Schwerpunktsystems und damit des Z_c . Aus der Breite einer angepassten Gaußfunktion ergab sich eine Auflösung für die Masse von etwa 55 MeV. Es wurden Ereignisse in einem Bereich von ± 165 MeV um die Z_c -Masse selektiert.

Durch diese Selektion werden etwa 450 000 Z_c -Kandidaten von 960 000 generierten rekonstruiert. In weniger als 0,6 % der Fälle wird mehr als eine Kombination für das Z_c rekonstruiert.

6.4 Rekonstruktion von $Z_c(3900)^0$ Zerfällen

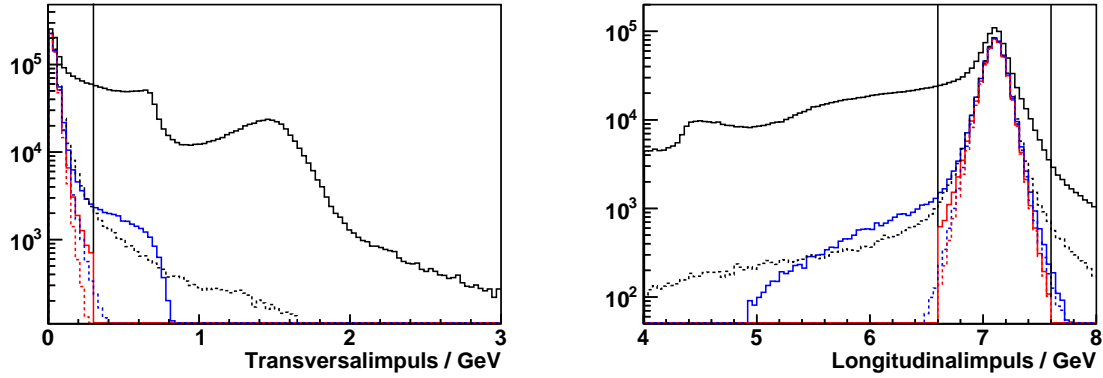


Abbildung 6.7: Rekonstruierte Impulse des $Z_c(3900)^0$ transversal und longitudinal zur Strahlrichtung. Alle rekonstruierten Ereignisse in schwarz, nach Schnitt auf die J/ψ und π^0 Masse in blau. Nach dem Schnitt auf den Impuls und die Azimutwinkeldifferenz in rot. Als gestrichelte Linien sind die Verteilungen der vollständig korrekt zugeordneten Kombinationen eingetragen. Die vertikalen Linien zeigen die Schnittgrenzen.

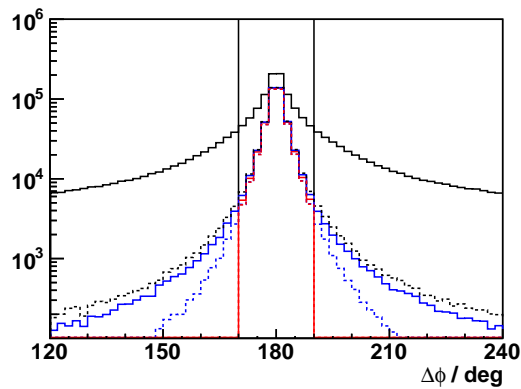


Abbildung 6.8: Azimutwinkeldifferenz der rekonstruierten J/ψ und π^0 Impulse. Alle rekonstruierten Ereignisse in schwarz, nach Schnitt auf die J/ψ und π^0 Masse in blau. Nach dem Schnitt auf den Impuls und die Azimutwinkeldifferenz in rot. Als gestrichelte Linien sind die Verteilungen der vollständig korrekt zugeordneten Kombinationen eingetragen. Die vertikalen Linien zeigen die Schnittgrenzen.

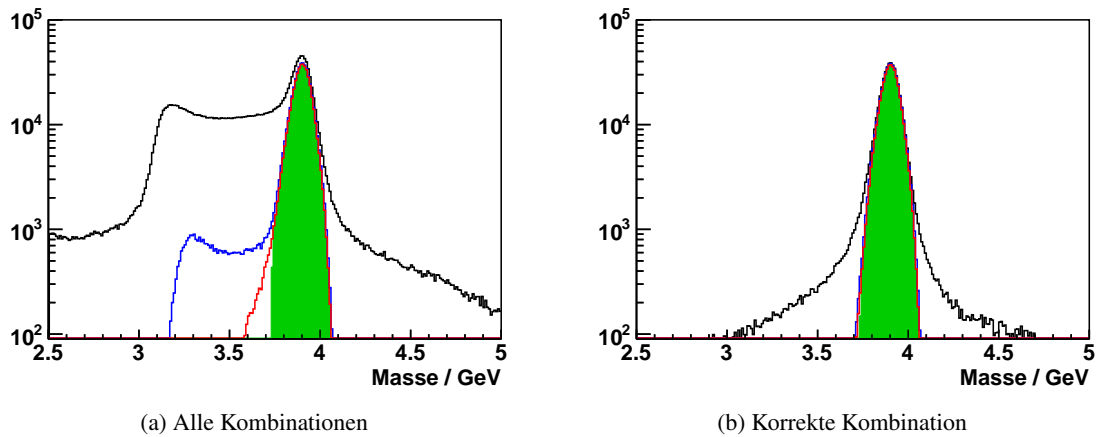


Abbildung 6.9: Verteilung der rekonstruierten $Z_c(3900)^0$ Masse für alle rekonstruierten Kombinationen und korrekt rekonstruierte Kombinationen. In schwarz ohne Selektion, in blau nach Selektion der J/ψ und π^0 Massen, in rot nach der Impulsselektion. In grün ist der selektierte Massenbereich dargestellt.

Teilchenidentifikation

Neben der Möglichkeit, die Reaktion durch kinematische Bedingungen auszuwählen, können auch die Informationen verschiedener Detektoren zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Für diese Analyse ist dabei die Identifikation von Myonen durch die Myondetektoren (siehe auch Kapitel 2.2.8) interessant. In Proton-Antiproton-Annihilationen werden häufig Pionen erzeugt, die durch ihre ähnliche Masse kinematisch nur schwer von Myonen zu unterscheiden sind. Die Myondetektoren erlauben diese Unterscheidung.

Die Myonkammern messen die Eindringtiefe der Teilchen in das Eisenjoch des Magneten. Während Pionen in den ersten Lagen des Myondetektors gestoppt werden, können Myonen sehr tief eindringen oder sogar den Detektor durchdringen. Wird für eine rekonstruierte Spur eine ausreichende Eindringtiefe gemessen, wird die Spur als Myon identifiziert, andernfalls wird die Myonhypothese verworfen.

In dieser Simulation wird in etwa 83,2 % der Fälle ein rekonstruiertes Myon korrekt als solches identifiziert. Für 7,5 % kann der rekonstruierten Spur kein Treffer in den Myondetektoren zugeordnet werden. In 9,3 % der Fälle wird das Myon nicht als solches identifiziert. Abbildung 6.10 zeigt die räumliche Verteilung und die Impulsabhängigkeit der Myonidentifikation. Es ist zu erkennen, dass die Identifikation im Übergangsbereich von Targetspektrometer zu Vorwärtsspektrometer bei $\theta \approx 10^\circ$ Lücken aufweist. Ebenso sind bei $\theta \approx 90^\circ$ zwei größere Bereiche mit verschwindender Identifikationseffizienz zu beobachten. Diese werden durch Aussparungen für das Targetsystem im Magnetjoch und den Myonkammern verursacht. Die Lücken bei $\phi \approx \pm 90^\circ$ stammen von den Haltestrukturen für die Trackingdetektoren des Targetspektrometers, hier war bereits die Rekonstruktionseffizienz der Myonen verschwindend klein (siehe Kapitel 6.2). Die Impulsabhängigkeit der Identifikationseffizienz ist durch die Korrelation von Impuls und Richtung der Myonen nicht flach. Bei hohen Impulsen ist durch das vertikale Magnetfeld im Vorwärtsspektrometer und die damit verbundene unterschiedliche Ablenkung ein kleiner Unterschied zwischen Myonen und Antimyonen zu sehen. Zusätzlich werden generell nur (Anti-)Myonen ab einem Impuls von etwa 0,65 GeV/c identifiziert. Bei kleineren Impulsen werden die Myonen bereits vor dem Erreichen der Myonkammern gestoppt.

Unter der Bedingung, dass beide Myonen durch die Myonkammern identifiziert wurden, sinkt die Rekonstruktionseffizienz für die vollständige Rekonstruktion des $Z_c(3900)^0$ auf 33,3 %. Die Teilchen-

6.4 Rekonstruktion von $Z_c(3900)^0$ Zerfällen

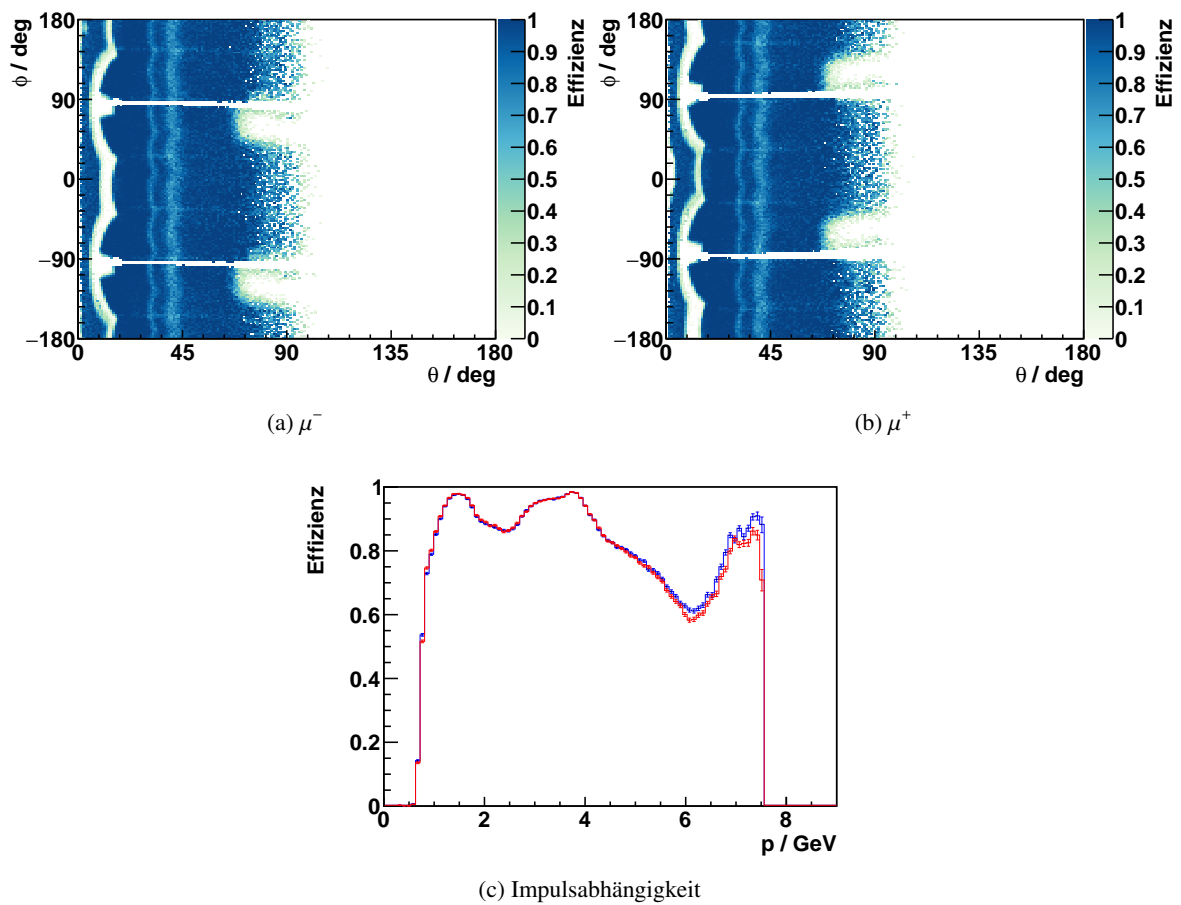


Abbildung 6.10: Identifikationseffizienz für (Anti-)Myonen in Abhängigkeit der Richtung ((a) und (b)) in den Polarkoordinaten θ und ϕ und des Betrags ((c)) des Impulses mit dem sie generiert wurden. Die Abhängigkeit der Effizienz von dem Impulsbetrag ist in blau für μ^- und in rot für μ^+ dargestellt.

	Z _c -Kandidaten		
	alle Kand.	korrekte Kand.	Effizienz
generiert	963 648	963 648	100 %
rekonstruiert	2 399 534	521 428	(54,1 ± 0,1) %
π^0 -, J/ψ-Masse	505 808	450 424	(46,7 ± 0,1) %
Z _c -Impuls	452 051	431 131	(44,7 ± 0,1) %
Z _c -Masse	446 446	430 594	(44,7 ± 0,1) %
Myon-PID	332 867	320 453	(33,3 ± 0,1) %

Tabelle 6.1: Anzahl der Z_c-Kandidaten in der Rekonstruktion nach den verschiedenen Selektionen. Die korrekten Kandidaten wurden anhand der Monte-Carlo-Information identifiziert.

identifikation ist von den kinematischen Schnitten weitgehend unabhängig. Daher sinkt mit dem Schnitt auf die Teilchenidentifikation die Rekonstruktionseffizienz weiter. Tabelle 6.1 zeigt den Einfluss der verschiedenen Schnitte auf die Rekonstruktionseffizienz. Bereits durch den Schnitt auf die Massen von J/ψ und π^0 werden falsche und schlecht rekonstruierte Kombinationen stark unterdrückt. Die weiteren kinematischen Schnitte haben durch diese Vorselektion nur noch einen vergleichsweise kleinen Einfluss auf die Anzahl der rekonstruierten Kandidaten, insbesondere der korrekten Kombinationen.

6.5 Rekonstruktion von Untergrundereignissen

Um zu überprüfen, wie gut die Selektion des $Z_c(3900)^0$ eine Unterscheidung von Untergrundereignissen ermöglicht, wird die Selektion auch auf die simulierten Untergrundereignisse angewendet.

Zunächst wird die Simulation von verschiedenen möglichen Untergrundkanälen mit dem DPM-Generator ausgewertet. Nach der Anwendung der kinematischen Schnitte werden von 500 000 simulierten Ereignissen 17 Kandidaten für ein Z_c rekonstruiert. In Tabelle 6.2 finden sich die Anzahlen der generierten Ereignisse und der rekonstruierten Z_c-Kandidaten für ausgewählte Endzustände. Wurde zusätzlich zu den kinematischen Schnitten eine korrekte Teilchenidentifikation verlangt, werden keine Z_c-Kandidaten rekonstruiert. Nur für den Endzustand $\pi^+\pi^0\pi^-$ werden (vor der Teilchenidentifikation) Z_c-Kandidaten rekonstruiert. Dieser Endzustand ist sehr ähnlich zu dem Zerfall des Z_c. Es werden lediglich die Myonen durch Pionen ersetzt.

Um diesen Zerfallskanal näher zu untersuchen, wurden weitere 500 000 Ereignisse $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-$ simuliert und rekonstruiert. Dabei ergeben sich nach den kinematischen Schnitten $\approx 16\,000$ Z_c-Kandidaten. Nach der Identifikation der Myonen, wie im vorigen Kapitel beschrieben, bleiben noch 22 übrig. Damit ergibt sich eine Untergrundeffizienz von $4,4 \cdot 10^{-5}$ für diesen Endzustand. Dies zeigt, dass die Myondetektoren zur Teilchenidentifikation essentiell sind, um Signalereignisse von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Untergrundereignissen zu unterscheiden.

Abbildungen 6.11 und 6.12 zeigen die Verteilungen der rekonstruierten π^0 , J/ψ und Z_c(3900)⁰ Massen für die beiden Untergrundsimulationen. In beiden Fällen ist in der Massenverteilung der π^0 -Kandidaten ein Peak bei der π^0 -Masse zu erkennen. Dies ist nicht unerwartet, da in den Untergrundsimulationen auch π^0 generiert wurden. Es zeigt jedoch, dass der Schnitt auf die π^0 -Masse eine schlechtere Selektionswirkung hat als der auf die J/ψ-Masse. Anders als für die Simulation der Signalereignisse hatten die weiteren kinematischen Selektionen eine deutliche Auswirkung und konnten den Untergrund noch weiter reduzieren.

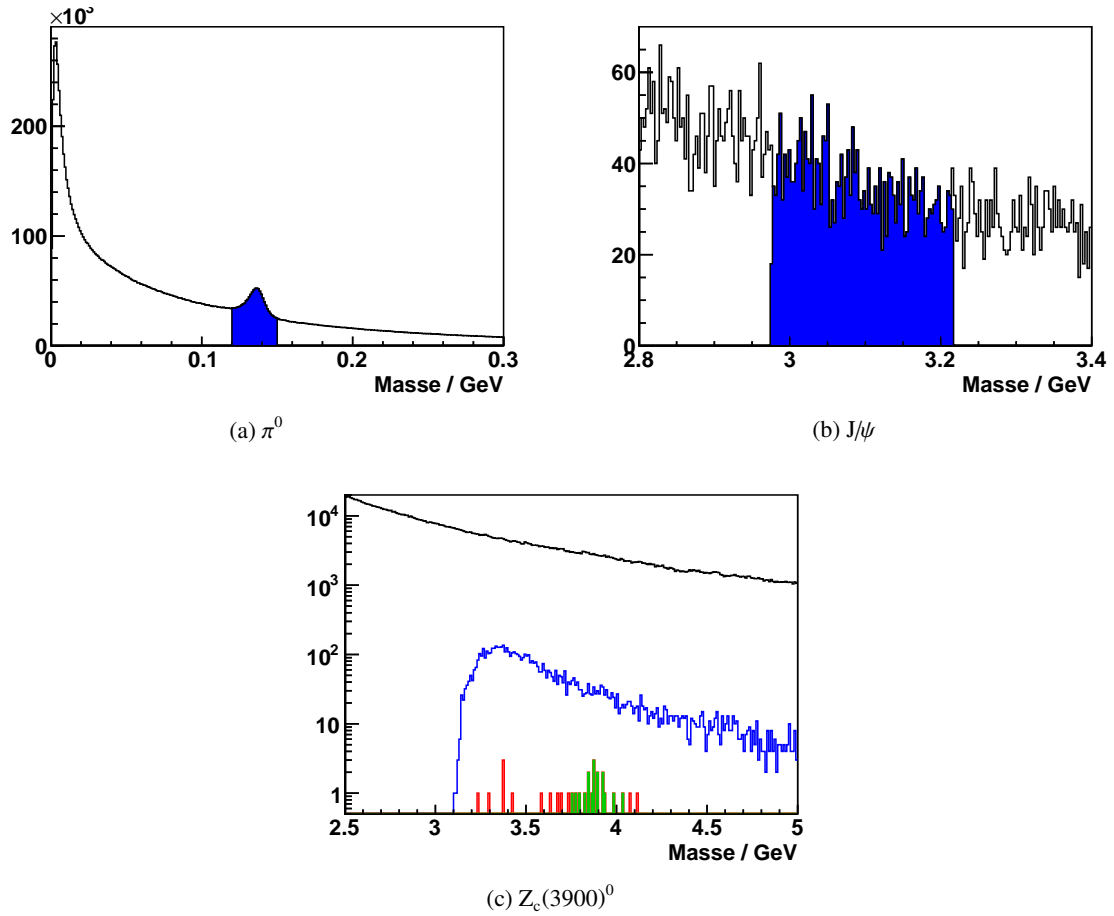


Abbildung 6.11: Invariante Massen der π^0 , J/ψ und $Z_c(3900)^0$ Kandidaten in der DPM-Untergrundsimulation nach den kinematischen Selektionsschritten. In schwarz ohne Selektion, in blau nach der Selektion von π^0 und J/ψ Massen. Für die Z_c Masse in rot nach der Impulsselektion und in grün der selektierte Z_c -Massenbereich.

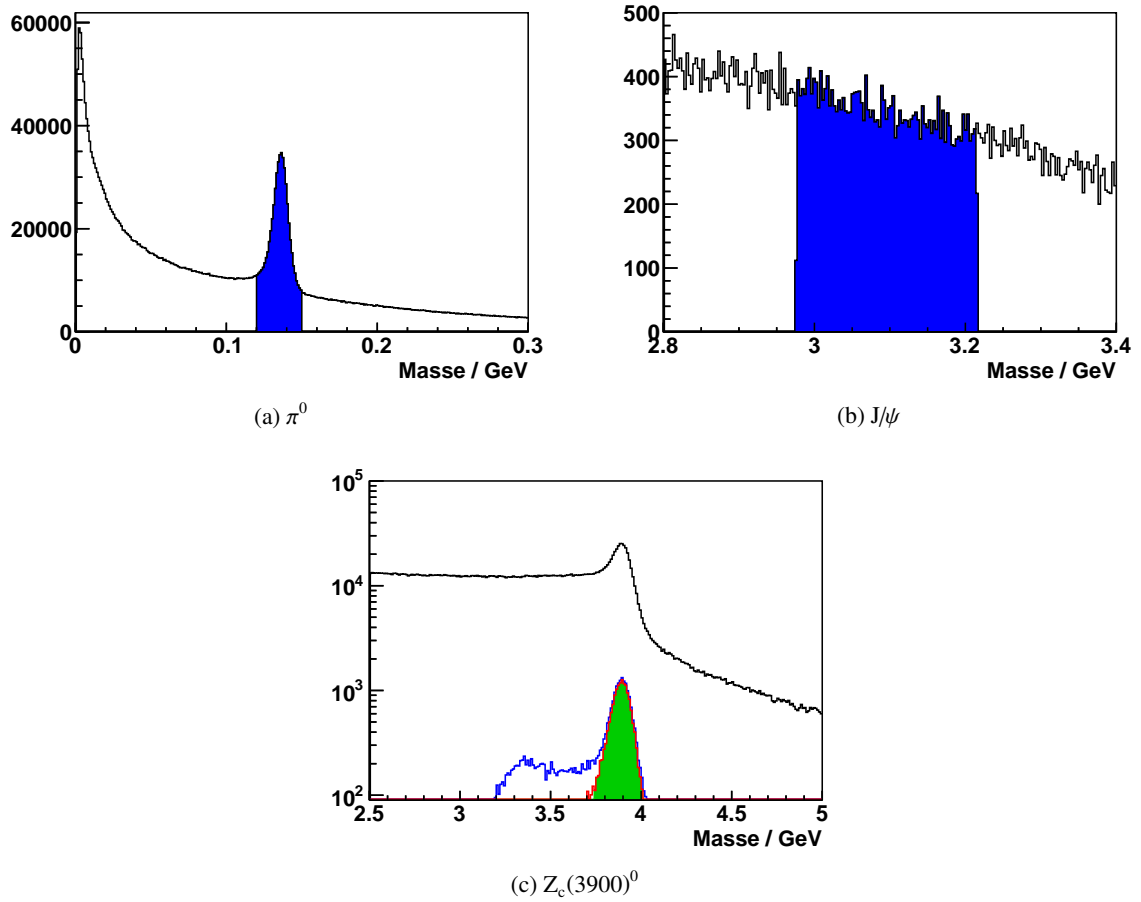


Abbildung 6.12: Invariante Massen der π^0 , J/ψ und $Z_c(3900)^0$ Kandidaten in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Untergrundsimulation nach den kinematischen Selektionsschritten. In schwarz ohne Selektion, in blau nach der Selektion von π^0 und J/ψ Massen. Für die Z_c Masse in rot nach der Impulsselektion und in grün der selektierte Z_c -Massenbereich.

DPM-Generator					
Endzustand	generiert	rekonstruiert		Untergrundeffizienz	
		kin. Schitte	PID Schitte	kin. Schitte	PID Schitte
Alle	500 000	17	0	$(3,4^{+0,9}_{-0,8}) \cdot 10^{-5}$	$<4,6 \cdot 10^{-6}$
$p \bar{p}$	118 445	0	0	$<2,0 \cdot 10^{-5}$	$<2,0 \cdot 10^{-5}$
$p \bar{p} \pi^+ \pi^-$	22 046	0	0	$<1,1 \cdot 10^{-4}$	$<1,1 \cdot 10^{-4}$
$p \bar{p} \pi^0$	17 697	0	0	$<1,3 \cdot 10^{-4}$	$<1,3 \cdot 10^{-4}$
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	1399	0	0	$<1,6 \cdot 10^{-3}$	$<1,6 \cdot 10^{-3}$
$\pi^+ \pi^0 \pi^-$	774	17	0	$(2,2^{+0,6}_{-0,5}) \%$	$<3,0 \cdot 10^{-3}$

Evt-Generator					
Endzustand	generiert	rekonstruiert		Untergrundeffizienz	
		kin. Schitte	PID Schitte	kin. Schitte	PID Schitte
$\pi^+ \pi^0 \pi^-$	500 000	15 853	22	$(3,17 \pm 0,03) \%$	$(4,4^{+1,0}_{-0,9}) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.2: Anzahl generierter und rekonstruierter Ereignisse für verschiedene Endzustände in der Untergrundsimulation. Die Zahl der rekonstruierten Ereignisse ist nach den kinematischen Schnitten und nach zusätzlichen Schnitten auf die Teilchenidentifikation angegeben. Die Untergrundeffizienzen sind mit ihren statistischen Fehlern angegeben. Obergrenzen sind für ein Konfidenzniveau von 90 % angegeben.³

6.6 Abschätzung der Messdauer

In der Simulation wurde eine Rekonstruktionseffizienz für die Reaktion $p\bar{p} \rightarrow Z_c(3900)^0 \rightarrow J/\psi\pi^0 \rightarrow \mu^-\mu^+\gamma\gamma$ von $\epsilon_{J/\psi\pi^0} = (33,3 \pm 0,1) \%$ erreicht. Von den untersuchten Untergrundreaktionen wurden nur Beiträge von der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ gefunden. Für diese Reaktion wurde eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von $\epsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0} = (4,4^{+1,0}_{-0,9}) \cdot 10^{-5}$ festgestellt.

Das $Z_c(3900)^0$ wird als Peak im Wirkungsquerschnitt $p\bar{p} \rightarrow J/\psi\pi^0$ erwartet. Es wurde eine Abschätzung der Messzeit, die benötigt wird, um das $J/\psi\pi^0$ Signal mit einer gegebenen Signifikanz zu messen, durchgeführt. Um das Signal des Z_c von nichtresonanter Produktion von $J/\psi\pi^0$ zu unterscheiden, sind mehrere Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien nötig. Der Wirkungsquerschnitt für die nicht resonante Produktion ist unbekannt und wurde hier für die Abschätzung der Messzeit vernachlässigt.

Zunächst wird der erwartete Untergrund bestimmt. Da kein Messwert für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ der Untergrundreaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ bei der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 3,9 \text{ GeV}$ vorliegt, wurde der DPM-Generator zur Abschätzung verwendet. Der Anteil dieser Reaktion am totalen Wirkungsquerschnitt beträgt in der Simulation $(\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}/\sigma_{tot})_{DPM} = 0,155 \%$. Der totale Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{tot} \approx 58 \text{ mb}$ [PDG18]. Damit ergibt sich $\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0} \approx 90 \mu\text{b}$.

Für die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 3,55 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 4,29 \text{ GeV}$ gibt es mit $\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}(3,55 \text{ GeV}) = (120 \pm 10) \mu\text{b}$ [Bra+75] und $\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}(4,29 \text{ GeV}) = (30 \pm 10) \mu\text{b}$ [War+80] Messungen des Wirkungsquerschnitts. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 3,86 \text{ GeV}$ wurde nur eine obere Grenze von

³ Die Obergrenzen wurden basierend auf dem kürzesten Intervall bei Annahme bayesischer Statistik und einem konstanten Prior berechnet, implementiert in TEfficiency[BR97].

Kapitel 6 Rekonstruktion des $Z_c(3900)^0$

$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}(3,86 \text{ GeV}) < 290 \mu\text{b}$ gefunden [Fer+68]. Die Abschätzung von $\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0} \approx 90 \mu\text{b}$ bei $\sqrt{s} = 3,9 \text{ GeV}$ ist damit realistisch.

Mit der von PANDA angestrebten Luminosität von $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} / \text{cm}^2 \text{s}^4$ werden 18 000 $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Endzustände pro Sekunde erzeugt. Bei einer Untergrundeffizienz von $\epsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0} = 4,4 \cdot 10^{-5}$ beträgt die Detektionsrate damit

$$R_{\pi^+\pi^-\pi^0} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot \epsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0} \quad (6.4)$$

$$= 0,8 / \text{s} . \quad (6.5)$$

Für die Signalreaktion $p\bar{p} \rightarrow J/\psi\pi^0$ ergibt sich eine ähnliche Abschätzung der Detektionsrate $R_{J/\psi\pi^0}$. Da in der Simulation der Signalreaktion nur die Zerfallskanäle $J/\psi \rightarrow \mu^-\mu^+$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ betrachtet wurden, ist die Effizienz noch um die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse $BR(J/\psi \rightarrow \mu^-\mu^+)$ und $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ untersetzt. Es ergibt sich

$$R_{J/\psi\pi^0} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{J/\psi\pi^0} \cdot \epsilon_{J/\psi\pi^0} \cdot BR(J/\psi \rightarrow \mu^-\mu^+) \cdot BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \quad (6.6)$$

$$= 0,0039 / \text{nbs} \cdot \sigma_{J/\psi\pi^0} \quad (6.7)$$

mit dem unbekanntem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{J/\psi\pi^0}$ für die Signalreaktion.

Für die Anzahl der in einer gegebenen Messzeit t zu erwartenden rekonstruierten Signalereignisse S und Untergrundereignisse U ergibt sich damit:

$$S = R_{J/\psi\pi^0} \cdot t \quad (6.8)$$

$$U = R_{\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot t . \quad (6.9)$$

Die zu erwartenden statistischen Unsicherheiten der Messung sind:

$$\Delta S = \sqrt{S} \quad (6.10)$$

$$\Delta U = \sqrt{U} \quad (6.11)$$

$$\Delta(S + U) = \sqrt{\Delta S^2 + \Delta U^2} = \sqrt{S + U} . \quad (6.12)$$

Für die weitere Abschätzung wird angenommen, dass der Erwartungswert U für die Anzahl der Untergrundereignisse bekannt ist. Dieser kann durch die Messung der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ bestimmt werden, unter der Voraussetzung, dass die Effizienz der Myonidentifikation gut genug bekannt ist. Eine weitere Möglichkeit ist die Messung des Untergrunds bei anderen Schwerpunktsenergien ohne Beitrag des $Z_c(3900)^0$ Signals.

Das erwartete Signifikanzniveau Σ als Vielfaches der erwarteten Unsicherheit für die Detektion einer

⁴ Dies ist die volle Luminosität im High Luminosity Mode des HESR.

Schnittbreite	Signaleffizienz	Untergrundeffizienz
240 MeV	33,3 %	$4,4 \cdot 10^{-5}$
160 MeV	31,1 %	$3,0 \cdot 10^{-5}$
80 MeV	22,3 %	$1,8 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.3: Rekonstruktionseffizienz für Signalereignisse und 3π -Untergrundereignisse abhängig von der Breite des Schnitts auf die J/ψ -Masse.

Signalhöhe S zusätzlich zu den Untergrundereignissen U ergibt sich damit zu

$$\Sigma = \frac{S}{\Delta(S + U)} \quad (6.13)$$

$$= \frac{S}{\sqrt{S + U}} \quad (6.14)$$

$$= \frac{R_{J/\psi\pi^0} \cdot t}{\sqrt{R_{J/\psi\pi^0} \cdot t + R_{\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot t}} \quad (6.15)$$

$$= \frac{R_{J/\psi\pi^0} \cdot \sqrt{t}}{\sqrt{R_{J/\psi\pi^0} + R_{\pi^+\pi^-\pi^0}}} \quad (6.16)$$

Aufgelöst nach der Messzeit t folgt

$$t = \frac{\Sigma^2 \cdot (R_{J/\psi\pi^0} + R_{\pi^+\pi^-\pi^0})}{R_{J/\psi\pi^0}^2} \quad (6.17)$$

Ist die Rate der Signalereignisse $R_{J/\psi\pi^0}$ deutlich kleiner als die Untergrundrate $R_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, hängt die für eine gegebene Signifikanz Σ benötigte Messzeit quadratisch von der inversen Signalrate und linear von der Untergrundrate ab. Ist umgekehrt die Untergrundrate klein gegenüber der Signalrate, hängt die Messzeit linear von der inversen Signalrate und nur schwach von der Untergrundrate ab.

Abbildung 6.13 zeigt den Zusammenhang von Signalwirkungsquerschnitt, Messzeit und erwarteter Signifikanz. Ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{J/\psi\pi^0}$ für die Reaktion $p\bar{p} \rightarrow J/\psi\pi^0$ größer als 2 nb, liegt die erwartete Messzeit für eine Signifikanz von 5σ in dem Zerfallskanal $J/\psi\pi^0 \rightarrow \mu^-\mu^+\gamma\gamma$ bei wenigen Tagen bis Stunden. Für kleinere Wirkungsquerschnitte steigt die Messzeit stark an, so dass unter 0,4 nb eine Messzeit von über 100 Tagen benötigt wird.

Es ist möglich, die Analyse weiter zu optimieren, um die benötigte Messzeit zu verkürzen. In dieser Analyse wurden die kinematischen Schnitte gewählt, um eine möglichst große Rekonstruktionseffizienz zu erhalten. Durch engere Schnitte sinkt die Rekonstruktionseffizienz, aber die Untergrundunterdrückung kann verbessert werden. Dies gilt insbesondere für den Schnitt auf die Masse der J/ψ -Kandidaten. Hier zeigt die Untergrundverteilung im Gegensatz zu der Signalverteilung keinen Peak. In allen anderen betrachteten Verteilungen hingegen verhalten sich Untergrund und Signal sehr ähnlich. Da die Signalrate stärker in die Messzeit eingeht als die Untergrundrate, ist es daher nicht sinnvoll, die Schnitte für diese Verteilungen enger zu wählen.

Tabelle 6.3 zeigt, wie sich die Rekonstruktionseffizienzen mit der Breite des Schnitts auf die J/ψ -Masse verändern.

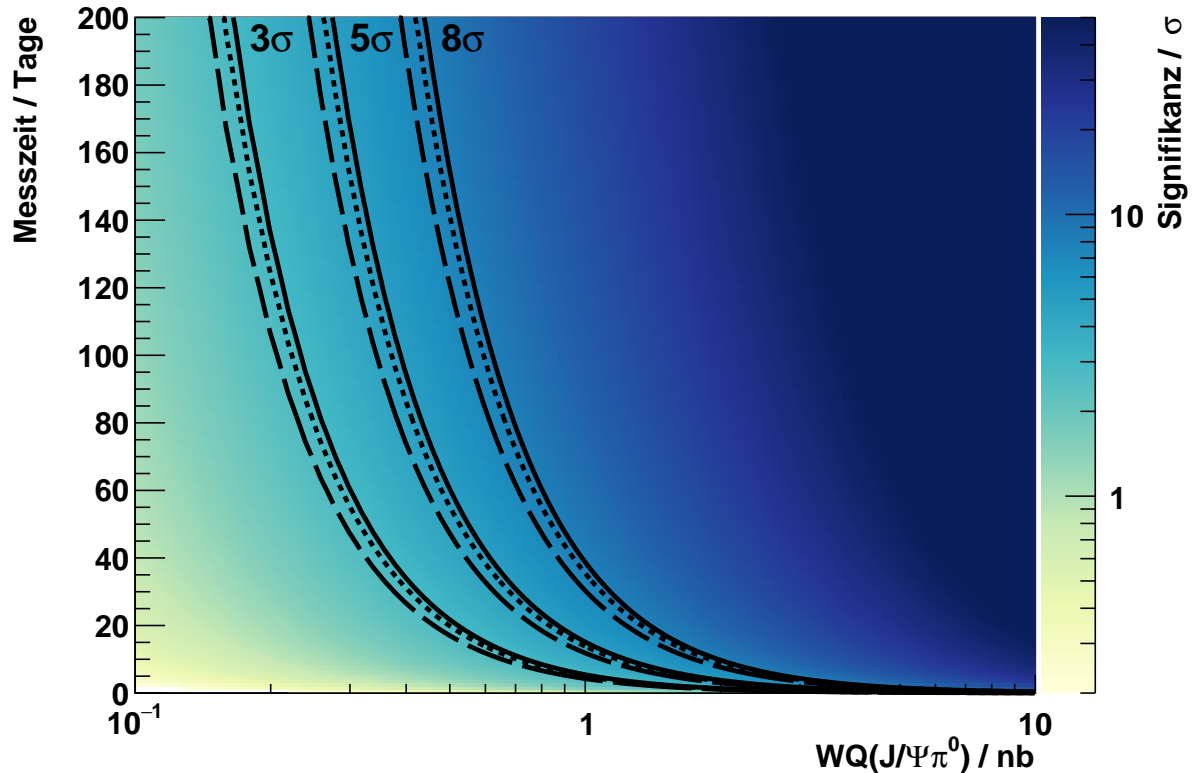


Abbildung 6.13: Statistische Signifikanz zur Detektion eines $J/\psi\pi^0$ Signals im Zerfallskanal $J/\psi\pi^0 \rightarrow \mu^-\mu^+\gamma\gamma$ abhängig von der Messzeit und dem totalen Produktionswirkungsquerschnitt $WQ(p\bar{p} \rightarrow J/\psi\pi^0)$. Als Linien eingezeichnet ist die benötigte Messzeit, um ein Signifikanzniveau von 3σ , 5σ und 8σ zu erreichen. Zusätzlich sind diese Kurven für unterschiedliche Breiten der J/ψ -Massenselektion eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien entsprechen einer Schnittbreite von 240 MeV, die gestrichelten Linien einer Breite von 160 MeV und die gepunkteten Linien einer Breite von 80 MeV.

Abbildung 6.13 zeigt die Auswirkung der Breite des J/ψ -Massenschnitts auf den Zusammenhang von Signalwirkungsquerschnitt, Messzeit und Signifikanz. Wird die Breite von 240 MeV auf 160 MeV verkleinert, so kann eine gegebene Signifikanz in kürzerer Messzeit erreicht werden. Bei einer Breite von 80 MeV wird wieder eine größere Messzeit benötigt.

Die genaue Abhängigkeit der Effizienzen von der Schnittbreite wird von der kinematischen Verteilung⁵ der Ereignisse abhängen. Daher kann eine Optimierung der Schnittbreiten erst erfolgen, wenn diese Verteilungen gemessen wurden.

Es sind weitere Möglichkeiten, die Signaleffizienz zu verbessern oder Untergrundereignisse stärker zu unterdrücken, denkbar, die nicht in dieser Arbeit untersucht wurden. Dazu zählt der Einsatz eines kinematischen Fits. Wird etwa die Energie- und Impulserhaltung des Gesamtsystems im Fit gefordert, könnte dies die Massenauflösung des J/ψ verbessern. Dies würde engere Schnitte auf die Masse erlauben und eine bessere Untergrundunterdrückung bei gleicher Signaleffizienz ergeben.

In dieser Arbeit wurde nur der Zerfall des J/ψ in $\mu^-\mu^+$ betrachtet. Dieser hat nur ein Verzweigungsverhältnis von etwa 6%. Die Inklusion weiterer Zerfälle des J/ψ eröffnet daher eine gute Möglichkeit,

⁵ In dieser Simulation wurden nur Phasenraumverteilungen angenommen, insbesondere wurden keine Resonanzen in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Untergrundsimulation berücksichtigt.

die Rate der detektierten $J/\psi\pi^0$ Ereignisse zu erhöhen. Der Zerfall $J/\psi \rightarrow e^-e^+$ mit einem Verzweigungsverhältnis von auch etwa 6 % ist dabei am aussichtsreichsten, da dieser sich durch die Identifikation der Elektronen/Positronen von den hadronischen Untergrundereignissen unterscheiden lässt.

Die Messung des $Z_c(3900)^0$ mit dem PANDA-Experiment wäre keine exklusive Messung. Der Schwerpunktsenergiebereich um 3900 MeV ist für viele Messungen interessant. So liegt zum Beispiel das $\chi_{c1}(3872)$ nur knapp unterhalb dieser Energie. Die Schwelle für die Produktion von $D\bar{D}^*/D^*\bar{D}$ -Paaren liegt mit 3872 MeV für neutrale und 3880 MeV für geladene Mesonen ebenfalls in diesem Bereich. Durch die Kombination verschiedener Messungen bei gleicher Schwerpunktsenergie lässt sich die Messzeit des PANDA-Experiments effektiv nutzen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel des PANDA-Experiment ist es, zu einem besseren Verständnis der starken Wechselwirkung beizutragen. Im PANDA-Experiment sollen dazu Antiproton-Proton-Kollisionen untersucht werden. Dazu wird an FAIR ein Antiprotonstrahl mit einem Impuls von bis zu 15 GeV/c zur Verfügung stehen. Die dabei entstehenden Reaktionsprodukte sollen mit einem anspruchsvollen Detektorsystem vermessen werden. Dieses beinhaltet eine Vielzahl an einzelnen Subdetektoren, die verschiedene Aufgaben übernehmen. Dazu gehören die Bestimmung von Zeitinformationen, Impulsen geladener Teilchen, die genaue Bestimmung der Entstehungsorte und die Unterscheidung von Teilchensorten sowie die Messung der Energie von Photonen und Elektronen mit elektromagnetischen Kalorimetern.

Das Kalorimeter des im Targetspektrometers des Experiments wird aus etwa 15 500 Bleiwolframatkristallen bestehen. Das Szintillationslicht der Kristalle wird von APDs und VPTTs in elektrische Signale umgesetzt. Diese werden von SADCs digitalisiert.

Zur Entwicklung des Kalorimeters wurden verschiedene Prototypen gebaut und getestet. Die Energieauflösung für kleine Photonenergien mit einem Prototypen des Barrelkalorimeters und die Positionsauflösung bei hohen Energien mit einem Prototypen der Vorwärtsendkappe des Kalorimeters untersucht. Statt der angestrebten Energieauflösung von 2,2 % bei einer Photonenergie von 1 GeV wurde eine Auflösung von 2,5 % erreicht. Die Simulation des Kalorimeters wurde erweitert, um die Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute der Kristalle des Barrelkalorimeters berücksichtigen zu können. Diese wurde als ein wichtiger Beitrag zur Energieauflösung identifiziert. Die Positionsauflösung des Prototyps der Vorwärtsendkappe lag zwischen 0,9 mm und 2,2 mm und konnte damit die Anforderungen sehr gut erfüllen. Die in den Testmessungen beobachteten Energie- und Positionsaufösungen haben gezeigt, dass ein Kalorimeter aus Bleiwolframatkristallen die Anforderungen des PANDA-Experiments mit einer kleinen Verbesserung der Energieauflösung erfüllen kann.

Allen Messungen mit den Prototypen gemeinsam war die Wichtigkeit der Positionierung der Detektoren. Die Effekte einer Verschiebung oder Verkippung der Detektoren waren dabei im Vergleich mit den Simulationen deutlich beobachtbar. Beim Aufbau der Kalorimetermodule und dem Einbau dieser in den PANDA-Detektor sollte daher genau auf deren Positionierung geachtet werden und diese nach Einbau detailliert vermessen werden.

Um das gesamte Detektorsystem und das Zusammenspiel der unterschiedlichen Komponenten zur Messung von neutralen und geladenen Teilchen zu betrachten, wurde eine Simulation des Zerfalls $Z_c(3900)^0 \rightarrow J/\psi \pi^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ \gamma \gamma$ durchgeführt. Bei dem $Z_c(3900)^0$ handelt es sich um einen Kandidaten für einen $4q$ -Zustand. Als größter Untergrundbeitrag wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ identifiziert. Anhand dieses Beispiels wurde gezeigt, dass PANDA in der Lage sein wird, neue Erkenntnisse zur Spektroskopie von exotischen Zuständen zu liefern.

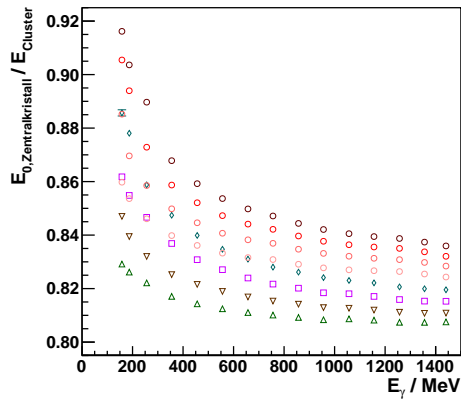
Das Programm des PANDA-Experiments beinhaltet noch viele weitere Messungen, zum Beispiel die Messung von Formfaktoren des Protons und die Spektroskopie von Baryonen und Mesonen. Diese Daten werden dazu beitragen, eine experimentelle Grundlage zu schaffen, anhand derer unser Verständnis der QCD verbessert werden kann.

Anhang A

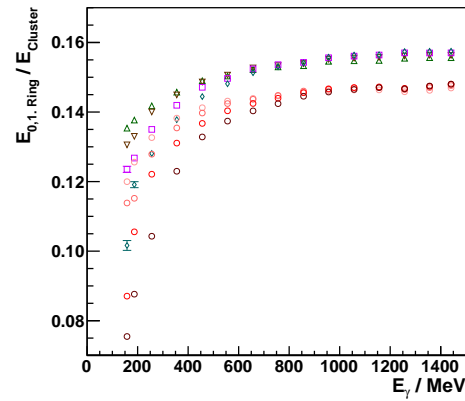
Energieverteilungen im Proto60

Zu den Messungen mit dem Proto60 an MAMI wurden Simulationen unter Variation verschiedener Parameter durchgeführt (siehe Kapitel 4.4.3). Im Folgenden sind die Energieverteilungen des Zentralkristalls und des ersten Rings gezeigt. Beginnend mit einer Rekonstruktionsschwelle von 3 MeV, einem Rauschen von 1,5 MeV, einer Strahlbreite von $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$, einer Lichtausbeute von 55 Photonen pro MeV und einer Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute von 18 % wurden diese Parameter einzeln variiert.

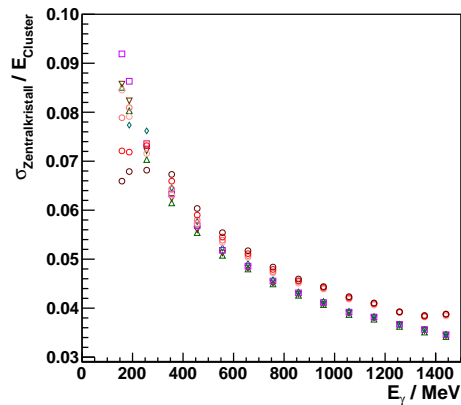
A.1 Variation der Rekonstruktionsschwellen



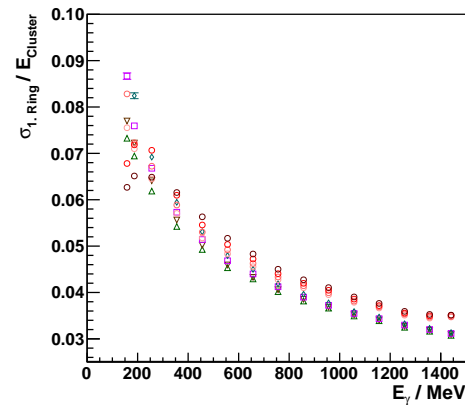
(a) Zentralkristall, Maximum



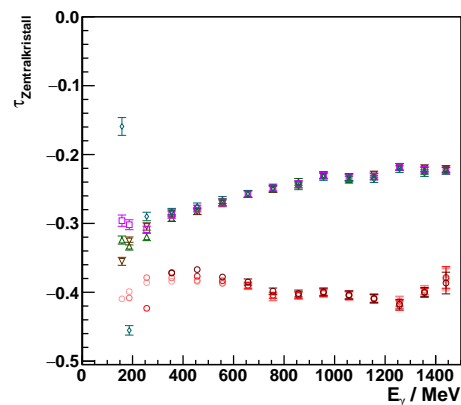
(b) 1. Ring, Maximum



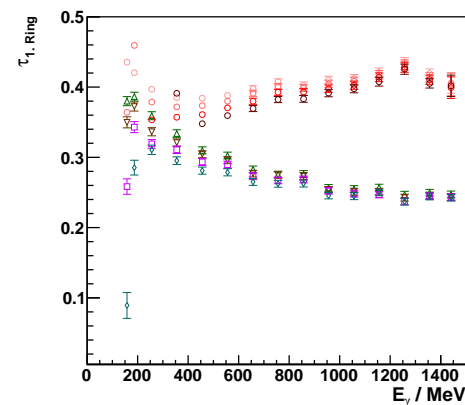
(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite



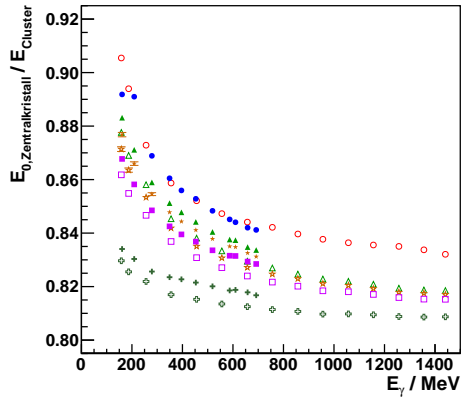
(e) Zentralkristall, Asymmetrie



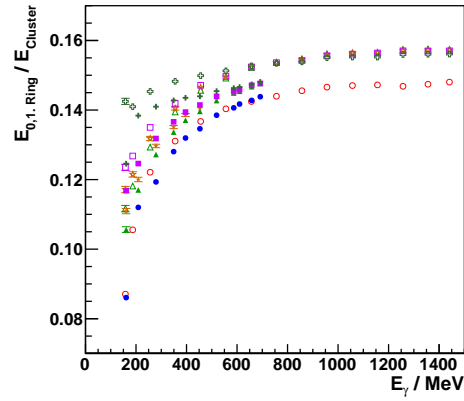
(f) 1. Ring, Asymmetrie

Abbildung A.1: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeit 2009 (rot) bei Rekonstruktionsschwellen von 1 MeV (hellrot), 2 MeV, 3 MeV und 4 MeV (dunkelrot), sowie Simulationen dazu mit Schwellen von 1 MeV (grün), 2 MeV (braun), 3 MeV (violett) und 4 MeV (türkis).

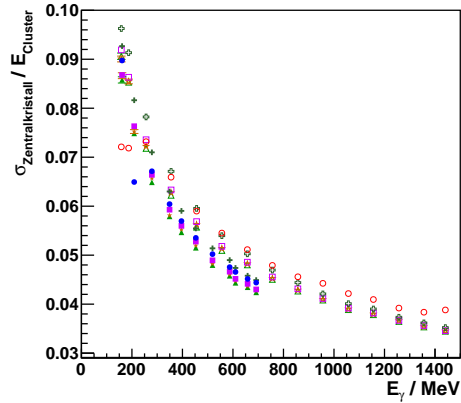
A.2 Variation des elektronischen Rauschens



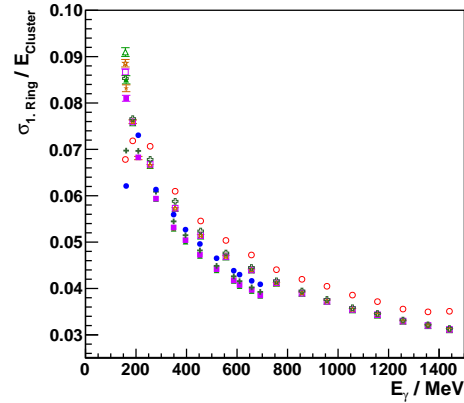
(a) Zentralkristall, Maximum



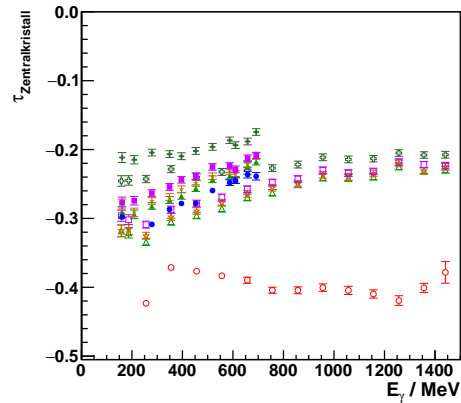
(b) 1. Ring, Maximum



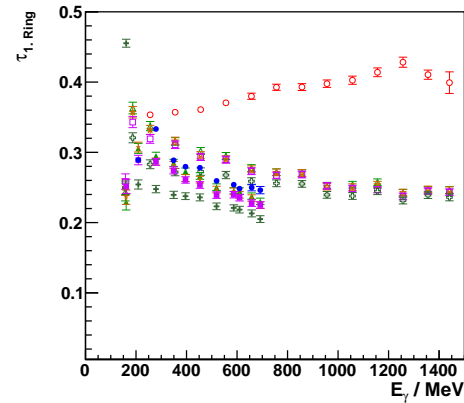
(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite



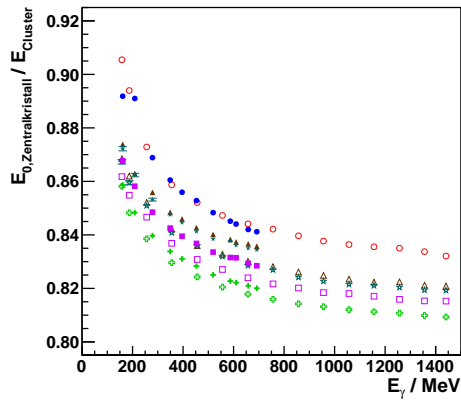
(e) Zentralkristall, Asymmetrie



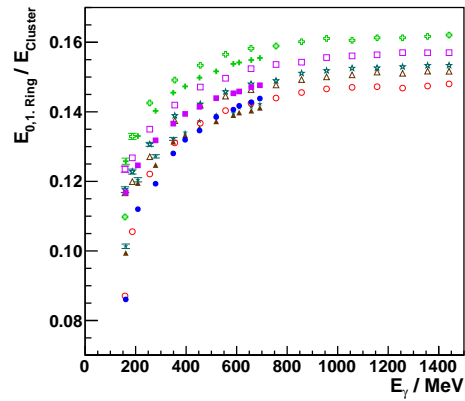
(f) 1. Ring, Asymmetrie

Abbildung A.2: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, X) und 2010 (blau, +), sowie Simulationen dazu mit elektronischem Rauschen von 0,25 MeV (grün), 0,5 MeV (türkis), 1,0 MeV (braun), 1,5 MeV (violett), 3 MeV (oliv) und 10 MeV (rot)

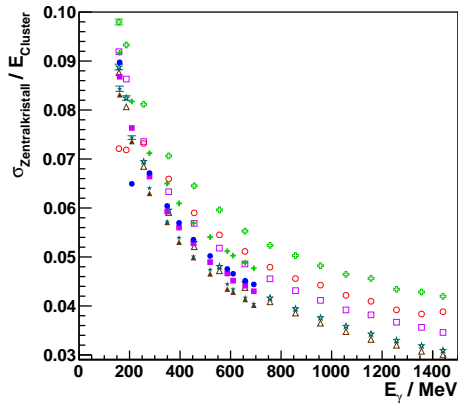
A.3 Variation der Strahlbreite



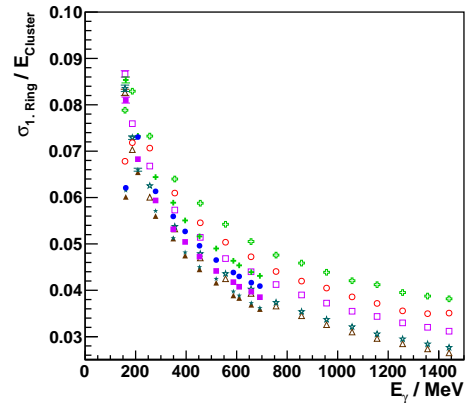
(a) Zentralkristall, Maximum



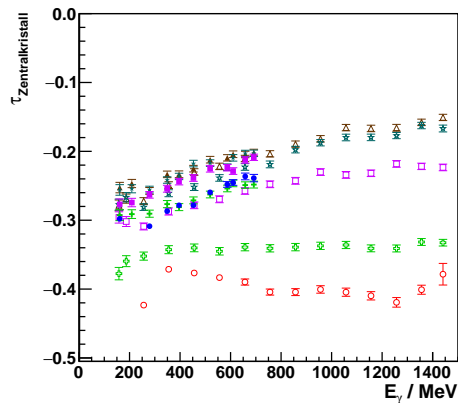
(b) 1. Ring, Maximum



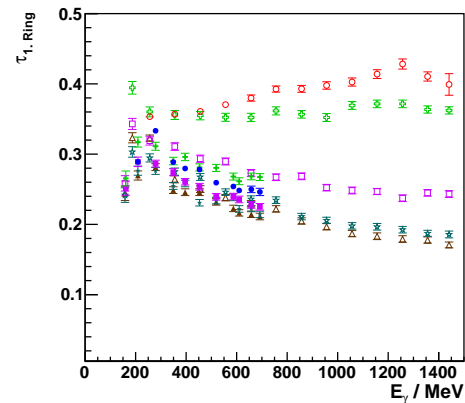
(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite



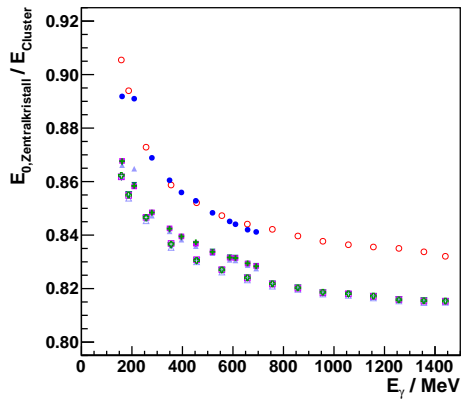
(e) Zentralkristall, Asymmetrie



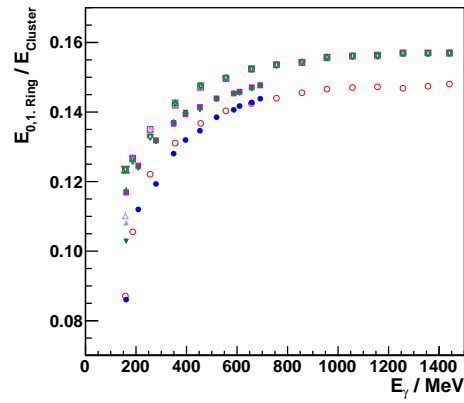
(f) 1. Ring, Asymmetrie

Abbildung A.3: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, X) und 2010 (blau, +), sowie Simulationen dazu mit verschiedenen Strahlgrößen: 0 mm (braun), 4 mm (türkis), 8 mm (violett) und 12 mm (grün).

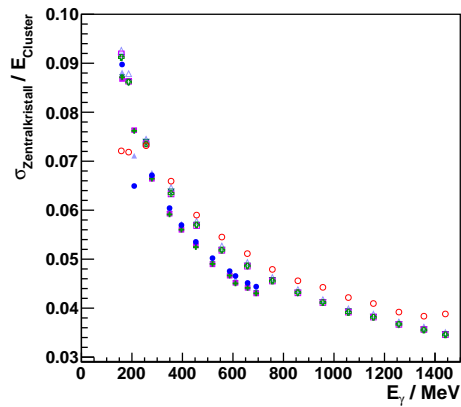
A.4 Variation der Lichtausbeute



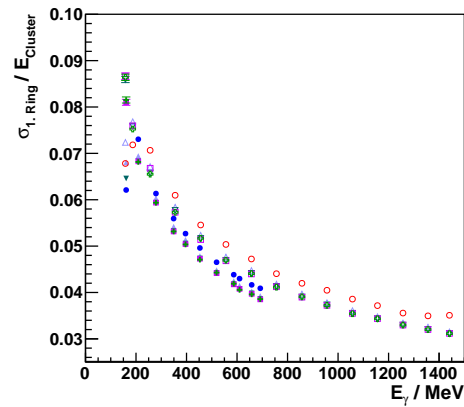
(a) Zentralkristall, Maximum



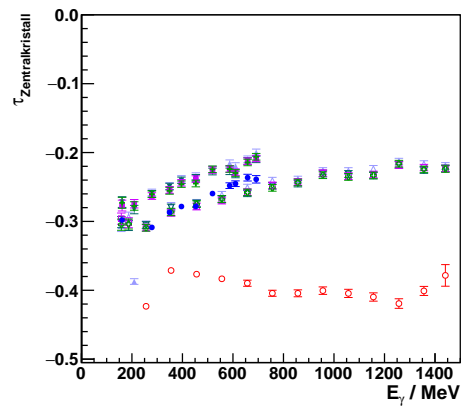
(b) 1. Ring, Maximum



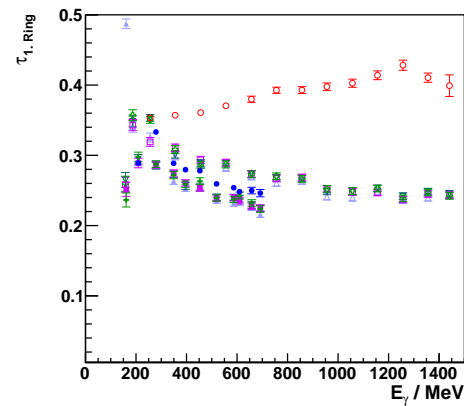
(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite



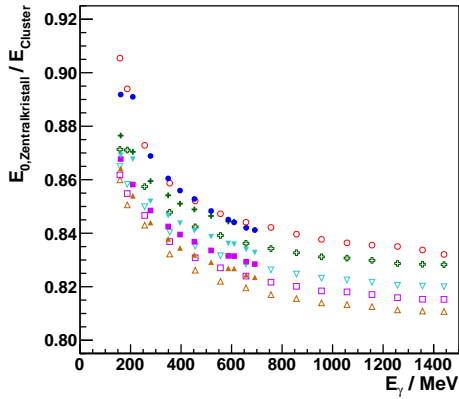
(e) Zentralkristall, Asymmetrie



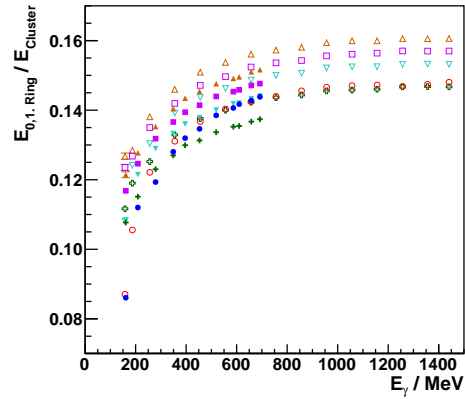
(f) 1. Ring, Asymmetrie

Abbildung A.4: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, X) und 2010 (blau, +), sowie Simulationen dazu mit 4 (hellblau), 6 (hellrot), 14 (braun), 28 (türkis), 55 (violett) und 110 (grün) detektierten Photonen pro MeV deponierter Energie.

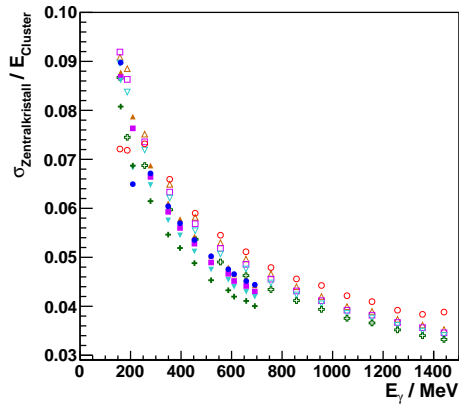
A.5 Uniformität der Lichtausbeute



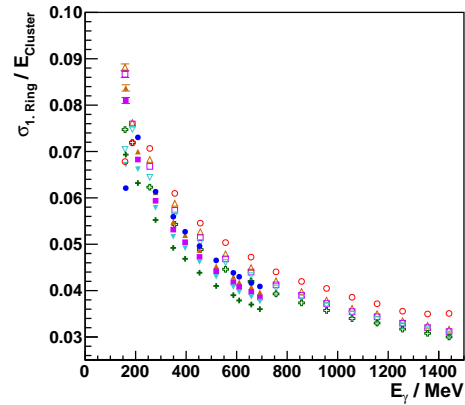
(a) Zentralkristall, Maximum



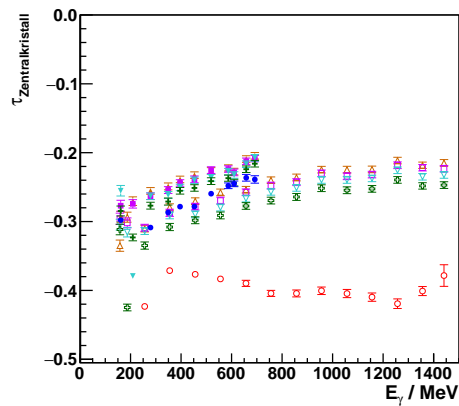
(b) 1. Ring, Maximum



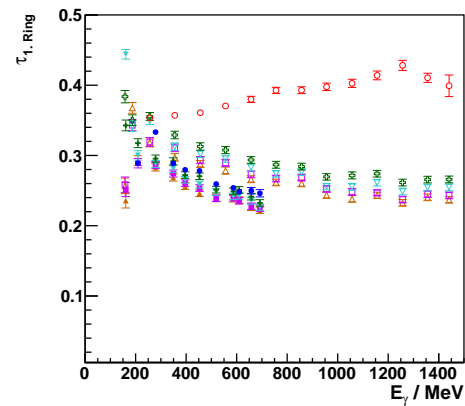
(c) Zentralkristall, Breite



(d) 1. Ring, Breite



(e) Zentralkristall, Asymmetrie



(f) 1. Ring, Asymmetrie

Abbildung A.5: Peakposition E_0 , Breite σ und Asymmetrie τ der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen bei Normierung auf die Clusterenergie für die Strahlzeiten 2009 (rot, X) und 2010 (blau, +), sowie Simulationen dazu mit variabler Lichtausbeute mit Variation von 18 % (violett), 40 % (türkis), 80 % (grün) und ohne (braun) positionsabhängige Lichtausbeute.

Anhang B

Zweidimensionale Verteilungen der Positionsrekonstruktion des Proto192

In Kapitel 5.3.2 wurde die Positionsauflösung und die systematischen Abweichungen der Positionsrekonstruktion im Proto192 bestimmt. Im Folgenden sind die Ergebnisse für die Elektronstrahlenergien von 5 GeV, 7,5 GeV, 10 GeV, 12,5 GeV und 15 GeV gezeigt.

B.1 Positionsauflösung

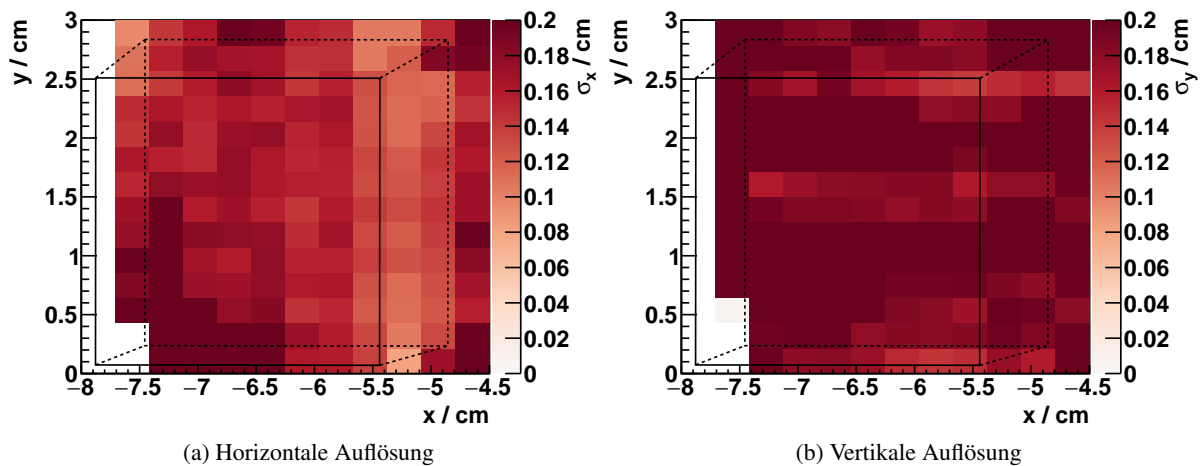


Abbildung B.1: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 5 GeV, über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte Rechteck der Rückseite.

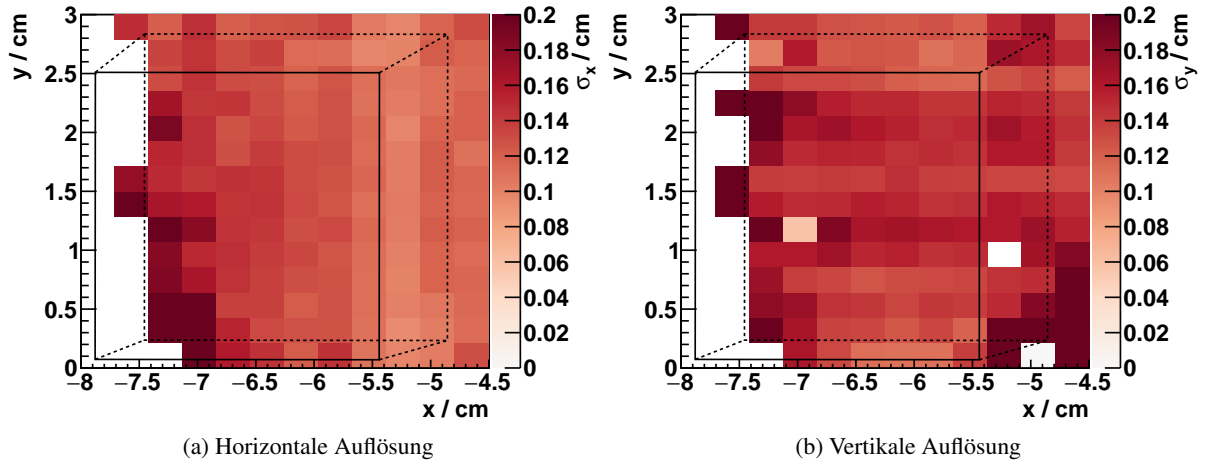


Abbildung B.2: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 7,5 GeV, über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte Rechteck der Rückseite.

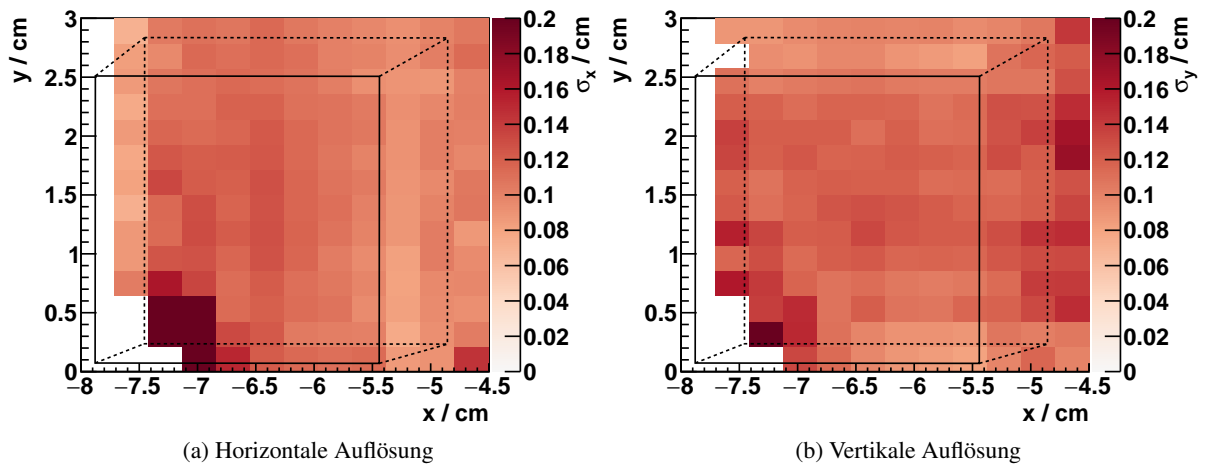


Abbildung B.3: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte Rechteck der Rückseite.

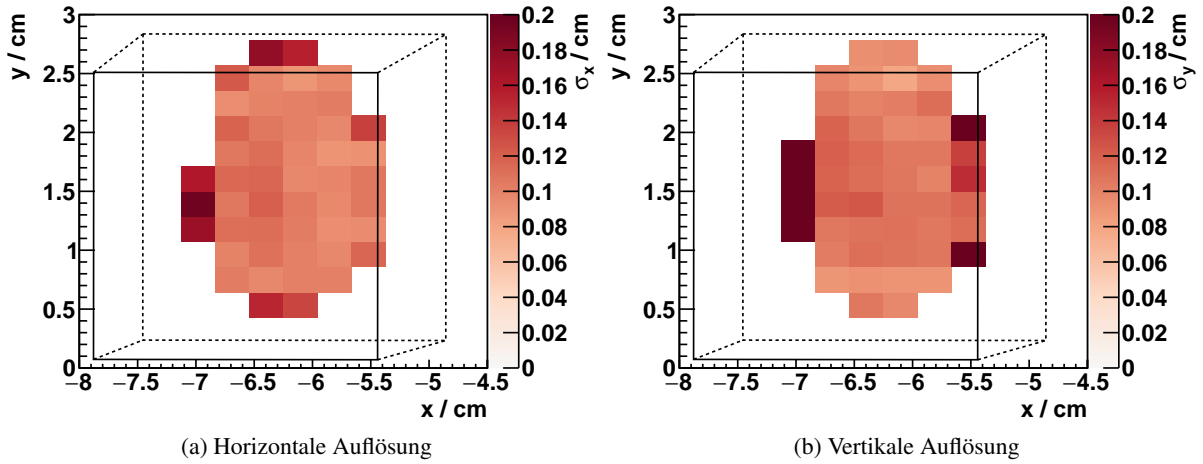


Abbildung B.4: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 12,5 GeV, über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte Rechteck der Rückseite.

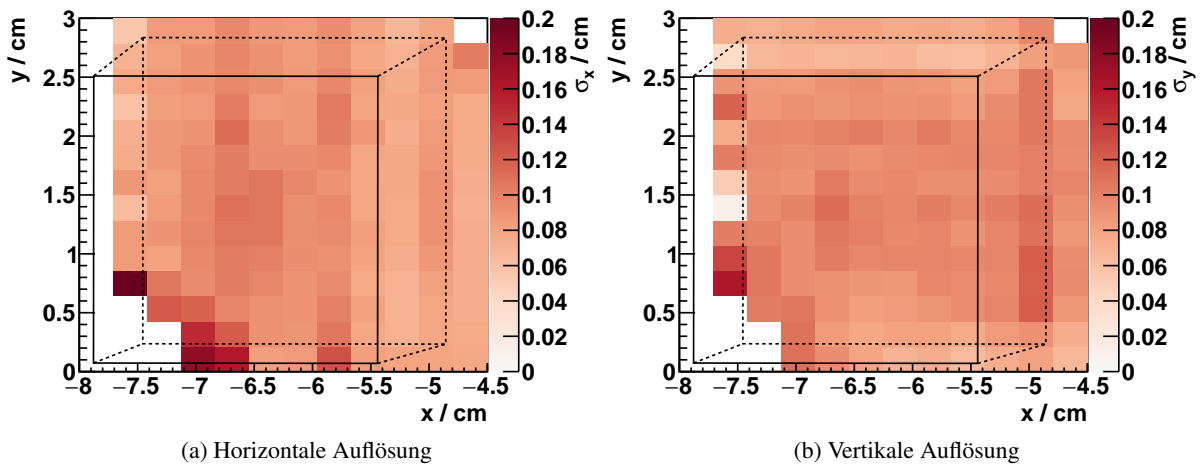


Abbildung B.5: Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 15 GeV, über einen Kristall. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte Rechteck der Rückseite.

B.2 Systematische Abweichungen

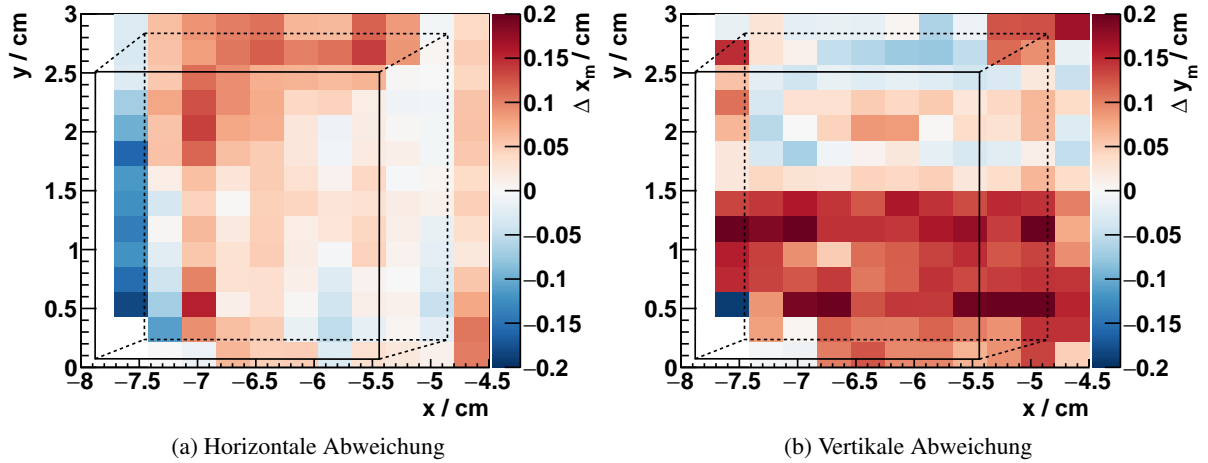


Abbildung B.6: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 5 GeV, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition, im Mittel, zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

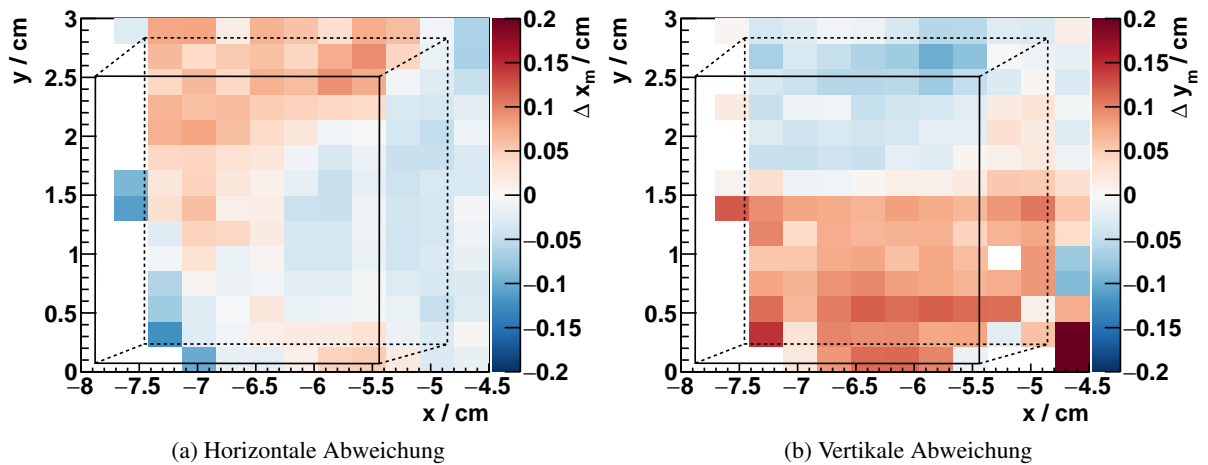


Abbildung B.7: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 7,5 GeV, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition, im Mittel, zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

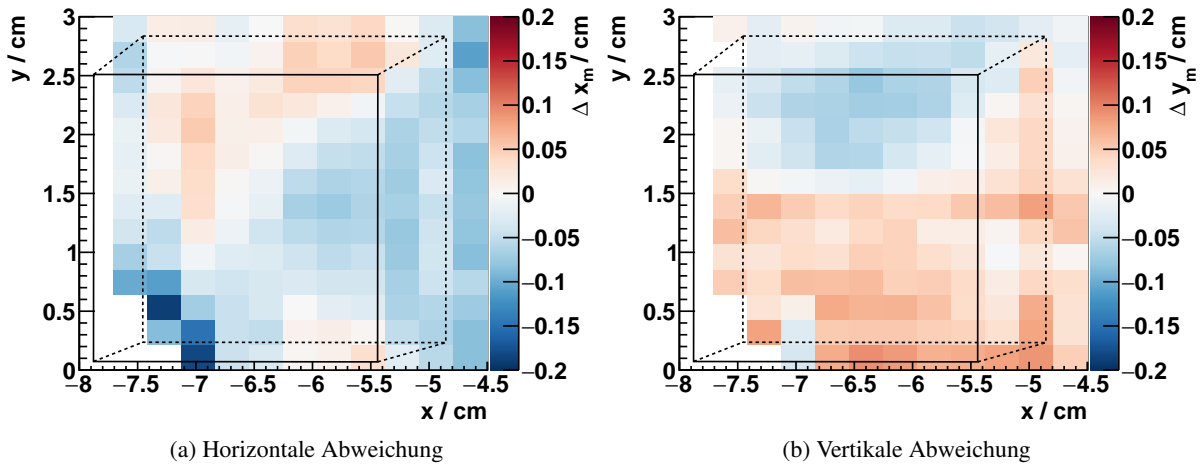


Abbildung B.8: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition, im Mittel, zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

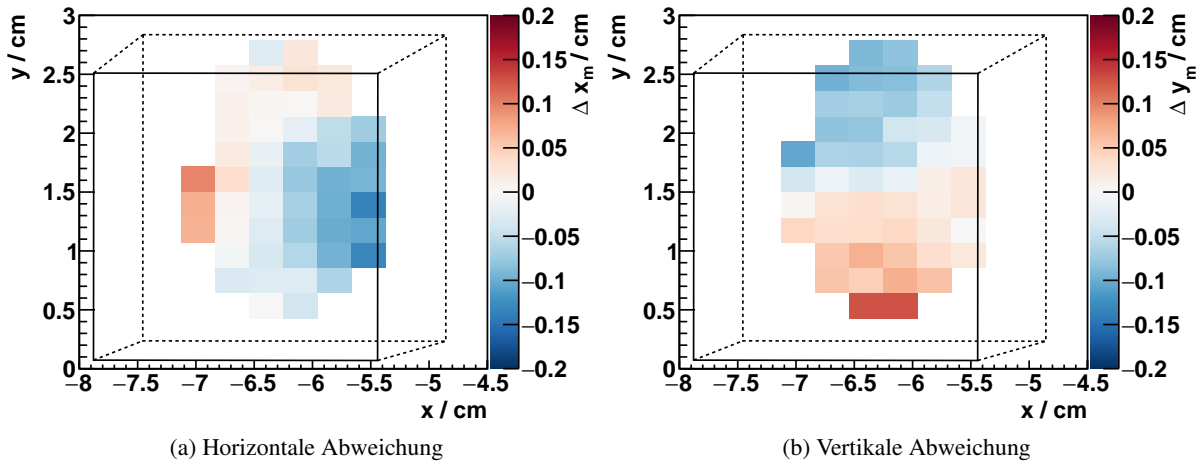


Abbildung B.9: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 12,5 GeV, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition, im Mittel, zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

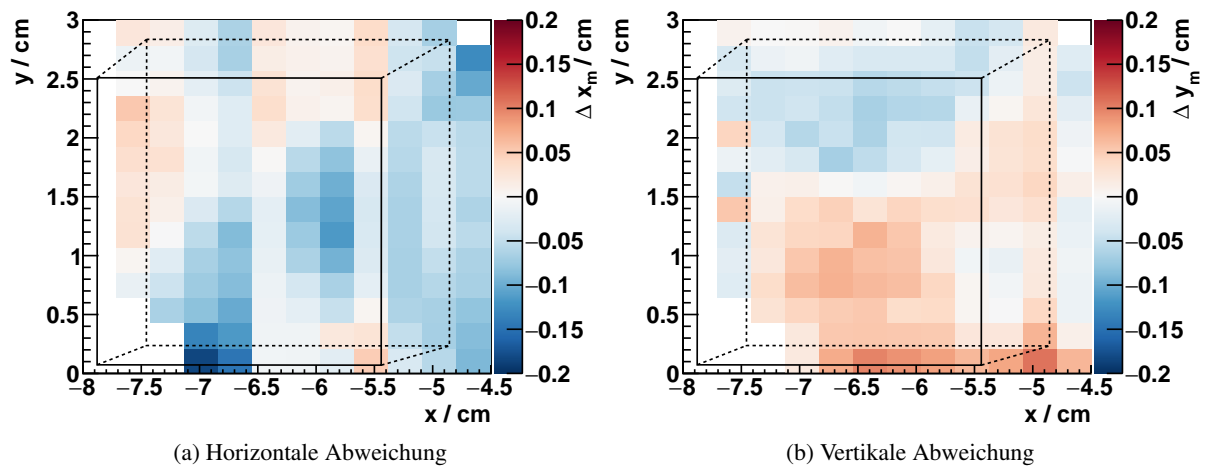


Abbildung B.10: Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 15 GeV, über einen Kristall. Positive Abweichungen (rot) bedeuten, dass die Clusterposition, im Mittel, zu weit links bzw. unten rekonstruiert wurde, bei negativen Abweichungen (blau) entsprechend zu weit rechts bzw. oben. Die Projektion der Kristallkanten in die xy-Ebene sind in schwarz eingezeichnet. Das durchgezogene Rechteck entspricht der Frontfläche des Kristalls, das gestrichelte der Rückseite.

Literatur

- [Aad+12] G. Aad u. a. (ATLAS), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 1, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [Aai+15a] R. Aaij u. a. (LHCb), *Model-independent confirmation of the $Z(4430)^-$ state*, Phys. Rev. **D92** (2015) 112009, doi: 10.1103/PhysRevD.92.112009, arXiv: 1510.01951 [hep-ex].
- [Aai+15b] R. Aaij u. a. (LHCb), *Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 072001, doi: 10.1103/PhysRevLett.115.072001, arXiv: 1507.03414 [hep-ex].
- [Aai+16] R. Aaij u. a. (LHCb), *Model-independent evidence for $J/\psi p$ contributions to $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 082002, doi: 10.1103/PhysRevLett.117.082002, arXiv: 1604.05708 [hep-ex].
- [Aai+19] R. Aaij u. a. (LHCb), *Observation of a narrow pentaquark state, $P_c(4312)^+$, and of two-peak structure of the $P_c(4450)^+$* , Phys. Rev. Lett. **122** (2019) 222001, doi: 10.1103/PhysRevLett.122.222001, arXiv: 1904.03947 [hep-ex].
- [Abl+13a] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of a Charged Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)$ and Search for the $Z_c(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$* , Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 242001, doi: 10.1103/PhysRevLett.111.242001, arXiv: 1309.1896 [hep-ex].
- [Abl+13b] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 252001, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.252001, arXiv: 1303.5949 [hep-ex].
- [Abl+14a] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0h_c$ and a Neutral Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)^0$* , Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 212002, doi: 10.1103/PhysRevLett.113.212002, arXiv: 1409.6577 [hep-ex].
- [Abl+14b] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of a charged $(D\bar{D}^*)^\pm$ mass peak in $e^+e^- \rightarrow \pi D\bar{D}^*$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 022001, doi: 10.1103/PhysRevLett.112.022001, arXiv: 1310.1163 [hep-ex].
- [Abl+14c] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 132001, doi: 10.1103/PhysRevLett.112.132001, arXiv: 1308.2760 [hep-ex].
- [Abl+15a] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Confirmation of a charged charmoniumlike state $Z_c(3885)^\mp$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm(D\bar{D}^*)^\mp$ with double D tag*, Phys. Rev. **D92** (2015) 092006, doi: 10.1103/PhysRevD.92.092006, arXiv: 1509.01398 [hep-ex].

Literatur

- [Abl+15b] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of $Z_c(3900)^0$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$* , Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 112003, doi: 10.1103/PhysRevLett.115.112003, arXiv: 1506.06018 [hep-ex].
- [Abl+15c] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of a neutral charmoniumlike state $Z_c(4025)^0$ in $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^0\pi^0$* , Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 182002, doi: 10.1103/PhysRevLett.115.182002, arXiv: 1507.02404 [hep-ex].
- [Abl+15d] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Observation of a Neutral Structure near the $D\bar{D}^*$ Mass Threshold in $e^+e^- \rightarrow (D\bar{D}^*)^0\pi^0$ at $\sqrt{s} = 4.226$ and 4.257 GeV*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 222002, doi: 10.1103/PhysRevLett.115.222002, arXiv: 1509.05620 [hep-ex].
- [Abl+17] M. Ablikim u. a. (BESIII), *Determination of the Spin and Parity of the $Z_c(3900)$* , Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 072001, doi: 10.1103/PhysRevLett.119.072001, arXiv: 1706.04100 [hep-ex].
- [Abu+06] A. Abulencia, D. Acosta, J. Adelman u. a. (CDF Collaboration), *Measurement of the Dipion Mass Spectrum in $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **96** (10 2006) 102002, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.102002, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.102002>.
- [Ach+11] P. Achenbach, J. Pochodzalla, A. S. Lorente und S. S. Majos, *Detector developments for the hypernuclear programme at PANDA, 2011*, doi: 10.1109/NSSMIC.2008.4774720, arXiv: 1105.0199v1 [physics.ins-det].
- [Aco+04] D. Acosta u. a. (CDF), *Observation of the narrow state $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 072001, doi: 10.1103/PhysRevLett.93.072001, arXiv: hep-ex/0312021 [hep-ex].
- [Ago+03] S. Agostinelli u. a. (GEANT4), *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [Alb13] M. Albrecht, *Aufbau und Analyse der Testmessungen des Proto192 elektromagnetischen Kalorimeters*, Masterarbeit: Ruhr-Universitaet Bochum, 2013.
- [Alb16] M. Albrecht, *Partial Wave Analysis of the Decay $J/\Psi \rightarrow \gamma\omega\omega$ at BESIII and Development for the Electromagnetic Calorimeter of the PANDA Detector*, Dissertation: Ruhr-Universitaet Bochum, 2016.
- [Ali+15] A. Ali, L. Maiani, A. D. Polosa und V. Riquer, *Hidden-Beauty Charged Tetraquarks and Heavy Quark Spin Conservation*, Phys. Rev. **D91** (2015) 017502, doi: 10.1103/PhysRevD.91.017502, arXiv: 1412.2049 [hep-ph].
- [Bar+19] G. Barucca u. a. (PANDA), *Precision resonance energy scans with the PANDA experiment at FAIR: Sensitivity study for width and line-shape measurements of the $X(3872)$* , Eur. Phys. J. **A55** (2019) 42, doi: 10.1140/epja/i2019-12718-2, arXiv: 1812.05132 [hep-ex].

- [BDY18] R. A. Briceño, J. J. Dudek und R. D. Young, *Scattering processes and resonances from lattice QCD*, Rev. Mod. Phys. **90** (2 2018) 025001, doi: 10.1103/RevModPhys.90.025001.
- [Bec09] M. Becker, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Tracking-Station mit Silizium-Streifen-Detektoren*, Diplomarbeit: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [BG04] T. Barnes und S. Godfrey, *Charmonium options for the X(3872)*, Phys. Rev. **D69** (2004) 054008, doi: 10.1103/PhysRevD.69.054008, arXiv: hep-ph/0311162 [hep-ph].
- [Bia+11] S. Bianco, T. Würschig, T. Stockmanns und K.-T. Brinkmann, *The CAD model of the PANDA Micro-Vertex-Detector in physics simulations*, Nucl. Instrum. Meth. **A654** (2011) 630, issn: 0168-9002, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.05.021>.
- [Bia13] S. Bianco, *Tracking and vertex reconstruction with the PANDA Micro-Vertex-Detector*, Dissertation: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [BR97] R. Brun und F. Rademakers, *ROOT: An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997) 81, doi: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
- [Bra+75] H. Braun, J.-P. Gerber, G. Maurer u. a., *Analysis of Two Prong Events in anti-Proton-Proton Interactions at 5.7-GeV/c*, Nucl. Phys. **B95** (1975) 481, doi: 10.1016/0550-3213(75)90331-4.
- [Bre13] D. Bremer, *Measurements and Simulations on Position Dependencies in the Response of Single PWO Crystals and a Prototype for the PANDA EMC*, Dissertation: Justus-Liebig-Universität Gießen, 2013.
- [Cap+94] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan und J. Tran Thanh Van, *Dual parton model*, Phys. Rept. **236** (1994) 225, doi: 10.1016/0370-1573(94)90064-7.
- [CERN10] *Introduction to the use of the H4 beam*, 2010, URL: <http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/h4/H4manual.htm> (besucht am 24.03.2016).
- [CERN12] *H4 Beam Line*, 2012, URL: <http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/resultbeam.asp?beamline=H4> (besucht am 24.03.2016).
- [Cha+12] S. Chatrchyan u. a. (CMS), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 30, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [Che+06] Y. Chen u. a., *Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices*, Phys. Rev. **D73** (2006) 014516, doi: 10.1103/PhysRevD.73.014516, arXiv: hep-lat/0510074 [hep-lat].
- [Che+16] G. K. C. Cheung, C. O'Hara, G. Moir u. a. (Hadron Spectrum), *Excited and exotic charmonium, D_s and D meson spectra for two light quark masses from lattice QCD*, JHEP **12** (2016) 089, doi: 10.1007/JHEP12(2016)089, arXiv: 1610.01073 [hep-lat].

Literatur

- [Chi+14] K. Chilikin u. a. (Belle), *Observation of a new charged charmoniumlike state in $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^- \pi^+$ decays*, Phys. Rev. **D90** (2014) 112009, doi: 10.1103/PhysRevD.90.112009, arXiv: 1408.6457 [hep-ex].
- [Cho+03] S. K. Choi u. a. (Belle), *Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262001, doi: 10.1103/PhysRevLett.91.262001, arXiv: hep-ex/0309032 [hep-ex].
- [Cho+08] S. K. Choi u. a. (Belle), *Observation of a resonance-like structure in the $\pi^\pm \psi'$ mass distribution in exclusive $B \rightarrow K \pi^\pm \psi'$ decays*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 142001, doi: 10.1103/PhysRevLett.100.142001, arXiv: 0708.1790 [hep-ex].
- [Cle+15] M. Cleven, F.-K. Guo, C. Hanhart u. a., *Employing spin symmetry to disentangle different models for the XYZ states*, Phys. Rev. **D92** (2015) 014005, doi: 10.1103/PhysRevD.92.014005, arXiv: 1505.01771 [hep-ph].
- [CMS97] *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*, Technical Design Report CMS, CERN, 1997, URL: <http://cds.cern.ch/record/349375>.
- [Die+17] S. Diehl, D. Bremer, K.-T. Brinkmann u. a., *Measurement and optimization of the light collection uniformity in strongly tapered PWO crystals of the PANDA detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A857** (2017) 1, ISSN: 0168-9002, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.03.021>.
- [Dür+12] M. Düren, K. Föhl, A. Hayrapetyan u. a., *The PANDA 3D Disc DIRC*, Journal of Instrumentation **7** (2012) C01059, URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=01/a=C01059>.
- [Fer+68] T. Ferbel, J. A. Johnson, H. L. Kraybill u. a., *Pion production and elastic scattering in anti-proton-proton collisions at 6.94 BeV/c*, Phys. Rev. **173** (1968) 1307, doi: 10.1103/PhysRev.173.1307.
- [For09] K. Fornet-Ponse, *Die Photonenmarkierungsanlage fuer das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Dissertation: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [FR06] *FAIR - Baseline Technical Report, Volume 2, Accelerator and Scientific Infrastructure*, 2006.
- [Fro] F. Frommberger, *Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, URL: <https://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html> (besucht am 07. 07. 2017).
- [GO09] D. Gamermann und E. Oset, *Isospin breaking effects in the $X(3872)$ resonance*, Phys. Rev. **D80** (2009) 014003, doi: 10.1103/PhysRevD.80.014003, arXiv: 0905.0402 [hep-ph].
- [Gra97] P. Grafström, *Multi-purpose T2 wobbling-Electrons in H4*, 1997, URL: <http://eagroup.web.cern.ch/eagroup/T2wobble/T2wobelec.html> (besucht am 24. 03. 2016).

- [Guo+13] F.-K. Guo, C. Hidalgo-Duque, J. Nieves und M. P. Valderrama, *Consequences of Heavy Quark Symmetries for Hadronic Molecules*, Phys. Rev. **D88** (2013) 054007, doi: 10.1103/PhysRevD.88.054007, arXiv: 1303.6608 [hep-ph].
- [Guo+15] F.-K. Guo, U.-G. Meißner, W. Wang und Z. Yang, *How to reveal the exotic nature of the $P_c(4450)$* , Phys. Rev. **D92** (2015) 071502, doi: 10.1103/PhysRevD.92.071502, arXiv: 1507.04950 [hep-ph].
- [Hel+19] T. Held u. a., *Construction of the Forward Endcap Calorimeter of the PANDA Experiment at FAIR*, Journal of Physics: Conference Series **1162** (2019) 012026, doi: 10.1088/1742-6596/1162/1/012026.
- [Hil06] W. Hillert, *The Bonn electron stretcher accelerator ELSA: Past and future*, The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei **28** (2006) 139.
- [IW91] N. Isgur und M. B. Wise, *Spectroscopy with heavy-quark symmetry*, Phys. Rev. Lett. **66** (9 1991) 1130, doi: 10.1103/PhysRevLett.66.1130.
- [Jun00] J. Junkersfeld, *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Diplomarbeit: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Kav+11] M. Kavatsyuk, E. Guliyev, P. J. J. Lemmens u. a., *Front-End Electronics and Feature-Extraction Algorithm for the PANDA Electromagnetic Calorimeter*, Journal of Physics: Conference Series **293** (2011) 012020, doi: 10.1088/1742-6596/293/1/012020.
- [Kes+15] I. Keshelashvili, W. Erni, F. Müller u. a., *Development of Low-Noise / Low-Power Preamplifier for the Readout of Inorganic Scintillators and their Mass Production Test System*, Journal of Physics: Conference Series **587** (2015) 012024, doi: 10.1088/1742-6596/587/1/012024.
- [KKn+12] K.Knie, A.Dolinskii, B.Franzke u. a., „Concept for the Antiproton Production Target at FAIR“, *Proceedings of IPAC2012*, 2012 WEPPD030, ISBN: 978-3-95450-115-1.
- [Koo14] K. Koop, *Nachweis von vorwärtsgestreuten Protonen in photoinduzierten Reaktionen am Nukleon*, Dissertation: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Kub11] M. Kube, *Entwicklung und Test eines Szintillationsfaserdetektors mit Silizium-Photomultiplier Auslese*, Masterarbeit: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Kuh15] M. Kuhlmann, *Messungen mit dem Prototypen des PANDA elektromagnetischen Kalorimeters*, Masterarbeit: Ruhr-Universität Bochum, 2015.
- [KZ07] E. Klempt und A. Zaitsev, *Glueballs, Hybrids, Multiquarks. Experimental facts versus QCD inspired concepts*, Phys. Rept. **454** (2007) 1, doi: 10.1016/j.physrep.2007.07.006, arXiv: 0708.4016 [hep-ph].

Literatur

- [Lan01] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152, doi: 10.1016/S0168-9002(01)00089-4.
- [Liu+13] Z. Q. Liu u. a. (Belle), *Study of $e^+e^-B\pi^+\pi^-J/\psi$ and Observation of a Charged Charmoniumlike State at Belle*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 252002, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.252002, arXiv: 1304.0121 [hep-ex].
- [LLL06] M. Loan, X.-Q. Luo und Z.-H. Luo, *Monte Carlo study of glueball masses in the Hamiltonian limit of SU(3) lattice gauge theory*, Int. J. Mod. Phys. **A21** (2006) 2905, doi: 10.1142/S0217751X06029454, arXiv: hep-lat/0503038 [hep-lat].
- [Lut+09] M. F. M. Lutz u. a. (PANDA), *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons* (2009), arXiv: 0903.3905 [hep-ex].
- [LWZ16] X.-H. Liu, Q. Wang und Q. Zhao, *Understanding the newly observed heavy pentaquark candidates*, Phys. Lett. **B757** (2016) 231, doi: 10.1016/j.physletb.2016.03.089, arXiv: 1507.05359 [hep-ph].
- [Mai+05] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa und V. Riquer, *Diquark-antidiquarks with hidden or open charm and the nature of X(3872)*, Phys. Rev. **D71** (2005) 014028, doi: 10.1103/PhysRevD.71.014028, arXiv: hep-ph/0412098 [hep-ph].
- [Mai+13] L. Maiani, V. Riquer, R. Faccini u. a., *A $J^{PG} = 1^{++}$ Charged Resonance in the $Y(4260) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ Decay?*, Phys. Rev. **D87** (2013) 111102, doi: 10.1103/PhysRevD.87.111102, arXiv: 1303.6857 [hep-ph].
- [Mai+14] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa und V. Riquer, *The Z(4430) and a New Paradigm for Spin Interactions in Tetraquarks*, Phys. Rev. **D89** (2014) 114010, doi: 10.1103/PhysRevD.89.114010, arXiv: 1405.1551 [hep-ph].
- [Mai11] Maier, R. (HESR Consortium), „The High-Energy Storage Ring (HESR)“, *Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference*, 2011 THOCN2.
- [Mar09] M. Marteinsdóttir, *Light Yield Nonuniformity in PWO Scintillators*, Masterarbeit: Stockholm University, 2009.
- [McG+08] J. C. McGeorge, J. D. Kellie, J. R. M. Annand u. a., *Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C*, Eur. Phys. J. **A37** (2008) 129, ISSN: 1434-601X, doi: 10.1140/epja/i2007-10606-0.
- [MDF17] D. Molina, M. De Sanctis und C. Fernandez-Ramirez, *Charmonium spectrum with a Dirac potential model in the momentum space*, Phys. Rev. **D95** (2017) 094021, doi: 10.1103/PhysRevD.95.094021, arXiv: 1703.08097 [hep-ph].
- [Mor09] M. Moritz, *Ansprechverhalten des PROTO 60, Untereinheit des PANDA Detektors, auf hochenergetische Photonen*, Masterarbeit: Justus-Liebig-Universität Giessen, 2009.

- [Nel+66] W. R. Nelson, T. M. Jenkins, R. C. McCall und J. K. Cobb,
Electron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV,
Phys. Rev. **149** (1 1966) 201, doi: [10.1103/PhysRev.149.201](https://doi.org/10.1103/PhysRev.149.201).
- [Ost10] M. Ostrick, *The MAMI facility*, Scholarpedia **5** (2010) 10159,
doi: [10.4249/scholarpedia.10159](https://doi.org/10.4249/scholarpedia.10159).
- [Pak11] P. Pakhlov,
Charged charmonium-like states as rescattering effects in $B \rightarrow D_{sJ}D^{()}$ decays*,
Phys. Lett. **B702** (2011) 139, doi: [10.1016/j.physletb.2011.06.079](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.06.079),
arXiv: [1105.2945](https://arxiv.org/abs/1105.2945) [hep-ph].
- [PAN+08] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili u. a.,
Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC), 2008,
arXiv: [0810.1216v1](https://arxiv.org/abs/0810.1216v1) [physics.ins-det].
- [PAN+12a] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili u. a.,
Technical Design Report for the PANDA Internal Targets, 2012.
- [PAN+12b] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili u. a.,
Technical Design Report for the: PANDA Micro Vertex Detector, ArXiv e-prints (2012),
arXiv: [1207.6581](https://arxiv.org/abs/1207.6581) [physics.ins-det].
- [PAN+12c] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili u. a.,
Technical Design Report for the: PANDA Muon System, 2012.
- [PAN+12d] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili u. a.,
Technical Design Report for the: PANDA Straw Tube Tracker, ArXiv e-prints (2012),
arXiv: [1205.5441](https://arxiv.org/abs/1205.5441) [physics.ins-det].
- [PAN+15] PANDA Collaboration, W. Erni, I. Keshelashvili u. a.,
Technical Design Report for the PANDA Forward Spectrometer Calorimeter, 2015.
- [PAN+16] PANDA Collaboration, K. Suzuki, H. Orth u. a.,
Technical Design Report for: PANDA Barrel Time-of-Flight (2016).
- [PAN+18] PANDA Collaboration, S. Belostotski, A. Izotov u. a.,
Technical Design Report for: PANDA Forward Time of Flight detector (FToF wall)
(2018).
- [Par+11] C. G. Parthey, A. Matveev, J. Alnis u. a.,
Improved Measurement of the Hydrogen 1S – 2S Transition Frequency,
Phys. Rev. Lett. **107** (20 2011) 203001, doi: [10.1103/PhysRevLett.107.203001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.203001).
- [PDG16] C. Patrignani u. a. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*,
Chin. Phys. **C40** (2016) 100001, doi: [10.1088/1674-1137/40/10/100001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001),
2017 Update.
- [PDG18] M. Tanabashi u. a. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*,
Phys. Rev. **D 98** (2018) 030001.
- [Pra+16] V. Prasad, C. Liu, X. Ji u. a., *Study of BESIII electromagnetic calorimeter performance
with radiative lepton pair events*, 2016, arXiv: [1606.00248v5](https://arxiv.org/abs/1606.00248v5) [hep-ex].
- [PU15] P. Pakhlov und T. Uglov,
Charged charmonium-like Z^+ (4430) from rescattering in conventional B decays,
Phys. Lett. **B748** (2015) 183, doi: [10.1016/j.physletb.2015.06.074](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.06.074),
arXiv: [1408.5295](https://arxiv.org/abs/1408.5295) [hep-ph].

Literatur

- [Ran12] T. H. Randriamalala, *Conceptual Design of the PANDA Luminosity Monitor and Reconstruction Strategy to Measure the Width of the $X(3872)$ State*, Dissertation: Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [Ros13] C. Rosenbaum, Persönliche Kommunikation, 2013.
- [Sin+19] B. Singh u. a., *Technical design report for the \bar{P} ANDA Barrel DIRC detector*, J. Phys. **G46** (2019) 045001, doi: 10.1088/1361-6471/aade3d.
- [Smy+17] J. Smyrski, A. Apostolou, J. Biernat u. a., *Design of the forward straw tube tracker for the \bar{P} ANDA experiment*, Journal of Instrumentation **12** (2017) C06032, doi: 10.1088/1748-0221/12/06/c06032.
- [Spa12] S. Spataro, *Event Reconstruction in the PandaRoot framework*, Journal of Physics: Conference Series **396** (2012) 022048, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/396/i=2/a=022048>.
- [Sta+17] R. Stassen, B. Breitzkreutz, T. Katayama u. a., „First Experiences with HESR Stochastic Cooling System“, *Proceedings, 8th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2017): Copenhagen, Denmark, May 14-19, 2017*, 2017 TUPVA085, doi: 10.18429/JACoW-IPAC2017-TUPVA085.
- [The+09] The PANDA Collaboration: W. Erni, I. Keshelashvili, B. Krusche u. a., *Technical Design Report for the PANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*, ArXiv e-prints (2009), arXiv: 0907.0169 [physics.ins-det].
- [Tor04] N. A. Tornqvist, *Isospin breaking of the narrow charmonium state of Belle at 3872 MeV as a deuson*, Phys. Lett. **B590** (2004) 209, doi: 10.1016/j.physletb.2004.03.077, arXiv: hep-ph/0402237 [hep-ph].
- [Vol13] M. B. Voloshin, *$Z_c(3900)$ - what is inside?*, Phys. Rev. **D87** (2013) 091501, doi: 10.1103/PhysRevD.87.091501, arXiv: 1304.0380 [hep-ph].
- [War+80] D. R. Ward u. a., *Exclusive Annihilation Processes in 8.8 GeV anti- $p p$ Interactions and Comparisons Between anti- $p p$ Nonannihilations and $p p$ Interactions*, Nucl. Phys. **B172** (1980) 302, doi: 10.1016/0550-3213(80)90169-8.
- [WHZ13] Q. Wang, C. Hanhart und Q. Zhao, *Decoding the riddle of $Y(4260)$ and $Z_c(3900)$* , Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 132003, doi: 10.1103/PhysRevLett.111.132003, arXiv: 1303.6355 [hep-ph].
- [Xia+13] T. Xiao, S. Dobbs, A. Tomaradze und K. K. Seth, *Observation of the Charged Hadron $Z_c^\pm(3900)$ and Evidence for the Neutral $Z_c^0(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi\pi J/\psi$ at $\sqrt{s} = 4170$ MeV*, Phys. Lett. **B727** (2013) 366, doi: 10.1016/j.physletb.2013.10.041, arXiv: 1304.3036 [hep-ex].

Abbildungsverzeichnis

1.1	Abhängigkeit der starken Kopplungskonstante α_S vom Viererimpulsübertrag Q	3
1.2	Vorhersage des Charmoniumspektrums aus einer LQCD Rechnung.	4
1.3	Verteilung der invarianten $J/\psi p$ -Masse im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$	6
1.4	Schematische Darstellung des Zerfalls Λ_b^0 über eine mögliche Dreieckssingularität. . .	6
1.5	Mesonen im Charmonium-Massenbereich.	8
1.6	Charmoniummassen in einem Potentialmodell.	9
1.7	Massenpeak des $Z_c(3900)^\pm$ in der Verteilung der invarianten $\pi J/\psi$ Masse.	10
1.8	Simulation eines Energiescans zur Bestimmung der Breite des $\chi_{c1}(3872)$	12
2.1	Übersicht des PANDA-Detektors.	15
2.2	Übersicht über den FAIR-Beschleunigerkomplex und den Beschleuniger HESR.	16
2.3	Der Luminostätsverlauf des PANDA-Experiments, für einen HESR-Zyklus.	17
2.4	Schnitt durch das Targetspektrometer des PANDA-Experiments.	18
2.5	Der Micro-Vertex-Detektor.	19
2.6	Der Strawtubetracker.	20
2.7	Die GEM Detektoren.	21
2.8	Die DIRC und Barrel ToF Detektoren	22
2.9	Querschnitt durch das Targetspektrometer mit den Myonkammern.	24
2.10	Das Vorwärtsspektrometer des PANDA-Experiments.	25
2.11	Das Schaschlikkalorimeter des Vorwärtsspektrometers.	26
2.12	Die Detektoren zur Untersuchung von Hyperkernen.	27
2.13	Die Datenobjekte für die Simulation des EMC.	28
3.1	Das Barrelkalorimeter und die Vorwärtsendkappe.	31
3.2	Die Aufteilung eines Slice des Barrels in Module und Kristalltypen.	33
3.3	Aufbau der Vorwärtsendkappe.	34
3.4	Das Magnetfeld in der Vorwärtsendkappe.	35
3.5	Die Trefferrate in der Vorwärtsendkappe.	36
3.6	Aufbau des Proto60.	37
3.7	Aufbau des Proto192.	38
4.1	Übersicht des MAMI-Beschleunigerkomplexes.	40
4.2	Positionierung des Proto60 an der Beschleunigeranlage MAMI.	40
4.3	Kalibrationsspektren für Kristall 1.	44
4.4	Gemessene Energieverteilung zur Myonkalibration.	45
4.5	Versuchsaufbau zur Messung der Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute.	45
4.6	Messung der relativen Lichtausbeute und daran angepasste Polynome.	46
4.7	Energiedeposition von Photonen abhängig vom Abstand Y zur Oberfläche des Kristalls.	47
4.8	CAD-Zeichnungen des Proto60 zur Erstellung der Simulationsgeometrie.	49
4.9	Simulation eines elektromagnetischen Schauers im Proto60.	50
4.10	Energiedeposition eines Photons abhängig von der Eindringtiefe in den Kristall.	50

4.11	Rekonstruierte Energie für seitlich in einen Kristall eindringende Photonen.	51
4.12	Die Breite der Pedestal im Proto60.	52
4.13	Vertikale Asymmetrie im Proto60 (2009) bei Verschiebung.	53
4.14	Horizontale Asymmetrie im Proto60 (2009) bei Verschiebung.	54
4.15	Skizze der Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers im Proto60.	54
4.16	Vertikale Asymmetrie im Proto60 (2009) bei Verkippung.	55
4.17	Vertikale Asymmetrie im Proto60 (2009) bei verschiedenen Strahlfleckgrößen.	56
4.18	Vertikale Asymmetrie im Proto60 (2009) bei verschiedenen Positionsabhängigkeiten der Lichtausbeute.	56
4.19	Vertikale Asymmetrie im Proto60 (2009) für die Nachbarkristalle.	57
4.20	Vertikale und horizontale Asymmetrie im Proto60 (2010) bei Verschiebung.	58
4.21	Energiedeposition in verschiedenen Kristallgruppen in der Strahlzeit 2010.	60
4.22	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60.	62
4.23	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 normiert auf die Clusterenergie.	64
4.24	Peakposition der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedenen Rekonstruktionsschwellen.	65
4.25	Peakposition und Breite der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedenem elektronischem Rauschen.	66
4.26	Peakposition, Breite der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedener Strahlausdehnung.	67
4.27	Peakposition der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedener Photodetektionseffizienz.	68
4.28	Peakposition und Breite der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedener Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute.	69
4.29	Energieauflösung des Proto60.	70
5.1	Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA mit Messposition des Proto192.	74
5.2	Verlauf des Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung.	75
5.3	Verteilung der Photodetektoren im Proto192 für die Messung an ELSA.	75
5.4	Korrelation zwischen der im Proto192 deponierten Energie und durch das Taggingsystem rekonstruierter Photonenergie.	76
5.5	Energiedeposition in einem Kristall aus einer PandaROOT-Simulation des Proto192.	77
5.6	Rauschmessung für Kristalle des Proto192.	78
5.7	Unterschiede der im Proto192 deponierten Energie zwischen verschiedenen Messungen.	78
5.8	Peak der Asymmetrieverteilung der horizontalen bzw. vertikalen Nachbarn des Zentralkristalls.	79
5.9	Übersicht des Strahlplatzes H4A am SPS-Beschleuniger des CERN.	81
5.10	Der Proto192 mit der Trackingstation am SPS-Beschleuniger.	81
5.11	Profil des Elektronenstrahls für die verschiedenen Strahlimpulse.	83
5.12	Richtungsverteilung des Elektronenstrahls für die verschiedenen Strahlimpulse.	83
5.13	Verteilung der Photodetektoren und ADC im Proto192 für die Strahlzeit CERN2012.	84
5.14	Aufgezeichnete Waveforms für verschiedene Kristalle des Proto192 und verschiedene Energien.	85
5.15	Anpassung einer Gaußfunktion zur Bestimmung der Streuung σ der ADC-Sample um die Baseline für drei verschiedene Detektoren.	85

5.16	Abweichung der lokalen Koordinaten beider Streifendetektoren.	87
5.17	Extrapolierte Auftreffpunkte des 5 GeV Elektronenstrahls auf den Proto192.	88
5.18	Abweichung der Kristallmitten in Messung und Simulation für eine Strahlenergie von 5 GeV.	89
5.19	Horizontale Abweichung der Kristallmitten in Messung und Simulation für eine Strahlenergie von 15 GeV für verschiedene Rotationen.	90
5.20	Vertikale Abweichung der Kristallmitten in Messung und Simulation für eine Strahlenergie von 15 GeV für verschiedene Rotationen.	90
5.21	Energie deposition in Kristall X3Y3-9 in Daten und Simulation für eine Elektronenergie von 15 GeV.	91
5.22	Mittlere Energie deposition um die Kristallmitte bei zwei verschiedenen Elektronenergien.	92
5.23	Geradenanpassung zur Bestimmung des Lowgainkalibrationsfaktors eines Kristalls.	93
5.24	Maximal messbare Energie pro Kristall für die Highgain- und Lowgainkanäle.	93
5.25	Geradenanpassung zur Bestimmung der relativen Verstärkung eines Kristalls.	94
5.26	Vereinfachte, eindimensionale Simulation zur Positionsrekonstruktion.	96
5.27	Abweichung von Spur und Clusterposition in x-Richtung für verschiedene Werte des Parameters a_0	96
5.28	Bestimmung der Steigung der Abweichung von Spur und Clusterposition über einen Kristall für verschiedene Werte des Parameters a_0	97
5.29	Verteilung der rekonstruierten Spuren für die verschiedenen Elektronenergien.	98
5.30	Wahrscheinlichste gemessene Energie der Cluster in Abhängigkeit der Spurposition für verschiedene Elektronenergien.	98
5.31	Anpassung einer Novosibirskfunktion an die Energieverteilungen von Clustern.	99
5.32	Die Energieauflösung der Clusters in Abhängigkeit der Spurposition für verschiedene Elektronenergien.	100
5.33	Anpassung einer Novosibirskfunktion an die Verteilung der horizontalen Abweichung der rekonstruierten Clusterposition.	101
5.34	Asymmetrieparameter der an die horizontale Abweichung angepassten Novosibirskfunktion für eine Elektronenergie von 10 GeV.	101
5.35	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition in horizontaler und vertikaler Richtung.	102
5.36	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 10 GeV.	102
5.37	Mittlere Abweichung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192.	103
5.38	Mittlere Abweichung der Clusterposition des Proto192 bei Veränderung von a_0	104
5.39	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV.	104
5.40	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, für $a_0 = 4,7$	106
5.41	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV, für $a_0 = 5,1$	106
5.42	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation.	107
5.43	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition in der Simulation für verschiedene Elektronenergien.	107
5.44	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation.	108

5.45	Mittlere vertikale Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation bei Fehrkalibration.	110
5.46	Vergleich der mittleren horizontalen Abweichung der Postionsrekonstruktion mit einem einfachen Modell.	111
5.47	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation bei Kippung um die x-Achse.	112
5.48	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV in der Simulation bei Kippung um die y-Achse.	113
6.1	Verteilung der generierten Photonen.	117
6.2	Verteilung der generierten Myonen.	118
6.3	Rekonstruktionseffizienz für (Anti-)Myonen.	121
6.4	Rekonstruktionseffizienz für Photonen.	122
6.5	Energie rekonstruierter Photonen.	123
6.6	Verteilung der rekonstruierten Masse des J/ψ und des π^0	124
6.7	Rekonstruierte Impulse des $Z_c(3900)^0$ transversal und longitudinal zur Strahlrichtung.	125
6.8	Azimutwinkeldifferenz der rekonstruierten J/ψ und π^0 Impulse.	125
6.9	Verteilung der rekonstruierten $Z_c(3900)^0$ Masse.	126
6.10	Identifikationseffizienz für (Anti-)Myonen.	127
6.11	Invariante Massen der π^0 , J/ψ und $Z_c(3900)^0$ Kandidaten in der DPM-Untergrundsimulation.	129
6.12	Invariante Massen der π^0 , J/ψ und $Z_c(3900)^0$ Kandidaten in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Untergrundsimulation.	130
6.13	Statistische Signifikanz zur Detektion eines $J/\psi\pi^0$ Signals im Zerfallskanal $J/\psi\pi^0 \rightarrow \mu^-\mu^+\gamma\gamma$	134
A.1	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedenen Rekonstruktionsschwellen.	140
A.2	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedenem elektronischem Rauschen.	141
A.3	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedener Strahlausdehnung.	142
A.4	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedener Photodetektionseffizienz.	143
A.5	Peakposition, Breite und Asymmetrie der Energieverteilungen in verschiedenen Kristallgruppen des Proto60 bei verschiedener Positionsabhängigkeit der Lichtausbeute.	144
B.1	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 5 GeV.	145
B.2	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 7,5 GeV.	146
B.3	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 10 GeV.	146

B.4	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 12,5 GeV.	147
B.5	Ortsauflösung der rekonstruierten Clusterposition des Proto192 für eine Strahlenergie von 15 GeV.	147
B.6	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 5 GeV.	148
B.7	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 7,5 GeV.	148
B.8	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 10 GeV.	149
B.9	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 12,5 GeV.	149
B.10	Mittlere Abweichung zwischen der gemessenen Elektronspur und der rekonstruierten Clusterposition für eine Strahlenergie von 15 GeV.	150

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Elementarteilchen des Standardmodells und ihre Wechselwirkungen.	2
2.1	Bisher erreichte Eigenschaften des Clusterjettargets und des Pellettargets im Vergleich.	19
3.1	Relevante Parameter von Bleiwolframat und anderer Szintillatormaterialien.	32
4.1	Ausgewerte Energien für die Strahlzeiten 2009 und 2010.	42
5.1	Positionen der Detektoren entlang der Strahlachse in der Strahlzeit CERN2012.	86
5.2	Absolute und relative Energieauflösung des Proto192.	99
5.3	Ortsauflösung und systematische Abweichungen der Clusterposition des Proto192.	105
5.4	Ortsauflösung und systematische Abweichungen der rekonstruierten Clusterposition für verschiedene Elektronenergien in der Simulation.	108
6.1	Anzahl der Z_c -Kandidaten in der Rekonstruktion nach den verschiedenen Selektionen.	128
6.2	Anzahl generierter und rekonstruierter Ereignisse für verschiedene Endzustände in der Untergrundsimulation.	131
6.3	Rekonstruktionseffizienz für Signalereignisse und 3π -Untergrundereignisse abhängig von der Breite des Schnitts auf die J/ψ -Masse.	133