

**Aufbau eines
Bleifluorid-Kalorimeters zur
Messung der Paritätsverletzung in
der elastischen Elektronenstreuung**

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Carsten Patrick Achenbach
geb. in Siegen

Mainz, den 31. Mai 2001

Erster Berichterstatter: Prof. Dr. H. Ströher
Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. D. v. Harrach
Dekan des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. H. Backe
Datum der mündlichen Prüfung: 30. Mai 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Paritätsverletzende Elektronenstreuung an MAMI	1
1.1	Physikalische Motivation	1
1.2	Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung	5
1.3	Kalorimetrie elektromagnetischer Strahlung	14
1.4	Kurzer Abriß des A4-Experiments	22
2	Bleifluorid-Kristalle als Kalorimetermaterial	25
2.1	Physikalische und chemische Eigenschaften	25
2.2	Transparenz und optische Defekte	29
2.3	Strahlenresistenz	44
2.4	Geometrische Abmessungen	59
2.5	Effektive Lichtausbeute	64
2.6	Qualitätskontrolle der Bleifluorid-Kristalle	72
3	Simulationen zu Bleifluorid	75
3.1	Implementierte Geometrien	75
3.2	Verteilung der Energiedeposition im elektromagnetischen Schauer	77
3.3	Charakteristika der Čerenkov-Photonen	78
3.4	Lichtausbeute und Detektorantwort	82
3.5	Energieauflösungsvermögen	84

4	Das Bleifluorid-Kalorimeter der Kollaboration A4	87
4.1	Bleifluorid-Detektoren	87
4.2	Photovervielfacher und optische Kopplung	93
4.3	Lichtwellenleiter	101
4.4	Aufbau und Inbetriebnahme	104
5	Ergebnisse des Kalorimeters am Elektronenstrahl	109
5.1	Strahlenschäden im Kalorimeter	109
5.2	Energiespektren der Detektoren	112
5.3	Uniformität der Detektoren	114
5.4	Energieauflösungsvermögen	116
5.5	Extraktion der Rohasymmetrie	119
6	Zusammenfassung	125
	Anhang	127
A.1	Konstruktionszeichnungen	127
A.2	Berechnungen zur Kristallsortierung	130
A.3	Detektoren mit Strahlenschäden	132
A.4	Ausgewählte Unterprogramme der Simulationen	134
	Abbildungsverzeichnis	147
	Tabellenverzeichnis	151
	Literaturverzeichnis	153
	Publikationen	159

Kapitel 1

Paritätsverletzende Elektronenstreuung an MAMI

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand in ihrem apparativen Teil in Voruntersuchungen, im Aufbau und in der Inbetriebnahme eines Kalorimeters am Mainzer Mikrotron MAMI zum Nachweis von elastisch an Wasserstoff gestreuten Elektronen und in ihrem experimentellen Teil in ersten Messungen zur Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie des Streuprozesses.

Das vorliegende Kapitel geht deshalb auf die theoretischen Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung und der elektromagnetischen Kalorimetrie ein. In der Aufbauphase des A4-Experimentes mußte zunächst die Eignung von Blei(II)fluorid (PbF_2) als Kalorimetermaterial verifiziert werden. Kapitel 2 widmet sich den dazu durchgeführten Messungen, darunter auch den besonders interessanten Untersuchungen zur Strahlenresistenz. Kapitel 3 stellt Simulationen zu PbF_2 vor, welche eine quantitative Beschreibung der Photonenspektren und der Lichtausbeute der Kristalle ermöglichten. Das Kalorimeter wurde in den Jahren 1999 und 2000 aufgebaut und in Betrieb genommen. Details dazu finden sich in Kapitel 4. Mit den PbF_2 -Kristallen konnten Energiespektren von hoher Qualität gewonnen werden. Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Extraktion der Rohasymmetrie aus diesen Daten und Kapitel 6 beinhaltet die Zusammenfassung.

1.1 Physikalische Motivation

Ziel der modernen Physik ist die Beschreibung aller Erscheinungen der unbelebten Natur durch wenige fundamentale Wechselwirkungen mit einer eng begrenzten Anzahl elementarer Konstituenten, den Elementarteilchen. Die sichtbare Materie des Universums besteht aus Protonen und Neutronen, die zusammen die

Kerne der Atome formen. Die experimentelle Erforschung dieser elementaren Bestandteile der Materie, Nukleonen genannt, und der Eigenschaften der Wechselwirkungen zwischen diesen hat in den letzten Jahrzehnten wesentliche Fortschritte gemacht. Noch kleinere Bestandteile, die Quarks, sind erkennbar, wenn Nukleonen durch Teilchenstrahlen mit hoher Energie und hohen Impulsüberträgen abgetastet werden. Dabei können Längenskalen bis 10^{-18} m, entsprechend einem Tausendstel des Durchmessers des Nukleons, und Zeitskalen bis 10^{-26} s aufgelöst werden [Kollaboration H1 1995]. Dies ist der Bereich der Hochenergiephysik, die eine wichtige Rolle bei der Formulierung des sogenannten Standardmodells der Elementarteilchenphysik gespielt hat. Das Standardmodell beschreibt im Rahmen einer Eichtheorie der $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Gruppe mit hoher Präzision alle Wechselwirkungen der subnuklearen Physik und ist Grundlage unseres physikalischen Verständnisses der Welt. Es basiert auf der Darstellung der Bausteine der Materie durch relativistische Spin $1/2$ -Quantenfelder, den Fermionen, zu denen auch die Quarks gehören, und einer Darstellung der kräfteübertragenden Teilchen durch relativistische Spin 1-Quantenfelder, den Bosonen. Allerdings versagt der bewährte perturbative Ansatz bei kleinen Impulsüberträgen, d. h. starker Kopplung, weswegen das Standardmodell die Niederenergiestruktur der Nukleonen und die Spektroskopie der Hadronen nicht erklären kann. Nichtsdestotrotz existieren phänomenologische Konstituentenquark-Modelle, die erfolgreich das hadronische Massenspektrum, die Ladungen der Elementarteilchen und deren magnetische Momente beschreiben. Dabei bewegen sich die drei Konstituentenquarks des Protons $|p\rangle = |uud\rangle$ in einem gemeinsamen Potential und besitzen effektive Massen von etwa $300 \text{ MeV}/c^2$. Der Übergang von der nicht-linearen Quantenchromodynamik des Standardmodells zu den phänomenologischen Modellen, in welchen die Quarkstruktur der Hadronen eine wesentliche Rolle spielt, gleichzeitig aber auch neue Freiheitsgrade auftreten ist der Schwerpunkt der dieser Arbeit zugrunde liegenden Physik.

Schon früh konnte mit Hilfe der elastischen Elektronstreuung die elektromagnetische Struktur des Protons mit relativ guter Genauigkeit vermessen werden [Hofstadter 1957]. Erst in den letzten Jahren gelang es, entsprechende Größen am Neutron mit vergleichbarer Genauigkeit zu messen, siehe bspw. [Petratos 2000]. Die aus den Daten extrahierten elektromagnetischen Strukturfunktionen enthalten nicht nur die Ladungs- und Stromverteilungen, sondern auch die Quarkverteilungen. In der theoretischen Beschreibung dieser Verteilungen wird in der Regel die $SU(2)$ -Isospin-Symmetrie genutzt, die eine Identität von Neutron und Proton bei Vertauschung der *up*- und *down*-Quarks voraussetzt. Im sogenannten naiven Quarkmodell von M. Gell-Mann und G. Zweig aus dem Jahr 1964, das die statischen Eigenschaften der Nukleonen und Kernresonanzen bis zu quadrierten Impulsüberträgen von etwa $1 \text{ GeV}^2/c^2$ zu beschreiben vermag, tragen zum Nukleon nur die zwei leichten Quarks bei [Gell-Mann 1964, Zweig 1964]. Das nächstschwerere *strange*-Quark wird in diesem Modell als das dritte der Quarks der Fundamentaldarstellungen der Symmetriegruppe $SU(3)_F$ identifiziert. Die Quantenzahl Seltsamkeit

(*strangeness*) war bereits durch M. Gell-Mann und K. Nishijima im Jahre 1953 als Ordnungsmerkmal eingeführt worden. In den folgenden Jahren konnte durch Experimente an Hochenergiebeschleunigern das Konzept des Quark-Antiquark-Sees bestätigt werden, das auch durch Effekte wie die Vakuumpolarisation nachgewiesen werden kann. Somit gilt heutzutage als gesichert, daß auch schwere Quarks und Antiquarks als dynamische Bestandteile des Nukleons angesehen werden müssen, insbesondere das *strange*-Quark. Im Jahre 1988 wurde der Vorschlag diskutiert, elastische Streuexperimente zu nutzen, um Informationen über die Seltsamkeit des Nukleons zu erhalten [Kaplan und Manohar 1988] und die paritätsverletzende Asymmetrie in der Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an Protonen zu messen [McKeown 1988, Donnelly u. a. 1989, Beck 1989]. Zur gleichen Zeit wurde eine Dispersionsanalyse von Nukleon-Formfaktoren veröffentlicht, die einen signifikanten Beitrag der *strange*-Quarks zu den Nukleon-Matrixelementen ergab [Jaffe 1989]. In der Folgezeit gab es zahlreiche Untersuchungen zum Einfluß der Seltsamkeit auf die Grundzustands-Wellenfunktion des Nukleons. Die Gründe für diese verstärkte Aufmerksamkeit sind sowohl theoretischer als auch experimenteller Natur.

Das derzeitige experimentelle Interesse an der Seltsamkeit gründet sich einerseits auf frühe Analysen des Pion-Nukleon Sigma-Terms $\Sigma_{\pi N}$, aus dem die seltsame skalare Dichte $\langle p | \bar{s}s | p \rangle m = (334 \pm 132) \text{ MeV}/c^2$ des Protons abgeleitet wurde [Gasser u. a. 1988, Kaplan und Manohar 1988]. Dieses Resultat aus der Pionstreuung favorisiert einen signifikanten Einfluß der Seltsamkeit auf die Eigenschaften des Nukleons. Andererseits ermöglichten die Messungen der inklusiven, polarisationsabhängigen Strukturfunktion g_1 des Nukleons durch die *EMC-Collaboration* eine Extraktion der seltsamen Quarkhelicitätsverteilung Δs [European Muon Collaboration 1988]. Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Myon-Nukleon-Streuung an verschiedenen Kernen legte die Schlußfolgerung nahe, daß ein Anteil der gesamten Spin-Polarisation des Protons von *strange*-Quarks beigetragen wird, der mit dem der *up*- und *down*-Quarks vergleichbar ist, und daß ebenso ein nicht-trivialer Anteil der Nukleonmasse m_N durch die *s* \bar{s} -Komponenten des quantenmechanischen Quarksees entsteht [European Muon Collaboration 1989]. Daraus konnte der Axialvektorstrom $\langle p | \bar{s} \gamma_5 s | p \rangle$ des Protons bestimmt werden. Diese Resultate, obgleich kontrovers diskutiert, haben in den neunziger Jahren eine neue Generation von Experimenten motiviert, eine andere *strange*-Quark-Observable zu bestimmen, nämlich den Anteil des seltsamen Vektorstroms $\langle p | \bar{s} \gamma s | p \rangle$ am gesamten Vektorstrom $\langle p | V_\mu | p \rangle$ des Protons. Dieser Anteil wird durch die seltsamen Vektor-Formfaktoren $G_E^{(s)}$ und $G_M^{(s)}$ parametrisiert, die zur Zeit durch die paritätsverletzende Streuung von polarisierten Elektronen an Nukleonen und Kernen in verschiedenen Laboratorien vermessen werden. Unter der Annahme, daß die drei leichtesten Quarks (*u*, *d*, *s*) die einzigen Bestandteile des Nukleons sind, die zum Vektorstrom beitragen, läßt

sich durch die Messung der linear unabhängigen elektromagnetischen Formfaktoren des Protons und des Neutrons sowie einer dritten Messung, der paritätsverletzenden Asymmetrie, das Matrixelement in die Beiträge der einzelnen Quarks aufspalten [McKeown 1988]. Unter diesen Annahmen läßt sich aus der paritätsverletzenden Asymmetrie abhängig von der Kinematik sowohl das seltsame magnetische Moment $\mu^{(s)}$, als auch der seltsame quadratische Radius $\langle r_{E,M}^{2(s)} \rangle$ ermitteln.

Die paritätsverletzenden Elektron-Streuexperimente SAMPLE am MIT¹-Bates [SAMPLE Collaboration 1997] und das im Aufbau befindliche G⁰-Experiment am Jefferson Lab² [G⁰ Collaboration 1991] streben eine präzise Messung des seltsamen magnetischen Moments an. Das SAMPLE-Experiment hat in seiner jüngsten Publikation ein Meßergebnis von $\mathcal{A}^{PV} = (-4,92 \pm 0,61 \pm 0,73)$ ppm am kinematischen Punkt $\langle \theta_{\text{lab}} \rangle = 146,1^\circ$ und $\langle Q^2 \rangle = 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$ präsentiert, das positive Werte für die Beiträge des *strange*-Quark zum magnetischen Moment bevorzugt [SAMPLE Collaboration 2000]: $G_M^{(s)} = +0,197 \pm 0,17 \pm 0,21 - 0,445 G_A^Z$ in Einheiten von Kernmagnetonen μ_N . Am Jefferson Lab wurden auch die Experimente E91-004 und HAPPEX³ (E91-010) vorgeschlagen [HAPPEX Collaboration 1999]. Im Experiment E91-004 soll die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Streuung von Elektronen an ⁴He bestimmt werden. HAPPEX hat bereits entsprechende Messungen an Wasserstoff durchgeführt und zielt auf die Bestimmung des seltsamen Radius des Nukleons ab. Die jüngste Veröffentlichung präsentiert eine Asymmetrie $\mathcal{A}^{PV} = (-14,60 \pm 0,94 \pm 0,54)$ ppm am kinematischen Punkt $\langle \theta_{\text{lab}} \rangle = 12,3^\circ$ und $\langle Q^2 \rangle = 0,477 \text{ GeV}^2/c^2$, deren Analyse einen Wert für $(G_E^{(s)} + 0,392 G_M^{(s)}) / (G_M^p / \mu_p)$ von $0,091 \pm 0,054 \pm 0,039$ ergibt [HAPPEX Collaboration 2000]. Schließlich strebt die A4-Kollaboration am Mainzer Mikrotron [Kollaboration A4 1993] die Bestimmung einer Linearkombination der seltsamen Formfaktoren $F_1^{(s)}$ und $F_2^{(s)}$ an. Durch die gewählte Kinematik $\langle \theta_{\text{lab}} \rangle = 35^\circ$ und $\langle Q^2 \rangle = 0,227 \text{ GeV}^2/c^2$ dominiert in der Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} der Formfaktor $F_1^{(s)}$; die Beimischungen von $F_2^{(s)}$ und G_A^Z betragen etwa 13% beziehungsweise 3%.

Auf der theoretischen Seite sind die *strange*-Quarks deswegen so interessant, weil sie in den meisten Quarkmodellen des Nukleons nicht explizit auftauchen. Die Quarkmodelle vermitteln eine Beschreibung eines hochkorrelierten Systems von Teilchen, das effektive Freiheitsgrade enthält, den Niederenergie-Realisierungen von Quarks und Gluonen, sowie von farblosen Mesonen und Baryonen. Fast keine Informationen existieren darüber, wie der Quarksee sich in diesem Energiebereich manifestiert. Da *strange*-Quarks ausschließlich im Quarksee vorkommen, das Nukleon besitzt bekanntlich keine seltsamen Valenzquarks, eröffnet die Unter-

¹Massachusetts Institute of Technology

²Thomas Jefferson National Accelerator Laboratory

³HALLA Proton Parity EXperiment

suchung der Seltsamkeit ein neues Fenster zur Struktur der Nukleonen, welches über die Quarkmodelle weit hinaus geht. Heutzutage existieren numerische Gitterfeldrechnungen für die seltsame axiale Ladung $\Delta s = G_A(0)$ und das seltsame magnetische Moment $\mu^{(s)} = G_M^{(s)}(0)$ im Rahmen der sogenannten *quenched approximation* [Leinweber 1996, Dong u. a. 1998]. Da die Gitterfeldrechnungen mit leistungsfähigeren Computern immer akkurater werden, erwartet man für die Zukunft aufschlußreiche Verfeinerungen der Ergebnisse. In der Zwischenzeit wurden eine ganze Reihe von Modellrechnungen ausgeführt, um die Mechanismen zu verstehen, welche eine endliche Seltsamkeit des Nukleons herbeiführen können. Auf der Basis von experimentellen Daten für die Niederenergiekonstanten hat sich die chirale Störungsrechnung als erfolgreiches Konzept durchgesetzt. Eines der diskutierten Modelle für das Nukleon ist daher ein Konstituentenquark-Modell, welches die Quarkmassen durch spontane chirale Symmetriebrechungen generiert [Hemmert u. a. 1999]. Viele andere theoretische Anstrengungen mit verschiedenen Ansätzen existieren. Unter den Beiträgen des seltsamen Quarks zu den Formfaktoren sollten beispielsweise Kaonen-Schleifen eine wichtige Rolle spielen, da Kaonen die leichtesten Teilchen mit offener Seltsamkeit sind. Aus diesem Grunde ist von verschiedenen Autoren der Beitrag der Hyperon-Kaon-Paare zu der Wellenfunktion des Nukleons über eine Summe von Fock-Zuständen berechnet worden, die Baryonen und Mesonen enthalten [Souder 1995]:

$$|p\rangle = |p\rangle + |p\pi^0\rangle + \dots + |\Sigma^+ K^0\rangle + \dots \quad (1.1)$$

Die jüngsten Modellrechnungen für seltsame Matrixelemente finden im Rahmen von chiralen Bag-Modellen, von Dispersionsrelationen, von nicht-relativistischen Quarkmodellen oder von Skyrmionen statt [Hammer u. a. 1996, Hong u. a. 1997, Meißner u. a. 1997, Ma 1997, Dong u. a. 1998, Hammer und Ramsey-Musolf 1999]. Die unterschiedlichen Vorhersagen weichen voneinander ab oder widersprechen sich sogar und haben zum Teil auch unterschiedliche Vorzeichen. Diese Tatsache macht eine experimentelle Bestimmung der Seltsamkeit im Nukleon um so notwendiger.

1.2 Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung

1.2.1 Formalismus der Formfaktoren

Das Studium der elastischen Formfaktoren von Kernen und Nukleonen ist von fundamentaler Bedeutung für das Verständnis ihrer elektromagnetischen Struktur. Die elektromagnetische Sonde wird seit den Untersuchungen von R. L. Hofstadter

im Jahre 1955 als leistungsstarkes Mikroskop verwendet, um diese Struktur methodisch zu erforschen. Die Information über die Ausdehnung der Strukturen wird dabei nur durch die Energie der Sondenteilchen begrenzt.

Elastische Elektron-Nukleon-Streuung wird in niedrigster Ordnung in der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ beschrieben durch ebene Wellen für die ein- und auslaufenden Teilchen und den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons für die Wechselwirkung (1. Bornsche Näherung). Die Genauigkeit der Ein-Photon-Austausch-Näherung liegt im hier untersuchten Bereich des Impulsübertrags bei etwa 1% für die Streuung von Elektronen an Protonen. In diesen Grenzen wird die Struktur des Nukleons bei wohldefiniertem Impuls- und Energietransfer experimentell zugänglich. Der Viererimpuls des ausgetauschten Photons $q = (\omega, \mathbf{q}) = k_i - k_f$ wird durch die Viererimpulse von ein- und auslaufendem Elektron $k_i = (E, \mathbf{k}_i)$ bzw. $k_f = (E', \mathbf{k}_f)$ bestimmt und kann alternativ durch Streuenergie und Laborstreuwinkel bestimmt werden: $Q^2 \equiv -q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) > 0$. Der Kinematik des Nukleons trägt der Vierervektor $P_i = (E_i, \mathbf{P}_i)$ Rechnung. Die Pauli- und Dirac-Formfaktoren F_1 und F_2 des Nukleons enthalten dabei alle Informationen über die Abweichung der Ladungs- und Magnetisierungsverteilungen von punktförmigen Strukturen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung wird durch die Rosenbluth-Formel beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{\alpha^2 E'}{4E^3 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left[\left((F_1^{p,n})^2 + \kappa^2 \tau (F_2^{p,n})^2 \right) \cos^2(\frac{\theta}{2}) + 2\tau (F_1^{p,n} + \kappa F_2^{p,n})^2 \sin^2(\frac{\theta}{2}) \right] \quad (1.2)$$

In dieser Beschreibung geht außerdem das anomale magnetische Moment κ des Nukleons ein. Der kinematische Faktor τ in obiger Gleichung ist durch den quadratischen Impulsübertrag und die Masse des Nukleons definiert: $\tau \equiv Q^2/4m_N^2$.

Die elastische Elektron-Nukleon-Streuung wird als Folge der Wechselwirkung eines Elektronenstroms mit einem hadronischen Strom verstanden. Ströme sind bilineare Kombinationen aus Spinoren, die bestimmten Transformationseigenschaften bezüglich der Lorentztransformation besitzen müssen. In einer relativistischen Formulierung wird eine Ladungs- und Stromverteilung durch den Vierervektor

$$J_\mu(x) = \begin{pmatrix} \rho(x) \\ \vec{j}(x) \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

beziehungsweise durch deren Fouriertransformierte in den Impulsraum in den üblichen Einheiten $\hbar = c = 1$ beschrieben:

$$J_\mu(q) = \int e^{iqx} \cdot J_\mu(x) d^4x \quad (1.4)$$

Der allgemeine Ausdruck für einen Vektorstrom J_μ^V oder einen Axialvektorstrom J_μ^A

eines Spin-1/2-Objektes lautet [Bjorken und Drell 1965]:

$$J_\mu^V = Q_V \bar{u} \left[F_1 \gamma_\mu + i \frac{F_2}{2m} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u \quad (1.5)$$

$$J_\mu^A = Q_A \bar{u} \left[G_A \gamma_\mu \gamma^5 \right] u \quad (1.6)$$

Darin sind Q_V , Q_A und m die Vektor- beziehungsweise Axialvektorladung und die Masse des Fermions. Die vierkomponentigen Spinoren der beteiligten Fermionen werden durch u sowie $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$ dargestellt. Die γ -Matrizen und der Tensor $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$ entstammen der Dirac-Algebra und bestimmen das Verhalten der Ströme unter Lorentztransformationen. Die in den Ausdrücken auftauchenden Formfaktoren F_1 und F_2 , welche den Vektorstrom des Nukleons am hadronischen Vertex parametrisieren, sind identisch mit denen aus Gleichung 1.2 und stellen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen den relevanten Meßgrößen aus der Elektronstreuung und der theoretischen Beschreibung des elastischen Streuprozesses dar. Für punktförmige Objekte wie das Elektron sind die Formfaktoren gleich eins. Für ausgedehnte Objekte wie das Proton oder das Neutron sind die Formfaktoren von dem Quadrat des Impulsübertrags abhängig.

Die elektroschwache Theorie des Standardmodells vereint die elektromagnetische mit der schwachen Wechselwirkung in einer $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Symmetriegruppe [Weinberg 1967, Salam 1969, Glashow u. a. 1970]. Neben den elektromagnetischen Formfaktoren kann man für das Nukleon in analoger Weise die schwachen Formfaktoren F_1^Z und F_2^Z einführen, die den neutralen schwachen Strom des Nukleons parametrisieren. Die linkshändigen Fermionfelder $\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix}$ und $\begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$ der Fermionfamilie i transformieren sich als Dubletts unter $SU(2)$ -Rotation, wobei die Eigenfunktionen $d_i' \equiv \sum_j V_{ij} d_j$ durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix V bestimmt werden. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist eine Kombination der zwei neutralen Ströme j_μ^3 und j_μ^Y . Durch diese Struktur ergibt sich in der schwachen Wechselwirkung zusätzlich zum Vektorstrom ein Axialvektorstrom, der durch einen weiteren Formfaktor G_A^Z parametrisiert wird.

Alle Nukleon-Ströme werden in Beiträge der verschiedenen Quarks aufgespalten, wobei die einzelnen Terme sich jeweils aus den Quarkverteilungen multipliziert mit der entsprechenden Kopplungsstärke zusammensetzen. Beiträge von Quarks schwerer als *strange*-Quarks werden in diesem Formalismus ignoriert, da diese als sehr klein angenommen werden [Kaplan und Manohar 1988]. Die Kopplungsstärken der individuellen linkshändigen Quarks sind in Tabelle 1.1 angegeben, siehe bspw. [Bjorken und Drell 1965]. Die Größe θ_W ist als Weinbergwinkel oder auch schwacher Mischungswinkel bekannt und $\sin^2 \theta$ beträgt im Niederenergiebereich 0,212 [Novikov u. a. 1993]. Für die rechtshändigen Quarks ist der jeweils erste Term der Vektorladung und die Axialvektorladung gleich Null, da diese nicht schwach wechselwirken. Diese Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung kann

Tabelle 1.1: Die elektroschwachen Kopplungsstärken linkshändiger Quarks aus dem Standardmodell [Bjorken und Drell 1965].

Quark	γ	Z	
		Vektor	Axial
<i>up</i>	$2/3$	$\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1/4$
<i>down</i>	$-1/3$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$1/4$
<i>strange</i>	$-1/3$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$1/4$

formal durch die Einführung des schwachen Isospins T beschrieben werden, wobei die linkshändigen *up*- und *down*-Quarks ein Dublett mit $T = 1/2$ und die rechtshändigen Quarks zwei Singulets mit $T = 0$ bilden.

Die Aufspaltung der Ströme in die Quarkfelder q_j für die einzelnen Quarks $j \in \{u, d, s\}$ ergibt [Beck 1989]:

$$J_\mu^V = \left\langle p' \left| \sum_{j=u,d,s} \bar{q} Q_j \gamma_\mu q_j \right| p \right\rangle \quad (1.7)$$

$$J_\mu^Z = \left\langle p' \left| \sum_{j=u,d,s} \bar{q} \left[\gamma_\mu \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} T_3^j \gamma_\mu \gamma^5 \right] q_j \right| p \right\rangle \quad (1.8)$$

Darin beträgt die dritte Komponente des schwachen Isospins $T_3 = 1/2$ für linkshändige *up*-Quarks und $T_3 = -1/2$ für linkshändige *down*- und *strange*-Quarks sowie $T_3 = 0$ für alle rechtshändigen Quarks. Q_j steht für die drittelzahligen elektrischen Ladungen der Quarks. Werden diese Summen in die allgemeine Definition der Nukleonenströme eingesetzt (Gleichungen 1.5 und 1.6), so ergeben sich die Vektor- und Axialvektorströme der Quarkfelder in Abhängigkeit neuer Formfaktoren, die die Beiträge der einzelnen Quarks — und nicht das gesamte Nukleon — parametrisieren. Der elektromagnetische und der schwache Strom des Nukleons lassen sich nun wie folgt schreiben [Beck 1989]:

$$J_\mu^V = \bar{y} \sum_{j=u,d,s} Q_j \left[\gamma_\mu F_1^j + i \frac{F_2^j}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u_i \quad (1.9)$$

$$J_\mu^Z = \bar{y} \sum_{j=u,d,s} \left\{ \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) \left[\gamma_\mu F_1^j + i \frac{F_2^j}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] - \frac{1}{2} T_3^j \gamma_\mu \gamma^5 G_A^{Z,j} \right\} u_i \quad (1.10)$$

Entscheidend ist, daß die Ströme der Quarks in die Nukleonenströme linear eingehen und somit auch eine Aufspaltung der Nukleon-Formfaktoren in die Formfaktoren

ren der einzelnen Quarks ermöglichen:

$$F_{1,2}^\gamma = \sum_{j=u,d,s} Q_j F_{1,2}^j \quad (1.11)$$

$$F_{1,2}^Z = \sum_{j=u,d,s} \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^j \quad (1.12)$$

$$G_A^Z = \sum_{j=u,d,s} -\frac{1}{2} T_3^j G_A^{Z,j} \quad (1.13)$$

In der Notation von [Kaplan und Manohar 1988] und [Beck 1989] werden die Quark-Nukleon-Formfaktoren bezüglich der $SU(3)$ -Erzeugenden $\{\lambda^\alpha\}$, $\alpha = 1, \dots, 8$ parametrisiert. Die Erzeugenden werden dabei so normiert, daß $\text{Sp} \lambda^\alpha \lambda^\beta = \frac{1}{2} \delta^{\alpha\beta}$ gilt. Zusätzlich wird $\lambda^0 = \frac{1}{3} \mathbf{1}$ definiert. Die Ströme können dann als Funktion der $SU(3)$ -Formfaktoren F^0 , F^3 und F^8 geschrieben werden:

$$J_\mu^\gamma = \bar{\psi} \sum_{\alpha=0,3,8} a^\alpha \left[\gamma_\mu F_1^\alpha + i \frac{F_2^\alpha}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u_i \quad (1.14)$$

$$J_\mu^Z = \bar{\psi} \sum_{\alpha=0,3,8} \left\{ (b^\alpha - a^\alpha \sin^2 \theta_W) \left[\gamma_\mu F_1^\alpha + i \frac{F_2^\alpha}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] - b^\alpha \gamma_\mu \gamma_5 G_1^{Z,\alpha} \right\} u_i \quad (1.15)$$

Dadurch hängen die elektromagnetischen Formfaktoren nur noch von $F_{1,2}^3$ und $F_{1,2}^8$ ab, wie folgende Parametrisierung zeigt [Beck 1989]:

$$F_{1,2}^\gamma = \sum_{\alpha=0,3,8} a^\alpha F_{1,2}^\alpha \quad (1.16)$$

$$F_{1,2}^Z = \sum_{\alpha=0,3,8} (b^\alpha - a^\alpha \sin^2 \theta_W) F_{1,2}^\alpha \quad (1.17)$$

$$G_1 = \sum_{\alpha=0,3,8} -b^\alpha G_1^\alpha \quad (1.18)$$

wobei für die Koeffizienten a und b gilt:

$$a^0 = 0, \quad a^3 = 1, \quad a^8 = 1/\sqrt{3} \quad (1.19)$$

$$b^0 = -1/4, \quad b^3 = 1/2, \quad b^8 = 1/2\sqrt{3} \quad (1.20)$$

Der Vorteil bei der Einführung der Quark-Formfaktoren liegt darin, daß durch die Invarianz der Quarks unter $SU(2)$ -Isospin-Rotation der Nukleonwellenfunktion Relationen zwischen den Formfaktoren aufgestellt werden können, was zwischen den Neutron- und Proton-Formfaktoren nicht möglich ist. So gelten in dieser Symmetrie beim Übergang $p \rightarrow n$ folgende Ersetzungen: $u \rightarrow d$, $d \rightarrow u$ und $s \rightarrow s$, beispielsweise:

$$F_{1,2}^{u,\text{proton}} = F_{1,2}^{d,\text{neutron}} \quad (1.21)$$

Nutzt man diese Relationen und löst die zwei Gleichungen 1.11 und 1.12 nach dem Formfaktor des *strange*-Quarks auf, so ergibt sich der gewünschte Zusammenhang zwischen diesem unbekanntem Formfaktor und den bekannten Formfaktoren F_i^p und F_i^n für $i \in \{1, 2\}$:

$$F_i^{(s)} = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) F_i^{\gamma, p} - F_i^{\gamma, n} - 4 F_i^{Z, p} \quad (1.22)$$

Aus der Gleichung 1.12 für das *strange*-Quark und der Gleichung 1.5 für den Vektorstrom des Protons ergibt sich das Matrixelement des seltsamen Vektorstroms $\langle p | \bar{s} \gamma_s | p \rangle$ des Protons:

$$\langle p' | \bar{s} \gamma_s | p \rangle = \bar{u}(p) \left[F_1^{(s)}(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2^{(s)}(Q^2)}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u_i(p) \quad (1.23)$$

wobei $u(p)$ den Protonenspinor repräsentiert.

Die Dirac- und Pauli-Formfaktoren $F_1^{(s)}$ und $F_2^{(s)}$ stellen nur eine Linearkombination der häufig gebrauchten elektrischen (E) und magnetischen (M) Sachs-Formfaktoren dar [Bjorken und Drell 1965, S. 245]:

$$G_E^{(s)} = F_1^{(s)} - \tau F_2^{(s)} \quad (1.24)$$

$$G_M^{(s)} = F_1^{(s)} + F_2^{(s)} \quad (1.25)$$

Bei verschwindendem quadratischem Impulsübertrag $Q^2 \rightarrow 0$ geht der elektrische Sachs-Formfaktor $G_E^{(s)}$ in die Netto-Seltsamkeit des Nukleons über, die Null beträgt. Den mittleren quadratischen seltsamen Radius des Nukleons $\langle r_{E, M}^2 \rangle^{(s)}$ und den Steigungsparameter $\rho_{E, M}^{(s)}$ erhält man aus einer Taylorentwicklung der Formfaktoren um $Q^2 = 0$:

$$\rho_{E, M}^{(s)} = \frac{1}{6} \langle r_{E, M}^2 \rangle^{(s)} = \left. \frac{dG_{E, M}^{(s)}(Q^2)}{dQ^2} \right|_{\tau=0} + \mathcal{O}(Q^4) \quad (1.26)$$

Für eine analoge Größe, das seltsame magnetische Moment $\mu^{(s)} = G_M^{(s)}(0)$, existiert keine Randbedingung, so daß dessen Wert auch an $Q^2 = 0$ experimentell bestimmt werden muß. Die Interpretation durch einen Radius und ein magnetisches Moment ist bei relativistischen Energien nicht mehr möglich, da sich solche Beziehungen nicht lorentzinvariant definieren lassen.

1.2.2 Die paritätsverletzende Asymmetrie

Die Paritätsoperation \mathbf{P} ist eine der inneren, diskreten Symmetrietransformationen der Quantenmechanik. Sie ist die Punktspiegelung eines physikalischen Zustandes am Koordinatenursprung. Für eine skalare Wellenfunktion gilt:

$$\mathbf{P} \psi(\vec{x}, t) = \psi(-\vec{x}, t) \quad (1.27)$$

und für ein Diracfeld:

$$\mathbf{P} \psi_D(\vec{x}, t) = \gamma_0 \psi_D(-\vec{x}, t) \quad (1.28)$$

Daraus folgt für die Eigenwerte des Paritätsoperators entweder $\pi = +1$ oder $\pi = -1$. Die schwache Wechselwirkung verletzt als einzige der vier bekannten Wechselwirkungen die Symmetrie der Parität. Da sich der Impuls unter der Paritätsoperation ändert, der Spin hingegen nicht, werden durch die Paritätstransformation linkshändige (L) in rechtshändige (R) Teilchen verwandelt und umgekehrt. So gilt für polarisierte Elektronen:

$$\mathbf{P} |e_L\rangle = |e_R\rangle \quad (1.29)$$

$$\mathbf{P} |e_R\rangle = |e_L\rangle \quad (1.30)$$

Das kann ausgenutzt werden, indem die Paritätsverletzung in der Streuung von rechtshändig oder linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen untersucht wird. Die paritätsverletzende Asymmetrie dieser Reaktion ist definiert durch:

$$\mathcal{A}^{PV} := \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (1.31)$$

Die Wirkungsquerschnitte σ_R und σ_L berechnen sich nach den Feynman-Regeln als Quadrate der Übergangsmatrixelemente $\mathcal{M} \propto \langle f | S | i \rangle$. Die einzelnen Übergangsmatrixelemente \mathcal{M} sind invariant unter Lorentztransformationen und können als Produkte aus dem Elektronenstrom j_μ^γ und dem „Übergangstrom“ des Protons, multipliziert mit dem Propagator des Austauschteilchens, berechnet werden [Bjorken und Drell 1965]:

$$\mathcal{M}_\gamma \propto j_\mu^\gamma \frac{1}{Q^2 c^2} J^{\mu, \gamma} \quad (1.32)$$

$$\mathcal{M}_Z \propto j_\mu^Z \frac{1}{Q^2 c^2 + m_Z^2 c^4} J^{\mu, Z} \xrightarrow{Q^2 < 1} \frac{j_\mu^Z \cdot J^{\mu, Z}}{m_Z^2 c^4} \quad (1.33)$$

Das Feynman-Diagramm in Abb. 1.1 stellt die beiden betrachteten Austausch-terme in niedrigster Ordnung der Störungsreihe und symbolisch auch die Summenbildung dar. Der Vertexfaktor enthält die Ladung, γ -Matrizen und eine vierdimensionale δ -Funktion, die die Energie- und Impulserhaltung bei der Emission oder Absorption der virtuellen Austauschteilchen beschreibt. Der schwache, neutrale Strom besitzt dabei einen Vektoranteil $V_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ und einen Axialvektoranteil $A_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$. Das vollständige Übergangsmatrixelement setzt sich aus der Summe des elektromagnetischen Matrixelements \mathcal{M}_γ und des neutralen, schwachen Matrixelements \mathcal{M}_Z zusammen. Für die elastische Streuung ergibt sich so die folgende Asymmetrie:

$$\mathcal{A}^{PV} = \frac{|\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|_R^2 - |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|_L^2}{|\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|_R^2 + |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|_L^2} \sim 2 \frac{\mathcal{M}_\gamma \cdot \mathcal{M}_Z}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (1.34)$$

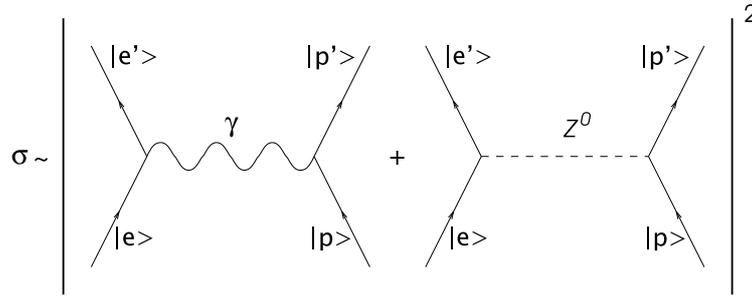


Abbildung 1.1: Symbolischer Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektronstreuung am Proton dargestellt in niedrigster Ordnung der Störungsreihe durch die Feynman-Graphen zum γ - und Z^0 -Austausch.

Bei der Multiplikation der Amplituden \mathcal{M}_γ und \mathcal{M}_Z in den Wirkungsquerschnitten, die in die Asymmetrie eingehen, tauchen deswegen sowohl Lorentzvektoren als auch Lorentzaxialvektoren auf. Alle Terme, die entweder die Lorentzvektoren oder die Lorentzaxialvektoren quadratisch beinhalten, führen zu einem paritätserhaltenden Wirkungsquerschnitt und kürzen sich so aus der Asymmetrie heraus. Dagegen führen Terme, die linear in einem Lorentzvektor und einem Lorentzaxialvektor sind, zu einem nicht verschwindenden Beitrag. Der Interferenzterm mit Axialvektor-Kopplung an den leptonischen und mit Vektorkopplung an den hadronischen Strom leistet den größten paritätsverletzenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Für quadratische Impulsüberträge in der Streuung, die wesentlich kleiner sind als die Masse $m_Z = (91,1882 \pm 0,002) \text{ GeV}/c^2$ [Particle Data Group 2000, S. 21] des neutralen, schwachen Vektorbosons, ist dieser Beitrag von der Größenordnung Q^2/m_Z^2 , siehe bspw. [Cahn und Gilman 1978]. Deshalb beträgt der paritätsverletzende Anteil am Wirkungsquerschnitt bei einem quadratischen Impulsübertrag $Q^2 \approx 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$ nur etwa 10^{-5} .

Die resultierende Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} kann in Abhängigkeit von den elektromagnetischen Formfaktoren des Protons $G_{E,M}^{\gamma,p}$, den neutralen, schwachen Vektorformfaktoren des Protons $G_{E,M}^{Z,p}$ und den neutralen, schwachen Axialvektorformfaktoren $G_A^{Z,p}$ in folgender Weise ausgedrückt werden [Cahn und Gilman 1978]:

$$\mathcal{A}^{PV} = \left[\frac{-G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \frac{\varepsilon G_E^{\gamma,p} G_E^{Z,p} + \tau G_M^{\gamma,p} G_M^{Z,p} - \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^{\gamma,p} G_A^{Z,p}}{\varepsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} \quad (1.35)$$

Die Kopplungskonstante $G_F/(\hbar c)^3$ aus der Fermi-Theorie beträgt $1,1664 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [Particle Data Group 2000, S. 73]. Die Vorfaktoren ε , ε' und τ sind kinema-

tische Größen der Form:

$$\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\frac{\theta}{2})]^{-1} \quad (1.36)$$

$$\varepsilon' = \sqrt{1 - \varepsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)} \quad (1.37)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4m_N^2} \quad (1.38)$$

Mit Hilfe der Gleichung 1.22 für den *strange*-Formfaktor und den Konvertierungsgleichungen 1.24 und 1.25 läßt sich die Asymmetrie als Produkt einer Asymmetrie \mathcal{A}_0 , die die Formfaktoren $F_i^{(s)}$ nicht enthält, und einer Korrektur, in der diese Formfaktoren explizit erscheinen, aufspalten:

$$\mathcal{A}^{PV} = \mathcal{A}_0 \left(1 - \frac{(\varepsilon + \tau\mu_p)F_1^{(s)} + \tau(\mu_p - \varepsilon)F_2^{(s)} + \delta\mu_p G_A^{(s)}}{4K} \right) \quad (1.39)$$

mit

$$K = \frac{1}{4}\varepsilon [(1 - 4\sin^2\theta_W) G_E^{\gamma,p} - G_E^{\gamma,n}] + \frac{1}{4}\tau\mu_p [(1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{\gamma,p} - G_M^{\gamma,n}] + \frac{1}{2}\delta\mu_p G_A^{Z,p} \quad (1.40)$$

$$\mathcal{A}_0 = \left[\frac{-G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \frac{G_E^{\gamma,p}}{\varepsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2} K \quad (1.41)$$

$$\delta = \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\theta_W)\varepsilon' \quad (1.42)$$

Die kinematischen Faktoren ε , ε' und τ wurden bereits in den Gleichungen 1.36, 1.37, und 1.38 definiert. Aufgrund der Abhängigkeit der kinematischen Faktoren vom quadratischen Impulsübertrag Q^2 und dem Laborstreuwinkel θ ist bei Vorwärtsstreuwinkeln der Formfaktor $F_1^{(s)}$ und bei Rückwärtswinkeln der Formfaktor $F_2^{(s)}$ dominierend. Die noch unbekanntten Beiträge des schwachen Axialvektorformfaktors $G_A^{Z,p}$ sind mit dem Faktor $(1 - 4\sin^2\theta_W)$ unterdrückt. Im Rahmen des Standardmodells erlaubt so der Interferenzterm zwischen γ - und Z^0 -Austausch bei Kenntnis der elektromagnetischen Formfaktoren des Protons und des Neutrons das Studium einer Linearkombination der Formfaktoren $F_1^{(s)}$ und $F_2^{(s)}$.

Feynman-Diagramme höherer Ordnung werden durch Strahlungskorrekturen beschrieben. Im wesentlichen bestehen diese aus Vertexkorrekturen, Vakuumpolarisationseffekten und Bremsstrahlungsereignissen des einlaufenden oder auslaufenden Elektrons. Korrekturen am Protonvertex sind in der Regel sehr klein und können vernachlässigt werden.

1.3 Kalorimetrie elektromagnetischer Strahlung

1.3.1 Energieverlust geladener Teilchen

Für die Kalorimetrie elektromagnetischer Strahlung spielt die Wechselwirkung von Teilchen und Strahlung mit absorbierender Materie und die Bildung von elektromagnetischen Schauern die entscheidende Rolle. Die hauptsächlichsten Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie sind Ionisation und Anregung, wobei Energie auf die Elektronenhülle der Atome übertragen wird. Bei relativistischen Teilchenimpulsen tragen auch Reaktionen mit den Atomkernen zum Energieverlust des Teilchens bei. Der mittlere Energieverlust dE pro Materieschicht der Dicke dx für die Ionisation von Atomen ist näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben (vgl. [Bethe 1930, Bethe und Heitler 1934]):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = -4\pi\alpha^2 \frac{\hbar^2 c^2}{m_e c^2} n_0 \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.43)$$

In dieser Gleichung sind α die Feinstrukturkonstante, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, $m_e c^2$ die Ruheenergie des Elektrons, n_0 die Elektronendichte im Absorber, z die Ladung des ionisierenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung und I das mittlere Ionisationspotential des absorbierenden Materials. Der Parameter δ berücksichtigt die Abschirmung des ausgedehnten transversalen Feldes bei relativistischen Impulsen. Das Ionisationspotential ist eine für das Absorbermaterial charakteristische Konstante, die durch $I = 16Z^{0,9}$ eV approximiert werden kann. Die Elektronendichte kann alternativ durch Dichte, Massen- und Ordnungszahl beschrieben werden:

$$n_0 = N_A Z \frac{\rho}{A} \quad (1.44)$$

Darin ist N_A die Avogadro-Konstante $6,022 \times 10^{23}$ Teilchen/Mol, ρ die Dichte und A die Massenzahl des Materials. Der Energieverlust wird gewöhnlich in Einheiten von $\text{MeV}/(\text{g}\cdot\text{cm}^2)$ angegeben.

Im nicht-relativistischen Bereich sinkt dE/dx proportional zu $1/\beta^2$, durchläuft ein Minimum der Ionisation bei etwa $3m_0 c^2$ und steigt im relativistischen Bereich gemäß $\propto 2 \ln \gamma$ logarithmisch wieder an. Der Energieverlust minimal ionisierender Teilchen liegt zwischen 1 und 2 $\text{MeV}/(\text{g}\cdot\text{cm}^2)$. In Materialien, die eine ähnlich hohe Dichte wie PbF_2 besitzen, ist die Abschirmung der Transversalkomponente des elektrischen Feldes des Teilchens so stark, daß der Energieverlust nur etwa 10% über den minimalen Wert anwächst [Jackson 1975].

Bei Elektronen und Positronen trägt zusätzlich zur Ionisation auch der Prozeß der Bremsstrahlung im Coulombfeld der Atomkerne bei. Ein Teil der kinetischen Energie der Leptonen wird dabei in Form von Photonen abgestrahlt. Der Energie-

verlust eines Elektrons der Energie E für diesen Prozeß beträgt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = -4E \rho \alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} - f(Z) \right] \quad (1.45)$$

Eine semiklassische Behandlung des Problems findet sich in [Jackson 1975]. In obiger Formel erscheint das Quadrat des klassischen Elektronenradius [Particle Data Group 2000, S. 73]

$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,817 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (1.46)$$

und eine Korrektur $f(Z)$, die von der Ladung Z abhängt. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist proportional zur Energie und umgekehrt proportional zum Massenquadrat des strahlenden Teilchens.

Insgesamt ergibt sich der gesamte spezifische Energieverlust eines Elektrons aus der Summe von Ionisations- und Strahlungsverlusten:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \quad (1.47)$$

Zusätzliche Beiträge wie direkte Paarerzeugung oder photonukleare Reaktionen über virtuelle Photonen können aufgrund ihrer kleinen Wirkungsquerschnitte vernachlässigt werden.

Für jedes Material läßt sich eine kritische Energie E_c definieren, bei der die Energieverluste durch Strahlung und Ionisation gerade gleich groß sind, da die zwei Beiträge nach Gleichung 1.43 und Gleichung 1.45 eine unterschiedliche funktionale Abhängigkeit von der Energie besitzen. Die kritische Energie von PbF_2 liegt bei nur 9,04 MeV [Anderson u. a. 1990], einem relativ niedrigen Wert.

Bezüglich dieser kritischen Energie hochenergetische Elektronen verlieren nach obigen Gleichungen ihre Energie vor allem durch Bremsstrahlungsprozesse; Ionisationsverluste können in erster Näherung vernachlässigt werden. Als materialabhängigen Parameter führt man deswegen die (Brems-)Strahlungslänge X_0 als diejenige Distanz x ein, nach der die Energie E eines Elektrons auf den Faktor $1/e$ der ursprünglichen Energie E_0 aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen abgesunken ist:

$$\langle E \rangle = E_0 \cdot e^{-x/X_0} \quad (1.48)$$

Aus Gleichung 1.45 ergibt sich:

$$X_0^{-1} = 4\rho \alpha N_A r_e^2 \frac{Z(Z+1)}{A} \ln(183 Z^{-1/3}) \quad (1.49)$$

Für die Herleitung dieser Gleichung wurden die Beiträge von Elektron-Elektron-Bremsstrahlungsprozessen durch die Substitution $Z^2 \rightarrow Z(Z+1)$ berücksichtigt und

die Korrekturen $\mathcal{O}(5\%)$ unterdrückt. In einem Gemisch oder einer Verbindung kann die Strahlungslänge durch

$$X_0^{-1} = \sum_i \frac{w_i}{X_0^i} \quad (1.50)$$

approximiert werden, wobei w_i die Gewichtsanteile der einzelnen Komponenten mit der Strahlungslänge X_0^i sind. Für Bleifluorid ergibt sich die Strahlungslänge $X_0^{\text{PbF}_2} = 0,93 \text{ cm}$. Der Vergleich mit metallischem Blei ($X_0^{\text{Pb}} = 0,56 \text{ cm}$) demonstriert die große Kompaktheit des Materials.

Im Gegensatz zur Ionisation und Anregung, bei denen pro Wegstrecke sehr viele kleine Energiebeträge an den Absorber abgegeben werden, so daß der Energieverlust eines Teilchens kontinuierlich erscheint, tritt die Bremsstrahlung in Form von individuellen, teilweise hochenergetischen Photonen auf, die einen beträchtlichen Teil der Energie des Elektrons übernehmen können. Dies kann bei kleineren Energien zu großen Fluktuationen der Energiedeposition in einem Detektorvolumen führen.

1.3.2 Čerenkov-Strahlung geladener Teilchen

Neben diesen Wechselwirkungen, die zur Abbremsung eines Teilchens in Materie führen, gibt es einen weiteren Effekt, der in PbF_2 eine besondere Rolle spielt, die Čerenkov-Strahlung. Diese meist im blauen Spektralbereich beobachtbare Strahlung leitet ihren Namen von P. A. Čerenkov ab, der 1934 als junger Doktorand am Lebedev-Institut in Moskau ein Leuchten in Flüssigkeiten entdeckte [Čerenkov 1934]. Die theoretische Erklärung für den Effekt wurde 1937 von I. M. Frank und I. Y. Tamm auf der Basis der klassischen Elektrodynamik gegeben, die die Strahlung als Schockwelle überlichtschneller Teilchen in einem isotropen Dielektrikum interpretierten: ein optisches Analogon zum Machschen Überschallknall. In den frühen fünfziger Jahren wurden zum ersten Mal Čerenkov-Ringe, Abbildungen des entstehenden Lichtkegels, von V. Zrelov beobachtet. Auf der Grundlage dieses Effekts entstanden Nachweisgeräte zur Bestimmung der Geschwindigkeit von Teilchen. 1958 haben Čerenkov, Frank und Tamm für die Entdeckung und Interpretation des Čerenkov-Effekts den Nobelpreis für Physik erhalten.

Aus der Superposition der Huyghensschen Elementarwellen ergibt sich für den Winkel θ_c zwischen dem Wellenausbreitungsvektor der emittierten Strahlung und der Teilchenbahn folgender Zusammenhang:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c \quad (1.51)$$

Bei exakter Rechnung unter Einbeziehung des Rückstoßimpulses auf das Elektron beziehungsweise auf das Positron kommt zu Gleichung 1.51 eine kleine Korrektur

hinzu:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} + \frac{\hbar k}{2p} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (1.52)$$

wobei $\hbar k$ der Impuls des Photons und p der des Elektrons beziehungsweise Positrons ist. Gleichung 1.51 bleibt eine gute Näherung, da $\hbar k \ll p$ ist.

Im Vergleich mit dem Energieverlust durch Ionisation spielt der Energieverlust durch die Čerenkov-Strahlung nur eine untergeordnete Rolle. Man erhält für Elektronen einen Energieverlust dE/dx pro Weglänge [Jelley 1958]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \underbrace{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right)}_{\sin^2 \theta_c} \omega \, d\omega \quad (1.53)$$

Die Strahlung wird natürlich nicht gleichmäßig über alle Frequenzen emittiert, sondern in einem charakteristischen Frequenzband. Einige Faktoren begrenzen dieses Spektrum. Zunächst schränken Absorptionsbanden im angrenzenden tiefen UV-Bereich die Strahlung ein, da dort der Brechungsindex divergiert ($n \rightarrow \infty$). Im Röntgenbereich oberhalb von 5 keV ist gar keine Čerenkov-Strahlung mehr möglich, weil der Brechungsindex oberhalb der letzten Resonanz kleiner 1 wird. Im Bereich der normalen Dispersion gilt $dn/d\lambda < 0$. Das heißt, es existiert eine maximale Wellenlänge λ_{\max} , für die der Brechungsindex gerade noch größer als $1/\beta$ ist. Da die Intensität von Licht der Frequenz $\omega = 2\pi\nu$ durch die Strahlungsenergie $E = N \cdot h\nu$ dargestellt werden kann, ergeben sich aus Gleichung 1.53 für die Anzahl N der von einem Elektron in einem Energieintervall dE beziehungsweise einem Wellenlängenintervall $d\lambda$ emittierten Photonen pro Wegstrecke dx die Ausdrücke [Particle Data Group 2000, S. 172]:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE dx} = \frac{\alpha^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right) \quad (1.54)$$

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \Rightarrow \frac{d^2 N_\gamma}{d\nu dx} \propto \text{const.} \quad (1.55)$$

Eine Integration liefert bei Vernachlässigung der Dispersion $n(\lambda)$ die absolute Zahl N_{abs} an Photonen:

$$N_{\text{abs}} = 2\pi\alpha x \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (1.56)$$

Damit ein Teilchen Čerenkov-Strahlung der Frequenz ω emittieren kann, muß seine Geschwindigkeit nach Gleichung 1.51 größer sein als die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Felder der gleichen Frequenz. Diese Schwellengeschwindigkeit beträgt:

$$\beta_{\text{thr}} = 1/n \quad \text{bzw.} \quad v_{\text{thr}} = c/n \quad (1.57)$$

Daraus läßt sich eine minimale kinetische Energie berechnen, die vom Brechungsindex des Mediums und von der Ruhemasse des Teilchen abhängt:

$$E_{\text{thr}} = m_0 c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (1.58)$$

1.3.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Prozesse, die zur Absorption oder Streuung von Photonen in Materie führen, sind substantiell verschieden von denjenigen, die zum Energieverlust bei Elektronen führen. Da ein Photon keine Ladung besitzt, kann es nicht an den Ionisations- und Coulomb-Prozessen teilnehmen, die für die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie charakteristisch sind, sondern muß diese Teilchen erst in einem Wechselwirkungsprozeß erzeugen. Drei verschiedene Prozesse sind dazu geeignet: Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarerzeugung. Weil Absorption und Streuung statistische Prozesse sind, wird die Intensität eines Photonenstrahls der anfänglichen Intensität I_0 kontinuierlich reduziert, was zu einer exponentiellen Abnahme der Intensität nach Durchqueren eines Materials der Schichtdicke x führt. Die integrale Form des Intensitätsverlaufs lautet somit:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.59)$$

Der lineare Massenabsorptionskoeffizient μ wird durch das verwendete Absorbermaterial bestimmt und setzt sich aus den Absorptionsquerschnitten σ_i für die zugrunde liegenden Wechselwirkungsprozesse und der Atomkonzentration zusammen:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \quad (1.60)$$

Bei kleinen Energien ($100 \text{ keV} \geq E_\gamma \geq \text{Ionisationspotential}$) dominiert der Photoeffekt, im mittleren Energiebereich ($E_\gamma \gtrsim 1 \text{ MeV}$) der Compton-Effekt und bei hohen Energien ($E_\gamma \gg 1 \text{ MeV}$) die Paarerzeugung. Eine detaillierte Beschreibung dieser Wechselwirkungen findet man unter anderem in [Jackson 1975]. Entscheidend für die Energiebilanz ist, daß bei der Paarerzeugung von Elektron-Positron-Paaren im Coulombfeld eines Atomkerns oder eines Hüllenelektrons das Photon die Schwellwertenergie $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ überschreiten muß.

Da sowohl Paarerzeugung als auch Bremsstrahlung hauptsächlich im Coulombfeld eines Atomkerns erfolgen, werden diese Prozesse bei Stoßparametern größer als der Atomradius unterdrückt, da das Coulombfeld durch die Hüllenelektronen abgeschirmt wird. Diese Abschirmung liefert eine obere Grenze für den Stoßparameter, bei der die Kernladung vollständig durch die Atomelektronen abgeschirmt wird [Jackson 1975]. Mit dieser Näherung (*complete screening case*) kann eine

energieunabhängige freie Weglänge λ_{paar} bestimmen werden:

$$1/\lambda_{\text{paar}} = \mu_{\text{paar}} = \frac{7}{9} \times 4\rho \alpha N_A r_e^2 \frac{Z(Z+1)}{A} \ln \left(183 Z^{-1/3} \right) \quad (1.61)$$

Dieser Grenzwert ist mit einer Genauigkeit von einigen Prozent für hohe Energien ab etwa 1 GeV verwendbar [Particle Data Group 2000, S. 168f] und ist nach Gleichung 1.49 eng mit der Strahlungslänge X_0 verknüpft:

$$\lambda_{\text{paar}} = \frac{9}{7} X_0 \quad (1.62)$$

Von den weiteren Wechselwirkungen der Photonen (photonukleare Wechselwirkungen, Photon-Photon-Streuung, ...) liefert nur die Paarerzeugung im Coulombfeld eines Hüllenelektrons einen nennenswerten Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt. Diesen Effekt kann man bei sehr schweren Elementen wie beispielsweise Blei ($Z = 82$) unberücksichtigt lassen.

1.3.4 Elektron-Photon-Schauer

Die Theorie elektromagnetischer Kaskaden ist in den späten 30er Jahren nach der Entdeckung des Positrons entwickelt worden. Die klassische Behandlung des Problems ist die von Rossi und Greisen [Rossi und Greisen 1941]. Die zwei grundlegenden Prozesse, die eine elektromagnetische Kaskade erzeugen, sind Paarerzeugung und Bremsstrahlung: Nachdem ein hochenergetisches Elektron in Materie eingetreten ist, verliert es im Mittel nach einer Strahlungslänge $1/e$ seiner Energie durch Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons. Hochenergetische Bremsstrahlungsphotonen erzeugen in einer Strahlungslänge etwa 1 – 2 Elektron-Positron-Paare und verlieren in etwa den gleichen Anteil ihrer Energie. Diese Leptonen strahlen wiederum Bremsstrahlungsphotonen sowie unter gewissen Bedingungen Čerenkov-Strahlung ab. Daraus entwickelt sich eine Kaskade an immer zahlreicher werdenden Teilchen, deren kinetische Energien mit fortschreitender Ausbreitung der Kaskade geringer werden, ein sogenannter Elektron-Photon-Schauer. Der Prozeß setzt sich so lange fort, bis die Leptonen die kritische Energie unterschreiten und Ionisationsreaktionen den Energieverlust dominieren. Die niederenergetischen Photonen fügen dem Schauer über Compton- und Photoprozesse weitere Elektronen hinzu. Schließlich ist die Energie vollständig durch Ionisation und Anregung im Absorber dissipiert. Eine ausführliche Beschreibung kalorimetrischer Größen findet sich in [Amaldi 1981].

Die longitudinale Verteilung des Energieverlusts in einem Elektron-Photon-Schauer wird durch die Strahlungslänge des Absorbermaterials parametrisiert. Die physikalischen Prozesse der Schauerbildung legen in erster Näherung die folgende

einfache Verteilung des Energieverlusts mit der Schauertiefe $t = x/x_0$ in Einheiten der Strahlungslänge nahe:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 t^\alpha \frac{b^{\alpha+1} e^{-bt}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad (1.63)$$

wobei α und b freie Parameter sind und Γ die Eulersche Gammafunktion ist. Für geringe Schauertiefen steigt die Zahl der Sekundärteilchen mit t^α an, jenseits des Maximums dominieren Absorptionsprozesse. Das Maximum des Schauerprofils, das oft auch als optimale Tiefe bezeichnet wird, kann in Abhängigkeit der Einschußenergie E_0 durch

$$t_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (1.64)$$

bestimmt werden. Die Energieabhängigkeit der Position der optimalen Tiefe ist nur schwach und die Anzahl der Teilchen N_{\max} in dieser Tiefe beträgt etwa E_0/E_c .

Für die transversale Ausbreitung des Schauers ist die Vielfachstreuung von niederenergetischen Elektronen mit kleinen Streuwinkeln verantwortlich. Ihre Verteilung aufgrund der Coulomb-Streuung wird durch die Molière-Theorie beschrieben [Molière 1948]. Für kleine Ablenkwinkel ist sie um den mittleren Streuwinkel $\theta = 0^\circ$ normalverteilt. Größere Streuwinkel, die durch das Kernpotential bedingt sind, treten jedoch häufiger auf als es einer Normalverteilung entspräche. Die transversale Verteilung der durch einen elektromagnetischen Schauer deponierten Energie wird daher am besten durch den Molière-Radius charakterisiert, der durch folgende Gleichung für unterschiedliche Elemente bestimmt werden kann [Nelson u. a. 1966]:

$$R_M = X_0 E_s / E_c \quad (1.65)$$

Es gehen die in der Theorie der Elektronenstreuung am Coulombpotential auftretende Streuenergie $E_s = m_e c^2 (4\pi\alpha)^{-1/2} \approx 21 \text{ MeV}$ und die kritische Energie ein ($E_c = 9,04 \text{ MeV}$ für PbF_2). Im Kern des Schauers fällt die Energiedeposition transversal nach einem Molière-Radius um etwa eine Größenordnung ab. Bei größeren Abständen sinkt die Energiedeposition langsamer und läßt sich weniger gut parametrisieren. Etwa 90% der deponierten Energie ist in einem unendlich langen Zylinder um die Schauerachse enthalten, dessen Radius dem Molière-Radius entspricht, 95% sind in einem Zylinder mit doppeltem Radius enthalten [Amaldi 1981]. PbF_2 besitzt einen effektiven Molière-Radius von $R_M \cong 1,8 \text{ cm}$ [Anderson u. a. 1990], der etwa 20% kleiner als der elektromagnetische Molière-Radius aus der üblichen Parametrisierung ist. Dies kann damit begründet werden, daß mit zunehmender Tiefe im Kristall ein geringerer Anteil der Schauerenergie von den Elektronen und Positronen getragen wird [Particle Data Group 2000, S. 170] und außerdem ein größerer Anteil der Leptonen bei zunehmender lateraler Ausdehnung des Schauers energetisch unterhalb der Čerenkov-Schwelle von 608 keV liegt.

Die Entwicklung von Elektron-Photon-Schauern in PbF_2 wurde für diese Arbeit simuliert (siehe Kapitel 3), wobei die wesentlichen Größen wie Strahlungslänge

und Molière-Radius, aber auch genaue Verteilungen der Photonen- und Elektronen-Schauer bestimmt werden konnten.

1.3.5 Čerenkov-Kalorimeter

Zur Energiemessung hochenergetischer Elektronen oder Photonen sind am besten totalabsorbierende homogene Schauerzähler geeignet, die die Energiedeposition der Elektron-Photon-Schauer messen. In solchen Detektoren sind im Gegensatz zu hadronischen Kalorimetern das aufschauende und das Nachweismedium identisch. In longitudinaler Richtung sollte die Ausdehnung des Detektors mindestens 12 Strahlungslängen betragen, um ein zur Energie proportionales Signal zu erhalten und Leckverluste zu minimieren. Drei Faktoren beeinflussen das Energieauflösungsvermögen eines homogenen Kalorimeters: die intrinsischen Schauerfluktuationen, die Leckverluste und die Lichtausbeute. Das Auflösungsvermögen kann in erster Näherung durch folgenden Ansatz mit drei unabhängigen Termen parametrisiert werden:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_2}{E} \oplus \sigma_3 \quad [E \text{ in GeV}] \quad (1.66)$$

Ausführlich diskutiert werden diese Fluktuationen in [Amaldi 1981]. Die Konstante σ_1 wird bei nachzuweisenden Teilchen, für die das Detektorvolumen ausreichend groß ist, durch die Photonenstatistik bestimmt. Sie basiert auf der Proportionalität zwischen deponierter Energie und Anzahl der erzeugten Photonen und führt zu einer stetigen Verbesserung des Energieauflösungsvermögens bei steigender Energie. Andere Beiträge, die bezüglich einer der Energie proportionalen Größe normalverteilt sind, tragen in geringerem Maße zu dieser Konstante bei. Wenn die Leckverluste in der Schauerausbreitung bei höheren Energien allerdings zu groß werden, kommt aufgrund der Fluktuationen in der Schauergeometrie ein zusätzlicher Beitrag hinzu, der durch σ_3 parametrisiert wird. Auch Inhomogenitäten in der Transmission der Kristalle besitzen einen solchen Einfluß. Zusätzlich beinhaltet die Konstante σ_2 das energieunabhängige Rauschen, das durch die Ausleseelektronik hervorgerufen wird, systematische Fehler, Kalibrierungsfehler oder Fehler, die aufgrund von Temperaturschwankungen zustande kommen. Mit dem anorganischen Szintillator NaJ, dotiert mit Thallium, erreicht man sehr gute Energieauflösungsvermögen, ebenso mit CsJ(Tl)-Detektoren, wie beispielsweise den 1380 Kristallen des „Kristall-Ball“-Detektors ($\sigma_E/E = 2,7\% / \sqrt[4]{E[\text{GeV}]}$), der ursprünglich am Speicherring SPEAR am *Stanford Linear Accelerator Center* installiert war. Auch mit Wismutgermanat $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) erreicht man vergleichbare Werte.

In einem Čerenkov-Kalorimeter werden dichte Materialien mit hoher Transmission als Absorber benutzt. Die Schauerteilchen, deren Geschwindigkeiten β oberhalb der Čerenkov-Schwelle $\beta_{\text{thr}} = 1/n$ liegen, emittieren ein kontinuierliches Photonenspektrum in einen Vorwärtskegel mit dem Öffnungswinkel $\theta =$

$\arccos(1/n\beta)$ (siehe Kapitel 1.3.2). An der Stirnfläche des Čerenkov-Materials wird ein Photovervielfacher angekoppelt, der die Photonen in elektrische Signale umsetzt. Das erreichbare Energieauflösungsvermögen hängt hauptsächlich von der Photoelektronenstatistik ab. Häufig werden Bleiglaszähler verwendet, die meistens Energieauflösungsvermögen von etwa $\sigma_E/E \approx 5\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$ besitzen [OPAL Collaboration 1990]. Um die Anzahl der Photoelektronen groß und damit die statistischen Schwankungen klein zu halten, muß auf eine effiziente Lichtsammlung und hohe Transmission insbesondere bei kurzen Wellenlängen geachtet werden. Im Laufe der letzten Jahrzehnte ist das Interesse an Čerenkov-Materialien als Detektoren oder als Teil großer Nachweissysteme in Mittel- und Hochenergiephysik stark angewachsen, denn die heutige Generation von Experimenten verlangt aufgrund wachsender Ereignisraten Signalauslesezeiten in der Größenordnung weniger Nanosekunden, was von den wenigsten anorganischen Kristall-Szintillatoren erreicht wird. Deren Signalzeiten liegen in Regel bei $\tau \approx 500 \text{ ns}$, eine der wenigen Ausnahmen ist CsF mit einer Abklingzeit von nur 5 ns. Dagegen ist das Zeitverhalten in Čerenkov-Zählern praktisch nur durch die Lichtlaufzeit im Kristall, die Anstiegszeit im Photovervielfacher und dessen Kapazität bestimmt, was mit Signalzeiten einher geht, die 1 – 2 Größenordnungen kürzer sind. Dieser große Vorteil führt bei hohen Zählraten zu einer nur kleinen Zahl von Doppel- oder Mehrfachtreffern.

1.4 Kurzer Abriß des A4-Experiments

Die experimentelle Methode des A4-Experiments besteht in der Bestimmung der Asymmetrie von elastisch gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen unter einem Vorwärtsstreuwinkel $\theta = (35 \pm 5)^\circ$.

Das A4-Experiment wurde am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI entwickelt und in der Experimentierhalle 4 des Instituts für Kernphysik aufgebaut. MAMI besteht aus drei hintereinander geschalteten sogenannten „Rennbahn-Mikrotronen“ mit einem 3,5 MeV-Linearbeschleuniger als Injektor. Die letzte Stufe des Mikrotrons liefert einen Strahl mit einer Endenergie von 855 MeV, zeitweise sogar bis 882 MeV, die bei vorzeitiger Extraktion des Elektronenstrahls von 180 MeV bis zur Maximalenergie in Schritten von 15 MeV variiert werden kann. Grundlage des Mikrotron-Prinzips sind normalleitende Hochfrequenzkavitäten in Verbindung mit wiederholten Strahlrückführungen. So erreicht man bei einem makroskopischen Tastverhältnis von 100% Ströme bis zu 100 μA . Einzelheiten kann man den Arbeiten von H. Herminghaus entnehmen [Herminghaus u. a. 1976] (neuere Entwicklungen u. a. in den Jahresberichten des Instituts für Kernphysik [Neuhausen und Tiator 1998, Neuhausen und Tiator 2000]).

Der Gesamtaufbau des A4-Experimentes besteht aus der mit der Hochfrequenz von 2,45 GHz gepulsten Quelle für polarisierte Elektronen, den nachfolgenden Be-

schleunigerstufen der Mikrotrone, einem Monitorsystem für Strahlage, Strahlphasenraum, Strahlenergie und Strahlstrom, dem Flüssigwasserstoff-Target, acht Luminositätsmonitoren und als zentralem Instrument dem elektromagnetischen Kalorimeter. Jeder Detektor des Kalorimeters besitzt ein nachgeschaltetes Elektronikmodul, welches die Signale der Nachbarn auf das Triggersignal addiert, durch eine Vetologik Doppeltreffer unterdrückt und die Ereignisse digitalisiert.

Die polarisierten Elektronen werden elastisch an dem 10 cm langen ℓH_2 -Target gestreut und produzieren bei einer Luminosität $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einer Strahlenergie von 855 MeV eine mittlere Ereignisrate von etwa 10 MHz im gesamten Kalorimeter. Weitere Streuteilchen niedrigerer Energie führen zu einer etwa zehnmal höheren Untergrundrate von 90 MHz. Im Rahmen einer Doktorarbeit [Heinen-Konschak 1994] wurde eine vorteilhafte Kinematik und Detektorgeometrie für das A4-Experiment ausgewählt. Der quadratische Impulsübertrag liegt bei $Q^2 = 0,227 \text{ GeV}^2/c^2$ und die erwartete Asymmetrie ohne Beiträge des *strange*-Quarks beträgt 8×10^{-6} . In der Messung wird eine Genauigkeit von 4×10^{-7} angestrebt, die sich aus 3% statistischer und 4% systematischer Unsicherheit zusammensetzt. Bei einem Strahlstrom von 20 μA und einer longitudinalen Polarisierung der Elektronen von 80% wird diese statistische Genauigkeit nach etwa 1000 Stunden Meßzeit erreicht. Eine Bestimmung der Formfaktoren ist dadurch mit einer Genauigkeit von $\delta(F_1^{(s)} + 0,13 \cdot F_2^{(s)}) = 0,02$ möglich. Weitere Details zum A4-Experiment finden sich beispielsweise in den Jahresberichten des Instituts für Kernphysik [Kollaboration A4 1998, Kollaboration A4 2000].

Die Anforderungen bezüglich Energieauflösungsvermögen, Zeitverhalten, Kompaktheit und Strahlenresistenz, die durch die genaue Asymmetrie-Messung an das Kalorimeter gestellt werden, sind extrem hoch. Soll die gesuchte Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ der elastischen Elektron-Proton-Streuung mit einem statistischen Fehler von nur 3% bestimmt werden, so folgt aus der Definition der Asymmetrie eine minimale Gesamtzahl elastischer Streuereignisse N_{min} , die mindestens registriert werden müssen:

$$N_{\text{min}} \geq (3\% \times \mathcal{A}^{\text{mess}})^{-2} \approx 10^{13} \quad (1.67)$$

Bei etwa 1000 Stunden Meßzeit erfordert dies eine Zählrate von 10^7 Ereignissen pro Sekunde. Dabei muß ein einzelner Lichtpuls kürzer als 20 ns sein, um die zu messende Asymmetrie nicht durch Doppeltreffer zu verfälschen (siehe [Kollaboration A4 1998]). Um bei dieser hohen Zählrate die Wahrscheinlichkeit von Doppeltreffern gering zu halten, muß das Kalorimeter eine hohe Granularität besitzen. Außerdem ist die Verwendung eines ausgedehnten Targets notwendig, was in einer Winkelunschärfe der Messung resultiert. Da alle beteiligten Wechselwirkungsprozesse eine Abhängigkeit der Energie des gestreuten Elektrons von dem Laborstreuwinkel θ aufweisen, folgt aus der Ausdehnung des Targets eine Energieunschärfe. Bei einer gesamten Energieunschärfe von 30 MeV beträgt der Abstand der elastischen Linie zu Erzeugungsereignissen der Δ^+ -Resonanz etwa 5σ .

Um eine Trennung der unelastischen Ereignisse von der elastischen Streuung zu ermöglichen, muß deshalb eine relative Energieauflösung $\Delta E/E \leq 3,3\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ in einer 3×3 -Kristallmatrix erreicht werden [Heinen-Konschak 1994, S. 41]. Außerdem darf die erwartete Strahlenbelastung durch eine absorbierte Energiedosis von 100 – 200 Gray die effektive Lichtausbeute nicht wesentlich beeinflussen. Will man die Messung in möglichst kurzer Zeit bei einer vorgegebenen maximalen Zählrate pro Detektor durchführen, muß das Kalorimeter zusätzlich einen großen Raumwinkel abdecken. Das A4-Experiment benötigt aus diesen Gründen Detektoren

- mit kurzer Strahlungslänge und kleinem Molière-Radius,
- mit extrem schnellem Antwortverhalten,
- mit ausreichender Lichtausbeute, um das benötigte Energieauflösungsvermögen zu erreichen,
- mit vergleichsweise hoher Strahlenresistenz und
- aus einem nicht zu kostenintensivem Material.

Zu Beginn des A4-Experimentes wurde flüssiges Xenon als mögliches Kalorimetermaterial in einer Diplom- und anschließenden Doktorarbeit untersucht [Hofmann 1998]. Mit einer Lichtausbeute von $n \approx 70.000$ Photonen/MeV ist dieser Szintillator sehr lichtstark. Die Vorteile eines Flüssig-Edelgasdetektors hätten in der intrinsisch hohen Strahlenresistenz des Materials sowie in der großen Anpassungsfähigkeit der Kalorimetergeometrie gelegen. Die durch den hohen Preis für ein Standardvolumen ($R_M^2 \times X_0$) limitierte Zahl der Detektormodule pro Raumwinkelintervall und die durch die kurze Selbstabsorptionslänge hohe Inhomogenität der Lichtsammelleffizienz führten jedoch zu technischen Schwierigkeiten. Als Alternative zu PbF_2 -Kristallen wurde auch die Verwendung von Bleiwolframat (PbWO_4) diskutiert. Allerdings zeigten fast alle in Mainz geprüften Kristalle dieses Materials langsame Komponenten im Szintillationslicht ($\tau \approx 2,5 \mu\text{s}$). Aus diesen Gründen wurde 1996 die Entscheidung getroffen, PbF_2 als Kalorimetermaterial zu verwenden.

Kapitel 2

Bleifluorid-Kristalle als Kalorimetermaterial

In diesem Kapitel sollen die allgemeinen Merkmale von PbF_2 -Kristallen dargestellt und die Ergebnisse der umfangreichen Untersuchungen und Qualitätskontrollen erläutert werden. In diesem Zusammenhang werden auch die verwendeten Meßmethoden und -instrumente vorgestellt. Eigenschaften, die für den Einsatz von PbF_2 als Čerenkov-Material maßgebend sind, werden in der Diskussion besonders hervorgehoben.

2.1 Physikalische und chemische Eigenschaften

PbF_2 ist ein Ionenkristall und besteht aus negativen F^- -Ionen und positiven Pb^{2+} -Ionen. Der Radius der einfach geladenen Fluor-Ionen beträgt $1,33 \text{ \AA}$. Die räumliche Kristallstruktur von kubisch-flächenzentriertem PbF_2 ist in Abb. 2.1(a) zu sehen. Diese Darstellung basiert auf einer Zeichnung für ein analoges Kristallgitter. Der Brechungsindex von β - PbF_2 ist vergleichsweise hoch und variiert im visuellen Spektrum zwischen 1,78 und 1,95 [Drill 1978]. Für eine Vielzahl von Rechnungen und Simulationen in dieser Dissertation ist eine Extrapolation des Brechungsindex mit einem Polynom dritten Grades benutzt worden. Der Verlauf dieser Extrapolation ist zusammen mit den Literaturwerten in Abb. 2.1(b) gezeigt. Die wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften von PbF_2 wurden dem MSDS-Katalog¹ entnommen und sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

Das Wachstum von Einkristallen läuft in einer Schmelze der Rohmaterialien ab und beginnt mit kleinen kristallinen Keimen von einigen hundert Atomen. Die-

¹Acros Organics N.V., Geel, Belgien

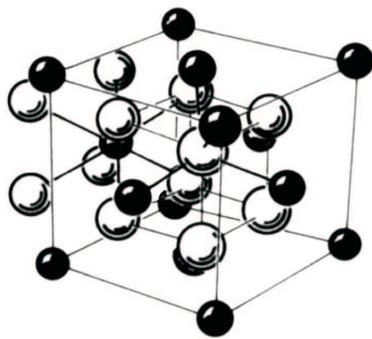
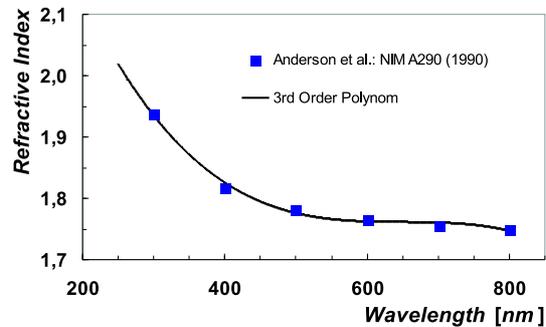
(a) Kristallstruktur von PbF_2 .(b) Der Brechungsindex von $\beta\text{-PbF}_2$ bei 20 °C.

Abbildung 2.1: (a) Aufbau des kubisch-flächenzentrierten Gitters von PbF_2 . Die Pb^{2+} -Ionen sind schwarz dargestellt, die F^- -Ionen weiß. (b) Brechungsindex der Kristalle als Funktion der Wellenlänge. Die Extrapolation erfolgte mit einem Polynom dritten Grades.

Tabelle 2.1: Die wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften von PbF_2 .

Chemischer Name	Blei(II)fluorid
Molekularformel	PbF_2
Natürliche Phase	kubischer Kristall
Erscheinungsbild	transparent ohne Farbstiche
Toxizität	giftig
Letaldosen	LD ₅₀ (oral, Maus): 3015 mg/kg LD ₅₀ (oral, Ratte): 3031 mg/kg
Molekulargewicht	245,21
Dichte	7,77 g/cm ³ (kubisch) 8,24 g/cm ³ (orthorhombisch)
Löslichkeit in Wasser	sehr schwer löslich: 0,065 g/100 ml Wasser (20 °)
Löslichkeit in HNO_3	löslich
Siedepunkt	1293 °C bei 760,00 mm Hg
Schmelzpunkt	824 °C
Expansionskoeffizient	$20 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$

se schmelzen normalerweise wieder, ehe sie weiterwachsen können. Um dies zu verhindern, muß der Schmelze Wärme entzogen werden, die sogenannte Kristallisationswärme. Das Resultat der Kristallisation ist im Regelfall nicht ein Einkristall, sondern ein polykristallines Gebilde, das aus vielen kleinen völlig regellos zusammengewachsenen Kristallen besteht. Um einen Einkristall kristallisieren zu lassen, darf nur *ein* Kristallkeim in der Schmelze vorhanden sein. Das kann beispielsweise dadurch erreicht werden, daß in die Schmelze ein kleiner Impfkristall eingetaucht wird, in dessen unmittelbarer Umgebung die Schmelze geringfügig unterkühlt wird. So kann eine zusätzliche Keimbildung verhindert werden und es wächst allein der Impfkristall. Ausführliche Darstellungen zur Kristallographie und Einkristallzucht finden sich beispielsweise in [Kittel 1969].

Tabelle 2.2: Vergleich wichtiger, die Emission von Čerenkov-Licht betreffenden Eigenschaften von PbF_2 mit anderen Materialien aus [de Notaristefani u. a. 1993].

Material	$n(180\text{ nm})$	γ_{thr}	θ_c^{max} [Grad]
PbF_2	2,05	1,15	60,8
Bleiglas (SF-5)	1,67	1,25	53,2
Plastik	1,58	1,29	50,7
Plexiglas	1,48	1,36	47,5
Quarz	1,46	1,37	46,7
NaF	1,38	1,45	43,6

Tabelle 2.3: Vergleich wichtiger kalorimetrischer Eigenschaften von PbF_2 mit anderen Bleiverbindungen aus [Dingzhong u. a. 1999] und [Anderson u. a. 1990].

Material	Pb-Anteil [%]	ρ [g/cm^3]	X_0 [cm]	R_M [cm]	E_c [MeV]
PbF_2	85	7,77	0,93	2,2	9,04
SF-6	66	5,20	1,69	2,7	12,6
PN-123		4,70	2,10		
SF-5	51	4,08	2,54	3,7	15,8
F-2	42	3,61	3,22	3,2	17,3

Die technischen Realisationen der Einkristallzüchtung unterscheiden sich in den Details. Die von SICCAS² zur Zucht der PbF_2 -Kristalle verwendete Technik ist als *Bridgman-* oder auch *Bridgman-Stockbarger-* Methode bekannt [Dingzhong u. a. 1999]. Bei diesem Verfahren befindet sich die Schmelze mit den stöchiometrisch zusammengesetzten Rohmaterialien in einem beweglichen Tiegel, der langsam und mit konstanter Geschwindigkeit durch einen Ofen mit einer Hochfrequenz-Heizung von einer heißen Zone in eine kalte bewegt wird. Es lassen sich mit dieser Technik mehrere Rohlinge zur gleichen Zeit produzieren. Die in

²Shanghai SICCAS High Technology Co., Schanghai, Volksrepublik China

ihrer Position fest fixierten Einkristalle wachsen genau an der thermischen Grenze zwischen der Zone niedriger Temperatur und derjenigen hoher Temperatur. Ebenso wie beim zweiten wichtigen Verfahren zur Zucht von Einkristallen – dem *Czochralski*-Verfahren, bei dem ein Halter den sich langsam bildenden Rohling direkt aus dem Tiegel heraus zieht – ist es von Nachteil, daß der Kristall durch Aufnahme von Sauerstoff an den Tiegelwänden verunreinigt werden kann. Aus diesem Grund hat SICCAS Forschungen getätigt, um die Zahl der Verunreinigungen aufgrund des Tiegels in PbF_2 -Kristallen auf ein akzeptierbares Maß zu reduzieren. Realisiert wurde dazu ein Reduktionsverfahren, das nach der Kristallisation noch angewandt werden kann. Hierbei werden die Kristalle in einer mit speziellen Gasen angereicherten Atmosphäre abgekühlt, was Fremdstörstellen aus Oxid- und Hydroxid-Ionen entfernt [Dingzhong u. a. 1995]. Als Alternative bietet sich nur noch das Zonenschmelzverfahren an, bei dem das unreine Material durch eine schmale Heizvorrichtung, die sich langsam weiterbewegt, aufgeschmolzen wird. Es bildet sich dann hinter der Heizungszone der Einkristall, und Verunreinigungen, die die flüssige Phase bevorzugen, werden ausgetrieben.

1954 wurde von A. Kantz und R. Hofstadter zum ersten Mal die Verwendung von PbF_2 als Detektormaterial in Erwägung gezogen [Kantz und Hofstadter 1954], aber erst gegen Ende der sechziger Jahre züchtete die *Harshaw Chemical Company* größere, transparente Kristalle [Dally und Hofstadter 1968]. Im Jahr 1968 wurde von E.B. Dally und R. Hofstadter ein PbF_2 -Kristall ($13,3 \text{ cm} \times 12,7 \text{ cm}$) für kernphysikalische Zwecke vermessen, da das Material gute Voraussetzungen für die elektromagnetische Kalorimetrie besitzt: eine Dichte ρ von $7,77 \text{ g/cm}^3$, eine Strahlungslänge X_0 von $0,93 \text{ cm}$ und einen Molière-Radius R_M von $2,2 \text{ cm}$. Die Autoren führten an der Probe Messungen des Čerenkov-Lichts bei Einschluß von Elektronen mit Energien zwischen 100 MeV und 14 GeV durch [Dally und Hofstadter 1968]. Die Ergebnisse zum Energieauflösungsvermögen ($\sigma_E/E \approx 4,7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$), zur Antwortfunktion (keine meßbare Abweichung von der Linearität bis 1 GeV) und zur Lichtausbeute waren vielversprechend. Die Autoren bezeichneten ihren Kristall aufgrund des hohen Bleianteils sogar euphorisch als *transparent lead brick*. Ein Vergleich wichtiger, die Emission von Čerenkov-Licht betreffenden Eigenschaften von PbF_2 mit anderen Materialien ist in Tabelle 2.2 zu finden. Diese Angaben über Čerenkov-Materialien stammen aus den verschiedenen Beiträgen in [de Notaristefani u. a. 1993]. In Tabelle 2.3 wurden die wichtigsten kalorimetrischen Eigenschaften von PbF_2 im Vergleich mit anderen Bleiverbindungen zusammengestellt, die aus [Dingzhong u. a. 1999] und [Anderson u. a. 1990] entnommen wurden. Die häufig in der Kern- und Hochenergiephysik verwendeten Bleigläser bestehen aus einer Mischung von PbO mit SiO_2 und geringen Mengen anderer Verbindungen wie K_2O . Es gibt eine große Anzahl von verschiedenen Bleigläsern, die sich neben ihrer Zusammensetzung auch in ihren kalorimetrischen Eigenschaften unterscheiden, aber, wie Tabelle 2.3 zeigt, nicht an die Qualität von PbF_2 herankommen. Neben den offensichtlichen Vorteilen, die PbF_2 bietet, be-

sitzt es allerdings auch einen Nachteil, der es über Jahre hinweg als wenig interessant erscheinen ließ: Es hat im Vergleich mit anorganischen Szintillatoren nur eine geringe Lichtausbeute. Deshalb wurde das Material lange Zeit nicht für den Bau von Nachweisdetektoren eingesetzt. Bleifluorid fand in der Mitte des zwanzigsten Jahrhunderts zur Herstellung von Beobachtungsfenstern in Kernreaktoren Verwendung. Im Jahr 1990 haben D.F. Anderson und Mitarbeiter im Rahmen einer Suche nach neuen Szintillatoren erstmals wieder PbF_2 -Kristalle des Herstellers *Optovac*³ benutzt. Zwar konnten sie keine Szintillationskomponenten im Emissionslicht finden, doch wurden auf diese Weise genaue Messungen zur Lichtausbeute bei einer Verwendung der Kristalle als Čerenkov-Material und Experimente zur Strahlenresistenz von PbF_2 durchgeführt [Anderson u. a. 1990]. Weitere Untersuchungen zur Szintillation von reinem und dotiertem (CsPbF_3 und $\text{Pb}(\text{Zn,Th})\text{F}_6$) Bleifluorid führten [Baliakin u. a. 1993] durch, kurze Zeit später veröffentlichte C.L. Woody mit Koautoren eine neue Studie, in der er Ergebnisse von 25 PbF_2 -Kristallen der Größe $2,1 \times 2,1 \times 18,5 \text{ cm}^3$ des Herstellers *Optovac* aufführte, die am *Brookhaven AGS* gewonnen wurden [Woody u. a. 1993]. Da auch diese Kristalle reine Čerenkov-Lichtpulse emittierten, konnte ein hervorragendes zeitliches Verhalten beobachtet werden. Im Jahr 1994 haben R.D. Appuhn und Mitarbeiter eine intensive Studie mit vier weiteren *Optovac*-Kristallen ausgeführt, da PbF_2 möglicherweise im Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors am DESY-Speicherring in Hamburg Verwendung finden sollte [Appuhn u. a. 1994]. Das für den nicht realisierten SSC-Beschleuniger⁴ konzipierte Experiment GEM⁵ erwog zeitweise den Einsatz von 16.000 PbF_2 -Kristallen. Allerdings wurde keines der geplanten PbF_2 -Kalorimeter verwirklicht. In den letzten Jahren wurde noch einmal die Suche nach Szintillationskomponenten in PbF_2 -Kristallen erneuert [Anderson u. a. 1994, Guohao u. a. 1997b], bislang allerdings ohne Erfolg. Seit 1996 bezieht die Kollaboration A4 Kristalle vom Schanghaier Hersteller SICCAS.

2.2 Transparenz und optische Defekte

2.2.1 Reflexion, Transmission und Reintransmission

Alle nach Mainz gelieferten PbF_2 -Kristalle wurden mittels eines kommerziellen Photo-Spektrometers⁶ hinsichtlich ihrer optischen Transparenz im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich untersucht. Bei dem verwendeten Instrument handelt es sich um ein Zweistrahl-Spektrometer, welches Transmissionsgrad, Absorptions-

³Optovac, Inc., North Brookfield, MA, USA

⁴*Superconducting Super Collider*

⁵*Gamma Electron Muon Collaboration*

⁶Shimadzu UV-2101PC

grad und diffuse und spekulare Reflektion einer Probe durch den Vergleich mit dem Strahlungsfluß eines Referenzstrahls ermittelt. Um die Kristalle sowohl entlang ihrer longitudinalen Achse als auch senkrecht zur Achse zu vermessen, wurde ein separater Probenraum⁷, der eine größtmögliche Probenlänge von 300 mm erlaubt, verwendet. Vor der Bestimmung der Transmission der Kristalle wurden jeweils Messungen ohne Probe durchgeführt. Die so gewonnenen Spektren dienen für die nachfolgenden Messungen als Normierung, so daß sämtliche spektralen Charakteristika des Meßsystems entfielen. Die systematische Ungenauigkeit des Photospektrometers ist nach Angaben des Herstellers kleiner als 1%.

Der Strahlungsfluß $\phi = \iint \mathbf{E} d\mathbf{A}$ berechnet sich als Flächenintegral der gerichteten Bestrahlungsstärke \mathbf{E} über die Fensterfläche $\mathbf{A} = 12 \times 20 \text{ mm}^2$ des Detektors. Alle Spektralgrößen wurden mit einer mit BaSO_4 beschichteten, integrierenden Ulbrichtkugel und einem Photovervielfacher gemessen. Unter einer Ulbrichtkugel versteht man eine Hohlkugel, die über einen breiten Bereich des Spektrums hoch und ungerichtet reflektiert. Ulbrichtkugeln stellen nahezu ideale Lambertsche Strahler dar und verhindern Probleme in der Charakterisierung diffuser Lichtprozesse beim Nachweis von reflektiertem oder durchgelassenem Licht.

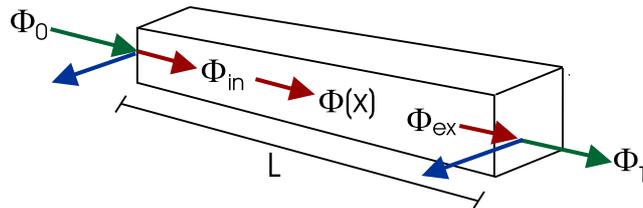


Abbildung 2.2: Skizze zur Definition der gemessenen spektralen Größen.

Das Datenanalyse-Programm⁸ des Spektrometers berechnet aus den Strahlungsflüssen des Probenstrahls und des Referenzstrahls den optischen Transmissionsgrad τ , das Verhältnis des durchgelassenen Strahlungsflusses Φ_T zum einfallenden Strahlungsfluß Φ_0 . Da die Reflexion an den Stirnflächen der Kristalle nicht vernachlässigbar ist, wurde die Transmission für Absolutmessungen auf die Reflexionsverluste korrigiert, um den Reintransmissionsgrad τ^i zu erhalten, das Verhältnis des Strahlungsflusses Φ_{ex} direkt vor der Austrittsfläche zum Strahlungsfluß Φ_{in} direkt nach der Eintrittsfläche. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen wird durch den spektralen Reflexionsgrad dargestellt: $\tau^i(\lambda) = \tau(\lambda)/\rho(\lambda)$. In dieser Gleichung ist $\rho(\lambda)$ ein annähernd konstanter Faktor, welcher die Verluste an den beiden optischen Übergängen beschreibt und von der Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle abhängt. Zur Illustration dieser Begriffe ist in Abb. 2.2 eine entsprechende Skizze mit den maßgeblichen Strahlungsflüssen gezeigt. Nach dem Absorptionsgesetz

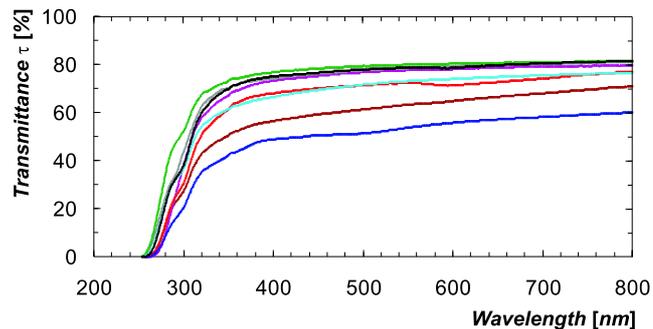
⁷Shimadzu MPC-3100

⁸UVPC Standard V3.51

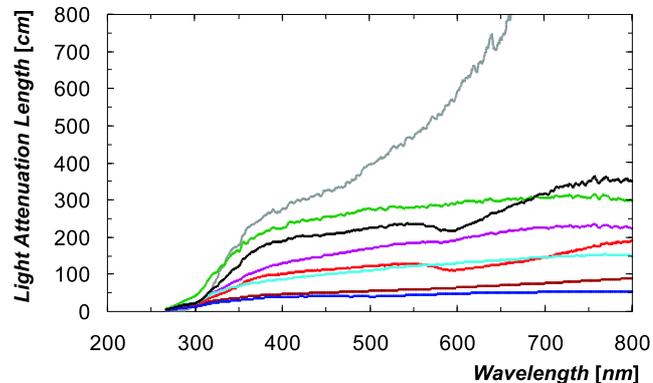
(Lambert-Beersches Gesetz) nimmt der Strahlungsfluß im Innern einer Schicht exponentiell mit der Eindringtiefe x ab:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-k(\lambda)x} \quad (2.1)$$

Der Absorptionskoeffizient $k(\lambda)$, angegeben in m^{-1} , charakterisiert das Absorbermaterial. Gelegentlich wird auch noch die optische Dichte $D = -\log \tau$ oder die Absorptionslänge (auch mittlere Reichweite genannt) $\Lambda_{\text{Abs}} = k^{-1}$ verwendet.



(a) Transmissionspektren.



(b) Optische Absorptionslängen.

Abbildung 2.3: Vergleich der optischen Eigenschaften von acht SICCAS-Prototypen. Zwei der Kristalle waren von schlechter optischer Qualität, einer dagegen von besonders guter Qualität.

Das Absorptionsgesetz ausnutzend wurde bei unterschiedlicher optischer Länge verschiedener Kristalle der Vergleichswert τ_X der Reintransmission für eine Strahlungslänge X_0 ausgerechnet. Mit Hilfe der Fresnelschen Formeln für die reflektierte Lichtintensität $R = (n - n')^2 / (n + n')^2$ kann eine Aussage über die Aufteilung der Intensität zwischen reflektiertem und transmittiertem Strahl in Abhängigkeit

der Brechungsindizes n von Luft und n' von PbF_2 gemacht werden. Für die Bestimmung des Reflexionsgrades ρ setzt man senkrechten Lichteinfall und parallele Stirnflächen der Kristalle an und berechnet den Grenzwert für die unendliche Reihe, die den Anteil des im Kristall reflektierten Lichts beschreibt:

$$\rho = \frac{(4n)^2}{(1+n)^4 - (n-1)^4 e^{-2kx}} \quad (2.2)$$

Diese Formel findet nur Verwendung, wenn der Brechungsindex hoch ist ($n > 2$) und der Reintransmissionsgrad zwischen 20% und 90% liegt. Andernfalls kann die Näherung $\rho = (4n)^2 / (1+n)^4$ genutzt werden. Das theoretische Transmissionspektrum für perfekt polierte Stirnflächen und absorptionsfreies Material bestimmt sich wegen der mehrfachen Reflexionen an den beiden Stirnflächen durch folgende Gleichung:

$$\tau_{\max} = (1-R)^2 + R^2(1-R)^2 + \dots = (1-R)/(1+R) \quad (2.3)$$

In PbF_2 beträgt τ_{\max} etwa 86% bei 500 nm und 81% bei 300 nm.

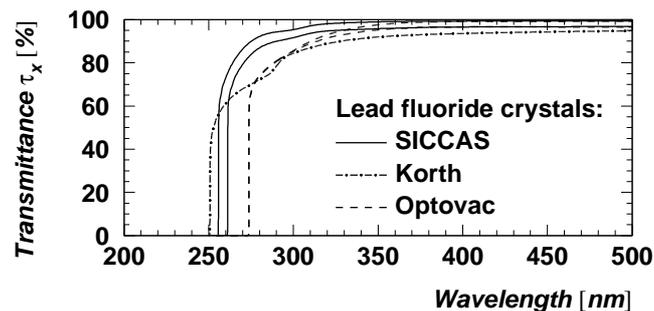


Abbildung 2.4: Vergleich der normierten Reintransmission von Kristallen verschiedener Hersteller. Für SICCAS und *Optovac* ist die jeweils höchste und niedrigste Transmissionskurve aller Messungen abgebildet.

In dieser Arbeit wurden 25 PbF_2 -Kristalle des Herstellers *Optovac*, die freundlicherweise von C. L. Woody vom *Brookhaven National Laboratory* zur Verfügung gestellt worden waren, Prototypen und Serienkristalle von SICCAS sowie zwei kleine Versuchskristalle des Herstellers *Korth*⁹ hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften untersucht. Die Kristalle der Hersteller SICCAS und *Optovac* variierten deutlich in ihrer optischen Qualität, selbst wenn eindeutige Fehlzüchtungen herausgelassen werden. Dies ist beispielsweise in Abb. 2.3 zu erkennen, in der die Transmissionskurven von acht SICCAS-Prototypen aus dem Jahre 1996 abgebildet sind. Der Transmissionsgrad der besten Kristalle war dem theoretischen Wert τ_{\max} sehr nahe, die unteren Transmissionskurven stammen allerdings von Kristallen, die offensichtliche Mängel aufwiesen. In Abb. 2.3(b) sind die Absorptionslängen der acht

⁹Korth Kristalle GmbH, Altenholz

Tabelle 2.4: Untersuchte PbF₂-Kristalle verschiedener Hersteller. Für die jeweils besten und schlechtesten Kristalle von SICCAS und *Optovac* sowie einen *Korth*-Kristall ist der Reintransmissionsgrad τ_X und die optische Absorptionslänge Λ_{Abs} für zwei Wellenlängen angegeben.

Hersteller	Größe [mm ³]	Kristall- qualität	$\tau_X(285 \text{ nm})$ [%]	$\Lambda_{\text{Abs}}(285 \text{ nm})$ [cm]	$\tau_X(300 \text{ nm})$ [%]	$\Lambda_{\text{Abs}}(300 \text{ nm})$ [cm]
SICCAS	30 ² × 160	Schlecht	89,4	8,9	93,9	15,9
		Gut	92,1	12,1	95,6	22,2
<i>Optovac</i>	21 ² × 185	Schlecht	78,8	4,2	86,1	6,7
		Gut	78,7	4,2	86,3	6,8
<i>Korth</i>	15 ² × 100	—	75,1	3,5	82,5	5,2

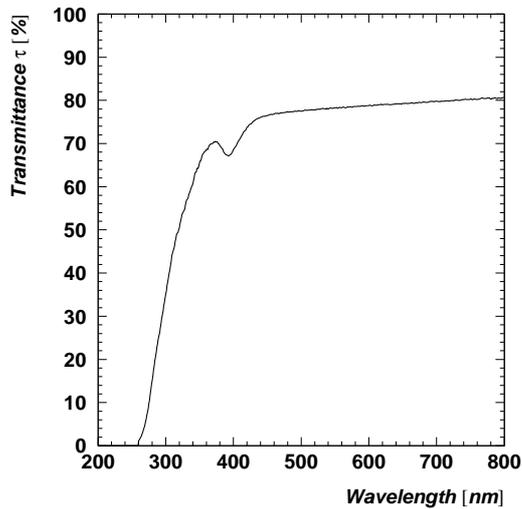
vermessenen SICCAS-Prototypen gegen die Wellenlänge aufgetragen. Es ist bekannt, daß für eine gute Gleichförmigkeit der Lichtausbeute und damit auch für ein gutes kalorimetrisches Energieauflösungsvermögen die Absorptionslänge Λ_{Abs} der einzelnen Kristalle nicht das vierfache der Kristalllänge unterschreiten sollte, diese Überlegung findet sich beispielsweise auch in [Ma und Zhu 1993]. Typische Werte für die Absorptionslängen der PbF₂-Kristalle lagen bei 1 – 2 m, ein Kristall wies sogar eine Absorptionslänge von über 5 Metern auf, was weit jenseits der diskutierten Skala liegt. Alternativ läßt sich als optisches Qualitätsmerkmal der Kristalle auch die Kantensteilheit heranziehen. Dazu werden diejenigen Wellenlängen λ_{10} und λ_{90} bestimmt, bei denen der Transmissionsgrad 10% beziehungsweise 90% des Maximalwertes erreicht hat und die Steilheit durch die Formel $s = (\lambda_{90} - \lambda_{10})/\lambda_{10}$ berechnet. Für einen typischen Kristall von SICCAS ergaben sich die Wellenlängen $\lambda_{10} = 265 \text{ nm}$ und $\lambda_{90} = 349 \text{ nm}$ sowie eine daraus bestimmte Steilheit $s = 32\%$, falls keine Absorptionszentren vorlagen.

In Abb. 2.4 sind die auf eine Strahlungslänge normierten Reintransmissionen τ_X entlang der longitudinalen Achse von Kristallen aller drei Hersteller gezeigt. Für SICCAS und *Optovac* ist jeweils die höchste und niedrigste gemessene Transmissionskurve abgebildet. Erhebliche Differenzen zwischen den verschiedenen Transmissionskurven sind zu erkennen. Die SICCAS-Prototypen wiesen alle ein schwaches Absorptionsband bei 300 nm auf, dagegen zeigten die von *Korth* hergestellten Versuchskristalle ein Absorptionsband bei etwa 285 nm, während die *Optovac*-Kristalle frei davon zu sein schienen. In Tabelle 2.4 sind die geometrischen Abmessungen der verschiedenen Kristalle sowie die normierten Reintransmissionen τ_X bei 285 und 300 nm und die daraus abgeleiteten Absorptionslängen zur Übersicht aufgeführt.

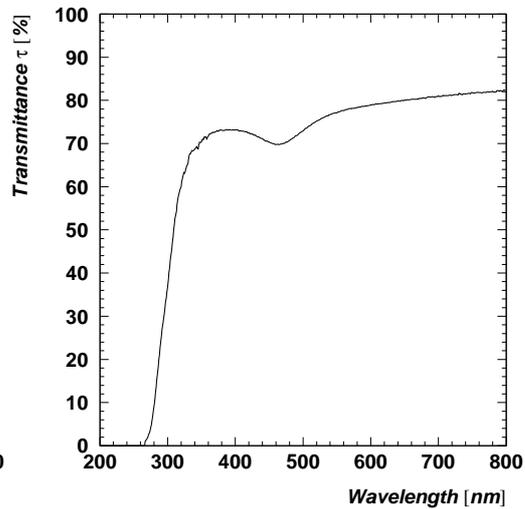
2.2.2 Beobachtete Absorptionszentren

In einem realen Kristall ist im Gegensatz zum idealen Kristall die strenge räumliche Gitterperiodizität *immer* an einigen Punkten des Gitters verletzt. Diese Kristallbaufehler können zu einer Verschlechterung der optischen Eigenschaften wie der Transmission führen, wenn sie in größeren Konzentrationen auftreten. Zu den Punktfehlern zählen nicht nur Fremdstörstellen, die im Kristallgitter entweder reguläre Gitterplätze einnehmen können (substituiert) oder genügend Raum im Zwischengitter finden (interstitiell), sondern auch Leerstellen (Vakanzen und Divakanzen) sowie Pb^{2+} - oder F^- -Ionen auf Zwischengitterplätzen [Stöcker 1998, S. 894f]. Letztere Abweichungen von der idealen Gitterstruktur werden als Eigenfehlordnung des Kristalls bezeichnet, wobei zwei Arten unterschieden werden: Die Frenkelsche Fehlordnung und die Schottkysche Fehlordnung [Bergmann und Schaefer 1974, S. 386]. Beim Schottky-Defekt bleiben nur Leerstellen zurück. Frenkel-Paare bestehen hingegen aus einer Leerstelle und einem Atom auf einem Zwischengitterplatz, der sich in der Nähe der Leerstelle befindet, so daß sich zwischen beiden eine anziehende Wechselwirkung herausbildet. Die Leerstellenkonzentration nimmt in der Regel exponentiell mit der Temperatur zu und wird auch thermische Fehlordnung genannt. Die theoretische Beschreibung der Auswirkungen von Fremdstörstellen auf die Gitterstruktur und die optischen Eigenschaften eines Kristalls ist aufwendig und Details können nur durch die Berechnung eines mittleren Potentials gewonnen werden, welches auf das spezifische Fremdatom wirkt. Eigenfehlordnungen und Elektronendichten können oft durch quantenchemische Rechnungen modelliert werden. Für PbF_2 ist dies erst im letzten Jahr geschehen [Derenzo u. a. 1999]. In dieser Arbeit konnte unter anderem gezeigt werden, daß eine Aktivierung von Szintillationszentren in PbF_2 nicht möglich ist, da PbF_2 -Vakanzen durch eine Potentialbarriere $V \approx 1 \text{ eV}$ an die Pb-Atome gebunden sind.

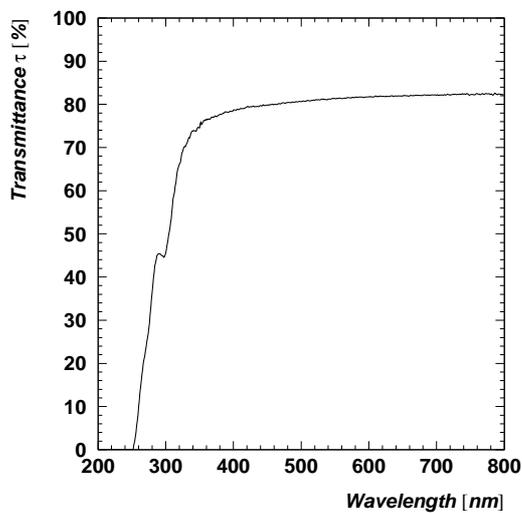
Ein gutes Maß für die Konzentration der Farbzentren ist die Ausprägung und Position von Absorptionsbanden im Transmissionsspektrum. Die Banden lassen Rückschlüsse auf die Qualität des Rohmaterials und die Verhältnisse während des Produktionsprozesses zu. Gewisse Seltene Erden wie Cer, Praseodym oder Thulium sind bekannt dafür, Farbzentren in sonst durchsichtigen Kristallgittern zu erzeugen. Schlüsselemente sind Sauerstoff in der O^{2-} -Form oder Wasserstoff, siehe beispielsweise [Woody 1993, Zhu 1999]. Aus diesem Grund wurde der Transmissionsgrad aller PbF_2 -Kristalle zwischen 200 und 800 nm auf Absorptionsbanden analysiert, dabei wurden in etwa 50 Kristallen ausgeprägte Banden gefunden. Die meisten lagen bei 295, 395 und 460 nm, was Übergangsenergien von 4,2 eV, 3,1 eV und 2,7 eV entspricht. In einigen Fällen konnten breite, schwache Banden bei 560 nm (2,2 eV) und 595 nm (2,1 eV) beobachtet werden. Abb. 2.5 zeigt vier ausgewählte Transmissionsspektren, in denen Absorptionsbanden verschiedener Ausprägung und Position zu erkennen sind. Leider war es nicht möglich, spezifische Verunreini-



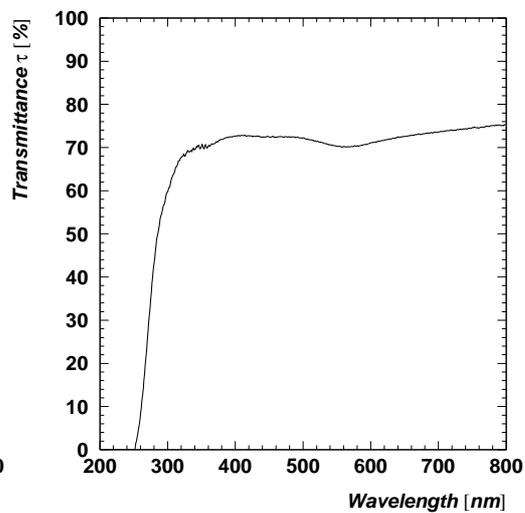
(a) Kristall S1 036.



(b) Kristall S5 006.



(c) Kristall S4 031.



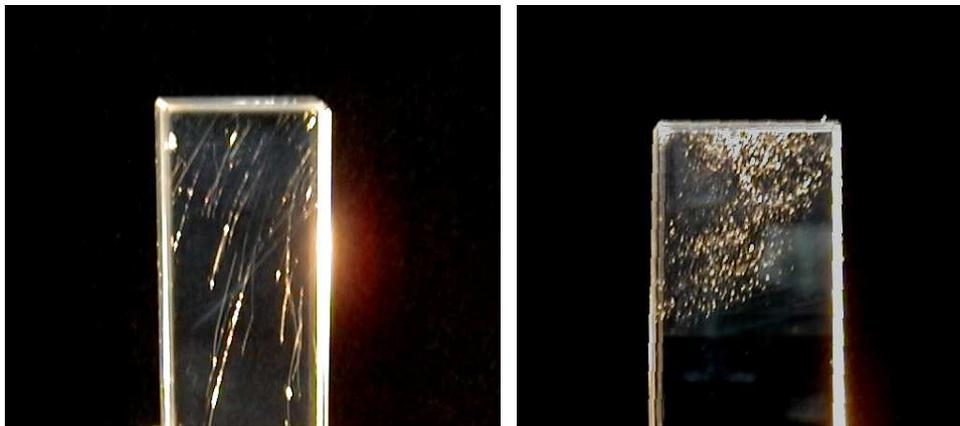
(d) Kristall S1 106.

Abbildung 2.5: Die Transmission entlang der longitudinalen Kristallachse für vier ausgewählte Kristalle mit prominenten Absorptionsbanden bei verschiedenen Wellenlängen.

gungen oder Fehlordnungen mit den beobachteten Absorptionsbanden zu korrelieren.

2.2.3 Beobachtete Streuzentren

Zum Studium von Streuzentren in den PbF_2 -Kristallen wurde ein optischer Aufbau verwendet. Dieser bestand aus einer *Quartz Tungsten Halogen*-Lampe (QTH), einer Kondensorlinse nahe der Lichtquelle und einer weiteren Sammellinse zur Projektion. Die Lichtstärke war im ersten Fokus optimiert, wo auch die Kristalle eingespannt wurden. Gleichzeitig konnte eine gleichförmige Ausleuchtung ermöglicht werden. Ein Schirm war an der Position des zweiten Fokus des optischen Systems platziert, so daß dort ein scharfes und lichtstarkes Abbild einer Querschnittsfläche durch den jeweiligen Kristall entstand. Zusätzlich wurden Photos der angeleuchteten Kristalle aufgenommen. Dies führte zum Nachweis verschiedener Streuzentren und Einschlüsse. Es konnten folgende drei Arten klassifiziert werden: Nadeln, runde Aggregate und unregelmäßig geformte Einschlüsse. Manche Einschlüsse waren farblos, andere dagegen schwarz, einige weiß.



(a) Photographie eines Kristalls mit nadelförmigen Einschlüssen.

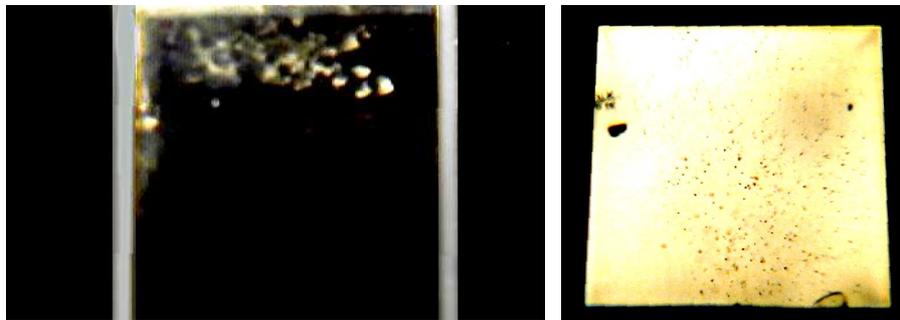
(b) Photographie eines Kristalls mit runden Aggregaten.

Abbildung 2.6: Zwei Beispiele für häufig beobachtete Streuzentren.

Die nadelförmigen Streuzentren erschienen meist am breiteren Ende der pyramidenförmigen Kristalle. Dies ist die Seite, an der sich der Impfkristall befunden hatte und das Kristallwachstum begann. Die Nadeln waren in der Regel einige Zentimeter lang. Die Einschlüsse verliefen leicht gekrümmt, folgten aber im wesentlichen der longitudinalen Kristallachse. Es scheint sich bei den beobachteten Nadeln

um Gitterdefekte während eines frühen Stadiums der Kristallisation zu handeln, die eine zeitlang mit dem Kristall gewachsen sind und zu einer Gitterversetzung führten. In Abb. 2.6(a) wird eine Photographie eines Kristalls mit deutlich ausgeleuchteten Nadeln gezeigt. Ähnliche Beobachtungen durch SICCAS am *Laboratory of Functional Inorganic Materials* lassen vermuten, daß es sich bei den Nadeln um Einschlüsse aus Bleioxid oder Bleifluoroxid handelt [Guohao u. a. 1997a]. Die Autoren dieser Arbeit haben Energiedispersionspektren aufgenommen und daraus auf einen hohen Anteil an Sauerstoff, Blei und Fluor in den Molekülen der Nadeln geschlossen. Manche Nadeln schienen auch Spuren von Aluminium zu enthalten. Der zur Bildung dieser Einschlüsse notwendige Sauerstoff stammte den Angaben der Autoren zufolge aus Bleioxid-Verunreinigungen, die während des Kristallisationsprozesses der PbF_2 -Kristalle in die Schmelze gelangten. SICCAS hat deshalb Experimente durchgeführt, um die Bildung von Nadeln im Kristall auch bei Anwesenheit von Sauerstoff zu verhindern. Zum Erfolg führte sowohl eine Erhöhung des Temperaturgradienten nahe des Übergangs vom wachsenden Kristall zur Schmelze als auch eine Verringerung der Geschwindigkeit des Schmelztiegels beim Züchten der Kristalle und als dritte Möglichkeit eine Beimischung von Deoxidantien zur Schmelze [Guohao u. a. 1997a]. Deoxidantien (*scavenger*) sind sauerstoffbindende Fluorid-Kristalle mit einem Siedepunkt, der niedriger ist als der Schmelzpunkt des zu züchtenden Kristalls. Sie entziehen den Sauerstoff und verdampfen während der Abkühlphase, ohne Verunreinigungen zu hinterlassen [Schotanus u. a. 1988]. Trotz dieser Anstrengungen von Seiten des Herstellers wurden in etwa 60 der nach Mainz gelieferten Kristalle nadelähnliche Einschlüsse diagnostiziert. Bei der Mehrzahl der betroffenen Kristalle waren die nadelähnlichen Einschlüsse nur in einem begrenzten Bereich des Kristallvolumens zu finden, was zu keinen meßbaren Einbußen in der optischen Qualität führte. Allerdings erzeugen Versetzungen in ihrer Umgebung ein Spannungsfeld [Stöcker 1998, S. 896] und erhöhen die Bruchgefahr des betroffenen Kristalls.

Eine weitere Art von häufig beobachteten Streuzentren waren kleine, runde Aggregate. Ein Beispiel für einen der 33 Kristalle, bei denen derartige Einschlüsse gefunden worden sind, ist in Abb. 2.6(b) zu sehen. Etwa 150 weitere Kristalle wiesen punktförmige Streuzentren auf. Diese waren in den meisten Fällen nicht groß und häufig genug, um die optische Qualität der betroffenen Kristalle nennenswert zu beeinflussen. Fünf Kristalle besaßen schwarze, unregelmäßig geformte Einschlüsse, die meist direkt unter der Oberfläche auftraten. An anderen Kristallen konnten ähnlich geartete, allerdings farblose Einschlüsse festgestellt werden. Abb. 2.7(b) zeigt ein Schnittbild eines Kristalls, das am linken Rand schwarze Einschlüsse und zusätzlich über die ganze Fläche verteilt noch andere Arten von Einschlüssen aufweist. In der Mitte des Bildes sind weitere punktförmige Streuzentren zu sehen. Diese Defekte gehen sehr wahrscheinlich auf Verunreinigungen des Kristallgitters mit Fremdstörungen zurück. In [Guohao u. a. 1997a] schlossen die Autoren aus der Analyse von Röntgenstreuungen, daß gewisse, unregelmäßig geformte Einschlüs-



(a) Photographie eines Kristalls mit weißen Einschlüssen an der Grenzfläche zum Photovervielfacher (als Spiegelung).

(b) Photographie eines projizierten Schnittbildes mit unterschiedlichen Einschlüssen.

Abbildung 2.7: Zwei Beispiele für selten beobachtete Streuzentren.

se in PbF_2 -Kristallen aus Bleifluorid in der orthorhombischen Phase bestehen. Das läßt vermuten, daß es sich bei einem Teil der beobachteten Einschlüsse um Bereiche handelt, die einem unvollständigen Phasenübergang von α - PbF_2 in die kubische β -Phase unterlagen.

Neben einigen äußeren Verletzungen der Kristalloberfläche zeigt Abb. 2.10(a) auf Seite 42 auch Gruppen von großen, runden Aggregaten im hinteren Bereich des Kristallvolumens. In vier weiteren Kristallen wurde eine netzartige Struktur aus kleinen Mikrorissen beobachtet, die sich über ein Volumen von mehreren Kubikzentimetern ausdehnten. Ein seltenes Phänomen war das Auftreten von weißen, ungefähr ein bis zwei Millimeter durchmessenden Einschlüssen, die an der Grenzfläche zum Photovervielfacher bei zwei Kristallen beobachtet wurden, nachdem die Kristalle an die Photovervielfacher gekoppelt worden waren. In Abb. 2.7(a) ist die Photographie eines Kristalls zu sehen, in dem die Einschlüsse an der Stirnfläche als Spiegelung erscheinen. Vermutlich war die Ursache dieser Transformationen im Kristallgitter ein schon vorher im Kristall vorhandener Defekt.

2.2.4 Optische Homogenität

Die Bestimmung des Reintransmissionsspektrums entlang der longitudinalen Achse der Kristalle reichte nicht aus, um die Kristalle vollständig in ihrer optischen Transmission zu beschreiben. Für eine Anwendung des Materials in einem Kalorimeter ist es ebenso von Bedeutung, daß die Transmission räumlich homogen entlang der Achse verläuft, denn eine gleichmäßige Antwortfunktion und ein

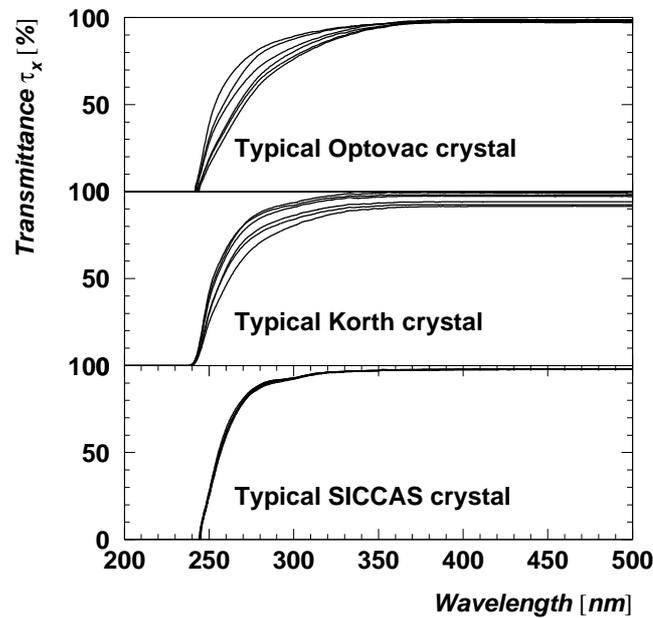


Abbildung 2.8: Der Reintransmissionsgrad τ_x senkrecht zur longitudinalen Kristallachse ist hier an sechs verschiedenen Positionen für drei Kristalle von verschiedenen Herstellern dargestellt, um die unterschiedliche optische Homogenität zu illustrieren.

gutes Energieauflösungsvermögen des Kalorimeters kann nur durch eine räumlich gleichmäßige Lichtsammeleffizienz erreicht werden. Dies liegt darin begründet, daß die Ausbildung von Elektron-Photon-Schauern ein statistischer Prozeß ist und bei jedem individuellen Schauer die Energie mit einer unterschiedlichen Verteilung im Kristallvolumen deponiert wird. Eine inhomogene Lichtsammeleffizienz beziehungsweise ein inhomogener Transmissionsgrad führt deshalb direkt zu einer Abhängigkeit der Signalhöhe von der Schauerverteilung und so zu einer nicht-linearen Abhängigkeit von der Primärenergie des Teilchens. Simulationsrechnungen von [Zhu 1999] für BaF_2 - und PbWO_4 -Kristalle haben gezeigt, daß ein fast beliebig großer räumlicher Gradient der Lichtsammeleffizienz in den ersten Strahlungslängen eines Kristalls toleriert werden kann, sofern der Gradient im mittleren Bereich des Kristalls weniger als $0,3\%/X_0$ beträgt. Im hinteren Bereich ist ein positiver Gradient von der Größenordnung $8\%/X_0$ von Vorteil, da so zunehmende Leckverluste bei tiefergehenden Schauern ausgeglichen werden. Die beschriebenen Simulationsrechnungen ergaben einen maximal erlaubten Gradienten von 5%, um einen zusätzlichen Beitrag der Inhomogenitäten zum konstanten Term des Energieauflösungsvermögens von weniger als 0,5% zu erhalten. Diese Rechnungen können zwar quantitativ nicht auf PbF_2 übertragen werden, geben aber einen guten Anhaltspunkt.

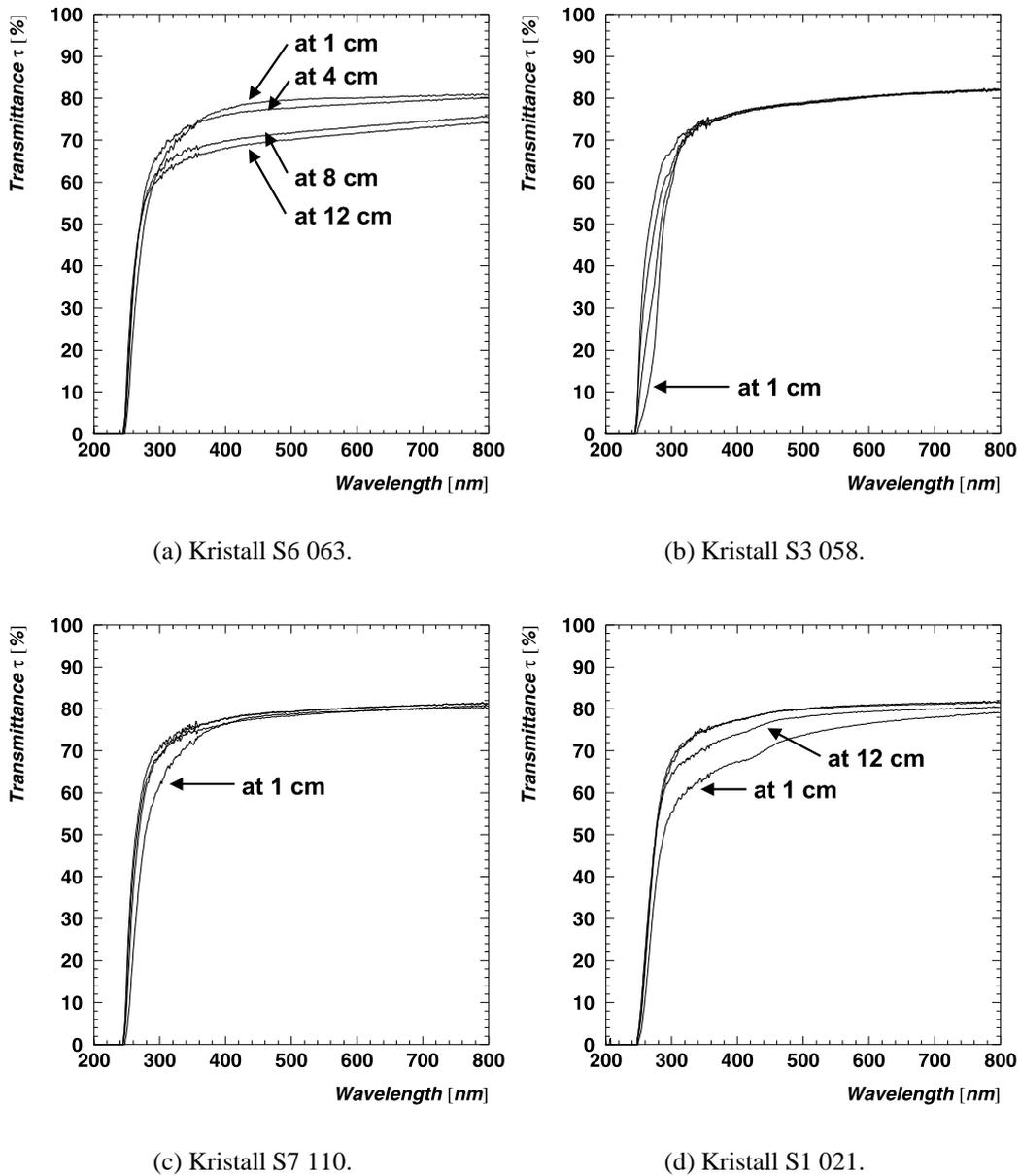


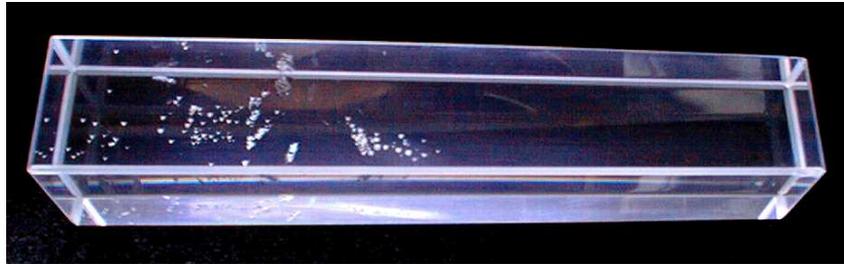
Abbildung 2.9: Transmissionsspektren von vier ausgewählten Kristallen, die senkrecht zur longitudinalen Kristallachse in kleinen Schritten vermessen wurden und räumliche Gradienten aufwiesen. Die jeweils vier Kurven entsprechen Meßpositionen bei 1, 4, 8 und 12 cm Entfernung von der Stirnseite des Kristalls.

Bei verschiedenen PbF_2 -Kristallen wurden insbesondere in den ersten 3 – 4 Strahlungslängen signifikante räumliche Gradienten der Transmission gefunden. Deren Größe ist durch die Darstellung von Transmissionskurven senkrecht zur longitudinalen Kristallachse, die an sechs verschiedenen Positionen gemessen wurden, in Abb. 2.8 zu erkennen. Im nahen ultravioletten Spektralbereich bei etwa 300 nm besitzt der Transmissionsgrad einen hohen Einfluß auf die Lichtausbeute. Bei dieser Wellenlänge wurde ein annähernd linearer Gradient des Reintransmissionsgrades von $\alpha = \Delta\tau_X/\Delta z = 2,4\%/cm$ in einem *Korth*-Kristall und von $\alpha = 1,5\%/cm$ in mehreren *Optovac*-Kristallen aus den Messungen abgeleitet. Bei Wellenlängen ≥ 350 nm wies nur der *Korth*-Kristall einen räumlichen Gradienten der Transmission auf. In 8 von 9 SICCAS-Prototypen wurde ein homogener Reintransmissionsgrad mit einem räumlichen Gradienten $\alpha < 0,2\%/cm$ gefunden. Die beobachteten Unterschiede könnten auf die verschiedenen Zuchtverfahren der Hersteller zurückzuführen sein.

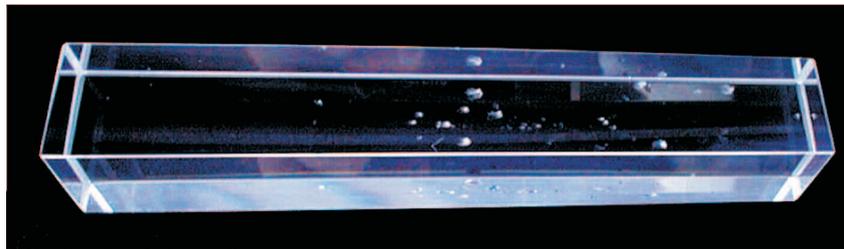
Um die optische Homogenität der von SICCAS für das A4-Experiment gelieferten Serienkristalle zu überprüfen, wurden etwa 100 Kristalle als Stichprobe ausgewählt, die senkrecht zur longitudinalen Kristallachse in Schritten von 5 mm vermessen wurden. Ein kleiner Anteil der untersuchten Kristalle zeigte unterschiedlich ausgeprägte räumliche Gradienten und einen teilweise stark erhöhten Absorptionsgrad. In Abb. 2.9 sind exemplarisch die Transmissionskurven bei 1, 4, 8 und 12 cm Entfernung von der Stirnfläche für vier dieser Kristalle gezeigt. Einen großen räumlichen Gradienten des Transmissionsgrades mit einem hohem Absorptionsgrad bei 12 und 4 cm zeigte beispielsweise Kristall S1 021, dessen Transmissionskurven im unteren rechten Viertel der Abbildung dargestellt sind. Dagegen wies Kristall S3 058 einen räumlichen Gradienten nur im Spektralbereich $\lesssim 350$ nm auf, während der Transmissionsgrad im Bereich $\gtrsim 350$ nm homogen verlief. Kristall S6 063 besaß starke Inhomogenitäten im Transmissionsgrad, die zum Teil mit einem beträchtlichem Absorptionsgrad einhergingen. Im Gegensatz dazu zeigte Kristall S7 110 nur in den vorderen drei Zentimetern einen merklichen Absorptionsgrad, hingegen einen guten und homogenen Transmissionsgrad im mittleren bis hinteren Teil des Kristalls. Diese Charakteristik einer erhöhten Absorption im vorderen Bereich des Kristalls, der einer späten Phase der Kristallisation entspricht, konnte häufig beobachtet werden und läßt vermuten, daß im Laufe des Kristallisationsprozesses Verunreinigungen in die Schmelze gelangt waren oder nicht vollständig ausgetrieben wurden.

2.2.5 Beobachtete Beschädigungen

Auch Schäden, die nicht auf Fremd- oder Eigenstörstellen in der Kristallstruktur zurückzuführen sind, können die Transmission der Kristalle beeinträchtigen, weshalb an jedem Kristall visuelle Defekte diagnostiziert worden sind. Kleinere Sprünge oder Brüche im Material, die in der Regel während des Abkühlprozesses auftre-

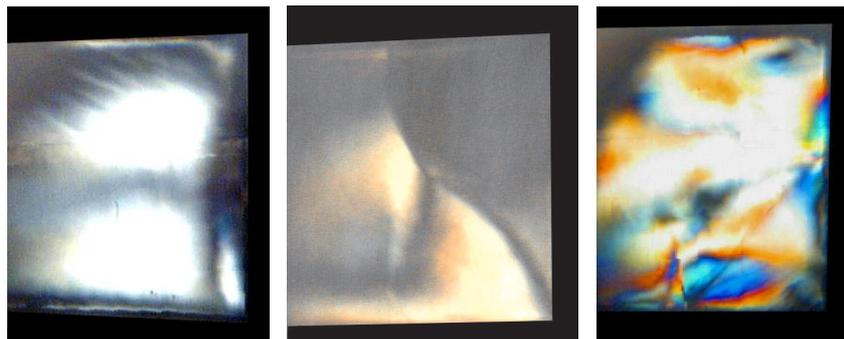


(a) Photographie eines Kristalls mit Gruppen von runden Einschlüssen.



(b) Photographie eines Kristalls mit Verletzungen der Oberfläche.

Abbildung 2.10: Zwei Beispiele für Kristalle mit Beschädigungen und Defekten.



(a) Typische Spannungsfelder.

(b) Ein innerer Bruch.

(c) Zahlreiche innere Spannungen.

Abbildung 2.11: Die drei Photographien zeigen Bruchstellen und Spannungen im Inneren von Kristallen, die durch gekreuzte Polarisatoren sichtbar gemacht werden konnten. Die Aufnahmen sind kontrastverstärkt.

ten [Dingzhong u. a. 1995], wurden in fast 300 Kristallen gefunden. Als Hauptursache für diese Sprünge müssen thermische Spannungen durch zu hohe Temperaturgradienten angenommen werden. Größere Absplitterungen, wie beispielsweise in Abb. 2.10(a) und 2.10(b) zu sehen sind, waren sehr selten, dagegen wurden kleinere Oberflächenbeschädigungen häufiger gefunden. So wiesen über 200 Kristalle sichtbare Kratzer auf. Etwa 270 Kristalle hatten kleine Schlieren und milchige Flecken an der Oberfläche, die den Transmissionsgrad der Kristalle häufig um mehr als 15% reduzierten. Ein Kristall mit typischen Oberflächendefekten wies im Mittel Transmissionswerte von 60% bei 800 nm, 50% bei 400 nm und 40% bei 330 nm auf. Die am stärksten betroffenen Kristalle besaßen Transmissionswerte von unter 30% im gesamten Spektralbereich. Die Schlieren und Flecken auf der Oberfläche waren auf eingedrungene Feuchtigkeit zurückzuführen, da PbF_2 leicht hygroskopisch ist. Sie konnten nicht mit Aceton oder anderen Lösungsmitteln entfernt werden.

Das Phänomen der Doppelbrechung von Lichtstrahlen taucht immer auf, wenn sich der Brechungsindex für verschiedene Polarisations Ebenen in einem Material unterscheidet. Es beruht auf der daraus resultierenden Richtungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes. Daher tritt stets dann Doppelbrechung ein, wenn die normale isotrope Gitterstruktur eines Körpers durch äußere oder innere Einflüsse deformiert wird. Betrachtet man derartig gespannte Gläser oder Kristalle zwischen Polarisatoren, so treten oft merkwürdige Figuren auf, deren Gestalt auf die inneren Spannungen schließen läßt. Da das PbF_2 -Gitter eine kubisch-flächenzentrierte Symmetrie aufweist, ist dies bei Verschiebungen der Kristallebenen oder Punktfehlern im Material der Fall. Spannungsfelder in den Kristallen, die auf Bereiche möglicher Mikro- oder Makrorisse hinweisen, konnten durch die Beobachtung von doppelbrechenden Strukturen durch zwei gekreuzte Polarisatoren im Strahlengang des auf Seite 36 beschriebenen optischen Aufbaus sichtbar gemacht werden. In Abb. 2.11(a) sind Spannungsfelder als helle Gebiete in den Eckbereichen eines Kristalls erkennbar. Diese Felder waren typisch für einen großen Teil der untersuchten Kristalle und sind vermutlich auf die mechanischen Bearbeitungen wie Säubern, Schneiden und Polieren während des Herstellungsprozesses zurückzuführen. In Abb. 2.11(b) ist ein großflächiger Bruch diagonal zur longitudinalen Achse des Kristalls zu sehen, welcher vermutlich durch innere oder äußere Spannungen herbeigeführt wurde. In Abb. 2.11(c) ist die Photographie eines Kristalls gezeigt, der mechanischen und thermischen Spannungen ausgesetzt war. Die Spannungsfelder traten deutlich als farbige Gebiete im gesamten Volumen des Kristalls hervor.

2.3 Strahlenresistenz

2.3.1 Dosimetrische Grundlagen

Die erwartete Experimentierdauer des A4-Experimentes liegt in der Größenordnung von etwa 1000 Stunden. Während dieser Zeit sind die Kristalle einem hohen Fluß von elastisch gestreuten Elektronen, hochenergetischen Photonen und Protonen ausgesetzt. Die gesamte absorbierte Energie wird sich so auf 100 – 200 Gy summieren, eine vergleichbare Abschätzung findet sich auch in [Heinen-Konschak 1994, S. 46f]. Diese Energiedosis führt in vielen anorganischen Kristallen bereits zu Strahlenschäden. Zum Vergleich: Die letale Energiedosis beim Menschen, die mit 50% Wahrscheinlichkeit zur Sterblichkeit führt, liegt bei etwa 2,5 – 3,0 Gy. Noch höhere Energiedosen als im A4-Experiment werden für die Experimente der neuen Generation an Ringbeschleunigern mit hoher Luminosität und Schwerpunktsenergie erwartet. Als ein Beispiel kann das CMS-Kalorimeter am zukünftigen LHC-Ring¹⁰ betrachtet werden, für dessen Kristalle in Vorwärtsrichtung eine zu absorbierende Energiedosis von 70 kGy bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ abgeschätzt wurde [CMS Collaboration 1994]. Deshalb wurden für dieses und ähnliche Kalorimeter in den letzten Jahren strahlenresistente und schnelle Materialien gesucht, wobei zeitweise auch PbF_2 in die engere Auswahl kam. Die genaue Strahlenresistenz von PbF_2 blieb allerdings vergleichsweise unerforscht. Die detaillierte Untersuchung der Strahlenresistenz und der Möglichkeiten des induzierten Rückgangs von Strahlenschäden waren daher äußerst wichtige Kriterien in der Durchführung des A4-Experiments.

Ausgangspunkt für die Bestimmung der Strahlenresistenz eines spezifischen Materials ist die Kenntnis der Aktivität der verwendeten radioaktiven Quelle und der von dieser Quelle im Material deponierten Energie. Als Maß für die von ionisierender Strahlung an ein Medium mit Dichte ρ pro Masseneinheit dm bzw. im Volumen dV abgegebene Energie dW dient die Energiedosis D . Sie wird von der Strahlung auf das Medium in Anregungs-, Ionisations- oder Kernumwandlungsprozessen übertragen. Sie wird aus der Differenz der Summe der Energien aller eintretenden sowie austretenden Teilchen berechnet [Musiol u. a. 1988, S. 727]:

$$D = \frac{dW}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{dW}{dV} \quad (2.4)$$

Die Einheit der Energiedosis ist das Gray, früher wurde auch die Einheit rad verwendet: $[D] = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ und $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$. In kernphysikalischen Einheiten ergibt sich: $1 \text{ Gy} = 6,24 \times 10^{12} \text{ MeV kg}^{-1}$. Speziell für homogene Strahlung gilt vereinfachend: $D = W/m$. Als Energiedosisleistung \dot{D} ist die Energiedosis pro Zeiteinheit definiert: $\dot{D} = dD/dt$.

¹⁰Large Hadron Collider am Europäischen Teilchenlabor CERN in Genf

Die Auswirkungen von ionisierender Strahlung in Festkörpern sind schon lange erforscht, eine ausführliche Darstellung der für die Kernphysik relevanten Prozesse bietet [Musiol u. a. 1988, Kapitel 12.2.]. Die Folgen der Einwirkung sind sehr weitreichend, weil sowohl innere als auch Oberflächenstrukturen gestört werden. Die wichtigsten Strahlenauswirkungen auf feste Stoffe sind Punktdefekte, Versetzungen, Stoßketten, implantierte Ionen und abgestäubte Atome, Ionen oder Cluster [Musiol u. a. 1988, S. 742]. Diese Strukturveränderungen werden oft unter der Sammelbezeichnung Strahlenschäden zusammengefaßt. Dazu gehören die bereits in Kapitel 2.2.2 diskutierten Punktfehler sowie Versetzungen von Gitteratomen in der Form von ein-, zwei- oder dreidimensionalen Fehlordnungen. Die durch Absorption von Strahlung übertragene Energie wird zu 95% in Wärme umgewandelt. Da die Erwärmung ungleichmäßig erfolgt, kann es zu erheblichen mechanischen Spannungen kommen, die zu Mikro- und Makrorissen führen. Zu den optischen Auswirkungen gehören die Änderung des Brechungsindex, die des Lumineszenzverhaltens und die Verfärbung [Musiol u. a. 1988, S. 747]. Die Ursache für die Einschränkung des Lichtspektrums sind durch Strahlung induzierte Punktfehler oder ihre Kombinationen, die als Farbzentren wirken und in F -, F_A -, M -, R - und V_K -Zentren eingeteilt werden können. Im Falle der F -Zentren sind im Anionengitter Lücken entstanden, die von Elektronen aufgefüllt werden [Stöcker 1998, S. 896]. Diese Farbzentren verursachen charakteristische Absorptionsbanden. Strahlenschäden in Gläsern und Einkristallen, die als Detektormaterial in der Kern- und Hochenergiephysik Verwendung finden, sind ausgiebig untersucht worden. Einen Überblick der aktuellen Forschung bieten Konferenzberichte zum Thema, beispielsweise [de Notaristefani u. a. 1993]. Da es sich bei PbF_2 um ein reines Čerenkov-Material handelt, ist von den verschiedenen Prozessen im wesentlichen nur der Rückgang der Transmission relevant. Diese Tatsache vereinfacht die Beobachtung und Kontrolle von Strahlenschäden im A4-Experiment.

2.3.2 Strahlenschäden durch niederenergetische Elektronen

Verschiedene PbF_2 -Proben und -Kristalle sowie mehrere Szintillatoren, Detektormaterialien, Photovervielfacher-Fenster und Lichtwellenleiter wurden der γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle hoher Aktivität am Strahlenzentrum der Justus-Liebig-Universität Gießen ausgesetzt. Der experimentelle Aufbau an der 55 TBq-Quelle ist in Abb. 2.12 gezeigt. Je nach gewähltem Abstand der Proben zur Quelle wurden zwischen 50 und 300 mGy/s an Energiedosisleistung erreicht. Die Bestrahlungszeiten lagen zwischen $1/2$ und 5 Stunden, was absorbierten Energiedosen von 0,1 – 7 kGy entsprach. Es konnte sichergestellt werden, daß es trotz der vergleichsweise hohen Energiedosisleistung zu keinen thermischen Spannungen in den Proben kam. In der Regel wurden die Kristalle mit ihrer longitudinalen Achse senkrecht zur Symmetrieachse der Quelle und zur Richtung des Photonенflusses bestrahlt. Wegen

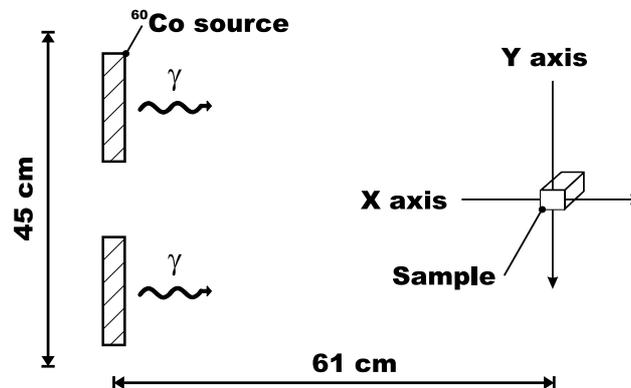
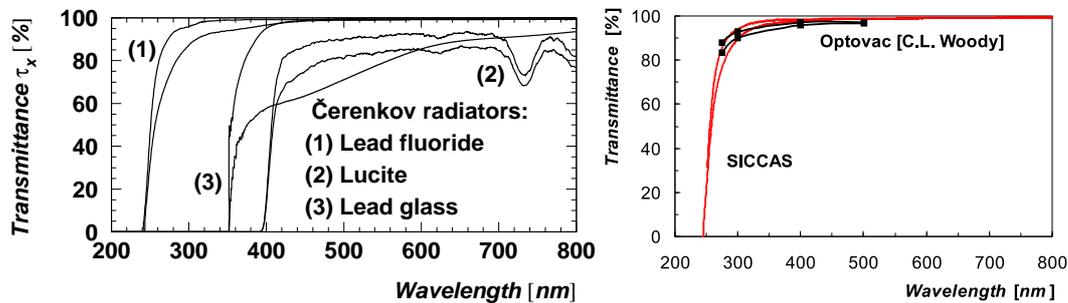


Abbildung 2.12: In dieser Skizze des experimentellen Aufbaus zur Bestrahlung der Proben ist die X- und die Y-Achse der Transmissionsmessungen in bezug auf die Richtung des Photonenflusses der ^{60}Co -Quelle definiert.

der endlichen Größe der Proben war eine Abhängigkeit der beobachteten Strahlenschäden von der Richtung und Position der Transmissionsmessung zu erwarten, da der Strahlungsfluß der Photonen mit einer mittleren Energie von 1,2 MeV nur eine begrenzte mittlere Reichweite hat. Deswegen wurde der Verlauf der Strahlenschäden mit der Tiefe im Kristall untersucht, indem Messungen des Transmissionsgrades in Y-Richtung an verschiedenen Meßpunkten in X-Richtung durchgeführt wurden. Der gemessene räumliche Gradient der Reintransmission nach Bestrahlung betrug weniger als 4% entlang der Tiefe des Kristalls, was durch die Dominanz des Compton-Effekts im Energiebereich der ^{60}Co -Strahlung erklärt werden kann. Die absorbierte Energiedosis für alle Messungen wurde vom Strahlencentrum Gießen bestimmt. Zusätzlich wurden Polymeralanin-Dosimeter (PAD) und Radiophotolumineszenz-Glas-Dosimeter (RPL) verwendet, die als Standard am Europäischen Teilchenlabor CERN benutzt werden und dort auch ausgewertet wurden. Die Unsicherheit ΔD für die Dosismessung beträgt bei PADs etwa $\pm 4\text{Gy}$ im Einsatzbereich von 5 – 50 Gy und etwa $\pm(4 - 10)\text{Gy}$ bei höheren Energiedosen bis $5 \times 10^5\text{Gy}$. RPLs besitzen eine Genauigkeit von $\Delta D = \pm 20\text{Gy}$ bei Energiedosen von $10^{-1} - 10^6\text{Gy}$. Details zu den Dosimetern können in [Coninckx u. a. 1993] gefunden werden. Trotz der nur geringen Unsicherheiten der Dosimeter konnte aufgrund systematischer Unsicherheiten die absolute Energiedosis bei den Messungen am Strahlencentrum Gießen nicht besser als auf 10% angegeben werden.

Abb. 2.13 liefert einen qualitativen Vergleich der Transmission von PbF_2 mit der von zwei gängigen Čerenkov-Materialien und deren Rückgang aufgrund der intensiven γ -Strahlung. Dargestellt sind in dieser Abbildung die Reintransmissionskurven vor und nach der Bestrahlung normiert auf eine Strahlungslänge des entsprechenden Materials für:



(a) Vergleich von PbF₂ mit anderen Čerenkov-Materialien.

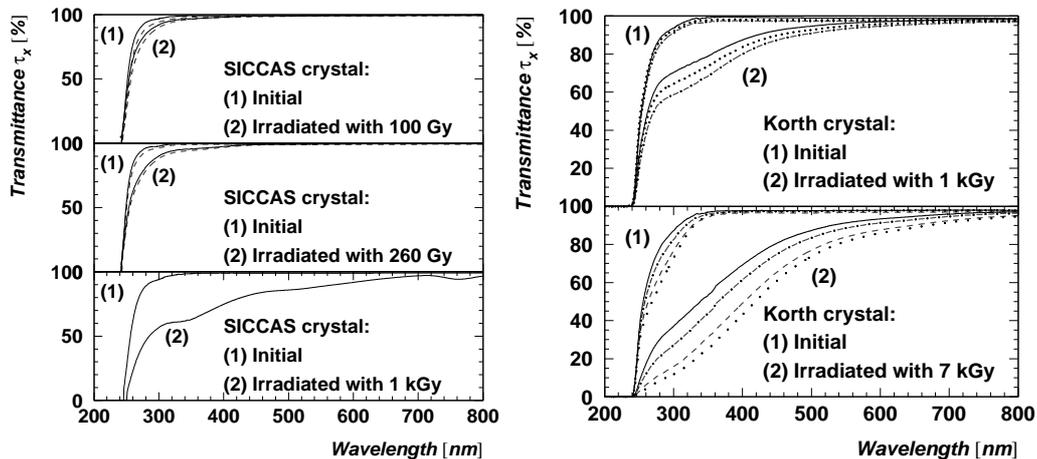
(b) Vergleich der Strahlenresistenz von PbF₂ bei verschiedenen Messungen.

Abbildung 2.13: Die Reintransmission τ_X eines typischen PbF₂-Kristalls ist im Vergleich mit anderen Čerenkov-Materialien gezeigt. Die jeweils zweite Kurve zeigt die Transmission nach Bestrahlung mit einer absorbierten Energiedosis von etwa 200 Gy. Rechts ist ein Vergleich der in Gießen ermittelten Strahlenresistenz mit Messungen von [Woody u. a. 1993] gezeigt.

1. einen $40^2 \times 290 \text{ mm}^3$ großen Block aus Bleiglas (SF-5)
2. ein $40^2 \times 130 \text{ mm}^3$ großes Plexiglas-Stück (PMMA)
3. einen $30^2 \times 160 \text{ mm}^3$ großen PbF₂-Kristall des Hersteller SICCAS

Die absorbierte Energiedosis lag in diesem Experiment bei etwa 200 Gy. Anstatt durch die Transmissionskurven können die Strahlenschäden alternativ auch durch die Änderung der optischen Absorptionslänge $\Lambda_{\text{Abs}}(\lambda)$ quantitativ erfaßt werden. In PbF₂ wurde ein Rückgang der Absorptionslänge von 41,8 auf 10,9 cm bei 380 nm beobachtet. Dies entspricht einer Strahlenresistenz, die eine Größenordnung besser ist als die von Bleiglas (SF-5), in dem ein Rückgang der Absorptionslänge von 16,1 auf 3,8 cm bei dieser Wellenlänge beobachtet wurde. Im rechten Teil der Abbildung ist ein Vergleich mit publizierten Daten von C. L. Woody und Koautoren [Woody u. a. 1993] zur strahlungsinduzierten Absorption zu sehen. Der durch die ionisierende Strahlung induzierte Rückgang der Transmission ist bei beiden Messungen von ähnlicher Größe. Abb. 2.13 macht deutlich, daß PbF₂ als einziges der untersuchten Čerenkov-Materialien eine hohe Transmission bis in den tiefen ultravioletten Spektralbereich ($< 350 \text{ nm}$) aufweist. Deshalb ist auch die Lichtausbeute von PbF₂ weit höher als bei anderen Čerenkov-Materialien (siehe Messungen in Kapitel 2.5), denn die Anzahl der erzeugten Čerenkov-Photonen steigt quadratisch mit abnehmender Wellenlänge an (zum genauen Verlauf siehe Kapitel 1.3.2). Andererseits ist es gerade dieser Bereich des Transmissionsspektrums, in dem durch die absorbierte Strahlung Strahlenschäden verursacht werden. Sind geringe Einbußen

in der Lichtausbeute tolerierbar, so können Spektralfilter vor die Photovervielfacher gesetzt werden, die die Abhängigkeit der Detektorsignale von den Strahlenschäden reduzieren.



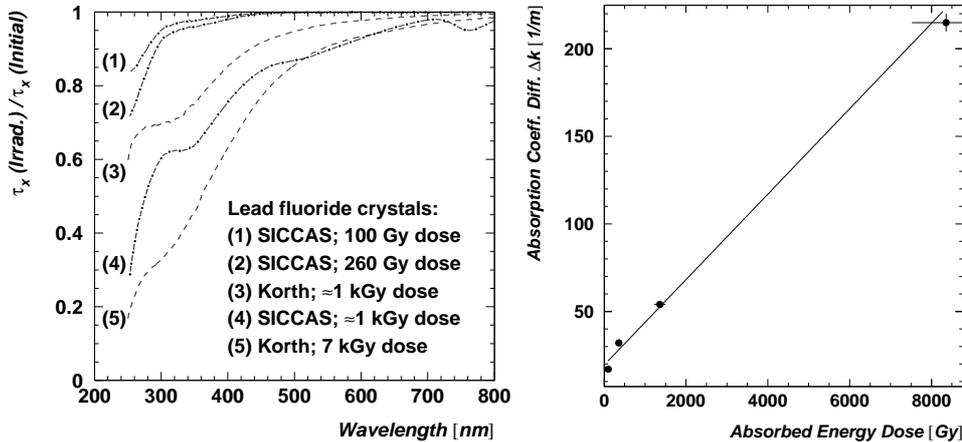
(a) Energiedosen: oben = 100 Gy; Mitte = 260 Gy; unten = 1 kGy. Meßpositionen: Linie = 1 cm; Striche = 5 cm.

(b) Energiedosen: oben = 1 kGy; unten = 7 kGy. Meßpositionen: Linie = 1 cm; enge Punkte = 2 cm; Strichpunkte = 3 cm; Striche = 6 cm; weite Punkte = 9 cm.

Abbildung 2.14: Die normierte Reintransmission τ_x senkrecht zur longitudinalen Kristallachse ist vor und nach γ -Bestrahlung bei verschiedenen absorbierten Energiedosen in PbF_2 -Kristallen unterschiedlicher Hersteller dargestellt. Bei den Korth-Kristallen ist ein räumlicher Gradient der induzierten Strahlenschäden erkennbar.

Für mehrere bestrahlte SICCAS-Kristalle ist die normierte Reintransmission senkrecht zur longitudinalen Kristallachse bei zwei verschiedenen Meßpositionen und unterschiedlichen absorbierten Energiedosen in Abb. 2.14(a) dargestellt. Die Messungen an den verschiedenen Positionen des Kristalls sind durch verschiedene Linienformen erkenntlich gemacht worden. Bei den drei absorbierten Energiedosen 100 Gy, 260 Gy und 1 kGy ist eine signifikante Abnahme der Transmission mit steigender Energiedosis erkennbar. Bei der höchsten Energiedosis (untere der drei Abbildungen) traten eindeutig identifizierbare Absorptionsbanden auf. In Abb. 2.14(b) sind die normierten Reintransmissionskurven für 1, 2, 3, 6 und 9 cm Entfernung von der Stirnfläche zweier bestrahlter Kristalle des Herstellers Korth abgebildet. Die absorbierten Energiedosen lagen in diesen Versuchen bei 1 und 7 kGy. Der starke Rückgang der Transmission bis in den sichtbaren Spektralbereich ist klar ersichtlich. Es konnte in den Korth-Kristallen eine Abhängigkeit der Strahlenschäden bei gleicher absorbierten Energiedosis von der longitudinalen Position beobachtet werden, wobei ursprünglich vorhandene Unterschiede in der Transmission durch die

Bestrahlung weiter verstärkt wurden. Im Gegensatz dazu zeigten die Strahlenschäden in den SICCAS-Kristallen keinen räumlichen Gradienten entlang der longitudinalen Kristallachse.



(a) Vergleich der Strahlenschäden in verschiedenen PbF_2 -Kristallen.

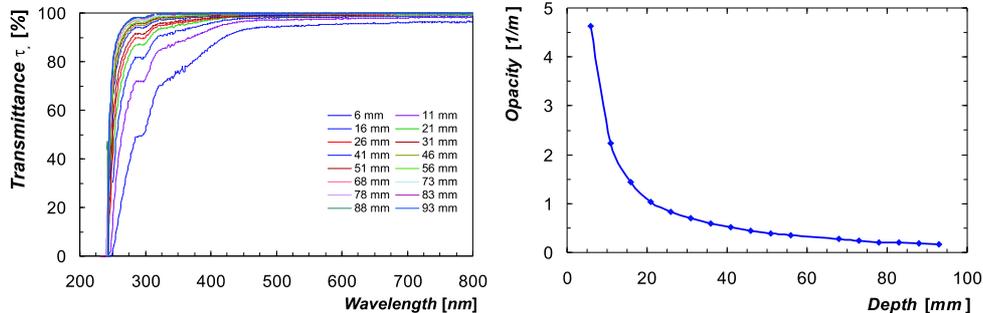
(b) Abhängigkeit des induzierten Absorptionskoeffizienten von der Energiedosis.

Abbildung 2.15: Links ist das Verhältnis R der normierten Reintransmission τ_X nach Bestrahlung mit unterschiedlichen absorbierten Energiedosen zur ursprünglichen Reintransmission abgebildet. Die Kurven (1,2,4) entsprechen Messungen an SICCAS-Kristallen, während die Kurven (3) und (5) zu mittleren Positionen in Korth-Kristallen gehören. Rechts ist der durch die Strahlung induzierte Absorptionskoeffizient Δk gegen die absorbierte Energiedosis aufgetragen.

Zum Vergleich der Strahlenschäden in verschiedenen Kristallen wurde die Auftragung des Verhältnisses R gewählt. Dieses Verhältnis berechnet sich durch Division der normierten Reintransmission τ_X nach der Bestrahlung mit der ursprünglichen Reintransmission. In Abb. 2.14(b) lag bei den Korth-Kristallen ein von der longitudinalen Position abhängiges Verhältnis $R = 0,16 - 0,21$ bei 300 nm nach einer absorbierten Energiedosis von 7 kGy vor. In Abb. 2.15(a) ist $R(\lambda)$ für verschiedene Kristalle und Energiedosen gezeigt. Bei den Korth-Kristallen ist zur besseren Übersichtlichkeit jeweils nur eine zentrale Meßposition für die Darstellung ausgewählt worden. Zusätzlich zum stärker werdenden Rückgang der Transmission mit steigender Energiedosis können einige Besonderheiten von Strahlenschäden in PbF_2 aus dieser Abbildung abgelesen werden. Ein gemeinsames Absorptionsband scheint bei 350 nm in allen Kristallen nach der Bestrahlung aufgetreten zu sein. Die SICCAS-Kristalle besaßen zusätzlich breite Absorptionsbanden bei etwa 500 und 765 nm. Die Schultern der Kurven im tiefen ultravioletten Spektralbereich, welche

zusätzliche, starke Absorptionsbanden andeuten, wurden in SICCAS-Kristallen bei $\lambda \approx 300$ nm, bei Korth-Kristallen dagegen bei $\lambda \approx 270$ nm beobachtet. Die ionisierende Strahlung hatte bei den Kristallen aller drei Hersteller die größten Auswirkungen auf den Transmissionsgrad im ultravioletten Spektralbereich unter 300 nm. Da während der Bestrahlung der Korth-Kristalle leicht unterschiedliche Rahmenbedingungen herrschten und die Kristalle bereits vor der Bestrahlung starke räumliche Gradienten im Transmissionsgrad aufwiesen, werden die Unterschiede der Kurven (3) und (4) nicht einer unterschiedlichen Strahlenresistenz zugeschrieben. In Abb. 2.15(b) ist die aus diesen Kurven ermittelte induzierte Opazität Δk gegen die absorbierte Energiedosis aufgetragen. Die Opazität ist der mittlere Absorptionskoeffizient \bar{k} im relevanten Spektralbereich (250 – 800 nm). Diese Größe ermöglicht es, aus einer Transmissionskurve die Stärke der Strahlenschäden durch Bildung der Differenz $\Delta k = \bar{k}_{\text{nach}} - \bar{k}_{\text{vor}}$ zu bestimmen. Ein Erklärungsversuch für den Verlauf der induzierten Opazität mit zunehmender absorbierte Energiedosis wird in Kapitel 2.3.4 durch ein einfaches Modell gegeben.

2.3.3 Strahlenschäden durch hochenergetische Elektronen

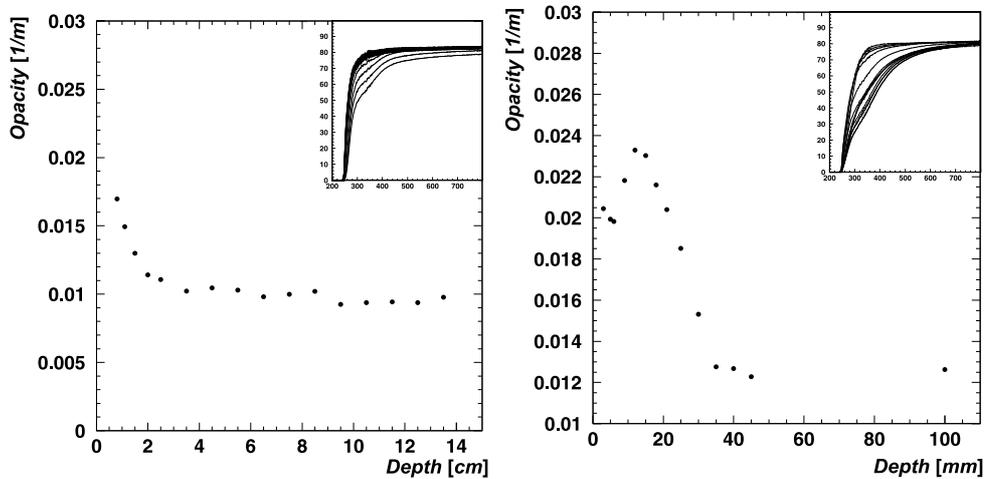


(a) Verlauf der Transmission mit der Tiefe im Kristall.

(b) Verlauf der Opazität mit der Tiefe im Kristall.

Abbildung 2.16: In der linken Abbildung sind die Reintransmissionskurven eines für 100 Stunden unter kleinem Winkel ($\theta \approx 6^\circ$) zum Elektronenstrahl bestrahlten Kristalls gezeigt. Die daraus resultierenden Opazitäten sind in der rechten Abbildung gegen die Tiefe im Kristall aufgetragen.

Zur Bestimmung der Strahlenresistenz von Bleifluorid gehört auch die Untersuchung von Schäden, die durch Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen induziert werden. Durch die Ausbildung des elektromagnetischen Schauers sind solche Strahlenschäden stark von der Tiefe im Kristall abhängig. In Abb. 2.16(a) wurden normierte Reintransmissionskurven eines für 100 Stunden unter kleinen Winkeln

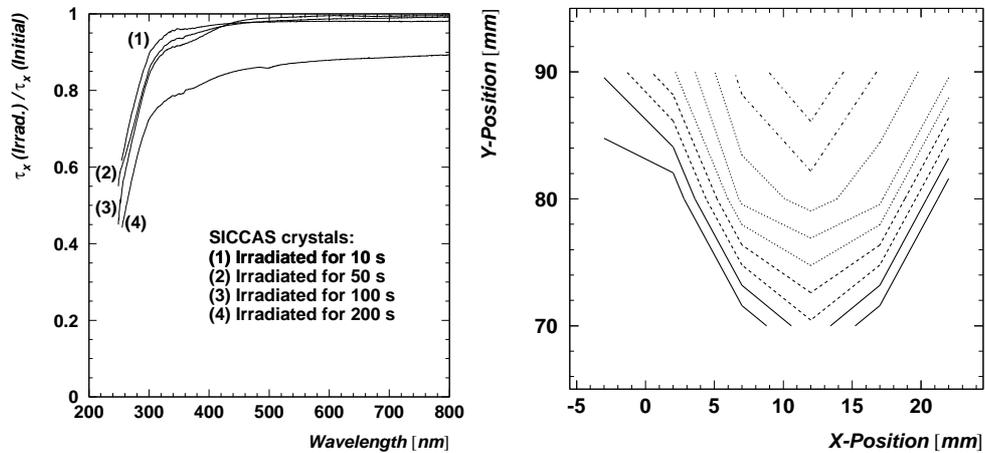


(a) Kristall S5 006.

(b) Kristall S2 029.

Abbildung 2.17: Transmissionsspektren und Opazitäten von zwei unter $\theta \approx 35^\circ$ zum Elektronenstrahl bestrahlten Kristallen, die senkrecht zur longitudinalen Kristallachse in kleinen Schritten vermessen wurden.

zum 855 MeV-Elektronenstrahl bestrahlten Kristalls für verschiedene Tiefen von 6 bis 93 mm aufgetragen. Die vorderen Meßpositionen zeigten einen starken Rückgang der Transmission, der von der Form her den niederenergetischen Messungen mit der ^{60}Co -Quelle entsprachen. Der Kristall besaß deshalb am vorderen Ende einen leicht gelblichen Farblich. Eine Absorptionsbande ist im Transmissionsspektrum bei 300 nm zu erkennen. Zur Darstellung der Abhängigkeit der Strahlenschäden von der Tiefe im Kristall bot sich die Berechnung der Opazitäten aus den Reintransmissionskurven an. Für jede Kurve aus Abb. 2.16(a) wurde die Opazität errechnet, deren Verlauf mit der Tiefe im Kristall in Abb. 2.16(b) aufgetragen ist. Die Linienform konnte in diesem speziellen Experiment gut mit einer Exponentialfunktion angepaßt werden, häufig traten aber kompliziertere Formen auf. Verschiedene Auswirkungen von Strahlenschäden auf unterschiedliche Kristalle konnten auf diese Weise gefunden werden. Als Beispiel sind in Abb. 2.17 Transmissionsspektren und die Opazität in Abhängigkeit der Tiefe für zwei unter $\theta \approx 35^\circ$ zum Elektronenstrahl bestrahlte Kristalle gezeigt. In der Abb. 2.17(a) ist die Opazität eines Kristalls aufgetragen, bei dem die Strahlenschäden in den ersten zwei Zentimetern konzentriert waren. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die in Kapitel 2.2.4 beschriebenen möglichen Verunreinigungen in den vorderen Kristallbereichen, die einer späten Phase der Kristallisation entsprechen. Dagegen ist in Abb. 2.17(b) die Opazität eines Kristalls abgebildet, der eindeutig die stärksten Strahlenschäden erst in 1 – 2 cm Tiefe aufweist. Diese Form kann durch das longitudinale Profil der Energiedeposition von elektromagnetischen Schauern im Kristall erklärt werden.



(a) Transmissionrückgang bei unterschiedlicher Bestrahlungsdauer.

(b) Konturkurven des Transmissionsverhältnisses im Kristall.

Abbildung 2.18: Links sind die in vier Kristallen durch hochenergetische Elektronen am Beschleuniger MAMI induzierten Strahlenschäden durch das Verhältnis R in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Rechts ist für einen ausgewählten Kristall das Verhältnis R als zweidimensionale Funktion des Einschubortes aufgetragen, wobei für die äußere Kurve $R = 1$ und für die innere $R = 0,6$ gilt.



(a) Der Durchtritt des Elektronenstrahls verläuft schräg von links nach rechts. (Seitenansicht)

(b) Der Durchtritt des Elektronenstrahls ist rechts außen zu sehen. (Draufsicht)

Abbildung 2.19: Photographien von Kristallen, die für mehrere Minuten direkt dem hochenergetischen Elektronenstrahl an MAMI ausgesetzt waren. Die induzierten Spannungen wurden durch zwei gekreuzte Polarisatoren sichtbar gemacht. Die Aufnahmen wurden kontrastverstärkt.

Einige Kristalle wurden vor dem Strahlfänger der Halle B am Mainzer Mikrotron einem Strahlstrom von 21 nA ausgesetzt, was einem Fluß von $1,2 \times 10^{11}$ Elektronen pro Sekunde entspricht. Die Energiedosis, die in diesen Versuchen von den Kristallen in einigen Sekunden Bestrahlungsdauer absorbiert wurde, entsprach in etwa derjenigen, die für 1000 Stunden Strahlzeit im A4-Experiment pro Detektor erwartet wird. Allerdings war die Energiedosisleistung eine vielfach größere, so daß es zu thermischen Spannungen in den bestrahlten Kristallen kam, die im Extremfall den Kristall zu zerbrechen vermochten. In Abb. 2.18(a) sind exemplarisch die Transmissionen von mehreren Kristallen nach Bestrahlungen von 10, 50, 100 und 200 s Dauer gezeigt. Für die Darstellung wurde wieder das Verhältnis R der Reintransmissionen gewählt. Qualitativ wurde im Vergleich mit den Bestrahlungen an der ^{60}Co -Quelle keine Unterschiede gefunden. Einige Kurven deuten eine Absorptionsbande bei 360 nm an, auch die Position der Absorptionskante ist ähnlich. Da die Strahlenergie nicht gleichmäßig, sondern auf einer Skala von $R_M = 0,93$ cm im Kristall deponiert wurde, konzentrierten sich die Strahlenschäden in einem schmalen Kanal entlang des Elektronenstrahl. Abb. 2.18(b) zeigt das aus über 50 einzelnen Messungen gewonnen Profil der Strahlenschäden als Konturbild, wobei für die äußerste Kurve das Verhältnis $R = 1$ und für die innerste $R = 0,6$ gilt. Im Zentrum dieses Profils konnte bei den höchsten absorbierten Energiedosen, respektive den längsten Bestrahlungsdauern, ein Kanal starker Strahlenschäden auch optisch als dünne, dunkelbraune Spur identifiziert werden, die sich nach hinten zu etwas verbreiterte.

Die durch die Strahlenschäden verursachten Spannungsfelder in den Kristallen konnten mit dem in Kapitel 2.2.5 beschriebenen optischen Aufbau und zwei gekreuzten Polarisatoren beobachtet werden. Abb. 2.19 zeigt zwei Photographien von Kristallen, die für mehrere Minuten dem hochenergetischen Elektronenstrahl an MAMI ausgesetzt waren. In beiden Photographien sind starke innere Spannungen entlang des Durchtritts des Elektronenstrahls zu erkennen, die sich über weite Bereiche der Kristalle ausgedehnt hatten.

2.3.4 Optisches Bleichen

In den geschädigten Kristallen wurde nach den Bestrahlungen an der ^{60}Co -Quelle und am Beschleuniger MAMI eine geringe spontane Regeneration der Transmission bei Raumtemperatur beobachtet. In einem SICCAS-Kristall, der eine Energiedosis von 100 Gy absorbiert hatte, konnte beispielsweise nach der Bestrahlung eine Regeneration der Reintransmission innerhalb von 15 Tagen registriert werden. Die Reintransmission der mit höheren Energiedosen bestrahlten und somit auch stärker geschädigten Korth-Kristalle stieg in nur 4 Tagen um 10 – 15%. Eine weitere Rückbildung der induzierten Schäden konnte auf einer Zeitskala von einigen Wochen im gesamten Transmissionsspektrum beobachtet werden. Als Beispiel

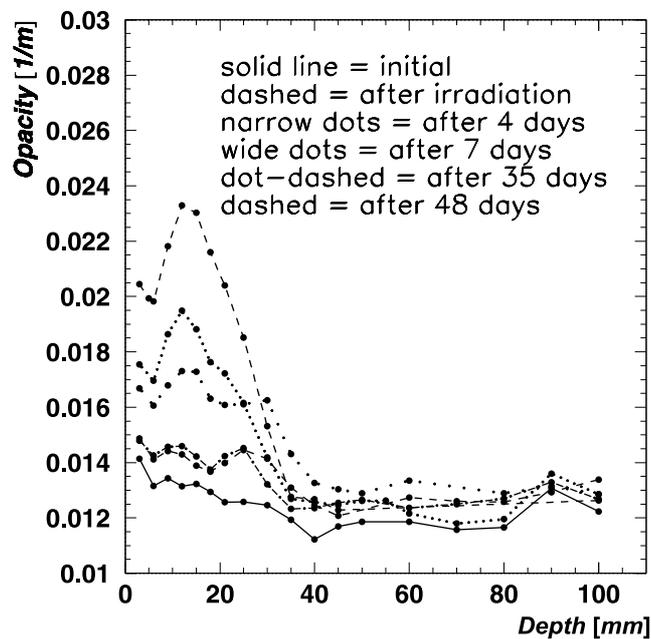


Abbildung 2.20: Spontane Rückbildung der Strahlenschäden im Verlauf von 48 Tagen nach der Bestrahlung unter kleinem Winkel zum Elektronenstrahl an MAMI. Aufgetragen ist die Opazität gegen die Tiefe im Kristall.

für den zeitlichen Verlauf der Rückbildung von Strahlenschäden ist in Abb. 2.20 die Opazität eines Kristalls aufgetragen, der für 36 Stunden unter kleinem Winkel zum Elektronenstrahl während einer Strahlzeit im November 1999 eine hohe Energiedosis absorbiert hatte. Nach bereits vier Tagen war ein wesentlicher Anteil der Transmission regeneriert. Während der Beobachtungsperiode von zwei bis drei Wochen bildeten sich schließlich alle induzierten Schäden zurück.

Die Auflösung von Farbzentren wird erheblich beschleunigt, wenn die geschädigten Kristalle mit blauem oder ultraviolettem Licht beleuchtet werden, was unter dem Namen „optisches Bleichen“ bekannt geworden ist. Alternativ dazu ist eine thermische Ausheizung der Farbzentren möglich. In beiden Fällen werden die in Farbzentren lokalisierten Elektronen zunächst angeregt, dann relaxieren diese angeregten Zustände in den Grundzustand des Kristallgitters. Dies stellt die Transparenz eines durch ionisierende Strahlung geschädigten Kristalls wieder her. Daß die Methode des optischen Bleichens auch bei PbF_2 -Kristallen anwendbar ist, haben [Anderson u. a. 1990] und [Woody u. a. 1993] Anfang der neunziger Jahre nachweisen können. In der Arbeit von C. L. Woody und Koautoren wird weiterhin gezeigt, daß eine thermische Ausheizung von PbF_2 für mehrere Stunden bei etwa $T \approx 400^\circ\text{C}$ in einer Stickstoffatmosphäre möglich ist, aber erhebliche Nachteile mit sich bringt, weil die Kristalle thermisch zu sehr beansprucht werden. Ebenso konnten [Kuptsov u. a. 1995] moderate Strahlenschäden in einer festen Lösung von

$\text{Pb}_{0.67}\text{Cd}_{0.33}\text{F}_2$ nach Bestrahlung mit ^{137}Cs beobachten, die durch optisches Bleichen auf einer Zeitskala von 150 Tagen zurückgegangen sind.

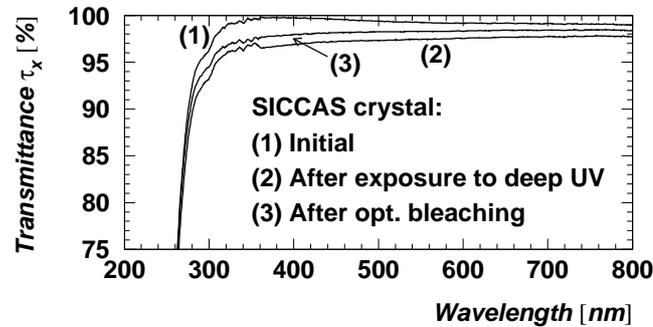
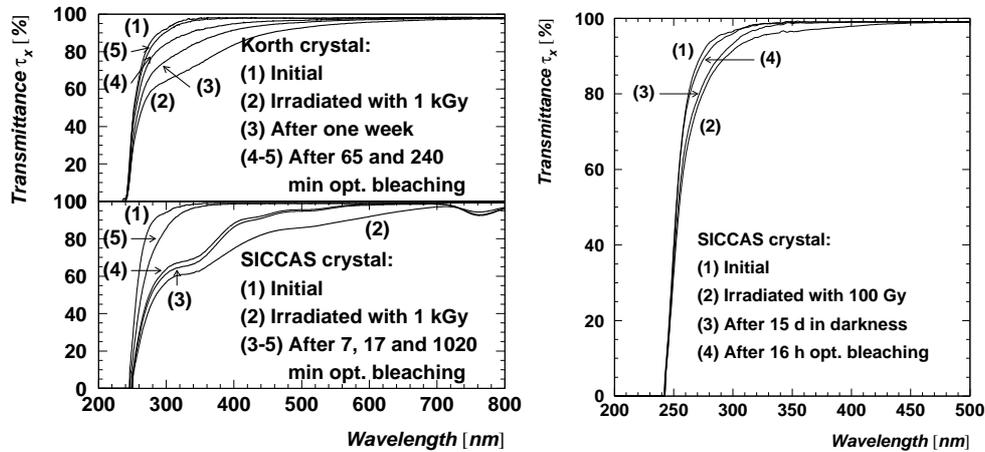


Abbildung 2.21: Rückgang der scheinbaren Reintransmission (1) eines unbestrahlten Kristalls durch Beleuchtung mit einer Quecksilber(Argon)-Lampe um bis zu 3% (2). Nach 20 Stunden optischen Bleichens mit einer QTH-Lampe war kein wesentlicher Rückgang der Schädigung zu erkennen (3).

Zunächst wurde zum optischen Bleichen geschädigter Kristalle eine Niederdruck-Quecksilber(Argon)-Stablampe¹¹ benutzt. Dieser Lampentyp besitzt 19 starke Emissionslinien im Bereich von 253 – 579 nm, wobei die höchsten spektralen Strahlstärken bei 253,7 nm, 365,0 nm, 404,6 nm, 435,8 nm und 546,1 nm liegen. Die Strahlungsflußdichte lag in einer Entfernung von 50 cm bei $\approx 2 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Nachdem mit dieser Lampe erfolgreich einige geschädigte Proben und Kristalle bis auf eine Restabsorption gebleicht werden konnten, wurden konzeptionelle Schwächen aufgedeckt: zwar wurden im ultravioletten Spektralbereich die Farbzentren sehr schnell aufgelöst, andererseits schädigte aber das extrem kurzwellige UV-Licht der 253,7 nm-Emissionslinie die Oberfläche der Kristalle und führte zu einer generellen Abnahme von deren optischer Qualität. Letzterer Effekt wurde auch an einem ungeschädigten Kristall studiert, der dieser Lampe für 135 Minuten ausgesetzt war. In Abb. 2.21 ist zu erkennen, daß das scheinbare Reintransmissionsspektrum $\tau_x(\lambda)$ zwischen 250 und 800 nm um etwa 1 – 3% abnahm. Die offensichtliche Erklärung dieser Beobachtung liegt in der starken Absorption der Photonen in der oberflächennahen Schicht des Kristallgitters, die zu einer permanenten Schädigung führt. Die resultierenden Einbußen in der Transmission konnten auch durch optisches Bleichen mit weniger kurzwelligem Licht nicht mehr rückgängig gemacht werden.

Diese Schwierigkeiten konnten durch Verwendung eines Spektralfilters mit einer Absorptionskante bei 365 nm vor der Quecksilber(Argon)-Lampe umgangen werden. Alternativ dazu wurden auch QTH-Lampen mit kontinuierlichem Spektrum verwendet. In den Abb. 2.22(a) und Abb. 2.22(b) sind optische Bleichungen mit diesem Typ Lampen bei drei geschädigten Kristallen zu sehen, wobei die Trans-

¹¹Modell 6035, L.O.T.-Oriol GmbH, Darmstadt



(a) Optisches Bleichen nach 1 kGy absorbiertener Energiedosis.

(b) Optisches Bleichen nach 100 Gy absorbiertener Energiedosis.

Abbildung 2.22: Schädigung der ursprünglichen Reintransmission (1) nach Bestrahlung (2) und der spontane, bzw. induzierte Rückgang der Strahlenschäden (3 – 5). Optisch gebleicht wurde sowohl mit einer Quecksilber(Argon)-Lampe (links oben) als auch mit einer QTH-Lampe (links unten und rechts).

mission regelmäßig während eines längeren Zeitraums überwacht wurde. In allen drei Kristallen wurde ein substantieller Rückgang der mit absorbierten Energiedosen von 100 Gy und 1 kGy induzierten Absorption beobachtet. Die Beleuchtungszeiten beliefen sich auf bis zu 16 Stunden und eine kleine Restabsorption verblieb auch dann noch. Es sollte aber betont werden, daß für das optische Bleichen ein Schwelleneffekt in Wellenlänge des verwendeten Lichtes vorhanden ist, was beispielsweise in [Ma und Zhu 1993] detailliert ausgeführt wird. Licht einer bestimmten Wellenlänge kann immer nur Farbzentren auflösen, deren Anregungsenergie unterhalb der Photonenenergie liegt, die zwischen 300 und 700 nm von 4,1 eV auf 1,8 eV absinkt.

Wiederholte Bestrahlungen einer Kristallprobe mit Energiedosen bis zu 100 Gy mit nachfolgender induzierter Regeneration der Transmission haben ergeben, daß das optische Bleichen die Kristalle nicht empfindlicher auf die Bestrahlung werden läßt, ein sogenannter Gedächtniseffekt konnte so bei den untersuchten PbF_2 -Proben bis zu einer absorbierten Energiedosis von 100 Gy ausgeschlossen werden. Wie aus Abb. 2.22(a) erkenntlich ist, verläuft der zeitliche Rückgang der Strahlenschäden teilweise wellenlängenabhängig, weshalb eine Beschreibung des optischen Bleichens sehr komplex ist. Im folgenden Kapitel wird ein einfaches Modell zum kinetischen Verlauf des mittleren Absorptionskoeffizienten vorgestellt.

Kinetisches Modell des optischen Bleichens

Zur phänomenologischen Beschreibung der Änderung der Transmission durch optisches Bleichen und zur Berechnung des zeitlichen Verlaufs wird in der Regel ein kinetisches Modell benutzt, daß auf der Erzeugung und Auflösung von Farbzentren beruht (siehe [Ma und Zhu 1993] und [Zhu 1999]). Die Geschwindigkeit, mit der Farbzentren aufgelöst werden, sollte proportional der existierenden Dichte D derjenigen Farbzentren sein, die aufgrund der Kinetik des verwendeten Lichts und der Kristallgitterenergieniveaus aufgelöst werden können. Wird davon ausgegangen, daß diese Geschwindigkeit auch proportional zum Strahlungsfluß ϕ ist, so ergibt sich

$$dD = -\beta \phi D dt \quad (2.5)$$

mit β als Konstante der Einheit $1/\text{Wh}$, wenn die Zeit t in Stunden eingesetzt wird. Gleichung 2.5 wird durch folgenden Ansatz gelöst:

$$D = D_0 e^{-\beta \phi t} \quad (2.6)$$

Die Dichte der Farbzentren zur Wellenlänge λ ist proportional zu dem Absorptionskoeffizienten $k(\lambda)$. Es gilt die Identität $D \equiv k$, falls diese Farbzentren auch auflösbar sind.

In der oberen Hälfte der Abb. 2.23 ist die Änderung der Reintransmission während des optischen Bleichens einer kleinen Probe und eines SICCAS-Kristalls dargestellt. Der Kristall war am Strahlencentrum Gießen mit 1 kGy absorbiertes Energiedosis bestrahlt worden, die Probe mit etwa 100 Gy. In der unteren Hälfte der Abb. 2.23 ist die Opazität gegen die Strahlungsenergie E aufgetragen. Da teilweise verschiedene Lampen zum Bleichen verwendet worden sind, bot sich eine Umrechnung des zeitlichen Verlaufs auf einen energetischen an. An die Datenpunkte wurde die exponentielle Funktion

$$D = D_x + D_0 e^{-\beta E} \quad (2.7)$$

angepaßt, die sowohl die Dichte der auflösbaren Farbzentren D_0 als auch eine zusätzliche Konstante D_x enthielt, die die Dichte der nicht auflösbaren Farbzentren beschreibt. Für β ergab sich aus dieser Anpassung ein Wert von $4,32/\text{Wh}$. Das reduzierte χ^2 , welches die Güte der Anpassung an die Datenpunkte beschreibt, betrug 1,1. Dies zeigte, daß der so bestimmte Parameter β verlässliche Aussagen über den kinetischen Ablauf des optischen Bleichens ermöglichte. Insgesamt war eine Strahlungsenergie von etwa 5000 J notwendig, um die Strahlenschäden der Probe beziehungsweise des Kristalls vollständig aufzulösen. Für den Kristall wurde diese Strahlungsenergie in insgesamt 1020 Minuten Beleuchtungszeit aufgebracht.

Es kann davon ausgegangen werden, daß die Erzeugungsgeschwindigkeit von auflösbaren Farbzentren proportional zur Gesamtzahl der Farbzentren und zur Energiedosisleistung ist [Ma und Zhu 1993]. Mit einer Konstanten γ in Einheiten von

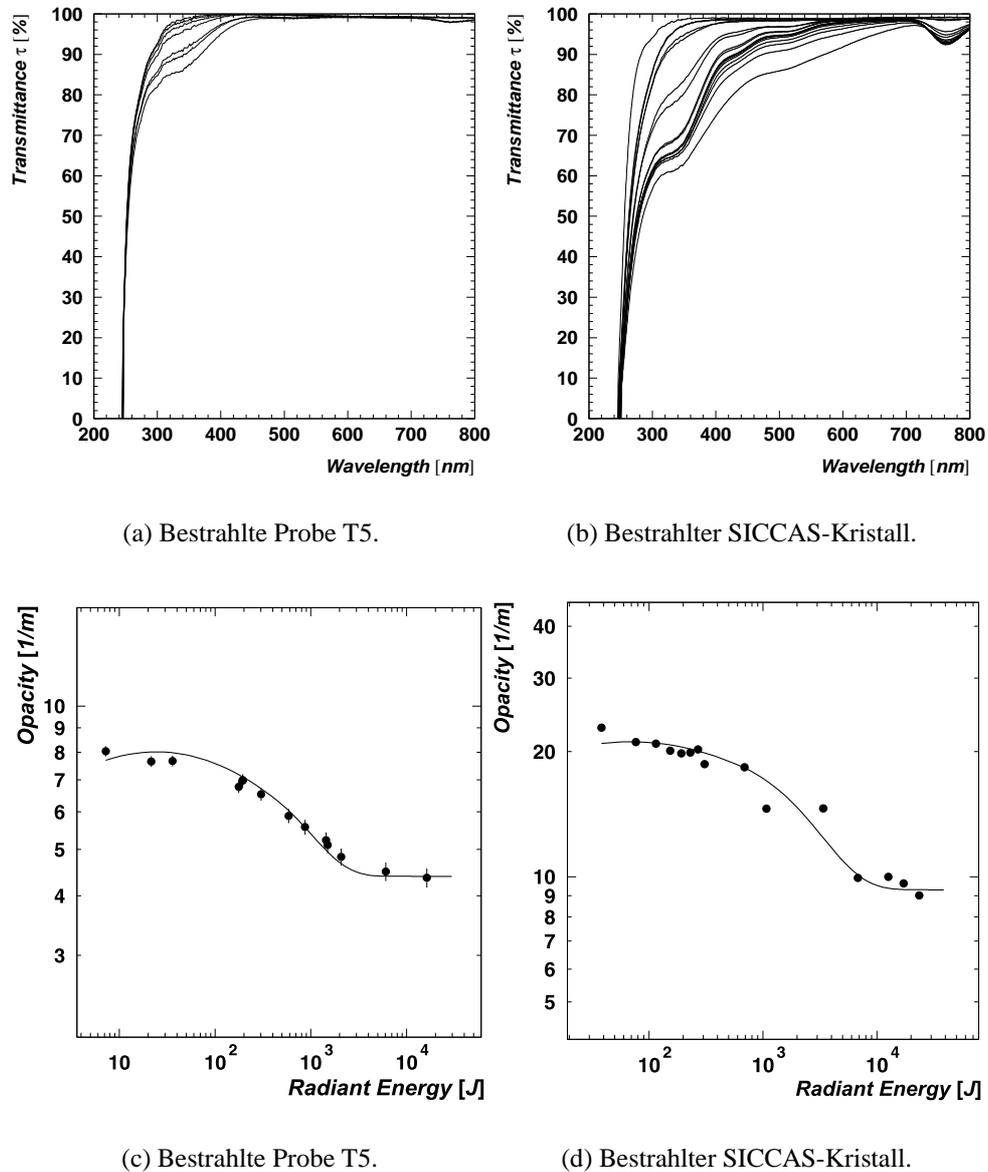


Abbildung 2.23: Rückgang der Strahlenschäden in einer PbF_2 -Probe nach 100 Gy absorbiertes Energiedosis und in einem SICCAS-Kristall nach 1 kGy absorbiertes Energiedosis. Oben ist der Verlauf der Reintransmission während des optischen Bleichens aufgetragen, unten die daraus abgeleitete Opazität als Funktion der Strahlungsenergie. An die Datenpunkte wurde eine exponentielle Funktion angepaßt.

Gy^{-1} und der Energiedosisleistung \dot{D} in Einheiten von Gy/h ergibt sich:

$$dD = (D_x + D_0) \gamma \dot{D} dt \quad (2.8)$$

$$\Rightarrow \Delta k \propto \text{Energiedosis} \quad (2.9)$$

Die lineare Anpassung an die Meßpunkte ist, wie in Abb. 2.15(b) zu sehen, durch die Ausbildung von unterschiedlich ausgeprägten Absorptionsbanden und das wellenlängenabhängige Auftreten von Strahlenschäden nicht optimal, unterstützt jedoch diesen Ansatz.

2.4 Geometrische Abmessungen

2.4.1 Meßverfahren

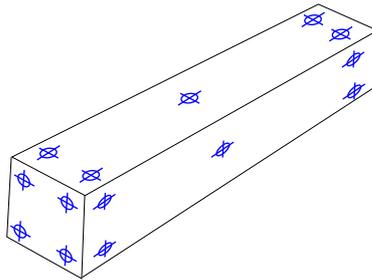


Abbildung 2.24: Skizze der Meßpositionen am Kristall, die von den 5 Mikrometersonden der CNC-Maschine angefahren worden sind.

Die Kristalle besitzen die Form eines Pyramidenstumpfs mit trapezoider Grundfläche. Die mechanischen Fertigungstoleranzen waren vertraglich mit dem Hersteller SICCAS auf $\Delta x = \pm 300 \mu\text{m}$ senkrecht zur Kristallachse und auf $\Delta x = \pm 500 \mu\text{m}$ in der Länge festgesetzt. In Anbetracht der geforderten Präzision des A4-Experimentes war es daher notwendig, die geometrischen Abmessungen jedes Kristalls möglichst exakt zu bestimmen. Mit fünf elektronisch auslesbaren Mikrometersonden, die auf einem Meßkopf einer computergesteuerten Fräsmaschine aufgebracht worden waren, konnten 24 Meßpositionen am Kristall angefahren werden. Die Lage der Meßpositionen ist in Abb. 2.24 skizziert. Die Ansteuerung und Datenerfassung erfolgte durch ein Basic-Programm. Die Rekonstruktion der Längen, Keilwinkel und Kanten sowie Krümmungen und Verkippungen der einzelnen Flächen der Kristalle wurde mit Hilfe eines Pascal-Programms realisiert. Die in diesem Programm verwendeten Vektoroperationen wurden in Anhang A.2 zusammengefaßt.

2.4.2 Meßgenauigkeit

Die Bestimmung der Meßgenauigkeit erfolgte über die Toleranzen, die von den Herstellern der verwendeten Maschinen und Instrumente angegeben worden waren: Die Positioniergenauigkeit der CNC-Maschine in alle drei Raumrichtungen betrug $\Delta x_{\text{CNC}} = \pm 1 \mu\text{m}$, die Ungenauigkeit der Positionierung der Meßsonden in Meßrichtung $\Delta x_{\text{Sonde}} = \pm 3 \mu\text{m}$, die Meßgenauigkeit der Sonden $\Delta x_{\text{Messung}} = \pm 1 \mu\text{m}$. Aus den Berechnungen der mittleren Ebenen der Kristallseitenflächen ergab sich ein Fehler des Aufpunktes in Meßrichtung von $\pm 100 \mu\text{m}$, der durch die Ungenauigkeit der Montierung der Sonden auf der CNC-Maschine zustande kam. Insgesamt wurden die mittleren Ebenen der Kristallseitenflächen mit einem absoluten Fehler von $\Delta x_{\text{abs}} = \pm 12 \mu\text{m}$ bestimmt. Diese Meßgenauigkeit liegt deutlich unter den spezifizierten Kristalltoleranzen, so daß eine Überprüfung der Kristallmaße mit großer Verlässlichkeit möglich war. Die Reproduzierbarkeit der Messungen wurde anhand von speziell gefertigten $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ großen Präzisionskuben ständig kontrolliert und lag bei $\Delta x_{\text{Kubus}} = \pm 1,9 \mu\text{m}$. Dieser Wert beinhaltet die Varianz der Meßreihen von $\sigma_x = \pm 1,5 \mu\text{m}$ und einen systematischen Fehler beim Einsetzen der Würfel.

2.4.3 Ergebnisse der Kristallvermessungen

Tabelle 2.5: Spezifizierte Kristallmaße: X bezeichnet die Kantenlänge der Höhe, Y_u und Y_o der unteren und oberen Breiten, wobei der Index i für die kleine Stirnfläche verwendet wird. Alle Angaben in Millimetern.

Größe	Länge	X	X_i	Y_o	Y_u	Y_{io}	Y_{iu}
1	150,0	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
2	155,1	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
3	160,6	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
4	166,3	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
5	172,3	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
6	178,7	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,4
7	185,4	30,0	25,9	30,6	29,4	26,4	25,4

Die wichtigsten Ergebnisse der Vermessungen waren die Kantenlängen der Kristalle, da diese innerhalb der vorgegebenen Toleranzen liegen sollten. In Tabelle 2.5 sind die mit dem Hersteller SICCAS vereinbarten Kristallmaße für die sieben verschiedenen Größen angegeben, Abb. 2.25 zeigt die Verteilungen der gemessenen Maße. Die Kantenlängen der Kristalle waren bei einer mittleren Varianz von etwa $143 \mu\text{m}$ um die Sollgrößen normalverteilt. 162 von 800 Kristallen besaßen Kantenlängen, die außerhalb der angegebenen Toleranzen lagen, jedoch waren 15 dieser

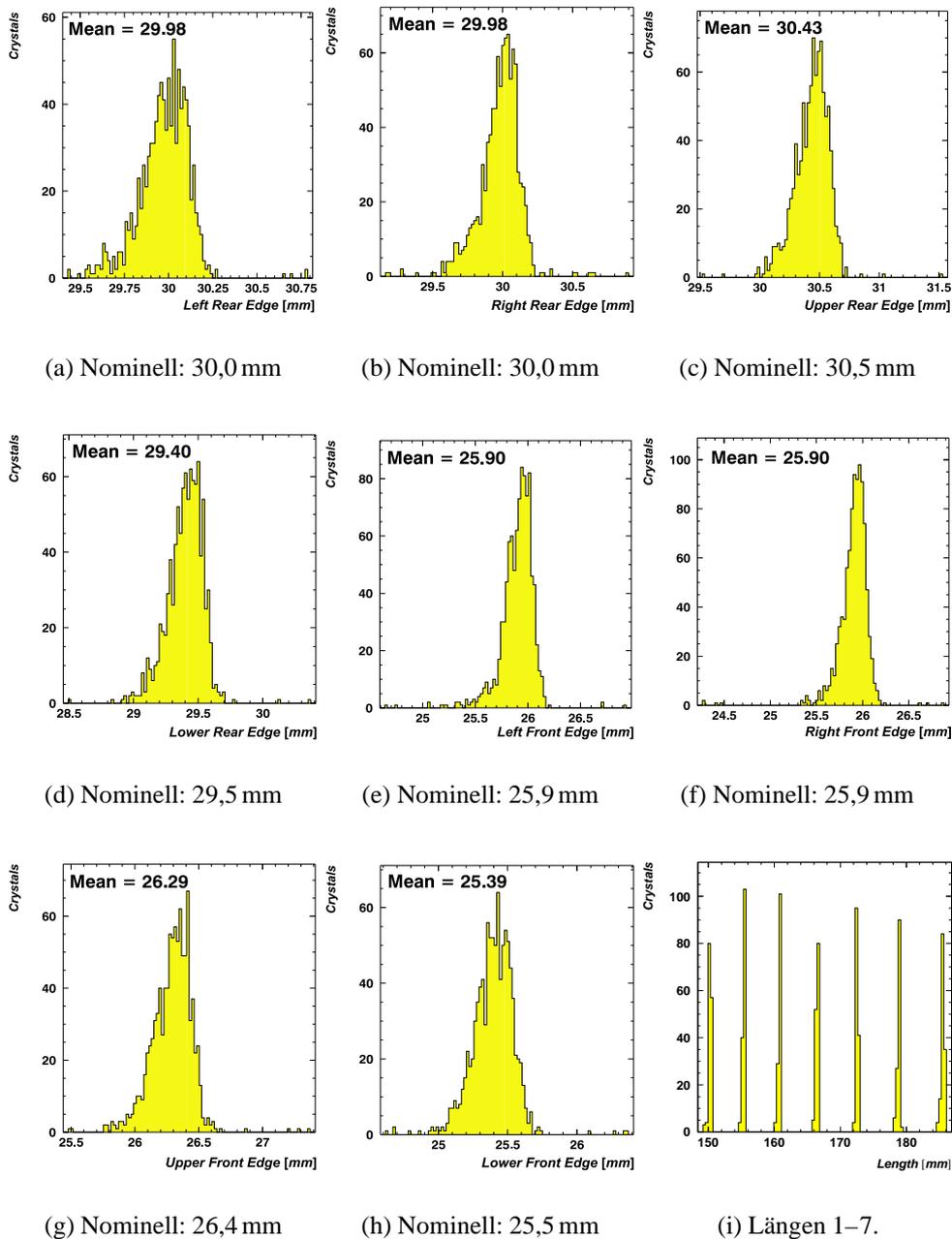


Abbildung 2.25: Die Verteilungen der gemessenen Kantenlängen aller Kristalle. Die nominellen Längen der sieben verschiedenen Größen sind 150,0 mm, 155,1 mm, 160,6 mm, 166,3 mm, 172,3 mm, 178,7 mm und 185,4 mm. Die mittlere Varianz aller Kantenlängen liegt bei 143 μm .

Kristalle bereits wegen unzureichender optischer Qualität zurückgewiesen worden. Die verbliebenen Kristalle wurden allerdings nur dann zurückgewiesen, falls mindestens vier Kantenlängen außerhalb der Toleranz lagen oder eine Abweichung die Toleranz um mehr als 30% überschritt. Alle berechneten Abmessungen der Kristalle und die zugehörigen Sollwerte sind in Tabelle 2.6 aufgeführt.

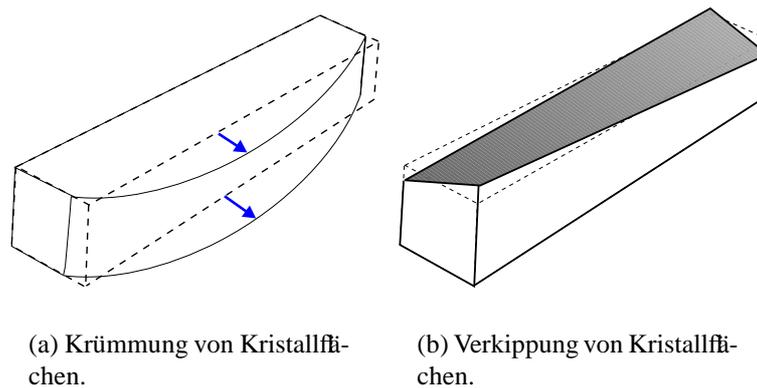


Abbildung 2.26: Skizzen zur Bestimmung der Planheit der Kristallflächen.

In Abb. 2.26(a) ist die verwendete Parametrisierung der Krümmung der ermittelten Kristallseitenflächen skizziert. Der in der Zeichnung angedeutete Krümmungsversatz b , welcher sich durch die Differenz des zentralen Meßpunkts zur mittleren Ebene berechnen ließ, lag im Mittel bei $-19\ \mu\text{m}$ für alle vier Seitenflächen. Abb. 2.27 zeigt die vier Verteilungen des Krümmungsparameters, wobei negative Werte einer Krümmung der Fläche nach außen entsprechen. Das Vorhandensein von ausgeprägten Krümmungen in allen vier Seitenflächen ließ sich auf die Schneid- und Poliermethode des Herstellers zurückführen, bei der die Ränder der Flächen stärker abgetragen wurden. In Abb. 2.26(b) ist eine Skizze gezeigt, die eine Torsion einer Seitenfläche gegenüber einer mittleren Ebene beschreibt. Eine solche Torsion ist durch einen Parameter definiert, der sich aus der Differenz der wahren Eckpunkte zu den Eckpunkten der mittleren Ebene ergibt. Im Rahmen der Meßfehler war keine Torsion der Kristallseitenflächen feststellbar. Die Parallelität der hinteren sowie der vorderen Kanten wurde durch die Bestimmung des Winkels zwischen diesen überprüft. Dieser lag bei nur $2,4\ \text{mrad}$, was zu keinen Schwierigkeiten beim Einbau der Kristalle führen sollte. Eine weitere wichtige Größe, die Einfluß auf die Position des Kristalls im Trägerrahmen und die Genauigkeit des Einbaus hatte, war der Verkipfungswinkel der Grundfläche in ϕ -Richtung. Dieser betrug bei einigen wenigen Kristallen mehr als $10\ \text{mrad}$, wodurch diese nicht mehr ohne zusätzliche Keile in die Trägerrahmen eingebaut werden konnten.

Die Ergebnisse der geometrischen Vermessungen wurden zur Sortierung der Kristalle herangezogen (siehe Kapitel 4.4.1).

Tabelle 2.6: Ergebnisse der geometrischen Vermessungen aller Kristalle. Die Meßgenauigkeit lag bei $\Delta x_{\text{abs}} = \pm 12 \mu\text{m}$.

Meßgröße	Mittelwert	Varianz	Sollwert	Einheit
Kantenlänge unten vorne	25,41	0,1	25,5	[mm]
Kantenlänge unten vorne	25,35	0,1	25,4	[mm]
Kantenlänge oben vorne	26,30	0,2	26,4	[mm]
Kantenlänge links vorne	25,90	0,1	25,9	[mm]
Kantenlänge rechts vorne	25,91	0,1	25,9	[mm]
Kantenlänge unten hinten	29,39	0,1	29,5	[mm]
Kantenlänge unten hinten	29,39	0,1	29,4	[mm]
Kantenlänge oben hinten	30,43	0,1	30,5	[mm]
Kantenlänge oben hinten	30,45	0,1	30,6	[mm]
Kantenlänge links hinten	29,97	0,1	30,0	[mm]
Kantenlänge rechts hinten	29,98	0,1	30,0	[mm]
Mittlere Kristalldicke	27,98	0,1	27,95	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 1)	150,3	0,2	150,0	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 2)	155,4	0,2	155,1	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 3)	160,8	0,2	160,6	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 4)	166,5	0,2	166,3	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 5)	172,5	0,2	172,3	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 6)	178,9	0,2	178,7	[mm]
Länge des Kristalls (Größe 7)	185,5	0,2	185,4	[mm]
Krümmung der unteren Fläche	-24,6	21,5	0,0	[μm]
Krümmung der oberen Fläche	-19,6	14,4	0,0	[μm]
Krümmung der linken Fläche	-18,2	7,61	0,0	[μm]
Krümmung der rechten Fläche	-19,5	8,20	0,0	[μm]
Torsion der unteren Fläche	3,0	4,3	0,0	[μm]
Torsion der oberen Fläche	2,9	2,5	0,0	[μm]
Torsion der linken Fläche	1,8	2,5	0,0	[μm]
Torsion der rechten Fläche	3,8	2,9	0,0	[μm]
Winkel zw. unterer und Grundfläche	11,7	1,9	12,0	[mrad]
Winkel zw. oberer und Grundfläche	12,7	1,8	12,4	[mrad]
Winkel zw. linker und Grundfläche	12,4	2,6	12,3	[mrad]
Winkel zw. rechter und Grundfläche	12,1	2,5	12,3	[mrad]
Verkipfungswinkel θ	1,0	3,4	0,0	[mrad]
Verkipfungswinkel ϕ	0,5	5,4	0,0	[mrad]
Parallelität der hinteren Kanten	2,4	2,4	0,0	[mrad]
Öffnungswinkel an den hinteren Kanten	34,6	3,5	33,3	[mrad]
Keilwinkel des Kristalls	42,4	0,3	$2\pi/146 = 43,0$	[mrad]

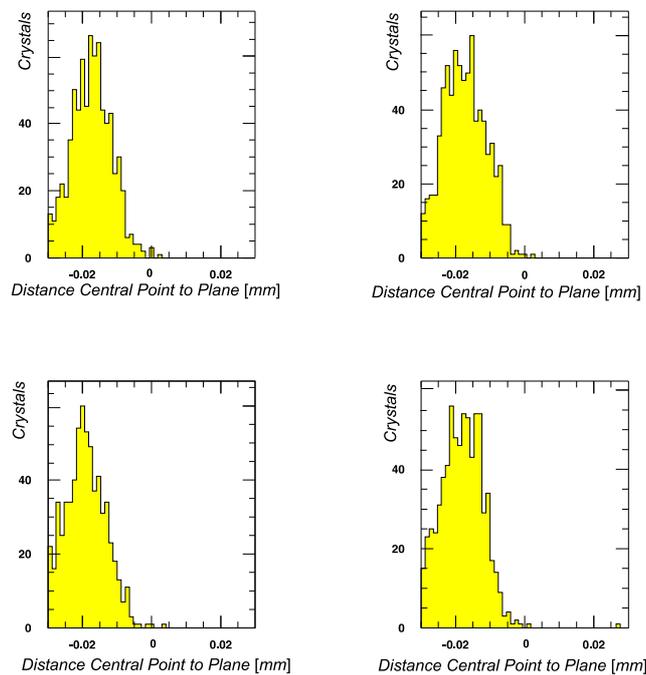
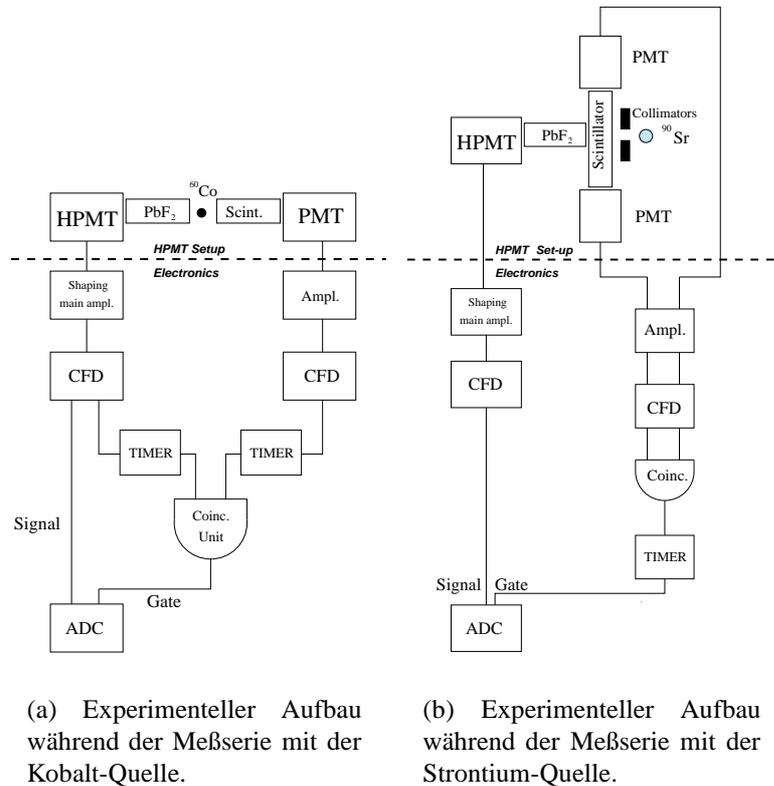


Abbildung 2.27: Die Verteilungen der Abstände der Zentralpunkte von den mittleren Ebenen, die ein Maß für die Krümmung der Kristallflächen darstellen.

2.5 Effektive Lichtausbeute

Bei der Bestimmung der Lichtausbeute von PbF_2 mußte berücksichtigt werden, daß dieses Čerenkov-Material im Gegensatz zu anorganischen Szintillatoren nur wenige Photonen pro MeV deponierter Energie emittiert, was konventionelle Messungen unter Laborbedingungen, bei denen keine hochenergetischen Strahlteilchen zur Verfügung stehen, erschwert. Der Nachweis von Einzelphotonen wird in der Regel mit Hilfe von regulären Photovervielfachern oder ultraviolett empfindlichen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) durchgeführt. Beide Arten von Lichtsensoren sind in ihrem intrinsischen Energieauflösungsvermögen begrenzt durch Fluktuationen in der Zahl der Sekundärelektronen, die an der ersten Dynode eines Photovervielfachers oder in den Ladungslawinen am Anodendraht einer MWPC freigesetzt werden. Diese Nachteile können durch die Verwendung der kürzlich erst wiederentdeckten hybriden Photovervielfacherröhre (HPMT) mit ihrer exzellenten Separation einzelner Photoelektronensignale bei hoher Nachweiseffizienz umgangen werden [d'Ambrosio u. a. 1994]. Ein HPMT besteht aus einer in Sperrichtung geschalteten P-I-N Halbleiterdiode, in der hochbeschleunigte Photoelektronen einige Tausend Elektron-Loch-Paare erzeugen, deren statistische Fluktuationen sehr viel kleiner als bei regulären Photovervielfachern sind.

2.5.1 Experimenteller Aufbau der HPMT-Messungen



(a) Experimenteller Aufbau während der Meßserie mit der Kobalt-Quelle.

(b) Experimenteller Aufbau während der Meßserie mit der Strontium-Quelle.

Abbildung 2.28: Experimenteller Aufbau und schematisches Blockschaltbild der Elektronik zur Messung der Lichtausbeute von PbF_2 . Es wurde kommerzielle CAMAC-Elektronik verwendet, wobei CFD für *constant fraction discriminator* und ADC für *analog-to-digital converter* steht.

Für die Messung der effektiven Lichtausbeute wurde ein elektrostatisch fokussierter HPMT des Herstellers DEP¹² mit einer Photokathode von 19 mm effektivem Durchmesser verwendet (S20-UV). Das Photokathodenmaterial (SbNa_2KCs) besaß eine hohe Quanteneffizienz im ultravioletten Spektralbereich (27% bei 270 nm beziehungsweise 25% bei 400 nm) und war auf ein etwa 2 mm dickes Frontfenster aus Quarzglas aufgebracht. Der HPMT wurde bei -15 kV Beschleunigungsspannung und $+90\text{ V}$ Sperrspannung betrieben. Zwei Elektroden auf einem Potential von -11 kV lieferten die nötige Fokussierung der an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen (*p.e.*) auf die P-I-N-Diode, deren Kapazität $2,24\text{ pF}$ betrug. Jedes auftreffende Photoelektron führte zur Erzeugung von $N \approx 3.500$ Elektron-Loch-Paaren, die einen elektrischen Strom in der Diode lieferten. Dieses Ausgangssi-

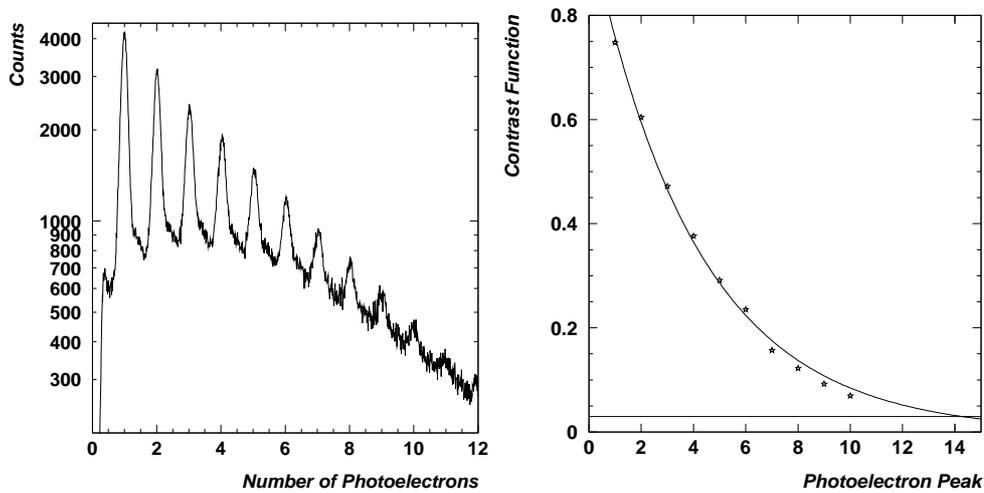
¹²Delft Electronic Products, AB Roden, Niederlande

gnal wurde durch einen Ladungsvorverstärker mit niedrigem Rauschen, der in das HPMT-Gehäuse eingefügt war, verstärkt. Die Vorverstärkersignale wurden durch kommerzielle Elektronikmodule des CAMAC-Bussystems (*Computer Applied Measurement And Control*) weiterverarbeitet. Die Energiespektren wurden mit dem Programm MULTI¹³ ausgelesen. Das Blockdiagramm in Abb. 2.28(a) illustriert die Geometrie der verwendeten Detektoren sowie die Schaltung der elektronischen Auslesekomponenten. Der Kaskadenzerfall von ⁶⁰Co ermöglichte eine Koinzidenzmessung zwischen den HPMT-Signalen und Signalen eines Szintillationszählers. Der PbF₂-Kristall war mit Silikonkautschukscheiben aus *Elastosil* an den HPMT angekoppelt (siehe weiter unten), hingegen wurde der Koinzidenzzähler von einem regulärem Photovervielfacher ausgelesen. Die meisten Messungen wurden mit einer ⁶⁰Co-Quelle durchgeführt, allerdings war für manche Messungen auch eine ⁹⁰Sr-Quelle notwendig. Für diese Messungen wurde der experimentelle Aufbau geringfügig abgeändert (siehe Abb. 2.28(b)). Der Szintillator wurde an beiden Enden von Koinzidenzzählern ausgelesen und lieferte so das Startsignal für den Meßprozeß, der die Registrierung von Ereignissen erlaubte, bei dem der HPMT nicht in Koinzidenz mit dem Szintillator ansprach. Durch Kalibrierungsmessungen wurden zunächst die Charakteristika des HPMT mit Hilfe einer gepulsten, blauen LED aufgenommen. Alle Detektoren waren vor Streulicht geschützt, allerdings trugen Dunkelpulse zu falschen Koinzidenzen bei, was bedeutet, daß Signale zufällig in das zeitliche Meßfenster fielen. Der dominierende Anteil an den Dunkelpulsen stammte aus der thermischen Emission von Elektronen an der Photokathode. Die Zählrate dieser Ereignisse hing von der Temperatur und der Stabilisierungszeit des HPMT ab: dreißig Minuten nach Einschalten der Hochspannung war die Dunkelpulsrate exponentiell auf 5% der ursprünglichen Rate abgefallen und betrug nur noch 75 Ereignisse pro Sekunde. Nach einigen Stunden war weiter sie auf etwa 50 Ereignisse pro Sekunde abgesunken.

2.5.2 Eigenschaften des HPMT

Mit abgeschwächten Pulsen einer schnellen LED konnten Photoelektronenspektren wie das in Abb. 2.29(a) aufgenommen werden. Diese Photoelektronenverteilungen bestanden aus gaußförmigen Signalen, die einem Kontinuum überlagert waren. Die Verstärkung der Photoelektronen ist in einem HPMT so hoch, daß die Anzahl der erzeugten Photoelektronen im Einzelereignis sehr gut bis zu $N_{p.e.} = 1$ bestimmt werden kann. In der gezeigten Abbildung sind Signale von mehr als 10 Photoelektronen noch klar separiert. Eine Kalibrierung der aufgenommenen Energiespektren des ADC-Wandlers in Einheiten von Photoelektronen gegen die Kanäle des Wandlers wurde mit einer Ungenauigkeit von nur 0,026% erreicht, da die Photoelektronensignale eine sehr hohe Linearität aufwiesen. Die Kontrastfunktion

¹³*Multi Parameter Data Acquisition*, Wiener Plein-Baus GmbH



(a) Photoelektronen-Verteilung einer abgeschwächten LED.

(b) Die zugehörige Kontrastfunktion des HPMT.

Abbildung 2.29: Links ist die Photoelektronen-Verteilung einer abgeschwächten LED abgebildet, rechts die aus dieser Verteilung abgeleitete Kontrastfunktion f . Die horizontale Linie bei $f = 0,03$ entspricht der Auflösungsgrenze.

$f = (\text{Signal} - \text{Untergrund}) / (\text{Signal} + \text{Untergrund})$, die aus diesem Spektrum berechnet wurde, ist in Abb. 2.29(b) gezeigt. Die durchgezogene, horizontale Linie bei einem Wert von $f = 0,03$, der üblicherweise die untere Grenze für die Auflösung repräsentiert, kreuzt die mit einer exponentiellen Funktion angepaßten Datenpunkte bei 14 Photoelektronen. C. d'Ambrosio hat in Photonenzählexperimenten mit HPMTs sogar mehr als fünfzehn aufgelöste Photoelektronensignale erreicht [d'Ambrosio u. a. 1994]. Im Gegensatz dazu können reguläre Photovervielfacher selten mehr als zwei Photoelektronensignale auflösen.

In einer ersten Untersuchungsreihe wurden mehrere der kleinen PbF_2 -Proben vermessen. Diese Proben waren vom Hersteller SICCAS auf allen sechs Seiten poliert worden. Die gewonnene Photoelektronen-Verteilung ist in Abb. 2.30 gezeigt. Die einzelnen Signale wurden mit Gaußfunktionen angepaßt, um so die Energieunschärfe zu bestimmen. Der Mittelwert der einzelnen Varianzen der Anpassung lag bei $\sigma_{\text{meas}} = 10,7\%$, was einer Energieunschärfe von $\Delta E \approx 1,60 \text{ keV}$ entspricht. Zwei Effekte tragen zu dieser Energieunschärfe bei: Fluktuationen in der Zahl der Elektron-Loch-Paare σ_{diode} und das elektronische Rauschen σ_{noise} . Im Gegensatz zu Messungen mit regulären Photovervielfachern kann bei Verwendung eines HPMTs das Rauschen nicht vernachlässigt werden, da die Gesamtverstärkung nur in der Größenordnung von einigen Tausend liegt, während Verstärkungen von regulären Photovervielfachern sich normalerweise im Bereich von $10^6 - 10^7$ bewegen. Um

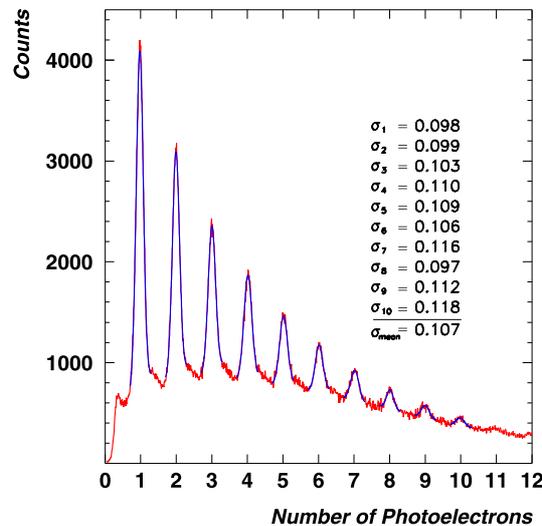


Abbildung 2.30: Diese Photoelektronen-Verteilung einer PbF_2 -Probe besteht aus zehn separierten Signalen, die einem Kontinuum überlagert sind. Die einzelnen Signale wurden mit Gaußfunktionen angepaßt, um die individuellen Energieunschärfen zu bestimmen.

das elektronische Rauschen des verwendeten HPMTs zu bestimmen, wurde der Nullpunkt der Spektren mit Hilfe der Strontium-Quelle und mit dem Szintillator als Startsignalgeber vermessen. Die aus dem Nullpunktsignal bestimmte Varianz von $9,5\% \hat{=} 1,43 \text{ keV}$ kann direkt mit dem Rauschterm σ_{noise} identifiziert und quadratisch von der Energieunschärfe der Photoelektronensignale subtrahiert werden. Dieses Vorgehen lieferte die intrinsische Energieunschärfe $\sigma_{\text{diode}} = 0,75 \text{ keV}$.

Das Kontinuum in der Photoelektronen-Verteilung wurde durch Rückstreuung von beschleunigten Photoelektronen aus der Diodenoberfläche verursacht. Diese können unter einem kleineren Winkel oder mit geringerer Energie wieder in die Diode eintreten. Der Anteil rückgestreuter Photoelektronen konnte aus dem Spektrum zu etwa 80% abgeschätzt werden, indem das Verhältnis zwischen den Signalhöhen und dem Kontinuum bestimmt wurde.

2.5.3 Analyse der Photoelektronen-Verteilungen

Die mittlere Zahl von registrierten Photoelektronen $\langle N \rangle_{\text{meas}}$ der PbF_2 -Proben wurde aus den Photoelektronen-Verteilungen, der Argumentation von [d'Ambrosio u. a. 1994] folgend, durch Mittelwertbildung bestimmt:

$$\langle N \rangle_{\text{meas}} = \frac{\sum_m q_m N_m}{\sum_m N_m} \quad (2.10)$$

Dabei bedeutet q_m die kalibrierten Kanäle des Wandlers in Photoelektronen und N_m die Einträge pro Kanal. Als Ergebnis der Messungen ergab sich die mittlere Photoelektronenausbeute $\langle N \rangle_{\text{meas}} = (1,55 \pm 0,06) p.e.$ Dieser Wert ließ sich in einer längeren Meßreihe gut reproduzieren.

Die emittierten γ -Strahlen der Kobalt-Quelle unterliegen Compton-Wechselwirkungen und transferieren einen Teil ihrer Energie von 1,33 bzw. 1,17 MeV [Particle Data Group 2000, S. 190] auf Elektronen. In PbF_2 erzeugen diese Čerenkov-Licht und können dadurch im HPMT nachgewiesen werden. Die maximale kinetische Energie eines gestoßenen Elektrons wird in der Compton-Streuung bei einem Streuwinkel von 180° erreicht und kann durch die Photonenergie und die Ruhemasse $m_0 c^2$ des Elektrons berechnet werden:

$$E_e^{\text{max}} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + 2E_\gamma/m_0 c^2} \right) = 890 \text{ keV} \quad (2.11)$$

Elektronen mit kinetischen Energien unterhalb der zur Schwellengeschwindigkeit des Čerenkov-Effektes $\beta_{\text{thr}} = 1/n \approx 0,54$ äquivalenten Schwellenenergie $E_e^{\text{min}} = 608 \text{ keV}$ können nicht zur Lichtausbeute beitragen. Da die Anzahl der emittierten Čerenkov-Photonen mit der kinetischen Energie des Elektrons ansteigt, siehe Kapitel 3, wurde eine mittlere Elektronenenergie $\langle E \rangle \approx (800 \pm 40) \text{ keV}$ für die weitere Analyse der Photoelektronenspektren verwendet. Der systematische Fehler der Berechnung der mittleren Elektronenenergie wurde dabei mit $\delta\langle E \rangle = 5\%$ abgeschätzt. Eine Division der gemessenen Lichtausbeute $\langle N \rangle_{\text{meas}}$ durch die mittlere Elektronenenergie $\langle E \rangle$ führte zur effektiven Lichtausbeute. Für die PbF_2 -Proben lag diese bei $1,9 p.e./\text{MeV}$. Der statistische Fehler dieses Wertes betrug 4%. Dieser Fehler lag etwa eine Größenordnung über dem statistischen Fehler der Kalibrierung, da bei dieser höhere Zählraten erreicht werden konnten.

In einer zweiten Untersuchungsreihe wurden PbF_2 -Kristalle der Größe $30^2 \times 150 \text{ mm}^3$ verwendet. Abb. 2.31 zeigt ein typisches Photoelektronenspektrum. Die mittlere registrierte Photonenzahl betrug $\langle N \rangle_{\text{meas}} = (1,38 \pm 0,05) p.e.$, woraus eine Lichtausbeute von $1,7 p.e./\text{MeV}$ abgeleitet werden konnte. Der Unterschied zwischen der Lichtausbeute des Kristalls und der Probe war durch die unterschiedliche Lichtsammleffizienz bedingt. Diese ist eine nicht-lineare Funktion der Kristallgeometrie und der Oberflächenbeschaffenheit. Die Verwendung der kleinen Proben hatte den Vorteil, daß Ungenauigkeiten aufgrund der unbekanntenen Lichtsammleffizienz reduziert wurden, weil bei den kleinen Abmessungen der Proben das meiste Licht direkt die Photokathode erreichen konnte.

2.5.4 Optimierung der Lichtausbeute

Die Lichtausbeute kann durch das Umwickeln der Kristalle mit im ultravioletten Spektralbereich stark reflektierenden Materialien gesteigert werden, da ein

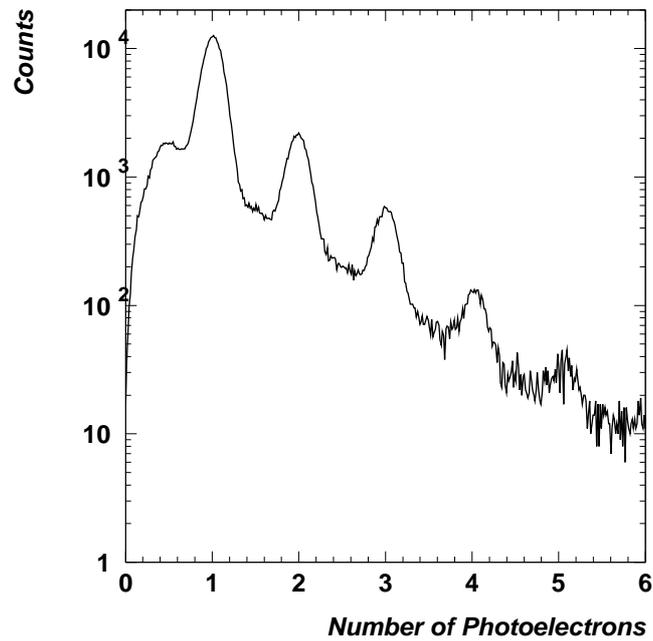


Abbildung 2.31: Photoelektronen-Verteilung eines PbF_2 -Kristalls bei Verwendung der ^{60}Co -Quelle. Die mittlere Photonenzahl $\langle N \rangle_{\text{meas}} = (1,38 \pm 0,05) p.e.$ entspricht einer Lichtausbeute von $1,7 p.e./\text{MeV}$.

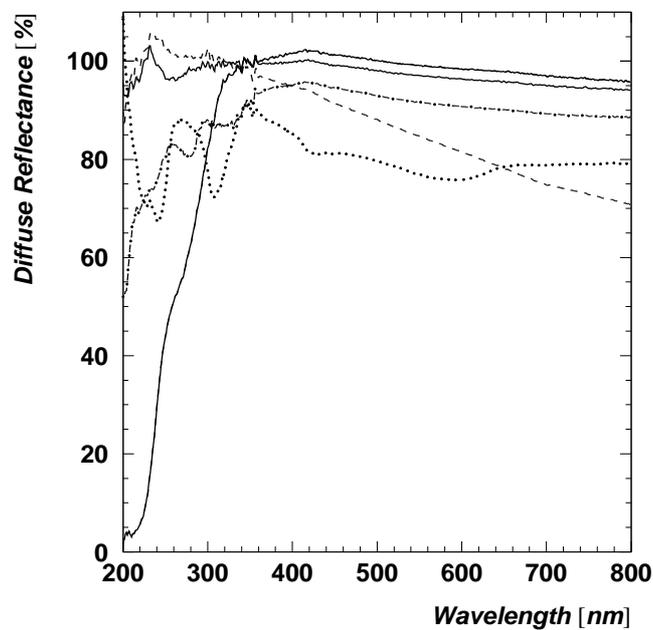


Abbildung 2.32: Der Reflexionsgrad verschiedener Reflektormaterialien: durchgezogen = Immobilon-P; Strichpunkte = Tyvek; enge Punkte = Druckerpapier; Striche = Tefbn; weite Punkte = Nitrocellulose-Membran.

Großteil der erzeugten Photonen die Photokathode nicht erreicht, sondern an der Oberfläche verloren geht. Detaillierte Rechnungen zu diesem Sachverhalt finden sich in Kapitel 3. Allerdings ist das Čerenkov-Licht bezüglich der Achse des primären Teilchens gerichtet, so daß die erreichbaren Verbesserungen im Vergleich mit anorganischen Kristallszintillatoren nur gering bleiben. Die auf eine erhöhte Lichtsammelleffizienz zurückführbare Steigerung der Lichtausbeute wurde durch Messung der Photoelektronen-Verteilungen des HPMTs bei einem PbF_2 -Kristall mit verschiedenen Reflektormaterialien untersucht. Verwendet wurde das sehr dichte und kalkhaltige Polyethylen-Vlies Tyvek¹⁴ (CH_2 , $X_0 = 131,3 \text{ cm}$) in zwei verschiedenen Stärken ($75 \mu\text{m}$ und $150 \mu\text{m}$), zwei Arten PTFE Teflon (Polytetrafluorethen CF_2 , $\rho = 2,20 \text{ g/cm}^3$, $X_0 = 16,0 \text{ cm}$) in zwei Stärken ($25 \mu\text{m}$ und $80 \mu\text{m}$), eine Nitrocellulose-Membran¹⁵ ($0,20 \mu\text{m}$ Porengröße) und ein Polyvinylidenfluorid mit der Bezeichnung *Immobilon-P*¹⁶ ($140 \mu\text{m}$ Stärke, $0,45 \mu\text{m}$ Porengröße), das normalerweise zur Proteinbindung und Peptid-Kartierung dient. Manche der Reflektoren wurden mehrlagig aufgebracht, um den Reflexionsgrad zu erhöhen. Dieser wurde zunächst mit dem Photo-Spektrometer vermessen. In Abb. 2.32 ist der Reflexionsgrad $\rho(\lambda)$ aller Reflektormaterialien abgebildet, mit denen die Kristalle eingepackt wurden. Das Maximum des Čerenkov-Lichts liegt bei etwa 330 nm , siehe Kapitel 3, was den Spektralbereich mit dem größten Einfluß auf die Lichtausbeute definiert. Die Verwendung zusätzlicher Lagen erhöht die Menge des inaktiven Materials zwischen anliegenden Detektoren und führt so zu zusätzlichen Leckverlusten der im Kalorimeter zu messenden Energie. Diese beiden gegenläufigen Effekte machen einen Kompromiß notwendig.

Als Referenz für die Vermessung der Reflektormaterialien wurde die Lichtausbeute des nicht umwickelten Kristalls herangezogen, wobei angenommen wurde, daß die nachgewiesenen Photonen ausschließlich durch Reflexionen an der polierten Oberfläche zur Photokathode gelangten. Die gemessenen Photoelektronen-Verteilungen wurden entsprechend der in Kapitel 2.5.3 vorgestellten Methode analysiert. Die Ergebnisse zur effektiven Lichtausbeute $\langle N_{p.e.} \rangle$ sind in Tabelle 2.7 aufgeführt. Die größte Verbesserung der Lichtausbeute (12%) wurde mit zwei Lagen Teflonband beziehungsweise mit einer Lage *Immobilon-P* (*Millipore*) erreicht. Dies war einer der Gründe, weshalb *Immobilon-P* als Reflektormaterial für die Detektoren des A4-Experimentes ausgewählt wurde. Der Stoff ist hydrophobisch, verliert allerdings seinen hohen Reflexionsgrad, sobald es Feuchtigkeit oder fettigen Substanzen ausgesetzt wird. Die mechanische Festigkeit ist gering, aber ausreichend.

¹⁴Du Pont de Nemours, Le Grand Saconnex, Schweiz

¹⁵Biometra biomedizinische Analytik GmbH, Göttingen

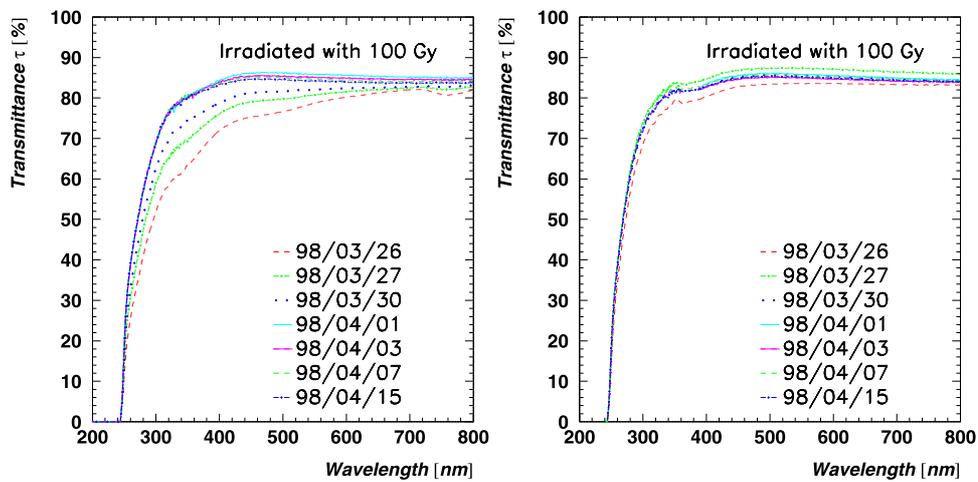
¹⁶Millipore GmbH, Eschborn

Tabelle 2.7: Effektive Lichtausbeute $\langle N_{p.e.} \rangle$ bei verschiedenen Reflektormaterialien und unterschiedlicher Zahl von aufgetragenen Schichten.

Reflektormaterial	Lagen	Dicke [μm]	$\langle N_{p.e.} \rangle$ [%]
Immobilon-P	1	120	112,1
Tefbnband	2	160	112,1
Tefbn + Al	4 + 1	100 + 35	111,5
Tefbn	3	75	110,5
Tefbnband	1	80	109,7
Tyvek	1	140	108,6
Tefbn + Al	3 + 1	75 + 35	108,0
Tyvek	1	80	106,9
Tefbn	2	50	106,5
Druckerpapier	1	100	105,8
Tefbn	1	25	102,7
Ohne Reflektor			100,0

2.6 Qualitätskontrolle der Bleifluorid-Kristalle

Es war unvermeidbar, die optische Qualität der von SICCAS gelieferten Kristalle sorgsam zu kontrollieren. Kristalle mußten ausgewählt werden, die den hohen Anforderungen des A4-Experimentes genügten und die keine Schäden in der Abkühlphase oder während des Transports erlitten hatten. Zu den Kontrollen gehörte auch die visuelle Begutachtung jedes einzelnen Kristalls. Es wurden in 87% der 1100 untersuchten Kristallen Defekte wie makroskopische Sprünge, netzartige Brüche oder Einschlüsse gefunden. In einigen Fällen gab es unmittelbar unter der Oberfläche Verunreinigungen, in anderen Fällen waren die Streuzentren im ganzen Kristall verteilt. Oberflächenbeschädigungen wurden bei weiteren Kristallen als Ursache für schlechte Transmissionsspektren gefunden. Aufgrund von beobachteten starken Absorptionsbanden mußte ein Teil der Kristalle zurückgewiesen werden. Nur etwa 140 Kristalle waren glasklar ohne jegliche Beschädigungen oder Streuzentren. SICCAS hatte eine Mindesttransmission bei 270, 330, 400 und 800 nm garantiert, was mittels des Photo-Spektrometers an allen 1100 gelieferten Kristallen überprüft wurde. Die Mittelwerte der longitudinalen Transmission der kontrollierten Kristalle, inklusive den später zurückgewiesenen, betrugen 80,4% bei 800 nm, 74,1% bei 400 nm, 64,8% bei 330 nm und 15,1% bei 270 nm. Diese Mittelwerte liegen deutlich über den spezifizierten Mindesttransmissionen von 75%, 70%, 58% und 2% bei diesen Wellenlängen, jedoch mußten aufgrund unzureichender Transmissionen 89 von 898 Kristallen vom Hersteller ausgetauscht werden. Die Häufigkeitsverteilungen der longitudinalen Transmissionsgrade aller Kristalle an den vier spezifizierten Wellenlängen sind in Abb. 2.34 aufgetragen.



(a) Bestrahlte Probe T1.

(b) Bestrahlte Probe T4.

Abbildung 2.33: Transmissionspektren zweier PbF_2 -Proben zur Überwachung der Strahlenresistenz.

Die Strahlenresistenz des Materials wurde anhand von $25 \times 25 \times 25 \text{ mm}^3$ großen Proben kontrolliert, die von SICCAS mit jedem zwanzigsten Kristall geliefert worden sind. Nach Bestrahlung an der ^{60}Co -Quelle des Strahlencentrums in Gießen wurde bei einem Teil der Proben ein ausgeprägter Rückgang der Transmission beobachtet. In Abb. 2.33 sind die Transmissionspektren von zwei Proben nach Bestrahlung mit absorbierten Energiedosen von 100 Gy dargestellt. Die starken Unterschiede in der Strahlenresistenz wiesen auf Verunreinigungen der Schmelze hin, die bei etwa 10 – 25% der Kristalle zu erwarten waren. Die industrielle Fertigung einer großen Stückzahl an Kristallen mit reproduzierbaren Eigenschaften stellt offenbar eine Schwierigkeit dar. Es ist daher eine umfassende Analyse des Produktionsprozesses notwendig, um ein zufriedenstellendes Verfahren zu finden. Neben einer Steigerung der Homogenität der Kristalle sollte ein Zusammenhang zwischen der Strahlenresistenz und möglichen Verunreinigungen oder der stöchiometrischen Zusammensetzung der Kristalle gefunden werden.

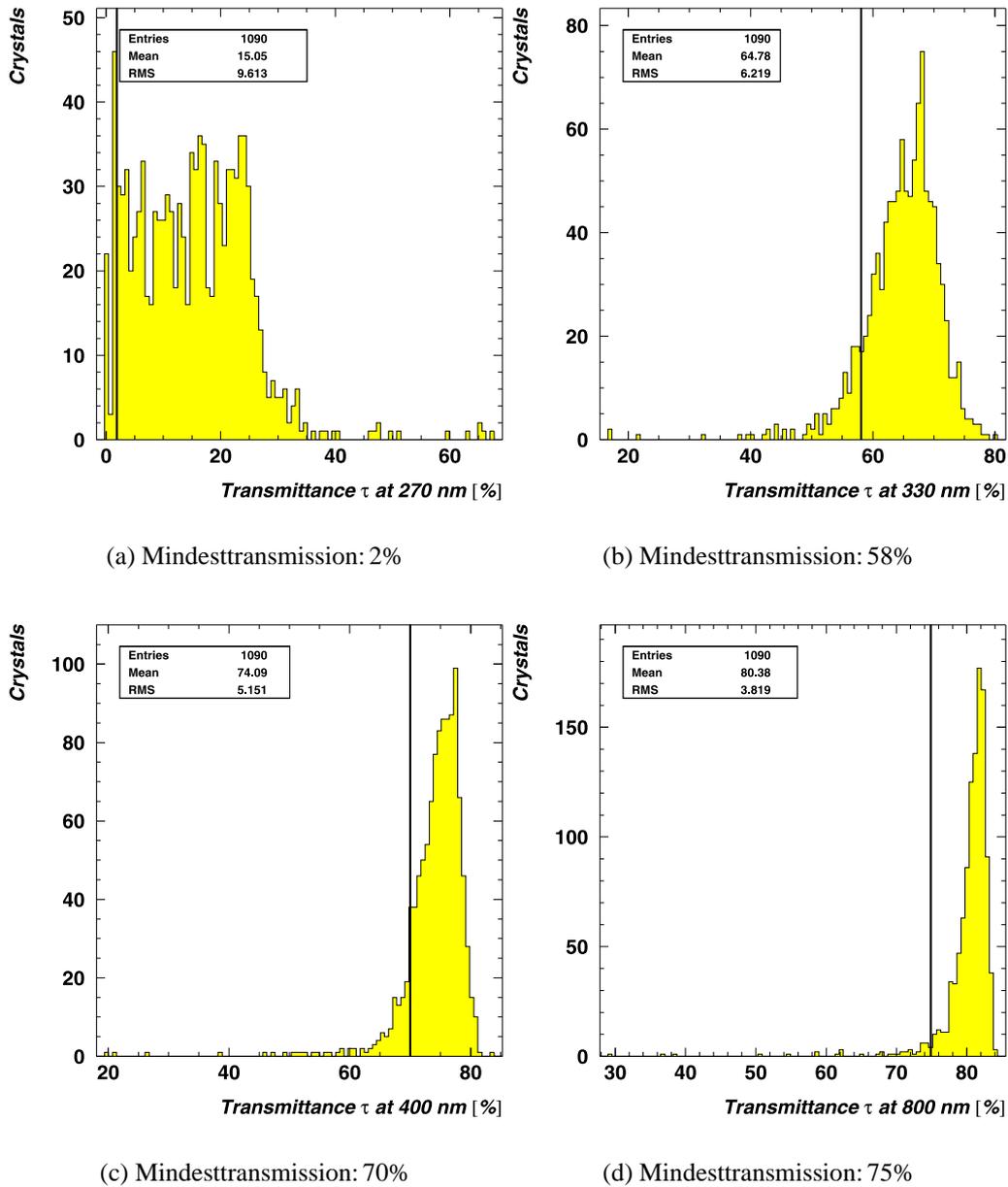


Abbildung 2.34: Verteilungen des longitudinalen Transmissionsgrades der untersuchten Kristalle bei vier spezifizierten Wellenlängen. Durch durchgezogene Linien sind die vom Hersteller SICCAS vertraglich zugesicherte Mindestwerte gekennzeichnet.

Kapitel 3

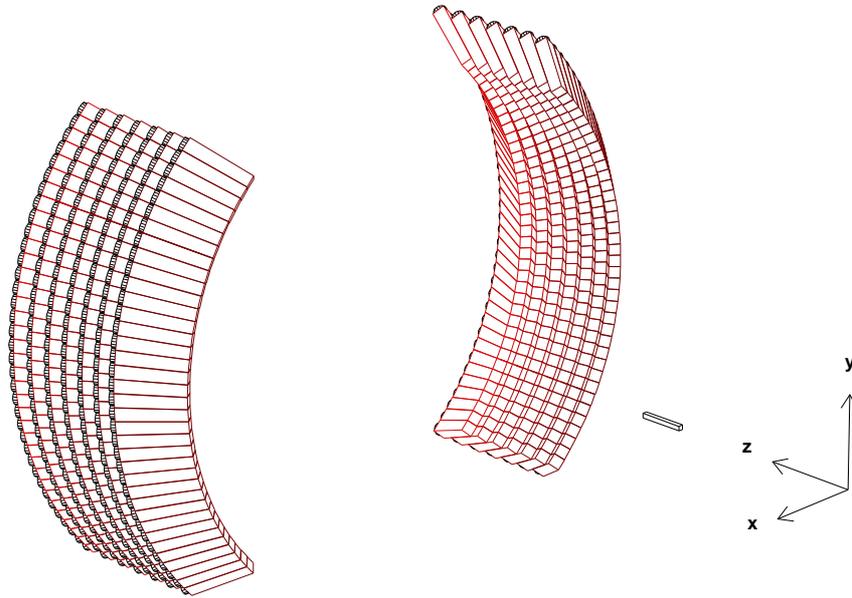
Simulationen zu Bleifluorid

Die Technik der MONTE CARLO-Simulation von elektromagnetischen Kaskaden ist von Butcher und Messel [Butcher und Messel 1960] entwickelt worden. Heutzutage existiert eine große Zahl von Programmen, die diese Technik nutzen. Zur Modellierung sowohl der PbF_2 -Einzelkristalle als auch des Kalorimeters wurden Simulationsrechnungen mit der Programmbibliothek GEANT 3.21 [Application Software Group 1994a] durchgeführt. Neben dem Verständnis der dem Meßprozeß zugrunde liegenden Čerenkovlicht-Produktion dienten die Simulationen auch zur Reproduktion beziehungsweise Voraussage des Energieauflösungsvermögens bei unterschiedlichen Strahlenergien.

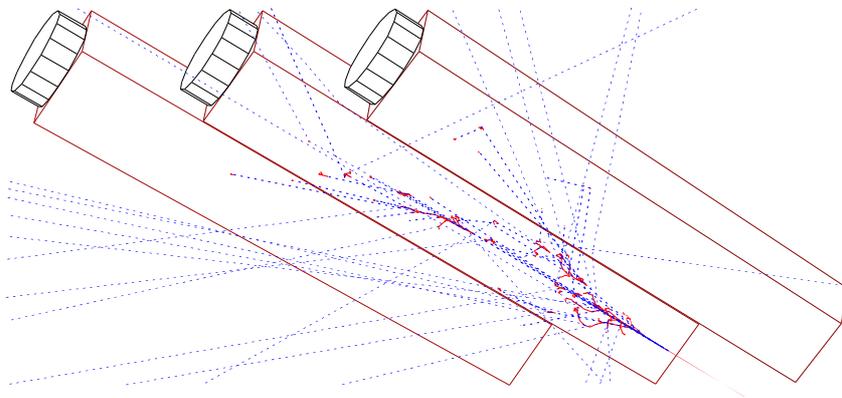
3.1 Implementierte Geometrien

In Abb. 3.1(a) ist die Anordnung von 511 PbF_2 -Detektoren in zwei diametral liegenden Vierteln des Kalorimeters zu sehen, die in den Simulationsrechnungen implementiert war. Zwischen angrenzenden Kristallen wurden Luftspalte von $300\ \mu\text{m}$ Breite angesetzt. Abb. 3.1(b) zeigt die Geometrie von drei angrenzenden PbF_2 -Kristallen und die Flächenbelegung der unmittelbar anschließenden Photovervielfacher. Für diese wurde die Quanteneffizienz des $1''^{1/8}$ XP2910 Photovervielfachers von Philips mit Bialkali-Photokathode und Frontfenster aus Bor-Silikatglas verwendet. Die Reintransmission des Frontfensters und der Kristalle wurde bei 11 Wellenlängen spezifiziert und den Messungen mit dem Photo-Spektrometer entnommen.

Das Reflexionsverhalten von Photonen an der Kristalloberfläche hängt nicht nur von den spezifizierten Brechungsindizes, sondern auch von der Oberflächen-güte ab. Diese wird durch einen Koeffizienten R parametrisiert, der die Oberflächen-güte zwischen perfekter Planheit $R = 100\%$ und maximaler Rauheit $R = 0\%$ einordnet und eine entsprechende diffuse Reflexion mit der Abstrahlcharakteristik



(a) Ansicht der Kalorimetergeometrie. Die Sektoren I und III enthalten 37 beziehungsweise 36 Spalten.



(b) Ein elektromagnetischer Schauer in drei angrenzenden PbF_2 -Kristallen.

Abbildung 3.1: Implementierte Geometrien des Kalorimeters und der Kristalle. Spuren hochenergetischer Photonen sind gestrichelt dargestellt, Spuren von Leptonen durchgezogen. Auf die Darstellung der etwa 20.000 Čerenkov-Photonen wurde der Übersichtlichkeit halber verzichtet.

$\sin \alpha = \pm(1 - R)$ bewirkt. Durch Vergleiche mit anderen Simulationsrechnungen und Messungen an PbF_2 -Kristallen wurde ein Wert von $R \approx 90 - 91\%$ ermittelt, der auch den Einfluß der Immobilon-P-Membran (*Millipore*) beinhaltet.

3.2 Verteilung der Energiedeposition im elektromagnetischen Schauer

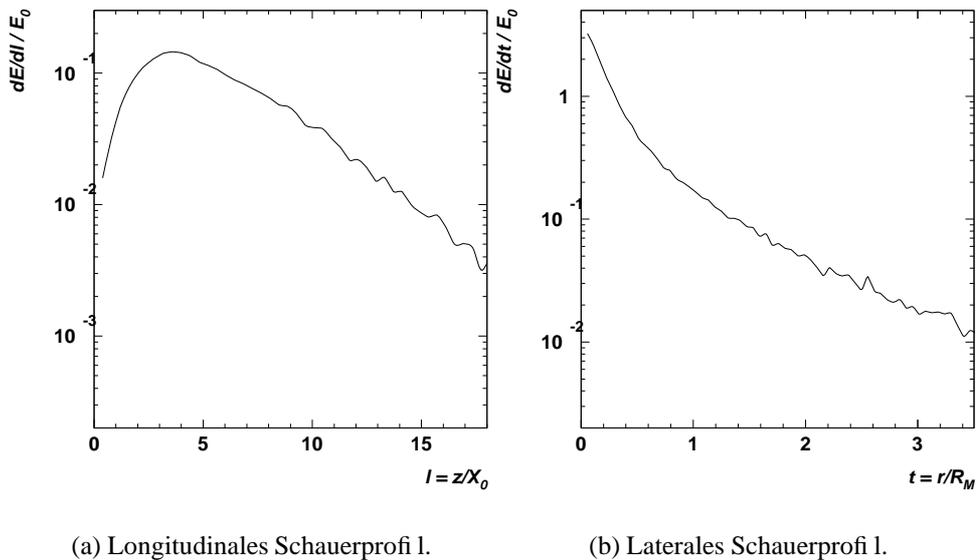


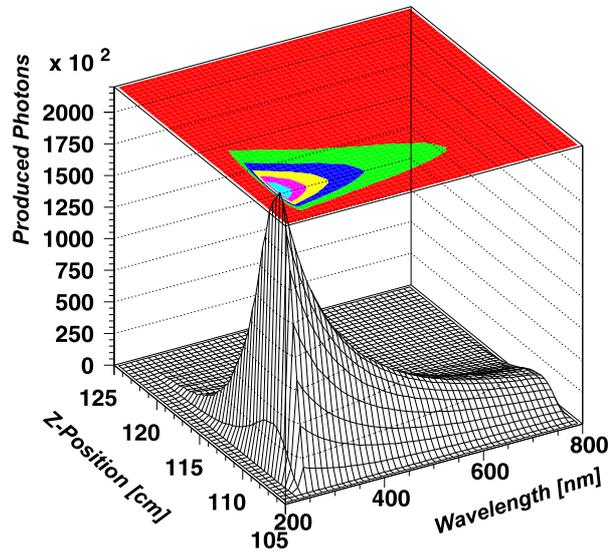
Abbildung 3.2: Auf die Schauerenergie normierte Profile der Energiedeposition in kalimetrischen Einheiten von 734 MeV-Schauern in PbF_2 .

In Abb. 3.1(b) ist die Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers in drei angrenzenden PbF_2 -Kristallen illustriert. Der Einschuß des Elektrons mit 734 MeV Energie fand im Zentrum des Mittenkristalls statt. Die Kaskade von Photonen und Elektron-Positron-Paaren ist im vorderen Bereich des Mittenkristalls zu erkennen. In Abb. 3.2(a) ist das auf die Schauerenergie normierte longitudinale und in Abb. 3.2(b) das laterale Profil der Energiedeposition von 734 MeV-Schauern abgebildet. Diese Schauerprofile reproduzieren die bekannten Werte für die Strahlungslänge und den Molière-Radius in PbF_2 .

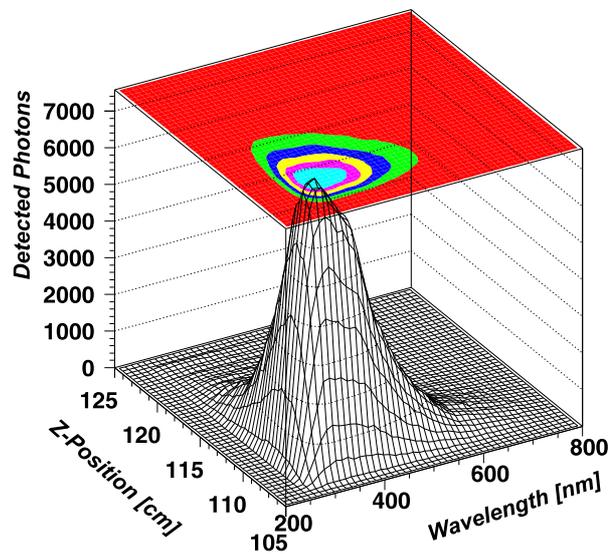
3.3 Charakteristika der Čerenkov-Photonen

Um die Erzeugung und den Nachweis von Čerenkov-Photonen zu simulieren, kann die GTCKOV-Routine der GEANT-Programmbibliothek verwendet werden [Application Software Group 1994a, PHYS260 – 3], in welcher die Absorption der Photonen wie auch deren Wechselwirkungen an den optischen Grenzflächen berücksichtigt werden. Der Photonentransport-Mechanismus dieser Routine bedarf der Bestimmung der kleinsten Weglänge, die ein Photon an einem bestimmten Ort zurücklegen kann, ohne daß es einem der möglichen Absorptions- oder Reflexionsprozesse in dem Medium unterliegt. Dies definiert die Schrittweite, mit der das Photon transportiert wird. In die Berechnung dieses Minimums geht der Abstand zur nächsten optischen Grenzfläche und die verschiedenen Absorptions- und Wechselwirkungslängen ein. Der Mechanismus verbraucht normalerweise große Mengen an Rechenzeit, da sehr viele generierte Čerenkov-Photonen in kleinen Schritten bis zur Photokathode transportiert werden müssen. Um die MONTE CARLO-Simulation zu beschleunigen, wurde der im folgenden Absatz beschriebene Ausweg gewählt.

Zunächst mußten die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkov-Photonen in der implementierten Geometrie bestimmt werden, was mit dem vollständigen Transportmechanismus der GTCKOV-Routine durchgeführt wurde. Als Ergebnis ergab sich die Zahl der generierten Photonen in Abhängigkeit ihrer Wellenlänge λ , ihres Winkels θ zur Richtung des primären Elektrons und ihrer longitudinalen Position z im Kristall bei ihrer Erzeugung. Daraus resultierten zwei dreidimensionale Spektren für die generierten und die an der Photokathode nachgewiesenen Photonen in einer 3×3 -Kristallmatrix. Eine zweidimensionale Projektion auf die λ - z -Ebene der Spektren ist in Abb. 3.3 gezeigt, wobei Abb. 3.3(a) die Verteilung der generierten Photonen und Abb. 3.3(b) die Verteilung der die Photokathode erreichenden Photonen präsentiert. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit p eines Photons mit Wellenlänge λ und Winkel θ an der Position z zu erhalten, wurde das Spektrum der nachgewiesenen Photonen durch das Spektrum der generierten Photonen dividiert. Die resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\lambda, \theta, z)$ konnte daraufhin als Tabelle in die Programmbibliothek GEANT eingefügt werden, um für alle nachfolgenden Simulationsrechnungen die Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes Čerenkov-Photon zur Verfügung zu stellen, ohne einen Photonentransport bis zur Photokathode ausführen zu müssen. Stattdessen wurde ein Pseudozufallszahlengenerator verwendet, der eine Zahl q zwischen 0 und 1 erzeugte, die mit der Wahrscheinlichkeit p verglichen werden konnte. Falls die Bedingung $p > q$ erfüllt war, wurde das Photon als an der Photokathode nachgewiesen behandelt, falls dagegen $p < q$ erfüllt war, galt es als absorbiert. Die Rechenzeit konnte mit dieser Methode um einen Faktor 50 reduziert werden, so daß Simulationsrechnungen der Detektorantwort und Rechnungen mit komplexen geometrischen Aufbauten in vergleichsweise kurzen Zeiträumen möglich wurden.



(a) Verteilung der im Kristall erzeugten Čerenkov-Photonen.



(b) Verteilung der im Photovervielfacher nachgewiesenen Čerenkov-Photonen.

Abbildung 3.3: Zweidimensionale Spektren der Čerenkov-Photonen in Abhängigkeit von der longitudinalen Position der Photonen-Erzeugung und der Wellenlänge.

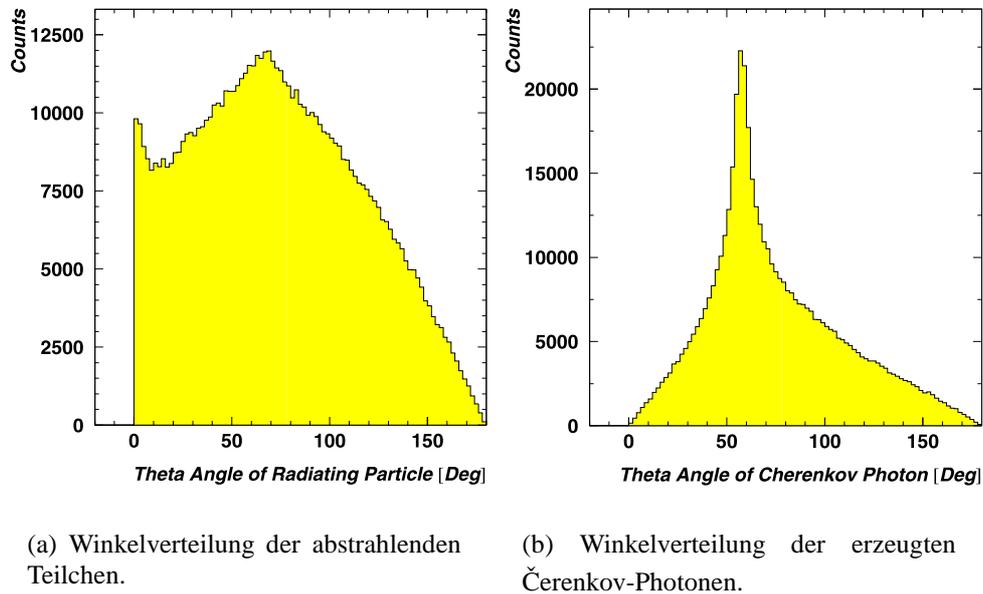


Abbildung 3.4: Winkelverteilungen der Čerenkov-Photonen und der geladenen Teilchen oberhalb der Čerenkov-Schwelle, die Čerenkov-Photonen abstrahlen. Beide Spektren beziehen sich auf die Impulsrichtung des Primärteilchens.

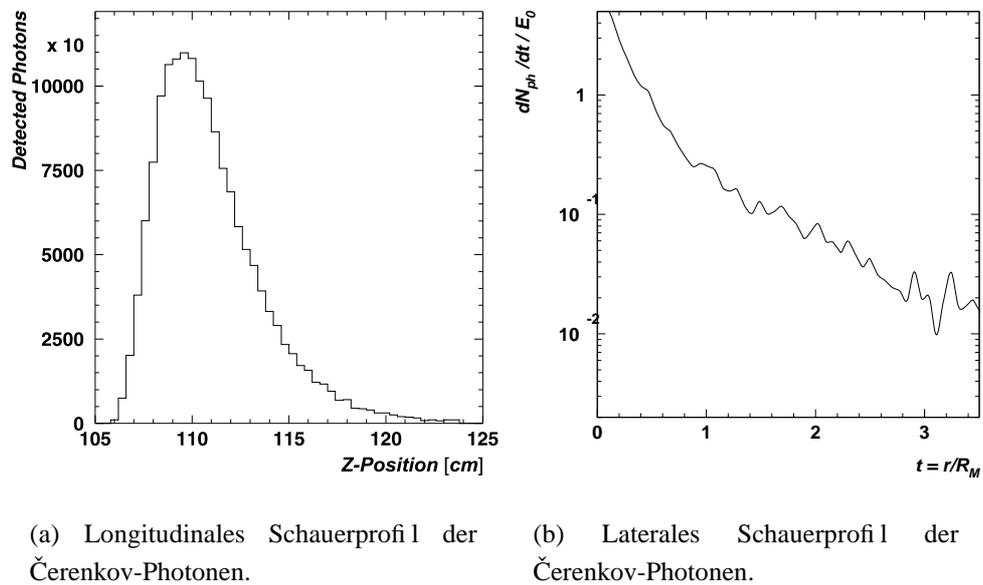
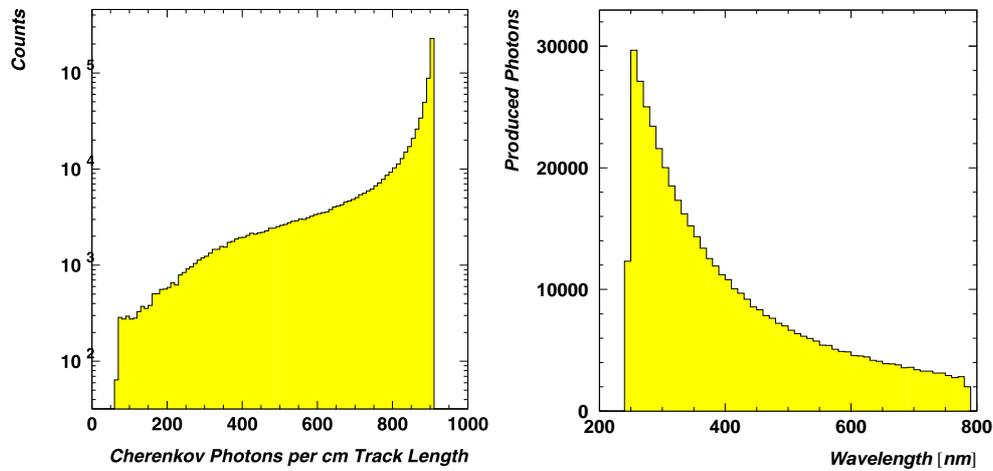


Abbildung 3.5: Auf die Schauerenergie normiertes laterales Schauerprofil der Čerenkov-Photonen sowie das longitudinale Profil der im Photovervielfacher nachgewiesenen Photonen, jeweils für 734 MeV-Schauer in PbF_2 .

Charakteristisch für die Erzeugung der Čerenkov-Photonen ist der Halbwinkel $\theta_c = \arccos(1/n\beta)$ des Čerenkov-Kegels eines strahlenden Teilchens mit der Geschwindigkeit βc in einem Medium mit Brechungsindex n , siehe Kapitel 1.3.2. Aus der Winkelverteilung der abstrahlenden Teilchen oberhalb der Čerenkov-Schwelle, die in Abb. 3.4(a) gezeigt ist, und der lateralen Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers ergibt sich für die Winkelverteilung der Čerenkov-Photonen in einem PbF_2 -Kristall das in Abb. 3.4(b) dargestellte Spektrum. Deutlich ausgeprägt ist das Maximum der Verteilung bei 56° . Dieser Wert kommt dem größtmöglichen Halbwinkel $\theta_c = 57^\circ$ für ultrarelativistische Leptonen sehr nahe, allerdings reichen die Ausläufer der Verteilung bis 0° und 180° . Nur ein Bruchteil dieser Photonen erreicht die Photokathode und erzeugt ein Photoelektron, wie unschwer aus dem Vergleich von Abb. 3.3(a) mit Abb. 3.3(b) zu erkennen ist. Die Form der Verteilung der nachgewiesenen Photonen bezüglich der λ -Achse ist bedingt durch die Reinttransmission der Kristalle, ihrer Oberflächenrauheit, der Transmission des Frontfensters und der Quanteneffizienz des Photovervielfachers. Es resultiert ein steiler Anstieg bei etwa 270 nm, gefolgt von einem Maximum der differentiellen Photonenzahl bei 330 nm und einem langsamen Abflachen der Verteilung bis zu Wellenlängen von etwa 600 nm. Die Form der Verteilung bezüglich der z -Achse repräsentiert das longitudinale Profil des Čerenkov-Schauers und ist explizit in Abb. 3.5(a) dargestellt. Das entsprechende auf die Schauerenergie normierte laterale Profil der Čerenkov-Photonenverteilung zeigt Abb. 3.5(b), beide Spektren beziehen sich auf 734 MeV-Schauer in PbF_2 . Im Vergleich mit der Verteilung der Energiedeposition im elektromagnetischen Schauer ist die laterale Verteilung der Čerenkov-Photonen schmaler. Diese Eigenschaft des Čerenkov-Schauers kann mit einem reduzierten Molière-Radius von $R_M \approx 1,8$ cm beschrieben werden, der etwa 20% geringer als der elektromagnetische Radius $R_M = 2,2$ cm ist. Letzterer wurde mittels einer Parametrisierung bestimmt.

Die Zahl der Čerenkovlicht abstrahlenden Teilchen pro Primärteilchen und Schauerenergie wurde zu $\langle N \rangle_{\text{lep}} \approx 219$ Teilchen/GeV bestimmt. Die hochenergetischen Teilchen, die sich in der Verlängerung der Bahn des primären Elektrons bewegen und in Abb. 3.4(a) im Bereich $\theta < 10^\circ$ beitragen, erzeugen die meisten Čerenkov-Photonen pro Zentimeter Wegstrecke. Niederenergetische Elektronen, die vorzugsweise höhere Winkel in Bezug auf die Impulsrichtung des Primärteilchens besitzen, strahlen nur noch vereinzelte Photonen ab. Die Verteilung der abgestrahlten Photonen pro Zentimeter Wegstrecke eines geladenen Teilchens ist in Abb. 3.6(a) dargestellt und reicht von nur wenigen Photonen bis zu einer Grenze bei $dN/dx \approx 900$ Photonen/cm. Dieser Limes ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Anzahl abgestrahlter Photonen, die nach Gleichung 1.55 aus Kapitel 1 durch $d^2N/dx d\lambda \approx 370 \sin^2 \theta_c \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ für ein Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ berechnet werden kann, siehe dazu [Particle Data Group 2000, S. 1172]. Die ebenso aus Gleichung 1.55 ersichtliche funktionale Abhängigkeit der Anzahl abgestrahlter Photonen von der Wellenlänge wird in Abb. 3.6(b) reproduziert.



(a) Differenzielles Spektrum der Anzahl abgestrahlter Čerenkov-Photonen pro Zentimeter Wegstrecke.

(b) Wellenlängen-Spektrum der abgestrahlten Čerenkov-Photonen.

Abbildung 3.6: Häufigkeitsverteilungen der erzeugten Čerenkov-Photonen als Funktion der Weglänge des abstrahlenden Teilchens und der Wellenlänge des Photons.

3.4 Lichtausbeute und Detektorantwort

Čerenkov-Materialien werden nach ihrer Lichtausbeute und ihrer Detektorantwortfunktion spezifiziert. Die besten Energieauflösungsvermögen erreichen Čerenkov-Detektoren mit einer hohen Lichtausbeute, welche streng proportional zur Energie des Primärteilchens ist. Da die Zahl der Leptonen $\langle N \rangle_{\text{lep}}$ im sich ausbreitenden Elektron-Photon-Schauer relativ klein bleibt, trägt deren Fluktuation ($\delta N_{\text{lep}} \simeq 6\%$ in PbF_2 bei 734 MeV) merklich zum Energieauflösungsvermögen von Čerenkov-Detektoren bei. Die Gesamtzahl aller erzeugten Čerenkov-Photonen in einem 734 MeV-Schauer beträgt $\langle N \rangle_{\text{Ch}} \approx 20.000$ Photonen, was einer absoluten Lichtausbeute von 23,4 Photonen/MeV entspricht. Dieser Wert bleibt allerdings wenig aussagekräftig, da die Photonen im Kristall einer Vielzahl von Prozessen unterliegen, bevor sie im Photovervielfacher zu Photoelektronen konvertiert werden. Diese Tatsache spiegelt sich in Abb. 3.7 wieder, in der das Spektrum der erzeugten und bis zur Kristallstirnfläche propagierten Čerenkov-Photonen mit dem Spektrum der an der Photokathode nachgewiesenen Photonen verglichen wird. In manchen Veröffentlichungen werden Möglichkeiten aufgezeigt, die absolute Lichtausbeute auch zu messen, doch weichen die Ergebnisse selbst bei den bekanntesten Kristallen wie NaI(Tl) , BGO und CsI(Tl) nennenswert von einander

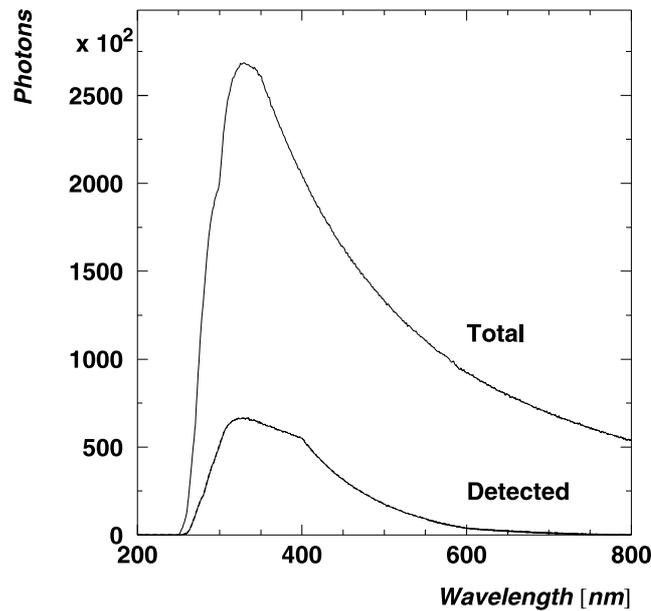


Abbildung 3.7: Spektrum der im Kristall erzeugten und bis zur Kristallstirnfläche propagierten Čerenkov-Photonen im Vergleich mit dem Spektrum der an der Photokathode nachgewiesenen Photonen.

ab [Moszyński u. a. 1997]. Besser ist es daher, die Zahl der Photoelektronen für einen bestimmten Photosensor mit definierter Quantenausbeute zu bestimmen, die effektive Lichtausbeute. Messungen dazu sind generell genauer. Für PbF_2 konnte diese Zahl mit Hilfe eines HPMTs vermessen werden, vgl. Kapitel 2.5. Die Lichtausbeute ist generell abhängig von den Abmessungen und der Lichtsammeleffizienz des Kristalls, der Absorption des Materials, der Qualität des Reflektormaterials, des Bedeckungsverhältnisses, der Art und der Quanteneffizienz des Photosensors sowie der Durchlässigkeit des Frontfensters, vgl. [Particle Data Group 2000, S. 175].

Die effektive Lichtausbeute in einer 3×3 -Kristallmatrix betrug für einen 855 MeV-Schauer $\langle N \rangle_{\text{sim}} = (2163 \pm 2) p.e.$, entsprechend $2,53 p.e./\text{MeV}$. Für einen einzelnen Kristall ergaben die Simulationsrechnungen eine effektive Lichtausbeute von $2,1 p.e./\text{MeV}$. Diese Resultate können nur bedingt mit den Ergebnissen der HPMT-Messungen bei niedrigen Energien verglichen werden. Die Simulation berücksichtigt nicht die häufig gefundenen Streuzentren in Kristallen oder an dessen Oberflächen (siehe Kapitel 2.2.3), welche die Lichtsammeleffizienz verringern. Zusätzlich ist die Detektorantwort bei den niedrigen Energien der Kobalt-Quelle erheblich reduziert, so daß Unterschiede zwischen gerechneter und gemessener Lichtausbeute zu erwarten waren.

Die Simulationsrechnungen bei verschiedenen Schauerenergien ermöglichten die Bestimmung der Detektorantwort und ihrer differentiellen Nicht-Linearität. Die-

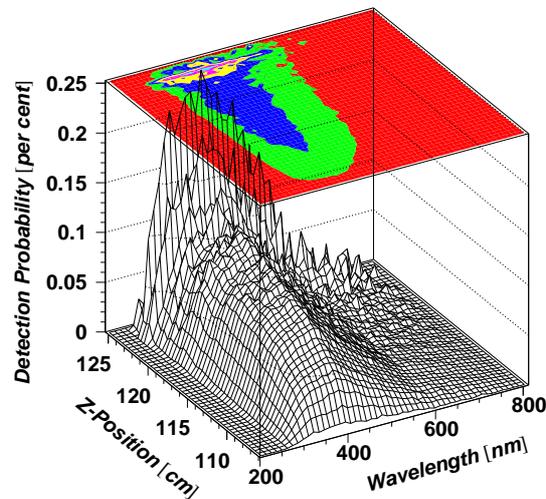


Abbildung 3.8: Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkov-Photonen in Abhängigkeit von der longitudinalen Position der Photonen-Erzeugung und der Wellenlänge. Im Bereich des Schauermaximums bei etwa 5 cm Tiefe im Kristall (entsprechend $z \approx 110$ cm) beträgt der Gradient der Nachweiswahrscheinlichkeit $0,12\%/cm$ entlang der z -Achse.

se ist definiert über die Variation der Lichtausbeute als Funktion der Schauerenergie. Die Detektorantwort war sehr stabil mit einer Variation $\delta(N_{p.e.}/MeV)$ von weniger als 1%. Zwischen Energien von 10 und 1000 MeV erhöhte sich die effektive Lichtausbeute monoton von 2,52 auf 2,54 $p.e./MeV$.

Der Gradient der Nachweiswahrscheinlichkeit entlang der longitudinalen Kristallachse war für die Bestimmung der Detektorantwort von erhöhtem Interesse. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Čerenkov-Photonen in Abhängigkeit von der longitudinalen Position der Photonen-Erzeugung und der Wellenlänge sind in Abb. 3.8 dargestellt. Aus der Projektion des zweidimensionalen Spektrums auf die Achse der longitudinalen Position der Erzeugung der Photonen ließ sich ein Gradient der Nachweiswahrscheinlichkeit von $0,12\%/cm$ im Bereich des Schauermaximums bei $z \approx 110$ cm, entsprechend 5 cm Tiefe im Kristall, bestimmen. Dieser Gradient begrenzt mögliche Nicht-Linearitäten der Lichtausbeute bezüglich der Schauerenergie.

3.5 Energieauflösungsvermögen

Das Energieauflösungsvermögen, bestimmt durch die Breite in der Verteilung der Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen, entsprechend dem Impulshöhenspektrum einer Messung, wurde in einer 3×3 -Kristallmatrix berechnet. Dazu

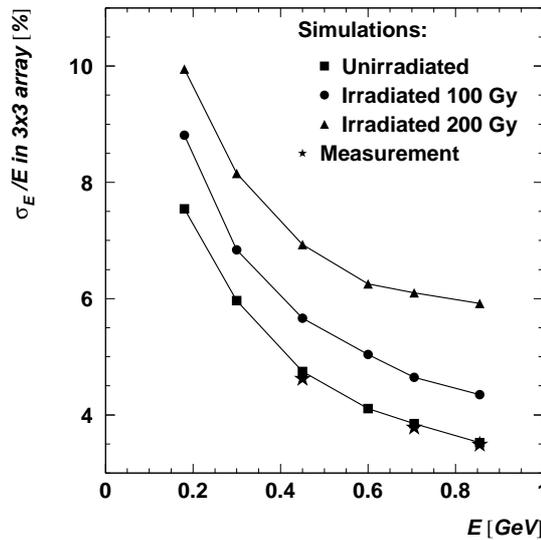


Abbildung 3.9: Energieauflösungsvermögen einer 3×3 -Matrix aus PbF_2 -Kristallen für Schauerenergien zwischen 180 und 855 MeV. Die unteren Punkte entsprechen neuwertigen Kristallen mit einer moderaten Transmission. Die oberen Punkte berücksichtigen reduzierte Transmissionen, die nach absorbierten Energiedosen von 100 bzw. 200 Gy zu erwarten sind. Die drei Meßpunkte wurden 1996 an MAMI gewonnen.

wurden Simulationen bei sechs verschiedenen Schauerenergien zwischen 180 und 855 MeV durchgeführt. Die Photoelektronenspektren wurden mit Gaußfunktionen der Breite σ angepaßt, deren untere Grenze der Anpassung an der niederenergetischen Flanke bei 1σ und deren obere Grenze an der hochenergetischen Flanke bei 3σ lagen. Durch eine Parametrisierung der resultierenden Energieauflösungsvermögen $\Delta E/E$ mit dem üblichen Ansatz, der schon in Gleichung 1.66 in Kapitel 1.3.5 beschrieben wurde, und der Vorgabe des Rauschterms $\sigma_2 \approx 0,6\%$ aus den Experimenten am Elektronenstrahl konnten die Terme $\sigma_1 = 3,21\%$ und $\sigma_3 = 0,36\%$ separiert werden. Das Energieauflösungsvermögen bei 1 GeV Schauerenergie ergab sich mit diesen Werten zu $\Delta E/E = 3,3\%$. Diese Werte liegen in guter Übereinstimmung mit drei Meßwerten, die 1996 am Elektronenstrahl von MAMI mit einer 3×3 -Matrix gewonnen wurden (vgl. [Kollaboration A4 1998]).

Durch Simulation des Einflusses der Strahlenschäden auf das Energieauflösungsvermögen ergaben sich für absorbierte Energiedosen von 100 bzw. 200 Gy die in Abb. 3.9 gezeigten oberen Punktreihen. Die erhebliche Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens im Vergleich mit neuwertigen Kristallen (untere Punktreihe) würde das A4-Experiment wesentlich beeinträchtigen. In den Simulationsrechnungen wurde davon ausgegangen, daß die Strahlenschäden im gesamten Kristall auftraten, keine spontane Regeneration der Transmission existierte und daß

alle 9 Kristalle der Matrix eine nur moderate Strahlenresistenz aufwiesen. Dies ermöglichte eine weitere Abschätzung darüber, welche Gefahr das Altern der Kristalle im Strahlungsumfeld des A4-Experimentes darstellt. Aus dem Rückgang der mittleren, effektiven Lichtausbeute von 2,28 auf 1,61 *p.e./MeV* nach einer absorbierten Energiedosis von 100 Gy und auf 1,24 *p.e./MeV* nach 200 Gy ergibt sich eine Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens von 3,3% auf 4,1% beziehungsweise 5,6% bei 1 GeV Schauerenergie. Aus der Parametrisierung des Energieauflösungsvermögens mit obigem Ansatz konnte ein zusätzlicher Beitrag von 1,7% (2,1%) zum statistischen Term und ein Beitrag von 1,7% (4,0%) zum konstanten Term nach einer absorbierten Energiedosis von 100 Gy (200 Gy) ermittelt werden.

Kapitel 4

Das Bleifluorid-Kalorimeter der Kollaboration A4

Das Wasserstoff-Target und die zylindrische Vakuumkammer des A4-Experiments werden ringförmig in einem Radius von etwa 1 Meter von den PbF_2 -Kristallen umgeben. Das Kalorimeter besteht zur Zeit aus zwei diametral liegenden Vierteln mit insgesamt 553 PbF_2 -Kristallen in 79 Trägerrahmen, die einen Raumwinkel von 0,35 Steradian in einem Laborstreuwinkelbereich von $30 - 40^\circ$ überdecken.

4.1 Bleifluorid-Detektoren

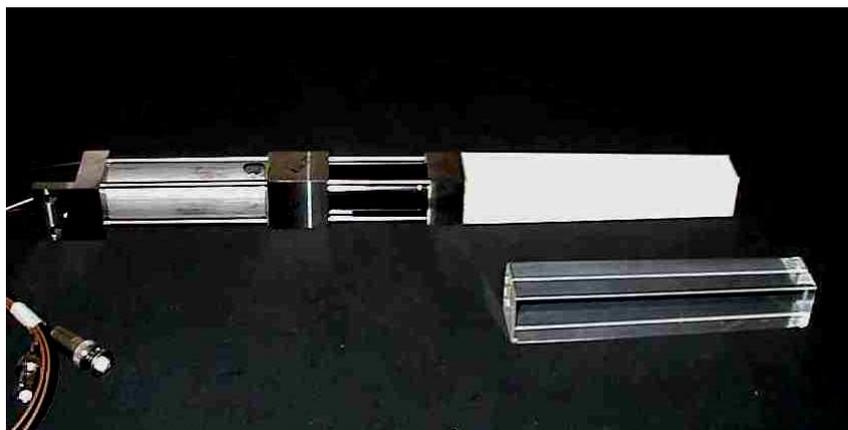


Abbildung 4.1: Photographie eines Kristalls sowie eines vollständigen Detektormoduls.

PbF_2 -Kristalle, die alle Qualitätsanforderungen erfüllten (vgl. Kapitel 2.6), wur-

den mit einem Reaktionsklebstoff auf Basis eines Cyanacrylates¹ an Einzelkristallhalter aus Edelstahl geklebt. Cyanacrylate härten unter Luftabschluß und polymerisieren zu einem Kunststoff. Die Klebestelle bestand ausschließlich aus den vier Ecken des Kristalls, die nicht vom Photovervielfacher abgedeckt wurden. Sie mußten das Gewicht von etwa 1 kg eines Kristalls aufnehmen. Die geringe Klebefläche und die extreme Spröde der Kristalle erforderten deshalb besondere Klebetechniken. Es konnten allerdings nach Fertigstellung einige Klebestellen beobachtet werden, die sich unter Belastung wieder gelöst hatten, weshalb ein besserer Klebstoff notwendig ist, um die Kristalle in Zukunft optimal an den Photovervielfachern fixieren zu können. Die Einzelkristallhalter waren vor der Montage mit einem zweikomponentigen Konstruktions-Klebstoff² sehr hoher Festigkeit zusammengefügt worden und erfüllten hohe Anforderungen an Biege- und Torsionssteifheit. In Abb. 4.1 ist ein vollständiges Detektormodul zusammen mit einem PbF₂-Kristall abgebildet und in Abb. A.1 im Anhang A.1 ist eine technische Zeichnung eines Einzelkristallhalters gezeigt.

4.1.1 Erwartete Zählrate der Detektoren

Die geometrischen Maße der Kristalle sind so gewählt, daß die Kantenlänge einer 3 × 3-Kristallmatrix etwa 4 Molière-Radien entspricht. Dadurch bleibt der laterale Leckverlust bei einer Integration des Energiesignals über jeweils 9 Kristalle bei einem zentralen Treffer kleiner als 5%, siehe Kapitel 1.3.4. Bei Treffern im Randbereich des Mittenkristalls ist der Leckverlust größer als 5%, was zu einem reduzierten Energieauflösungsvermögen der Detektormatrix führt. Kapitel 5.2 beschreibt mögliche Techniken, um solche Ereignisse zu verwerfen.

Zu jeder Kalorimeterspalte mit einem azimuthalem Winkel ϕ gehören sieben verschieden große Kristalle, die so die Kalorimeterringe 1 – 7 bilden. Die Entfernung der Detektoren vom Targetzentrum nimmt mit kleineren Laborstreuwinkeln θ zu, weshalb bei gleich bleibender Größe der Stirnfläche der Kristalle der überdeckte Raumwinkel bezüglich des Targetzentrums abnimmt. Beide Winkel und die Raumwinkelüberdeckung $\Delta\Omega$ sind in Tabelle 4.1 für die sieben Ringe des Kalorimeters aufgeführt. Diese Geometrie kompensiert teilweise den mit abnehmenden Streuwinkel ansteigenden differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Elektron-Proton-Streuung (Gleichung 1.2 in Kapitel 1). Dieser Wirkungsquerschnitt wird zur Berechnung der theoretisch erwarteten Zählrate elastischer Ereignisse pro Detektor in Abhängigkeit des Winkels verwendet. Dabei muß der mittlere Wirkungsquerschnitt in Detektoren des Kalorimeterrings i durch Mittelwertbildung der Einzelquerschnitte aus der Rosenbluth-Formel über die Winkelausdeh-

¹RS 159-4023: RS Components GmbH, Mörfelden-Walldorf

²Scotch-Weld DP460: 3M Deutschland GmbH, Neuss

Tabelle 4.1: Von den Detektoren überdeckte Winkel und Raumwinkel sowie erwartete mittlere Zählraten der elastisch gestreuten Elektronen in Abhängigkeit vom Kalorimeterring.

Ring	Winkel [Grad]		Raumwinkel [10^{-4} Grad]	Zählrate [kHz]
	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$	$\Delta\Omega$	
1	1,56	1,56	7,41	7,26
2	1,51	1,51	6,92	8,37
3	1,46	1,46	6,46	9,70
4	1,41	1,41	6,03	11,1
5	1,36	1,36	5,61	12,9
6	1,31	1,31	5,22	14,7
7	1,26	1,26	4,85	16,9

nung $\sigma^i = \theta_{\max}^i - \theta_{\min}^i$ des Targets berechnet werden,

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle^i = \int_{\sigma^i} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \Big|_{\text{Rbth}} d\theta / \int_{\sigma^i} d\theta \quad (4.1)$$

was mittels Diskretisierung der Winkelausdehnung

$$\theta_j^i = \theta_{\min}^i + \frac{j-1}{m-1} \times \sigma^i \quad (4.2)$$

durch numerische Integration geschehen kann

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle^i = \sum_{j=1}^m \frac{\sigma^i}{m} \times \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j^i) \Big|_{\text{Rbth}} / \sigma^i \quad (4.3)$$

und die Bestimmung der mittleren Zählrate elastischer Streueignisse ermöglicht:

$$\langle N_{\text{el}} \rangle^i = \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle^i \times \Delta\Omega^i \times \mathcal{L} \quad (4.4)$$

Für die Anzahl m der Schritte war ein Wert von 101 für eine genügende Genauigkeit ausreichend, für die Berechnung der Luminosität $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ wurde ein Strahlstrom von 20 μA und eine Targetlänge $L = 10 \text{ cm}$ gewählt. Die aus der Targetlänge resultierende Winkelausdehnung σ des Targets nimmt mit ansteigendem Laborstreuwinkel zu und könnte durch

$$\sigma^i = \frac{L \cdot \sin(\theta_{\text{center}})}{\sqrt{12}} \quad (4.5)$$

Tabelle 4.2: Die wegen des ausgedehnten Targets unterschiedlichen Laborstreuwinkel θ sowie der Abstand z der Detektoren zum Targetzentrum in Abhängigkeit vom Kalorimeterring.

Ring	z [mm]	Streuwinkel [Grad]		
		θ_{\min}	θ_{center}	θ_{\max}
1	952	37,4	39,2	41,2
2	984	36,0	37,7	39,6
3	1019	34,6	36,2	38,0
4	1055	33,3	34,8	36,4
5	1094	32,0	33,4	34,9
6	1134	30,8	32,1	33,5
7	1176	29,6	30,8	32,1

approximiert werden. Genauer ist es aber, in die Berechnung der Winkelausdehnung auch den unterschiedlichen Abstand des Targets zu den Detektoren für alle sieben Kalorimeterringe eingehen zu lassen. Dieser ist zusammen mit den aus einfachen trigonometrischen Ausdrücken folgenden minimalen und maximalen Laborstreuwinkeln θ_{\min}^i und θ_{\max}^i in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die explizite Abhängigkeit der elektromagnetischen Formfaktoren des Protons und des Neutrons vom Viererimpulsübertrag Q^2 wurde in der Rosenbluth-Formel mit Ausnahme von G_E^n durch eine Dipol-Approximation berücksichtigt (siehe dazu bspw. [Bjorken und Drell 1965]):

$$G_{E,M}(Q^2) = \frac{G_{E,M}(0)}{(1 + Q^2/m_D^2)^2} \quad (4.6)$$

in welche die experimentelle Dipolmasse $m_D = 710 \text{ MeV}/c^2$ sowie die Formfaktoren im statischen Limes $G_M^p(0) = \mu/\mu_N = 2,79$ und $G_E^p(0) = 1$ eingehen.

Mit den so bestimmten Werten für σ^i und $d\sigma/d\Omega$ konnte aus Gleichung 4.4 die erwartete Zählrate der elastischen Elektron-Proton-Streuung bestimmt werden. Sie ist in Tabelle 4.1 aufgeführt.

4.1.2 Verwaltung der Detektoren

Die Vorteile einer zentralen Datenbank, die sämtliche Informationen über die Detektoren des A4-Experimentes enthält, sind evident. Wegen ihrer Flexibilität und Funktionalität bieten sich *relationale Datenbankverwaltungssysteme* (RDBMS) und darunter insbesondere *objektorientierte Datenbankverwaltungssysteme* (OODBS) für einen solchen Einsatz an. Die Verwaltung aller relevanten mechanischen, elektronischen und optischen Parameter sowie die Protokollierung der einzelnen Detektorelemente wird von einfach zu bedienenden MySQL-Datenbank

bewerkstelligt. MySQL ist eine kleine, schnelle und leistungsfähige relationale Datenbank auf der Basis der SQL-Sprache, die unter einem Linux-Betriebssystem läuft und direkt in die Experiment-Steuerung eingebunden wurde. Aus den gespeicherten Daten ist es möglich, die Konfiguration des Experimentes zu einem gegebenen Zeitpunkt zu bestimmen. Eine Übersicht der Felder und Relationen der A4-Datenbank zum gegenwärtigen Zeitpunkt gewährt Abb. 4.2.

Mit Hilfe der Datenbank wurde ein Atlas für das Experiment zur Verfügung gestellt, in dem zu jedem Detektor wichtige Meßgrößen und Kommentare vermerkt sind. Die jeweils erste Seite enthält Angaben zu den mechanischen Dimensionen, zur Transmission, optischen Defekten und zu weiteren Eigenschaften des Kristalls. Die zweite Seite enthält Angaben zur Position des Kristalls im Kalorimeter und zum angekoppelten Photovervielfacher sowie zum Spannungsteiler. Zu jedem Detektor sind Oszillographen-Bilder der Signale beigefügt, die im Juni 2000 bei einem Strahlstrom von 200 nA und einem Aluminium-Target aufgenommen wurden.

Einige wichtige SQL-Kommandos, die eine Auslese, Veränderung oder einen Eintrag von Kristall-Daten ermöglichen, sollen exemplarisch aufgeführt werden:

Auslese der Kristall-Seriennummern von im Experiment verwendeten Detektoren:

```
select    crystal.crys_typed, crystal.prod_sno
from      det_element, crystal
where     (det_element.element_status = 1 or
          det_element.element_status = 2) and
          det_element.crys_id = crystal.crys_id and
          crystal.crys_typed = 11
order by  crystal.crys_typed, crystal.prod_sno;
```

Auslese der Identifikationsnummern von Kristallen, die nicht verwendet wurden:

```
select    crys_id
from      crystal
left join det_element
on        crystal.crys_id = det_element.crys_id
where     det_element.crys_id is NULL;
```

Veränderung eines Kommentars zu einem Detektormodul:

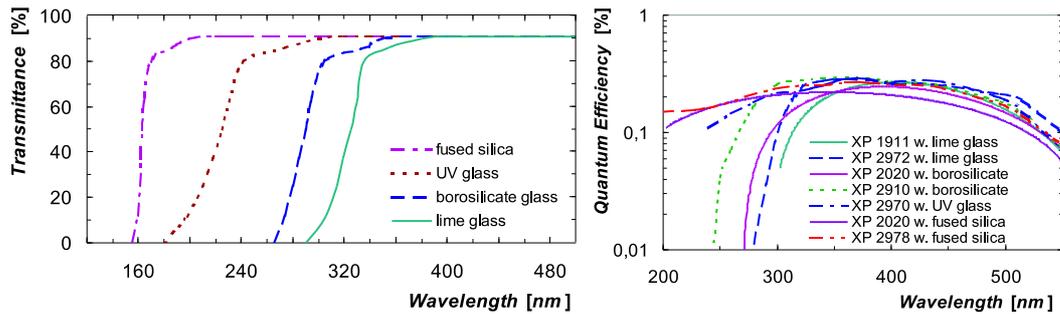
```
update    det_element
set       element_cmnt = 'okay'
where     detelement_id =24;
```

Eintrag eines Kommentars zu einem Kristall:

```
insert into comment
          (crys_id, cmnt, cmnt_date)
values    (333333, 'comment', 19990921);
```


4.2 Photovervielfacher und optische Kopplung

4.2.1 Modellrechnungen zur Wahl des Frontfensters



(a) Transmissionskurven von Frontfenstern.

(b) Quanteneffizienzen verschiedener Photovervielfacher.

Abbildung 4.3: Die Quanteneffizienzen verschiedener Photovervielfacher und die Transmissionskurven der Frontfenster, die in die Modellrechnungen mit einbezogen worden sind.

Um einen an das Čerenkovlicht-Spektrum gut angepaßten Photovervielfacher zu finden, wurde im Vorfeld der Untersuchungen bereits eine Modellrechnung der Lichtausbeute mit verschiedenen Frontfenstern und Photokathoden durchgeführt. Die Transmissionskurven der vorhandenen Frontfenster wurden mit dem Photospektrometer vermessen, andere dem Handbuch von Philips [Phi 1990] entnommen. Sie sind in Abb. 4.3(a) im direkten Vergleich abgebildet. Für die Auswahl war neben dem Preis die Absorptionskante entscheidend, die die Transmission im ultravioletten Spektralbereich begrenzt. Auch der Brechungsindex der für das Frontfenster verwendeten Gläser spielte eine Rolle. Deshalb sind Absorptionskanten und Brechungsindizes einiger Gläser in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Es wurden am IPN³ und beim Hersteller Philips⁴ die Quanteneffizienzen $Q.E.$ beziehungsweise spektralen Empfindlichkeiten $S_{k,\lambda}$ verschiedener Photokathoden vermessen, die mit in die Modellrechnungen einfließen konnten. Der funktionale Zusammenhang zwischen der spektralen Empfindlichkeit, die von Philips [Phi 1990] und Hamamatsu [Ham 1994] für ihre Photokathoden angegeben wird, und der intuitiv verständlichen Quanteneffizienz ist durch $Q.E. = N_k/N_p = S_{k,\lambda} \times hv/e = S_{k,\lambda} \times hc/\lambda e$ gegeben (vgl. [Phi 1994, S. 2–4]), wobei e die Elementarladung, λ die Wellenlänge, h das Plancksche Wirkungsquantum und N_k sowie N_p die Anzahl der Photonen

³Institut de Physique Nucléaire, Orsay Cedex, Frankreich

⁴Philips Components, Hamburg und PHI Photonics + Imaging GmbH, Zürich

Tabelle 4.3: Absorptionskanten und Brechungsindizes verschiedener Gläser, aus denen Frontfenster bestehen [Phi 1994, S. 1–7]. Von dieser Liste wurden nur die für den verwendeten Photovervielfacher relevanten Gläser in die Modellrechnungen aufgenommen.

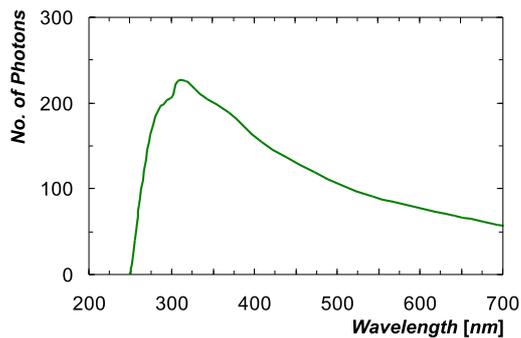
Glas	Kante [nm]	$n(\text{UV})$
SF-10	380	1,776
SF-8	355	1,750
BK7	315	1,539
Bor-Silikatglas	320	1,534
UV-Glas (Kristallglas)	198	1,651
synthet. Quarzglas	155	1,672
Saphir (Al_2O_3)	150	1,834
Magnesiumfluorid (MgF_2)	140	1,416

beziehungsweise emittierten Photoelektronen ist. In Abb. 4.3(b) sind die verwendeten Quanteneffizienzen verschiedener Photovervielfacher abgebildet. Das lokale Minimum in der Quanteneffizienz bei etwa 400 nm ist ein Artefakt der Meßtechnik, da im Spektralbereich unter und über 400 nm verschiedene Lampen verwendet wurden, deren Kalibrierung fehlerbehaftet war. An diese Quanteneffizienzen wurden Polynome dritten Grades angepaßt. Zur Modellierung des Čerenkovlichts wurde das durch die Strahlungslänge X_0 parametrisierte elektromagnetische Schauerprofil für Čerenkov-Photonen aus Kapitel 3, die Abstrahlungscharakteristik aus Gleichung 1.55 in Kapitel 1.3.2 und typische Transmissionskurven von PbF_2 aus Kapitel 2 verwendet, wobei über jeweils eine Strahlungslänge zwischen $1 - 17 X_0$ integriert wurde. Das aus dieser Modellrechnung resultierende Lichtspektrum der Čerenkov-Photonen am Frontfenster des Photovervielfachers ist in Abb. 4.4(a) zu sehen. Der Einbruch in der Kurve bei etwa 300 nm stammt aus einer Absorptionsbande in der verwendeten Transmissionskurve. Das Maximum der Verteilung liegt bei 310 nm, was in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der MONTE CARLO-Simulationsrechnungen ist (vgl. Kapitel 3).

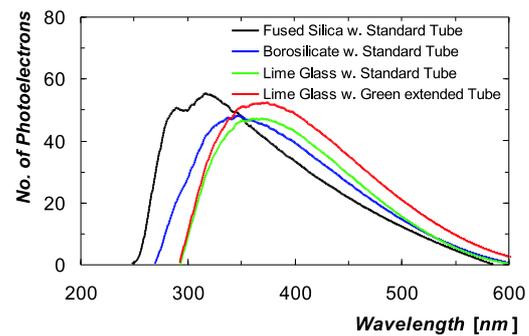
Mit diesem Photonenspektrum wurden die verschiedenen Quanteneffizienzen und Frontfenster-Transmissionskurven gefaltet, um die spektrale effektive Lichtausbeute bestimmen zu können. Diese Methode entspricht einer Diskretisierung des Faltungsintegrals für die Zahl der Photoelektronen ([Particle Data Group 2000, S. 172]):

$$N_{p.e.} \propto \int \left[\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) \times Q.E.(\lambda) \times \tau^i(\lambda) \times \varepsilon \times \frac{1}{\lambda^2} \right] d\lambda \quad (4.7)$$

Darin ist $\tau^i(\lambda)$ die Reintransmission und ε ein über den zu integrierenden Spektralbereich nahezu konstanter Faktor für die Lichtsammeleffizienz im Kristall. Abb. 4.4(b) stellt die Ergebnisse der Modellrechnung für verschiedene Frontfen-



(a) Modelliertes Photonenspektrum.



(b) Modellierte Lichtausbeute.

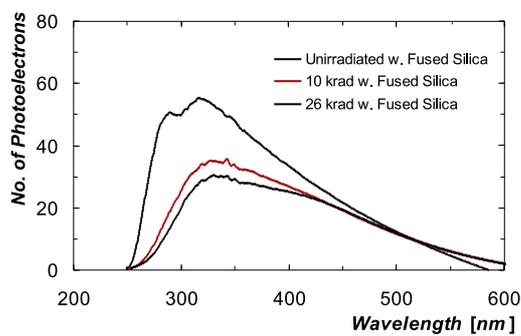
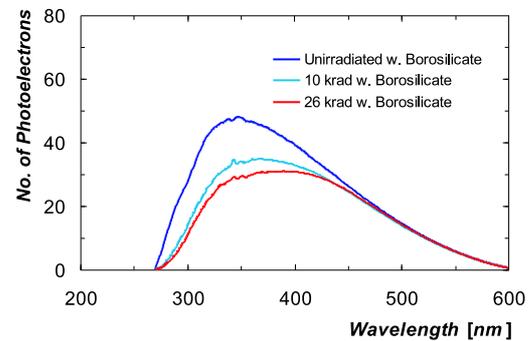
(c) Modellierte Lichtausbeute eines PbF_2 -Detektors mit Quarzglas-Fenster.(d) Modellierte Lichtausbeute eines PbF_2 -Detektors mit Bor-Silikatglas-Fenster.

Abbildung 4.4: Modellerte absolute und effektive Lichtausbeute für einen PbF_2 -Detektor bei Verwendung verschiedener Photovervielfacher-Frontfenster und deren Rückgang nach Bestrahlung.

ster dar. Die Absorptionkante im PbF_2 -Kristall, die bei etwa 250 – 275 nm liegt, wurde als Maß herangezogen, und so schied Flint-Glas als Frontfenstermaterial wegen seiner im langwelligen Ultraviolett liegenden Absorptionkante und der dadurch reduzierten Lichtausbeute aus. In Abb. 4.4(b) ist weiterhin zu sehen, daß Bor-Silikatglas und UV-Glas die Absorptionkanten im oder kurz vor dem kritischen Spektralbereich des PbF_2 -Kristalls besitzen und aufgrund der damit erreichbaren effektiven Lichtausbeute als mögliche Frontfenstermaterialien betrachtet werden konnten. Es sei noch angemerkt, das Quarzglas wesentlich teurer als Bor-Silikatglas ist. Letztlich wurde ein Frontfenster aus Bor-Silikatglas vom Typ 801-51 mit einem linearen Expansionskoeffizienten $\Delta l/l = 5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und einem Brechungsindex von $n = 1,48$ bei 420 nm gewählt. Das gewählte Bialkali-Photokathodenmaterial (SbKCs) besitzt eine im grünen Spektralbereich angehobene Quanteneffizienz, und zur Steigerung der Lichtausbeute wurden nur Photovervielfacher mit Photokathoden besonders hoher blauer Lichtempfindlichkeit akzeptiert. Es sollte hierbei allerdings beachtet werden, daß die größere Lichtempfindlichkeit im längerwelligen Spektralbereich zu gesteigerten thermischen Emissionen führt [Phi 1994, S. 3–3].

Dieses Modell zur Bestimmung der Lichtausbeute wurde zusätzlich genutzt, um den Einfluß von Strahlenschäden im Kristall auf die effektive Lichtausbeute bei der Verwendung verschiedener Frontfenster zu studieren. Dazu wurden erneut die Transmissionskurven aus den Experimenten zur Strahlenresistenz (Kapitel 2) verwendet. Der Rückgang der spektralen effektiven Lichtausbeute ist in Abb. 4.4 für Bor-Silikatglas und Quarzglas gezeigt. Es kann aus diesen Resultaten geschlossen werden, daß – zumindest in diesem Modell – die relative Abnahme der effektiven Lichtausbeute bei absorbierten Energiedosen von 100 – 200 Gy bei Quarzglas wegen dessen ins Ultraviolette erweiterte Transmission am stärksten ist, während bei Verwendung von Bor-Silikatglas die Strahlenschäden die effektive Lichtausbeute weniger stark reduzieren. Dies kann ausgenutzt werden, indem bewußt auf eine geringfügig erhöhte effektive Lichtausbeute bei Verwendung von Quarzglas verzichtet wird und so einen weniger starken Rückgang der Lichtausbeute durch Strahlenschäden im Kristall erreicht.

Tabelle 4.4 enthält die über den gesamten Spektralbereich integrierte effektive Lichtausbeute aller Kurven aus Abb. 4.4. Aus dem Rückgang der Zahl der Photoelektronen $\langle N_{p.e.} \rangle$ ließ sich der Einfluß der Strahlenschäden auf das Energieauflösungsvermögen eines PbF_2 -Detektors abschätzen, indem für die Verteilung der Photoelektronen eine Poissonstatistik angenommen wurde. Jede Verringerung der effektiven Lichtausbeute, charakterisiert durch einen Faktor f , führt zu einem zusätzlichen Beitrag zum Energieauflösungsvermögen in der üblichen Parametrisierung:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_2}{E} \oplus \sigma_3 \oplus \frac{f-1}{\langle N_{p.e.} \rangle} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (4.8)$$

Aus dieser Parametrisierung ergab sich für Quarzglas als Frontfenstermaterial ein

Tabelle 4.4: Ergebnisse der aus den Kurven in Abb. 4.4 bestimmten integralen effektiven Lichtausbeute $\langle N_{p.e.} \rangle$ bei Verwendung verschiedener Frontfenstermaterialien und deren Abnahme nach einer von den Kristallen absorbierten Energiedosis von 100 und 200 Gy.

Glas	Energiedosis	$\langle N_{p.e.} \rangle$
UV-Glas	—	22.057
Quarzglas	—	18.063
Quarzglas	100 Gy	12.492
Quarzglas	200 Gy	11.388
Bor-Silikatglas	—	16.226
Bor-Silikatglas	100 Gy	12.579
Bor-Silikatglas	200 Gy	11.719
Flint-Glas	—	15.086

Tabelle 4.5: Spezifikationen der verwendeten Photovervielfacher von Philips. Die ersten 100 Röhren besaßen geringfügig andere Werte.

Verstärkung	5×10^5
Typische Hochspannung	$(1450 \pm 130) \text{ V}$
Photokathode	Bialkali
weiße Lichtempfindlichkeit ⁵	$> 90 \mu\text{A/lm}$
blaue Lichtempfindlichkeit ⁵	$> 11 \mu\text{A/lm F}$
Maximum der Empfindlichkeit	420 nm
Rauschen über 50 p.e. ⁵	$< 5 \text{ Ereignisse/s}$
typische Anstiegszeit	2 ns

Energieauflösungsvermögen von $\Delta E/E = 3,25\%$ bei 1 GeV Schauerenergie und keinen Strahlenschäden ($f = 1$). Dieser Wert stimmt recht gut mit Simulationsrechnungen (vgl. Kapitel 3) und Messungen (vgl. Kapitel 5) überein. Nach Bestrahlung mit einer absorbierten Energiedosis von 100 Gy verschlechterte sich in diesem Modell das Energieauflösungsvermögen bei 1 GeV auf $\Delta E/E = 3,94\%$, nach 200 Gy auf $\Delta E/E = 4,19\%$.

4.2.2 Photovervielfacher und Spannungsteiler

Für die Auslese der Kristalle wurden Photovervielfacher vom Typ Philips XP1900/01 mit Sockel FE3114/01 eingesetzt. Diese Photovervielfacher besitzen 10 Dynoden, einen Durchmesser von 29 mm ($1\frac{1}{8}$) und eine Länge von etwa 98 mm. Die Maße der Stirnflächen der Kristalle wurden so gewählt, daß mit einem Pho-

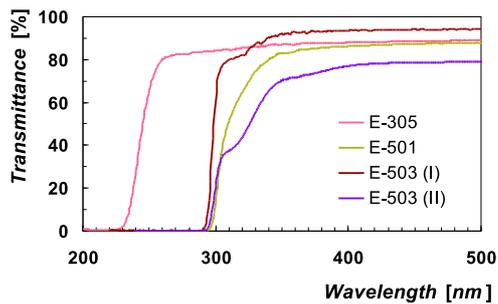
⁵Die Mittelwerte für die gelieferten Photovervielfacher sind im Text auf Seite 98 angegeben.

tovervielfacher eines Durchmessers von 29 mm ein fast optimales Bedeckungsverhältnis von 72 – 75% erreicht wurde. Einige der Spezifikationen der Röhre für das A4-Experiment sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt. Die angegebene Lichtempfindlichkeit wird vom Röhrenhersteller definiert als Ausgangsstrom der Kathode oder Anode dividiert durch den einfallenden Lichtstrom einer Wolframlampe mit einer Farbtemperatur von 2856 K. Die blaue Lichtempfindlichkeit wird bei gleichen Konditionen durch Aufbringen eines Bandkantenfilters (CS No. 5 – 58, Maximum der Transmission bei 430 nm) vor dem Frontfenster des Photovervielfachers bestimmt [Phi 1994, S. 2–16]. Die mittlere Lichtempfindlichkeit der nach Mainz gelieferten Photovervielfacher betrug 112,10 $\mu\text{A}/\text{lm}$ (weiß) beziehungsweise 11,57 $\mu\text{A}/\text{lm F}$ (blau), die mittlere spektrale Empfindlichkeit bei 337 nm betrug 76,20 nA/W. Das mittlere Rauschen über 50 *p.e.* lag bei 3,46 Ereignissen/s.

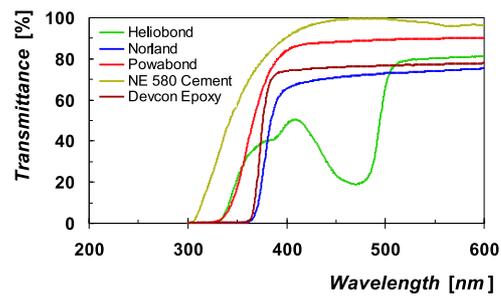
An die Röhren schließen sich die am IPN entwickelten Spannungsteiler an. In diesen stabilisierten Spannungsteilern werden die Dynodenreferenzspannungen durch eine hochohmige Widerstandskette festgelegt und durch eine PNP-Transistorschaltung an den Dynoden stabil gehalten. Da die Durchgangszeit t durch einen Photovervielfacher mit der Hochspannung U wie $t \propto \sqrt{U}$ variiert (siehe [Phi 1994, S. 1–9]) und bei typischen Durchgangszeiten von 23 ns Unterschiede von etwa 3 ns zu erwarten sind, wurden alle Spannungsteiler mit einem Verzögerungskabel versehen, um unterschiedliche Durchgangszeiten im Photovervielfacher auszugleichen. Details zur Stabilität der Verstärkung bei hohen Strömen, zur Verteilung der Dynodenspannungen und zur Linearität der Photovervielfacher wurden in Mainz und Orsay gewonnen.

4.2.3 Ankopplung der Kristalle an die Photovervielfacher

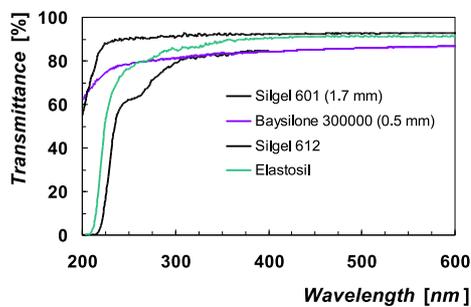
Um einen großen Anteil der Photonen an der Photokathode nachweisen zu können, muß an der Verbindung zwischen Kristall und Photovervielfacher eine im gesamten Spektralbereich transparente Kopplung erreicht werden. Dazu können Kopplungsöle, Silikonkautschuke, optische Fette oder Klebstoffe verwendet oder einfach ein Luftspalt gelassen werden. Auftretende Reflexionsverluste hängen von den Unterschieden der Brechungsindizes an den Grenzflächen Kristall – Kopplungsmaterial und Kopplungsmaterial – Photovervielfacher ab. Im A4-Experiment konnte die Kopplung nicht mit sogenannten optischen Zementen, das sind zweikomponentige Epoxidharze, erfolgen, damit ein Photovervielfacher nach dem Zusammenbau eines Detektors ohne Beschädigung des Kristalls ausgetauscht oder entfernt werden kann. Üblicherweise werden in solchen Fällen optische Fette verwendet, wobei es einer aufwendigen mechanischen Halterung bedarf, um den Photovervielfacher mit Federdruck an den Kristall zu pressen. Ferner ist es kaum auszuschließen, daß Fett im Verlauf des Experimentes, insbesondere infolge einer Erwärmung durch längeren Betrieb der Photovervielfacher, herausfließt. Aus diesen



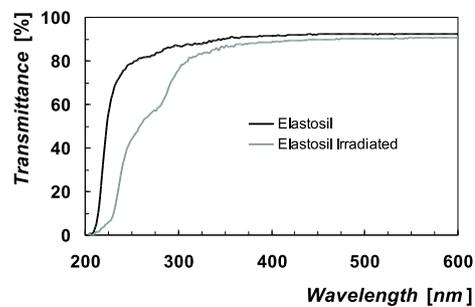
(a) Transmissionsspektren von mehrkomponentigen, optischen Klebstoffen.



(b) Transmissionsspektren von Reaktionsklebstoffen.



(c) Transmissionsspektren von Kopplungsölen und Silikonkautschuk.



(d) Strahlenresistenz von Silikonkautschuk.

Abbildung 4.5: Transmissionsspektren von verschiedenen optischen Klebstoffen, Kopplungsölen und von Silikonkautschuk, die zur Ankopplung der Kristalle verwendet wurden.

beiden Gründen wurden Versuche mit Silikonkautschuken durchgeführt. Silikonkautschuke bestehen aus Polydimethylsiloxanen, Vernetzern, Füllstoffen und teilweise auch aus Lösemitteln und Hilfsstoffen [Wac 1996]. Je nach Art der Vernetzer werden kondensationsvernetzende und additionsvernetzende Silikonkautschuke unterschieden. Bei der Kondensationsvernetzung wird eine zinnorganische Verbindung zugefügt, die Alkohol freisetzt. Damit die Oberfläche der PbF_2 -Kristalle nicht durch den Alkohol angegriffen und unter Umständen trübe wird oder Haarrisse entstehen, wurden ausschließlich additionsvernetzende Kautschuke untersucht, die keine Spaltprodukte freisetzen, praktisch schrumpffrei sind ($< 0,1\%$) und nur platinorganische Verbindungen enthalten, die ein geschlossenes System bilden. Die besten Ergebnisse bei der Ankopplung wurden mit dem transparenten Kautschuk *Elastosil RT 601*⁶ erreicht. Einige Eigenschaften von *Elastosil RT 601* sind in Tabelle 4.6 dargestellt. Der Brechungsindex $n = 1,41$ dieses Kautschuks ist etwas kleiner als der des verwendeten Frontfensters aus Bor-Silikatglas ($n = 1,48$) und erheblich kleiner als der Brechungsindex von PbF_2 ($n \gtrsim 1,82$). Die Hautbildungszeit beträgt etwa 60 Minuten. Bei der realisierten Kautschukschicht von etwa 0,1 mm ist die Ankopplung bei Raumtemperatur nach 12 Stunden voll belastbar. Diese Versuche haben gezeigt, daß die Haftung des Photovervielfacher an den Kristallen durch die dünne Schicht Silikonkautschuk ausreichend ist. Zum Lösen der Haftung genügt es, wenn an einer Stelle ein Luftspalt zwischen Kristall und Photovervielfacher erzeugt wird. Der Photovervielfacher läßt sich dann leicht entfernen. In Abb. 4.5 sind die Transmissionsspektren der Silikonkautschuke *Silgel 601*⁶, *Silgel 612*⁶ und *Elastosil RT 601*⁶ sowie der optischen Klebstoffe *NE 580*⁷ und *Devcon Epoxy*⁸, der Reaktionsklebstoffe *Heliobond*⁹, *Norland Optical Adhesive*¹⁰ und *Powa Bond*¹¹ und des Kopplungsöls *Baysilon 300000*¹² zur Ankopplung von Kristallen abgebildet. Wird auf die Forderung verzichtet, daß der Photovervielfacher schnell vom Kristall getrennt werden kann, sind neben dem verwendeten *Elastosil RT 601* die Zweikomponenten-Klebstoffe *Epo-Tek*¹³ E-305 und E-501 empfehlenswert. Beispielsweise reicht die Transmission von *Epo-Tek 305* bis tief in den ultravioletten Spektralbereich. Die Klebestärke dieser auf Epoxidharz basierenden Klebstoffe ist weitaus besser als die der Reaktionsklebstoffe, die für die Befestigung der Kristalle auf den Einzelkristallhaltern verwendet wurden. Ein Vorteil wäre auch der vergleichsweise hohe Brechungsindex $n = 1,51$. Nachteile in der Verwendung von *Epo-Tek*-Klebstoffen liegen in deren langen Aushärtungszeiten sowie im hohen Anschaffungspreis von etwa 255 DM für 126 g. In Abb. 4.5(d) ist neben dem

⁶Wacker-Chemie GmbH, Burghausen/Obb.

⁷NE Technology, Edinburgh, Großbritannien

⁸Devcon ITW-Ateco GmbH, Würzburg

⁹Vivadent, Wiesbaden

¹⁰Norland, New Brunswick, USA

¹¹Neutra Rust Int. Ltd., Steimes, Großbritannien

¹²Labotec GmbH, Wiesbaden

¹³Polytec GmbH, Waldbronn

Tabelle 4.6: Kenndaten des verwendeten Silikonkautschuks *Elastosil* RT 601.

Dichte	1,02 g/cm ³
Brechungsindex	1,4095
Transmission	> 88%
Linearer Expansionskoeffizient	3×10^{-4}
Viskosität (unvulkanisiert)	5000 mPa s (Komp. A) 40 mPa s (Komp. B)

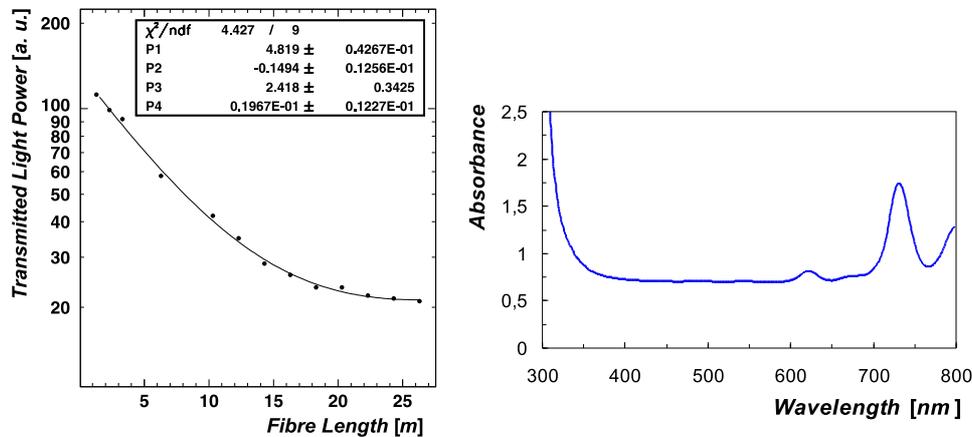
Transmissionsspektrum von neuwertigem *Elastosil* RT 601 auch das Spektrum nach Bestrahlung am Strahlencentrum in Gießen dargestellt. Die gemessene Strahlenresistenz scheint ausreichend für den Einsatz im A4-Experiment zu sein.

4.3 Lichtwellenleiter

Es existieren zwei verschiedene Szenarien, geschädigte Kalorimeterkristalle durch optisches Bleichen zu regenerieren. Im ersten Szenario sollen die Kristalle kontinuierlich bei Verwendung von Lichtwellenleitern beleuchtet werden, um so die Verringerung der Transmission auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Die Ankopplung der Lichtwellenleiter an der Stirnfläche der Kristalle führt aufgrund der großen Apertur der Lichtwellenleiter zu einer Aufweitung des primären Lichtstrahls innerhalb von wenigen Zentimetern auf die gesamte Querschnittsfläche des Kristalls. So wird der von den Strahlenschäden betroffene Bereich gleichmäßig ausgeleuchtet. Daß durch eine solche Methode ein fast vollständiger Rückgang von Strahlenschäden möglich ist, konnte bereits für BaF₂-Kristalle gezeigt werden [Zhu 1994]. Ein alternatives Szenario geht davon aus, daß das optische Bleichen mit lichtstarken Strahlern direkt vor den Kristallen durchgeführt wird. Details zur Realisation dieser Idee finden sich in Kapitel 5.

4.3.1 Eigenschaften der Lichtwellenleiter

Lichtwellenleiter aus Kunststoff bestehen aus einem Kern mit dem Brechungsindex n_{core} , in der Regel eine Kohlenwasserstoffverbindung, häufig Polystyren (PS) oder Polyvinyltoluol (PVT), und einem Mantel. Dieser Mantel ist eine den Lichtwellenleiter umgebende Schicht mit einem Brechungsindex $n_{\text{clad}} < n_{\text{core}}$ von typischerweise 3 – 4% des Kerndurchmessers. Ein Lichtstrahl im Inneren des Lichtwellenleiters wird durch vielfache Totalreflexionen gehindert, den Lichtwellenleiter wieder zu verlassen, und tritt an ihrer Stirnfläche durch die Eigenabsorption geschwächt wieder aus. Je dünner der Lichtwellenleiter dabei ist, um so kleiner



(a) Integrale Absorptionslänge.

(b) Absorptionsspektrum.

Abbildung 4.6: Integrale Absorptionslänge und Absorptionsspektrum der Lichtwellenleiter.

darf der Krümmungsradius sein, ohne daß signifikante Intensitätsverluste auftreten. Der Mantel stellt jene Zwischenschicht mit kleinerem Brechungsindex dar, der die Totalreflexion ermöglicht. Zusätzlich wird auf den Lichtwellenleiter eine weitere Hülle zum Schutz vor Streulicht aufgebracht. Ein Erwärmen der Lichtwellenleiter auf ca. $60^\circ - 70^\circ\text{C}$ führt die Lichtwellenleiter in einen weichen, biegsamen Zustand über. Prinzipiell widerstehen die Lichtwellenleiter sogar höheren Temperaturen, allerdings werden sie ab ca. 80°C galertartig, wobei die Kontrolle über die Einkopplung verloren geht, was ihre Funktion als Lichtwellenleiter jedoch nicht beeinträchtigt.

Der Kern des verwendeten Lichtwellenleiters *Toray LPGU-CD1001-22E*¹⁴ besteht aus PMMA (Polymethylmethacrylat, $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) und besitzt einen Durchmesser von 1,1 mm, die Ummantelung besteht aus einem fluoriniertem Polymer und besitzt einen Durchmesser von 2,2 mm. Die numerische Apertur $NA = 0,50$ ist außerordentlich hoch und der entsprechende Öffnungswinkel $\alpha = 60^\circ$ erlaubt eine gute Einkopplung von inkohärentem Licht. Der größtmögliche Biegeradius liegt bei 9 mm. Die Dämpfung in den Lichtwellenleitern wurde mittels der Abschneidemethode und einem Bolometer bis zu einer Länge von 25 m vermessen, das Ergebnis ist in Abb. 4.6(a) gezeigt. Eine Anpassung der Datenpunkte mit einem zweikomponentigen exponentiellen Abfall beschreibt den Verlauf gut. Die so bestimmte Absorptionslänge in der kurzen Komponente beträgt $\Lambda_{\text{kurz}} = 6,7$ m. Daraus ergibt sich eine mittlere Dämpfung $D = 0,64$ dB/m. Dieser experimentelle Wert liegt wesentlich höher als der vom Hersteller angegebene Wert von $D < 0,25$ dB/m bei 650 nm.

¹⁴Laser Components, Olching bei München

Der Lichtwellenleiter besitzt eine Absorptionskante bei etwa 360 nm, wie das aufgenommene Absorptionsspektrum in Abb. 4.6(b) zeigt. Zur Ankopplung der Lichtwellenleiter an die Kristalle wurden diese zunächst sauber gebrochen, die Endflächen poliert und dann mit dem transparenten 2-Komponenten Epoxidharz-Klebstoff *UHU plus sofortfest*¹⁵, welcher sich in den Labortests als geeignet erwiesen hatte, in die Einzelkristallhalter geklebt.

4.3.2 Optisches Bleichen der Detektoren

In Zusammenhang mit dem Szenario, die Lichtwellenleiter für das optische Bleichen zu verwenden, wurden QTH-Lampen untersucht, die einen genügend hohen Lichtstrom besitzen, um die Farbzentren in geschädigten Kristalle vollständig aufzulösen. Zur Charakterisierung der strahlungsphysikalischen Eigenschaften der QTH-Lampen gehörte unter anderem die Bestimmung des Strahlungsflusses als Funktion des Abstandes von der Lampe. Das Einkoppeln von Licht in einen Lichtwellenleiter ist umso störanfälliger, je kleiner der Kerndurchmesser ist, was eine Anpassung der Komponenten der Kondensoroptik auf die numerischen Apertur der Lichtwellenleiter nötig machte. Mit Hilfe einer optischen Bank und einem Linsensystem wurde ein Strahlungsfluß von etwa 2 W in 10 cm und etwa 1 W in 20 cm Entfernung erreicht. Einige dedizierte Forschungslampen mit ellipsoiden Reflektoren standen zur Verfügung. Ellipsoide Reflektoren können 60 – 80% der emittierten Strahlung sammeln. Die spektrale Strahldichte der QTH-Lampe *Oriel 6352* hatte ihr Maximum zwischen 600 und 700 nm und besaß im Fokus des Ellipsoids bei 32 mm Entfernung eine Bestrahlungsstärke von $0,362 \text{ W/mm}^2$ mit nur 21% Infrarotanteil. Dies erlaubte eine sehr gute Fokussierung des Lichtstrahls. Da durch die Kondensoroptik ein relatives großes Bild der Strahlungsquelle produziert wird, eignet sich diese Lösung ideal für die Lichteinkopplung in Lichtwellenleiterbündel, die eine Fläche von etwa $100 - 200 \text{ mm}^2$ abdecken. Die für diese Studien verwendeten Forschungslampen sind allerdings sehr teuer. Aufgrund dessen wurden auch kommerzielle QTH-Lampen wie die *Osram HLX (75W)* oder die *Osram Decostar (50W)* mit einem kleinem Abstrahlwinkel von 12° und niedriger Farbtemperatur untersucht. Dabei wurden Bündel von jeweils 35 Lichtwellenleitern in zehn Zentimeter Abstand von der QTH-Lampe verwendet. Der Bündeldurchmesser von 15 mm entsprach dem Fokusdurchmesser der realisierten Kondensoroptik. Der mit diesen QTH-Lampen durch einen Lichtwellenleiter von 1 m Länge in einen Kristall eingekoppelte Strahlungsfluß lag bei etwa 2 mW. Mit einem solchen Aufbau konnten geschädigte Kristalle erfolgreich gebleicht werden. Beispielsweise wurde bei dem in Abb. 2.23(b) in Kapitel 2.3.4 dargestellten Versuch der Rückgang der Strahlenschäden bis zum Erreichen von 90% bei 400 nm mit den Lichtwellenleitern durchgeführt.

¹⁵UHU GmbH, Brühl.

4.4 Aufbau und Inbetriebnahme

4.4.1 Sortierung der Detektoren

Das Kalorimeter sollte so bestückt werden, daß die verschiedenen mechanischen Abmessungen der Kristalle ausgeglichen werden, um die Luftspalte zwischen benachbarten Detektoren zu minimalisieren. Dies war notwendig geworden, weil Simulationsrechnungen und Experimente am Elektronenstrahl gezeigt hatten, daß Luftspalte ab etwa 500 μm zu ungenügenden Energieauflösungsvermögen beziehungsweise zu erheblichen Akzeptanzeinbußen führen. Aus diesem Grund wurden die Ergebnisse der exakten Vermessung der Kristalle (siehe Kapitel 2.4) genutzt, um eine entsprechende Sortierung der Kristalle durchführen zu können.

Für die Minimalisierung der Luftspalten existierten zwei Ansätze. Beide gingen davon aus, daß in ϕ -Richtung Lücken zwischen den Kristallen nicht gegenseitig ausgeglichen werden konnten, da die Trägerrahmen individuell montierbar bleiben mußten. Diese Vorgabe schränkte die Sortierung insofern ein, weil die Kristalle für jeweils einen Trägerrahmen genau so auszuwählen waren, daß das Totraumvolumen ausschließlich durch Vertauschen der Kristalle in θ -Richtung minimalisiert wurde. Da das resultierende Totraumvolumen nicht mehr von der Reihenfolge der Trägerrahmen abhing, konnten die Trägerrahmen untereinander sortiert werden und so auch noch der Versatz in ϕ -Richtung zwischen den Kristallen eines Kalorimeter-rings minimalisiert werden.

Zunächst wurde davon ausgegangen, daß das Totraumvolumen pro Kristall um so geringer wäre, je näher der Kristall an seiner Sollposition eingebaut würde. Die Sollposition in ϕ -Richtung konnte für diese Rechnung durch die Schrägen der Trägerrahmen definiert werden, da dieser Bereich der Trägerrahmen vollständig von den Detektoren ausgefüllt sein sollte. Die Sollposition in θ -Richtung war nur für die Kristalle des ersten Kalorimeterrings definiert, nachfolgende Sollpositionen ergaben sich aus den Abmessungen der Kristalle der vorausgehenden Kalorimeterringe. Wären die Kristalle zufällig ausgewählt, so würden durch den Einbau, der mit den Kristallen des ersten Kalorimeterrings beginnt, die Abweichungen in θ -Richtung der Kristallachsen zu den Sollachsen mit jedem Kalorimeterring anwachsen. Dieser Effekt konnte durch das definierte Auswählen von Kristallen mit kompensierenden Keilwinkeln $\Delta\theta$ unterdrückt werden. Zu diesem Zweck wurden die Kristalle der ungeraden Kalorimeterringe nach aufsteigendem Keilwinkel $\Delta\theta$ und die Kristalle der geraden Kalorimeterringe nach absteigendem Keilwinkel sortiert. So konnten innerhalb eines Trägerrahmens Kristalle mit großen und kleinen Keilwinkeln aufeinanderfolgend positioniert werden. Dieses Verfahren gründete auf der Tatsache, daß die Verteilung der Keilwinkel um den Sollwinkel Gaußförmig war und als Folge davon zu jeder negativen Abweichung eine kompensierende positive Abweichung gefunden werden konnte. Das Ergebnis dieser sogenannten $\Delta\theta$ -Optimierung war ei-

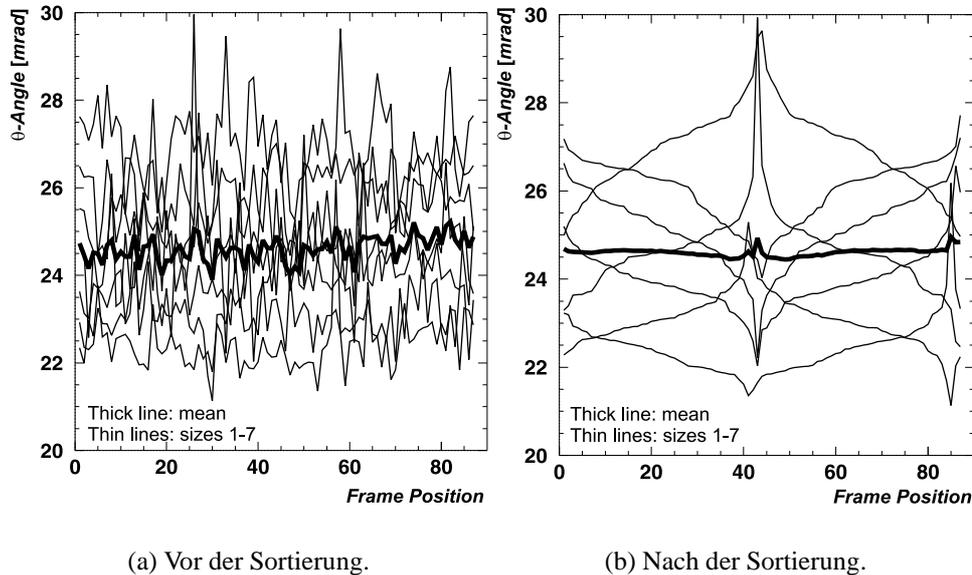


Abbildung 4.7: Verteilung der Keilwinkel $\Delta\theta$ aller Kristalle der sieben Kalorimeterringe (schwarze Linien) sowie des überdeckten Streuwinkelbereichs (schraffierte Linien).

ne gegenüber einer Zufallsverteilung um 45% geringere Schwankung des von allen sieben Kristallen eines Trägerrahmens überdeckten Streuwinkelbereichs $\sum_{i=1}^7 \Delta\theta_i$, dessen Sollwert bei $9,87^\circ$ liegt. Durch dieses Sortierverfahren würde sich das Totraumvolumen des ganzen Kalorimeters um 2 cm^3 verringern. Abb. 4.7 zeigt die resultierende Verteilung der Keilwinkel $\Delta\theta$ aller Kristalle der sieben Kalorimeterringe sowie des überdeckten Winkelbereichs jeweils vor und nach der Sortierung.

Der Freiheitsgrad der Trägerrahmenposition ist durch diese Sortierung noch nicht festgelegt. Deshalb konnten die Trägerrahmen zusätzlich noch so sortiert werden, daß benachbarte Kristalle eines Kalorimeterrings eine größtmögliche Ähnlichkeit besaßen und ähnliche Verschiebungen der Stirnflächen in θ -Richtung aufwiesen. Dieser Ansatz wurde später aufgegeben und durch eine andere Strategie ersetzt.

Die zweite Strategie basierte darauf, daß für jeden individuellen Kristall ein optimaler Winkel θ_{opt} existierte, für den das geringste Totraumvolumen innerhalb des Trägerrahmens auftrat. Durch einen Suchalgorithmus ließ sich θ_{opt} für alle Kristalle bestimmen. Mit den Abmessungen der jeweiligen Kristalle konnten daraus die Winkel θ_o und θ_u der Ober- und Unterkante der frei positionierten Kristalle zur Strahlachse berechnet werden. Aus den Plazierungen und θ_u -Winkel der Kristalle des ersten Kalorimeterrings ergaben sich so die Sollwerte für die θ_o -Winkel der Kristalle des folgenden Kalorimeterrings, da diese zwei Winkel möglichst identisch sein sollten. Für die so konstruierten Sollwerte ließen sich nun Kristalle für den

Tabelle 4.7: Ergebnisse der Sortierungen der Position der einzelnen Kristalle im Kalorimeter. Verglichen wird die für den Aufbau gewählte kombinierte Optimierung mit der $\Delta\theta$ -Optimierung und einer Zufallsverteilung der Kristalle. Wichtiges Gütekriterium ist der verbleibende Totraum pro Kristall beziehungsweise im gesamten Kalorimeter.

	Kristalle	Zufallsvertlg.	$\Delta\theta$ -Optimrg.	komb. Optimrg.
<i>Totraum zwischen den Kristallen</i>				
pro Kristall [mm ³]	609	2654 ± 306	2652 ± 305	2645 ± 301
Kalorimeter [cm ³]	1022	2712 ± 0,0	2710 ± 0,0	2703 ± 0,0
<i>Von Kristallen überdeckter Streuwinkelbereich</i>				
	703	9,87° ± 0,11°	9,87° ± 0,06°	9,87° ± 0,07°
<i>Distanz der Kristallstirnflächen zum Targetzentrum</i>				
Größe 1:	87	958,4 ± 3,5	958,4 ± 3,5	958,4 ± 3,5
Größe 2:	93	991,1 ± 3,9	991,1 ± 3,9	991,0 ± 3,9
Größe 3:	109	1026,0 ± 3,8	1026,0 ± 3,8	1025,9 ± 4,1
Größe 4:	100	1060,5 ± 4,4	1060,4 ± 4,2	1060,4 ± 4,2
Größe 5:	102	1098,5 ± 4,6	1098,5 ± 3,6	1098,4 ± 4,0
Größe 6:	107	1139,8 ± 6,2	1139,8 ± 4,4	1139,7 ± 4,6
Größe 7:	105	1181,5 ± 5,2	1181,5 ± 3,9	1181,4 ± 3,9
Mittelwert:	609	1065,1 ± 74,5	1065,1 ± 74,4	1065,0 ± 74,4

zweiten Kalorimeterring finden, deren θ_0 -Winkel den Vorgaben möglichst nahe kamen. Diese Kristalle definierten automatisch die Sollwerte des nächsten Kalorimeterrings. Dieses Verfahren ließ sich bis zum siebten Kalorimeterring fortsetzen. Im Vergleich mit einer Zufallsverteilung würde so eine um 41% geringere Schwankung des von allen sieben Kristallen eines Trägerrahmens überdeckten Winkelbereichs $\sum_{i=1}^7 \Delta\theta_i$ und eine Verringerung des Totraumvolumens des ganzen Kalorimeters um 9 cm³ erreicht werden.

Wieder wurde der Freiheitsgrad der Trägerrahmenposition durch diese Sortierung nicht festgelegt. Die Strategie zur Sortierung der Positionen der Trägerrahmen zielte darauf ab, den Versatz benachbarter Stirnflächen von Kristallen eines Kalorimeterrings zu minimalisieren. Hierbei war es hilfreich, daß die Schwankung des Abstands der Kristallstirnflächen zum Targetzentrum durch obige Sortierung der Kristalle bereits von 4,5 mm auf 3,9 mm verkleinert werden konnte. Da mit abnehmendem Laborstreuwinkel die Länge der Kristalle steigt und deshalb die gemeinsame Grenzfläche benachbarter Kristalle eines Kalorimeterrings wächst, entstehen bei den Detektoren der niedrigeren Kalorimeterringe, das ist bei größeren Laborstreuwinkeln, höhere Leckverluste. Aus diesem Grund erschien es vorteilhaft, den Versatz der Kristallstirnflächen bei den niedrigen Kalorimeterringen zu minimalisieren. Allerdings fehlen dem ersten Kalorimeterring ein Teil der Nachbardektekto-

ren, so daß für diesen eine weitergehende Sortierung nicht angebracht wäre und der zweite Ring für die Sortierung der Positionen der Trägerrahmen ausgewählt wurde. Die Positionen der Kristallstirnflächen der übrigen Kalorimeterringe waren zu den Positionen des zweiten Kalorimeterrings unkorreliert, so daß die Sortierung auf diese Kristalle keinen Einfluß zeigte und der Versatz benachbarter Kristallstirnflächen bei den übrigen Kalorimeterringen im Mittel bei 5,33 mm blieb. Der Versatz der Kristallstirnflächen im zweiten Kalorimeterring konnte dagegen auf einen mit Null verträglichen Wert reduziert werden. Diese sogenannte kombinierte Optimierung wurde auch für den Aufbau des Kalorimeters gewählt. Die genauen Ergebnisse der Sortierungen können in Tabelle 4.7 gefunden werden.

Wenn jeder Kristall optimal eingebaut werden könnte, würde sich das verbleibende Totraumvolumen pro Kristall auf 2344 mm^3 belaufen. Für das gesamte Kalorimeter ergäbe sich daraus ein Totraumvolumen von 2396 cm^3 . Dieses Totraumvolumen ist auf die Dicke des Reflektormaterials Immobilon-P (*Millipore*) von $130 \mu\text{m}$ zurückzuführen. Mit der kombinierten Optimierung wird bedingt durch die Randbedingungen der Sortierung ein mittleres Totraumvolumen pro Kristall von 2645 mm^3 erreicht, was im Mittel einem Luftspalt zwischen angrenzenden Detektoren von etwa $17 \mu\text{m}$ entspricht.

4.4.2 Einbau der Detektoren in das Kalorimeter

In Anhang A.1 ist sowohl eine technische Zeichnung eines Einzelkristallhalters als auch eines Kristallträgerrahmen beigefügt. Die Trägerrahmen sind so konstruiert, daß die Kristalle an jeder gewünschten Position plaziert werden können. Eine Verschiebung eines individuellen Kristalls entlang dessen Mittenachse um maximal 12 mm nach außen oder nach innen ist durch ein 24 mm langes Langloch und ein zusätzliches Schiebestück möglich. Durch die unterschiedlichen Abmessungen der Kristalle verändern sich die Sollpositionen der Kristalle in bezug auf die theoretische Sollposition idealer Kristalle sowohl in Richtung der Strahlachse als auch senkrecht dazu. Innerhalb des Trägerrahmens wurden dafür mehrere Millimeter Spielraum gelassen. Mit den unterschiedlichen Keilwinkeln $\Delta\theta$ der Kristalle verändern sich auch die Sollwinkel der Einzelkristallhalter zum Trägerrahmen. Dies wird von einem Gelenkstück der Aufhängung, das um 5° schwenkbar ist, ausgeglichen. Insgesamt ermöglichen drei Freiheitsgrade ein Einbauen der Kristalle an den von der Optimierung vorgegebenen Positionen. Im Vergleich zu einer festen Aufhängung konnten so die Luftspalten zwischen anliegenden Kristallen deutlich verringert werden.

Mit einem aufwendigen Einbauverfahren konnte sichergestellt werden, daß die Kristalle die äußeren Abmessungen der Trägerrahmen nicht überschreiten. Es hat sich nach dem Einbau gezeigt, daß die berechneten Positionen der Kristalle mit

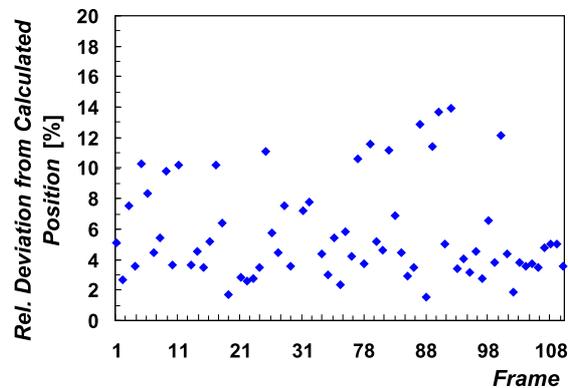


Abbildung 4.8: Relative, mittlere Abweichung der realen zu den berechneten Kristallpositionen in den Trägerrahmen.

den tatsächlichen Positionen gut übereinstimmen. Auch konnte durch die Sortierung eine Erleichterung beim Einbau der Kristalle erreicht werden, weil dadurch die Spielräume der Schiebe- und Gelenkstücke nur selten überschritten wurden. In Abb. 4.8 ist die relative Abweichung der Kristalle in den Trägerrahmen von ihren berechneten Positionen aufgetragen. Dazu wurde das Mittel über alle sieben Kristallgrößen bestimmt. Es ist zu erkennen, daß in den meisten Trägerrahmen eine Positionierungsgenauigkeit beim Einbau von 4% erreicht wurde. Nur bei einigen Trägerrahmen überschritt die Abweichung 10%, was auf nicht korrekt geklebte Kristalle zurückgeführt werden konnte. Auch ungewöhnliche Kristallmaße führten gelegentlich dazu, daß der Kristall nicht an der gewünschten Position fixiert werden konnte. Dessen ungeachtet wurde ein mit einer Fühlerlehre überprüfter, maximaler Abstand der äußeren Flächen der Trägerrahmen zu den Kristallen von nur 50 μm erreicht. So konnten die Trägerrahmen bis zum Anschlag der Schrägen an die Nachbarrahmen in die radialen Führungsnuten der zwei Edelstahlringe der Kalorimeter-Aufhängung eingeschoben werden. Ende 1999 wurden innerhalb von fünf Wochen in dem eigens dafür errichteten Detektorlabor 81 der 146 vorgesehenen Trägerrahmen mit Detektoren bestückt. Dort wurden auch alle Kristalle auf ihre Funktionalität geprüft. Die Aufhängung des Kalorimeters und die zwei Edelstahlringe, die sich unter dem Gesamtgewicht von etwa 3 Tonnen weniger als 50 μm durchbiegen [Kollaboration A4 2000], waren bereits im Februar 1999 in der Experimentierhalle 4 installiert und justiert worden. Eine Schnittzeichnung in Vorderansicht und eine in Seitenansicht des Kalorimeters sind in Anhang A.1 zu finden. Der Einbau der Trägerrahmen in zwei diametral liegende Viertel des Kalorimeters konnte im Juni und Juli 2000 erfolgen. Während der Montage wurden innerhalb des Kalorimeters vier Pt-100 Temperatursensoren plaziert, um die Wärmeentwicklung der Spannungsteiler zu überwachen.

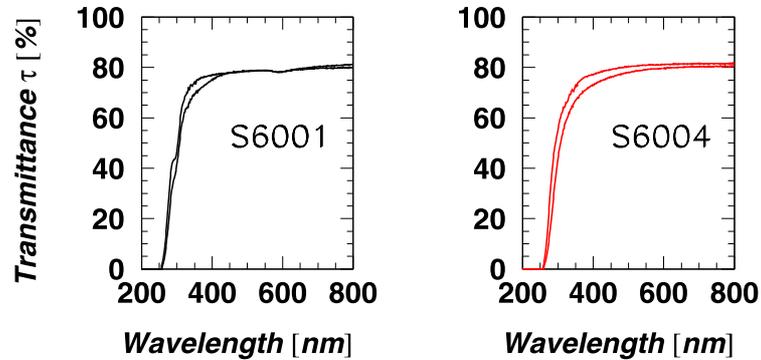
Kapitel 5

Ergebnisse des Kalorimeters am Elektronenstrahl

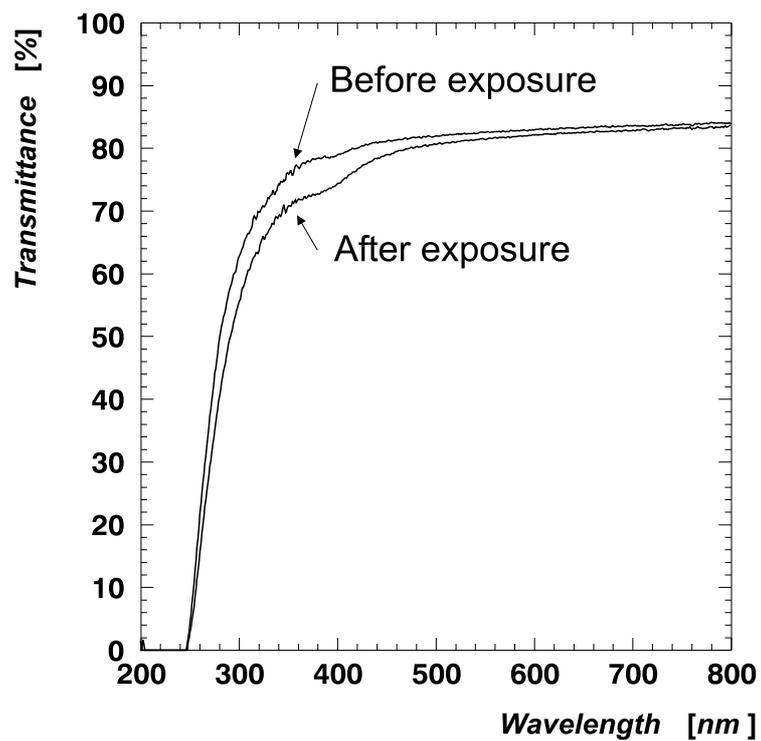
5.1 Strahlenschäden im Kalorimeter

Bereits 1998 wurden während des Betriebs eines Prototypkalorimeters mit 49 Kanälen Strahlenschäden diagnostiziert. Dabei wurden sowohl induzierte Absorptionsbanden als auch verminderte Transmissionen beobachtet. Beispielsweise zeigt Abb. 5.1(a) die Transmissionsspektren von zwei Detektoren, die unter 30° zur Strahlachse positioniert waren und nach einer einwöchigen Strahlzeit vom 5. bis 11. Mai mit etwa 100 Stunden Meßzeit und einem Strahlstrom von $5 - 20 \mu\text{A}$ einen signifikant geringeren Transmissionsgrad aufwiesen. Diese deutlichen Anzeichen von Strahlenschäden traten in den Detektoren mit den Identifikationsnummern 21, 27, 50004, 50012, 50013, 50015 und 50018 auf. Dieses Verhältnis $1/7$ von strahlenempfindlichen zu strahlenresistenten Kristallen wurde bereits bei den Strahlenresistenz-Messungen an den Kristallproben festgestellt (siehe Kapitel 2.6). Zum direkten Nachweis von Strahlenschäden wurden deshalb sieben Prüfkristalle in das Kalorimeter eingebaut, deren Transmissionskurven nach jeder Strahlzeit vermessen werden konnten. In Abb. 5.1(b) ist das Transmissionsspektrum des Prüfkristalls R3-010 in 5 mm Kristalltiefe vor und nach einer Strahlzeit im August des Jahres 2000 mit etwa 150 Stunden Meßzeit gezeigt. Bei 395 nm ist eine Absorptionsbande zu erkennen, die eine deutliche Signatur für Strahlenschäden darstellt.

Nachdem das Kalorimeter mit 511 vollständigen Kanälen im Jahr 2000 in Betrieb gegangen war, konnten Strahlenschäden in den Kristallen nicht mehr durch den Ausbau der Detektoren und einer nachfolgenden spektrometrischen Vermessung aufgedeckt werden. Stattdessen wurde die Position der elastischen Linie in den aufgenommenen Energiespektren herangezogen. Reduziert sich nämlich der Transmissionsgrad durch Strahlenschäden im Kristallgitter, so verringert sich die



(a) Strahlenresistenz von zwei Kristallen, die unter $\theta \approx 30^\circ$ zur Strahlachse plaziert waren.

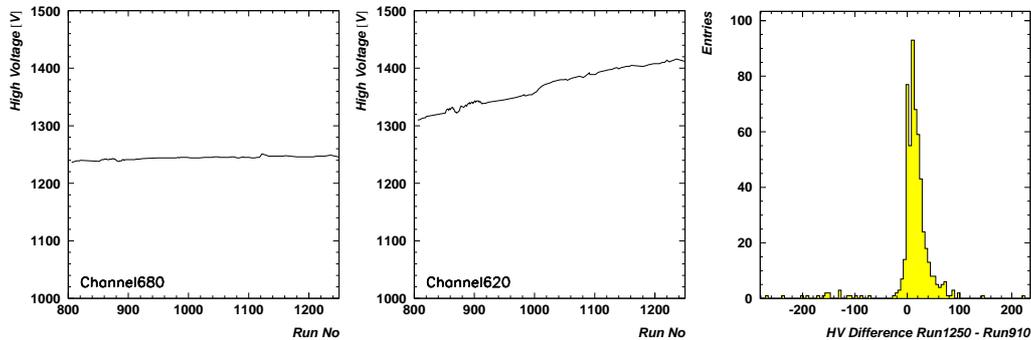


(b) Strahlenresistenz des Prüfkristalls R3-010 in $z = 5$ mm Kristalltiefe, der unter $\theta \approx 36^\circ$ zur Strahlachse plaziert war.

Abbildung 5.1: Transmissionspektren von strahlenempfindlichen Kristallen jeweils vor und nach einer einwöchigen Verwendung am Elektronenstrahl.

effektive Lichtausbeute und die Position der elastischen Linie würde sich zu niedrigeren Energien verschieben. Im A4-Experiment wird aber die Position der elastischen Linie durch regelmäßiges Nachführen der Hochspannung bei einem konstanten Detektorkanal des Energiespektrums gehalten, um die Detektoren in bezug auf ihre Nachbardetektoren zu kalibrieren, siehe [Baunack 1999]. Durch diese Methode stand zum indirekten Nachweis von Strahlenschäden die Beobachtung der Hochspannungsverläufe zur Verfügung. In Abb. 5.2(a) sind exemplarisch die Hochspannungsverläufe eines strahlenresistenten und eines strahlenempfindlichen Detektors einer Strahlzeit im Juli 2000 abgebildet, wobei die nachgeführte Hochspannung gegen die Laufzahl (*run number*) aufgetragen wurde. Ein solcher Lauf (*run*) besaß in der Regel eine Meßdauer von 10 Minuten, so daß der von den Abbildungen abgedeckte Zeitraum etwa eine Woche umfaßte. Aus dem stetigen Anstieg der Hochspannung im mittleren Bild kann auf Strahlenschäden im betreffenden Kristall geschlossen werden. Kleinere Schwankungen der Hochspannung resultierten dabei aus falschen Schwellwerten in der Ausleseelektronik und fehlerhaften Kalibrierungen. Der in diesem Bild erkennbare generelle Trend ist dagegen eindeutig. In Anhang A.3 ist in Tabelle A.1 eine Liste von 10 Detektoren aufgeführt, die einen starken Spannungsanstieg zwischen *run* 806 und *run* 1250 aufwiesen und das Kriterium $HV_{\text{diff}} = HV_{1250}^i - HV_{806}^i > 100 \text{ V}$ erfüllten. Diese Anzahl von Detektoren entspricht einem Anteil von 2%. In Tabelle A.2 des Anhangs A.3 werden zusätzliche 28 Detektoren mit einem moderaten Spannungsanstieg zwischen *run* 806 und *run* 1250 aufgeführt, die das Kriterium $HV_{\text{diff}} = HV_{1250}^i - HV_{806}^i > 65 \text{ V}$ erfüllten. Dies entspricht weiteren 5% der überwachten Detektoren. In Abb. 5.2(c) ist die Häufigkeitsverteilung der Hochspannungsdifferenzen zwischen *run* 1250 und *run* 910 aller Detektoren abgebildet, aus der der Anteil der indirekt nachgewiesenen, strahlenempfindlichen Detektoren und die Größenordnung des mittleren Hochspannungsanstiegs bestimmt wurde. Da die Photovervielfacher die Nachführung der Hochspannung bei etwa 1450 V begrenzen, besaßen die Detektoren, bei denen die Hochspannung aufgrund von Strahlenschäden bis an diese Grenze erhöht werden mußte, ein vermindertes Energieauflösungsvermögen.

Neben einer reduzierten effektiven Lichtausbeute und einem reduzierten Energieauflösungsvermögen sind Kristalle, in denen Strahlenschäden auftreten, noch durch einen weiteren Effekt problematisch: durch die höheren an die Photovervielfacher angelegten Hochspannungen verschiebt sich die Durchgangszeit durch die Photovervielfacher proportional zur Quadratwurzel der Hochspannung [Phi 1994, S. 1—9] und stört den Zeitabgleich in der Ausleseelektronik. Diejenigen Detektoren, bei denen die Differenz der Hochspannung des Detektors zu den Nachbardetektoren größer als 100 V war, wurden für den letzten *run* der Strahlzeit im Juli 2000 bestimmt, wobei die Differenzen jeweils auf die nominellen Hochspannungen korrigiert worden sind, weil bei diesen der Abgleich der Durchgangszeiten stattfand. Die vollständige Liste dieser Detektoren und der Hochspannungsdifferenzen ist in Tabelle A.3 des Anhangs A.3 aufgeführt. Sie erfüllten folgendes Selektionskriterium:



(a) Spannungsverlauf eines strahlenresistenten Detektors.

(b) Spannungsverlauf eines strahlenempfindlichen Detektors.

(c) Häufigkeitsverteilung der Hochspannungsdifferenzen.

Abbildung 5.2: Zwei Spannungsverläufe von Detektoren während einer Strahlzeit im Juli 2000 als Funktion der *run number*. Rechts ist die Häufigkeitsverteilung der Hochspannungsdifferenzen zwischen *run* 1250 und *run* 910 abgebildet.

$$HV_{\text{diff}} = (HV_{1250}^i - HV_{\text{orsay}}^i) - (HV_{1250}^j - HV_{\text{orsay}}^j) > 100 \text{ V.}$$

Zur Auflösung der beobachteten Strahlenschäden wurde vorläufig nicht auf das Szenario des optischen Bleichens mit den Lichtwellenleitern zurückgegriffen, stattdessen wurde der in den Trägerrahmen vor den Kristallen befindliche Spalt von 300 mm Länge genutzt, um Licht in das sonst lichtdicht abgeschlossene Kalorimeter einzubringen. Dazu wurden Kompakt-Leuchtstofflampen des Typs *Osram Dulux 24W/67*¹ mit einem Lichtstrom $I = 550 \text{ lm}$ verwendet. Das Spektrum dieser Lampen enthält eine Emissionslinie bei 365 nm und ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 440 nm, was zu einem blauen Farbton führt. Die gesamte Lichtstärke im ultravioletten Spektralbereich (295 – 400 nm) beträgt $I \approx 40 \text{ Candela}$ und ist somit ideal für das optische Bleichen geeignet. Der Rückgang der zur Kalibrierung notwendigen Hochspannung bei den beleuchteten Kristallen in der nachfolgenden Strahlzeit im August 2000 hat gezeigt, daß auf diese Weise die Kristalle ausreichend gebleicht werden können.

5.2 Energiespektren der Detektoren

Jeder PbF_2 -Detektor ist mit einem 23 m langem Koaxialschaumkabel mit niedriger Dämpfung an einen eigenen Elektronikkanal zur korrelierten Histogrammierung von Energie und Polarisation der registrierten Ereignisse angeschlossen. Das conse-

¹Ditha Süd-West GmbH, Mainz

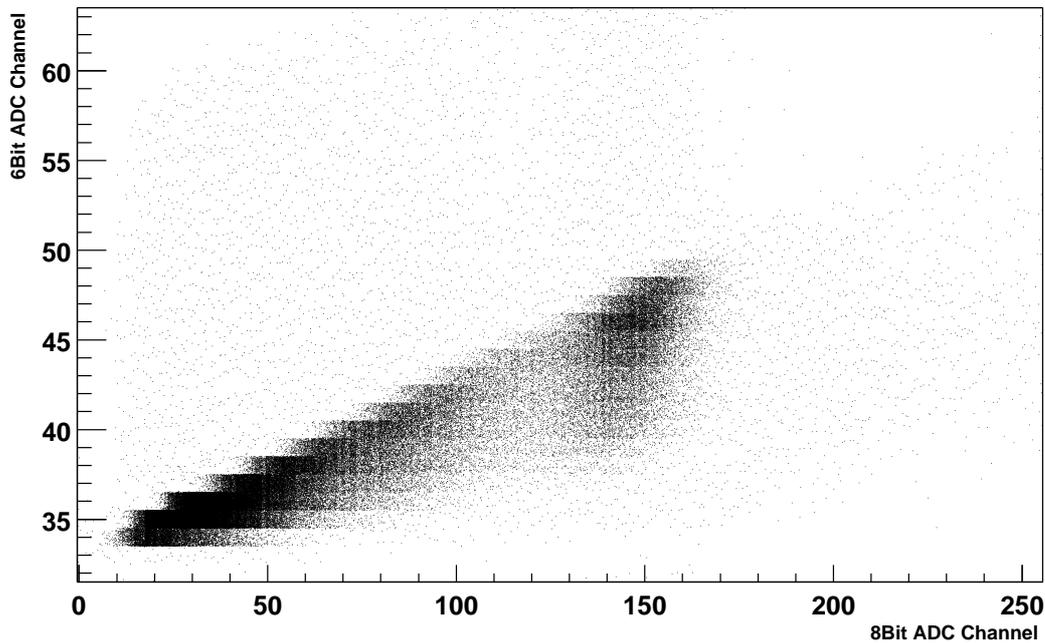


Abbildung 5.3: Zweidimensionales Energiespektrum von Detektorkanal 24 in einer Polarisationsrichtung.

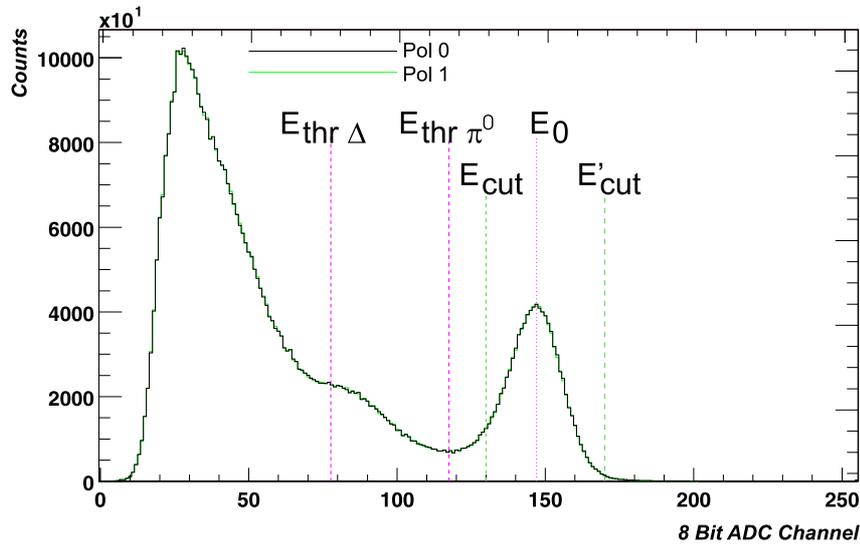
quent parallele Konzept des Datenerfassungssystems ermöglicht mit nur 20 ns Integrationszeit zur Energiemessung und einer mittels schneller Zwischenspeicher totzeitfreien Histogrammierung die Auslese der Detektorsignale mit einer Rate von bis zu 100 kHz. Diese Elektronik wurde im Rahmen zweier Doktorarbeiten entwickelt und aufgebaut, einen Überblick liefern die Jahresberichte des Instituts für Kernphysik [Kollaboration A4 1998] und [Kollaboration A4 2000]. Ein typisches Energiespektrum von an Wasserstoff gestreuten Elektronen, das mit einem Detektor des Kalorimeters in einer Strahlzeit im Juli 2000 aufgenommen wurde, ist in Abb. 5.3 zu sehen. Solche zweidimensionalen Spektren werden nach jedem *run* von den Elektronikarten für alle 511 Detektoren geliefert. Diese bestehen aus zwei Einheiten, einer rein analogen Platine, die eine umfangreiche Veto-Logik und zwei Analog-Digital-Wandler besitzt, und eine Platine zur Histogrammierung der Spektren, auf denen die Speicher sitzen und auf die der VME-Buszugriff erfolgt. In diesen Karten ist für jedes registrierte Ereignis, das gewisse Anforderungen erfüllt, die mit einem 8 Bit-Wandler diskretisierte Summe E_{total} der Energien einer 3×3 -Kristallmatrix und die mit einem 6 Bit-Wandler diskretisierte Energie E_{center} des Detektors gespeichert, in dem das lokale Maximum der Energiedeposition nachgewiesen wurde. Das Verhältnis $E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$ kann als Schnittkriterium genutzt werden, um Ereignisse zu verwerfen, die aus Treffern der Elektronen im Randbereich des zentralen Kristalls stammen. Diese Möglichkeit wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Bugner 1998] studiert und ähnelt einer Ortsrekonstruktion, wobei das obige Verhältnis Auskunft

über die Entfernung der Auftrefforte der Elektronen zum Zentrum des Kristalls gibt.

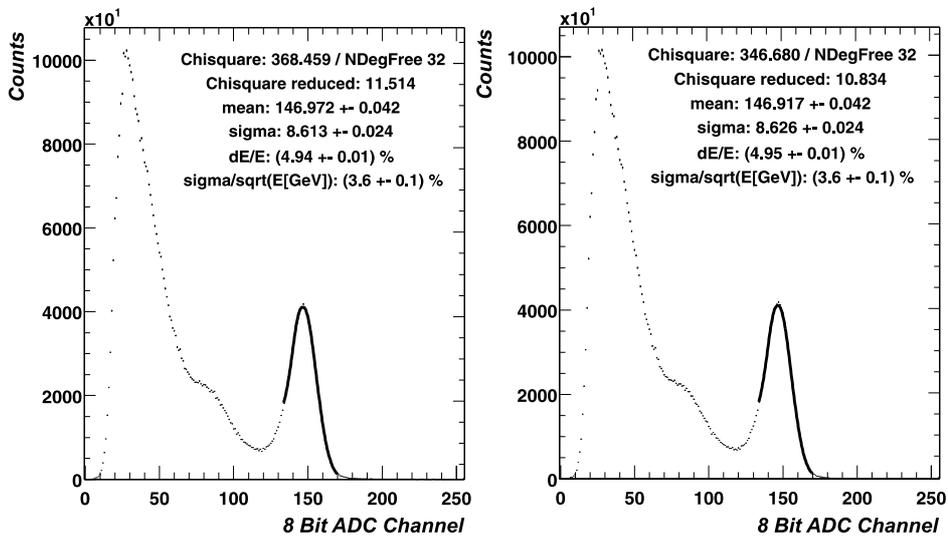
Abb. 5.4(a) zeigt die Projektion des zweidimensionalen Spektrums von Detektor kanal 24 auf die Achse des 8 Bit-Wandlers, wobei das Spektrum der zweiten Polarisationsrichtung fast vollständig von dem Spektrum der ersten überdeckt wird, da sich beide kaum unterscheiden. Diese beiden Energiespektren wurden bereits auf differentielle Nicht-Linearitäten korrigiert. Die Linie der elastisch am Proton gestreuten Elektronen ist bei ADC-Kanal 154 zu sehen. Anhand der klaren Identifikation der elastischen Linie und den in Tabelle 5.1 aufgeführten mittleren Energien der elastischen Streuung für jeden Kalorimeterring konnte die Energiekalibrierung der ADC-Spektren durchgeführt werden. Der Untergrund aus unelastischen Streuergebnissen besitzt eine etwa eine Größenordnung höhere Zählrate.

5.3 Uniformität der Detektoren

Um ein bestmögliches Energieauflösungsvermögen zu erhalten, ist es erforderlich, die Hochspannungen der Detektoren derart zu kalibrieren, daß bei gleichem Energieeintrag alle Detektoren die gleichen Signale liefern, da für die Summation von E_{total} alle neun zugeführten Signale unter gleichen Bedingungen die gleichen Signalamplituden zur gleichen Zeit liefern müssen. Aus der Bestimmung der elastischen Linie und der hochenergetischen Kante aus den Energiespektren konnten die notwendigen Kalibrierungskonstanten für jeden einzelnen Detektor berechnet werden. Dabei wurde von der bekannten Beziehung zwischen Energie und Streuwinkel Gebrauch gemacht. Da die Ausleseelektronik nur die Summenspektren mit der hohen Genauigkeit von 8 Bit wandelt, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Baunack 1999] ein Kalibrierungsverfahren entwickelt, welches zunächst die Summenspektren analysiert und daraus über das Lösen eines linearen Gleichungssystems die momentanen Kalibrierungszustände der Detektoren berechnet. Danach können mit Hilfe einer mittleren Kennlinie der Photovervielfacher deren neue Hochspannungswerte bestimmt werden, um so die Signale anzugleichen. Die Häufigkeitsverteilung der Position der elastischen Linie in den Detektoren des Kalorimeters gibt Aufschluß darüber, wie gut dieses Verfahren arbeitet und mit welcher Genauigkeit eine Gleichförmigkeit der Signale der einzelnen Detektoren erreicht werden konnte. Abb. 5.5 zeigt die Position der elastischen Linie nach Kalibrierung in *run* 800 gegen die Nummer des Detektor Kanals sowie die Häufigkeitsverteilung der Position der Linie in den Energiespektren der 345 zentralen Detektoren, der 158 Randdetektoren und der 8 Eckdetektoren. Es ist zu erkennen, daß die zentralen Detektoren höhere Energiesummen E_{total} als die Randdetektoren haben, die nur 6 bzw. 4 Energiesignale summieren. Diese Trennung konnte nur aufgrund eines sehr guten Kalibrierungszustands erreicht werden. Aus der Breite und dem Mittelwert der Verteilung der Positionen der elastischen Linie aller zentralen De-



(a) Projektion des Energiespektrums.



(b) Anpassung der elastischen Linie.

Abbildung 5.4: Die Projektion des in Abb. 5.3 gezeigten Energiespektrums, das mit einem Detektor des Kalorimeters aufgenommen wurde, und die Anpassung an die elastische Linie mit der im Text angegebenen Funktion.

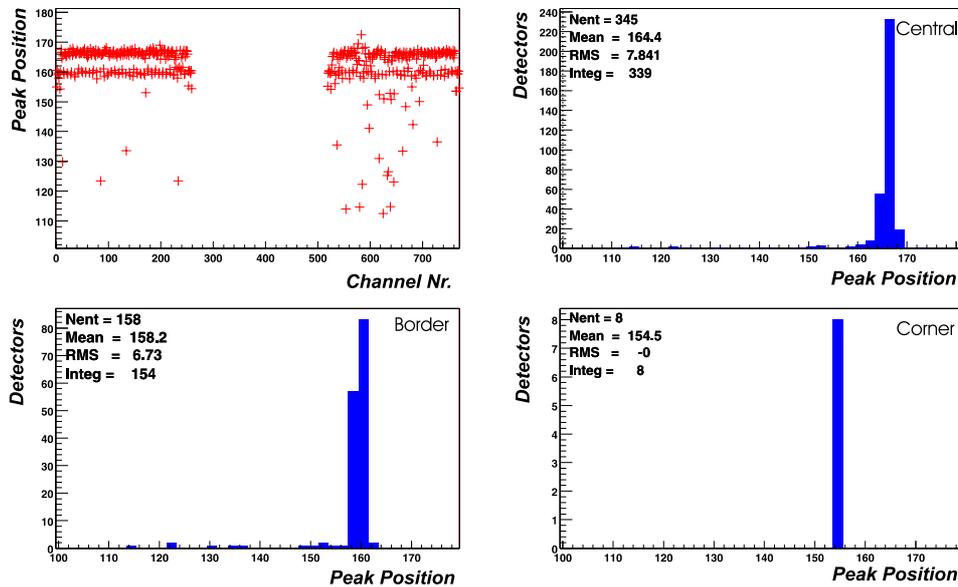


Abbildung 5.5: Die Positionen der elastischen Linie in den Energiespektren für alle Detektoren des Kalorimeters und dessen Häufigkeitsverteilung.

tektoren mit Ausnahme der defekten ergab sich eine Uniformität von 96,4%.

5.4 Energieauflösungsvermögen

Als Anpassung an die elastische Linie der Energiespektren wurde eine Gaußfunktion $G(x)$ an der hochenergetischen Flanke der Linie und eine mit dem Faktor $W(x) = 1 - G(x)$ gewichtete zusätzliche exponentielle Komponente an der niederenergetischen Flanke gewählt. Dieser Ansatz geht auf eine phänomenologische Analyse der Linienform in experimentellen Energiespektren von BaF₂-Kristallen zurück, die von Matulewicz und Mitarbeitern an den Detektoren des TAPS-Kalorimeters durchgeführt worden ist [Matulewicz u. a. 1990]. Die Anpassungsfunktion $f(x)$ läßt sich wie folgt schreiben:

$$f(x) = y_e \times \exp\left(\frac{x - x_e}{\lambda}\right) \times W(x) \times \Theta(x - x_e) + y_e \times G(x) \quad (5.1)$$

mit den Funktionen:

$$G(x) = \exp\left(\frac{-(x - x_e)^2}{2\sigma_e^2}\right) \quad (5.2)$$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{falls } x \geq 0 \\ 0 & \text{falls } x < 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

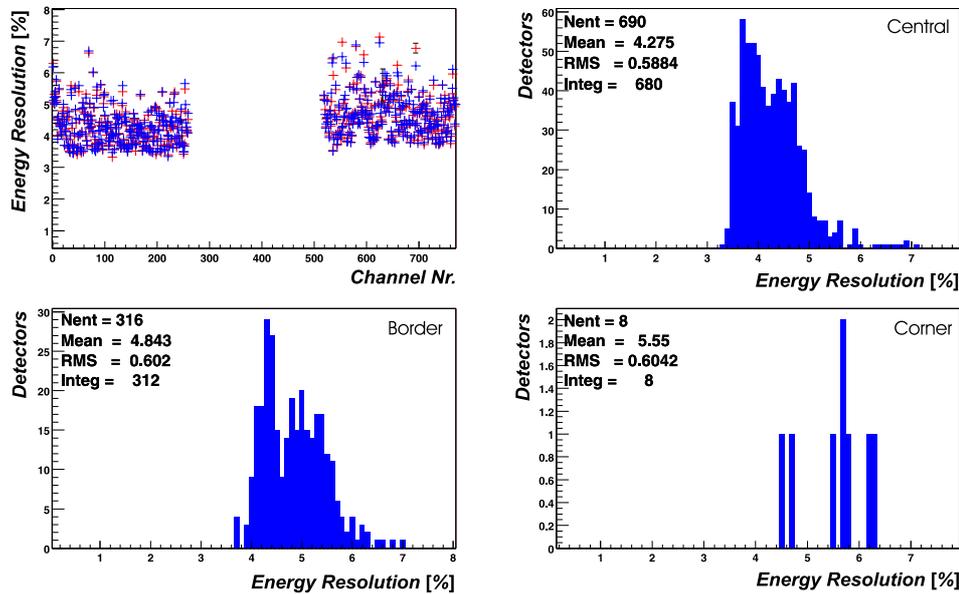


Abbildung 5.6: Die mit dem Kalorimeter gemessenen Energieauflösungsvermögen und deren Häufigkeitsverteilung.

Die Parameter y_e , x_e , σ_e und λ sind frei anzupassen und beschreiben die Höhe, Position und Breite der elastischen Linie sowie den exponentiellen Beitrag in der niederenergetischen Flanke. Abb. 5.4(b) zeigt solche Anpassungen an die elastische Linie des Detektorkanals 24 für beide Polarisationsrichtungen. Aus der Position x_e , der Breite σ_e und den in separaten Messungen bestimmten Nullpunkten x_0 aller ADC-Spektren lies sich durch das Verhältnis $\sigma/(x_e - x_0)$ vergleichsweise einfach das Energieauflösungsvermögen $\Delta E/E$ an der Position der elastischen Linie gewinnen. Abb. 5.6 zeigt die mit obiger Anpassung bestimmten Energieauflösungsvermögen in *run* 800 gegen die Nummer des Detektorkanals sowie die Häufigkeitsverteilung der Energieauflösungsvermögen der 345 zentralen Detektoren, der 158 Randdetektoren und der 8 Eckdetektoren. Das Energieauflösungsvermögen der besten Detektoren, beispielsweise des Detektorkanals 39, lag bei $\Delta E/E = (3,45 \pm 0,04)\%$, das mittlere Energieauflösungsvermögen aller zentralen Kristalle bei $\Delta E/E = 4,27\%$ mit einer Varianz von 0,59%. Mit der bereits mehrfach beschriebenen Parametrisierung, siehe Gleichung 1.66 in Kapitel 1.3.5, konnte aus diesen Werten eine Abschätzung des statistischen Terms erfolgen, da dieser im wesentlichen durch die Photonenstatistik und der Anzahl der ausgelösten Photoelektronen bestimmt wird. Dazu mußte der Beitrag des Terms σ_2 , der durch das Rauschen der Elektronik dominiert wird, quadratisch vom gemessenen Energieauflösungsvermögen $\Delta E/E$ bei 735 MeV subtrahiert und dessen Proportionalität $\propto 1/\sqrt{E [\text{GeV}]}$ ausgenutzt werden. Für die besten Detektoren ergab sich ein Energieauflösungsvermögen von $\sigma/\sqrt{E} \approx (2,5 \pm 0,2)\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$ und für den Mittelwert al-

ler zentralen Detektoren $\sigma/\sqrt{E} \approx (3,1 \pm 0,3)\%/\sqrt{E} [\text{GeV}]$. In der direkten Gegenüberstellung mit den durch Bleiglaszähler erreichbaren Energieauflösungsvermögen von $\sigma_E/E \geq 5,3\%/\sqrt{E} \text{ GeV} \oplus 1,2\%$ (vgl. Kapitel 1) entspricht dies einer Verbesserung um 2,2 Prozentpunkte für einen mittleren Detektor. Da das Energieauflösungsvermögen nur bei *einer* Energie vorlag, konnte dessen Verlauf nicht korrekt vorhergesagt, sondern nur eine obere Grenze für Energien bis 1 GeV vorgeben werden. Dazu wurde der Beitrag des Terms σ_2 , der die unvollständige Energiedeposition durch die endliche Kristallgröße und die unvollständige Lichtsammlung durch Inhomogenitäten zusammenfaßt, vernachlässigt. Die obere Grenze für das Energieauflösungsvermögen der besten Detektoren lag mit dieser Abschätzung bei $\sigma_E/E < 2,9\%/\sqrt{E} [\text{GeV}]$ und die des Mittelwerts aller zentralen Detektoren bei $\sigma_E/E < 3,6\%/\sqrt{E} [\text{GeV}]$. Das aufgrund der präzisen Asymmetriemessung und der notwendigen Abtrennung von unelastischen Ereignissen geforderte Energieauflösungsvermögen wurde dementsprechend von einem Großteil der Detektoren erreicht. Bei einigen Detektoren wurde ein erheblich reduziertes Energieauflösungsvermögen von $\Delta E/E > 5\%$ beobachtet. Dies konnte durch Strahlenschäden, schlechte Kopplung der Photovervielfacher, Luftspalte zwischen anliegenden Kristalle, ungenaue Kalibrierungskonstanten, schlechtes Reflektormaterial an den Kristallen, falsche Schwellenwerte in der Ausleseelektronik oder andere Elektronikfehler zustande kommen. Diese Effekte sind nur sehr schwer zu trennen.

Um Ereignisse zu verwerfen, die aus Treffern der Elektronen im Randbereich des zentralen Kristalls stammen, kann anstatt der Projektion des vollständigen zweidimensionalen Spektrums auf die Achse des 8 Bit-Wandlers ein Schnittkriterium vorgegeben werden, welches das Verhältnis $m = E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$ auf ein bestimmtes Intervall begrenzt, siehe dazu auch Kapitel 5.2. Dieses Kriterium wurde so bestimmt, daß möglichst viele Ereignisse mit hohem Energieauflösungsvermögen registriert werden konnten und möglichst wenige Ereignisse mit schlechtem Energieauflösungsvermögen verworfen werden mußten. Dazu wurde das Gütekriterium (*Figure Of Merit*) $FOM = y_e/y_u \times y_e$ optimiert, bei dem das Signal-Untergrund-Verhältnis y_e/y_u und die Höhe der elastischen Linie y_e , die ein Maß für die Zahl N_0 der Ereignisse in der elastischen Linie ist, multipliziert werden. Dieses Gütekriterium stieg mit steigendem Verhältnis $E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$ zunächst an, erreichte bei $m = 0,73$ ein Maximum und fiel dann wieder ab. Als Beispiel für die Auswirkungen dieser Methode wurde der Detektorkanal 24 in *run* 800 herangezogen, bei dem das Gütekriterium von $FOM = 11.289$ für das vollständig projizierte Spektrum auf $FOM = 38.491$ für ein Schnittkriterium $m > 0,73$ anstieg. Ein Vergleich der Energiespektren, in Abb. 5.7 dargestellt, offenbart ein gesteigertes Signal-Untergrund-Verhältnis. Beim Übergang von der Projektion des vollständigen zweidimensionalen Spektrums von Detektorkanal 24 auf das zwischen den Intervallgrenzen $5,1 > m > 0,73$ projizierte Spektrum verbesserte sich das Energieauflösungsvermögen von $\Delta E/E = (4,27 \pm 0,06)\%$ auf $\Delta E/E = (4,18 \pm 0,08)\%$.

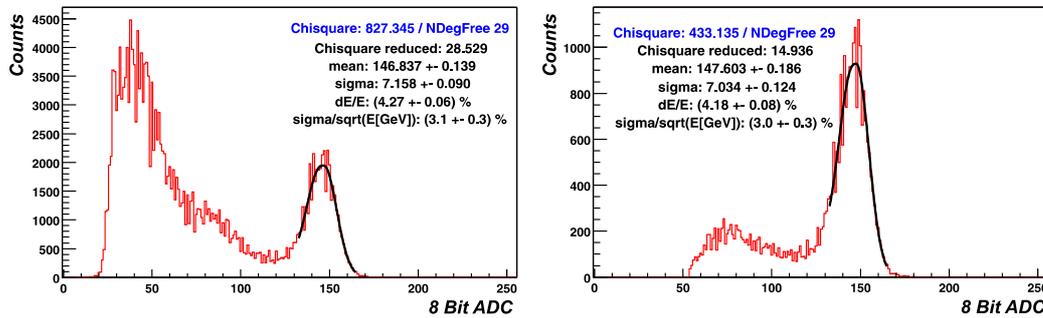


Abbildung 5.7: Projektion eines Energiespektrums ohne Schnitte (links) und mit einem Schnittkriterium $E_{\text{center}}/E_{\text{total}} \geq 0,73$ (rechts). Das Gütekriterium erreichte bei diesem Winkel ein Maximum.

5.5 Extraktion der Rohasymmetrie

Die Extraktion der Rohasymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ erfolgt aus der Zählratenasymmetrie der auf die Achse des 8 Bit-Wandlers projizierten Energiespektren für beide Polarisationsrichtungen. Da die Meßdauer der individuellen *runs* bei 600 s lag, besitzen typische Energiespektren eine Gesamtzahl $N \approx 5 \times 10^6$ Ereignissen pro Polarisationsrichtung, wobei nur $N_{\text{el}} \approx 1,3 \times 10^6$ davon aus der elastischen Elektron-Proton-Streuung stammen. Deshalb müssen für die Bestimmung der Asymmetrie die Untergrundereignisse, die die Zählratenasymmetrie verfälschen, abgetrennt werden. Als Untergrundereignisse kommen mehrere mögliche kernphysikalische Reaktionen in Frage. Neben unelastisch gestreuten Elektronen und Elektronen von den Targetwänden können auch Rückstoßprotonen und Pionen aus elastischen sowie unelastischen Ereignissen den Detektor treffen. Zusätzlich gibt es Beiträge von Møller-Mott-gestreuten Elektronen. Eine genaue Abhandlung über Simulationsrechnungen zum erwarteten Untergrund ist in [Heinen-Konschak 1994, Kapitel 4.2] zu finden.

Zur Berechnung einer unteren Intervallgrenze im Energiespektrum, die mit ausreichender Genauigkeit die Untergrundereignisse abtrennt, muß die Kinematik der Produktion eines Teilchens oder einer Nukleonresonanz am Proton betrachtet werden. Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse lassen sich der quadratische Impulsübertrag Q^2 und die invariante Masse des Nukleonensystems W folgendermaßen schreiben:

$$Q^2 c^2 = 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (5.4)$$

$$W^2 c^2 = m_N^2 c^2 + q^2 + 2m_N(E - E') \quad (5.5)$$

Beide Größen hängen von der Energie des einlaufenden und des gestreuten Elektrons ab, weshalb experimentell durch Messung von θ , E und E' die elastische Streuung von anderen Ereignissen getrennt werden kann. Die Energie des unelastisch gestreuten Elektrons nach Produktion eines Teilchens oder einer Nukleonresonanz

in Ruhe ergibt sich mit obigen Gleichungen zu:

$$E'(\cos\theta) = \frac{m_p^2 c^4 + 2m_p c^2 E - W^2 c^4}{2(m_p c^2 + E - E \cos\theta)} \quad (5.6)$$

Aus dieser Gleichung läßt sich für die Produktion von Pionen und Δ -Resonanzen an der Schwelle die jeweilige Energie $E_{\text{thr}}(\theta)$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel bestimmen. Pionen (Pi-Mesonen) kommen in drei Ladungszuständen vor: das neutrale Pion (π^0) mit einer Masse von $134,98 \text{ MeV}/c^2$ [Particle Data Group 2000, S. 27] und die geladenen Pionen (π^+, π^-) mit einer Masse von $139,57 \text{ MeV}/c^2$ [Particle Data Group 2000, S. 27]. Die Nukleonenresonanz $\Delta(1232) P_{33}$ besitzt eine invariante Masse $W = 1232 \text{ MeV}/c^2$ [Particle Data Group 2000, S. 725] und tritt in vier Ladungszuständen auf. Da bei der Elektronenstreuung aber keine Ladung übertragen wird, kann nur der Zustand Δ^+ angeregt werden. Zur Bestimmung der mittleren Streuenergien der Untergrundereignisse wurde die Winkelausdehnung σ^i des Targets durch eine Mittelwertbildung der Streuenergie für alle sieben Kalorimeterringe analog zu Gleichung 4.4 aus Kapitel 4 berücksichtigt. Mit der Diskretisierung der Winkelausdehnung

$$\theta_j^i = \theta_{\text{min}}^i + \frac{j-1}{m-1} \times \sigma^i \quad (5.7)$$

und einer Wichtung der Streuenergien mit der Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sin^{-4}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (5.8)$$

ergibt sich die mittlere Energie:

$$\langle E \rangle^i = \sum_{j=1}^m \frac{\sigma^i}{m} \times E'(\cos\theta_j^i) \times \sin^{-4}(\theta_j^i/2) \Big/ \sum_{j=1}^m \theta_j^i \times \sin^{-4}(\theta_j^i/2) \quad (5.9)$$

In Tabelle 5.1 sind die mittleren Energien $\langle E \rangle$ der Elektronen nach elastischer oder unelastischer Streuung für die verschiedenen Prozesse aufgeführt. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, daß Elektronen aus Produktionsereignissen von neutralen Pionen energetisch am nächsten zu den elastischen Streuereignissen, der sogenannten elastischen Linie, liegen. Um diese Ereignisse mit genügend hoher Signifikanz von der elastischen Linie trennen zu können, muß eine Abschneidebedingung gewählt werden, die in Abhängigkeit des Energieauflösungsvermögen jedes individuellen Detektors eine Intervallgrenze definiert. Eine Beimischung von Untergrundereignissen mit einer kleinen Zählrate U ist trotzdem nicht zu vermeiden. Um diese Beimischung in allen Detektoren des Kalorimeters auf einen konstanten Faktor zu

Tabelle 5.1: Mittlere Energien $\langle E \rangle$ der Elektronen für elastische und relevante unelastische Streuprozesse in Abhängigkeit vom Kalorimeterring.

Ring	Streuenergie $\langle E \rangle$ [MeV]			
	elast.	π^0	π^\pm	$\Delta(1232)$
1	709,5	589,3	585,0	427,4
2	718,3	596,7	592,2	432,7
3	727,0	603,9	599,4	438,0
4	735,1	610,6	606,1	442,8
5	743,0	617,2	612,6	447,6
6	750,3	623,3	618,6	452,0
7	757,5	629,2	624,5	456,3

begrenzen, müssen bei einem reduzierten Energieauflösungsvermögen mehr Ereignisse aus der elastischen Linie verworfen werden. Durch diese Beimischung wird der Fehler in der Messung der Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} wie folgt vergrößert:

$$\mathcal{A}^{\text{mess}} = \frac{N_0^+ - N_0^-}{N_0^+ + N_0^- + 2U} = \frac{N_0^+ - N_0^-}{N_0^+ + N_0^-} \left(1 - \frac{2U}{N_0^+ + N_0^- + 2U} \right) \quad (5.10)$$

wobei N_0^+ und N_0^- die elastischen Zählraten für die beiden Polarisationsrichtungen sind. Mit den gut erfüllten Approximationen $N_0^+ \simeq N_0^- = N_0$ und $U \ll N_0$ läßt sich die meßbare Asymmetrie als paritätsverletzende Asymmetrie mit einem Korrekturterm schreiben:

$$\mathcal{A}^{\text{mess}} = \mathcal{A}^{PV} \left(1 - \frac{U}{N_0} \right) \quad (5.11)$$

Der absolute Fehler in der Messung der Asymmetrie ergibt sich aufgrund dieser Beimischung von Untergründereignissen zu:

$$\Delta \mathcal{A}^{\text{mess}} = \left(1 - \frac{U}{N_0} \right) \Delta \mathcal{A}^{PV} + \frac{\mathcal{A}^{PV}}{N_0} \Delta U \quad (5.12)$$

entsprechend einem relativer Fehler auf die Asymmetrie von:

$$\delta \mathcal{A}^{\text{mess}} = \delta \mathcal{A}^{PV} + \frac{1}{N_0/U - 1} \delta U \quad (5.13)$$

Der zusätzliche Fehler auf die Asymmetrie durch die Untergrundbeimischung U/N_0 hängt sowohl von der Größe der Untergrundrate U als auch von der Genauigkeit der Abschätzung δU des Untergrundes ab. Für diese Genauigkeit wurde ein Wert von 5% als realistisch angenommen. Die Größe der Untergrundrate läßt sich dagegen exakt bestimmen, wenn die Annahme gemacht wird, daß das Untergrundspektrum

Tabelle 5.2: Die Untergrundbeimischung U/N_0 zur meßbaren Asymmetrie bei verschiedenen Intervallgrenzen, angegeben durch den Parameter k , und der resultierende relative Fehler auf die meßbare Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$.

k	U/N_0 [%]	$\delta\mathcal{A}^{\text{mess}}$ [%]
3,0	0,28	0,01
2,0	4,56	0,2
1,6	10,96	0,6
1,5	13,36	0,8
1,0	31,74	2,3

mit dem experimentell bestimmten Energieauflösungsvermögen an der Produktionsschwelle gaußverteilt ist. Dann kann ein beliebiger Anteil der Untergrundbeimischung zu den Ereignissen der elastischen Streuung durch eine Intervallgrenze E_{cut} abgetrennt werden, der durch den Parameter k charakterisiert wird:

$$E_{\text{cut}}(\theta) = E_{\text{thr}}(\theta) + k \cdot \Delta E(E_{\text{cut}}) \quad (5.14)$$

und eine Trennung der Intervallgrenze E_{cut} von der Produktionsschwelle $E_{\text{thr}}(\theta)$ von mindestens k -mal der Energieunschärfe $\Delta E(E_{\text{cut}})$ bei dieser Energie beschreibt. Es empfiehlt sich in diesem Zusammenhang, die Tabelle 5.2 aufzustellen, die die Untergrundbeimischung U/N_0 zur meßbaren Asymmetrie bei verschiedenen Intervallgrenzen, charakterisiert durch den Parameter k , und den resultierenden relativen Fehlern auf die meßbare Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ angibt. Anhand dieser Tabelle wurde für die ersten Analysen der Rohasymmetrie im August 2000 der Parameter $k = 1,6$ gewählt.

Explizit ergibt sich aus der Parametrisierung des Energieauflösungsvermögens (siehe Gleichung 1.66 in Kapitel 1 und die Diskussion des Energieauflösungsvermögens in Kapitel 5.4) folgender Ausdruck für die Intervallgrenze E_{cut} in Abhängigkeit der Schwellenenergie der Untergrundprozesse $E_{\text{thr}}(\theta)$:

$$E_{\text{cut}}(E_{\text{thr}}) = \frac{2E_{\text{thr}}(\theta) + k^2\sigma_1^2 + \sqrt{(2E_{\text{thr}}(\theta) + k^2\sigma_1^2)^2 - 4(1 - k^2\sigma_3^2)(E_{\text{thr}}^2(\theta) - k^2\sigma_2^2)}}{2(1 - k^2\sigma_3^2)} \quad (5.15)$$

Die so berechnete Intervallgrenze ist im Energiespektrum in Abb. 5.4(a) eingezeichnet. Bei Detektoren mit guten Energieauflösungsvermögen liegt diese Intervallgrenze im unteren Bereich der niederenergetischen Flanke der elastischen Linie.

Zusätzlich verfälscht auch die Unterdrückung der Doppel- und Mehrfachtreffer durch die Elektronikarten des Datenerfassungssystems die paritätsverletzende Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} , falls diejenigen Prozesse, die zu den Doppel- oder Mehrfachtreffern führen, auch eine Asymmetrie aufweisen. Dieser Einfluß ist für die

Unterdrückung von elastischen Streueignissen durch andere elastische Streueignisse offensichtlich: Wenn zu den elastischen Zählraten $N^+ = N_0(1 + \mathcal{A}_0)$ und $N^- = N_0(1 - \mathcal{A}_0)$ eine zusätzliche Untergrundzählrate U mit der Asymmetrie \mathcal{A}^U existiert, wird die meßbare Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ nach [Heinen-Konschak 1994, S. 73] wie folgt verändert:

$$\mathcal{A}^{\text{mess}} = \mathcal{A}^{PV} \left(1 - \frac{\tau(N_0 + U \mathcal{A}^U / \mathcal{A}^{PV})}{1 - \tau(N_0 + U)} \right) \quad (5.16)$$

wobei τ im wesentlichen eine Funktion der Integrationszeit des Datenerfassungssystems ist und die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer beinhaltet.

Auch Doppeltreffer, die innerhalb von 5 ns im Detektor auftreten und von der Ausleseelektronik nicht erkannt werden, führen zu einer systematischen Änderung der Asymmetrie. Wegen der schnellen Antwortzeit der PbF₂-Kristalle und der quasi totzeitfreien Histogrammierung der Ereignisse ist die Wahrscheinlichkeit für solche Doppeltreffer allerdings nur klein. Nichtsdestotrotz sind in den Energiespektren am Ende der hochenergetischen Flanke Ereignisse zu sehen, die auf Doppeltreffer zurückgeführt werden müssen. Da diese eine Reduktion der meßbaren Asymmetrie herbeiführen, siehe [Heinen-Konschak 1994], muß auch eine obere Intervallgrenze E'_{cut} definiert werden, um solche Ereignisse abzutrennen. Die Intervallgrenze wird durch den Wendepunkt des geglätteten, logarithmierten Energiespektrums, die sogenannte hochenergetische Kante, bestimmt. Weil eine logarithmierte Gaußfunktion keinen Wendepunkt besitzt, denn die zweite Ableitung einer Funktion beträgt $-1/\sigma^2$, kann der Wendepunkt in den Energiespektren mit dem Auftreten von Doppeltrefferereignissen interpretiert werden. Details zum Glätten der Spektren und Auffinden der Kanten finden sich in [Baunack 1999]. Die Intervallgrenze E'_{cut} ist in Abb. 5.4(a) eingezeichnet. Sie trennt nur verhältnismäßig wenige Ereignisse ab. Insgesamt reduzierten diese Grenzen die Anzahl der für die Bestimmung der Rohasymmetrie herangezogenen Ereignisse im abgebildeten Spektrum auf $1,0 \times 10^6$ pro Polarisationsrichtung. Dies war ein typischer Wert für einen zehnminütigen *run* bei einem Strahlstrom von 20 μA .

Die Asymmetrie $\mathcal{A}_j^{\text{mess}}$ und die Standardabweichung $\sigma(\mathcal{A}_j^{\text{mess}})$ der Asymmetrie wurden im Intervall $E_{\text{cut}} - E'_{\text{cut}}$ für jeden Detektor und jeden *run* der ersten 100 Stunden Meßzeit bestimmt, der folgenden Bedingungen genügte:

- Strahlstrom $I > 18 \mu\text{A}$
- Energieunschärfe in der elastischen Linie $\Delta E/E < 10\%$
- Anzahl der elastischen Streueignisse $N_0 > 1000$

Für jeden individuellen Detektor wurde der Quotient von dessen Asymmetrie mit dem statistischen Fehler summiert. Insgesamt wurden dabei Daten von 30,18 Stun-

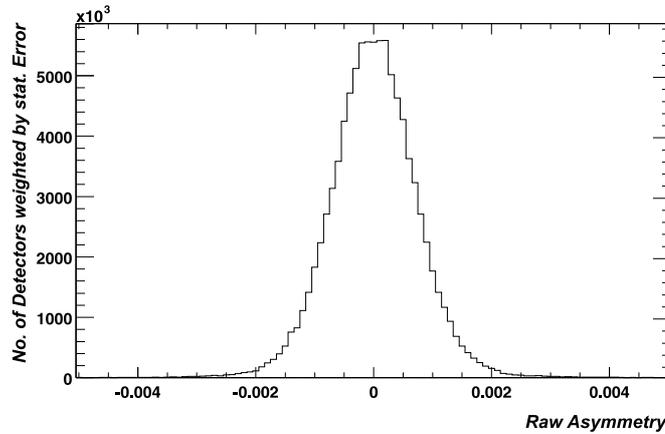


Abbildung 5.8: Aus den Energiespektren aller zentralen Kristalle gewonnene Rohasymmetrie.

den, entsprechend 2,2 Coulomb an integriertem Strahlstrom, ausgewertet. Abb. 5.8 zeigt die Verteilung dieser unkorrigierten Rohasymmetrie. Der Mittelwert

$$\langle \mathcal{A}^{\text{mess}} \rangle = \sum_{\text{runs}} \sum_{j=1}^{355} \frac{\mathcal{A}_j^{\text{mess}}}{\sigma(\mathcal{A}_j^{\text{mess}})} \quad (5.17)$$

aller 355 zentralen Detektoren für diese *runs* von je 10 Minuten Meßdauer lag bei $\langle \mathcal{A}^{\text{mess}} \rangle = 3,0 \times 10^{-6}$. Der statistische Fehler des Mittelwerts errechnet sich aus der Varianz $\sigma = 7,5 \times 10^{-4}$ der Verteilung dividiert durch die Quadratwurzel aus der Anzahl der unabhängigen Messungen $N = 60858$ und beträgt $\Delta \mathcal{A} = \pm 3,0 \times 10^{-6}$. Im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler ist dieser Meßwert noch nicht aussagekräftig. Zur Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} muß die Rohasymmetrie auf falsche Asymmetrien korrigiert werden. Zu diesen gehören helizitätskorrelierte Strahlage- und Strahlwinkeldifferenzen sowie die Strahlstromasymmetrie. Letztere betrug für die analysierten *runs* im Mittel $\langle \mathcal{A}^{\text{strom}} \rangle = (5,4 \pm 1,2) \times 10^{-6}$ und entstand durch einen Restanteil an linear polarisiertem Licht, welches auf den GeAs-Kristall an der polarisierten Elektronen-Quelle trifft. In den kommenden Messungen wird diese Asymmetrie erheblich reduziert werden können. Für das A4-Experiment wurde in den letzten Jahren ein Datenaufnahmesystem zur genauen Kontrolle der Strahlparameter entwickelt, realisiert und in Betrieb genommen [Kollaboration A4 2000]. Eine Auswertung der falschen Asymmetrien ist in Arbeit [Hammel 2001] und eine deutliche Verbesserung für die Extraktion der paritätsverletzenden Asymmetrie ist zu erwarten. Zusätzlich wurden zur Verkleinerung derjenigen Fluktuationen, welche nicht mit der Helizitätsumschaltung korreliert sind, Stabilisierungssysteme installiert.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die A4-Kollaboration am Mainzer Mikrotron untersucht den möglichen Beitrag der Seltsamkeit zu den Vektor-Formfaktoren des Nukleons. Dazu soll die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung mit einer Genauigkeit von 5% vermessen werden. Die Anforderungen an Energieauflösungsvermögen, Zeitverhalten, Kompaktheit und Strahlenresistenz, die durch die genaue Asymmetrie-Messung an einen kalorimetrischen Detektor gestellt wurden, waren extrem hoch.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das sehr dichte, schnelle und im ultravioletten Spektralbereich außergewöhnlich transparente Čerenkov-Material Bleifluorid (PbF_2) auf eine Eignung als Nachweisdetektor untersucht. Diese Studien waren bestimmt durch systematische Qualitätskontrollen der Kristalle bezüglich ihres Transmissionsgrades, ihrer Homogenität, Lichtausbeute und Strahlenresistenz und durch Experimente zur Regenerierung geschädigter Kristalle mit optischen Bleichmethoden. Die mit einem hybriden Photovervielfacher ermittelte effektive Lichtausbeute $N_{\text{p.e.}}$ von PbF_2 lag bei 1,7 Photoelektronen/MeV. Das Material zeigte, wie in Kapitel 2 und Kapitel 5 erläutert, eine uneinheitliche Strahlenresistenz, wobei etwa $1/7$ der untersuchten Kristalle reduzierte Transmissionen oder Absorptionsbanden in den Spektren aufwies. Eine Auflösung der induzierten Farbzentren konnte sowohl mittels Lichtwellenleiter als auch durch direkte Beleuchtung mit kommerziellen Lampen erreicht werden.

Weiterhin werden in dieser Arbeit eine Simulationsrechnung zu Čerenkov-Photonen in PbF_2 sowie parametrisierte Modellrechnungen vorgestellt, mit denen die Detektoren in allen ihren Eigenschaften für den Nachweis hochenergetischer Elektronen optimiert wurden.

Zeitlich daran anschließend wurde der Aufbau des Kalorimeters realisiert. Die 640 fertiggestellten Detektoren bestehen aus den in Reflektormaterial eingepack-

ten PbF_2 -Kristallen, den Photovervielfachern mit zugehörigen Spannungsteilern sowie angekoppelten Lichtwellenleitern. Die mechanischen Fertigungsungenauigkeiten der Kristalle des Herstellers SICCAS von bis zu $\Delta x = \pm 500 \mu\text{m}$ stellten dabei eine erhebliche Schwierigkeit dar, denn Luftspalte zwischen den Kristallen führen zu einem ungenügenden Energieauflösungsvermögen, beziehungsweise zu erheblichen Akzeptanzeinbußen bei einer Selektion der Streueignisse nach Auftrefforten. Um Kristalle mit mangelhafter Geometrie zurückzuweisen, wurden die Kristalle mit einer Genauigkeit von $12 \mu\text{m}$ auf einer fünfschichtigen computergesteuerten Fräsmaschine vermessen. Die Ergebnisse ermöglichten auch eine Minimalisierung der Luftspalte in azimuthaler Winkelrichtung. Das gesamte Kalorimeter wird sich im Vollausbau aus 146 Trägerrahmen mit insgesamt 1022 Kristallen zusammensetzen.

Im Jahr 2000 wurde das Kalorimeter in Betrieb genommen. Das mittlere Energieauflösungsvermögen $\Delta E/E$ aller zentralen Kanäle betrug 4,27%, entsprechend einem statistischem Term σ/\sqrt{E} von $(3,1 \pm 0,3)\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$. Nach Abtrennung von unelastischen Streueignissen und Doppeltreffern konnte aus den Messungen von 2,2 Coulomb an integriertem Strahlstrom die über alle zentralen Detektoren gemittelte Rohasymmetrie $\mathcal{A} = (+3,0 \pm 3,0) \times 10^{-6}$ bestimmt werden.

Anhang A

A.1 Konstruktionszeichnungen

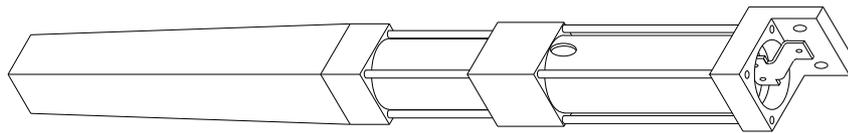


Abbildung A.1: Einzelkristallhalter für einen PbF_2 -Kristall. Diese Zeichnung wurde von J. Rosche erstellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

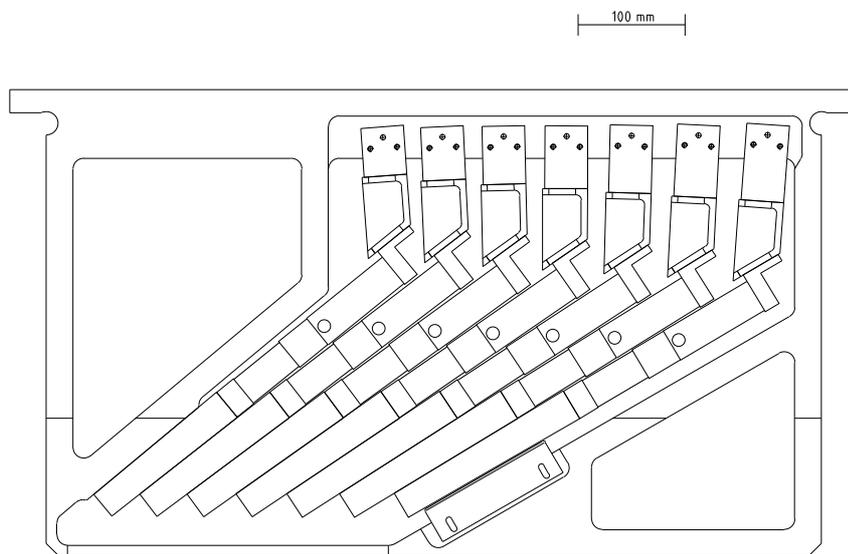


Abbildung A.2: Kristallträgerrahmen für sieben Einzelkristallhalter. Diese Zeichnung wurde von J. Rosche erstellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

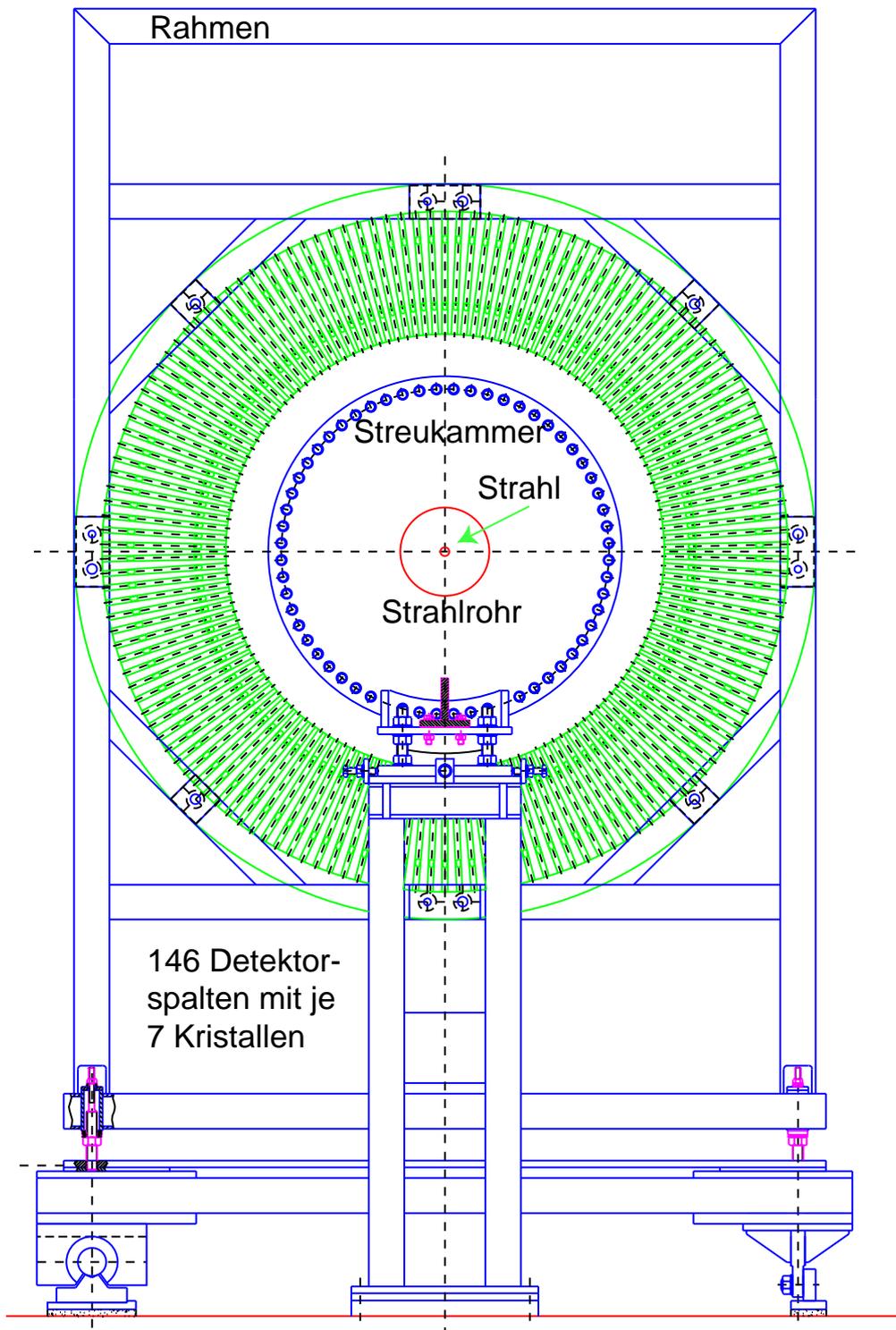


Abbildung A.3: Vorderansicht des Kalorimeters mit 146 Trägerrahmen. Diese Zeichnung wurde von J. Rosche erstellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

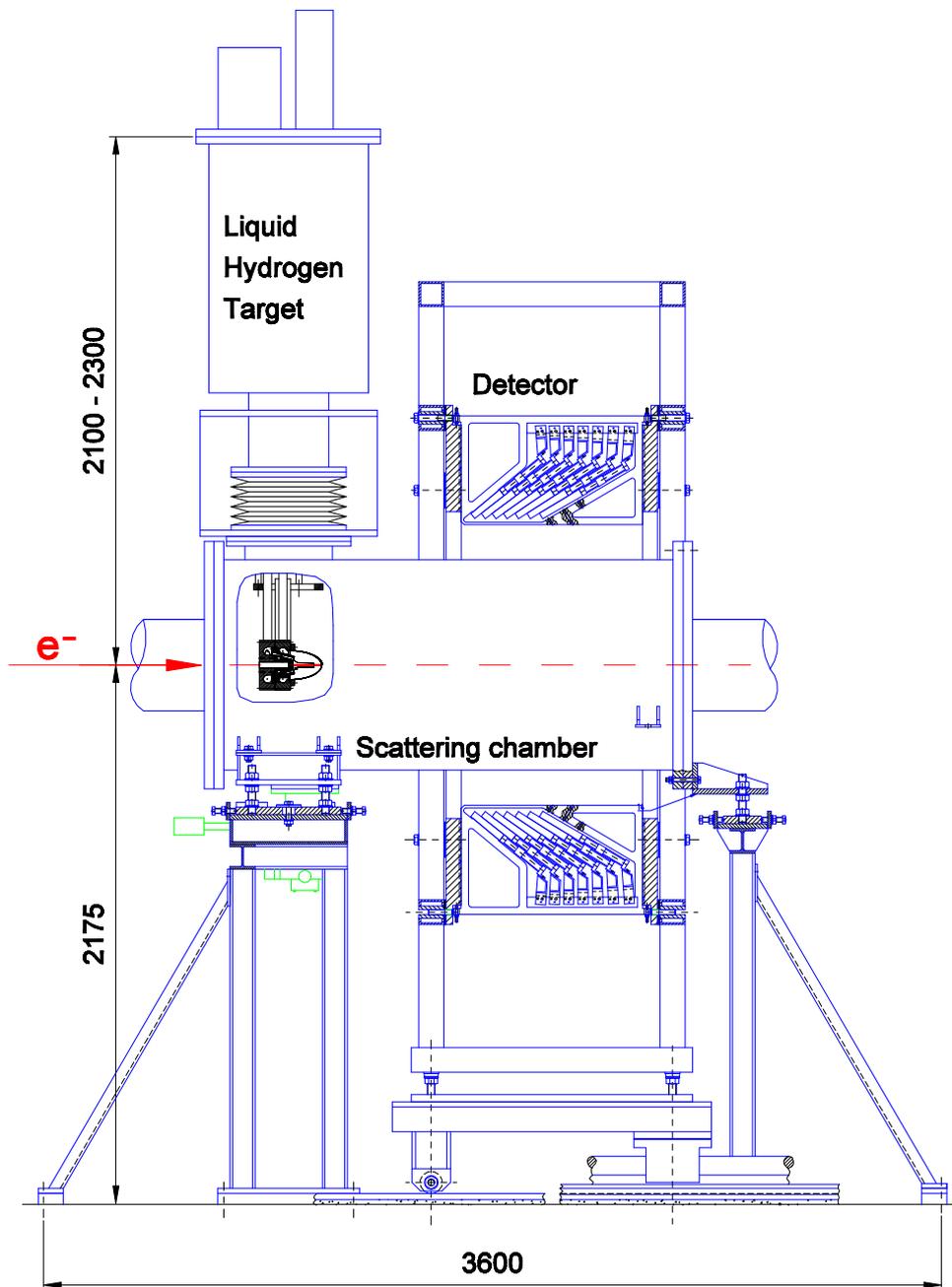


Abbildung A.4: Seitenansicht des Kalorimeters mit 146 Trägerrahmen. Diese Zeichnung wurde von J. Rosche erstellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

A.2 Berechnungen zur Kristallsortierung

Das Hauptprogramm xtlopt findet sich unter Windows NT im Verzeichnis xtlopt 3.056 und ist folgendermaßen strukturiert:

- Berechnung der mittleren Seitenflächen aus jeweils fünf Meßpunkten
- Berechnung der Schnittgeraden aus jeweils zwei Ebenen
- Berechnung der Schnittpunkte zwischen Kanten und Stirnflächen
- Berechnung der Winkel zwischen allen Flächen und Kanten
- Berechnung der Abstände der Meßpunkte zur betreffenden Ebene

Das Programm basiert auf Rechenoperationen der linearen Vektoralgebra, wobei die nachfolgend angegebenen Operationen zur Verfügung gestellt wurden. Für diesen Zweck wurden die vier Variablentypen Tscalar, Tvector, Tplane und Tline deklariert.

Darstellung von Skalaren: Wert mit Fehler

$$\text{Tscalar} \equiv x \pm \Delta x$$

Darstellung von Vektoren: Komponentendarstellung (X,Y,Z)

$$\text{Tvector} \equiv \text{Tscalar} + \text{Tscalar} + \text{Tscalar}$$

Darstellung von Ebenen: Normalenvektor und Abstand zu (0,0,0)

$$\text{Tplane} \equiv \text{Tvector} + \text{Tscalar}$$

Darstellung von Geraden: Orts- und Richtungsvektor

$$\text{Tline} \equiv \text{Tvector} + \text{Tvector}$$

Differenz zweier Skalare: $c := a - b;$ $\Delta c := \sqrt{\Delta a^2 + \Delta b^2}$

Addition zweier Skalare: $c := a + b;$ $\Delta c := \sqrt{\Delta a^2 + \Delta b^2}$

Reziprok eines Skalars: $c := 1/a;$ $\Delta c := \Delta a/a^2$

Multiplikation zweier Skalare: $c := a \cdot b;$ $\Delta c := \sqrt{(b \cdot \Delta a)^2 + (a \cdot \Delta b)^2}$

Division zweier Skalare: $c := a \cdot (1/b);$ $\Delta c := \sqrt{\Delta a^2 + \Delta b/b^2}$

Skalarprodukt zweier Vektoren: $\vec{c} := \langle \vec{a} | \vec{b} \rangle;$ $\vec{c} := a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3;$

$$\Delta c := \sqrt{\sum_i [(b_i \Delta a_i)^2 + (a_i \Delta b_i)^2]}$$

Kreuzprodukt zweier Vektoren: $\vec{c} := \vec{a} \times \vec{b}$; $c_i := \varepsilon_{ijk} a_j b_k$;

$$\Delta c_i := \sqrt{\sum_{j,k} [(\varepsilon_{ijk} b_j \Delta a_i)^2 + (\varepsilon_{ijk} a_j \Delta b_i)^2]}$$

Differenz zweier Vektoren: $\vec{c} := \vec{a} - \vec{b}$; $c_i := a_i - b_i$; $\Delta c_i := \sqrt{\Delta a_i^2 + \Delta b_i^2}$

Addition zweier Vektoren: $\vec{c} := \vec{a} + \vec{b}$; $c_i := a_i + b_i$; $\Delta c_i := \sqrt{\Delta a_i^2 + \Delta b_i^2}$

Multiplikation eines Skalars mit einem Vektor: $\vec{c} := \lambda \cdot \vec{a}$; $c_i := \lambda \cdot a_i$;

$$\Delta c_i := \sqrt{(\lambda \Delta a_i)^2 + (a_i \Delta \lambda)^2}$$

Norm eines Vektors: $c := \|\vec{a}\|$; $c_i := \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2}$;

$$\Delta c_i := \sqrt{\sum_i (a_i \Delta a_i)^2 / \sum_i a_i^2}$$

Mit der Hilfe dieser Vektoroperationen werden die sechs Begrenzungsflächen eines jeden Kristalls aus den Meßpunkten berechnet und als Tplane dargestellt. Die Schnittpunkte der Ebenen ergeben die theoretischen Kristallmaße und die Abweichungen der Ebenen zu den Meßpunkten die Planheit der Kristalle.

A.3 Detektoren mit Strahlenschäden

Tabelle A.1: Liste der Detektoren mit einem Hochspannungsanstieg zwischen *run* 806 und *run* 1250 größer als 100 V: $HV_{\text{diff}} = HV_{1250}^i - HV_{806}^i > 100\text{V}$.

Det.	HV_{diff}								
1:	115V	17:	104V	541:	106V	636:	112V	690:	101V
3:	128V	536:	118V	620:	103V	660:	114V	747:	116V

Tabelle A.2: Liste der Detektoren mit einem Hochspannungsanstieg zwischen *run* 806 und *run* 1250 größer als 65 V: $100\text{V} > HV_{\text{diff}} = HV_{1250}^i - HV_{806}^i > 65\text{V}$

Det.	HV_{diff}								
22:	88V	116:	77V	211:	81V	543:	93V	604:	76V
43:	79V	151:	82V	227:	78V	561:	80V	621:	76V
58:	77V	169:	73V	245:	77V	565:	89V	639:	71V
67:	87V	199:	71V	254:	96V	595:	98V	659:	84V
99:	71V	210:	95V	521:	92V	603:	93V	671:	74V

Tabelle A.3: Liste der Detektoren mit Hochspannungsdifferenzen größer als 100 V zu ihren Nachbardetektoren in *run* 1250: $HV_{\text{diff}} = (HV_{1250}^i - HV_{\text{orsay}}^i) - (HV_{1250}^j - HV_{\text{orsay}}^j) > 100\text{V}$.

Det.	HV_{diff}												
1:	-149V	38:	+158V	157:	-171V	215:	+151V	538:	-140V	561:	-137V	583:	-139V
2:	+177V	45:	-188V	158:	+146V	220:	-106V	538:	-223V	562:	-130V	584:	+224V
3:	-172V	52:	-106V	159:	+213V	221:	+162V	540:	+245V	562:	-171V	586:	+150V
4:	+114V	52:	-158V	165:	-109V	229:	-106V	541:	-223V	564:	+108V	586:	+172V
9:	-126V	53:	+222V	166:	-117V	232:	-128V	542:	+139V	564:	+108V	587:	-139V
10:	+149V	54:	+190V	166:	-144V	236:	-114V	543:	-154V	566:	-164V	589:	-143V
10:	+125V	58:	-264V	176:	+122V	239:	+134V	547:	+115V	568:	-224V	591:	-125V
18:	-225V	58:	-208V	183:	-109V	242:	+110V	548:	-164V	569:	+125V	591:	-121V
22:	-133V	59:	+274V	183:	-208V	243:	-102V	548:	-127V	570:	+110V	593:	-118V
24:	-111V	64:	-155V	185:	+135V	247:	-180V	549:	+153V	570:	+173V	599:	-120V
24:	+131V	65:	+132V	187:	+126V	253:	+121V	550:	+103V	572:	+128V	600:	-111V
25:	+228V	66:	+199V	191:	+175V	254:	-158V	551:	+122V	572:	+190V	601:	+141V
26:	-204V	66:	+116V	198:	+283V	521:	-121V	552:	+204V	573:	-127V	604:	-110V
26:	-145V	67:	-138V	199:	-173V	526:	+115V	554:	+231V	575:	-105V	605:	+146V
29:	+208V	73:	-175V	199:	-223V	529:	+108V	555:	+116V	577:	-138V	606:	-123V
30:	+197V	134:	-136V	206:	+198V	529:	+217V	555:	+104V	578:	-135V	606:	-145V
30:	+143V	134:	-109V	208:	+213V	531:	-168V	556:	-142V	579:	-116V	608:	+217V
31:	-215V	137:	+169V	213:	-232V	535:	+109V	557:	-230V	579:	-192V	611:	-105V
31:	-149V	138:	-102V	213:	-131V	537:	-122V	559:	-150V	582:	+169V	613:	+116V

| Det. HV_{diff} |
|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 615: +142V | 636: -111V | 659: -139V | 673: -166V | 698: +184V | 725: -262V | 751: -102V |
| 615: +108V | 638: +127V | 660: -317V | 677: -146V | 701: +110V | 725: -183V | 751: +114V |
| 618: +193V | 639: -106V | 660: -311V | 678: +254V | 703: -127V | 726: +206V | 753: +125V |
| 619: +210V | 641: -210V | 661: +109V | 683: -238V | 703: -229V | 729: +104V | 755: -176V |
| 619: +240V | 641: -144V | 661: +153V | 685: +272V | 704: +126V | 730: +103V | 755: -204V |
| 621: +110V | 642: +150V | 662: -105V | 685: +173V | 705: -138V | 731: -140V | 757: +243V |
| 622: +123V | 646: -110V | 663: +129V | 688: +239V | 706: +129V | 733: +151V | 758: -142V |
| 624: +208V | 648: +116V | 664: +103V | 689: +138V | 708: -155V | 734: -183V | 760: -180V |
| 624: +191V | 649: +136V | 666: -110V | 690: -266V | 709: -246V | 740: +231V | 761: +125V |
| 628: -102V | 652: +168V | 667: +147V | 691: +178V | 709: -177V | 741: +218V | 762: +186V |
| 628: -107V | 652: +198V | 668: -118V | 692: -125V | 711: +104V | 741: +149V | 764: +265V |
| 629: +135V | 653: -241V | 670: +262V | 692: -101V | 712: -151V | 746: +243V | 765: -168V |
| 635: +140V | 654: +177V | 670: +112V | 694: +131V | 718: +234V | 747: -152V | 768: -123V |
| 635: -121V | 656: -139V | 671: -208V | 695: -125V | 719: +168V | 747: -150V | |
| 636: -152V | 657: +110V | 671: -247V | 697: -158V | 724: +123V | 750: -166V | |

A.4 Ausgewählte Unterprogramme der Simulationen

Im folgenden werden Auszüge aus zwei wichtigen Unterprogrammen und der Parameterdatei der Simulationsrechnungen wiedergegeben. Alle anderen Unterprogramme wurden fast unverändert aus der standardmäßigen GEANT-Distribution übernommen. Details können dem Handbuch [Application Software Group 1994a] entnommen werden. Dort sind auch die Standardschalter beschrieben.

A.4.1 Auszug aus der Parameterdatei

Als Schalter müssen in der Parameterdatei die Anzahl der Detektoren in Phi-Richtung sowie der jeweils erste und letzte Detektor in der Zählung der Ringe gesetzt werden. Zusätzlich werden die erwarteten Lücken in ϕ - und θ -Richtung zwischen benachbarten Kristallen übergeben. Alternativ zu einer Kristallmatrix kann auch ein Quader aus PbF_2 verwendet werden, um die Eigenschaften von elektromagnetischen und photonischen Schauern zu studieren. Dazu wird der Schalter UBOX gesetzt.

```

C #####
C   Parameterdatei fuer GEANT Simulationen
C #####

C*****
C   Experimentparameter
C*****

C   Energie der gestreuten Elektronen
C
C   UBENERGY: in GeV

UBENERGY   .734

C   Winkel des Elektronenstrahls zur Z-Achse
C
C   UBTHETA   : Axialwinkel in Grad
C   UBPHI    : Polarwinkel in Grad

UBTHETA    34.77339925
UBPHI      -1.23287671

C*****
C   Geometrieparameter
C*****

C   UBOX: Testvolumen aus grossem PbF2-Block ein/aus

UBOX 0

C   UGTHETA: Spalt in Theta-Richtung in Mikrometern
C   UGPHI:   Spalt in Phi-Richtung in Mikrometern

```

```

UGTHETA  300.
UGPHI    300.

C Anzahl der Kristalle in Kristallmatrix / UBOX = 0
C UNUMB : Anzahl der Kristalle in Phi-Richtung
C UATHET: Erster Kristall in Theta-Richtung
C UBTHET: Letzter Kristall in Theta-Richtung

UGNUMB   3.
UTVON    3.
UTBIS    5.

C Groesse einer geom. Einheit
C UMDSIZE Halbe Laengen in cm

UMDSIZE  1.5
          16.
          30.

C Groesse des Photovervielfachers
C UFSIZE  r min in cm
C         r max in cm
C         Kantenlaenge in cm

UFSIZE   0.
          1.45
          1.

C Groesse des Mutter-Volumens
C UMNSIZE volle x-Kantenlaenge in cm
C         volle y-Kantenlaenge in cm
C         volle z-Kantenlaenge in cm

UMNSIZE  50.0
          100.0
          150.0

C*****
C Materialbelegung der Volumina
C*****

C Materialdefinition mit Zahlenzuordnung
C 15 : Luft
C 16 : Vakuum
C 81 : PbF2
C UMNMAT : Material Mutter-Volumen INTEGER
C UBMAT  : Material geom. Einheit  INTEGER
C UXMAT  : Material Kristall       INTEGER
C UPMMAT : Material PMT            INTEGER

UMNMAT   16
UBMAT    15
UXMAT    81
UPMMAT   15

C*****
C Cherenkov-Parameter
C*****

C Zahl der Stuetzstellen im Spektrum

UNPC     11

C Wellenlaengen

```

UPHO	800.
	600.
	400.
	350.
	300.
	290.
	280.
	270.
	260.
	253.
	250.

C Absorptionslaengen der Kristalle in cm

C BESTRAHLT 10 krad

UAX	207.
	111.
	46.6
	28.3
	11.0
	8.0
	5.6
	3.6
	2.1
	1.2
	0.0

C BESTRAHLT 20 krad

UAX	130.
	106.
	26.8
	15.1
	6.7
	5.0
	3.6
	2.4
	1.6
	1.0
	0.0

C UNBESTRAHLT

UAX	288.
	111.
	108.
	109.
	27.6
	22.2
	14.6
	7.6
	3.4
	1.5
	0.0

C Brechungsindex des Kristalls

URX	1.747
	1.762
	1.825
	1.871
	1.935
	1.949
	1.966

```

1.983
2.000
2.013
2.019

C Nachweiseffizienz des PMTs

EPM      0.00001
          0.041
          0.269
          0.244
          0.254
          0.210
          0.169
          0.181
          0.072
          0.051
          0.042

C Brechungsindex des PMTs

URPM     1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47
          1.47

C Rauheit der Kristalloberflaeche

UCSF     0.9

          END

```

A.4.2 Programm zur Berechnung der Geometrien

Zur Ausführung der Simulationsrechnungen wurde die Geometrie des PbF₂-Kalorimeters in das GEANT-Programmpaket eingefügt. Das folgende Unterprogramm zeigt, wie die Kristalle und Photovervielfacher an den gewünschten Positionen im Kalorimeter erstellt werden. Im Programm werden zur Erzeugung der Kalorimetergeometrie die Rahmen mit Detektoren aus sieben Kristallen und ebensoviele Photovervielfacher zu jeweils einer geometrischen Einheit zusammengesetzt. Die Lage des Detektors wird durch die Winkel der Mittenachsen und dem Abstand zum Targetzentrum definiert.

```

C#####
SUBROUTINE UGEO
C#####

C lokale Variablen

```

```

INTEGER  IVOL, I, TYPE, MODUL      ! Schleifenvariablen
INTEGER RING, PHIZAHL              ! Anzahl der Detektoren
REAL PARAM(11,7), PARA(11)       ! Trapezoid-Parameter
REAL THETA(7), THETASUM(7), PHI   ! Positionierungswinkel
REAL THETAGAP, PHIGAP             ! Luecken zwischen Kristallen
REAL LAENGE, X, Y, F(7)           ! Kanten und Laengen der Kristalle
REAL XYOFFSET, ZOFFSET            ! Versetzung der Kristalle
CHARACTER *4 NAME(7)              ! 'Namen' der geom. Einheiten

C USER-DATACARD-Parameter

PHIZAHL   = ugnumb                ! Zahl der Detektoren in Phi-Richtung
THETAGAP  = ugtheta/10000.        ! Luecke in Theta-Richtung
PHIGAP    = ugphi/10000.         ! Luecke in Phi-Richtung

C Parameter fuer Positionierung

AUSSEN    = 40.0                  ! Aussenwinkel der Kristalle im 1. Ring
LAENGE    = 15.0                  ! Laenge der Kristalle im 1. Ring
X         = 3.0                   ! Hintere Breite der Kristalle
Y         = 3.0                   ! Hintere, mittlere Hoehe der Kristalle
RING      = 146                   ! Anzahl der Kristalle pro Ring
XYOFFSET  = 51. + umdsize(2)      ! Verschiebung der geom. Einheiten
ZOFFSET   = 70. + umdsize(3)      ! Verschiebung der geom. Einheiten

C Bezeichnungen der geom. Einheiten

NAME(1) = 'TYP1'
NAME(2) = 'TYP2'
NAME(3) = 'TYP3'
NAME(4) = 'TYP4'
NAME(5) = 'TYP5'
NAME(6) = 'TYP6'
NAME(7) = 'TYP7'

C Definition der Materialien und Medien

CALL UGMED

C*****
C   Definition des Muttervolumens
C*****

NMED     = 50                      ! Zuordnung zu Vakuum
PAR(1)   = umnsize(1)              ! x-Ausdehnung
PAR(2)   = umnsize(2)              ! y-Ausdehnung
PAR(3)   = umnsize(3)              ! z-Ausdehnung (Strahlachse)

CALL GSVOLU( 'MAIN', 'BOX ', NMED, PAR, 3, IVOL )

C*****
C   Definition der benutzerdefinierten Volumen
C*****

C praktisch unendlich grosses Volumen zur vollstaendigen Simulation
C des elektromagnetischen Schauers

NMED     = 200                      ! Zuordnung zu Bleifluorid
PAR(1)   = 50                       ! x-Ausdehnung
PAR(2)   = 50                       ! y-Ausdehnung
PAR(3)   = 100                      ! z-Ausdehnung (Strahlachse)

CALL GSVOLU( 'TEST', 'BOX ', NMED, PAR, 3, IVOL )

C Volumen der Photovervielfacher

```

```

NMED = 300
PAR(1) = ufszsize(1)
PAR(2) = ufszsize(2)
PAR(3) = ufszsize(3)/2

CALL GSVOLU( 'PMT ', 'TUBE', NMED, PAR, 3, IVOL )

C Volumen der geometrischen Einheiten

NMED = 100
PAR(1) = umdszsize(1)
PAR(2) = umdszsize(2)
PAR(3) = umdszsize(3)

CALL GSVOLU( 'MODL', 'BOX ', NMED, PAR, 3, IVOL )

C*****
C 1. Schritt : Bestimmung der Winkel und Kristallabmessungen
C*****

NMED = 200          ! Zuordnung zu Bleifluorid

C Polarwinkel der Kristallachse zur z-Richtung (Strahlachse)
C mussten durch eine transzendente Gleichung bestimmt werden:
C  $\tan(\text{thetasum}(2)) := \tan(\text{thetasum}(1)) / (1 + (\cos(g - \text{thetasum}(1)) +$ 
C  $\cos(g - \text{thetasum}(2))) * X / (2 D0 * \sin(g)))$ 
C mit D0 = Abstand Target-Kristallende in Projektion des ersten Kristalls
C und g = polarer Grenzwinkel zwischen Kristall 1 und 2.
C Ergebnisse wie folgt:

THETASUM(1) = DEGRAD*39.22037917
THETASUM(2) = DEGRAD*37.6869692
THETASUM(3) = DEGRAD*36.20489922
THETASUM(4) = DEGRAD*34.77339925
THETASUM(5) = DEGRAD*33.39157928
THETASUM(6) = DEGRAD*32.0585093
THETASUM(7) = DEGRAD*30.77317033

C Beginn der Schleife ueber sieben Kristalle
DO 100 TYPE=1,7

C Laengen der Kristalle
IF (TYPE.EQ.1) THEN
  PARAM (1,TYPE) = LAENGE ! DZ = Laenge
ELSE
  PARAM(1,TYPE) = LAENGE*SIN(THETASUM(1))/SIN(THETASUM(TYPE))
ENDIF

C Hintere Hoehe der Kristalle
PARAM (8,TYPE) = X ! H2 = X

C Fluchtpunktentfernung von Vorderseite der Kristalle
F(TYPE) = Y/(TAN(TWOPI/RING)*SIN(THETASUM(TYPE)))-PARAM(1,TYPE)

C Keilwinkel in theta-Richtung
THETA(TYPE) = ATAN(PARAM(8,TYPE)/2./(F(TYPE)+PARAM(1,TYPE)))

C Vordere Hoehe der Kristalle
PARAM (4,TYPE) = F(TYPE)*2*TAN(THETA(TYPE)) ! H1 = Xi

C Breiten der Kristalle
PARAM (5,TYPE) = 2*TAN(PI/RING)*(F(TYPE)*SIN(THETASUM(TYPE))
-PARAM(4,TYPE)/2.*COS(THETASUM(TYPE))) ! BL1 = Yiu
* PARAM (6,TYPE) = 2*TAN(PI/RING)*(F(TYPE)*SIN(THETASUM(TYPE))

```

```

*      +PARAM(4,TYPE)/2.*COS(THETASUM(TYPE))) ! TL1 = Yio
PARAM (9,TYPE) = 2*TAN(PI/RING)*((F(TYPE)+PARAM(1,TYPE))*SIN(
*      THETASUM(TYPE))-PARAM(8,TYPE)/2.*COS(THETASUM(TYPE))) ! BL2 = Yu
PARAM (10,TYPE) = 2*TAN(PI/RING)*((F(TYPE)+PARAM(1,TYPE))*SIN(
*      THETASUM(TYPE))+PARAM(8,TYPE)/2.*COS(THETASUM(TYPE))) ! TL2 = Yo

C      Versetzungswinkel im Trapezoid
PARAM (7,TYPE) = 0. ! ALP1
PARAM (11,TYPE) = 0. ! ALP2
PARAM (2,TYPE) = 0. ! THET
PARAM (3,TYPE) = 0. ! PHI

C      Trapezoid-Parameter an GEANT uebergeben
DO 10 i=1,11
      PARA(i)=PARAM(i,TYPE)/2
10    CONTINUE

      CALL GSVOLU( NAME(TYPE) , 'TRAP ' , NMED , PARA , 11 , IVOL )

100   CONTINUE ! Alle Kristallformen wurden definiert

C*****
C      2. Schritt : Positioniere Kristalle
C*****

C      Beginn der Schleife ueber alle Kristalle, die aufgebaut werden sollen
DO 150 TYPE=UTVON, UTBIS

      POS(1) = 0.0
      POS(2) = SIN(THETASUM(TYPE))*(F(TYPE)+PARAM(1,TYPE)/2)
*      +THETAGAP*(7-TYPE)-XYOFFSET
      POS(3) = COS(THETASUM(TYPE))*(F(TYPE)+PARAM(1,TYPE)/2)
*      -ZOFFSET

      CALL GSROTM( TYPE, 90., 0., 90.+RADDEG*THETASUM(TYPE), 90.,
*      RADDEG*THETASUM(TYPE), 90.)
      CALL GSPOS(NAME(TYPE),1,'MODL',POS(1),POS(2),POS(3),TYPE,'ONLY')

C*****
C      3. Schritt : Positioniere Photovervielfacher
C*****

      POS(1) = 0.0
      POS(2) = SIN(THETASUM(TYPE))*(F(TYPE)+PARAM(1,TYPE)+ufsize(3)/2)
*      +THETAGAP*(7-TYPE)-XYOFFSET
      POS(3) = COS(THETASUM(TYPE))*(F(TYPE)+PARAM(1,TYPE)+ufsize(3)/2)
*      -ZOFFSET

      CALL GSPOS( 'PMT ' ,TYPE,'MODL',POS(1),POS(2),POS(3),TYPE,'ONLY')

150   CONTINUE ! Geometrische Einheiten sind vollstaendig

C*****
C      4. Schritt : Plazierung der geom. Einheiten im Raum
C*****

      IF (ubox.eq.1) THEN

          POS(1) = 0.0
          POS(2) = 0.0
          POS(3) = 0.0

          CALL GSPOS('TEST',1,'MAIN',POS(1),POS(2),POS(3),0,'ONLY')

      ELSE

```

```

C      Beginn der Schleife ueber Detektoren im ersten Sektor
      DO 200 MODUL=1, PHIZAHL
          PHI      = (MODUL-PHIZAHL/2.)*360./RING
          POS(1) = (-SIN(DEGRAD*PHI))*(PHIGAP/2/TAN(PI/RING)+XYOFFSET)
          POS(2) =  COS(DEGRAD*PHI)*(PHIGAP/2/TAN(PI/RING)+XYOFFSET)
          POS(3) =  +ZOFFSET

          CALL GSROTM((100+MODUL), 90.,+PHI, 90., 90.+PHI,0., 0.)
          CALL GSPOS('MODL',MODUL,'MAIN',POS(1),POS(2),POS(3),(100+MODUL),
*              'MANY')

200    CONTINUE

C      Beginn der Schleife ueber Detektoren im dritten Sektor
      DO 300 MODUL=111,146

          PHI      = (MODUL-PHIZAHL/2.)*360./RING
          POS(1) = (-SIN(DEGRAD*PHI))*(PHIGAP/2/TAN(PI/RING)+XYOFFSET)
          POS(2) =  COS(DEGRAD*PHI)*(PHIGAP/2/TAN(PI/RING)+XYOFFSET)
          POS(3) =  +ZOFFSET

          CALL GSROTM((100+MODUL), 90.,+PHI, 90., 90.+PHI,0., 0.)
          CALL GSPOS('MODL',MODUL,'MAIN',POS(1),POS(2),POS(3),(100+MODUL),
*              'MANY')

300    CONTINUE

      ENDIF                ! Platzierung vollendet

      RETURN
      END                  ! von UGEOM

```

A.4.3 Programm zur Ausgabe der Čerenkov-Photonenverteilungen

Das folgende Unterprogramm wird am Ende jedes Berechnungsschrittes für alle Teilchen aufgerufen. In ihm werden die wichtigsten Observablen wie beispielsweise die Größe des Schauers aus Čerenkov-Photonen und die Deposition der Energie bestimmt und ausgegeben. Positionen und Impulse werden in Winkelkoordinaten transformiert, bei denen die polare Achse mit der Richtung des primären Teilchens übereinstimmt.

```

C#####
      SUBROUTINE GUSTEP
C#####

C lokale Variablen

      INTEGER    I                ! Schleifenvariable
      INTEGER    LOOKR, LOOKLAM, LOOKTHETA    ! Indizes fuer look-up

      REAL       PPHI, PTHETA, R        ! Koord. fuer strahlende
                                          ! Teilchen
      REAL       XPHI, XTHETA, PHI, THETA    ! Koord. fuer Photonen

```

```

REAL      EPHI, ETHETA, ER          ! Koord. fuer Teilchen
                                           ! mit Energieverlust
REAL      X, Y, Z, XTRANS, YTRANS, ZTRANS ! kart. Koordinaten
REAL      ALPHA, BETA, GAMMA       ! Parameter fuer Trafo
REAL      GEWLT, GEKEV             ! Wellenlaenge, Energie
                                           ! der Photonen
REAL      RANDM                    ! Zufallsparameter

C*****
C Drehung des Koordinatensystems auf Achse des Primaerteilchens
C*****

      alpha = 1.2328 * DEGRAD
      beta  = 34.77 * DEGRAD
      gamma = 90. * DEGRAD

C*****
C Soll Spur in Abbildung gespeichert werden ?
C*****

      IF ((uswpt.EQ.1).AND.(uswtrack.EQ.1)) THEN
        CALL GSXYZ
      ENDIF

C*****
C Abfrage nach Teilchen mit Energieverlust dE/dx (DESTSTEP)
C*****

      IF (DESTSTEP.GT.0.0) THEN

C*****
C NTUPLE MIT ENERGIEVERLUST UND POSITION ALLER TEILCHEN SCHREIBEN
C*****

      x = VECT(1)
      y = VECT(2)
      z = VECT(3)

      IF (usos(10).eq.1) THEN

        xtrans = cos(alpha)*x + cos(gamma-alpha)*y
        ytrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(beta)*y + cos(gamma+beta)*z
        ztrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(gamma-beta)*y + cos(beta)*z

        IF (UBOX.eq.0) THEN
          EPHI = ATAN(ytrans / xtrans) / PI * 180.
          ETHETA = ATAN(SQRT(xtrans**2 + ytrans**2) / ztrans) / PI * 180.
          IF (ETHETA.lt.0.) THEN
            ETHETA = ETHETA + 180.
          ENDIF
          ER = SQRT(xtrans**2 + ytrans**2 + ztrans**2)
          write (99, FMT= 20) DESTSTEP*1000.,EPHI,ETHETA,ER
        ELSE
          write (99, FMT= 20) DESTSTEP*1000.,x,y,z
        ENDIF
      20  FORMAT(F8.3,F8.3,F8.3,F8.3)
      ENDIF

      ENDIF          ! Teilchen mit Energieverlust

C*****
C Abfrage nach Zahl produzierter Sekundaerteilchen (NGKINE)
C*****

      IF(NGKINE.GT.0) THEN

```

```

DO 30,I=1,NGKINE
CALL GSKING(I)
IF (GKIN(4,I).GT.0.00112.and.(GKIN(5,I).EQ.3.or.
*   GKIN(5,I).EQ.2)) THEN
unumch = unumch + 1
ELSE
unumno = unumno + 1
ENDIF
30 CONTINUE
ENDIF ! Sekundaere Teilchen

C*****
C Abfrage nach Zahl produzierter Cherenkov-Photonen (NGPHOT)
C*****

IF(NGPHOT.GT.0) THEN

uptot=uptot+NGPHOT

C*****
C WINKEL UND PHOTONENPRODUKTION DES STRAHLENDEN TEILCHENS SCHREIBEN
C*****

x = VECT(4)
y = VECT(5)
z = VECT(6)

IF (usos(5).eq.1) THEN
xtrans = cos(alpha)*x + cos(gamma-alpha)*y
ytrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(beta)*y + cos(gamma+beta)*z
ztrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(gamma-beta)*y + cos(beta)*z
PPHI = ATAN(ytrans / xtrans) / PI * 180.
PTHETA = ATAN(SQRT(xtrans**2 + ytrans**2) / ztrans) / PI * 180.
IF(PTHETA.lt.0.) THEN
PTHETA = PTHETA + 180.
ENDIF
write (95, FMT=40) PTHETA, DNDL
40 FORMAT(F8.3, F8.3)
ENDIF

IF(UCTRK.eq.1) THEN
CALL GSKPHO(0) ! Sekundaere Photonen speichern
ENDIF

C*****
C SCHLEIFE UEBER ALLE ERZEUGTEN PHOTONEN
C*****

DO 300 i=1,NGPHOT

GEWLT = 1240.E-9 / XPHOT(7,i) ! Wellenlaenge der Photonen

C Position der Photonen bestimmen

x = XPHOT(1,i)
y = XPHOT(2,i)
z = XPHOT(3,i)

xtrans = cos(alpha)*x + cos(gamma-alpha)*y
ytrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(beta)*y + cos(gamma+beta)*z
ztrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(gamma-beta)*y + cos(beta)*z
PHI = ATAN(ytrans / xtrans) / PI * 180.
THETA = ATAN(SQRT(xtrans**2 + ytrans**2) / ztrans) / PI * 180.
IF(THETA.lt.0.) THEN

```

```

        THETA = THETA + 180.
    ENDIF
    R = SQRT(xtrans**2 + ytrans**2 + ztrans**2)

C      Winkel der Photonen zum primaeren Teilchen bestimmen

        x = XPHOT(4,i)
        y = XPHOT(5,i)
        z = XPHOT(6,i)

        xtrans = cos(alpha)*x + cos(gamma-alpha)*y
        ytrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(beta)*y + cos(gamma+beta)*z
        ztrans = cos(gamma+alpha)*x + cos(gamma-beta)*y + cos(beta)*z
        XPHI   = ATAN(ytrans / xtrans) / PI * 180.
        XTHETA = ATAN(SQRT(xtrans**2 + ytrans**2) / ztrans) / PI * 180.
        IF(XTHETA.lt.0.) THEN
            XTHETA = XTHETA + 180.
        ENDIF

C*****
C LOOK-UP TABELLE LESEN UND NTUPLE NACHGEWIESENER PHOTONEN SCHREIBEN
C*****

        IF(NUMED.EQ.200) THEN
            CALL RANMAR(randm,1)                ! Zufallswert
            looklam=INT(((GEWLT-200.)/600.*50.)+0.5) ! Index fuer look-up
            lookr=INT(((R-105.)/20.*50.)+0.5)      ! Index fuer look-up
            looktheta=INT((XTHETA/9.)+0.5)        ! Index fuer look-up
            IF(ulookup(lookr,looklam,looktheta).gt.randm) THEN
                IF (usos(12).eq.1) THEN
                    write (93, FMT= 340) GEWLT, XTHETA, R
                ENDIF
                ulookd = ulookd + 1
            ENDIF
        ENDIF

C*****
C NTUPLE ERZEUGTER PHOTONEN MIT WELLENLAENGE UND POSITION SCHREIBEN
C*****

        IF (usos(4).eq.1) THEN
            IF (ubox.eq.1) THEN
                write (92, FMT= 330) GEWLT,xphot(1,i),xphot(2,i),xphot(3,i)
            ELSE
                write (92, FMT= 340) GEWLT, XTHETA, R
            ENDIF
        ENDIF

300      CONTINUE
330      FORMAT(F8.3, F8.3, F8.3, F8.3)
340      FORMAT(F8.3, F8.3, F8.3)

        upat(2) = XPHI           ! Zwischenspeicher bis zum Ereignisende
        upat(3) = XTHETA        ! Zwischenspeicher bis zum Ereignisende
        upat(4) = R             ! Zwischenspeicher bis zum Ereignisende

    ENDIF                                ! Schleife ueber alle erzeugten Photonen

C*****
C      Nachweis und Absorption der Photonen
C*****

        IF (DESTEP.EQ.0.0) GOTO 9999

        GEKEV = GEKIN * 1.E6

```

```
      GEWLT      = 1260.E-9 / GEKIN

C*****
C      Abfrage nach absorbierten Photonen im Kristall
C*****

      IF((IPART.EQ.50).AND.(NUMED.EQ.200)) THEN
          ucrk      = ucrk + 1
          uenerg    = uenerg + GEKEV
      ENDIF

C*****
C      Abfrage nach nachgewiesenen Photonen im Photovervielfacher
C*****

      IF((IPART.EQ.50).AND.(NUMED.EQ.300)) THEN

          ucrkd = ucrkd + 1
          ucrk  = ucrk + 1
          uenergd = uenergd + GEKEV

C*****
C      NTUPLE NACHGEWIESENER PHOTONEN AUS ZWISCHENSPEICHER SCHREIBEN
C*****

      IF (usos(1).EQ.1) THEN
          upat(1) = GEWLT
          write (94, FMT= 340) upat(1),upat(3),upat(4)
      ENDIF

      ENDIF

9999  RETURN
      END                                ! von GUSTEP
```


Abbildungsverzeichnis

1	Paritätsverletzende Elektronenstreuung an MAMI	
1.1	Feynman-Diagramm der elastischen Streuung	12
2	Bleifluorid-Kristalle als Kalorimetermaterial	
2.1	Brechungsindex und Kristallstruktur von PbF_2	26
2.2	Skizze zur Definition der gemessenen spektralen Größen.	30
2.3	Vergleich der optischen Eigenschaften der SICCAS-Prototypen. . .	31
2.4	Transmissionsspektren von PbF_2 -Kristallen verschiedener Hersteller.	32
2.5	Transmissionsspektren mit prominenten Absorptionsbanden.	35
2.6	Zwei Beispiele für häufig beobachtete Streuzentren.	36
2.7	Zwei Beispiele für selten beobachtete Streuzentren.	38
2.8	Homogenität der SICCAS-Prototypen.	39
2.9	Transmissionsspektren mit räumlichen Gradienten.	40
2.10	Zwei Beispiele für Kristalle mit Beschädigungen und Defekten. . . .	42
2.11	Photographien von Bruchstellen und Spannungen in Kristallen. . . .	42
2.12	Experimenteller Aufbau zur Bestrahlung der Proben.	46
2.13	Transmission und Strahlenresistenz von PbF_2 im Vergleich.	47
2.14	Strahlenschäden in PbF_2 -Kristallen.	48
2.15	Strahlenschäden in PbF_2 bei verschiedenen Energiedosen.	49
2.16	Verlauf der Strahlenschäden mit der Tiefe im Kristall.	50
2.17	Auswirkung von Strahlenschäden auf verschiedene Kristalle.	51

2.18	Strahlenschäden durch hochenergetische Elektronen.	52
2.19	Photographien von Kristallen mit induzierten Spannungen.	52
2.20	Spontane Rückbildung der Strahlenschäden.	54
2.21	Schädigung der Kristalle durch kurzwelliges UV-Licht.	55
2.22	Optisches Bleichen mit langwelligem UV-Licht.	56
2.23	Energetischer Verlauf zweier optischer Bleichungen.	58
2.24	Skizze der Meßpositionen am Kristall.	59
2.25	Verteilungen der Kantenlängen.	61
2.26	Skizzen zur Planheit der Kristallflächen.	62
2.27	Krümmung der Kristallflächen.	64
2.28	Experimenteller Aufbau zur Messung der Lichtausbeute.	65
2.29	Photoelektronen-Verteilung einer abgeschwächten LED.	67
2.30	Energieunschärfe der Photoelektronen-Signale.	68
2.31	Photoelektronen-Verteilung eines PbF_2 -Kristalls.	70
2.32	Reflexionsgrad verschiedener Reflektormaterialien.	70
2.33	Überwachung der Strahlenresistenz anhand von PbF_2 -Proben.	73
2.34	Verteilungen des longitudinalen Transmissionsgrades.	74
3	Simulationsrechnungen zu Bleifluorid	
3.1	Implementierte Geometrien des Kalorimeters und der Kristalle.	76
3.2	Schauerprofile der Energiedeposition in PbF_2	77
3.3	Zweidimensionale Spektren der Čerenkov-Photonen.	79
3.4	Winkelverteilungen der Photonen sowie der strahlenden Teilchen.	80
3.5	Schauerprofile der Čerenkov-Photonen in PbF_2	80
3.6	Häufigkeitsverteilungen der erzeugten Čerenkov-Photonen.	82
3.7	Erzeugte und nachgewiesene Čerenkov-Photonen im Vergleich.	83
3.8	Nachweiswahrscheinlichkeit der Čerenkov-Photonen.	84
3.9	Energieauflösungsvermögen für verschiedene Schauerenergien.	85

4 Das Bleifluorid-Kalorimeter der A4-Kollaboration

- 4.1 Photographie eines PbF_2 -Kristalls sowie eines Detektormoduls. . . . 87
- 4.2 Felder und Relationen der A4-Datenbank. 92
- 4.3 Eigenschaften verschiedener Photovervielfacher. 93
- 4.4 Modellierte absolute und effektive Lichtausbeute. 95
- 4.5 Transmissionsspektren von optischen Komponenten. 99
- 4.6 Absorptionslänge und Absorptionsspektrum der Lichtwellenleiter. . 102
- 4.7 Verteilung der Keilwinkel $\Delta\theta$ vor und nach Sortierung. 105
- 4.8 Abweichung der realen zu den berechneten Kristallpositionen. . . . 108

5 Ergebnisse des Kalorimeters am Elektronenstrahl

- 5.1 Transmissionsspektren von strahlenempfindlichen Kristallen. 110
- 5.2 Hochspannungsverläufe von ausgewählten Detektoren. 112
- 5.3 Zweidimensionales Energiespektrum eines Detektors. 113
- 5.4 Eindimensionale Energiespektren eines Detektors. 115
- 5.5 Verlauf und Verteilung der Positionen der elastischen Linie. 116
- 5.6 Verlauf und Verteilung des Energieauflösungsvermögens. 117
- 5.7 Projektion eines Energiespektrums bei verschiedenen Schnittwinkeln. 119
- 5.8 Rohasymmetrie aller zentralen Kristalle. 124

Anhang

- A.1 Konstruktionszeichnung eines Einzelkristallhalter. 127
- A.2 Konstruktionszeichnung eines Kristallträgerrahmens. 127
- A.3 Vorderansicht des Kalorimeters. 128
- A.4 Seitenansicht des Kalorimeters. 129

Tabellenverzeichnis

1	Paritätsverletzende Elektronenstreuung an MAMI	
1.1	Elektroschwache Kopplungsstärken der Quarks.	8
2	Bleifluorid-Kristalle als Kalorimetermaterial	
2.1	Physikalische und chemische Eigenschaften von PbF_2	26
2.2	Vergleich der Čerenkov-Eigenschaften einiger Materialien.	27
2.3	Vergleich der kalorimetrischen Eigenschaften einiger Materialien. . .	27
2.4	Optische Eigenschaften von PbF_2 -Kristallen verschiedener Hersteller.	33
2.5	Spezifizierte Kristallmaße.	60
2.6	Ergebnisse der geometrischen Vermessungen.	63
2.7	Effektive Lichtausbeute bei verschiedenen Reflektormaterialien. . .	72
4	Das Bleifluorid-Kalorimeter der A4-Kollaboration	
4.1	Mittlere Zählraten elastisch gestreuter Elektronen.	89
4.2	Winkel und Abstand der Detektoren zum Target.	90
4.3	Absorptionskanten und Brechungsindizes verschiedener Gläser. . .	94
4.4	Ergebnisse zur integralen effektiven Lichtausbeute.	97
4.5	Spezifikationen der verwendeten Photovervielfacher.	97
4.6	Kenndaten des verwendeten Silikonkautschuks.	101
4.7	Ergebnisse der Kristallsortierungen.	106

5 Ergebnisse des Kalorimeters am Elektronenstrahl

- 5.1 Mittlere Energien elastisch und unelastisch gestreuter Elektronen. . . 121
- 5.2 Untergrundbeimischung zur Asymmetrie. 122

Anhang

- A.1 Detektoren mit starkem Hochspannungsanstieg. 132
- A.2 Detektoren mit moderatem Hochspannungsanstieg. 132
- A.3 Detektoren mit großen Hochspannungsdifferenzen. 132

Literaturverzeichnis

- [Amaldi 1981] AMALDI, U.: Fluctuations in calorimetry measurements. In: *Physica Scripta* 23 (1981), S. 409–424
- [Anderson u. a. 1994] ANDERSON, D. F. ; KIERSTEAD, J. A. ; LECOQ, P. ; STOLL, S. ; WOODY, C. L.: Search for scintillation in doped and orthorhombic lead fluoride. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A*342 (1994), S. 473–476
- [Anderson u. a. 1990] ANDERSON, D. F. ; KOBAYASHI, M. ; WOODY, C. L. ; YOSHIMURA, Y.: Lead fluoride: an ultra-compact cherenkov radiator for EM calorimetry. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A*290 (1990), Mai, S. 385–389
- [Application Software Group 1994a] APPLICATION SOFTWARE GROUP: *Geant detector description and simulation tool*. Ausgabe Oktober 1994. Genf, Schweiz: CERN Computing and Networks Division, 1994. – Cern Program Library Long Writeup W5013
- [Application Software Group 1994b] APPLICATION SOFTWARE GROUP: *Physics Analysis Workstation – An introductory tutorial*. Ausgabe Juli 1994. Genf, Schweiz: CERN Computing and Networks Division, 1994b. – Cern Program Library Long Writeup Q121
- [Appuhn u. a. 1994] APPUHN, R. D. ; BRASSE, F. ; DECKERS, T. ; KOLANOSKI, H. ; KORBEL, V. ; LINDNER, A. ; MEIER, K. ; SPIELMANN, S. ; VALKAR, S. ; WALTHER, A. ; WEGENER, D.: Electromagnetic calorimetry with lead fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A*350 (1994), Oktober/November, S. 208–215
- [Baliakin u. a. 1993] BALIAKIN, S. N. ; EGOROV, V. K. ; KLASSEN, N. V. ; KOLESNIKOV, A. I. ; KONDAKOV, S. F. ; MAKHONIN, S. I. ; SAVTCHENKO, I. B. ; SINITZIN, V. V. ; SOLOVIEV, A. V. ; SHMITKO, I. M. ; SHMURAK, S. Z.: Deformation and thermal treatment application to heavy scintillators production. In: [**de Notaristefani u. a. 1993**], S. 587–591. – Proc. of the CRYSTAL 2000 Int. Workshop in Chamonix, Frankreich, 22–26 Sept. 1992
- [Baunack 1999] BAUNACK, S.: *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A4-Kalorimeters*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dipl.-Arb., März 1999. – 72 S.
- [Beck 1989] BECK, D. H.: Strange-quark vector currents and parity-violating electron scattering from the nucleon and from nuclei. In: *Phys. Rev. D*39 (1989), Nr. 11, S. 3248–3256
- [Bergmann und Schaefer 1974] BERGMANN ; SCHAEFER ; GOBRECHT, H. (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 1: *Mechanik, Akustik, Wärme*. 9. verb. Aufl Berlin und New York : Walter de Gruyter, 1974
- [Bethe 1930] BETHE, H. A.: Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter. In: *Annalen Phys.* 5 (1930), S. 325–400
- [Bethe und Heitler 1934] BETHE, H. A. ; HEITLER, W.: On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. In: *Proc. Roy. Soc. Lond.* A146 (1934), S. 83–112

- [Bjorken und Drell 1965] BJORKEN, J. D. ; DRELL, S. D.: *Relativistic quantum fields*. New York : McGraw-Hill, 1965
- [Brun u. a. 1996] BRUN, R. ; BUNCIC, N. ; FINE, V. ; RADEMAKERS, F.: *ROOT Overview*. Version 1.03/07. Genf, Schweiz: CERN, 1996
- [Bugner 1998] BUGNER, P.: *Untersuchungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion in homogenen EM-Kalorimetern*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dipl.-Arb., Dezember 1998. – 76 S.
- [Butcher und Messel 1960] BUTCHER, J. C. ; MESSEL, H.: Electron number distribution in electron-photon showers in air and aluminium absorbers. In: *Nucl. Phys.* 20 (1960), Oktober, S. 15–128
- [Cahn und Gilman 1978] CAHN ; GILMAN: Polarized-electron–nucleon scattering in gauge theories of weak and electromagnetic interactions. In: *Phys. Rev. D* 17 (1978), März, Nr. 5, S. 1313–1322
- [CMS Collaboration 1994] CMS COLLABORATION: CMS technical proposal / CERN, Genf, Schweiz. 1994 (LHCC 94-38, LHCC/P1). – Proposal for an Experiment. Ansprechpartner: M. Della Negra
- [Coninckx u. a. 1993] CONINCKX, F. ; SCHÖNBACHER, H. ; TAVLET, M. ; PAIC, G. ; RAZEM, D.: Comparison of high-dose dosimetry systems for radiation damage studies in collider detectors and accelerators. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research B* 83 (1993), S. 181–188
- [Dally und Hofstadter 1968] DALLY, E. B. ; HOFSTADTER, R.: A lead fluoride cerenkov shower counter. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 15 (1968), Nr. 3, S. 76–81
- [d'Ambrosio u. a. 1994] D'AMBROSIO, C. ; GYS, T. ; PIEDIGROSSI, D. ; PUERTOLAS, D. ; TAILHARDAT, S.: Photoncounting with a hybrid photomultiplier tube (HPMT). In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 338 (1994), S. 389–397
- [de Notaristefani u. a. 1993] DE NOTARISTEFANI, F. (Hrsg.) ; LECOQ, P. (Hrsg.) ; SCHNEEGANS, M. (Hrsg.): „Heavy scintillators” for scientific and industrial applications. Gif-sur-Yvette Cedex, Frankreich : Editions Frontières, 1993 . – Proc. of the CRYSTAL 2000 Int. Workshop in Chamonix, Frankreich, 22–26 Sept. 1992
- [Derenzo u. a. 1999] DERENZO, S. E. ; KLINTENBERG, M. ; WEBER, M. J.: *Ab-initio* cluster calculations of hole formation and trapping in PbF₂ and PbF₄. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 46 (1999), Nr. 6, S. 1969–1973
- [Dingzhong u. a. 1999] DINGZHONG, Shen ; GUOHAO, Ren ; SHAOHUA, Wang ; QUN, Deng ; ZHIWEN, Yin: Growth and cherenkov radiation characteristics of PbF₂ crystals. In: *Journal of Inorganic Materials* 14 (1999), Februar, Nr. 1, S. 15–16. – Artikel in Chinesisch, Zusammenfassung in Englisch
- [Dingzhong u. a. 1995] DINGZHONG, Shen ; XIANGLONG, Yuan ; LIXIN, Zhang ; QUN, Deng ; PEIJUN, Li ; ZHIWEN, Yin: Large size crystal growth for beta-lead fluoride. In: *Journal of the Chinese Ceramic Society* 23 (1995), Dezember, Nr. 6, S. 667–672. – Artikel in Chinesisch, Zusammenfassung in Englisch
- [Dong u. a. 1998] DONG, S. J. ; LIU, K. F. ; WILLIAMS, A. G.: Lattice calculation of the strangeness magnetic moment of the nucleon. In: *Phys. Rev. D* 58 (1998), S. 074504. – 5 S.
- [Donnelly u. a. 1989] DONNELLY, T. W. ; DUBACH, J. ; SICK, I.: Isospin dependences in parity-violating electron scattering. In: *Nucl. Phys.* A503 (1989), S. 589–631
- [Drill 1978] DRILL, W. G. (Hrsg.): *Handbook of Optics*. New York : McGraw-Hill, 1978. – Zitiert nach [Anderson u. a. 1990]

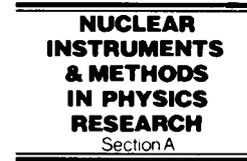
- [European Muon Collaboration 1988] EUROPEAN MUON COLLABORATION: Measurement of the ratios of deep inelastic muon-nucleus cross-sections on various nuclei compared to deuterium. In: *Phys. Lett.* B206 (1988), S. 603–610
- [European Muon Collaboration 1989] EUROPEAN MUON COLLABORATION: An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons. In: *Nucl. Phys.* B328 (1989), S. 1–35
- [G⁰ Collaboration 1991] G⁰ COLLABORATION: Measurement of the flavour singlet charge form factor of the proton G_E^0 / CEBAF, Thomas Jefferson National Accelerator Laboratory. 1991 (PR-91-017). – Proposal for an Experiment. Ansprechpartner: D.H. Beck
- [Gasser u. a. 1988] GASSER, J. ; LEUTWYLER, H. ; LOCHER, M. P. ; SAINIO, M. E.: Extracting the pion-nucleon sigma term from data. In: *Phys. Lett.* B213 (1988), S. 85–90
- [Gell-Mann 1964] GELL-MANN, M.: A schematic model of baryons and mesons. In: *Phys. Lett* 8 (1964), Februar, Nr. 3, S. 214–215
- [Glashow u. a. 1970] GLASHOW, S. L. ; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.: Weak interaction with lepton-hadron symmetry. In: *Phys. Rev.* D2 (1970), Oktober, Nr. 7, S. 1285–1292
- [Guohao u. a. 1997a] GUOHAO, Ren ; DINGZHONG, Shen ; SHAOHUA, Wang ; ZHIWEN, Yin: Observation on scattering centers in PbF₂ crystal. In: ZHIWEN, Yin (Hrsg.) ; XIQI, Feng (Hrsg.) ; PEIJUN, Li (Hrsg.) ; ZHILIN, Xue (Hrsg.): *Proc. of the Int. Conf. on Inorganic scintillators and their applications (SCINT97)*. Schanghai, Volksrepublik China : Shanghai Branch Press, September 1997, S. 395–398
- [Guohao u. a. 1997b] GUOHAO, Ren ; DINGZHONG, Shen ; ZHIWEN, Yin: The history and today of research on the luminescence characteristics of PbF₂ crystals. In: *Journal of Inorganic Materials* 12 (1997), August, Nr. 4, S. 467–468. – Artikel in Chinesisch, Zusammenfassung in Englisch
- [Ham 1994] Hamamatsu Photonics: *Photomultiplier tubes*. 1994. – Katalog
- [Hammel 2001] HAMMEL, T.: *Monitorierung strahlbedingter Asymmetrien für das A4-Experiment an MAMI*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 2001. – In Vorbereitung
- [Hammer u. a. 1996] HAMMER, H.-W. ; MEISSNER, U.-G. ; DRECHSEL, D.: The strangeness radius and magnetic moment of the nucleon revisited. In: *Phys. Lett.* B367 (1996), Januar, S. 323–328
- [Hammer und Ramsey-Musolf 1999] HAMMER, H.-W. ; RAMSEY-MUSOLF, M. J.: Spectral content of isoscalar nucleon form factors. In: *Phys. Rev.* C60 (1999), S. 045205. – 15 S.
- [HAPPEX Collaboration 1999] HAPPEX COLLABORATION: Measurement of the neutral weak form factors of the proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 1096–1100
- [HAPPEX Collaboration 2000] HAPPEX COLLABORATION: New measurement of parity violation in elastic electron-proton scattering and implications for strange form factors. In: *Phys. Rev. Lett.* (2000), eingereicht im Juni. – E-Print Archiv: nucl-ex/0006002
- [Heinen-Konschak 1994] HEINEN-KONSCHAK, E.: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 1994
- [Hemmert u. a. 1999] HEMMERT, T. R. ; KUBIS, B. ; MEISSNER, U.-G.: Strange chiral nucleon form factors. In: *Phys. Rev.* C60 (1999), S. 045501. – 7 S.

- [Herminghaus u. a. 1976] HERMINGHAUS, H. ; FEDER, A. ; KAISER, K. H. ; MANZ, W. ; VON DER SCHMITT, H.: The design of a cascaded 800-MeV normal conducting cw racetrack microtron. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* 138 (1976), S. 1–12
- [Hofmann 1998] HOFMANN, H.: *Entwicklung eines Flüssig-Xenon-Szintillationskalorimeters zum Nachweis von Elektronen bis 1 GeV*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 1998
- [Hofstadter 1957] HOFSTADTER, R.: Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons. In: *Ann. Rev. Nucl. Science* 7 (1957), S. 231ff
- [Hong u. a. 1997] HONG, Soon-Tae ; PARK, Byung-Yoon ; MIN, Dong-Pil: Strange form factors of baryons. In: *Phys. Lett.* B414 (1997), S. 229–236
- [Jackson 1975] JACKSON, J. D.: *Classical electrodynamics*. New York : Wiley and Sons, Inc., 1975
- [Jaffe 1989] JAFFE, R. L.: Stranger than fiction: the strangeness radius and magnetic moment of the nucleon. In: *Phys. Lett.* B229 (1989), Oktober, Nr. 3, S. 275–279
- [Jelley 1958] JELLEY, J. V.: *Čerenkov radiation and its applications*. London; New York [u.a.] : Pergamon Press, 1958
- [Kantz und Hofstadter 1954] KANTZ, A. ; HOFSTADTER, R.: [ohne Titelangabe]. In: *Nucleonics* 12 (1954), Nr. 3, S. 36ff. – Zitiert nach [Dally und Hofstadter 1968]
- [Kaplan und Manohar 1988] KAPLAN, D. B. ; MANOHAR, A.: Strange matrix elements in the proton from neutral-current experiments. In: *Nucl. Phys.* B310 (1988), S. 527–547
- [Kittel 1969] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. 2. verb. Aufl München und Wien : R. Oldenbourg, 1969
- [Kollaboration A4 1993] KOLLABORATION A4: Measurement of parity violating electron scattering on hydrogen / Mainz Mikrotron MAMI, Gutenberg-Universität Mainz. 1993 (A4/1-93). – Proposal for an Experiment. Ansprechpartner: D. von Harrach
- [Kollaboration A4 1998] KOLLABORATION A4: Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung. In: **[Neuhausen und Tiator 1998]**, S. 83–121. – Autoren: P. Achenbach, I. Altarev, J. Arianer, J. Arvieux, K. Aulenbacher, P. Bugner, S. Essabaa, R. Geiges, K. Grimm, M. Guidal, T. Hammel, D. von Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, H. Hofmann, E.-M. Kabuß, W. Ketter, S. Köbis, R. Kunne, A. Lopes-Ginja, V. Lobashev, F. E. Maas, M. Morlet, S. Ong, J. Peyre, V. Poux, V. Rosier, G. Stephan, H. Ströher, E. Schilling, J. van de Wiele
- [Kollaboration A4 2000] KOLLABORATION A4: Messung der Asymmetrie in der elastischen Elektronstreuung am Proton zur Bestimmung des Beitrages der Strangeness zum Formfaktor. In: **[Neuhausen und Tiator 2000]**, S. 127–149. – Autoren: P. Achenbach, I. Altarev, J. Arvieux, S. Baunack, P. Bugner, K. Grimm, T. Hammel, D. von Harrach, J. Hoffmann, H. Hofmann, E.-M. Kabuß, W. Ketter, S. Kowalski, A. Lopes Ginja, F. E. Maas, E. Schilling
- [Kollaboration H1 1995] KOLLABORATION H1: Leptoquarks and compositeness scales from a contact interaction analysis of deep inelastic $e^\pm p$ scattering at HERA. In: *Phys. Lett* B353 (1995), S. 578–588
- [Kuptsov u. a. 1995] KUPTSOV, S. I. ; SOLOV'EV, A. S. ; VASIL'CHENKO, V. G. ; BISTROVA, A. A. ; BUCHINSKAYA, I. I. ; KRIVANDINA, A. ; SOBOLEV, B. P. ; ZHMURIVA, Z. I. ; KRECHKO, Y. A. ; MOTIN, Y. D. ; ANTIPOV, A. V.: Radiation damage studies on new inorganic optical crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* B103 (1995), S. 323–329
- [Lamport 1986] LAMPORT, L.: *TEX: A document preparation system*. Reading, Massachusetts : Addison-Wesley Publishing Company, 1986

- [Leinweber 1996] LEINWEBER, D. B.: QCD equalities for baryon current matrix elements. In: *Phys. Rev. D* 53 (1996), S. 5115–5124
- [Ma 1997] MA, Bo-Qiang: Strange magnetic moment and isospin symmetry breaking. In: *Phys. Lett. B* 408 (1997), S. 387–392
- [Ma und Zhu 1993] MA, Da-an ; ZHU, Ren-yuan: On optical bleaching of barium fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 332 (1993), S. 113–120
- [Matulewicz u. a. 1990] MATULEWICZ, T. ; GROSSE, E. ; EMLING, H. ; FREIFELDER, R. ; GREIN, H. ; HENNING, W. ; HERRMANN, N. ; HOLZMANN, R. ; KULESSA, R. ; SIMON, R. S. ; WOLLERSHEIM, H. J. ; SCHOCH, B. ; VOGT, J. ; WILHELM, M. ; KRATZ, J. V. ; SCHMIDT, R. ; JANSSENS, R. V. F.: Response of BaF₂ detectors to photons of 3–50 MeV energy. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 289 (1990), S. 194–204
- [McKeown 1988] MCKEOWN, R. D.: Sensitivity of polarized elastic electron-proton scattering to the anomalous baryon number magnetic moment. In: *Phys. Lett. B* 219 (1988), Nr. 2,3, S. 140–142
- [Meißner u. a. 1997] MEISSNER, U.-G. ; MULL, V. ; SPETH, J. ; VAN ORDEN, J. W.: Strange vector currents and the OZI-rule. In: *Phys. Lett. B* 408 (1997), S. 381–386
- [Molière 1948] MOLIÈRE, G.: Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II: Mehrfach- und Vielfachstreuung. In: *Z. Naturforschung* 3a (1948), S. 78–97. – Habilitationsschrift Tübingen 1947
- [Moszyński u. a. 1997] MOSZYŃSKI, M. ; KAPUSTA, M. ; MAYHUGH, M. ; WOLSKI, D. ; FLYCKT, S. O.: Absolute light output of scintillators. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 44 (1997), Nr. 3, S. 1052–1061
- [Musiol u. a. 1988] MUSIOL, G. (Hrsg.) ; RANFT, J. (Hrsg.) ; REIF, R. (Hrsg.) ; SEELIGER, D. (Hrsg.): *Kern- und Elementarteilchenphysik*. Weinheim; New York [u.a.] : VCH, 1988
- [Nelson u. a. 1966] NELSON, W. R. ; JENKINS, T. M. ; MCCALL, R. C. ; COBB, J. K.: Electron induced cascade showers in copper and lead at 1-GeV. In: *Phys. Rev.* 149 (1966), S. 201–208
- [Neuhausen und Tiator 1998] NEUHAUSEN, R. (Hrsg.) ; TIATOR, L. (Hrsg.): *Jahresbericht 1996–1997*. Mainz : Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität, Mai 1998
- [Neuhausen und Tiator 2000] NEUHAUSEN, R. (Hrsg.) ; TIATOR, L. (Hrsg.): *Jahresbericht 1998–1999*. Mainz : Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität, Mai 2000
- [Novikov u. a. 1993] NOVIKOV, V. A. ; OKUN, L. B. ; VYSOTSKY, M. I.: On the electroweak one-loop corrections. In: *Nucl. Phys. B* 397 (1993), S. 35–83
- [OPAL Collaboration 1990] OPAL COLLABORATION: Development studies for the OPAL endcap electromagnetic calorimeter using vacuum photo triode instrumented lead glass. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 290 (1990), S. 76–94
- [Particle Data Group 2000] PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Physics. In: *Eur. Phys. Jour.* C15 (2000), Nr. 1–4, S. 1–878. – Erhältlich auf den Seiten der Particle Data Group (URL: <http://pdg.lbl.gov/>)
- [Petratos 2000] PETRATOS, G. G.: An experimental review of the nucleon form factors. In: *Nucl. Phys. A* 666&667 (2000), S. 61c–74c
- [Phi 1990] Philips Components: *Data handbook: photomultipliers*. 1990. – Firmenschrift: Professional Components (PC04)
- [Phi 1994] Philips Photonics: *Photomultiplier tubes: principles & applications*. 1994. – Firmenschrift

- [Rossi und Greisen 1941] ROSSI, B. ; GREISEN, K.: Cosmic-ray theory. In: *Revs. Mod. Phys* 13 (1941), Oktober, S. 240–309
- [Salam 1969] SALAM, A. ; SVARTHOLM, N. (Hrsg.): *Elementary particle theory*. Stockholm : Almquist and Wiksells, 1969
- [SAMPLE Collaboration 1997] SAMPLE COLLABORATION: Measurement of the proton's neutral weak magnetic form factors. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 3824–3827
- [SAMPLE Collaboration 2000] SAMPLE COLLABORATION: Parity violation in elastic electron scattering and the proton's strange magnetic form factor. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), S. 1106–1109
- [Schotanus u. a. 1988] SCHOTANUS, P. ; VAN EIJK, C. W. E. ; HOLLANDER, R. W.: The effect of Pb^{2+} contamination on BaF_2 scintillation characteristics. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 272 (1988), S. 917–920
- [Souder 1995] SOUDER, P. A.: Nucleon form factors and strangeness as determined from electron scattering at Bates and CEBAF. In: *Nucl. Phys.* A585 (1995), S. 53c–58c
- [Stöcker 1998] STÖCKER, H. (Hrsg.): *Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen, Übersichten*. 3., überarb. und erw. Auflage. Thun und Frankfurt/Main : Harri Deutsch, 1998
- [Čerenkov 1934] ČERENKOV, P. A.: The visible glow of pure liquids under the action of γ -rays. In: *Doklady Akademii nauk SSSR* 2 (1934), S. 451–456
- [Wac 1996] Wacker-Chemie GmbH: *Wacker RTV-2 Siliconkautschuke: Gießmasse, Klebstoffe, Schäume: Eigenschaften*. 1996. – Katalog
- [Weinberg 1967] WEINBERG, S.: A model of leptons. In: *Phys. Rev. Lett.* 21 (1967), November, S. 1264–1267
- [Woody 1993] WOODY, C. L.: A summary of radiation damage studies in barium fluoride from the GEM collaboration. In: [**de Notaristefani u. a. 1993**], S. 613–617. – Proc. of the CRYSTAL 2000 Int. Workshop in Chamonix, Frankreich, 22–26 Sept. 1992
- [Woody u. a. 1993] WOODY, C. L. ; KIERSTEAD, J. A. ; LEVY, P. W. ; STOLL, S. ; WEINGARTEN, A. B. ; ANDERSON, D. F. ; RAMBERG, E. J. ; KUNO, Y. ; MACDONALD, J. A. ; KONAKA, A. ; HUTCHEON, D. A.: A study on the use of lead fluoride for electromagnetic calorimetry. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 40 (1993), August, Nr. 4, S. 546–551
- [Zhu 1994] ZHU, Ren-yuan: On quality requirements to the barium fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 340 (1994), S. 442–457
- [Zhu 1999] ZHU, Ren-yuan: Precision crystal calorimetry in high energy physics. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 78 (1999), S. 203–219
- [Zweig 1964] ZWEIG, G.: An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking II / CERN, Genf, Schweiz. Februar 1964 (8419/TH.412). – CERN-Berichte. 74 S. In: LICHTENBERG, D. B. (Hrsg.) ; ROSEN, S. P. (Hrsg.): *Developments in the quark theory of hadrons, a reprint collection. Volume I: 1964–1978*. Nonantum, Mass., USA : Hadronic Press, Inc., 1980, S. 22–101

Publikation



Radiation Resistance and optical Properties of Lead Fluoride Cherenkov Crystals

P. Achenbach^{a,*}, I. Altarev^b, K. Grimm^a, T. Hammel^a, D. von Harrach^a,
J. Hoffmann^a, H. Hofmann^a, E.-M. Kabuß^a, S. Köbis^a, A. Lopes Ginja^a,
F.E. Maas^a, E. Schilling^a, H. Ströher^a

^a Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität, Becherweg 45, D-55099 Mainz, Germany

^b Petersburg Nuclear Physics Institute, RAS, Gatchina, Russian Federation

Received 23 April 1998; accepted 14 May 1998

Abstract

Optical properties of large size lead fluoride (PbF_2) crystals of three different manufacturers and their degradation caused by ^{60}Co γ -radiation have been investigated. Transmission losses have been systematically studied at absorbed energy doses between 0.1 and 7 kGy. Several radiation induced absorption bands have been observed. Optical bleaching with light of wavelengths ≥ 365 nm has been found very effective to restore the original characteristics even after repeated irradiations. This observation together with the high density and the ultraviolet extended transmission make PbF_2 an excellent choice for high rate and high resolution e.m. calorimetry. © 1998 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Lead fluoride (PbF_2) crystals have first been studied as a possible material for electromagnetic calorimetry in 1968 by Dally and Hofstadter [1]. In 1990 Anderson [2] confirmed the absence of any scintillation component in the PbF_2 light output, identifying it as a pure Cherenkov radiator. This material with a density ρ of 7.77 g/cm^3 , a radiation length X_0 of 0.93 cm and a Molière radius R_M of 2.2 cm (apparent $R_M \approx 1.8 \text{ cm}$ [2]) is suitable for large scale industrial production. Because of its compactness and superior timing properties it has drawn increasing attention in the last few

years, especially since it had been considered for the SSC experiment GEM. The parity violation experiment A4 [3], which is currently being set up at the Mainz Microtron (MAMI), will comprise 1022 PbF_2 crystals. The smallness ($\approx 10^{-6}$) of the parity violation asymmetry requires a very high luminosity ($> 0.5 \times 10^{38} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) and the capability to detect a 10 MHz signal rate of elastically scattered electrons in the presence of a 100 MHz background of photons, soft electrons, pions and protons. To control pile-up losses carefully during the measurement of ppm asymmetries, a PbF_2 calorimeter offers the best perspective.

The total absorbed dose in a single crystal of the 0.7 sr solid angle calorimeter within a 1000 hours measurement period has been estimated to be of the order

* Corresponding author. Tel.: +49 6131 39 2958; fax: +49 6131 39 2964; e-mail: patrick@kph.uni-mainz.de.

of 100 Gy [4]. While PbF₂ fulfills stringent demands on energy resolution ($\Delta E/E = 3.2\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$) and timing (time response < 20 ns) [5], its radiation resistance remained an unresolved key question. A previous study of the radiation resistance of PbF₂ crystals from Optovac [6] has been made by Woody [7]. It was indicated that those crystals were about ten times less sensitive to radiation than lead glass and that most of the damage is reversible by bleaching with blue light. Further study of the radiation resistance of PbF₂ crystals is not only relevant for the A4 experiment but it is of general interest, since very high absorbed doses are expected for experiments at the new generation of high luminosity colliders. As an example the expected radiation dose in the end-cap of the CMS calorimeter (at LHC) is about 70 kGy for an integrated luminosity of $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, corresponding to the first ten years of operation [8]. Provided that the radiation damage in PbF₂ can be controlled, this material is very interesting for high event rate calorimeter applications.

Radiation damage in glasses and single crystals has been studied extensively [9]. Concerning the optical properties of these materials only the transmittance is affected in the case of a pure Cherenkov radiator. Fig. 1 provides an overview of the degradation of the transmittance induced by 200 Gy of γ -irradiation in the following samples:

1. a block of lead glass SF5 ($40^2 \times 290 \text{ mm}^3$),
2. a lucite Cherenkov radiator ($40^2 \times 130 \text{ mm}^3$) and
3. a PbF₂ crystal ($30^2 \times 160 \text{ mm}^3$).

Transmittance curves before and after irradiation are presented. Details of the irradiation procedure, the measurement technique and the corrections applied will be given in sections 2 and 3. The transmission losses can be characterized by the change of the transmittance $\tau^i(\lambda)$ through one radiation length or by the change of the absorption length $\Lambda_{\text{Abs}}(\lambda)$. In PbF₂ a decrease of Λ_{Abs} from 41.8 to 10.9 cm has been found at 380 nm which is about one order of magnitude less than in lead glass (decrease from 16.1 to 3.8 cm). Fig. 1 shows that only PbF₂ transmits in the ultraviolet region below 350 nm. On the one hand this

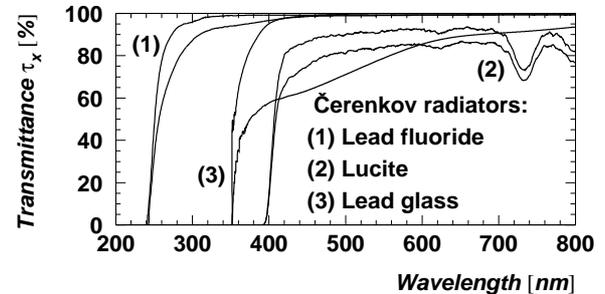


Fig. 1. Transmission and radiation resistance of PbF₂ in comparison to other Cherenkov radiators. The internal transmittance τ_x^i before and after absorption of a 200 Gy dose from ⁶⁰Co-radiation is shown.

is an advantage due to the quadratic increase of the Cherenkov light yield with decreasing wavelengths. On the other hand it is in this part of the spectrum where considerable radiation damages have been found in PbF₂.

2. Optical properties before irradiation

The transmission of various samples has been investigated by measuring the optical transmittance factor τ , which is the transmitted light flux Φ_T normalized to the incoming flux Φ_0 . For this a commercial double beam spectrophotometer Shimadzu UV-2101 PC was used. The measured transmittance τ has to be corrected for reflection losses in order to obtain the internal transmittance $\tau^i(\lambda) = (1/P)\tau(\lambda)$. The reflection factor $P = (4n)^2/(1+n)^4$ can be determined by the Fresnel equation $R = ((n-n')/(n+n'))^2$ assuming normal incident light and two parallel end faces, where n and n' are the refractive indices of air and PbF₂ ($n \approx 1.7 - 1.9$).

Several PbF₂ crystals from the following three different manufacturers have been investigated: Korth [11], Optovac [6] and SICCAS [10]. In Fig. 2 the internal transmittance τ_x^i for one radiation length measured through the longitudinal axis is presented. This figure shows considerable differences between the transmission of crystals from the different manufacturers. All SICCAS crystals exhibited a weak absorption band at 300 nm; in the Korth crystals a band

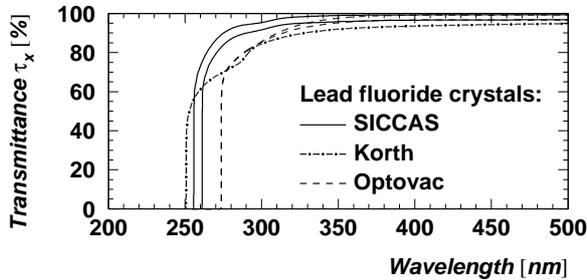


Fig. 2. A comparison of the internal transmittance τ_x^i through the longitudinal axis for PbF_2 crystals from three different manufacturers. For SICCAS and Optovac, crystals with the highest and lowest transparency are shown.

occurred at ≈ 285 nm; no bands were visible in the Optovac crystals. For crystals from the same manufacturer only small differences have been observed. In most cases the poor transmission of some crystals appears not to be connected with macroscopic imperfections in the bulk material. The transmission of the best crystals from both Optovac and SICCAS in the visible region was very close to the theoretical limit for a perfectly polished surface without absorption. Table 1 summarizes crystal sizes and internal transmittancies τ_x^i at 285 and 300 nm as well as the corresponding light absorption lengths.

The determination of τ^i through the longitudinal axis of the crystal is not sufficient to characterize them completely. For detector applications the spatial homogeneity of the transmission is of crucial importance, too. Significant variations of the transmittance were found in crystals from two manufacturers (Korth and Optovac) while crystals from SICCAS exhibited

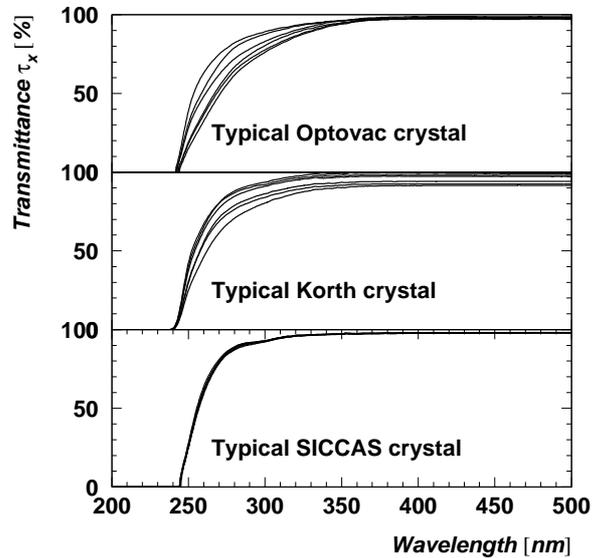


Fig. 3. Homogeneity of PbF_2 crystals. The internal transmittance τ_x^i perpendicular to the longitudinal axis at six positions is shown for crystals from three different manufacturers.

virtually no variations. The transmission perpendicular to the longitudinal axis measured at six different positions is shown in Fig. 3. At a typical wavelength of 300 nm the transmittance was found to depend linearly on the position with a spatial gradient $\alpha = \Delta\tau_x^i/\Delta z = 2.4\%/cm$ in the Korth crystal and $\alpha = 1.5\%/cm$ in the Optovac crystal, respectively. At wavelengths ≥ 350 nm only the crystal from one manufacturer showed variations along the axis. This may reflect the different growth methods of the crystals. The SICCAS crystals have been grown by a modified

Table 1

Properties of investigated PbF_2 crystals. The internal transmittance τ_x^i and the light absorption length Λ_{Abs} are given for the two SICCAS and Optovac crystals with the highest and lowest transparency, respectively, and for one of the Korth crystals.

Manufacturer	Size (mm^3)	Crystal	$\tau_x^i(285\text{nm})$ (%)	$\Lambda_{\text{Abs}}(285\text{nm})$ (cm)	$\tau_x^i(300\text{nm})$ (%)	$\Lambda_{\text{Abs}}(300\text{nm})$ (cm)
SICCAS	$30^2 \times 160$	Worst	89.4	8.9	93.9	15.9
		Best	92.1	12.1	95.6	22.2
Optovac	$21^2 \times 185$	Worst	78.8	4.2	86.1	6.7
		Best	78.7	4.2	86.3	6.8
Korth	$15^2 \times 100$		75.1	3.5	82.5	5.2

Bridgeman technique [12] in contrast to the crystals from Korth and Optovac, but unfortunately we are not given the orientation of the seed side in the ingot of the samples.

3. Optical properties after irradiation

We have investigated the radiation resistance of PbF_2 to γ -radiation of a ^{60}Co source at various absorbed energy doses. Irradiations have been performed at the 55 TBq facility of the Strahlenzentrum at the Justus-Liebig-Universität Gießen, Germany. The experimental set-up is schematically shown in Fig. 4. Depending on the chosen distance between source and sample, a power between 50 and 300 mGy/s was absorbed, causing no observable thermal effects. The samples were fixed with their longitudinal axis perpendicular to the direction of the γ -quanta and to the symmetry axis of the source. Typical irradiation times varied between 0.5 and 5 hours corresponding to an energy dose of 0.1 – 7 kGy.

Due to the finite size of the samples a depth dependence of the absorbed energy was expected. Therefore the variation in the irradiation effect has been investigated by measuring the transmittance in Y -direction at different X -positions. A variation of less than 4% along the width of the samples has been observed, which can be explained by the dominance of the Compton effect in this energy range.

For some SICCAS crystals radiation damages in the transmittance perpendicular to the longitudinal axis at two different longitudinal positions are displayed in Fig. 5. A significant increase of the transmission losses with the absorbed energy dose is clearly visible. In Fig. 6. results for two Korth crystals are presented. Measurements for several longitudinal positions, indicated by different line types, are shown, since considerable variations have been observed both before and after irradiation. The striking conclusion from the curves is that an initial variation in the transmittance is further enhanced by radiation. An alternative representation of the radiation damage can be given by the ratio R , which is the transmittance τ_x^i after irradiation normalized to the initial transmittance. For the Korth crystals this ratio is strongly dependent on the position

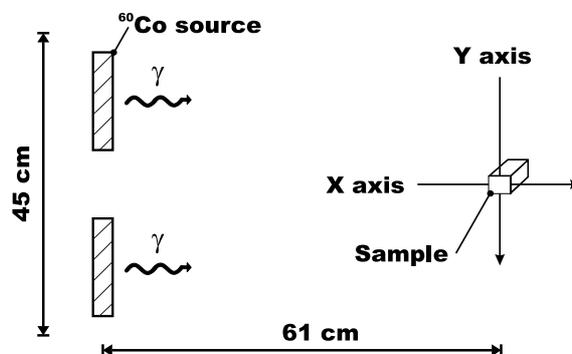


Fig. 4. Sketch of the experimental set-up for irradiating various samples. The X - and Y -direction of the transmittance measurements are defined in respect to the photon flux of the ^{60}Co source.

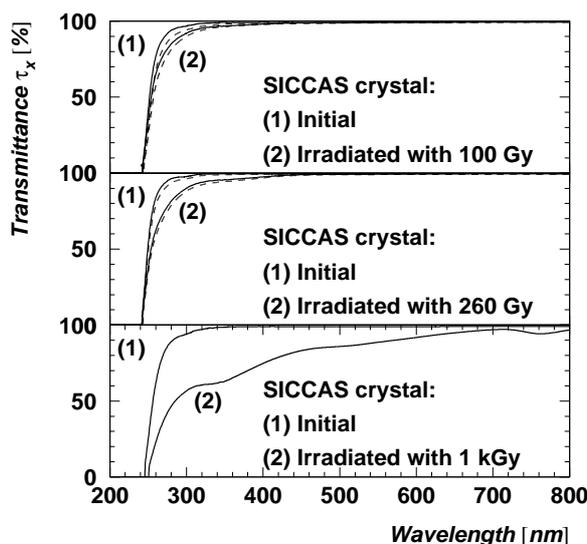


Fig. 5. Spatial dependence of the radiation damage in different PbF_2 crystals from SICCAS. The internal transmittance τ_x^i perpendicular to the longitudinal axis before and after γ -irradiation with different doses is shown. Top: 1 kGy. Bottom: 7 kGy. The longitudinal positions are encoded as follows: solid = 1 cm; dashed = 5 cm.

and varies between the two front faces of the crystals by as much as 0.16 – 0.21 at 300 nm for a dose of 7 kGy. In contrast, the SICCAS crystals exhibited no spatial dependence of this ratio.

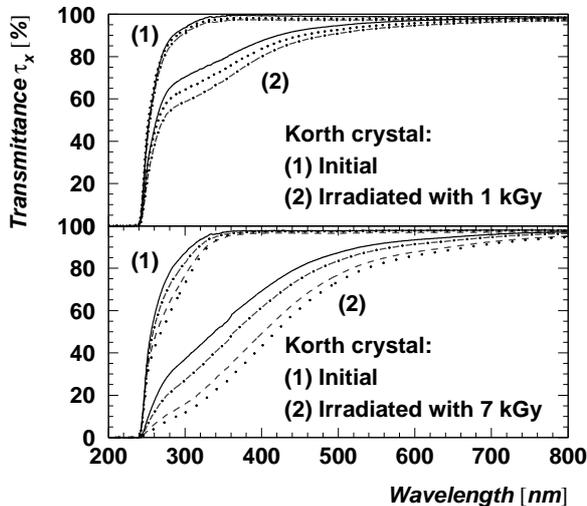


Fig. 6. Spatial dependence of the radiation damage in different PbF_2 crystals from Korth. The internal transmittance τ_x^i perpendicular to the longitudinal axis before and after γ -irradiation with different doses is shown. Top: 1 kGy. Bottom: 7 kGy. The longitudinal positions are encoded as follows: solid = 1 cm; narrow dots = 2 cm; dot-dashed = 3 cm; dashed = 6 cm; wide dots = 9 cm.

In Fig. 7 the ratio R is shown for different manufacturers and energy doses. For the Korth crystals we restricted ourselves in this figure to a central position. In addition to the general trend of an increase of the damages with the absorbed dose, concentrated in the UV region below 300 nm, some special features can be noted. Due to the different radiation conditions, crystal geometries and the observed spatial variation in the sensitivity of the Korth crystal the differences between curves (3) and (4) are not considered to be indicative of a difference in the radiation resistance of the two crystals. Furthermore a common absorption band seems to be present at 350 nm, while only the SICCAS crystals exhibit broad absorption structures around 500 and 765 nm. Shoulders in the deep ultraviolet transmission which indicate additional, strong absorption bands occurred at ≈ 300 nm in the SICCAS crystals while they are observed at ≈ 270 nm in the Korth crystals.

It should be stressed that even the apparently mild degradation of the optical properties after absorbed doses of 100 Gy would result in a significant loss of photons and a deterioration of the energy resolution of PbF_2 detectors.

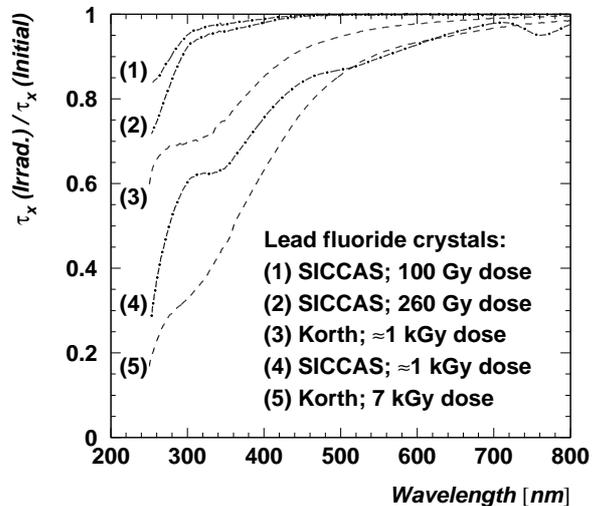


Fig. 7. Damage in PbF_2 crystals due to γ -irradiation. The ratio R given by the internal transmittance τ_x^i after irradiation with various doses normalized to the initial transmittance is plotted. The curves (1,2,4) represent SICCAS crystals whereas the curves (3,5) represent values for a central position in Korth crystals.

4. Optical bleaching of crystals

After irradiation, a spontaneous recovery of the transmittance at room temperature has been observed. In a SICCAS crystal, irradiated with a dose of 100 Gy, an increase from 91% to 93% at 300 nm has been found after 15 days of storage. For the heavily irradiated Korth crystals a recovery of 10–15% was reached after only 4 days. Some further restoration of the transmittance in the entire spectrum was seen on a time scale of a few weeks.

This process can be enhanced by illuminating the damaged crystals with blue light. For this optical bleaching we have employed a low-pressure mercury(argon) pencil lamp. Its irradiance was calculated to be $\approx 2 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ at a distance of 50 cm. Successful bleachings have been performed with this mercury lamp filtered at 365 nm and with quartz tungsten halogen (QTH) lamps. The crystals have been illuminated and their transmittance has been measured frequently until a saturation value was reached. In all crystals substantial restoration of transmission was achieved, nevertheless a small residual damage remained even

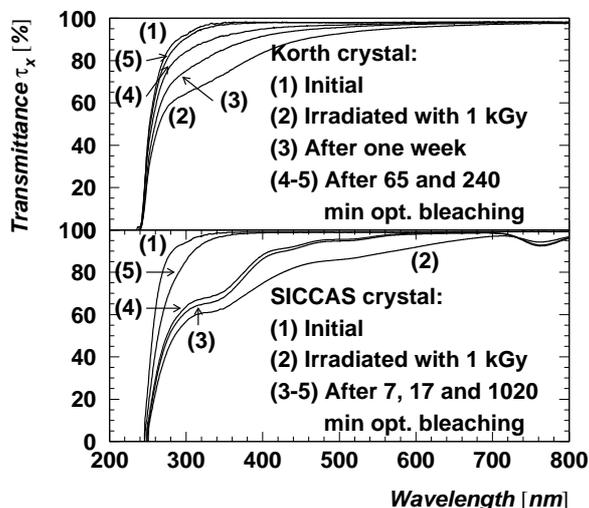


Fig. 8. Reduction of the initial (1) internal transmittance τ_x^i induced by γ -irradiation (2) and its restoration (3–5) in PbF_2 crystals. Optical bleaching was performed with two different lamp sources. Top: a filtered mercury lamp. Bottom: a Quartz Tungsten Halogen lamp.

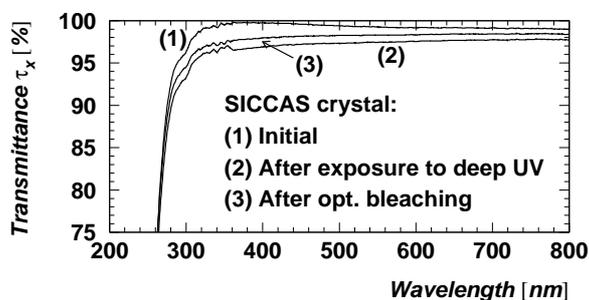


Fig. 9. Decrease of the apparent internal transmittance τ_x^i in PbF_2 caused by 40 min. of illumination with deep ultraviolet light. Curve (3) shows the effect of 20 hours of optical bleaching with blue light.

after prolonged illuminations. As it can be inferred from Fig. 8 the time dependence of the recovery in different parts of the spectrum is complex. Only in regions without strong absorption bands it appears to be purely logarithmic. It is interesting to note that repeated irradiations after optical bleedings exhibited no increased sensitivity for absorbed doses up to 100 Gy.

In order to reduce the residual damage the mercury lamp was utilized without the filter, i. e. the harder UV light of the intense 253.7 nm line was added, but no

improvements have been found. Furthermore, a new, previously not irradiated crystal, was exposed to the light. In Fig. 9. it is shown that the internal transmittance τ_x^i between 250 and 800 nm decreased by 1–3% after 135 minutes of illumination. The obvious explanation to this investigation is the strong lattice absorption in the UV of the small layer near the surface of the material. Optical bleaching with light > 365 nm for 20 hours only slightly improved the transmittance. This led to the conclusion that deep ultraviolet light damages the crystal surface permanently.

5. Summary

The optical quality of PbF_2 crystals of different manufacturers has been investigated. Crystals grown by SICCAS showed a $\approx 10\%$ larger internal transmittance τ_x^i at wavelengths < 300 nm than those grown by Optovac and Korth. In addition, the transversal transmittance of SICCAS crystals was almost homogeneous along the longitudinal axis, whereas the other crystals exhibited spatial variations. They may be attributed to the growth conditions of the crystals, particularly to the segregation of impurities. A spatial gradient in the transmission of detector crystals would reduce the energy resolution of PbF_2 calorimeters.

It was confirmed that lead fluoride crystals are about ten times more radiation resistant than lead glass detectors. Significant transmission losses have been observed, however, after irradiation with ^{60}Co photons. Some absorption bands appeared in the transmission curves. It was found that crystals from different manufacturers showed considerable differences in their sensitivity to radiation. An enhancement of the spatial gradients in the transmittance has been observed in Korth crystals.

In damaged crystals some small spontaneous recovery at room temperature was observed. An almost complete recovery could be induced by illuminating the crystals with blue light. Recovery even after excessive doses of 7 kGy could be achieved within a few hours of bleaching utilizing commercial mercury or QTH lamps.

In conclusion PbF_2 is extraordinarily well suited for e. m. calorimetry even in severe radiative environments provided that regular bleaching processes are employed. For the forthcoming A4 calorimeter blue

light will be accommodated via fibre guides by QTH lamps.

Acknowledgements

The authors are grateful to C. L. Woody from Brookhaven who has kindly provided the twenty-five PbF₂ crystals manufactured by Optovac. We also acknowledge the help of W. Reiser from the Strahlenzentrum of the Justus-Liebig-Universität Gießen. This project has been supported by the DFG (Sonderforschungsbereich 201, Mainz).

References

- [1] E.B. Dally, R. Hofstadter, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 15 (1968) 76.
- [2] D.F. Anderson et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A290 (1990) 385.
- [3] D.v. Harrach, Mainz proposal A4/1-93, MAMI, Mainz, Germany, 1993.
- [4] E. Heinen-Konschak, *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*, Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [5] F. E. Maas et al., Improved results on lead fluoride (PbF₂) as a material for a fast electromagnetic calorimeter, to be published, 1998.
- [6] Optovac, Inc., North Brookfield, Ma, USA.
- [7] C. L. Woody et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 40 (1993) 546.
- [8] CMS Collaboration, Technical proposal LHCC 94-38, LHCC/P1, CERN, Geneva, Switzerland, 1994.
- [9] F. De Notaristefani et al. (Eds.), *Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications*, Gif-sur-Yvette Cedex, France, 1993, Editions Frontières, Proc. 'CRYSTAL 2000' Int. Workshop.
- [10] Shanghai SICCAS High Technology Co., Shanghai, China.
- [11] Korth Kristalle GmbH, Altenholz, Germany.
- [12] Z. L. Xue, private communication, 1997.

Danksagung

Zunächst gebührt mein Dank den Initiatoren dieser Arbeit Herrn Prof. Dr. Hans Ströher und Herrn Prof. Dr. Dietrich vonHarrach, die mir die Mitarbeit am A4-Experiment ermöglicht haben.

Dr. Frank Maas und Dr. Eva Kabuß waren für alle physikalischen Fragen die richtigen Ansprechpartner.

Mein besonderer Dank gilt dem Loggerheits-Team Thorsten Hammel und Amilcar Lopes Ginja für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die ebenso notwendige Entspannung nach der Arbeit.

Allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, insbesondere den Doktoranden Sebastian Baunack, Klaus Grimm und Rainer Kothe, möchte ich mich für das ausgesprochen freundliche Arbeitsklima und ihre Hilfsbereitschaft bedanken.

Mein Dank gebührt auch Blaise Paul Collin, der mir beim Aufbau des Kalorimeters geholfen hat und mir bei den vielen Schwierigkeiten mit Rat und Tat zur Seite stand.

Weiterhin möchte ich mich bei den studentischen Hilfskräften bedanken, die für das Kalorimeter mehr als sechshundert Detektoren innerhalb weniger Monate angefertigt haben.

Diejenigen im Institut für Kernphysik, die mich bei den technischen Arbeiten tatkräftig unterstützt haben, möchte ich nicht unerwähnt lassen. Zu diesem Personenkreis zählt die Feinmechanische Werkstatt und die Technische Betriebsgruppe sowie Jürgen Rosche, der besonderes Interesse an der Entwicklung des Kalorimeters zeigte und die technischen Zeichnungen dazu erstellte.

Abschließend möchte ich meiner Frau Britta danken, die mich während der ganzen Zeit moralisch unterstützt hat.

Die graphischen Darstellungen dieser Arbeit basieren auf den Programmpaketen PAW [Application Software Group 1994b] und ROOT [Brun u. a. 1996]. Die Arbeit wurde mit dem Textsatzsystem L^AT_EX [Lamport 1986] geschrieben.