

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum
Thema

**Untersuchungen von
Detektormaterialien zur Eignung
als Kalorimeter für die Messung
der paritätsverletzenden
Elektronenstreuung**

von
Klaus Grimm
geboren in Frankfurt

Mainz, den 23.07.1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen des A4-Experiment	2
2.1	Seltsamkeit des Protons	2
2.2	Theoretische Grundlagen des A4-Experiments	4
2.3	Experimentelles Konzept	6
3	Energieverlust von Teilchen in Materie	8
3.1	Elektromagnetische Wechselwirkung	8
3.1.1	Energieverlust durch Ionisation	9
3.1.2	Čerenkovstrahlung	9
3.1.3	Elektromagnetische Schauerbildung	11
3.2	Kalorimeter	12
3.2.1	Energieauflösung	13
3.2.2	Schauerprofil	13
4	Anforderungen an das Kalorimeter	16
5	Das Testkalorimeter	18
5.1	Wahl der Kalorimetermaterialien	18
5.1.1	PbWO ₄	18
5.1.2	PbF ₂	21
5.1.3	SF 5	22
5.2	Aufbau des Testkalorimeter	23
5.3	Elektronik und Auslese	25
6	Messungen und Ergebnisse	28
6.1	Lichtabklingzeit	28
6.1.1	PbWO ₄	28
6.1.2	SF 5	30
6.1.3	PbF ₂	31
6.2	Energieauflösung	31
6.2.1	PbWO ₄	34
6.2.2	SF 5	35
6.2.3	PbF ₂	37
6.3	Ortsrekonstruktion	40
6.4	Transversaler Verlauf des Schauers	50
6.5	Messung am ℓ H ₂ -Target	53
7	Zusammenfassung und Ausblick	58

A	Photomultiplier-Daten	60
A.0.1	Philips XP 1911	60
A.0.2	Hamamatsu R 1355	61
B	Simulationen der Energieauflösungen	62
C	Winkel- bzw. Energieunschärfe durch ein ausgedehntes Target	65

Kapitel 1

Einleitung

Im Rahmen der im Jahre 1991 neu gegründeten Kollaboration A4 ist am Elektronenbeschleuniger MAMI in Mainz gegenwärtig ein Experiment im Aufbau, das die paritätsverletzende Asymmetrie in der Elektronenstreuung am Proton messen will, um die Beiträge der Strange-Quarks zum Formfaktor des Nukleons zu bestimmen. Im Rahmen des Quark-Parton-Modells tragen Gluonen und Seequarks wesentlich zur Struktur des Nukleons bei. Dabei werden die Beiträge der Quarkflavors zum den Nukleonenformfaktoren als räumliche Verteilungen interpretiert. Zwar tragen die Nukleonen keine Netto-Strangeness ($S=0$), jedoch können räumliche verschiedene s - und $\bar{s}$ -Verteilungen der Seequarks Beiträge zum Formfaktor ergeben. Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Zwar besitzt das Neutron keine Nettoladung ($Z=0$), jedoch weist es einen elektrischen Ladungsradius und ein magnetisches Moment vor, hervorgerufen durch die räumlich verschiedene Verteilungen von positiver und negativer Ladung.

Im zweiten Kapitel wird motiviert, warum man sich für die Seltsamkeit im Nukleon bzw. Proton interessiert. Dazu werden die theoretischen Grundlagen des A4-Experiments beschrieben. Das experimentelle Konzept wird vorgestellt und es wird erläutert, wie die Strangeness Formfaktoren $F_{1,2}^s$ des Protons bestimmt werden sollen. Im A4-Experiment wird als zentrale Komponente ein vollabsorbierendes Kalorimeter zum Nachweis von elastisch am Proton gestreuten Elektronen eingesetzt. Ein entscheidendes Kriterium in der Realisierung des Kalorimeters ist die richtige Wahl des Detektormaterials. Thema dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung von Detektormaterialien auf ihren möglichen Einsatz als Kalorimeter. Dazu wird im dritten Kapitel auf die elektromagnetische Wechselwirkung als Basis für ein Kalorimeter eingegangen und dargestellt, welche Größen ein Kalorimeter beschreiben. Die Anforderungen des A4-Experimentes werden im vierten Kapitel beschrieben. Sie liefern Kriterien für die Auswahl des zukünftigen Kalorimetermaterials. Eine Beschreibung der Eigenschaften der ausgewählten Materialien findet im fünften Kapitel statt. Diese wurden zu einem Testkalorimeter angeordnet und auf die Anforderungen hin vermessen. Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse der verschiedenen Messungen vorgestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen des A4-Experiment

2.1 Seltsamkeit des Protons

Im einfachsten Valenz-Quark-Modell besteht das Proton aus zwei u- und einem d-Quark. Viele niederenergetische Eigenschaften des Protons können in diesem Rahmen verstanden werden, ohne eine zusätzliche Anwesenheit eines Quarksees anzunehmen. In neuerer Zeit gibt es experimentelle Hinweise, daß ein $s\bar{s}$ -Quarksee im Proton einen nennenswerten Beitrag zu dessen Eigenschaften liefert. Eine zusammenfassende Übersicht der verschiedenen Vorhersagen und experimentellen Daten über die Evidenz von Strangeness im Nukleon ist in [Dec93, Mus94] gegeben. An zwei Beispielen soll eine mögliche Rolle der s-Quarks im Proton motiviert werden. Einen möglichen Massenbeitrag der s-Quarks zur Masse des Protons wurde durch Vergleich der Massen im Baryonenoktett mit dem Ergebnissen der Pion-Nukleonstreuung analysiert. Ausgedrückt wird dieser Einfluß durch den σ_N^π -Term. Im der theoretischen Bestimmung des σ_N^π -Terms werden in erster Näherung unter Anwendung der SU(2) Isospinsymmetrie ($m_d=m_u=\bar{m}$) die skalaren Dichten und die Massendifferenzen von Λ - und Ξ -Baryon miteinander verknüpft.

$$\sigma_N^\pi = \langle P | \sigma^\pi | P \rangle \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2}(m_u + m_d) \langle P | \bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s | P \rangle \\ &= \frac{6(m_u + m_d)(m_\Xi - m_\Lambda)}{(2m_s - m_u - m_d)} \cdot \frac{1}{1 - y} \\ &= \frac{25}{1 - y} \text{MeV} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Weiterhin wurden Korrekturen höherer Terme der Art $(m_s - \bar{m})^2$ bei der Brechnung der Iso-Spinsymmetrie berücksichtigt, die zusätzliche positive Beiträge zum theoretischen Vorhersage des σ_N^π -Terms liefern [Gas91]:

$$\sigma_N^\pi = \frac{\sigma_N^{\pi^0}}{1 - y} \quad \text{mit} \quad \sigma_N^{\pi^0} = (35 \pm 5) \text{MeV} \quad (2.3)$$

Hierbei ist y als das Verhältnis der s-Quarkpaare zu den u- und d-Quarkpaaren im Nukleon definiert.

$$y = 2 \cdot \frac{\langle P | \bar{s}s | P \rangle}{\langle P | \bar{u}u + \bar{d}d | P \rangle} \quad (2.4)$$

Mit erheblichen Aufwand ist es möglich, aus der Pion-Nukleon-Streuung den experimentellen Wert für σ_N^π zu bestimmen. Der neueste Wert wurde von J. Gasser [Gas91] veröffentlicht und beträgt:

$$\sigma_N^\pi = (49 \pm 8) \text{ MeV} \quad (2.5)$$

Unter dieser Annahme erhält man für das Proton folgenden Wert für y [Dec93]:

$$y = 0.22 \pm 0.16 \quad (2.6)$$

Demnach liefern s-Quarks einen Beitrag zur Wellenfunktion des Protons. Weiterhin erhält man für den Beitrag der s-Quarks zur Masse des Protons :

$$\langle P | m_s \bar{s}s | P \rangle \approx 150 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

Ist die Analyse des σ_N^π -Terms richtig, würde auf jeden Fall ein wesentlicher Teil der Masse des Protons von s-Quarks getragen werden. Dies widerspricht aber den Aussagen des statischen Valenzquarkmodells, bei dem kein Beitrag von s-Quarks erwartet wird.

Ebenso finden sich weitere Indizien für einen wesentlichen Anteil der s-Quarks am Spin des Protons. Das statische Quarkmodell geht von der Annahme aus, daß der Spin des Nukleons sich nur aus den Spins der Valenzquarks zusammensetzt. Diese Vorhersage kann experimentell durch tiefinelastische Streuung von polarisierten Leptonen an einem polarisierten Target überprüft werden, indem die Bjorken-Summenregel der spinabhängigen Strukturfunktion g_1 überprüft wird. Bei großen Impulsüberträgen kann im Quark-Parton-Modell g_1 folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j e_j^2 ([q_j^+(x) - q_j^-(x)] + [\bar{q}_j^+(x) - \bar{q}_j^-(x)]) \quad (2.8)$$

Dabei ist e_i die Ladung des Quarkflavors j , $x=Q^2/[2M_N(E-E')]$ die Bjorkenskalenvariable und $q_i^\pm$ die Verteilungsfunktionen der Quarks und Antiquarks mit dem Flavor j , deren Spin parallel bzw. antiparallel zum Nukleonen stehen. Im Quark-Parton-Modell wird x als der von einem getroffenen Quark getragene Impulsbruchteil am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert. Die Größe g_1 beschreibt dabei den axialen Strom des Nukleons, dargestellt durch $\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle$. In der Bjorken-Summenregel werden $g_1^{p,n}$ für Proton und Neutron mit dem β -Zerfall des Neutrons verknüpft [Bjo66, Bjo70], wobei g_A und g_V die Axialvektor- bzw. Vektorkopplungskonstanten des Nukleons sind.

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad \text{mit } Q^2 \rightarrow \infty \quad (2.9)$$

Ellis und Jaffe haben diese Summenregel in jeweils eine für das Proton und Neutron getrennt. Dabei benutzten sie SU(3) Stromalgebra und die Annahme, daß der “strange“-Quarksee unpolarisiert ist ($\Delta s=0$). Der neueste experimentelle Wert der Ellis-Jaffe-Summenregel für das Proton stammt von der SMC-Kollaboration am CERN [Ada94]. Dort wurde in der tiefinelastischen Streuung von longitudinal polarisierten Muonen am ebenfalls longitudinal polarisierten Proton die spinabhängige Strukturfunktion g_1^p bestimmt.

$$\begin{aligned} \int_0^1 g_1^p(x) dx &= 0.175 \pm 0.018 && \text{Theo. Wert Ellis und Jaffe} \\ &= 0.136 \pm 0.011 \pm 0.011 && \text{SMC-Messung} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Der Wert liegt signifikant unterhalb der Vorhersage von Ellis und Jaffe und wird von SMC folgendermaßen interpretiert:

$$\begin{aligned} \Delta u + \Delta d + \Delta s &= +0.22 \pm 0.10 \pm 0.10 && \text{mit} \\ \Delta s &= -0.12 \pm 0.04 \pm 0.04 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dies würde bedeuten, daß nur ein kleiner Anteil des Spins des Protons durch die Quarks getragen wird und daß der $\bar{s}s$ -Quarksee eine negative Polarisation aufweist. Beide Ergebnisse deuten auf einem großen Beitrag der $s\bar{s}$ -Quarks zu den Niederenergieeigenschaften des Protons, welches aber dem Valenzquarkbild widerspricht.

2.2 Theoretische Grundlagen des A4-Experiments

Beim Experiment der A4-Kollaboration sollen longitudinal polarisierte Elektronen an unpolarisierten, ruhenden Protonen gestreut werden. In der elastischen Streuung $p(\vec{e}, e')p$ kann ein Elektron nicht nur elektromagnetisch durch γ -Austausch mit dem Proton wechselwirken, sondern stets auch neutral schwach durch den Austausch eines Z^0 -Bosons. Der Wirkungsquerschnitt dieser Streuung läßt sich symbolhaft im Ein-Boson-Austausch durch das Amplitudenquadrat der in Abb.2.1 dargestellten Feynman-Graphen ausdrücken. Dominiert wird der Wirkungsquerschnitt

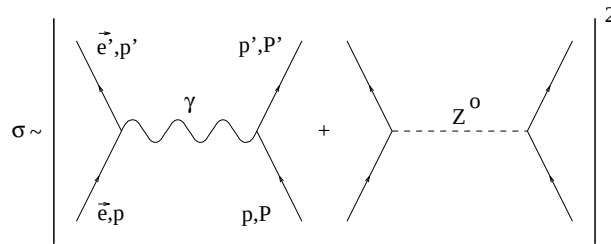


Abb. 2.1: Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch der $p(e, e')p$ -Streuung

durch den paritätserhaltenden γ -Austausch. Im Wirkungsquerschnitt tritt ein Interferenzterm zwischen den γ - und Z_0 -Austausch auf. Die große Masse des Z^0 -Bosons von 91 GeV bewirkt jedoch eine Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum Photon. Beim Z^0 beträgt die Vektorkopplung an den leptonischen Strom $(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sim 0.07$, die Axialvektorkopplung dagegen ist 1. Deshalb stammt der größte paritätsverletzende Anteil von dem Interferenzterm, mit einer Axialkopplung am leptonischen Strom und einer Vektorkopplung an dem hadronischen Strom. Hier

besteht die Möglichkeit, den Vektorstrom am hadronischen Vertex genauer zu untersuchen. Dieser Interferenzterm ist bei Energien, die wesentlich kleiner sind als die Ruhemasse m_Z des Z^0 -Bosons, von der Größenordnung Q^2/m_Z^2 und führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie in Wirkungsquerschnitt.. Um eine Paritätsverletzung feststellen zu können, muß das Experiment auch spiegelbildlich durchgeführt werden. Paritätsverletzung bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Händigkeit des Elektrons abhängt. Der Impuls eines Elektrons ist ein polarer Vektor, der unter Anwendung des Paritätsoperator sein Vorzeichen ändert. Dagegen ist der Spin des Elektrons ein axialer Vektor, der sein Vorzeichen unter Anwendung des Paritätsoperator wegen der Drehinvarianz nicht ändert. Um das Experiment und sein Spiegelbild durchzuführen, muß nur der longitudinale Spin des Elektrons umgeklappt werden. Mit $\sigma_{tot}^\pm = \sigma_0 + d\sigma^\pm$ setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus einen helizitätsunabhängigen Anteil σ_0 und einem paritätsverletzenden Anteil $d\sigma^\pm$ zusammen. Dabei bedeutet der Index + den Fall, daß der Spin und Impuls des Elektrons parallel sind, bzw. der Index - den antiparallelen Fall. Die Asymmetrie dieser Wirkungsquerschnitte ist die Meßgröße des Experiments. Man definiert die Asymmetrie A :

$$A = \frac{\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-}{\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-} = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{2\sigma_0 + d\sigma^+ + d\sigma^-} \quad (2.12)$$

Im Falle verschwindender Beiträge der „strangeness“ kann diese Asymmetrie im Rahmen des Standardmodells berechnet werden (A_0). Die Kenntnis der elektromagnetischen Formfaktoren der Nukleonen (G_E und G_M) und des axialen Formfaktors (G_A) aus dem Betazerfall des Neutrons ist dabei Voraussetzung, Ebenfalls wird exakte Isospinsymmetrie zwischen Neutron und Proton angenommen.

Der Einfluß der „strange“-Quarks kann durch die „strangeness“-Formfaktoren des Protons $F_{1,2}^s$ und G_A^s als Korrektur zu A_0 ausgedrückt werden [Mus94]:

$$A = A_0 \left(1 - \frac{(\epsilon + \tau\mu_p) F_1^s + \tau(\mu_p - \epsilon) F_2^s + \delta\mu_p G_A^s}{4K} \right) \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} A_0 &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} K \\ Q^2 &= 4EE' \sin^2 \Theta/2 \\ \sin^2(\Theta_W) &= 0.212 \\ \tau &= Q^2/(4M_N^2) \\ K &= \frac{1}{4}\epsilon \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W)G_E^p - G_E^n \right) + \frac{1}{4}\tau\mu_p \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W)G_M^p - G_M^n \right) + \frac{1}{2}\delta\mu_p G_A^3 \\ \delta &= \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2 \Theta_W)\sqrt{1 - \epsilon^2}\sqrt{(1 + \tau)\tau} \\ \epsilon &= \left(1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right)^{-1} \quad (\text{Polarisation des virtuellen Photons}) \\ G_A^3 &= \text{axialer Formfaktor, } G_A^3 \text{ bei } Q^2=0 \text{ bekannt aus dem Neutron } \beta\text{-Zerfall} \\ G_F &= 1.16639(2) \cdot 10^{-5} \quad (\text{Fermikopplungskonstante}) \\ \mu_p &= \text{magnetisches Moment des Protons} \end{aligned}$$

Mit E und E' wird die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung mit den Streuwinkel Θ bezeichnet. Durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln Θ , aber bei konstanten Q^2 ist im Prinzip eine Bestimmung der verschiedenen Formfaktoren durch eine Rosenbluthseparation möglich. Unter Vorwärtswinkeln und bei kleinen Impulsüberträgen ist wegen $\tau \ll \epsilon$ der Formfaktor F_1^s dominierend. Dagegen ist man bei Rückwärtstreuwinkeln sensitiv auf den Formfaktor F_2^s .

Vorhersagen über die Strangeness-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ des Nukleons wurden im Rahmen verschiedener Modelle gemacht. Eine Übersicht von Modellvorhersagen für die bisher experimentell nicht bekannten “strange“-Beiträge zu den Formfaktoren $F_{1,2}^s$ zeigt Abb. 2.2. Für einige Modelle ist nur die Steigung von F_1^s bei einem Impuls-

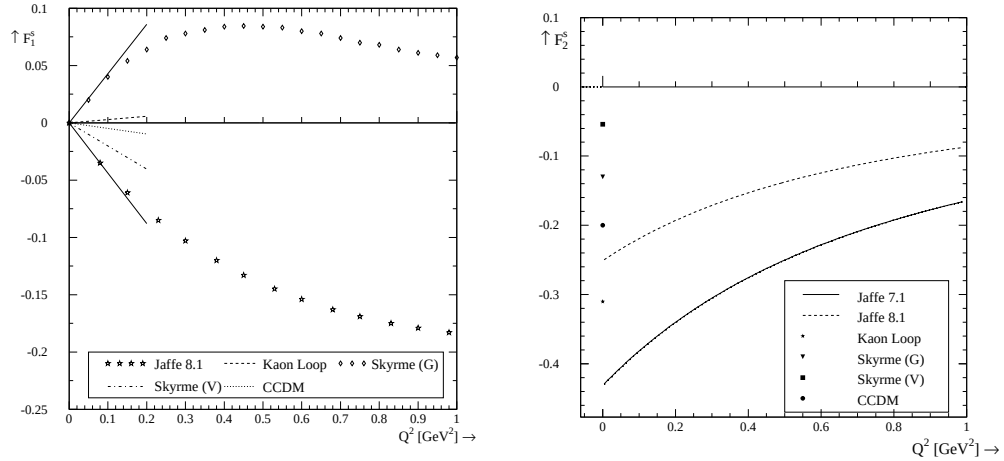


Abb. 2.2: $F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle [Kon94]. Für das neue Mainzer Paritäts-experiment ist bei dem optimalen Q^2 von 0.227 GeV^2 eine Empfindlichkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 * F_2^s) = 0.02$ zu erwarten.

übertrag von $Q^2=0$ vorhergesagt. Die verschiedenen theoretischen Vorhersagen für $F_{1,2}^s$ sind für einige Modelle in [Kon94] dargestellt.

Die Formfaktoren $F_{1,2}^s$ sind bisher noch nicht experimentell bestimmt worden, aber es sind neben dem A4-Experiment im Mainz eine Reihe von anderen Experimenten in Aufbau oder Planung, die unterschiedliche Aspekte der Strangeness im Proton untersuchen wollen (SAMPLE an MIT-Bates [Bei96], sowie zwei Experimente an CEBAF mit den Bezeichnungen PR-91-017 (G_0) [Bec91] und PR-91-010 [Sou93]).

2.3 Experimentelles Konzept

In einer Diplom- und Doktorarbeit [Pre92, Kon94] wurde die optimale Kinematik und Detektorgeometrie für das geplante A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) bestimmt. Dazu wurde berechnet, mit welcher Kinematik in einer vorgegebenen Zeit der kleinste statistische Fehler in der Asymmetriemessung sich realisieren läßt. Die Bestimmung der Asymmetrie von elastisch gestreuten Elektronen erfolgt an einen unpolarisierten Flüssigwassertarget bei einem Vorwärtstreuwinkel von $\theta=(35 \pm 5)^\circ$. Bei der angestrebten Kinematik liegt der Impulsübertrag bei $Q^2=0.227 \text{ GeV}^2$ und die erwartete Asymmetrie ohne “strangeness“-Beiträge beträgt 8×10^{-6} . Es wird eine Genauigkeit von 5 % (4×10^{-7}) mit 3 % statistischem Fehler

und 4 % systematischer Unsicherheit angestrebt. Dies wird durch den Nachweis von 10^{14} elastisch gestreuten Elektronen erreicht. Eine Bestimmung der Formfaktoren ist wegen der kinematischen Faktoren vor $F_{1,2}^s$ und G_A^s mit einer Genauigkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s) = 0.02$ möglich. Es wurden verschiedene Grundkonzepte zum Nachweis der elastisch gestreuten Elektronen auf Durchführbarkeit und Effizienz untersucht [Kon94]. Zum Nachweis der elastischen Streueignisse soll ein segmentiertes, homogenes Kalorimeter mit 0.7 sr Raumwinkel verwendet werden. Eine Schemazeichnung des geplanten Kalorimeters ist in Abb.2.3 gezeigt. Bei einem Elektronenstrom von $20 \mu A$ und einer longitudinalen Polarisation der Elektronen von 80% wird die angestrebte statistische Genauigkeit von 3 % mit einem 10 cm langen flüssig Wasserstoff Target nach etwa 700 h erreicht.

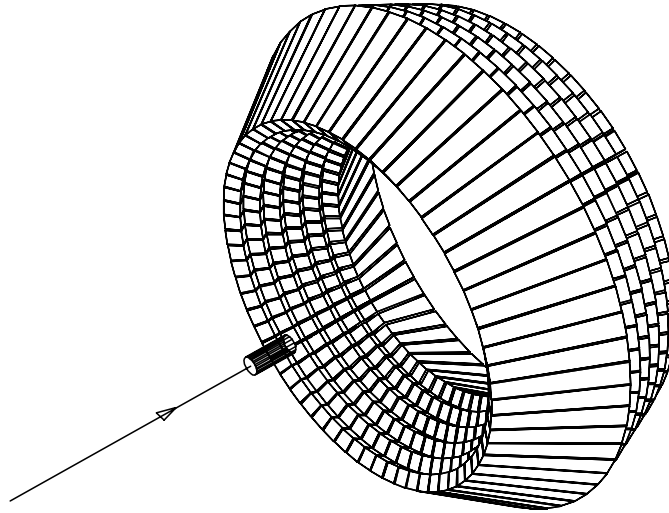


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des geplanten Kalorimeters für das Paritätsexperiment. Der Detektor ist symmetrisch bezüglich der Strahlachse und überstreicht bezogen auf das Target einen Raumwinkel von 0.7 sr.

Die Selektion der elastisch gestreuten Elektronen aus der Vielzahl der Reaktionsprodukte, die den Detektor treffen, stellt in Bezug auf Energie- und Ortsauflösung eigentlich nur mäßige Anforderungen an das Kalorimetermaterial. Bei geringer Luminosität kann durch geeignete Schnitte auf Energie und Winkel ein praktisch untergrundfreies elastisches Signal gewonnen werden. Bei der hohen angestrebten Luminosität von $0.5 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ stellt die hohe Zahl von Teilchen aus anderen Prozessen jedoch extreme Anforderungen an das zeitliche Antwortverhalten des Detektors. Man erwartet eine Rate der elastisch gestreuten Elektronen von $\sim 10 \text{ Mhz}$ und eine zehnmal höhere totale Rate von $\sim 100 \text{ Mhz}$, bezogen auf das ganze Kalorimeter.

Kapitel 3

Energieverlust von Teilchen in Materie

Wenn ein Teilchen Materie durchquert, so wird es generell durch Wechselwirkung einen Teil der kinetischen Energie verlieren. Der Wechselwirkungsprozess, der dabei eine Rolle spielt, hängt von der Energie und von der Eigenart des Teilchen ab. Dieser setzt sich allgemein aus der elektromagnetischen, der starken, und sehr selten auch aus der schwachen Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und dem Medium zusammen. In diesen Abschnitt sollen die verschiedenen Prozesse, bei der ein Teilchen Energie verliert und eventuell absorbiert werden kann, kurz dargestellt werden. Dabei wird nur der Beitrag der elektromagnetischen Wechselwirkung betrachtet, da die anderen Beiträge im Vergleich dazu vernachlässigbar sind.

3.1 Elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung mit Materie kann auf vielen Wegen erfolgen. Geladene Teilchen können Atome oder Moleküle anregen oder sie ionisieren (Siehe Abschnitt 3.11). Die Abregung von metastabilen Zuständen kann dabei durch Abstrahlung von Szintillationslicht stattfinden, welches ein Grundprinzip für die meisten Kalorimeter darstellt. Geladene Teilchen, die ein optisches Medium mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums durchqueren, können ihre Energie durch Emission von Čerenkov-Licht verlieren. Da in dieser Arbeit auch 2 Čerenkov-Radiatoren verwendet wurden, werden die Grundlagen des Čerenkov-Effekts im Abschnitt 3.1.2 näher behandelt. Bei höheren Energien dominiert der Energieverlust hauptsächlich durch Emission von Bremsstrahlungsphotonen. Die bei diesen Prozessen erzeugten Photonen unterliegen ebenfalls verschiedenen Wechselwirkungsprozessen: Photoeffekt, Comptonstreuung und die e^+e^- -Paarbildung. Der Wirkungsquerschnitt dieser drei Reaktionen hängt dabei sehr stark von der Energie des Photons und von der Elektrondichte ($\sim Z$) ab. Abgesehen von niedrigen Energien ist die Absorption von Elektronen und Photonen ein mehrstufiger Prozeß, in der Teilchenvervielfachung durch Schauerentwicklung auftreten kann. Das Phänomen der Schauerentwicklung, welches erst die Absorption von hochenergetischen Teilchen in relativ kleinen Volumen ermöglicht, wird in Kapitel 3.1.3 genauer beschrieben. Die Wirkungsquerschnitte für die hier dargestellten elektromagnetischen Wechselwirkungen sind für das Elektron wegen seiner geringen Masse besonders groß.

3.1.1 Energieverlust durch Ionisation

Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke (dE/dx) durch Ionisation für ein geladenes Teilchen der Ruhemasse M , welches ein Medium durchquert, wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [?]. Diese ist nur für schwere geladene Teilchen gültig, dessen Ruhemasse $M \gg m_e$ des Elektrons ist, also z.B. für Protonen, α -Kerne etc.

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3071 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \cdot \rho \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_k}{Z} \right] \quad (3.1)$$

In dieser Formel bezeichnet x die Weglänge innerhalb des Mediums, gemessen in cm , ρ die Dichte des Medium, Z und A Kernladungs- und Atomzahl des Mediums, m_e die Elektronenmasse, ze und v Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens und $\beta = v/c$. Hauptsächlich charakterisiert die mittlere Anregungs- und Ionisationsenergie I die Eigenschaften des Mediums, da Z/A für fast alle Elementen, außer für die ganz leichten, nahezu konstant ist. Eine Korrektur für kleine Energien wegen Nichtbeteiligung von K-Elektronen beim Abbremsprozeß wird durch C_k ausgedrückt. Der Energieverlust dE/dx hängt nicht von der Masse M des ionisierenden Teilchens, sondern hängt nur von der Geschwindigkeit β ab. Der Energieverlust fällt für niedrige Energien proportional zu $1/v^2$, geht durch ein Minimum, das im Bereich von 2-3 Mc^2 liegt, und steigt dann logarithmisch mit $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ an.

Der Mechanismus, mit dem Elektronen mit Materie wechselwirken und dabei Energie verlieren, ist nur im Prinzip dem für schwere geladene Teilchen ähnlich. Aufgrund der geringeren Masse des Elektrons spielen schon bei kleinen Energien relativistische Effekte eine Rolle. Die Bethe-Bloch-Formel für relativistische Elektronen lautet näherungsweise ($z=1$):

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{\rho dx} &= \frac{1}{2} 0.3071 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \\ &\quad \left[\ln\left(\frac{m_e v^2 E}{2I^2(1 - \beta^2)}\right) \right. \\ &\quad \left. + (1 - \beta^2) - \ln 2 [2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

3.1.2 Čerenkovstrahlung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit durch ein polarisierbares Medium, so induziert es ein zeitlich veränderliches Dipolmoment. Dies führt zur Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen, sofern die Geschwindigkeit v des Teilchen größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c/n des Mediums mit dem Brechungsindex n . Dies bezeichnet man als Čerenkov-Effekt, deren wesentliche Zusammenhänge hier zusammengefasst dargestellt werden [Jel58].

Aus der Superposition der Huyghens'schen Elementarwellen ergibt sich für den Winkel θ_c zwischen den Wellenausbreitungsvektor der emittierten Strahlung und der Teilchenbahn folgender Zusammenhang:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c \quad (3.3)$$

Das Čerenkov-Licht wird somit auf einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ_c abgestrahlt. Aus Gleichung (3.3) ergibt sich als Schwellengeschwindigkeit, oberhalb der Čerenkov-Strahlung auftritt :

$$\beta > \frac{1}{n} \quad \text{bzw.} \quad v > \frac{c}{n} \quad (3.4)$$

Bei der Abstrahlung von Čerenkovlicht wird ein ganzes Frequenzspektrum emittiert, welches sich aus den Fourierkomponenten der abgestrahlten Antwortimpulse aller Dipole des Mediums zusammensetzt. Eingeschränkt wird das Čerenkov-Spektrum durch Absorption im angrenzenden tiefen UV- und IR-Bereich. Zur Berechnung der Anzahl der abgestrahlten Čerenkov-Photonen sucht man eine Lösung der makroskopischen Maxwellgleichungen für ein polarisierbares Medium und eine Punktladung. Entwicklung der Felder in Fourierreihen und Berechnung des Poyntingvektors führen zur Energiestromdichte in eine bestimmte Raumrichtung. Durch Integration über den Raumwinkel läßt sich die Energie berechnen, die in einen Frequenzintervall pro cm Teilchenbahn abgestrahlt wird. Der als Čerenkov-Licht emittierte differentielle Energieverlust dE/dx des Teilchen hat dann folgende Form für Elektronen:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi\alpha}{c} \int \underbrace{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right)}_{\sin^2 \theta_c} \nu d\nu \quad (3.5)$$

Hierbei ist ν die Frequenz der Strahlung und $\alpha = 1/137$. Differenziert man Gl.3.5 nach ν , so erkennt man folgende Beziehungen.

$$\frac{d^2 E}{dx d\nu} \sim \nu \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2 E}{dx d\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^3} \quad (3.6)$$

Die Anzahl der Photonen ergibt sich nach Division durch $h\nu/2\pi$ und man erhält mit $\lambda = c/\nu$ als Resultat die sogenannte Tamm-Frank-Formel :

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.7)$$

Auch hier ergeben sich folgende Beziehungen :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\nu} \sim \text{const.} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^2} \quad (3.8)$$

Erfolgt der Nachweis der Čerenkov-Photonen über einen Photomultiplier, so muß man dessen Nachweischarakteristik mitberücksichtigen. Die meßbare Größe ist hier die Anzahl der zu Photoelektronen pro Schichtdicke konvertierten Čerenkovphotonen. Bildet man das Produkt aller relevanten Parameter, so erhält man den allgemeinen Ausdruck :

$$\frac{dN_e}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \cdot QE(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot R(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.9)$$

Hierbei ist QE die Quanteneffizienz der Photokathode des Photomultiplieres, T die Transmission des Čerenkovmediums und R das Reflexionsvermögen der Wände bzw. der Verpackung.

Vergleicht man Čerenkov-Radiatoren mit Szintillatoren, so ergeben sich einige Unterschiede. Die Lichtausbeute bei Szintillatoren ist in den meisten Fällen um Größenordnungen höher als bei Čerenkovradiatoren. Dagegen besitzen Čerenkov-Radiatoren sehr kurze Abklingzeiten des Lichtes von wenigen ns, da eine instantane Abstrahlung des Lichts stattfindet. Bei Szintillatoren hängt die Abklingzeit von den Lumineszenzprozessen des Materials ab, Während Szintillatoren praktisch auf Teilchen mit fast beliebig kleiner Energie ansprechen, muß bei einem Čerenkov-Radiator eine Mindestenergie überschritten werden. Wegen $\beta > 1/n$ benötigt man eine minimale Teilchengeschwindigkeit, um überhaupt Čerenkov-Licht erzeugen zu können. Man bezeichnet diese als Schwellenenergie, welche vom Brechungsindex des Mediums und von der Ruhemasse des Teilchen abhängt [Kno89].

$$E_{Schwelle} = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (3.10)$$

In Abb.3.1 ist die Schwellenenergie (normiert auf die Ruheenergie eines Teilchen) in Abhängigkeit des Brechungsindex dargestellt. Dabei besitzen Elektronen wegen der sehr kleinen Ruhemasse die geringste Schwellenenergie, während bei anderen schwereren Teilchen diese wesentlich höher liegt. Eine Einsatzmöglichkeit von Čerenkov-Radiatoren liegt in der Teilchendiskriminierung bzw. Identifizierung, aufgrund der unterschiedlichen Schwellenenergien für unterschiedlich schwere Teilchen.

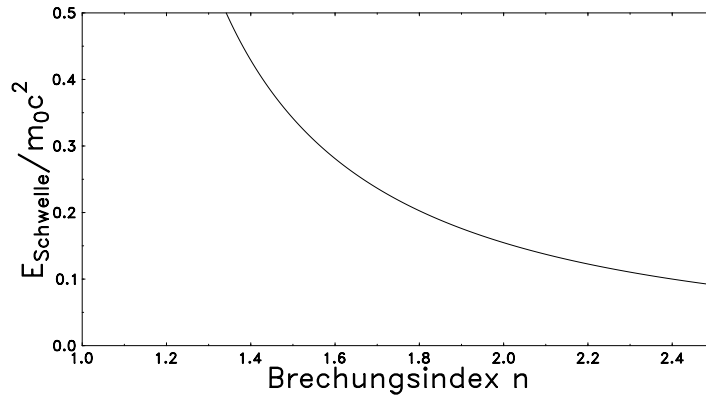


Abb. 3.1: Schwellenenergie normiert auf Ruhemasse in Abhängigkeit von Brechungsindex, ab der Čerenkovlicht produziert wird.

3.1.3 Elektromagnetische Schauerbildung

Hochenergetische Elektronen können wegen ihrer geringen Masse im elektrischen Feld eines Kerns abgelenkt werden und dabei ihre kinetische Energie durch Bremsstrahlungsphotonen abgeben. Bei hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen dominiert von allen Wechselwirkungen die e^+e^- -Paarbildung, wobei hochenergetische Paare wiederum die Möglichkeit haben, Bremsstrahlung zu emittieren. Die Folge von Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozessen führt zur Ausbildung eines Teilchenschauers. Der Schauer bricht ab, wenn bei geringen Energien der Energieverlust durch Ionisation vergleichbar dem Verlust durch Bremsstrahlungserzeugung wird :

$$\frac{dE}{dx_{Ion}} = \frac{dE}{dx_{Brem s}} \quad (3.11)$$

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist proportional zur Energie, während der Energieverlust durch Ionisation logarithmisch variiert. Die beiden Energieverluste werden gleich groß bei der kritischen Energie E_{krit} , die man für Elektronen folgendermaßen nähern kann [Kle84].

$$E_{krit} = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (3.12)$$

Die Anzahl der zum Ende des Schauersprozesses vorliegenden Sekundärteilchen n_{tot} läßt sich nach einem einfachen Modell abschätzen, wobei E_0 die Energie des Primärteilchen ist [Per91].

$$n_{tot} = \frac{E_0}{E_{krit}} \ln(2) \quad (3.13)$$

Die geometrische Form und Entwicklung des Schauers hängt vom Kalorimetermaterial ab. Man definiert als Strahlungslänge X_0 die Schichtdicke eines Materials, in der die Energie eines einfallenden Elektrons durch Bremsstrahlungsverluste auf $1/e$ reduziert wird.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem s} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.14)$$

$$E = E_0 \cdot e^{-x/X_0} \quad (3.15)$$

Die Strahlungslänge wird üblicherweise in Einheiten cm bzw. die spezifische Strahlungslänge in g/cm^2 angegeben. Für die meisten Materialien wurde die Strahlungslänge berechnet und in [Tsa74] tabelliert. Durch eine Anpassung an diese Werte wurde eine gute Parametrisierung von X_0 gefunden [PhR92]:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.16)$$

Die transversale Ausbreitung eines Schauers in verschiedenen Materialien wird durch Streuungen im Material hervorgerufen. In der Streutheorie wird diese Ausbreitung in Einheiten des Molière Radius ausgedrückt. Dieser ist definiert als

$$R_M = E_{Streu} \cdot \frac{X_0}{E_{krit}} \quad (3.17)$$

Dabei ist $E_{Streu} = \sqrt{4\pi/\alpha} \cdot m_e c^2 \cong 21 \text{ MeV}$ die in der Theorie der Elektronenstreuung am Coloumbpotential eines Kerns bezeichnete Streuenergie [Ros52].

3.2 Kalorimeter

Kalorimeter sind Detektoren, die zur Messung der kinetischen Energie von Teilchen dienen. Sie bestehen aus einem Medium, das die Energie der Teilchen zumindest teilweise absorbiert und einen Anteil davon in ein nachweisbares Signal umwandelt. Dieses Signal kann unterschiedliche Formen annehmen, muß aber proportional zum Energieverlust des Teilchens im Kalorimeter sein (Linearität).

3.2.1 Energieauflösung

Neben der Linearität eines Kalorimeters ist dessen Energieauflösung eine wichtige Kenngröße. Der Energieverlust eines Teilchens entlang seiner Bahn erfolgt durch viele statistisch unabhängige Wechselwirkungsprozesse. Dies führt zu einer Verteilung der deponierten Energie mit einer entsprechenden Energieauflösung. Die theoretisch erreichbare Energieauflösung nennt man intrinsische Auflösung, die nur durch die Geometrie und Material des Kalorimeters bestimmt ist. Zur Charakterisierung von Kalorimetern wird üblicherweise die relative Energieauflösung durch folgende Parametrisierung beschrieben¹ [Ere91, Not92].

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{c_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c_2}{E}\right)^2 + c_3^2 \quad E \text{ in GeV} \quad (3.18)$$

Man geht hierbei davon aus, daß die einzelnen Beiträge unkorreliert sind und quadratisch addiert werden können. Betrachtet man im Falle der Lichtauslese eines Kalorimeters mit einem Photomultiplier (PM), so lassen sich die einzelnen Terme folgenden Ursachen zuordnen :

Statistischer Term

Dieser führende Term drückt den Beitrag aller Prozesse aus, die poissonverteilt bzgl. einer der Energie E proportionalen Größe N ist. Die zugehörige Standardabweichung beträgt $\sigma \sim \sqrt{N}$, mit $N \sim E$. Der wesentliche Beitrag stammt aus statistischen Schwankungen der Schauerverteilung, wobei es zu Fluktuationen der Energieverluste im Kristall kommt. Dies wirkt sich auf die Anzahl der produzierten Photonen aus. Ebenso schwankt die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen durch Photonen, die auf die Photokathode des PM's auftreffen. Da in dem meisten Fällen N groß ist, geht die Poissonverteilung in eine Gaußverteilung für N über. Somit erwartet man für die gemessenen Gesamtenergie eines Kalorimeters, daß sie gaußverteilt um einem Mittelwert ist.

Rauschterm

In diesen Term wird das energieunabhängige Rauschen von Photomultipliern und Elektronik zusammengefasst. Eine Möglichkeit der Messung in einen ADC-Histogramm liegt in der Bestimmung der Breite des sog. Pedestals im Vergleich zur Lage der Gesamtenergie.

Konstanter Term

Alle anderen Abweichungen vom $1/\sqrt{E}$ wie z.B. eine unvollständige Energiedeposition durch eine endliche Modulgröße, oder eine unvollständige Lichtsammlung durch Inhomogenitäten des Kristalls werden in einem konstanten Term zusammengefasst.

3.2.2 Schauerprofil

Die Kenntnis des longitudinalen und lateralen Schauerprofils bilden die Grundlage für die Dimensionierung eines Kalorimeters. Da bei den Prozessen, die den Schauer erzeugen, die Streuwinkel in der Regel sehr klein sind, ist es möglich, bei der

¹Bzw. in verkürzter Form: $\frac{\sigma}{E} = \frac{c_1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c_2}{E} \oplus c_3 \quad E \text{ in GeV}$

geometrischen Schauerbeschreibung die longitudinale von der lateralen Ausbreitung zu trennen. Der longitudinale Schauer wird im wesentlichen von dem hochenergetischen Teil der Kaskade bestimmt und hängt von der Strahlungslänge X_0 ab. Allerdings ist es dennoch nicht möglich, alle interessanten Größen über die longitudinale Schauerausbildung in einer geschlossenen Form darzustellen [Ros52]. Meist werden mit Monte-Carlo-Methoden die Schauerentwicklung simuliert, um das Schauerprofil geeignet zu parametrisieren. In Abb.3.2 ist eine GEANT-Simulation [Gea] des longitudinalen Schauerentwicklung dargestellt. Es findet im Anfangsbereich durch

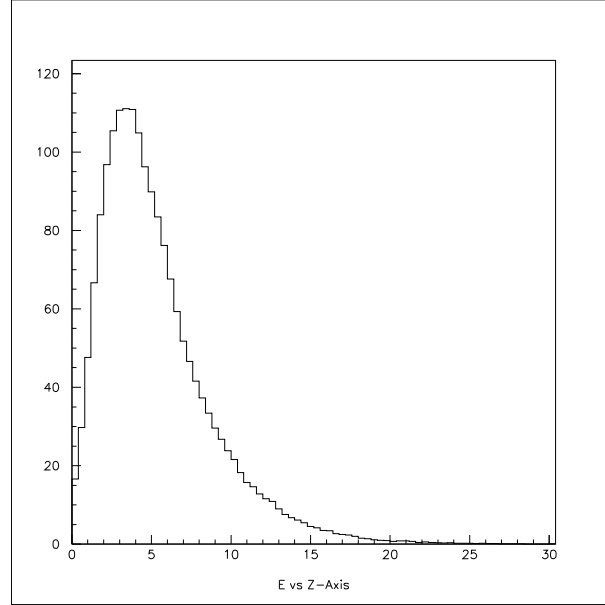


Abb. 3.2: GEANT-Simulation des longitudinalen Schauerprofils von PbF_2 mit 855 MeV Elektronen. Das Maximum des Schauers liegt bei einer Eindringtiefe von ~ 3 cm. Aufgetragen ist der Energieverlust in willkürlichen Einheiten gegen die Tiefe (cm) im Kristall

die Kaskadenbildung eine Vermehrung von Teilchen statt, die verantwortlich für den schnellen Anstieg des longitudinalen Energieverlustes sind. Durch Abbruch der Kaskadenbildung fällt für größere Tiefen der Energieverlust ab. Die longitudinale Verteilung des Energieverlusts der leptonischen Schauerteilchen (Photonen, Elektronen und Positronen) läßt sich empirisch durch folgende Funktion beschreiben [Kle84]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot c_0 \cdot t^{c_1} \cdot e^{-c_2 t} \quad (3.19)$$

Dabei ist $t = x/X_0$ die Eindringtiefe in Einheiten der Strahlungslänge und E_0 die Primärenergie des Teilchens. Der Wert für c_1 entspricht in erster Näherung der maximale Eindringtiefe T_{max} , $c_2 \approx 0.5$ und $c_0 = c_2^{c_1+1}/\Gamma(c_1+1)$. Die Tiefe, bei der die Verteilung ein Maximum hat, wird als optimale Tiefe T_{opt} bezeichnet:

$$T_{opt}(E_0) = 1.01 \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_{krit}} - \frac{1}{2}\right) \quad (3.20)$$

Sie ist ein Maß für die Eindringtiefe eines Schauers, deren Energieabhängigkeit durch den Logarithmus schwach ist.

Das transversale Schauerprofil wird durch eine radiale Energiedichtefunktion $\rho(r)$ beschrieben, die in folgender Form dargestellt wird [Bia89, Nel66].

$$\rho(r) = a_1 e^{-r/b_1} + a_2 e^{-r/b_2} \quad (3.21)$$

Dabei ist r der radiale Abstand vom Zentrum der transversalen Schauerachse. Dabei beschreibt der erste Term einen kompakten Schauerkern, während der zweite Term den Verlauf des Profils im Fernbereich ("Schauerschwanz") darstellt. Der Schauerschwanz wird vor Erreichen des Schauermaximums durch vielfach gestreute niederenergetische Elektronen und danach von Photonen bestimmt, die sich im Absorptionsminimum befinden und dadurch große Strecken innerhalb des Mediums zurücklegen können.

Drückt man den Radius durch den Moliere-Radius R_M aus, so erreicht man eine materialunabhängige Beschreibung. Als Faustformel gilt, daß im Mittel in einem Zylinder mit Radius r und unendlicher Länge folgender Anteil deponierter Energie E_{dep} normiert auf Primärenergie E_0 vorliegt :

$r [R_M]$	E_{dep}/E_0
1.0	90%
3.0	95%
3.5	99%

Tabelle 3.1: Anteil deponierter Energie zur Gesamtenergie im Zylinder mit Radius r

Kapitel 4

Anforderungen an das Kalorimeter

Im Kapitel 2.3 wurde das theoretische Meßprinzip des geplanten A4-Experiments und das zugrundeliegende Konzept für das Kalorimeter vorgestellt. Entscheidend für die Durchführung des Experiments ist die Wahl des Kalorimetermaterials. Die Anforderungen an das Kalorimeter ergeben sich aus den Rahmenbedingungen des A4-Experiments [Kon94]. Das Kalorimeter ist aus Einzelmodulen zusammengesetzt, dessen Größe materialunabhängig parametrisiert ist und dabei folgende Ausmaße besitzen sollen:

$$\frac{4}{3}R_M \cdot \frac{4}{3}R_M \cdot 13X_0 \quad (\text{Höhe} \times \text{Breite} \times \text{Tiefe})$$

Die Schauarentwicklung eines Teilchens soll innerhalb eines 3×3 -Clusters, also 9 Modulen, abgeschlossen sein. Fordert man, daß mindestens 95% der primären Energie in einen 3×3 -Cluster deponiert sind, so entspricht dies gemäß Tabelle 3.1 für die laterale Schauerausbreitung mindestens einen Zylinder mit dem Durchmesser $d = 4 \cdot R_M$. Für ein Modul eines 3×3 -Cluster entspricht dies einer Kantenlänge der Frontfläche von $4/3 \cdot R_M$. Für die vollständige longitudinale Schauerdeposition wurde eine Mindesttiefe von $13 \cdot X_0$ gefordert. Der kalorimetrische Detektor muß in der Lage sein, ein elastisch gestreutes Elektron von inelastischen Prozessen zu unterscheiden. Bei der Streuung am freien Proton stellt die für die Pionproduktion nötige Energie eine Schwelle für inelastische Ereignisse dar. Bei einem Elektronenstreuwinkel von ca. 35° ist die kinetische Energie des inelastisch gestreuten Elektrons mindestens um 120 MeV kleiner als die eines elastisch gestreuten. Die Energie der elastisch gestreuten Elektronen ändert sich bei diesen kinematischen Bedingungen als Funktion des Winkels um ca. 6 MeV pro Grad. Bei der angestrebten Ortsauflösung im Kalorimeter von 12 mm und einer Targetlänge von 10 cm entspräche die für eine 4σ -Trennung notwendige Energieauflösung etwa $3.5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Das produzierte Licht des Kalorimetermaterials soll maximal innerhalb 20-30 ns abgeklungen sein, da die Kinematik an einzelnen Ereignissen bei hohen Raten vermessen wird. Bei hohen Raten treffen mit endlicher Wahrscheinlichkeit zwei Teilchen den Detektor räumlich und zeitlich so nah beieinanderliegend, daß sie nicht mehr mit einfachen Mitteln trennbar sind. Beide Ereignisse müssen dann verworfen werden, was zu systematischen Änderungen der gemessenen Zählraten und damit der gemessenen Asymmetrie führt. Diese Verminderung der nützlichen Datenrate wird als „pile up“-Verlust bezeichnet. Die Auswahl des Detektormaterials und der Ausleseelektronik zielt auf eine minimale Totzeit des Kalorimeters für jeweils 9 Module. Dies ist ausreichend, um die geforderte Energie- und Ortsauflösung zu erreichen. 20 ns vor dem Ereignis

(pre-pile-up) und 20 ns nach dem Ereignis (post-pile-up) darf kein weiterer Treffer dieser Modulgruppe erfolgen. Weitere Treffer innerhalb der 40 ns müssen räumlich klar getrennt sein. Die Selektion von Ereignissen nach diesen Kriterien soll in der Trigger- und Ausleseelektronik geschehen, die derzeit in einer Doktorarbeit entwickelt wird [Koe96]. „Pile up“ führt auf zwei Arten zu einer Veränderung der experimentellen Situation. Zum einen ist die Verlängerung der Meßzeit durch den Verlust an elastisch gestreuten Elektronen zu nennen, zum anderen eine falsche Asymmetrie durch erkanntes und nicht erkanntes „pile up“ [Kon94]. Die Kompaktheit bezüglich der Schauerentwicklung des Materials spielt für die erwartete systematische Änderung der Asymmetrie aufgrund von Ratenverlusten eine große Rolle. Da man die erforderliche Energieauflösung durch Summieren der Signale von 9 Modulen erhält, ist die Rate an gestreuten Teilchen (und damit auch die Ratenverluste), die ein Modul bei festem Abstand treffen proportional zu R_M^2 .

Für die Durchführung des Experiments tritt eine Strahlenbelastung einigen 10 krad auf. Bei dieser Strahlendosis soll keine Schädigung im Antwortverhalten des Detektors auftreten. Eine Möglichkeit, die Strahlenfestigkeit eines Materials zu messen, besteht in der Messung des wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizient k , der folgendermaßen definiert ist :

$$k = \frac{1}{d} \cdot \ln\left(\frac{T_i}{T_e}\right) \quad (4.1)$$

Dabei ist d die Dicke in m des Kristalls, bei der die Transmission T_i vor und T_e nach der Strahlendosis gemessen wurde.

Kapitel 5

Das Testkalorimeter

5.1 Wahl der Kalorimetermaterialien

Die Forderungen an Energieauflösung (Lichtausbeute), schnelle Abklingzeit (τ), Kompaktheit (R_M) und Strahlenfestigkeit schränkt die Zahl der möglicher Materialien für das A4-Kalorimeter stark ein. Zur Zeit des Vorschlages des A4-Experimentes erschien flüssiges Xenon als vielversprechendes Szintillator-Material. Im Rahmen einer Diplom- und anschließenden Doktorarbeit wurde ein temperaturstabilisierter Xenonkryostat zum Test von verschiedenen Detektorkonfigurationen entwickelt und gebaut [Hof94, Hof96]. Die Strahlenfestigkeit von flüssigem Xenon ist intrinsisch sehr hoch. Eine Flüssigkeit kann außerdem sehr einfach durch Umbau der Reflektorzellen an eine neue Geometrie angepasst werden. Zusätzlich sollen auch Kristalle auf ihre Eignung untersucht werden, weil sie einen kompakten Aufbau ohne eine aufwendige Kryotechnik ermöglichen. Als mögliche Kandidaten wurden die Kristalle Bleiwolframat (PbWO_4) und Bleifluorid (PbF_2) untersucht. Zusätzlich wurde Bleiglas mit der Bezeichnung SF 5 getestet, stellt aber wegen der mangelhaften Strahlungsfestigkeit keine Konkurrenz zu PbWO_4 und PbF_2 dar. Eine Übersicht der Kristalldimensionen ist in Tabelle 5.1 gegeben. Die wesentlichen Eigenschaften, sowie in der Literatur veröffentlichten relevanten Resultate werden für diese drei Materialien in den folgenden Unterabschnitten genauer vorgestellt.

Material	Typ	Breite [mm]	Höhe [mm]	Tiefe [mm]
PbWO_4	S	21.0	21.0	160
PbF_2	Č	21.0	21.0	185
SF 5	Č	40.0	40.0	290

Tabelle 5.1: Dimensionen der verwendeten Kristalle. (S: Szintillator und Č: Čerenkovradiator)

5.1.1 PbWO_4

PbWO_4 ist ein Kristall der sog. Wolframat-Familie, die aus verschiedenen Mitgliedern (CdWO_4 , SrWO_4 , CaWO_4 , $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$, $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$,...) besteht, die zwar eine hohe Lichtausbeute, aber langsame Szintillationszeiten aufweisen. Die Szintillation von PbWO_4 (PWO) ist schon seit 1948 bekannt, war jedoch von geringerem

Interesse. Man sah in PbWO_4 einen sehr schnellen Szintillator, aber die Szintillation ist bei Raumtemperatur gegenüber z.B. NaJ stark unterdrückt. Auf der Suche nach zukünftigen Detektormaterialien wurde PbWO_4 erstmalig 1992 als mögliches Kalorimetermaterial für CMS¹ am LHC² diskutiert [Bar92]. Die Strahlungslänge und Moliere-Radius von PbWO_4 lassen ein kompaktes Design zu [Tabelle 5.2]. In der

Dichte	ρ	(g/cm^3)	8.28
Strahlungslänge	X_0	cm	0.85
Moliere Radius	R_M	cm	2.19
Čerenkov Moliere Radius	R_M^c	cm	-
Kritische Energie	E_s	MeV	8.15
Anzahl Photoelektronen	$n_{p.e.}$	$1/MeV$	6-40
Brechungsindex	n	$(\lambda = 632nm)$	2.2
mech. Härte		Moh	4
Mech. Kompression		kg/cm^2	100
Schmelzpunkt		$^{\circ}C$	1123
Term. Ausdehnung		$1/^{\circ}C$	-
Hygroskopisch			nein
Chem. Aktivität			inert
Maximum der Emission	λ	nm	420-450
Breite des Spektrums (10% Maximim)	λ	nm	360-570

Tabelle 5.2: Charakteristische Größen von PbWO_4

Literatur wurde der Mechanismus der Szintillation unter verschiedensten Aspekten untersucht [Bel95, Kob93, Kob96, Leq94, Zhu96]. Von praktischer Bedeutung ist die Temperaturabhängigkeit der mittleren Szintillationsdauer und der Lichtausbeute. Dabei nimmt mit zunehmender Temperatur die Photonenzahl ab. Im Bereich der Raumtemperatua ist der Abfall linear und beträgt $-1.98 \text{ } \%/^{\circ}C$ bei $20^{\circ}C$. Der Verlauf der mittleren Abklingzeit nimmt dagegen bei Raumtemperatur linear mit zunehmender Temperatur ab. Kühlt man den Kristall z.B. von $25^{\circ}C$ auf $15^{\circ}C$ ab, so wurde eine relative Zunahme der mittleren Abklingzeit von 2ns beobachtet [Daf94]. Die Auswirkung von Strahlenschäden auf die Änderung der Transmission wurde bis zu einer Strahlendosis von 10^8 rad mit einem ^{60}Co -Präparat getestet [Kob93]. Demzufolge zeigte sich eine starke Abnahme der Transmission um $\sim 4\%$ bis zu einer Dosis von 10^3 rad . Eine weitere Erhöhung der Dosis bis zu 10^6 rad zeigte nur eine relativ geringe zusätzliche Abnahme. Ermutigend waren die Resultate von Buyano [Buy94], der ebenfalls die Transmission bis zur einer Strahlendosis von 10^7 rad vermessen hatte. Diesem Resultat zufolge nimmt die Transmission bis zu einer Strahlendosis von $\sim 10^5 \text{ rad}$ sogar zu. Erst oberhalb dieser Strahlendosis sank die Transmission unterhalb des unbestrahlten Zustands. Zugleich wurde festgestellt, daß PbWO_4 selbstheilend ist, d.h. eine strahlengeschädigte Transmission stellt sich nach entsprechender Zeit wieder auf den Normalwert ein. Die ersten Untersuchungen von PbWO_4 -Kristallen am Elektronenstrahl wurden ab 1993 am IHEP³, CERN und am KEK⁴ durchgeführt und veröffentlicht [Ale95, Buy94, Ina95]. Die dabei

¹CMS: Compact Muon Shield

²Large Hadron Collider, CERN

³Institute for High Energy Physics, Provinto ,Rußland

⁴National Laboratory for High Energy Physiks (KEK), Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

erzielten Energieauflösungen sind vergleichbar und lagen bei $\frac{\sigma}{E} \sim 3.2\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Die Abklingzeiten von PbWO_4 wurden erstmalig unter Benutzung eines γ -Präparates (^{22}Na) bestimmt [Buy94]. Das zeitliche Verhalten des Szintillationslicht konnte dabei durch 3 Exponentialfunktionen beschrieben werden. Die dabei ermittelten Abfallzeiten betrugen dabei $\tau_1=2.1\text{ ns}$ (41%), $\tau_2=7.5\text{ ns}$ (39%) und $\tau_3=26\text{ ns}$ (20%). Diese vielversprechenden Daten waren der aktuelle Stand der Kenntnisse Anfang 1995 und ermutigten uns, PbWO_4 -Kristallen auf ihre Einsatzmöglichkeit als Kalorimetermaterial im A4-Experiment zu testen. Es wurden 30 $\text{PbWO}_4\text{:Nb}$ -Kristalle gekauft, die von der Firma BTCP⁵ hergestellt wurden. Der Zusatz von Nb soll eine Steigerung der Strahlungsfestigkeit und eine Erhöhung der Transmission bewirken, indem Nb vorhandene Fehlstellen im Kristall besetzt [Fyo94]. Die Maße eines Kristalls betragen dabei $21\text{ mm} \times 21\text{ mm} \times 160\text{ mm}$. Alle 30 Kristalle sind durchsichtig, haben jedoch einen leichten Gelbstich. Die Kristalle sind dabei nominell mit Nb mit einer Konzentration von 0.1% gedopt. Wir hatten durch Herrn Dr. R. Novotny⁶ die Gelegenheit, das Transmissionsspektrum von den 30 Kristallen in einen Wellenlängenbereich von $\lambda=300\text{--}600\text{ nm}$ zu bestimmen. PbWO_4 -Kristalle sind doppelbrechend, wobei die optische Achse bei den 30 Testkristallen zufällig verteilt ist. Deshalb wurden die Kristalle um die Längsachse so gedreht, bis die Transmission bei $\lambda=600\text{ nm}$ maximal wurde. Ein typisches Transmissionsspektrum zeigt die Abb. 5.1.

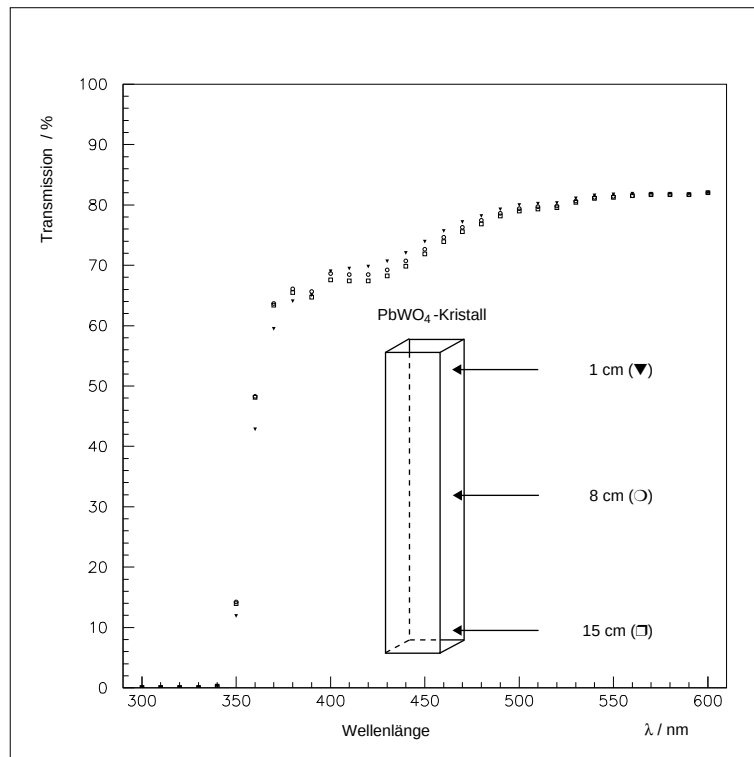


Abb. 5.1: Messung des Transmissionsspektrum von PbWO_4 bei 3 verschiedenen Positionen senkrecht zur Längsachse des Kristalls.

Die Kristalle wurden in der Mitte und jeweils 1 cm unterhalb der Kristallenden transversal zur Längsachse vermessen. Die Transmission fällt schnell in dem Bereich

⁵Bogorodisk, Rußland

⁶2. Physikalisches Institut, Giessen

um $\lambda \sim 350 \text{ nm}$ ab und ist für kleinere Wellenlängen undurchlässig. Im Bereich um $\lambda \sim 420 \text{ nm}$ ist ein leichter Einbruch in der Transmission zu erkennen. Dies erklärt den leichten Gelbstich der PbWO_4 -Kristalle, hervorgerufen durch Absorption im diesen komplementären blauen Bereich. Der Verlauf der Transmission unterscheidet sich für die drei Positionen. Eine Abnahme der Transmission entlang der Längsachse wurde von [Fyo94] dadurch erklärt, daß die Konzentration von Fehlstellen entlang der Längsachse beim Ziehen des Kristalls aus der Schmelze zunimmt.

5.1.2 PbF_2

Auch PbF_2 ist lange bekannt und dessen Einsatz als Kalorimetermaterial wurde schon 1954 vorgeschlagen. PbF_2 kommt in zwei verschiedenen kristallinen Formen vor (kubisch mit $\rho = 7.77 \text{ g/cm}^3$ und orthorhombisch mit $\rho = 8.24 \text{ g/cm}^3$), wobei nur die kubische Form verwendet wird. Die physikalischen Eigenschaften sind denen von PbWO_4 ähnlich [Tabelle 5.3], somit lassen sich ebenfalls vergleichbare kompakte Kalorimeter-Module herstellen. Im Gegensatz zum szintillierenden PbWO_4 ist

Dichte (kubisch)	ρ	(g/cm^3)	7.77
Strahlungslänge	X_0	cm	0.93
Moliere Radius	R_M	cm	2.22
Čerenkov Moliere Radius	R_M^C	cm	1.80
Kritische Energie	E_s	MeV	9.04
Anzahl Photoelektronen	$n_{p.e.}$	$1/\text{MeV}$	~ 1
Brechungsindex	n		(Tabelle 5.4)
mech. Härte		Moh	(≤ 4)
Mech. Kompression		kg/cm^2	200
Schmelzpunkt		$^\circ\text{C}$	855
Term. Ausdehnung		$1/^\circ\text{C}$	20×10^{-6}
Hygroskopisch			nein
Chem. Aktivität			inert
Abbruch Transmission	λ	nm	~ 250

Tabelle 5.3: Charakteristische Größen von PbF_2

PbF_2 ein reiner Čerenkov-Radiator verbunden mit einer extrem kurzen Abklingzeit τ . Diese hängt nur von der Kristallgeometrie und dessen Lichtsammlung ab und beträgt i.A. nur wenige ns. Dabei ist PbF_2 kompakter als z.B. BGO, hat aber eine geringere Lichtausbeute. PbF_2 -Kristalle sind durchsichtig und ohne Farbstiche. Der hier angegebene Literaturwert für den Moliere-Radius R_M betrifft die Energie-deposition durch Ionisation und Anregung. Beschränkt man sich auf den Bereich des Schauers, in dem Čerenkov-Licht produziert wird, so muß man für die laterale Ausdehnung des Čerenkov-Licht berücksichtigen, daß Teilchen, die unterhalb der Čerenkov-Schwelle liegen, keinen Beitrag mehr liefern. Deshalb erwartet man für diesen Čerenkov Moliere-Radius R_M^C einen kleineren Wert als der Literaturwert für R_M . Da kein Wert für R_M^C vorlag, wurde dieser mittels einer GEANT-Simulation [Gea] auf $R_M^C = (1.80 \pm 0.01) \text{ cm}$ bestimmt. Der wellenlängenabhängige Brechungsindex ist in Tabelle 5.4 dargestellt [And90]. PbF_2 besitzt einen hohen Brechungsindex, der einerseits die Produktion von Čerenkovlicht begünstigt, anderseits die Ankopplung

eines Photomultipliers erschwert. Die Schwellenenergien (Gl.3.10) liegen bei einem Brechungsindex von $n=1.8$ bei $E_{schwelle}=0.20 \cdot m_0 c^2$.

λ/nm	n
300	1.937
400	1.818
500	1.782
600	1.765
700	1.755
800	1.749

Tabelle 5.4: Brechungsindex von PbF_2 bei 20°C

Die ersten Kristalle wurden 1968 von Dally und Hofstadter [Dal68] am Strahl getestet, die dabei erzielte Energieauflösung beträgt $\Delta E/E \sim 11\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ für FWHM⁷ bzw. umgerechnet $\sigma/E \sim 4.7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Danach geriet PbF_2 aus unbekannten Gründen in Vergessenheit und wurde erst durch eine Suche nach neuen Kalorimetermaterialien nach mehr als 20 Jahren wiederentdeckt [And90].

Das erste 5×5 -Testkalorimeter wurde von C.L.Woody mit einer Modulgröße von $21 \text{ mm} \times 21 \text{ mm} \times 185 \text{ mm}$ am AGS in Brookhaven (USA) untersucht [Woo93]. Die dabei erzielte Energieauflösung betrug $\sigma/E = 5.7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$, bezogen auf das ganze Kalorimeter. Im interessanten Strahlendosisbereich von 10-30 Krad ist der Absorptionskoeffizient von PbF_2 und PbWO_4 vergleichbar. Ebenfalls weist PbF_2 eine Selbstheilung, die mit einer UV-Lampe wesentlich beschleunigt werden kann. Seit November 1995 stehen der A4-Kollaboration durch die freundliche Unterstützung von C.L.Woody vom BNL⁸ 25 PbF_2 -Kristalle als Leihgabe zur Verfügung. Die Kristalle wurden bei OPTOVAC⁹ mit dem Maßen $21 \text{ mm} \times 21 \text{ mm} \times 185 \text{ mm}$ hergestellt. Es sind die gleichen Kristalle, die im Artikel [Woo93] für ein Testkalorimeter verwendet wurden. Somit bestand die Möglichkeit, unsere Meßergebnisse mit den vorliegenden vergleichen zu können. Über die Hälfte der Kristalle wiesen auf der Oberfläche auf mindestens einer der Seiten weiße Eintrübungen auf, teilweise in Form von Fingerabdrücken. Sie ließen sich nicht durch Aceton oder durch feinkörniges Diamandschleifpaste entfernen. Die Kristalle wurden alle mit einer Lampe durchgeleuchtet, dabei mußten bei der Überzahl Strukturen in Form von blasenartigen Einschlüssen festgestellt werden. Typische Spuren für Strahlenschäden wie lokale Farbzentren oder Strukturen wie Mikrorisse durch lokale Überhitzung entlang der Längsachse der Kristalle konnten nicht beobachtet werden.

5.1.3 SF 5

Bleiglas ist ein sehr weit verbreiteter Čerenkov-Radiator zur Teilchenidentifikation in der Hochenergiephysik. Es gibt eine große Anzahl von verschiedenen Bleiglas-Sorten, die sich neben ihrer Zusammensetzung auch stark in ihren physikalischen Größen unterscheiden. Eine kleine Auswahl davon wurde von S.Ori [Ori83] zur Verwendung als Kalorimetermaterial getestet. Die beste dabei erzielte Energieauflösung betrug

⁷Full Width at Half Maximum, $FWHM = 2.35 \cdot \sigma$ bei Gaußverteilung

⁸Brookhaven National Laboratory, USA

⁹N. Brookfield, MA, USA

$\sigma/E = 3.63\%/\sqrt{E[GeV]}$ mit einer Bleiglas der Bezeichnung Nikon DF6c, jedoch gemessen mit einer langen Integrationszeit von 800 ns. Am MAMI wurde die Bleiglas-Sorte SF 5¹⁰ von der A3-Kollaboration als Elektron-Detektor eingesetzt und wurde von uns als Kalorimetermaterial getestet. Die verwendeten Kristalle haben die Maße 40 mm × 40 mm × 290 mm. Während die Frontkantenmaße der geforderten Modulgröße von $4/3R_M \times 4/3R_M$ fast entsprechen, ist die Länge von umgerechnet $9.1 \cdot X_0$ zu kurz. Das verwendete Bleiglas SF 5 besteht gewichtsmäßig aus 55.1% PbO, 39.2% SiO₂, 3.9% K₂O und 1.8% Na₂O. Man muß hier erwähnen, daß Bleiglas, insb. SF 5, keine ernsthafte Alternative zu PbWO₄ oder PbF₂ darstellt, wegen der ungenügenden Strahlenfestigkeit. Die Strahlenfestigkeit von SF 5 (Schott) wurde unter Benutzung eines ⁶⁰Co-Präparates vermessen [Gol73]. Demzufolge beträgt bei einer Strahlendosis von 10 krad der Absorptionskoeffizient $k \sim 50/m$, der im Vergleich zu PbWO₄ oder PbF₂ um einen Faktor ≈ 100 größer ist.

Dichte	ρ	(g/cm ³)	4.07
Strahlungslänge	X_0	cm	2.55
Moliere Radius	R_M	cm	3.17
Čerenkov Moliere Radius	R_M^C	cm	-
Kritische Energie	E_s	MeV	16.90
Anzahl Photoelektronen	$n_{p.e.}$	1/MeV	-
Brechungsindex	n		1.7
mech. Härte		Moh	-
Mech. Kompression		kg/cm ²	-
Schmelzpunkt		°C	-
Term. Ausdehnung		1/°C	85×10^{-7}
Hygroskopisch			nein
Chem. Aktivität			inert
Abbruch Transmission	λ	nm	~ 350

Tabelle 5.5: Charakteristische Größen von Bleiglas SF 5

5.2 Aufbau des Testkalorimeter

Um die Frage zu klären, ob die vorgestellten Kristalle geeignete Materialien für das A4-Kalorimeter darstellen, wurden diese in mehreren Testexperimenten untersucht. Das Konzept für das A4-Kalorimeters sieht vor, daß die Energie und der Auftreffort eines Teilchens im Kalorimeter durch die Auslese des zugehörigen 3×3-Clusters (getroffenes Modul und seiner 8 Nachbarn) ermittelt werden. Aus diesem Grund wurden 25 Kristalle zu einem Testkalorimeter zusammengesetzt, das aus einer 5×5-Anordnung besteht (Abb. 5.2). Bei einer 5×5-Cluster hat den Vorteil, insgesamt an neun 3×3-Cluster messen zu können. Ebenso hat man die Möglichkeit gegeben, räumliches Pileup, also das Überlappen zweier oder mehrerer 3×3-Cluster innerhalb der Integrationszeit, untersuchen zu können. An jeden Kristall wurde an dessen Schmalseite ein Photomultiplier (PM) zur Lichtauslese angekoppelt. Dabei sollte die Ankopplung des PM's leicht ohne Zerstörung von Kristall und PM wieder lösbar

¹⁰Hersteller Schott-Werke Mainz

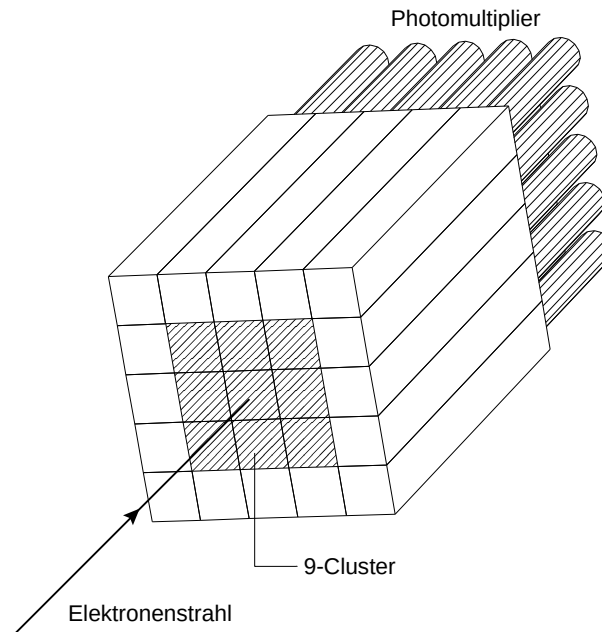


Abb. 5.2: Aufbau des Testkalorimeters. Es sind 25 Kristalle zu einem 5×5 -Cluster angeordnet. Schraffiert eingezeichnet ist das zentral getroffene Mittenmodul und seine 8 Nachbarmodulen des zugehörigen 9-Clusters, die zur Bestimmung der Energie berücksichtigt werden. Die Lichtauslese erfolgt mit Photomultipliern, dargestellt durch Zylindern an der Rückseite der Kristalle.

sein, um verschiedene PM's zur Auslese testen zu können. Zur Befestigung wurde ein Kleber mit der Bezeichnung Heliobond eingesetzt. Der Vorteil eines Klebers gegenüber eines optischen Ankoppelöls ist der Verzicht auf einen Schrumpfschlauch zur mechanischen Fixierung der PM's. Es konnte dabei eine reproduzierbare Ankoppelung der PM's an die Kristalle erzielt werden. Dies hat den enormen Vorteil, den Abstand zwischen den Modulen klein zu halten und somit die Verschlechterung der Energieauflösung durch Energieverlust in der Verpackung zu verringern. Der Kleber ist sehr leicht aufzutragen und es lassen sich wegen seiner geringen Viskosität sehr einfach störende Luftbläschen zwischen Kristall und PM entfernen. Heliobond härtet bei blauem Licht ($\sim 400 \text{ nm}$) innerhalb einer Minute vollständig aus und lässt sich wieder mit Aceton leicht entfernen, wobei die verwendeten Kristalle nicht durch Aceton angegriffen werden. Die Transmission von Heliobond wurde am Physikalischen Institut in Giessen vermessen und ist in Abb. 5.3 dargestellt. Bei PbF_2 kann Heliobond nicht verwendet werden, da das Spektrum des Čerenkovlichts im UV-Bereich durch die starke Absorption des Klebers ab $\sim 320 \text{ nm}$ abgeschnitten wird. Zur Steigerung der Lichtausbeute wurde Tyvec als Verpackungsmaterial für die Kristalle verwendet. Tyvec besteht aus Polyethylen-Fasern in Form von Papierbögen. Es lässt sich leicht verarbeiten und braucht nur einlagig eingesetzt werden. Der Abstand zwischen zwei Kristallen entspricht dabei $\sim 300 \mu\text{m}$.

Die 25 Module wurden in einem Überrahmen eingesetzt, an dem die Signal- und HV-Kabel angeschlossen wurden. Wegen des fehlenden Schrumpfschlauches sind die Kristalle auch nicht mehr lichtdicht und wurden deshalb in eine lichtdichte Box gesetzt. Alle Messungen an den Kristallen wurden im Mainz an MAMI in der A4-Experimentierhalle durchgeführt, dabei wurde mit einem Elektronenstrahl senkrecht

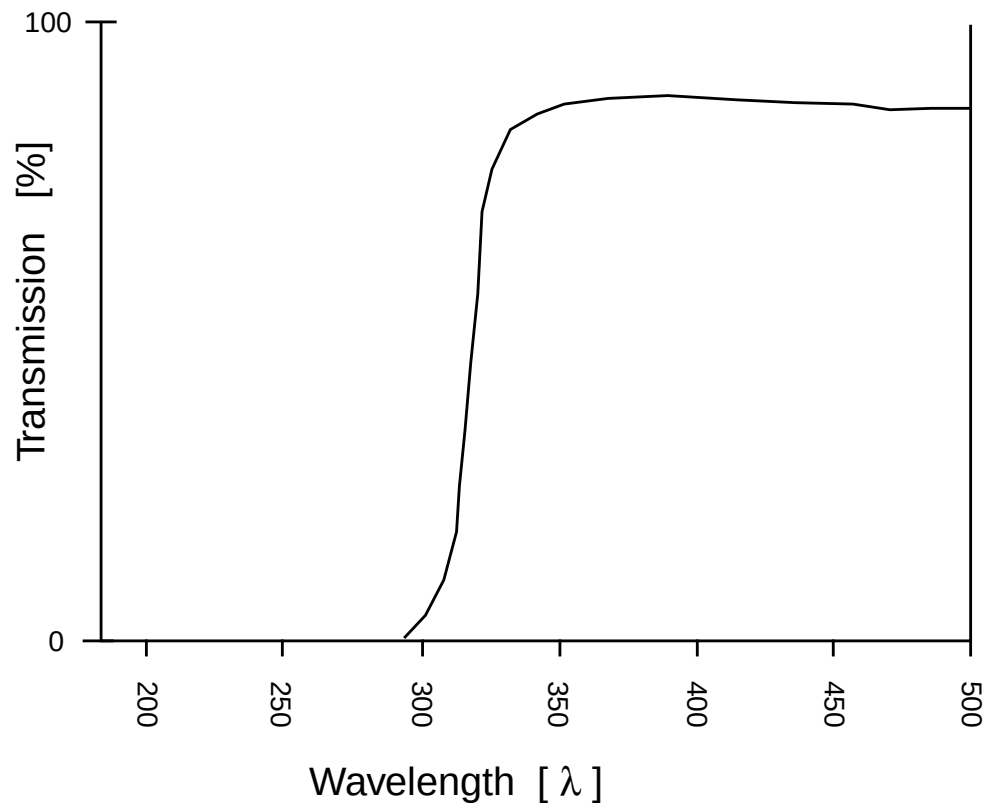


Abb. 5.3: Transmission des Klebers Heliobond, der zur Ankopplung der Photomultiplier an die Kristalle verwendet wurde.

auf die Stirnseite des Testkalorimeters geschossen. Mit motorgetriebenen Verschiebetischen war man in der Lage, jeden der 25 Kristalle des Testkalorimeters in den Elektronenstrahl zu fahren und zu vermessen. Als Triggerdetektoren für einzelne Elektronen dienen 2 gekreuzte 2 mm × 2 mm-Vierkantszintillatoren, die vor das Testkalorimeter positioniert wurden und mit XP-1911 Photomultipliern ausgelesen wurden. Die beiden Trigger sind auf einen eigenen Verschiebetisch montiert, so daß sie aus dem Elektronenstrahl gefahren werden können. Die Möglichkeit, Trigger und Testkalorimeter aus dem Strahl zu fahren, ist wichtig, weil das Durchfädeln und Optimieren des Strahls bei Elektronenstrahlströmen vorgenommen wird, die eine Zerstörung der Detektoren und Trigger zur Folge hätte.

5.3 Elektronik und Auslese

Die Elektronik und das Datenaufnahmesystem ist über ca. 80 m langen Signalkabeln mit dem Experiment verbunden. Nur die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier befindet sich vor Ort in der Experimentierhalle. Die Signale der 25 Module des Testkalorimeters laufen über dämpfungsarmes RG 213, während die Triggersignale über normales RG 58-CU laufen. Mit Hilfe eines Pulsers wurden die Signal- und Triggerkabeln untereinander auf wenige ns abgeglichen.

Der schematische Aufbau der Elektronik und Datenerfassung ist in Abb.5.4 dargestellt.

Die 25 PM-Signale werden unter Verwendung eines ADC's (Le Croy 2249 A) mit einer Auflösung 10 Bit digitalisiert. Die Ausgangssignale der beiden Elektronentrigger

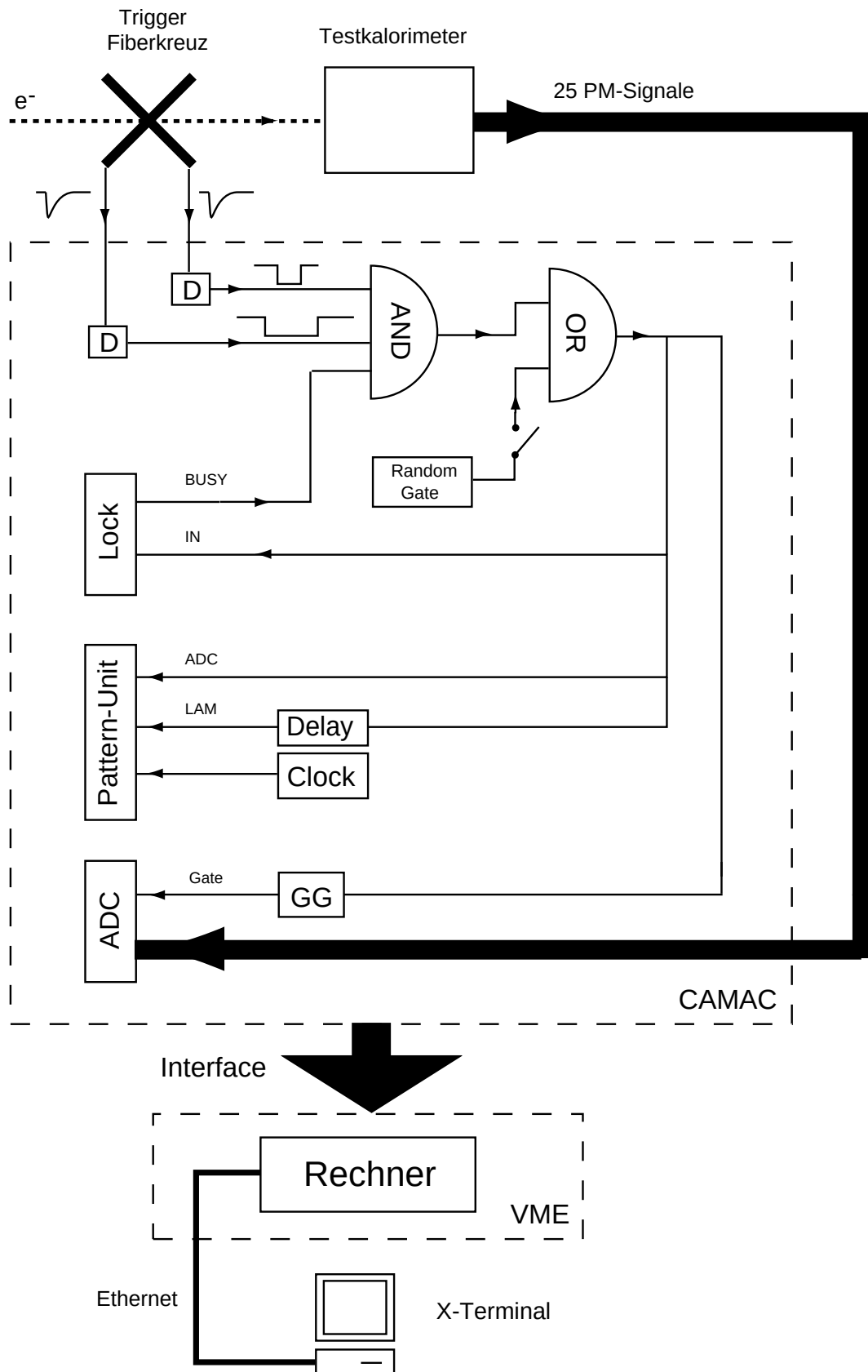


Abb. 5.4: Aufbau der Meßelektronik. Bezeichnungen: Diskriminator (D), Gate-Generator (GG), Look At Me (LAM)

durchlaufen getrennt für sich einen Diskriminator. Die Schwellen wurden so gesetzt, daß diese deutlich oberhalb vom Rauschen der Photomultiplier liegen. Über eine Koinzidenz dieser logischen Signale werden nur die Elektronen als Trigger selektiert, die die beiden gekreuzten Vierkant-Szintillatoren angesprochen haben. Eine Triggerung ist dabei nur dann möglich, wenn die Elektronik zur Datenaufnahme bereit ist. Eine Verriegelungseinheit (LOCK) kennzeichnet mit $\overline{BUSY}$ diesen Zustand. Der verwendete ADC wirkt hier als Ladungsintegrator, dessen Integrationszeit (Gatelänge) durch ein entsprechend langes Rechecksignal in sog. Gate-Generator eingestellt wird und über den Trigger gestartet wird. Zur ereignisbezogenen Triggerung kann eine davon zufällige und unkorrelierte Triggerung über ein OR-Gatter hinzugeschaltet werden, welche als Random Gate bezeichnet wird. Dies bewirkt eine zusätzliche Triggerung der Datenaufnahme, dessen Einträge im ADC-Histogramm als Pedestal bezeichnet werden und die Bestimmung des Nullpunktes der Energieskala ermöglichen. Erfolgt eine Triggerung, so wird eine erneute Triggerung innerhalb der Zeitspanne, die für Datenaufnahme und Auslese dieses Triggerereignisses notwendig sind, durch die Aktivierung der Verriegelungseinheit verhindert, indem das UND-Gatter durch ein $BUSY$ -Signal gesperrt wird. Die verwendete Auslesesoftware MECDAS [Kry92] arbeitet im sog. Pollingbetrieb, d.h. das Programm überprüft nach einem Zeitintervall immer wieder eine Speicherzelle einer sog. Pattern-Unit, ob ein Bit durch das LAM (Look At Me) gesetzt wurde. Im diesen Fall wird die Pattern-Unit auf bestimmtes gesetztes Bitmuster überprüft, die kennzeichnen, welche Daten aus welchen Gerät ausgelesen werden sollen. Für die Auslese des ADC's wird ein entsprechenden Bitmuster erzeugt, indem das Triggersignal einmal direkt und verzögert auf die Pattern-Unit gegeben wird. Die Verzögerung beträgt $100\mu s$, so daß eine Auslese erst nach und nicht während der Konversionszeit des ADC's erfolgt. Zur Auslese von Zählraten wird in der Pattern-Unit jede Sekunde ein Bit zur Zeitinformation (CLOCK) gesetzt. In den Daten ist die Information der Pattern-Unit enthalten, so daß in der Analyse eine Zuordnung in der Herkunft der Daten möglich ist.

Kapitel 6

Messungen und Ergebnisse

6.1 Lichtabklingzeit

Die Lichtabklingzeit der verschiedenen Materialien wurden mit Hilfe eines digitalen Speicheroszilloskop HP 41014 (Abtastrate 1 GHz, analoge Bandbreite 500 MHz) untersucht. Dazu wurden einzelne 855 MeV Elektronen bei Raten von wenigen tausend pro Sekunde verwendet. Das Szintillations- bzw. Čerenkovlicht des betreffenden Materials wurde mit einem Photomultiplier ausgelesen. Das Photomultipliersignal wurde mit einem ~ 10 m langen Kabel (RG 213) direkt vor der Experimentierhalle mit dem Oszilloskop abgetastet, so daß der Einfluß der Dispersion des Signalkabels klein ist.

6.1.1 PbWO₄

Erste Messungen an den 30 PbWO₄-Kristallen aus Bogorodizk wurde im Sommer 95 vorgenommen. Zur Auslese des Szintillationslicht wurden Photomultiplier vom Typ XP 1911 und passive Spannungsteiler VT 108 von Philips eingesetzt. Eine typische Signalform dieser Kristalle ist in den Abb.6.1 und 6.2 dargestellt. Deutlich auf dem beiden Bildern ist zu erkennen, daß ein grosser Anteil des Lichtes ausserhalb der geforderten Integrationszeit von 20 ns liegt. In der Literatur wird das Abklingverhalten durch 3 abfallenden Exponentialfunktionen beschrieben. Eine Analyse der Signalform mit dieser Annahme zeigt, daß ca. 40% der Lichtintensität in einer $2.5\mu\text{s}$ Komponente steckt, die in Abb.6.2 zu sehen ist. Diese extrem lange Komponente wurde vorher in der Literatur nicht erwähnt. Um die Ursache der langen Komponente einzuschränken, wurde eine Vergleichsmessung mit einem Čerenkov-Radiator unter gleichen Bedingungen gemacht, dh. mit gleichen Photomultiplier, Base, Verkabelung und Elektronik. Es wurde bei dieser Vergleichsmessung ein schnelles Signal gemessen, das innerhalb von 20 ns abgeklungen ist und typisch für ein Čerenkov-Radiator ist. Somit konnte die Existenz der langen Komponenten nur eine intrinsische Eigenschaft der PbWO₄-Kristalle sein und wurde in Mainz zum ersten Mal beobachtet. In Zusammenarbeit mit der Gruppe von R. Novotny am 2. Physikalischen Institut der Uni Giessen wurden weitere 18 Kristalle aus Bogorodizk, Minsk und Shanghai, sowie weitere 5 Kristalle von verschiedenen Teilen der CMS-Kollaboration am CERN ausgeliehen und am MAMI vermessen. Insgesamt wurden über 50 Kristalle aus verschiedenen Produktionschargen und von verschiedenen Herstellern untersucht. Von diesen Kristallen konnte nur ein einziger Kristall, der vor 5 Jahren hergestellt wurde, ein PM-Signal vorweisen, das innerhalb von ~ 20 ns abge-

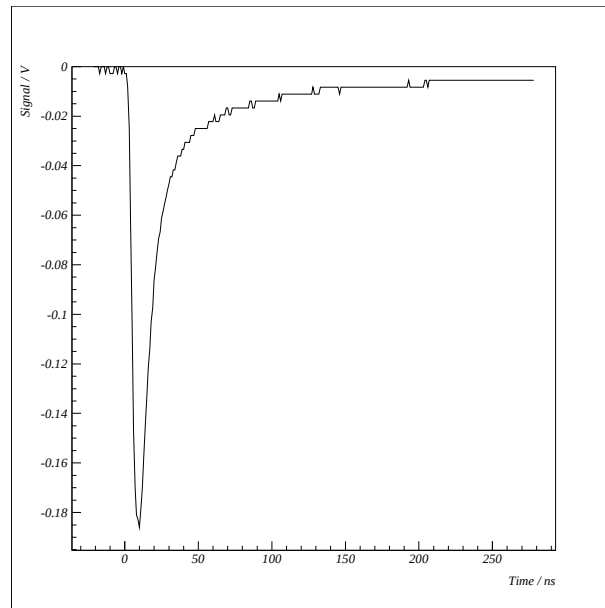


Abb. 6.1: Photomultipliersignal eines PbWO_4 -Kristalls beim Beschuß von einzelnen 855 MeV Elektronen

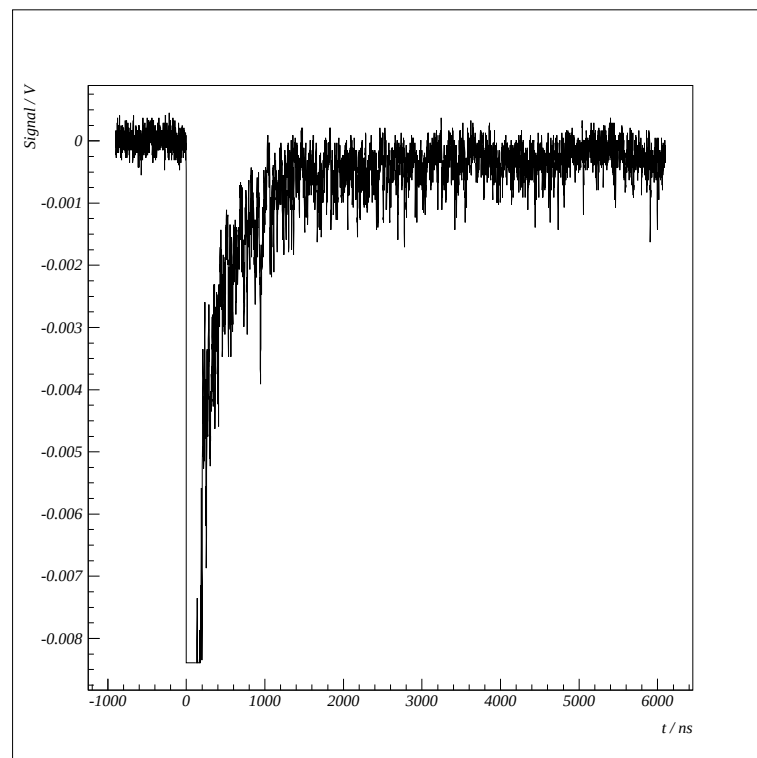


Abb. 6.2: Photomultipliersignal eines PbWO_4 -Kristalls beim Beschuß von einzelnen 855 MeV Elektronen. Dargestellt ist hier eine größere Zeitbasis für das Langzeitverhalten. Man erkennt deutlich ein langes Abklingverhalten des Szintillationslichtes, hervorgerufen durch eine $\sim 2.5 \mu\text{s}$ -Komponente. Das Maximum des Signals liegt außerhalb des Darstellungsbereiches.

klungen war. Es ist genau der gleiche Kristall, dessen PM-Signal im Artikel [Buy94] abgebildet ist. Fast alle anderen Kristalle neueren Datums haben einen grossen Teil des Szintillationslichtintensität in einer ~ 150 ns Komponente und einer $2.5\mu\text{s}$ Komponente. Die neueren Kristalle aus Minsk und Shanghai zeigen keine μs -Komponente mehr, sind aber trotzdem in der Szintillation zu langsam. Inzwischen ist geklärt, daß die μs -Komponente von Molybdän-Verunreinigungen verursacht wurde [Kob96]. Als Fazit läßt sich sagen, daß der Produktionsprozeß von PbWO_4 noch nicht gut genug verstanden ist, um die Herstellung von mehreren hundert schnellen, strahlenfesten Kristallen zu gewährleisten. Die Zeit, die für weitere Forschung und Entwicklung notwendig ist, wird innerhalb der CMS-Kollaboration auf mindestens weitere 2 Jahre geschätzt, so daß PbWO_4 als Kalorimetermaterial für das A4-Experiment ausscheidet.

6.1.2 SF 5

Das Abklingverhalten von SF 5 für einzelne 855 MeV Elektronen ist in Abb.6.3 dargestellt. Als Photomultiplier wurde der Typ R1355 von Hamamatsu mit einer semi-progressiven Basis eingesetzt. In dieser Abbildung sind deutlich Maxima und Minima erkennbar, hervorgerufen durch Reflexionen an den Kristallenden. Die wiederkehrenden Maxima haben einen Abstand von ~ 5 ns, was der doppelten Lichtlaufzeit des 29 cm langen Bleiglasblock unter Berücksichtigung des Čerenkovwinkels entspricht. Betrachtet man allerdings die PM-Signale bei einer anderen Verstärkung und Zeitskala am Oszilloskop, so sind deutlich in Abb.6.4 einzelne Szintillationsphotonen zu erkennen, deren Abklingzeit ~ 2000 ns beträgt. Somit ist SF 5 kein reiner Čerenkov-Radiator mehr. In der Literatur [Ori83, App75, Gol73] konnten keine Hinweise auf einen Beitrag durch zusätzliche Szintillation von SF 5 gefunden werden. Zusätzlich erkennt man bei ~ 90 ns eine Reflexion des ~ 10 m langen Signalkabels.

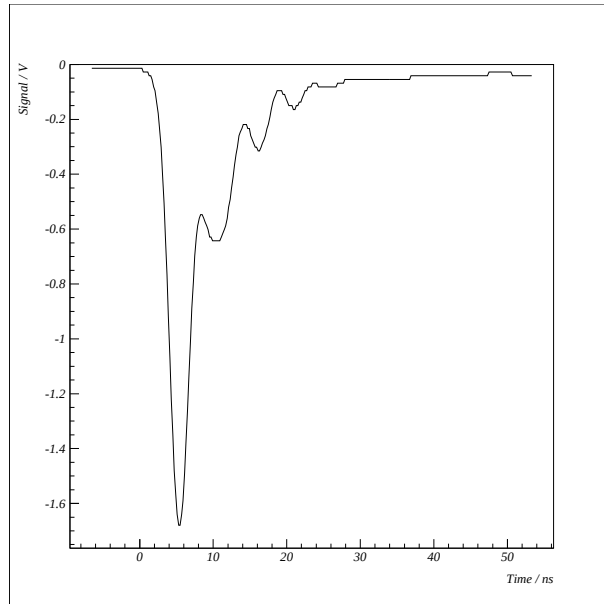


Abb. 6.3: Photomultipliersignal eines SF 5-Kristalls beim Beschuß von einzelnen 855 MeV Elektronen. Die Minima bzw. Maxima sind durch Lichtreflexionen an den Kristallenden hervorgerufen.

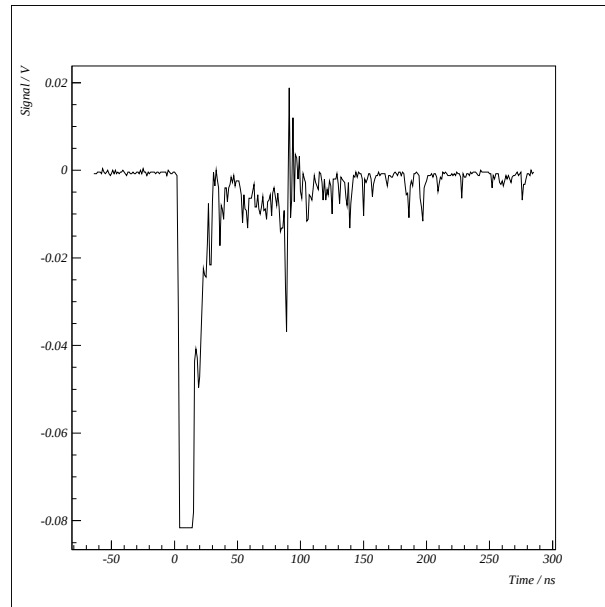


Abb. 6.4: Photomultipliersignal eines SF 5-Kristalls beim Beschuß von einzelnen 855 MeV Elektronen. Bei vergrößerter Darstellung sind deutlich einzelne Szintillationsphotonen zu erkennen. Das Maximum des Signals liegt außerhalb des Darstellungsbereiches. Zusätzlich tritt eine Kabelreflexion bei ~ 90 ns auf

6.1.3 PbF_2

Ab November 95 konnten die 25 PbF_2 -Kristalle vermessen werden. Eine typische Signalform von PbF_2 ist in Abb.6.5 dargestellt. Es wurde unter den gleichen Bedingungen aufgenommen wie bei PbWO_4 und SF 5. Das Signal fällt sehr schnell ab und besitzt eine Abklingzeit von $\tau \sim 5$ ns. Es konnten keine zusätzlichen Beiträge in Form von längeren Abklingzeiten oder durch Szintillation festgestellt werden. Das Photomultipliersignal wird nur durch Čerenkovlicht hervorgerufen, dessen Abklingform nur durch die Kristallgeometrie (Reflexion des Čerenkovlichtes) und durch die Signalformung des Spannungsteilers (effektives RC-Glied) gegeben ist. PbF_2 ist von den drei Materialien das einzige, welche die Forderung an das A4-Kalorimeter erfüllen kann, daß das gesamte Licht innerhalb von ~ 20 ns integriert werden kann.

6.2 Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung des Testkalorimeters werden die Energien der neun Module des zentralen 9-Clusters summiert und in ein Histogramm eingetragen. Aus der Verteilung der Gesamtenergie wird die Energieauflösung bestimmt. Die typische Form der Verteilung der Gesamtenergie sind für die einzelnen Materialien in Abb.6.7 und 6.9 dargestellt. Neben der eigentlichen Verteilung der Gesamtenergie erkennt man in diesen Abbildungen links im Histogramm die Summe der Pedestals, welches den Nullpunkt für die Bestimmung der Gesamtenergie ergibt. Dieser Nullpunkt x_0^{ped} wird durch den Schwerpunkt einer an die Verteilung des Pedestals angepassten Gaußverteilung bestimmt. Für die Beschreibung der Form der Gesamtenergie E wurde eine Anpassung an die Daten mit zwei Gaußkurven gemacht. Sie sind so gewählt, daß sie einem gemeinsamen Schwerpunkt x_0 mit gleicher

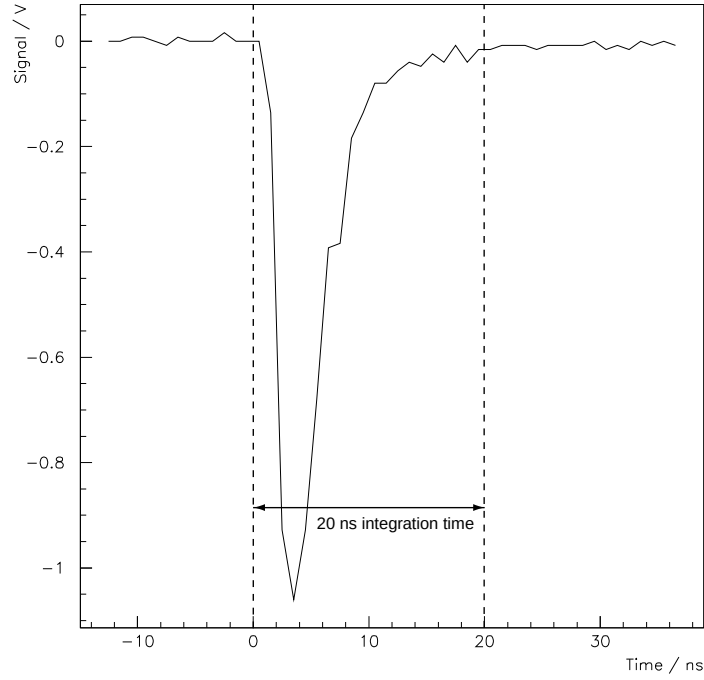


Abb. 6.5: Photomultipliersignal eines PbF_2 -Kristalls beim Beschuß von einzelnen 855 MeV Elektronen. Das Photomultipliersignal wird nur durch Čerenkovlicht hervorgerufen und weist ein sehr schnelles Abklingverhalten auf.

Amplitude A besitzen, aber unterschiedlichen Sigmasbreiten σ_L und σ_R besitzen. Simulationen der Energieauflösung (Anhang B) weisen ebenfalls eine asymmetrische Energieverteilung auf, die mit dieser Anpassung beschrieben werden konnte.

$$\begin{aligned}
 E &= A \cdot \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{\sigma_L}\right)^2\right) & x < x_0 \\
 E &= A \cdot \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{\sigma_R}\right)^2\right) & x \geq x_0 \\
 \sigma &= \frac{1}{2} \cdot (\sigma_L + \sigma_R)
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Die relative Energieauflösung wird hier als Quotient aus der Breite σ und dem Schwerpunkt der Gaußverteilung abzüglich Pedestal definiert:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_L + \sigma_R)}{x_0 - x_0^{ped}} \tag{6.2}$$

Die Parametrisierung der Energieauflösung durch einzelne Beiträge wurde in Gl.3.18 gezeigt. Zur Bestimmung der Beiträge muß man die Energieauflösung bei mehreren Energien messen. Liegt dagegen die Auflösung nur bei einer Energie vor, so kann man eine obere Abschätzung des ersten Terms ($\sim 1/\sqrt{E}$) in Gl.3.18 machen. Dazu werden die Beiträge der anderen Terme vernachlässigt und die Energieauflösung aus Gl.6.2 wird auf dem ersten Term direkt umgerechnet, der im wesentlichen durch die Photonenstatistik und der Anzahl der ausgelösten Photoelektronen bestimmt ist. Man erhält dadurch eine obere Grenze für diese Energieauflösung normiert auf die Energie von 1 GeV.

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{Stat} \leq \sqrt{E[GeV]} \cdot \left(\frac{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_L + \sigma_R)}{x_0 - x_0^{ped}}\right) \quad (6.3)$$

Vorraussetzung zur Bestimmung der Gesamtenergie und der Energieauflösung ist, daß die neun Module relativ zueinander kalibriert sind. Eine Kalibration ist deshalb nötig, da die Signalhöhe am PM-Ausgang bei gleichen Strahleinschußbedingungen und gleicher Hochspannung am PM von Modul zu Modul verschieden sein kann. Diese Unterschiede sind bestimmt durch die Qualität des Kristalls, durch die Quanteneffizienz und Verstärkung des PM's, durch die Ankopplung des PM's an den Kristall und durch den Einfluß der Verpackung auf die Lichtausbeute. Die Kalibration wird dabei in 2 Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt (Hardware-Kalibration) werden durch die Variation der Hochspannungen (HV) die Signalhöhen für jedes Modul des 9-Clusters diese relativ zueinander bei zentralen Elektroneneinschuß grob abgeglichen. Jedoch ist dies nur in dem Rahmen möglich, solange die PM's s noch mit einer linearen Verstärkung arbeiten. Bei einem Photomultiplier ist der Zusammenhang zwischen Verstärkung und HV exponentiell (Anhang A). Der Verlauf der PM-Signalhöhe eines Moduls ist in Abhängigkeit von der Hochspannung in Abb.6.6 dargestellt. Beim logarithmischer Auftragung der Signalhöhe ist zu erken-

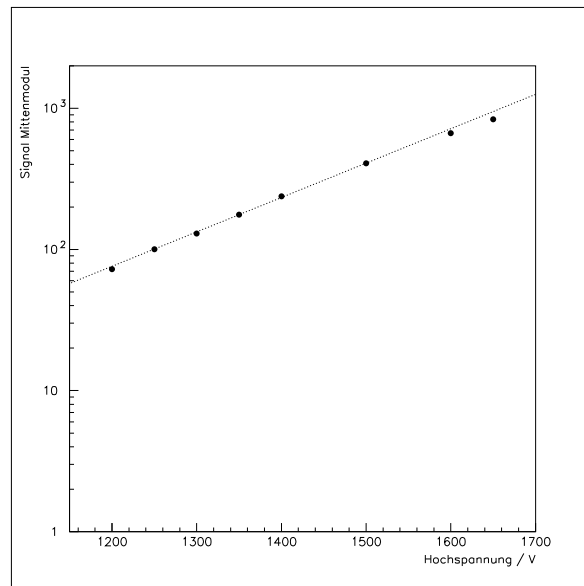


Abb. 6.6: Beispiel für die Abhängigkeit der Höhe des Photomultipliersignals bei Variation der Hochspannung

nen, daß bei ca. -1500 V ein Abknicken einsetzt, d.h. ab hier bricht die Verstärkung ein. Man wird deshalb für dieses Modul eine Hochspannung wählen, die unterhalb des Abknickpunktes liegt. Es liegt an den technischen Gegebenheiten der Photomultiplieröhre, daß die Linearität begrenzt durch den maximalen mittleren Strom ist, der über die Anode fließen kann. Für Lichtpulse, wie in unseren Fall, kann kurzzeitig ein wesentlich höherer Spitzenstrom der Anode des PM's entzogen werden. Aus Abb.6.5 kann man entnehmen, daß die Signalhöhe ~ 1 V beträgt, was an 50Ω einem Spitzenstrom von ~ 20 mA entspricht. Dabei wurde ein XP 1911 mit einen

Spannungsteiler Typ B zur Auslese verwendet, wobei laut Datenblatt (Anhang A) der Spitzenstrom maximal ~ 80 mA betragen darf.

Im zweiten Schritt (Software-Kalibration) werden in der Analyse für jeden Kristall für die Feinabgleichung der Signalhöhen diese relativ zueinander mit Kalibrationskonstanten als Verstärkungsfaktoren im Analyseprogramm angepasst, so daß sich die Gesamtenergie als gewichtete Summe der Energien der Einzelmodule darstellt.

$$E_{sum} = \sum_{i=1}^9 cal(i) \cdot (x_0(i) - x_0^{ped}(i)) \quad (6.4)$$

Hierbei bedeuten $x_0(i)$ die Lage der Signalhöhe, $x_0^{ped}(i)$ die Lage des Pedestals und $cal(i)$ der Gewichtungsfaktor für das i-te Modul, bezogen auf ein Referenzmodul j mit $cal(j)=1.0$.

6.2.1 PbWO₄

Die Auslese erfolgte mit Philips XP 1911 Photomultipliern (19 mm Außendurchmesser, 15 mm aktiver Kathodendurchmesser), die mit dem Kleber Heliobond an die Kristalle angekoppelt wurden. Durch den extrem hohen Brechungsindex von PbWO₄ von $n=2.2$ erreicht man nur eine sehr schlechte Anpassung an den Brechungsindex vom Eintrittfenster des Photomultipliers. Somit geht ein Teil des Szintillationslichts allein durch interne Totalreflexion an der Grenzschicht Kristall-Kleber-PM verloren. Ein weiterer wesentlicher Verlust von Licht findet durch die Flächenanpassung der kreisrunden Photokathode an die quadratische Stirnfläche des Kristalls statt. Das Flächenverhältnis beträgt hierbei 40%:

Die Energieauflösung von 25 der 30 PbWO₄-Kristalle aus Bogorodisk wurde bei Raumtemperatur ermittelt. Um eine Abnahme des Szintillationslicht durch die Erwärmung der Kristalle zu vermeiden, wurden die wärmeproduzierenden Spannungsteiler mit einem Lüfter auf konstante Temperatur gehalten. Nachdem jeder Kristall im 5×5 -Cluster direkt mit 855 MeV Elektronen am MAMI vermessen wurde, wurden die neun Kristalle mit den besten Einzelkristall-Energieauflösung zum mittleren 3×3 -Cluster umgruppiert. Die Energieauflösung der inneren 3×3 -Kristalle wurden immer in den Aufbau mit 5×5 -Cluster vermessen, um eine homogene Rückstreuung der dem 9-Cluster entweichenden Teilchen durch die Randkristalle zu ermöglichen. Alle ADC-Messungen erfolgten stets im Meßraum mit 80 m langen Signalkabeln, während die Lichtabklingzeiten jeweils vor der A4-Halle mit 10 m langen Signalkabeln untersucht wurden. Durch die Dispersion verbreitert sich das PM-Signal und dadurch ist eine höhere Integrationszeit für den ADC nötig, als es mit einer Vor-Ort-Elektronik der Fall wäre, um das gesamte Signal zu erfassen. Die Energieauflösung des zentralen 9-Clusters wurde bei einer Integrationszeit von 120 ns gemessen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (3.72 \pm 0.02)\% \quad E=855 \text{ MeV} \quad (6.5)$$

Der erste Term der Parametrisierung der Energieauflösung Gl.6.2 läßt sich mit $(\sigma/E) = (3.44 \pm 0.01)\%/\sqrt{E}$ maximal abschätzen. Das Energiespektrum ist in Abb.6.7 dargestellt.

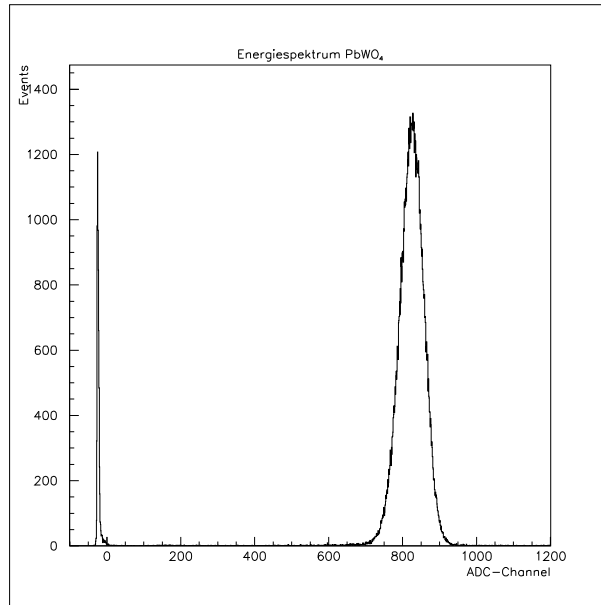


Abb. 6.7: ADC-Spektrum der Gesamtenergie eines 9-Clusters von PbWO_4 beim zentralen Beschuß des Mittenmoduls mit 855 MeV Elektronen. Links im Histogramm ist als Nullpunktsbezug das “Pedestal“ zu erkennen.

6.2.2 SF 5

Bei SF 5 wurde das Zentralmodul mit Tyvec eingepackt, die restlichen 24 Kristalle dagegen mit normalem Kopierpapier. Zur Auslese wurde der gleiche Typ von Photomultiplier und Spannungsteiler verwendet, die auch im A3-Experiment [Eyl93] eingesetzt wurden. Dabei handelt es sich um selektierte Hamamatsu R1355 Photomultiplier (29 mm Außendurchmesser, 25 mm Kathodendurchmesser) mit zugehörigen semiprogressiven Spannungsteilern. Die Röhren besitzen eine garantierte Verstärkung von $5 \cdot 10^6$ bei -1600 V Hochspannung mit einem zugehörigen semiprogressiven Spannungsteiler, sowie mit einer minimalen Kathodenempfindlichkeit von $10 \mu\text{A}/\text{lm}$. Die Flächenanpassung von Kristall und PM betrug hierbei nur 31%. Die verwendeten Photomultiplier sind nicht UV-empfindlich, weil die Transmissions von SF 5 noch oberhalb von 350 nm endet [Eyl93]. Die Bestimmung der Energieauflösung wurde in diesem Falle bei verschiedenen Integrationszeiten durchgeführt und ist in Abb.6.8 dargestellt. Ab ~ 100 ns Integrationszeit des ADC's ist die relative Energieauflösung eines 9-Clusters praktisch konstant, da der wesentliche Anteil des Lichtes unter Beachtung der Kabeldispersion innerhalb dieser Zeit abgeklungen ist.

Die Energieauflösung eines 9-Clusters mit einer Integrationszeit von 100 ns beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (6.05 \pm 0.03)\% \quad E = 855 \text{ MeV} \quad (6.6)$$

Der Beitrag des statistischen Terms in Gl. 6.2 läßt sich mit maximal $(\sigma/E)_{\text{stat}} = (5.59 \pm 0.03)\% / \sqrt{E}$ abschätzen.

In der A3-Kollaboration wurde mit SF 5 bei einer Elektronenenergie von ~ 700 MeV eine vergleichbare Auflösung von $(\Delta E/E)_{FWHM} \approx 16\%$ gemessen, welches ungeeignet bei $E = 855$ MeV eine Auflösung von $(\sigma_E/E) \approx 6.1\%$ entspricht. Man muß bei dieser Strahlzeit anmerken, daß eine starke Drift in den Signalhöhen festgestellt

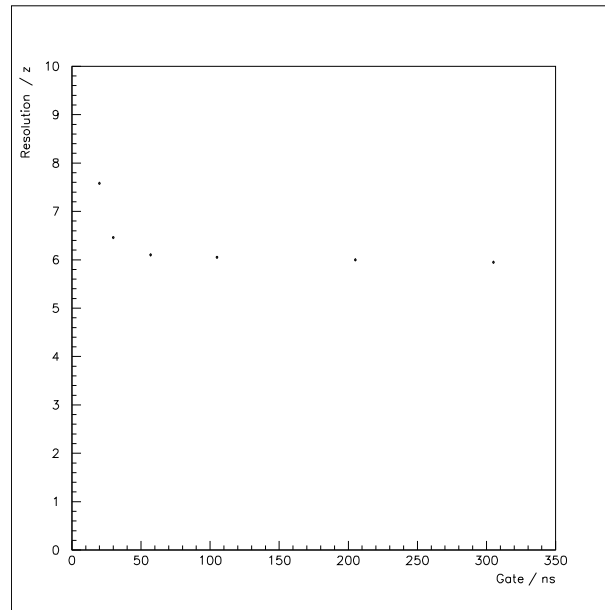


Abb. 6.8: Abhängigkeit der relativen Energieauflösung σ_E/E eines 9-Clusters von SF 5 bei verschiedenen Integrationszeiten ($E = 855$ MeV)

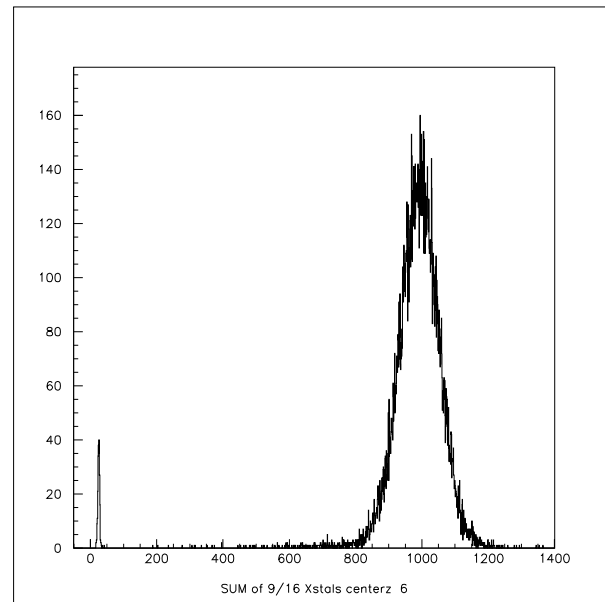


Abb. 6.9: ADC-Spektrum der Gesamtenergie eines 9-Clusters von SF 5 beim zentralen Einschuß des Mittenmoduls mit 855 MeV Elektronen

werden mußte. Zur Justierung der Kristalle wurden die Photomultiplier Licht ausgesetzt. Die Folge war ein erhöhtes Dunkelrauschen, welches sich nur langsam abbaute und die Drift verursachte.

6.2.3 PbF₂

Zur Auslese wurde, wie bei PbWO₄, Photomultiplier vom Typ XP 1911 von Philips eingesetzt. Es standen leider nicht genügend UV-empfindliche PM's zur Auslese des Čerenkovlichtes innerhalb eines 9-Clusters zur Verfügung. Die Ankopplung erfolgte ebenfalls mit dem Kleber Heliobond. Zusätzlich wurden die Photomultiplier-Spannungsteiler zur Verringerung von Störsignalen abgeschirmt (Anhang A). Die Bestimmung der Energieauflösung wurden bei zwei verschiedenen geometrischen Anordnungen der PbF₂-Kristalle vorgenommen. Die erste Anordnung ist eine plane Ausrichtung des 5×5-Clusters, bei der die Frontflächen bündig zueinander stehen. Die Energieauflösung eines 9-Cluster dieser Geometrie konnte bei 3 verschiedenen Energien bestimmt werden und ist in Tabelle 6.1 aufgelistet. Die Integrationszeit betrug dabei wegen der Dispersion der Signalkabeln 80 ns. In Abb. 6.11 wurde $(\sigma_E/E)^2$

Energie / [MeV]	σ_E/E
180	$(12.80 \pm 0.04)\%$
450	$(7.15 \pm 0.04)\%$
855	$(5.16 \pm 0.03)\%$

Tabelle 6.1: Gemessene Energieauflösung σ_E/E von PbF₂ eines plan ausgerichteten 9-Clusters bei verschiedenen Energien.

gegen $1/E$ aufgetragen, um die Energieauflösung parametrisieren zu können. Es wurden 3 verschiedene Methoden zur Anpassung verwendet, um die Beiträge der einzelnen Terme gemäß Gleichung 3.18 zu bestimmen. In der ersten Methode wurde eine Parabel ohne zusätzliche Annahmen an die Punkte angepasst, die in Abb.6.11 durch eine gestrichelte Linie dargestellt ist. Das Ergebniss der Parametrisierung für Energieauflösung steht in Gl. 6.7. Jedoch führt diese Beschreibung zu einem unverstandenen hohen konstanten Beitrag, der im Grenzfall hoher Energien nicht unterschritten werden könnte. Ebenso folgt aus dieser Anpassung ein zu hoher Rauschterm mit $1.54\%/E$, denn dieser Term konnte aus der Breite der Pedestalverteilung zu $0.6\%/E$ bestimmt werden. Bei dieser Anpassung beträgt der reduzierte Freiheitsgrad $n=0$, weil nur 3 Datenpunkte vorliegen und die Parabel durch 3 Parameter beschrieben wird. Somit kann kein reduziertes χ^2/n zur Güte der Anpassung angegeben werden, d.h. eine Parabel läuft immer exakt durch die drei Datenpunkte. In der zweiten Methode wurde bei der Anpassung einer Parabel der Rauschterm mit den gemessenen Wert von $0.6\%/E$ konstant gelassen, d.h. man hat einen Freiheitsgrad gewonnen. Diese Anpassung ist durch die punktierte Linie dargestellt und führt zu einem unphysikalischen negativen konstanten Term. Deshalb ist diese Darstellung unbrauchbar. In der letzten Methode wurde ebenfalls der Rauschterm mit den gemessenen Wert von $0.6\%/E$ konstant gelassen, jedoch wurde bei der Anpassung der Meßpunkt bei der Energie $E=180$ MeV nicht berücksichtigt und ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Der reduzierte Freiheitsgrad beträgt wieder $n=0$. Hieraus ergeben sich folgende Parametrisierung für die Energieauflösung (Gl. 6.8), wobei sich ein kleiner Wert für den konstanten Term ergibt.

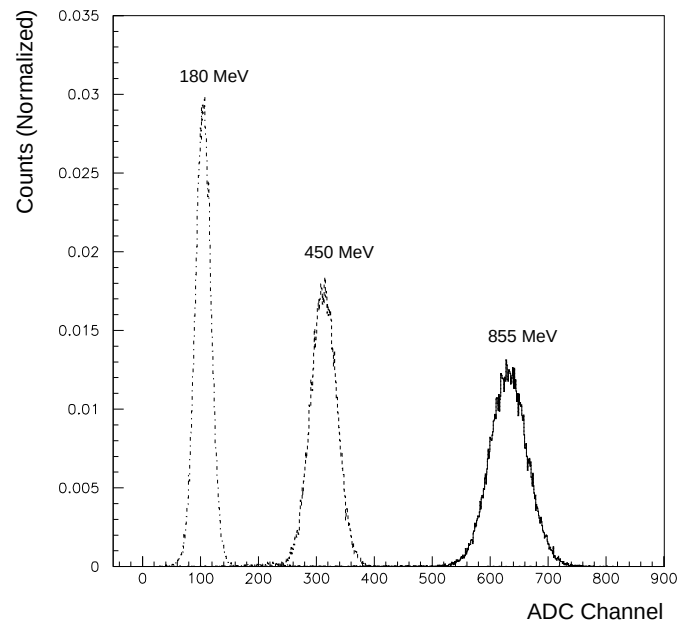


Abb. 6.10: ADC-Spektrum der Gesamtenergie eines 9-Clusters von PbF_2 mit zentralem Einschuss des Mittenmoduls bei 3 Energien. Linkes Spektrum: 180 MeV, Mittlere Spektrum: 450 MeV und rechtes Spektrum: 855 MeV.

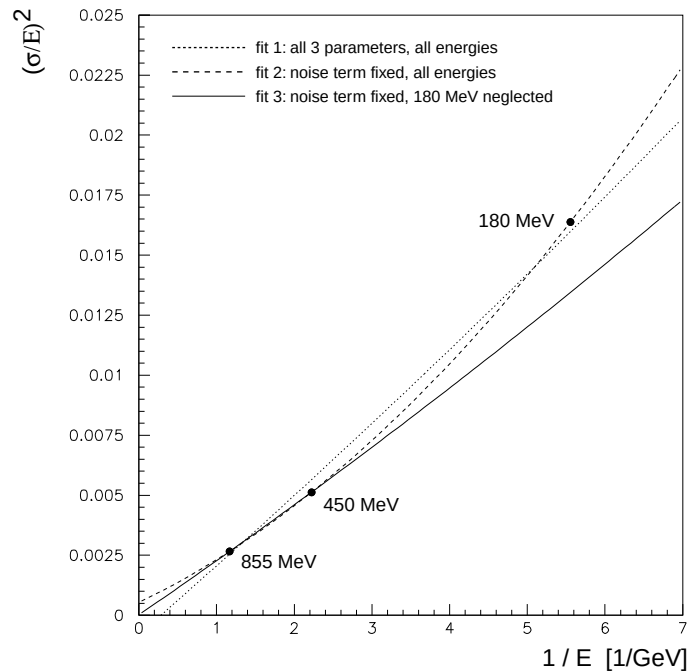


Abb. 6.11: Zur Parametrisierung der Energieauflösung ist $(\sigma/E)^2$ gegen $1/E$ aufgetragen (E in GeV).

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(3.9 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(1.54 \pm 0.06)\%}{E} \oplus (2.3 \pm 0.3)\% \quad \text{Methode 1} \quad (6.7)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(4.7 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(0.60 \pm 0.05)\%}{E} \oplus (0.4 \pm 0.1)\% \quad \text{Methode 3} \quad (6.8)$$

Bis jetzt wurden die Kristalle nur zu einen planen Block zusammengestellt. Jedoch sind im geplanten A4-Kalorimeter die einzelnen Kristallreihen gegeneinander versetzt. Es stellt sich die Frage, inwieweit diese Geometrie Auswirkungen auf Energieauflösung und anderen Größen hat. Aus diesen Grund wurden die PbF_2 -Kristalle spaltenweise versetzt. Der Versatz d beträgt dabei $d=21 \text{ mm}/\tan(35^\circ)=30 \text{ mm}$ pro Spalte, wobei 21 mm die Kantenlänge von PbF_2 und die 35° der Nachweiswinkel für die elastisch gestreuten Elektronen ist. Bei dieser Geometrie wurde wurde die

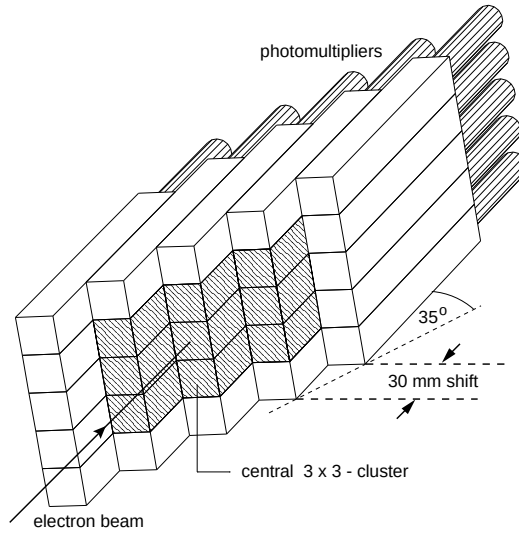


Abb. 6.12: Gezeigt ist der Aufbau von spaltenweisen Versatz der PbF_2 -Kristalle um je 30 mm, was einem Streuwinkel von $\Theta=35^\circ$ entspricht. Der Einschluß des Elektronenstrahl erfolgt senkrecht auf die Stirnseite der Module

Energieauflösung des inneren 9-Clusters zu

$$\frac{\sigma}{E} = (5.48 \pm 0.02)\% \quad \text{mit } E = 855 \text{ MeV} \quad (6.9)$$

bestimmt. Die Energieauflösung hat sich durch den versetzten Aufbau um $\sim 6\%$ verschlechtert, weil durch diese Geometrie mehr Teilchen aus dem Testkalorimeter entweichen können. Die Abschätzung für den statistischen Term beträgt maximal $(\sigma/E)_{\text{stat}} = (5.07 \pm 0.02)\%/\sqrt{E}$

6.3 Ortsrekonstruktion

Eine Anforderung an das Kalorimeter des A4-Experiments ist es, die Ortsauflösung des Kalorimeters auf ~ 12 mm genau zu bestimmen. Die dabei auftretenden hohen Raten erfordern eine Echtzeitbestimmung des Ortes mit einer analogen Elektronik. Die Information der deponierten Energien in den verschiedenen Modulen wird verwendet, um dem Auftreffort eines einfallenden Teilchens zu rekonstruieren. Bei der Beschreibung des transversalen Schauers durch zwei abfallende Exponentialfunktionen ergibt sich aus Gleichung 3.21 der theoretische Zusammenhang zwischen deponierter Energie im Modul j und den Auftreffort (x_0, y_0) .

$$E_j = \int_{x_j}^{x_j+d} \int_{y_j}^{y_j+d} (a_1 e^{-r/b_1} + a_2 e^{-r/b_2}) dx dy \quad (6.10)$$

Dabei gilt $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$, bei x_0, y_0 liegt der Schauerschwerpunkt und d ist die volle Kantenlänge des Kristalls. Um aus der deponierten Energie den Schwerpunkt zu bestimmen, muß das Schauerprofil bekannt sein. Der naheliegenste Ansatz besteht darin, das Schauerprofil erst mit Eichdaten geeignet zu parametrisieren und diese numerisch an die gemessenen Daten anzupassen, um den Auftreffort zu erhalten. Für das A4-Experiment scheidet eine solche Methode wegen der geplanten analogen Ortsrekonstruktion aus. Das heißt, man muß einen Algorithmus finden, der eine gute Ortsauflösung liefert und sich auch gut in einer analogen Schaltung verwirklichen läßt.

In Folgenden werden drei Algorithmen zur Ortsrekonstruktion vorgestellt. Die unten aufgeführten Algorithmen liefern noch nicht direkt den realen Ort. Sie müssen durch Parameter, die in einer Eichmessung bestimmt werden müssen, an den realen Ort angepasst werden. Zur Vereinfachung sollen durch die Algorithmen bei gleicher vertikalen Position nur die horizontale Einschußposition bestimmt werden.

Der erste Algorithmus verwendet die Tatsache, daß man ein exponentielles Verhältnis der deponierten Energien bzgl. des getroffenen Mittenmodul in den dazu benachbarten Modulen annehmen kann. Dies folgt aus der Feststellung, daß das laterale Schauerprofil nach außen hin exponentiell abfällt. Der Auftreffort im Mittenmodul wird dabei durch die deponierten Energien E_R und E_L der benachbarten Module rechts (R) und links (L) zu diesem bestimmt [Ako76, Pre92].

$$x_a = \frac{1}{2} \cdot b \cdot \ln\left(\frac{E_R}{E_L}\right) \quad (6.11)$$

Dabei bezeichnet b eine Konstante, deren Wert durch eine Eichmessung durch Vergleich von x_a mit der realen Strahlposition ermittelt werden muß. Der Wert für b entspricht bei der Beschreibung des transversalen Schauers in Gl. 3.21 $b \approx b_2$, da die Module im weiten Bereich nur den "Schauerschwanz" sehen [Ako76].

Der zweite Algorithmus geht von der Berechnung der Schwerpunkte der deponierten Energien E_i des 9-Clusters aus [Ako76, Kal94, Eyl93]. Dieser wird folgendermaßen definiert.

$$x_b = \frac{\sum_i^9 E_i \cdot x_i}{\sum_i^9 E_i} \quad (6.12)$$

Hierbei ist x_i die Mittenkoordinate des i -ten Moduls. Im unseren Fall bestimmt man dem Schwerpunkt aus einen 9-Cluster, wobei das zentrale Modul im Koordinatenursprung ($x=0$) sitzt. Der Schwerpunkt wird somit effektiv aus den Energiedifferenzen der Module gebildet, die symmetrisch zum zentralen Modul liegen.

Der dritte Algorithmus ist eine leichte Modifikation des zweiten. Beim getroffenen Mittenmodul wird die Differenz der Energien von rechtem und linkem Modul bestimmt und durch die Summe der beiden Module geteilt.

$$x_d = \frac{E_R - E_L}{E_R + E_L} \quad (6.13)$$

Es wurden diese drei Algorithmen ausgewählt, da diese entweder mit logarithmischen Verstärkern oder Summierungsgliedern in Form einer analogen Schaltung realisiert werden können.

Durch eine Eichmessung kann man die ermittelte Position mit der wahren Position verglichen werden. Dazu wird das Testkalorimeter horizontal im Strahl schrittweise verschoben und mit den Algorithmen die Werte für x_a , x_b und x_d bestimmt. Dabei wird ein Fehler in der Bestimmung der realen Position von 0.5 mm angenommen. Zur Bestimmung der rekonstruierten Orte wurde eine untere Schwelle für die Energiesumme eines 9-Clusters gesetzt, so daß die Summe oberhalb der mit dem zufälligen Trigger genommenen Pedestalwerte liegt. Die Schwelle liegt bei ~ 150 MeV. Zur weiteren Analyse wurden mit den Algorithmen x_a , x_b und x_d histogrammiert. In der Abb.6.13 sind für 3 verschiedene Positionen ($x=-10.5$ cm, $x=0.0$ cm, $x=+10.5$ cm) die entsprechenden Histogramme dargestellt. Man erkennt, daß die Verteilung symme-

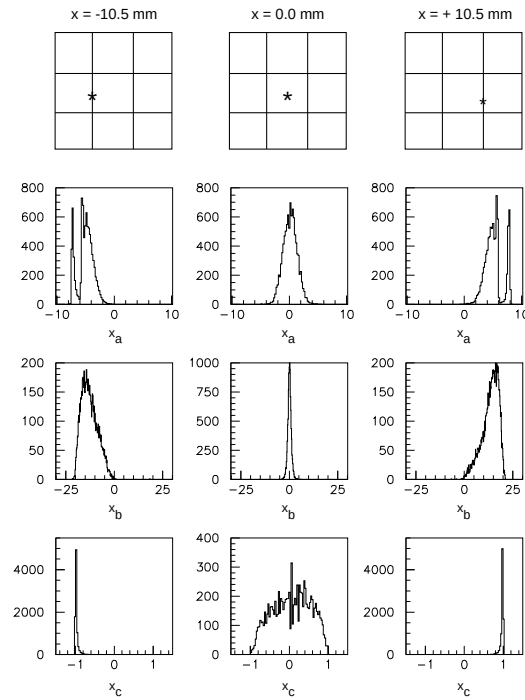


Abb. 6.13: Ortsabhängige Verteilungen von x_a , x_b und x_d von PbF_2 .

Linke/rechte Spalte : Elektroneneinschuß am linken/rechten Rand des Mittenmoduls von PbF_2 ($x=\pm 10.5$ mm). Mittlere Spalte: zentraler Einschuß ($x=0.0$ mm). Die Module sind spaltenweise versetzt, $E=855$ MeV

trisch für den Mitteneinschuß ist, jedoch wird diese Verteilung stark asymmetrisch ,

je weiter man sich dem Modulrand nähert. Besonders augenfällig ist beim Randeinschuß die Verteilung von x_a , bei der ein zweites Maximum zu erkennen ist. Hierbei handelt es sich um einen Effekt der Diskretisierung der ADC-Werte. Bei dieser Form einer asymmetrischen Verteilung existiert ein wahrscheinlichster Wert und ein davon abweichender Mittelwert. Da die positionsabhängige Form der Verteilung unbekannt ist, wurde der Mittelwert zur Ortsrekonstruktion gewählt:

$$\langle x_{a,b,d} \rangle = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N x_{a,b,d}(i) \quad (6.14)$$

Der Fehler des Mittelwertes [Kno89] aus dem Histogramm wurde folgendermaßen bestimmt:

$$\sigma_{\langle x_{a,b,d} \rangle} = \sqrt{\frac{\langle x_{a,b,d}^2 \rangle}{N}} \quad (6.15)$$

Bei PbF_2 wurde eine Eichmessung bei der Geometrie durchgeführt werden, bei der die Kristalle spaltenweise um 30 mm versetzt sind, um möglichst nahe an die realen Kalorimeterbedingungen zu kommen.

Die Bestimmung des rekonstruierten Ortes mit dem Algorithmus für x_a wurden bei zwei verschiedenen Energieschwellen für die Module durchgeführt. Da der Wert von b nicht bekannt ist, wurde dieser auf 2 gesetzt, so daß der Vorfaktor in der Bestimmung von x_a eins ist. Fordert man im einfachsten Fall, daß die deponierte Energien der Module größer Null ist, so ist bei der Bestimmung von x_a gewährleistet, daß bei der auftretenden Division nicht durch Null geteilt wird. Wie in Abb. 6.13 zu sehen ist, entsteht ein zusätzliches Maximum in der Verteilung von x_a . Dieses Maximum wird ausgeprägter, je näher der Einschußort zum Modulrand liegt. Liegt der Einschußort z.B. in der Nähe des rechten Mittenmodulrandes, so wird ein großer Teil der Energie in rechten Nachbarmodul deponiert, dagegen nur ein sehr kleiner Teil in linken Modul. In der Abb. 6.13 kann man einen Wert von $x_a \sim 7$ ablesen, dies entspricht einem Verhältnis von $E_R/E_L \sim 1100$ bzw. $E_L/E_R \sim 1/1100$. Wegen der diskrete Digitalisierung der Signale durch einen ADC entstehen diskrete Teilverhältnisse. Eine Änderung des Nenners durch Schauerfluktuation bewirkt dabei eine starke Veränderung des Energieverhältnisse (z.B. 1100/1 auf 1100/2 auf 1100/3). Im Vergleich dazu wurde eine unter Schwelle für die Energie in dem rechten und linken Modul von 3 ADC-Kanälen gefordert, welches eine Mindestenergie von $\sim 4.3 \text{ MeV}$ entspricht. Das dabei maximal auftretende Energieteilverhältnis $E_R/E_L \sim 100$ bzw. $E_L/E_R \sim 1/100$. Bei der Analyse der Daten mit dieser Mindestschwelle für die Einzelmodule konnte kein Diskretisierungseffekt festgestellt werden. Bei einer analogen Bestimmung von x_a durch eine geeignete Elektronik tritt dieser Effekt der diskreten Teilverhältnisse nicht auf, aber es müssen ebenfalls Mindestschwellen oberhalb des elektronischen Rauschens gesetzt werden, d.h. man wird ebenfalls das Teilverhältnis E_R/E_L begrenzen müssen.

Bestimmt man nach der Methode Gl. 6.3 den Schwerpunkt x_a mit den Mindestschwellen für die Einzelmodule, so erhält man im Abb. 6.14 gezeigten Verlauf. Man erkennt in sehr guter Näherung einen linearen Zusammenhang zwischen den rekonstruierten Schauerort und dem wahren Einschußort. Beim Anpassen einer Geraden an die Daten in Abb. 6.14 erhält man folgende Parameter.

$$x_a^1 = (3.13 \pm 0.05) \cdot x_a + (-0.45 \pm 0.10) \quad x, x_a^1 \text{ in mm} \quad (6.16)$$

Bei der Bestimmung der Geraden wurde für x_a der Fehler des Mittelwertes (Gl.6.3) verwendet. Für eine analoge Bestimmung von x_a^1 stellt die Geradensteigung den nötigen Verstärkungsfaktor dar. Aus der Geradensteigung kann auch der Wert von b zu $b=6.26\text{ mm} \approx b_2$ bestimmt werden. Der Offset von 0.45 mm ist verträglich mit dem Fehler in der realen Ortsbestimmung von 0.5 mm und möglichen Kalibrationsfehlern. In einer erneuten Ortsrekonstruktion wurde obige Relation eingesetzt und der korrigierte Ort x_a^1 wurde analog zu x_a neu bestimmt. In Abb.6.14 ist x_a^1 gegen den realen Ort aufgetragen. Erneutes Anpassen einer Geraden an die Daten erlaubt es, die Konsistenz der Verfahren zu überprüfen. Wie erwartet, erhält man für die Geradensteigung den Wert 1.0 und 0.0 für den Y-Achsenabschnitt.

$$x = (1.00 \pm 0.02) \cdot x_a^1 + (-0.00 \pm 0.10) \quad x, x_a^1 \text{ in mm} \quad (6.17)$$

Als Fehler in der Ortsrekonstruktion eines Einzelereignisses wurde die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung vom Mittelwert der Ortsverteilungen genommen (Root Mean Square, kurz rms genannt), die als Fehlerbalken in Abb.6.14 eingetragen sind. In Abb.6.18 ist die Ortsauflösung gegen den realen Ort aufgetragen, dargestellt durch Kreise. Dabei ist die Ortsauflösung für die zwei am Anfang erwähnten Schwellen für die kleinste Energie in den Nachbarmodulen separat bestimmt worden. Man erkennt hier ein gegenläufiges Verhalten. Ohne Schwelle verschlechtert sich die Ortsauflösung zu den Rändern des Mittenmoduls, hervorgerufen durch die Diskretisierung von x_a , welches effektiv für x_a eine Abweichung an den Rändern vom sonst linearen Verlauf bewirkt. Dieses Verhalten ist in einer analogen Schaltung nicht zu erwarten. Mit Schwelle verbessert sich dagegen die Ortsauflösung zum Rand hin. Dieses Verhalten ist gültig für alle drei Algorithmen und soll hier genauer erklärt werden. Variiert man den Schwerpunkt des Schauerprofils, so variiert man auch die zugehörigen deponierten Energien in dem linken und rechten Nachbarmodulen, bezogen zum Mittenmodul. Die Bestimmung des rekonstruierten Ortes bei allen drei Verfahren ist (logarithmisch) proportional der Energiedifferenz zwischen rechtem und linkem Modul. Eine Änderung des Schwerpunktes um die Modulmitte bewirkt nur eine kleine Änderung der Energien bzw. der Energiedifferenz, da für diese nur die schwach veränderlichen Ausläufer des transversalen Schauerprofils verantwortlich sind. Dagegen bewirkt eine Änderung des Schwerpunktes z.B. zwischen den mittleren und rechten Modul starke Änderung der deponierten Energie im rechten Modul, aufgrund des starken Anstiegs des Schauerprofils. Im linken Modul wird wiederum nur kaum Energie durch die Ausläufer deponiert. Somit ist man in der Nähe zwischen den Modulen wesentlich sensibler auf Ortsänderungen als in der Modulmitte. Dieses Verhalten äußert sich durch eine bessere Ortsauflösung zum Rand hin.

Der Einsatz einer Mindestenergie bzw. Schwelle der Module bewirkt eine bessere Ortsauflösung zum Rand bewirkt, jedoch auf Kosten der Effizienz, da man Ereignisse verwirft. Effizienz bedeutet hier das Verhältnis der verwendeten Ereignisse für die Ortsrekonstruktion zur Gesamtzahl aller Ereignisse. Die Effizienz mit und ohne Schwelle ist in Abb.6.15 dargestellt. Aus der Abb.6.15 kann man entnehmen, daß mit Schwelle der Verlauf der Effizienz ortsabhängig ist und an den Rändern nur noch $\sim 55\%$ beträgt. Dagegen ist die Effizienz ohne Schwelle praktisch konstant 100% , nur an den Rändern knickt sie etwas ab. Dies liegt an der am Anfang erwähnten zusätzlichen Schwelle für die Gesamtenergie des 9-Clusters.

Beim zweiten Algorithmus ist in Abb.6.16 die Beziehung zwischen x_b und realen Ort x dargestellt. Es wurde keine Unterscheidung mit/ohne Schwelle für die Mindestenergie eines Moduls gemacht, es wurde aber die gleiche Schwelle wie bei der Bestimmung von x_a verwendet. Der Zusammenhang von x_b und realen Ort x ist deutlich nichtlinear, weil das Schauerprofil nichtlinear verläuft. Eine Anpassung von x_b an die realen Ortspositionen ist von [Ako76] mit folgender Parametrisierung beschrieben worden:

$$x \stackrel{!}{=} x_b^1 = b \cdot \operatorname{asinh}\left[\frac{x_b}{\Delta} \cdot \sinh\left(\frac{\Delta}{b}\right)\right] \quad |x_b^1| \leq \Delta \quad (6.18)$$

Dabei bedeutet Δ die halbe Modulbreite (PbF₂: $\Delta=10.5$ mm). Für ein transversales Schauerprofil mit zwei exponentiellen Abfällen (Gl. 3.21) entspricht $b = 0.5 \cdot (b_1 + b_2)$. Es konnte folgende Anpassung erzielt werden (x, x_b^1 in mm):

$$x \stackrel{!}{=} x_b^1 = (3.24 \pm 0.16) \cdot \operatorname{asinh}[(1.45 \pm 0.17)x_b] + (-0.16 \pm 0.17) \quad (6.19)$$

Für das A4-Experiment ist diese Form der Anpassung von x_b durch eine analoge Echtzeitelektronik nicht realisierbar, d.h. dieser Algorithmus scheidet für den praktischen Einsatz aus. Trotzdem soll zum Vergleich der Algorithmen dieser weiter untersucht werden. Bestimmt man den Wert für b aus den sinh-Term, so erhält man $b=3.07 \pm 0.11$, der vergleichbar innerhalb der Fehler mit $b=3.24 \pm 0.16$ ist. In Abb.6.16 ist der korrigierte Ort x_b^1 gegen die reale Position dargestellt. Durch eine erneute Analyse von x_b mit den in Gl.6.3 bestimmten Parametern erhält man eine lineare Abbildung vom rekonstruierten Ort x_b^1 und dem realen Ort x .

$$x = (1.09 \pm 0.02) \cdot x_b^1 + (-0.01 \pm 0.08) \quad x, x_b^1 \text{ in mm} \quad (6.20)$$

Die zugehörige Ortsauflösung ist in Abb.6.18 durch Quadrate dargestellt. Auch hier erkennt man, daß die Ortsauflösung zu den Rändern des Mittenmoduls besser wird, wie schon bei x_a^1 erklärt wurde. Die Effizienz in der Bestimmung des rekonstruierten Ortes beträgt praktisch 100%, d.h. es können aus allen Ereignissen unabhängig von Ort der Wert von x_b^1 bestimmt werden. Es bedeutet, daß die gesetzte Schwellen für die Mindestenergie eines Modul keine Auswirkung zeigen.

Beim dritten Algorithmus wurden die gleiche Schwellenbedingungen verwendet wie bei x_a und x_b . Die Beziehung zwischen x_d und realen Ort x ist in Abb.6.17 dargestellt. Durch den ähnlichen Algorithmus in Vergleich zu x_b zeigt sich auch hier eine nichtlineare Beziehung. Es wurde eine gute Anpassung mit folgender Funktion erzielt:

$$x_d^1 = (4.88 \pm 1.09) \cdot \sinh[(1.60 \pm 0.23) \cdot x_d] + (-0.99 \pm 0.37) \quad (6.21)$$

Auch hier scheint eine Umsetzung in eine Analog-Elektronik mit dieser Anpassung nicht realisierbar. Jedoch ist die Beziehung nicht so stark nichtlinear wie bei der Bestimmung von x_b , so daß in diesen Fall eine Anpassung durch eine Gerade vorgenommen wurde. Das Ergebniss ist in Abb.6.17 dargestellt und man erhält für die Geradenanpassung folgende Beziehung (x, x_d^1 in mm):

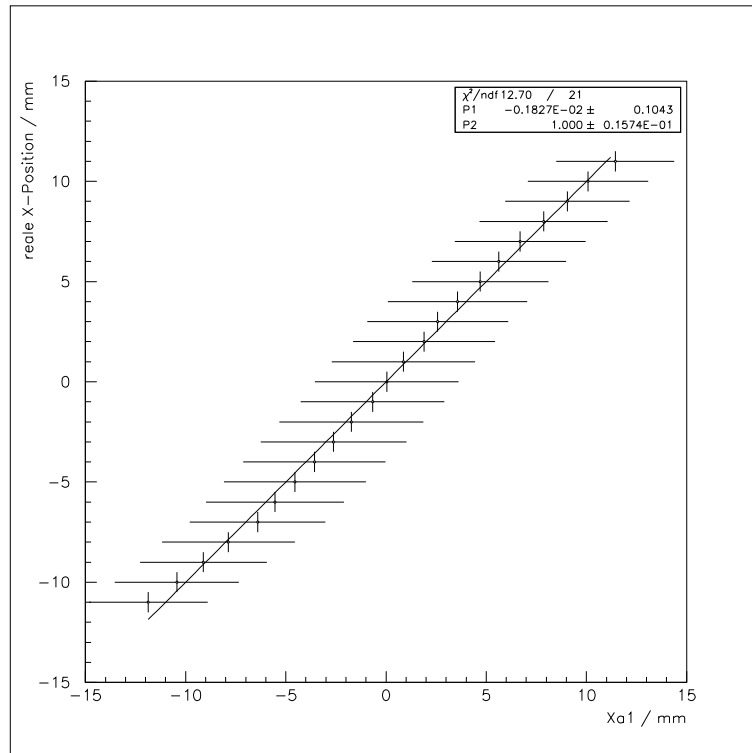
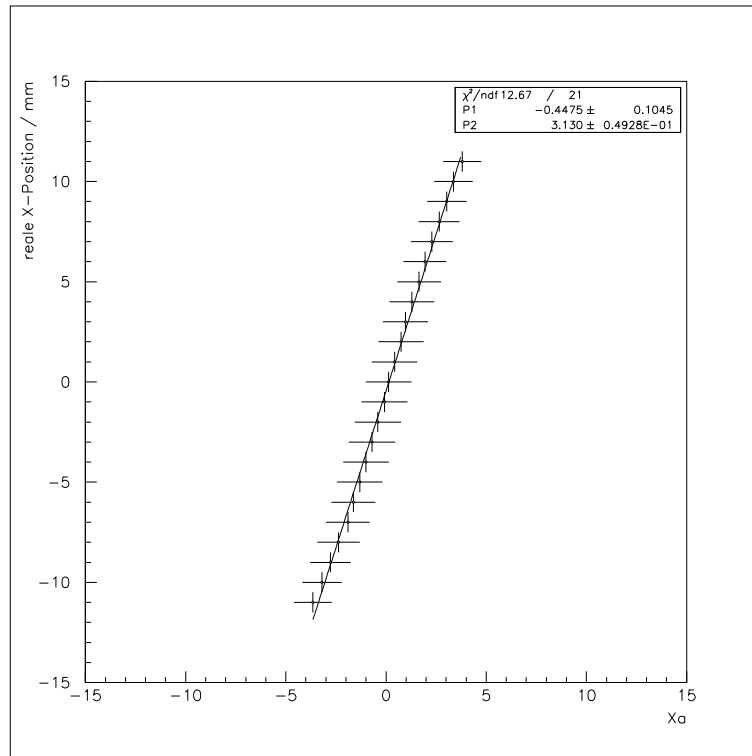


Abb. 6.14: Zusammenhang zwischen rekonstruierten Ort x_a (oben) bzw. x_a^1 (unten) und realen Auftreffort x der Elektronen von spaltenweise versetzten PbF_2 -Kristallen. Das Teilerverhältnis E_R/E_L wurde auf ~ 100 bzw. E_L/E_R auf $1/100$ begrenzt. Für x_a und x_a^1 ist als Fehlerbalken der rms-Wert der Ortsverteilung eingetragen. Die Position $x=0$ ist die Kristallmitte des Mittenkristall eines 9-Clusters, die Positionen $x=-10.5$ mm und $x=+10.5$ mm sind die Ränder des Mittenmoduls.

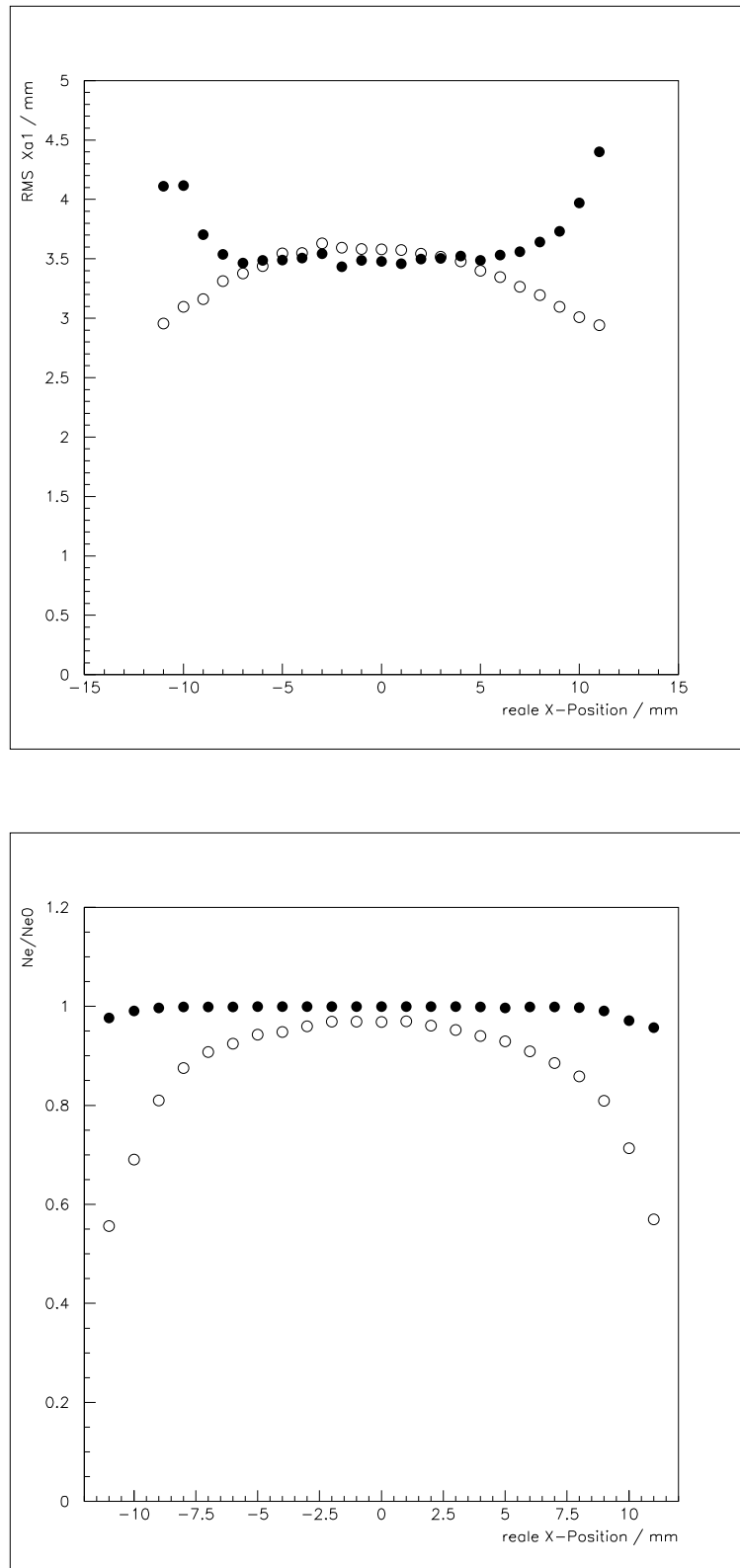


Abb. 6.15: Schwellenabhängige Ortsauflösung (Oben) und Effizienz der Ortsrekonstruktion (Unten) von x_a^1 gegen realen Auftreffort x . Kreise: Das Teilverhältnis E_R/E_L wurde auf ~ 100 bzw. E_L/E_R auf $\sim 1/100$ begrenzt. Punkte: Keine Begrenzung Teilverhältnis. Die Position $x=0$ ist die Mitte des Mittenmoduls des 9-Clusters, die Positionen $x=-10.5$ mm und $x=+10.5$ mm sind die Ränder des Mittenmoduls.

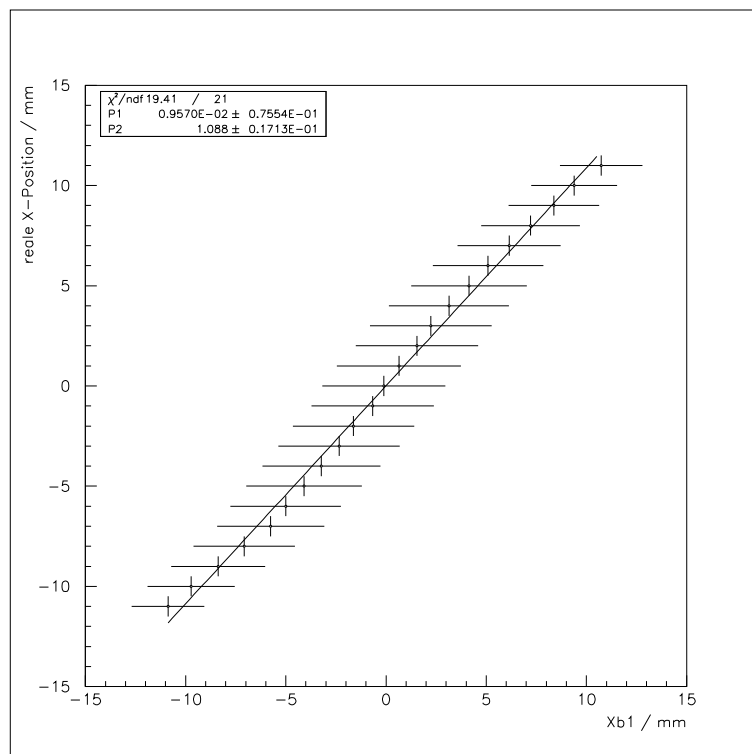
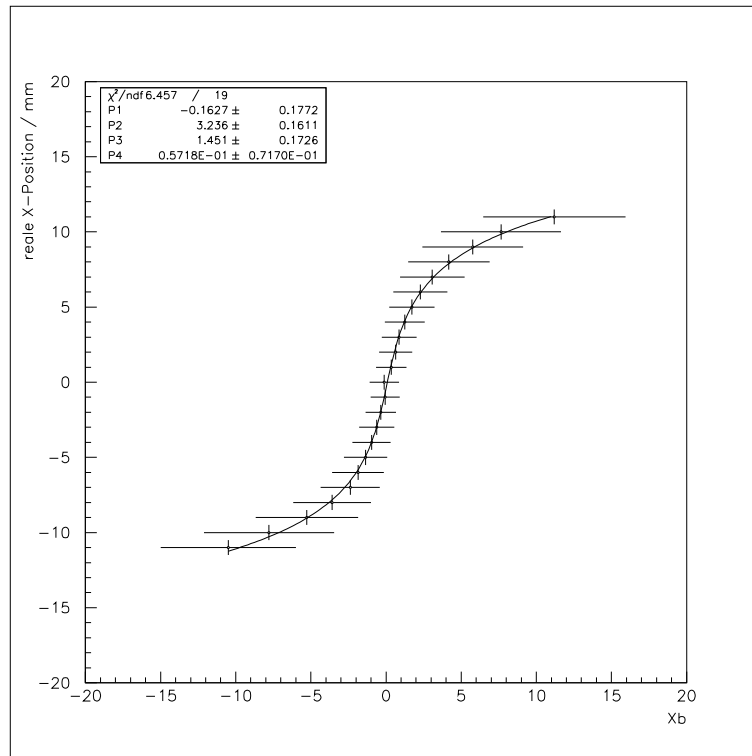


Abb. 6.16: Zusammenhang zwischen rekonstruierten Ort x_b (oben) bzw. x_b^1 (unten) und realen Auftreffort x der Elektronen von spaltenweise versetzten PbF_2 -Kristallen. Für x_b und x_b^1 ist als Fehlerbalken der rms-Wert der Ortsverteilung eingetragen. Die Position $x=0$ ist die Mitte des Mittenmoduls des 9-Clusters, die Positionen $x=-10.5$ mm und $x=+10.5$ mm sind die Ränder des Mittenmoduls.

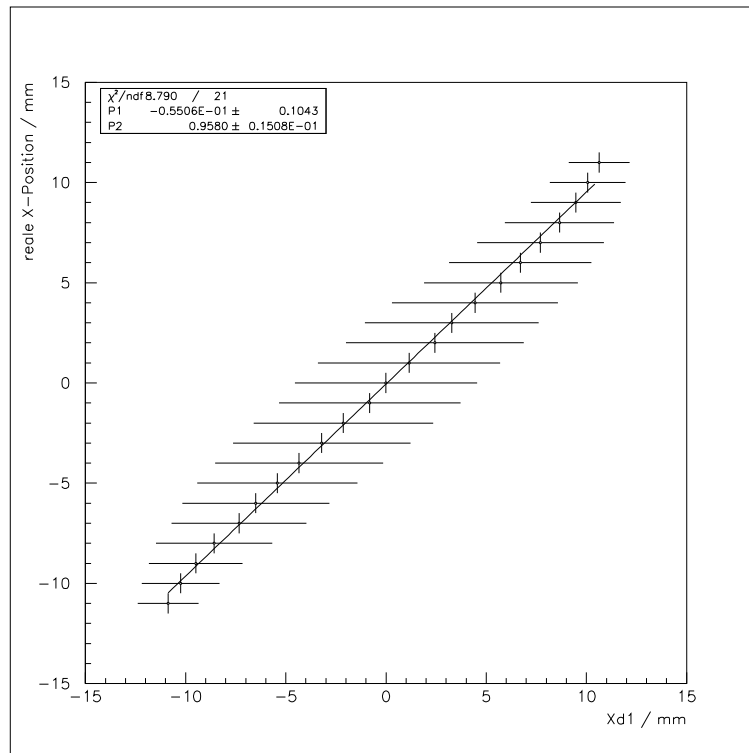
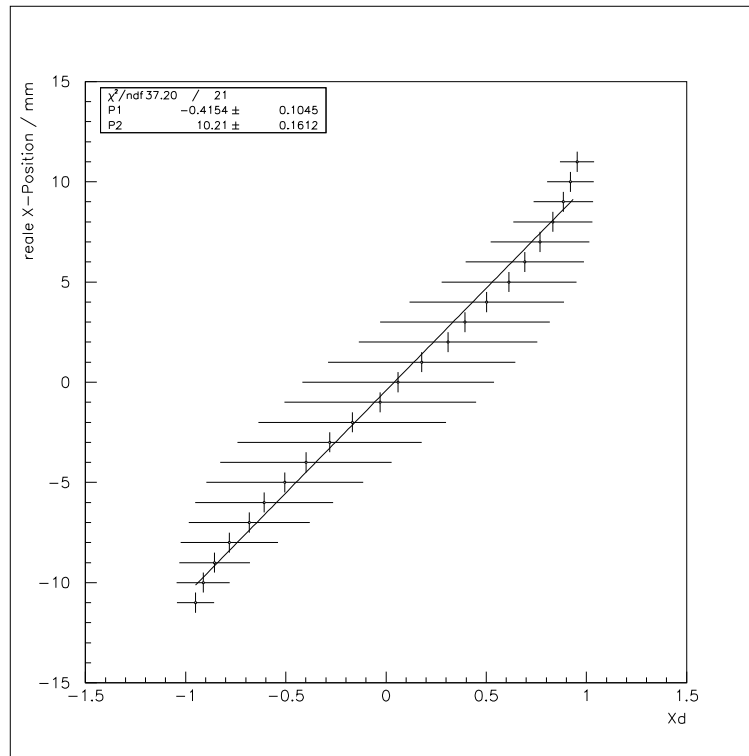


Abb. 6.17: Zusammenhang zwischen rekonstruierten Ort x_d (oben) bzw. x_d^1 (unten) und realen Auftreffort x der Elektronen von spaltenweise versetzten PbF_2 -Kristallen. Für x_d und x_d^1 ist als Fehlerbalken der rms-Wert der Ortsverteilung eingetragen. Die Position $x=0$ ist die Mitte des Mittenmoduls des 9-Clusters, die Positionen $x=-10.5$ mm und $x=+10.5$ mm sind die Ränder des Mittenmoduls.

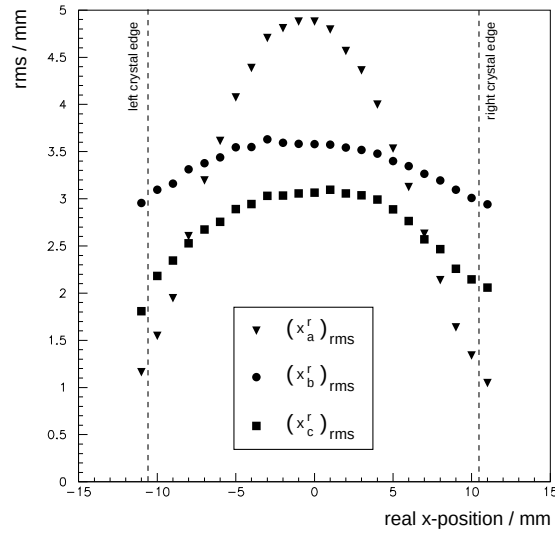


Abb. 6.18: Vergleich der Ortsauflösung der verwendeten Algorithmen gegen realen Auftreffort x eines spaltenweisen versetzten PbF_2 -Clusters. Kreise: $(x_a^1)_{rms}$, Quadrate: $(x_b^1)_{rms}$, Dreiecke: $(x_d^1)_{rms}$. Die Position $x=0$ ist die Mitte des Mittenmoduls des 9-Clusters, die Positionen $x=-10.5$ mm und $x=+10.5$ mm sind die Ränder des Mittenmoduls.

$$x \stackrel{!}{=} x_d^1 = (10.21 \pm 0.16) \cdot x_d + (-0.42 \pm 0.10) \quad (6.22)$$

Bestimmt man mit dieser Geradenanpassung den rekonstruierten Ort x_d^1 und vergleicht ihn mit den realen Ort, so erhält man folgende Linearisierung, dargestellt in Abb. 6.17.

$$x = (1.00 \pm 0.02) \cdot x_d + (0.00 \pm 0.10) \quad (6.23)$$

Die daraus resultierende Ortsauflösung hat den gleichen typischen Verlauf wie bei x_a^1 und x_b^1 und ist in Abb. 6.18 durch Dreiecke dargestellt. Auch hier wurde eine Effizienz in der Bestimmung des rekonstruierten Ortes wie bei x_d^1 praktisch 100% festgestellt. Alle drei Algorithmen in Abb. 6.18 liefern eine Ortsauflösung, die innerhalb der geforderten Auflösung von ~ 12 mm bzw. ± 6 mm liegt. Die beste Ortsauflösung erzielt man mit dem Algorithmus für x_b^1 . Wie schon erwähnt, kann für das A4-Experiment dieser Algorithmus nicht in eine schnelle analoge Elektronik realisiert werden. Aus diesen Grund scheidet diese Methode aus. Dagegen ist eine Umsetzung in eine Analog-Elektronik für die anderen beiden Verfahren im Prinzip möglich. Eine etwas schlechtere Ortsauflösung erhält man mit der Anwendung des Algorithmus für x_a^1 . Dafür weist die Ortsauflösung eine geringere Ortsabhängigkeit auf. Bei der Verwendung des Algorithmus für x_d^1 erhält man eine stark ortsabhängige Ortsauflösung, die im Vergleich zu den anderen Verfahren in der Modulmitte am schlechtesten und an den Rändern am besten ist. Welche der beiden Verfahren endgültig eingesetzt wird, hängt von dem Aufwand der Realisierung der nötigen Elektronik ab.

6.4 Transversaler Verlauf des Schauers

Man kann eine Eichmessung auch dazu benutzen, den Verlauf des transversalen Schauers für verschiedene Materialien zu vergleichen. Dabei liegen verwendbare Daten von PbF_2 und PbWO_4 vor. Eine Möglichkeit, das Schauerprofil analytisch zu bestimmen, wurde im Kapitel 3.2.2 vorgestellt. Jedoch erfordert diese Methode entsprechenden Rechenaufwand. Stattdessen wurde ähnlich wie bei der Ortsauflösung ein einfacher Algorithmus verwendet. Dazu bildet man eventweise das Verhältnis zwischen der deponierten Energie E_z des Mittenkristalls und Gesamtenergie des zugehörigen 9-Clusters. Dieser Wert wird hier als x_{ratio} in Gl.6.24 definiert. Man muß betonen, daß der ortsabhängige Verlauf der Größe x_{ratio} nur indirekt das Schauerprofil wiedergibt, und dies auch nur vernünftig in der Umgebung des Mittenmoduls. Bei der Bestimmung von x_{ratio} wird durch die Summe der deponierten Energien der neun Module geteilt. Jedoch ist die Summe abhängig vom Einschußort und entspricht somit nicht mehr der Gesamtenergie, die zur Normierung notwendig ist. Die Normierung wird fehlerhafter, je weiter man sich vom Zentrum des Mittenmoduls entfernt.

$$x_{ratio} = \left\langle \frac{E_z}{\sum_{i=1}^9 E_i} \right\rangle \quad (6.24)$$

Auch hier ist die ortsabhängige Verteilung unterschiedlich stark asymmetrisch, wie in Abb.6.19 für zwei Einschußorte zu sehen ist. Deshalb wurde wie bei der Ortsrekonstruktion der Mittelwert der Verteilung genommen. Aus der Abb.6.19 kann man entnehmen, daß der Schwerpunkt der Verteilung beim zentralen Einschuß bei ca. 85% der im 9-Cluster deponierten Energie im Zentralmodul liegt. In Tabelle 6.2 ist der Anteil der deponierten Energie im Zentralmodul bei mittigem Einschuß für die getesteten Materialien dargestellt ¹. Als Fehler von x_{ratio} wurde die Wurzel aus der mittleren quadratische Abweichung vom Mittelwert angegeben (rms). Der Anteil

Material	E [MeV]	x_{ratio}	Kantenlänge [mm]	Kantenlänge [R_M]
PbWO_4	855.0	$(86 \pm 4)\%$	21.0	0.96
SF 5	855.0	$(86 \pm 4)\%$	40.0	1.57
PbF_2 (plan)	855.0	$(83 \pm 5)\%$	21.0	0.95 bzw. 1.17
PbF_2 (plan)	450.0	$(83 \pm 8)\%$	21.0	0.95 bzw. 1.17
PbF_2 (plan)	180.0	$(79 \pm 17)\%$	21.0	0.95 bzw. 1.17
PbF_2 (versetzt)	855.0	$(85 \pm 4)\%$	21.0	0.95 bzw. 1.17

Tabelle 6.2: Ortsabhängiger Anteil der deponierten Energie des Mittenmoduls zur Gesamtenergie des zugehörigen 9-Clusters.

der deponierten Energie ist abhängig von Moliere-Radius R_M und vom Kantenmaß der Kristalle. Der höchste Wert wurde mit SF 5 erzielt, da es die größte Kantenlänge in Moliere-Einheiten besitzt. Der Energieanteil von PbWO_4 deckt sich mit der Angabe von Buyano [Buy94], der bei 86% bei einen Kristallmaß von 22 mm×22 mm liegt. Bei PbF_2 variiert der Energieanteil nur leicht mit der Energie und Geometrie

¹Bei PbF_2 : Čerenkov-Moliere-Radius $R_M^C = 1.80$ cm

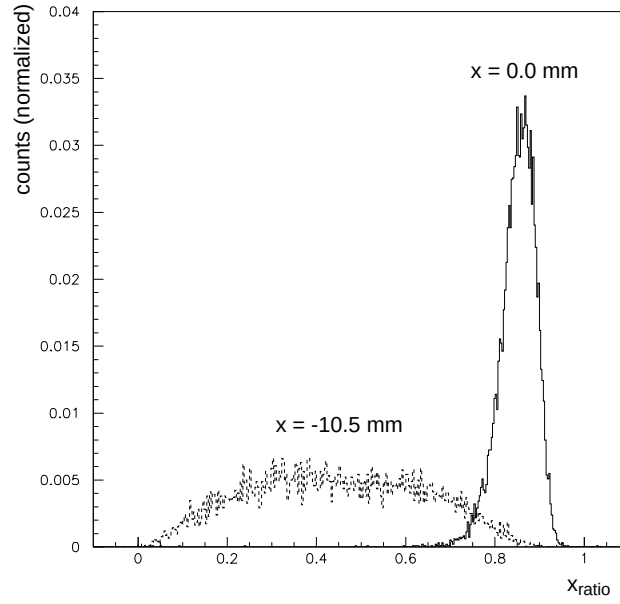


Abb. 6.19: Anteil der deponierter Energie des Mittenmodul im Verhältnis zur Energie des zugehörigen 9-Clusters von PbF_2 bei Randeinschuß (gestrichelt) und zentralen Einschuß von 855 MeV Elektronen. Die Spektren sind zum Vergleich auf den Flächeninhalt von eins normiert.

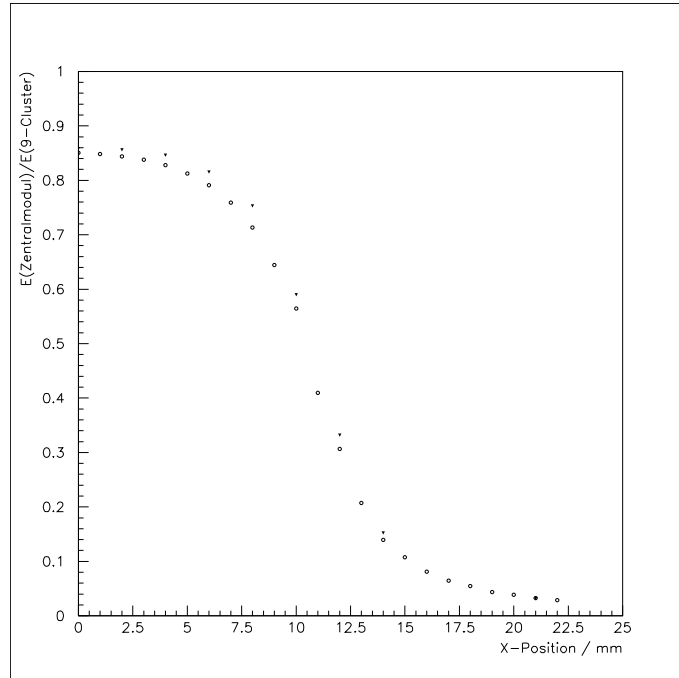


Abb. 6.20: Das mittlere Verhältnis der deponierten Energien $E_{\text{zentral}}/E_{9\text{-Cluster}}$ aufgetragen gegen die reale Strahlposition x . Kreise: PbF_3 , Dreiecke: PbWO_4 , Linie: Schauer ohne transversale Ausdehnung. Die Position $x=0$ stellt die Mitte des Mittenmoduls dar, $x=21.0$ mm die Mitte des rechten Nachbarmoduls.

und ist mit PbWO_4 vergleichbar. Dagegen wurde von C.L.Woody mit den gleichen PbF_2 -Kristallen ein schlechterer Anteil gemessen [Woo93]. Trotz UV-PM's, UV-durchlässiger Ölankopplung und Verwendung von Teflon, welches bei UV besser als Tyvec reflektiert, konnte mit einem 1 GeV Elektronenstrahl nur ein Anteil von ca. 75% erzielt werden. Dies ist möglicherweise auch die Ursache, warum unsere Energieauflösung bei den gleichen Kristallen besser ist als die von C.L.Woody. Ein Vergleich von x_{ratio} von PbF_2 und PbWO_4 ist in der Abb.6.20 bei einer Energie von 855 MeV dargestellt. Nimmt man theoretisch ein Schauerprofil an, welches keine transversale Ausdehnung besitzt, würde man für den Verlauf von x_{ratio} in Abb.6.20 ein Rechteck erwarten, dargestellt durch die durchgezogene Linie in Abb.6.20. Im diesem Fall wäre das Verhältnis der Energien im Mittenmodul zur Gesamtenergie im 9-Cluster innerhalb des Mittenmoduls 1 und außerhalb 0. Je mehr das transversale Schauerprofil eine Ausdehnung aufweist, umso schneller wird der Verlauf von x_{ratio} mit der Entfernung vom Ursprung im Vergleich zum Rechteck abfallen. Die verwendeten PbF_2 - und PbWO_4 -Kristalle besitzen die gleiche Kantenlängen bzgl. der Stirnseite, d.h. die gemessenen Werte für x_{ratio} sind also direkt vergleichbar. Für beide Materialien ist der Verlauf von x_{ratio} sehr ähnlich ist, wobei PbF_2 anfangs schneller abfällt. Im Vergleich von PbWO_4 und PbF_2 würde man aufgrund des kleinen Wert des Čerenkov Moliere-Radius von PbF_2 ein kompakteres Schauerprofil erwarten, so daß der Verlauf von x_{ratio} von PbF_2 oberhalb von PbWO_4 liegt müßte. Dieses Verhalten kann jedoch nicht in Abb.6.20 beobachtet werden, hier fällt PbF_2 schneller als PbWO_4 ab. Eine mögliche Ursache liegt darin, daß der Vergleich mit verschiedenen Geometrien der Kristalle gemacht wurde. Während die PbWO_4 -Kristalle plan ausgerichtet waren, wurde bei PbF_2 mit spaltenweisen versetzten Kristallen der Schauerverlauf bestimmt, wobei in diesen Fall weniger Energie im Mittenmodul und 9-Cluster deponiert wird. Für größere Entfernungen vom Schauerzentrum ist der transversale Verlauf bei beiden gleich, jedoch können mit zunehmender Entfernung wegen der schlechter werdenden Energienormierung des 9-Clusters keine Aussagen über das Schauerprofil gemacht werden.

6.5 Messungen am ℓH_2 -Target

Im vorherigen Abschnitt wurde das Energiespektrum und Auflösung des Testkalorimeters unter idealen Bedingungen mit Hilfe eines monoenergetischen fokussierten Elektronenstrahl gemessen. Inwieweit ändern sich diese Größen, wenn an einem Protonentarget elastisch gestreute Elektronen nachgewiesen werden, so wie es das zukünftige A4-Experiment vorsieht?

Aus diesen Grund wurden in der A4-Halle eine Streukammer eingebaut, in der als Protonentarget ein Flüssigwasserstoff-Target eingesetzt wurde. Die Form des Targets gleicht die eines Zuckerhuts mit einer Länge von 10 cm und ist radialsymmetrisch zur Elektronenstrahlachse [Hat94]. Die gestreuten Elektronen wurden mit einem PbF_2 -Testkalorimeter detektiert, das unter einen Winkel von $\Theta=35^\circ$ zur Elektronenstrahlachse positioniert wurde. Die Entfernung zum Target betrug dabei 110 cm. Für den zusätzlichen Nachweis der Protonen wurden ein Plastiksintillator als Trigger verwendet, der in einer Entfernung von 70 cm und unter einen Winkel von $\phi=59^\circ$ aufgestellt wurde. Der Protontrigger hat eine Frontfläche von 80 mm×60 mm mit einer Tiefe von 40 mm. Abb.6.21 zeigt die Geometrie des schematischen Versuchsaufbau. Elektron- und Protonwinkel stehen in einer festen Beziehung zueinander, die in

Abb.6.22 dargestellt ist. Für den Versuch bedeutet es, daß der Protontrigger durch

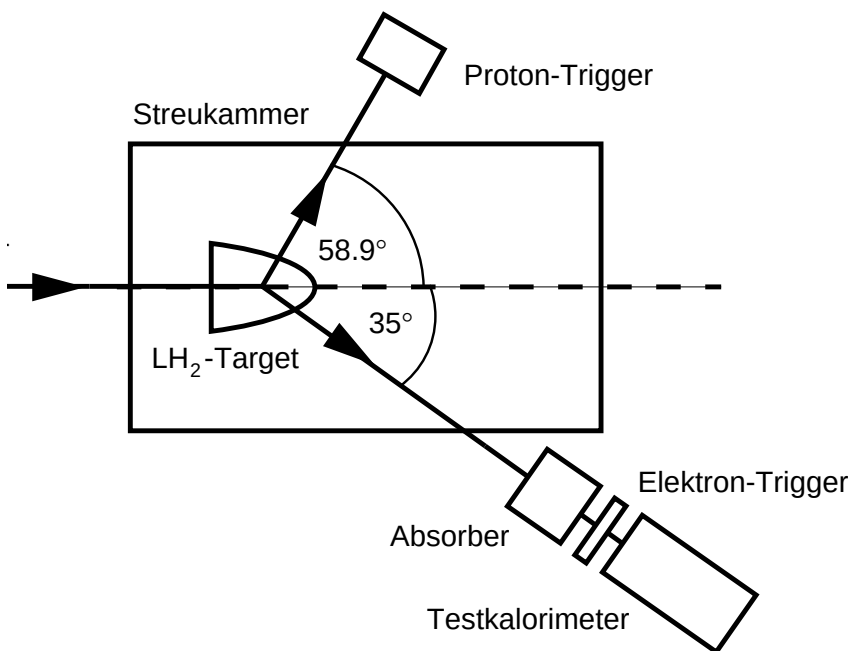


Abb. 6.21: Schematischer Aufbau zum Nachweis von gestreuten Elektronen am LH_2 -Target durch ein PbF_2 -Testkalorimeter. Die Energie der Elektronen beträgt ohne Absorber 734 MeV. Die Entfernung Target-Testkalorimeter beträgt 110 cm, die vom Target-Protontrigger 70 cm.

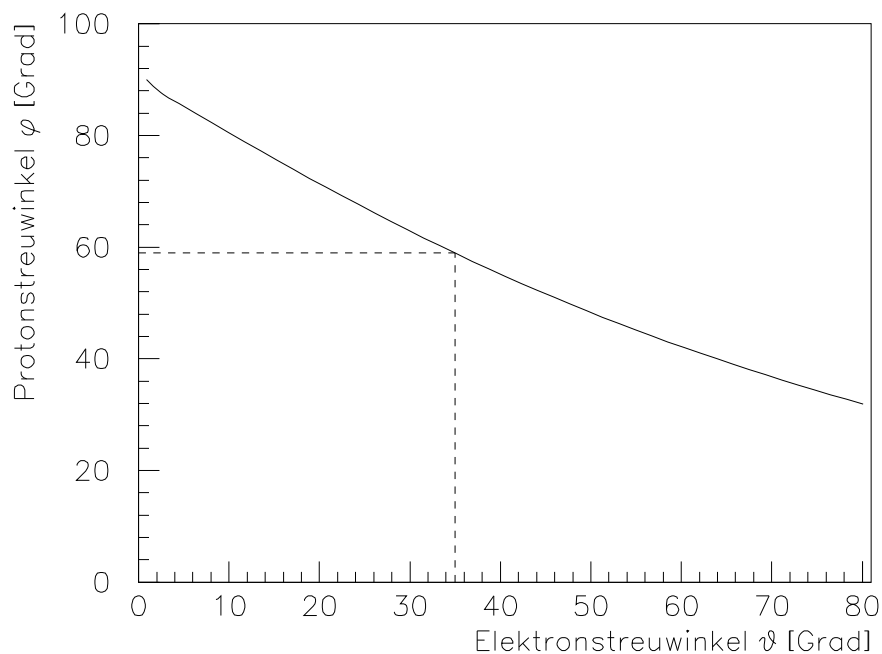


Abb. 6.22: Protonstreuwinkel ϕ in Abhängigkeit des Elektronenstreuwinkel Θ

seine Frontfläche nicht nur den idealen Winkel von $\phi=59^\circ$ detektiert, sondern einen

ganzen Winkelbereich:

$$\begin{aligned}\delta_{\phi Polar} &= \arctan\left(\frac{8\text{ cm}}{70\text{ cm}}\right) = 6.5^\circ \\ \delta_{\phi Azimut} &= \arctan\left(\frac{6\text{ cm}}{70\text{ cm} \cdot \sin(59^\circ)}\right) = 5.7^\circ\end{aligned}\quad (6.25)$$

Die Umrechnung auf den polaren Winkelbereich des Elektronstreuwinkel ergibt sich durch die Steigung $d\phi/d\Theta = -0.77$ bei $\Theta = 35^\circ$. Die beiden Azimutwinkel sind dabei gleich.

$$\begin{aligned}\delta_{\Theta Polar} &= \frac{1}{0.77} \delta_{\phi Polar} = 8.5^\circ \\ \delta_{\Theta Azimut} &= \delta_{\phi Azimut} = 5.7^\circ\end{aligned}\quad (6.26)$$

Diese Winkel lassen sich auf eine Strecke bzw. Fläche auf das Testkalorimeter umrechnen.

$$\begin{aligned}x_{Polar} &= 16.4\text{ cm} \\ x_{Azimut} &= 6.3\text{ cm}\end{aligned}\quad (6.27)$$

Geht man davon aus, daß die Winkel auf dem 'Elektronen-Arm' rechteckverteilt sind und beide nicht korreliert sind, so entspricht dies einer abgebildeten Fläche von $F = 103.3\text{ cm}^2$. Dabei beträgt die Gesamtfläche des Testkalorimeters bei PbF_2 113.4 cm^2 , d.h. es werden ca. 91% bei richtiger Justierung davon "ausgeleuchtet". Bei dem Beschuß des Wasserstoff-Targets durch Elektronen führen neben der elastischen Streuung auch andere Prozesse zu einem Detektor-Treffer. Eine Auflistung und Beschreibung der theoretisch zu erwartenden Prozesse befindet sich dazu in [Kon94]. Zur Unterdrückung der hohen Untergrundraten von niederenergetischen Ereignissen soll das A4-Kalorimeter abgeschirmt werden. In Simulationen wurde der Einsatz von verschiedenen Vorabsorber-Materialien untersucht [Kon94]. Als Ergebniss wurde eine Abschirmung aus 20 cm Polyethylen (CH_2 , PE) vorgeschlagen.

Material	ρ [g/cm^3]	$(dE/dx) \cdot X_0$ [MeV]	X_0 [cm]
PE	0.92-0.95	93.6	47.2-48.7

In der Tabelle 6.3 ist die minimal notwendige kinetische Energie für Elektronen, Protonen und Pionen aufgeführt, die nötig zum Durchqueren einer gegebenen Vorabsorberdicke ist. Dabei ist nur der Energieverlust durch Ionisation nach der Bethe-Bloch-Formel berücksichtigt worden [Hik92]. Die Auswirkungen eines PE-Vorabsorbers auf die Energieauflösung wurden bei 2 verschiedenen Absorberdicken (10 und 20 cm PE), sowie bei zwei verschiedenen Triggerbedingungen bestimmt. Im ersten Fall wurde als Triggerung der koinzidentes Nachweis vom Elektron im Mittenmodul und zugehörigem Proton mit dem Protontrigger benutzt. Die Formem der Energiespektren sind für die verschiedenen Absorberdicken eines 9-Clusters in Abb.6.23 dargestellt.

Man erkennt in Abb.6.23 eine fast gaußförmige Verteilung der elastisch gestreuten Elektronen. Die Breiten der Spektren sind vergleichbar groß. Unterhalb der elastischen Linie weisen die Spektren einen Untergrundanteil auf, der aber stark unterdrückt ist. Man erkennt bei allen drei Spektren einen lineare Abfall am linken Fuß

Teilchensorte	p	e	$\pi^\pm$
10 cm PE	120 MeV	20 MeV	54 MeV
20 cm PE	178 MeV	40 MeV	84 MeV

Tabelle 6.3: Minimale Energie zum Durchqueren verschieden dicker PE-Absorber

der elastischen Linie, der auch in der Simulation (Anhang B) schwach zu erkennen ist. Die erzielten Energieauflösungen sind in Tabelle 6.4 dargestellt. Es zeigt sich, daß mit zunehmender Absorberdicke die Energieauflösung schlechter wird. Die Simulationen von [Kon94] sagen jedoch eine lineare Verschlechterung der Energieauflösung voraus, die jedoch hier experimentell nicht beobachtet wurde. Ein Grund könnte in der Datenanalyse liegen. Es wurde mit aufsteigender Absorberdicke (0, 10 und 20 cm) gemessen. Die Kalibrierung der Module wurde nur für die Absorberdicke von 10 cm vorgenommen, in der Annahme, daß sich die Kalibration während der Meßzeit nicht ändert. Ebenso wurde in der Analyse kein Vergleich gemacht, ob bei einen gültigen Triggerereigniss die deponierte Energie im Mittenmodul größer ist als in den Nachbarmodulen. Ohne diesen Vergleich werden auch Treffer in den Nachbarn als gültig erkannt, wenn die dabei deponierte Energie im Mittenmodul über eine eingestellte Schwelle liegt.

Im geplanten A4-Kalorimeter werden zur Identifizierung der elastisch gestreuten Elektronen keine zugehörigen Protonen nachgewiesen, der Nachweis erfolgt nur über den Winkel und über die Energie der gestreuten Elektronen. Deshalb wurden im zweiten Fall die Spektren vermessen, indem als Triggerung nur Ereignisse im Mittenmodul verwendet wurden. Eine typische Form des Energiespektrums ist in Abb.6.24 dargestellt. Es findet in der Triggerung keine ausschließliche Selektion von elastisch gestreuten Elektronen mehr statt. Man erkennt neben der elastischen Linie einen erhöhten Untergrund, der durch die Bauform von Wasserstofftarget, Streukammer und Strahlfänger (Beam Dump) hervorgerufen wird. Der Einsatz von verschiedene dicken PE-Vorabsorber hat auf die Energieauflösung der elastischen Linie folgenden Einfluß, der in Tabelle 6.4 aufgelistet ist. Bei der gemessenen Energieauflösung wurde die Energieunschärfe δW (siehe Anhang C) aufgrund der Unschärfe des Streuwinkels durch ein ausgedehnetes Target in der letzten Spalte der Tabelle berücksichtigt, die jedoch nur einen geringen Einfluß hat. Zur Bestimmung der Energieauflösung

Absorberdicke [cm]	Triggerung	$\frac{\sigma'_E}{E'} [\%]$	$\frac{\sqrt{(\sigma'_E)^2 - (\delta W)^2}}{E'} [\%]$
0	E+P	6.3 ± 0.1	6.2 ± 0.1
10	E+P	6.7 ± 0.1	6.6 ± 0.1
20	E+P	7.6 ± 0.1	7.5 ± 0.1
0	E	7.5 ± 0.2	7.4 ± 0.2
10	E	7.7 ± 0.1	7.6 ± 0.1
20	E	9.2 ± 0.1	9.1 ± 0.1

Tabelle 6.4: Energieauflösung von am ℓH_2 -Target elastisch gestreuten Elektronen bei verschiedenen Absorberdicken ($E'=734$ MeV). E+P: Koinzidente Triggerung auf Proton und Mittenmodul, E: Triggerung nur auf Mittenmodul

wurde bei der Triggerung auf das Mittenmodul die Form der elastische Linie mit

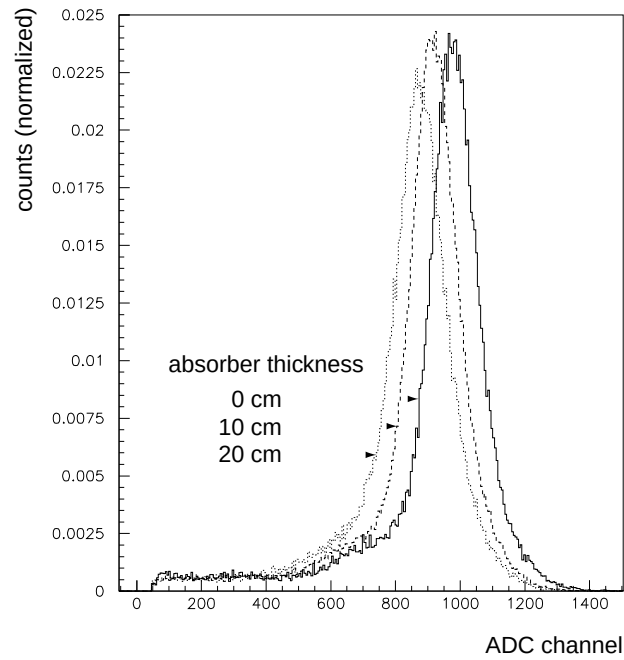


Abb. 6.23: ADC-Spektren elastisch gestreuter Elektronen am ℓH_2 -Target bei verschiedenen PE-Absorberdicken. Durchgezogene Linie: 0 cm Absorber, gestrichelte Linie: 10 cm Absorber, gepunktete Linie: 20 cm Absorber. Es wurde auf den koinzidenten Nachweis von Elektron und Proton getriggert. Zum Vergleich wurden die Spektren auf den Flächeninhalt von eins normiert.

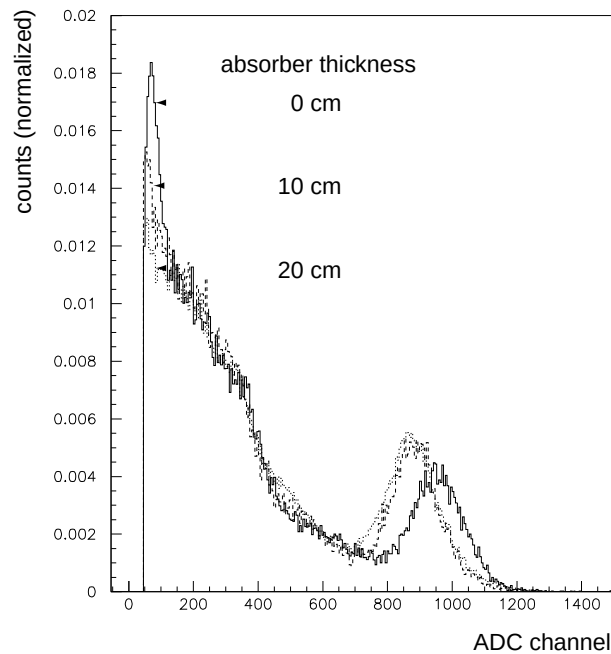


Abb. 6.24: ADC-Spektren von gestreuten Elektronen am ℓH_2 -Target bei verschiedenen PE-Vorabsorberdicken. Durchgezogene Linie: 0 cm Absorber, gestrichelte Linie: 10 cm Absorber, gepunktete Linie: 20 cm Absorber. Es wurde nur auf Ereignisse im Mittenmodul getriggert. Zum Vergleich wurden die Spektren auf den Flächeninhalt von eins normiert.

einer Gaußverteilung und einen exponentiell abfallenden Untergrund beschrieben. Diese Annahme des Untergrundes entspricht jedoch keiner physikalischen Tatsache, stellt aber hier in der Auswertung die beste Methode zur Bestimmung der Energieauflösung dar, die in Tabelle 6.4 aufgeführt sind. Auch hier verschlechtert der Einsatz von Absorbern die Energieauflösung, wobei die Zunahme der Energieauflösung nichtlinear mit der Absorberdicke verläuft, wie man es erwarten würde. Der Einsatz eines 10 cm Absorber bewirkt eine Veränderung der Lage der elastischen Linie im Vergleich ohne Absorber. Dagegen ist kaum ein Unterschied der Energielage zwischen 10 und 20 cm Absorber zu erkennen. Die zusätzliche Erhöhung der Absorberdicke verändert im wesentlichen die Energiebreite und somit die Energieauflösung.

Der Einsatz von Absorbern soll vorallen die Zählrate von niederenergetischen Teilchen reduzieren, die für das A4-Experiment das Kalorimeter unnötig belasten würden. Dabei werden die Raten niederenergetische Teilchen stärker mit größerer Absorberdicke unterdrückt, weil die nötige Mindestenergien zum Durchqueren höher liegen (Tabelle B). Dieses Verhalten ist am deutlichsten in den verschiedenen Höhen zu Beginn des ADC-Spektrums zu erkennen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Kristalle PbWO_4 , Bleiglas SF 5 und PbF_2 auf ihre Eignung als Kalorimetermaterial untersucht. Wie schon mehrfach erwähnt, scheidet Bleiglas SF 5 von Anfang an wegen der geringen Strahlenfestigkeit aus. Auch entsprechen die gemessenen Resultate keines der Anforderungen. Deshalb liegt der Schwerpunkt im Vergleich von PbWO_4 und PbF_2 . Die Resultate zeigen, daß keines der getesteten Materialien alle Anforderungen an das A4-Kalorimeter erfüllen kann. Die geforderte Energieauflösung von $\sigma/E \sim 3.5\%/\sqrt{E}$ wurde nur mit PbWO_4 erreicht, jedoch der große Nachteil ist die dabei festgestellte lange μs -Komponente in der Abklingzeit des Szintillationslichts. Dagegen konnte die Forderung, daß das Licht innerhalb der Integrationszeit des ADC's von 20-30 ns abgeklungen sein soll, nur mit dem Čerenkov-Radiator PbF_2 gut erfüllt werden, jedoch auf Kosten der Energieauflösung durch eine geringere Photonenstatistik.

Die Anforderungen an Energieauflösung und Abklingzeit haben aber nicht die gleiche Gewichtung. Eine gute Energieauflösung ist vorteilhaft, aber das Hauptproblem im Experiment sind die durch die hohen Zählraten auftretende "Pile-Up"-Problematik. Ein schnelles Lichtabklingverhalten des Materials ist notwendig, um die Verluste von räumlichen und zeitlichen Mehrfachtreffern im Kalorimeter kleinzuhalten. Die analoge Datenerfassungselektronik für das A4-Experiment wird das in Echtzeit erkannte "Pile-Up"-Ereignisse wegen den hohen Raten nicht weiter analysieren, sondern wird diese Ereignisse einfach verwerfen. Eine zu große Abklingzeit bzw. Integrationszeit würde im Extremfall durch "Pile-Up" die Datenerfassung paralysieren. Die Anforderung an die Energieauflösung resultierte im wesentlichen aus der 4σ -Trennung von der elastischen Linie zu der Pionenschwelle am Proton.

Unsere Entscheidung, welches Kalorimetermaterial verwendet werden soll, ist auf PbF_2 gefallen. Die gemessene Energieauflösung, die unterhalb der Anforderung liegt, läßt sich auf jeden Fall verbessern, indem Module mit den richtigen Dimensionen verwendet werden (Kap. 4). Die hier getesteten Kristalle waren dafür zu klein. In der Steigerung der Lichtausbeute sind noch viele Möglichkeiten offen. Ein wichtiger Schritt ist die Verwendung von UV-empfindlichen Photomultipliern zur Lichtauslese, die mit einem ebenfalls UV-durchlässigen Kleber oder Öl an die Kristalle angekoppelt werden. Dabei fällt bei den zukünftig eingesetzten Kristallen das Bedeckungsverhältnis von aktiver Photokathodenfläche zur Oberfläche der ausgelesene Kristallseite besser aus, als es derzeit der Fall ist. Ebenfalls würde der Einsatz von Teflonfolie im Gegensatz zum derzeit verwendeten Tyvec als Verpackungsmaterial durch ein besseres Reflektionsvermögen im UV-Bereich eine Steigerung der Lichtausbeute bringen. Vorteilhaft ist beim Einsatz von PbF_2 , daß es in den benötigten Di-

mensionen und Form auch hergestellt werden kann, im Gegensatz zu PbWO_4 . Auch eine Qualitätskontrolle ist relativ einfach zu realisieren, da die Güte von PbF_2 durch eine Transmissionsmessung bestimmt werden kann. In den nächsten Wochen stehen uns die ersten 9 PbF_2 -Kristalle in den geforderten Dimensionen zur Verfügung, mit denen weitere Messungen folgen werden.

Es konnte gezeigt werden, daß mit den drei ausgewählten Algorithmen die geforderte Ortsauflösung von ± 6 mm erzielt werden konnte, jedoch lassen sich effektiv nur 2 davon sinnvoll in eine Analog-Elektronik umsetzen. Welche Schaltung dabei endgültig eingesetzt wird, wird in zukünftige Messungen an den endgültigen Modulen mit den richtigen Dimensionen festgestellt werden.

Es wurden die Energiespektren von gestreuten Elektronen am ℓH_2 -Target gemessen und der Einfluß von verschiedenen dicken PE-Vorabsorber untersucht. Es konnte eine Reduzierung der Rate für niederenergetische Teilchen festgestellt werden. Jedoch entspricht der Einfluß des Absorbers auf die Energieauflösung der elastischen Linie nicht den Erwartungen von GEANT-Simulationen [Kon94]. Hier ist eine erneute Analyse der Daten nötig, unter Berücksichtigung einer in der Meßzeit sich ändernden Kalibrierung der Module.

Anhang A

Photomultiplier-Daten

A.0.1 Philips XP 1911

Außendurchmesser	19 mm
Kathodendurchmesser	>15 mm
Fenstermaterial	Borosilikat
Photokathodenmaterial	bialkali
Anzahl Dynoden	10
Dynodenanordnung	linear
Spektralbereich	300-650 nm
Maximal sensitiv bei	~420 nm

Tabelle A.1: Technische Daten zum XP 1911 Photomultiplier

Es wurde ein passiver progressiver Spannungsteiler VT 108 (Typ B, neg. HV) von Philips für den Pulsbetrieb verwendet.

Hochspannung min.	1000 V
Hochspannung max.	1900 V
Hochspannung typ.	1700 V
Verstärkung	$\sim 3 \times 10^6$
Max. Anodenstrom (Puls)	~ 80 mA
Max. Anodenstrom (kontin.)	~ 0.2 mA
Anstiegszeit Anodenstrom	~ 2.4 ns

Tabelle A.2: Technische Daten zum XP 1911 Photomultiplier

Die Spannungsteiler sind in Plastik fest vergossen und in keiner Weise abgeschirmt. Wir mußten in einigen Strahlzeiten folgendes Phänomem feststellen:
Bei einer bestimmten Kombination von Photomultiplier und Hochspannungs-Kanal wurden hohe Störsignale auf allen Signalkabeln gemessen. Die Störung konnte beseitigt werden, wenn die Hochspannung des entsprechenden PM's abgeschaltet wurde. Beim Vermessen der Spannungsteiler stellte sich heraus, daß diese sehr empfindlich auf hochfrequente Störungen reagieren. Die unmittelbare Nähe z.B. eines Funktelefon oder Frequenzgenerators induzierten ein Störsignal in einer Höhe bis zu $V_{SS} \sim 10$ mV mit einer festen Frequenz von ~ 300 MHz. Diese konnte erst mit einer

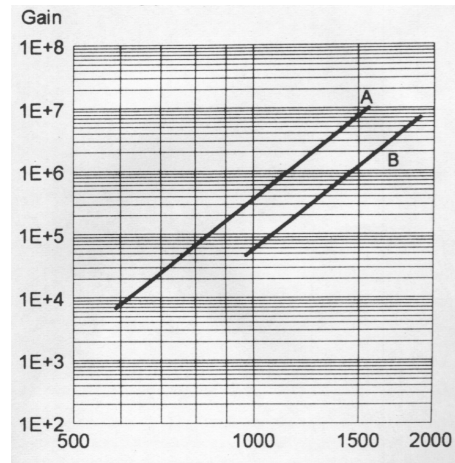


Abb. A.1: Typische Verstärkung XP1911 in Abhängigkeit der Hochspannung. Es wurde der Spannungsteiler Typ B verwendet.

totalen Abschirmung von Signal- und Hochspannungskabel beseitigt werden. Zusätzlich wurde der Spannungsteiler außen mit Kupferfolie abgeschirmt, die auf Masse gelegt wurde. Auf diese Weise konnte das Übersprechen von Störungen auf andere Kanäle vermieden werden.

A.0.2 Hamamatsu R 1355

Außendurchmesser	28 mm
Kathodendurchmesser	>25 mm
Fenstermaterial	Borosilikat
Photokathodenmaterial	bialkali
Anzahl Dynoden	10
Dynodenanordnung	linear
Spektralbereich	300-650 nm
Maximal sensitiv bei	~400 nm
Hochspannung min.	1300 V
Hochspannung max.	1900 V
Hochspannung typ.	1500 V
Verstärkung	$\sim 2.1 \times 10^6$
Max. Anodenstrom (Puls)	-
Max. Anodenstrom (kontin.)	~0.2 mA
Anstiegszeit Anodenstrom	~2.0 ns

Tabelle A.3: Technische Daten zum R 1355 Photomultiplier

Anhang B

Simulationen der Energieauflösungen

Um eine obere Abschätzung der Energieauflösung für ein Material zu erhalten, wurden mit Hilfe der CERN-Software GEANT [Gea] die intrinsische Energieauflösung eines Testkalorimeters simuliert. Seit der Version 3.21 ist GEANT auch in der Lage, die Produktion von Čerenkovlicht zu berücksichtigen. Jedoch besteht das Problem, alle optische Größen, insb. das Reflektionsverhalten von der Verpackung Tyvec, geeignet in das Programm einzubauen. Es zeigt sich, daß kleine Abänderungen von optischen Parametern großen Einfluß auf die erzielte Energieauflösung haben. Bei PbF_2 konnte für die Energieauflösung aufgrund des Čerenkovlichtes nur Werte simuliert werden, die schlechter als die gemessene Energieauflösungen sind. Deshalb werden für PbF_2 hier nur die intrinsischen Energieauflösungen angegeben. Die Dauer einer Simulation mit Berücksichtigung von Čerenkovlicht beträgt dabei auf den schnellsten Alpha's durchschnittlich zwei Wochen. In den Simulationen wurden die Kristalle mit Polyethylen eingepackt, der Abstand der Kristalle durch die Verpackung betrug $300\text{ }\mu\text{m}$. Die Dimensionen der Kristalle in der Simulation entspricht dabei den realen Abmessungen der getesteten Kristalle. In den Simulationen wurden folgende Auflösungen bestimmt. Zusätzlich wurde in der letzten Spalte die Energieauflösung des gesamten Testkalorimeters angegeben, da die Frontmaße für PbWO_4 und PbF_2 kleiner sind als die geforderten idealen Modulgrößen

Material	E [MeV]	$(\frac{\sigma}{E})_{9-Cluster}$ [%]	$(\frac{\sigma}{E})_{25-Cluster}$ [%]
PbWO_4	855	2.6	1.4
SF 5	855	5.7	3.1
PbF_2	180	11.3	3.5
PbF_2	450	6.1	2.3
PbF_2	734	5.0	1.5
PbF_2	855	4.8	1.4

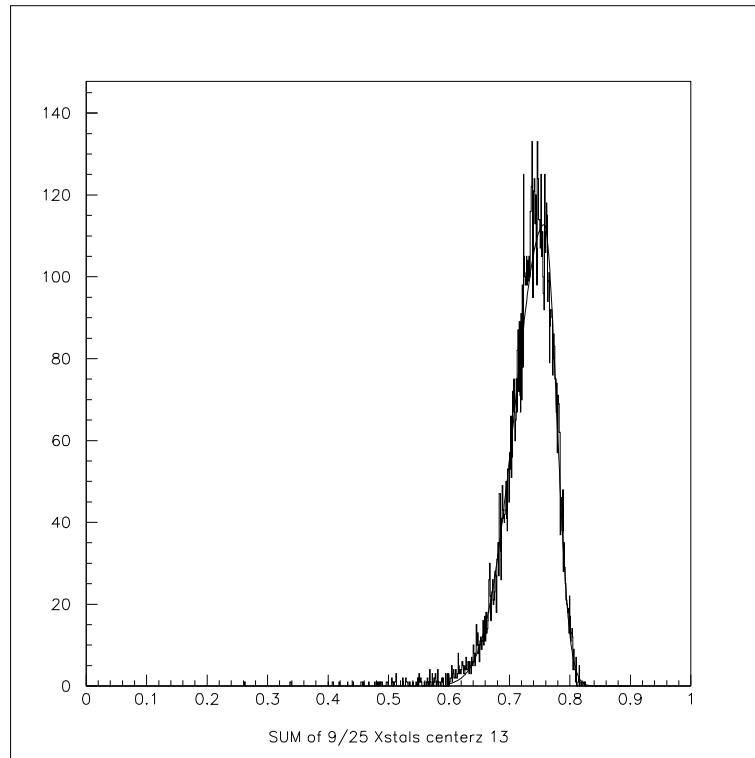


Abb. B.1: Simulation der intrinsischen Energieauflösung eines 9-Clusters von PbWO₄ bei E=855 MeV

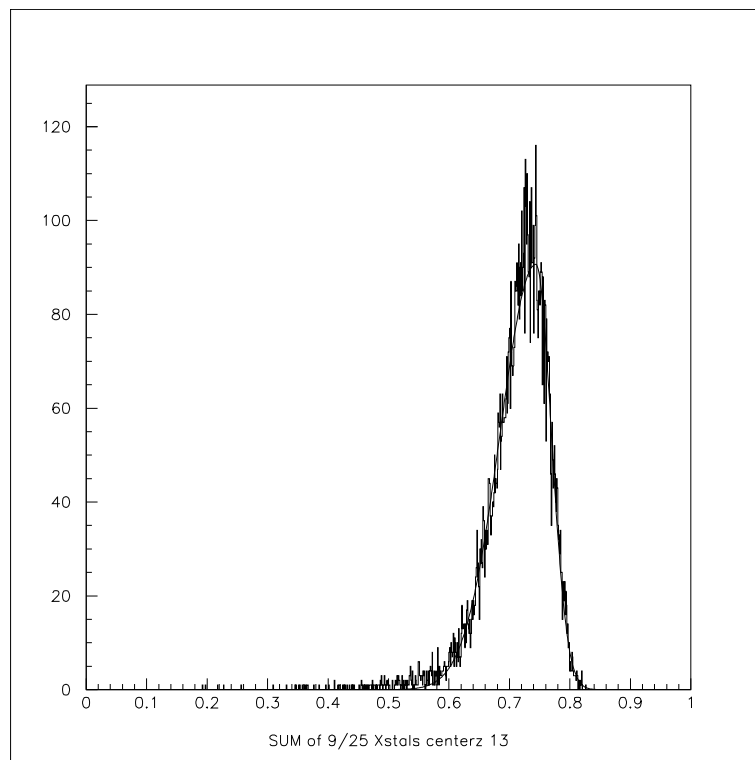


Abb. B.2: Simulation der intrinsischen Energieauflösung eines 9-Clusters von SF₅ bei E=855 MeV

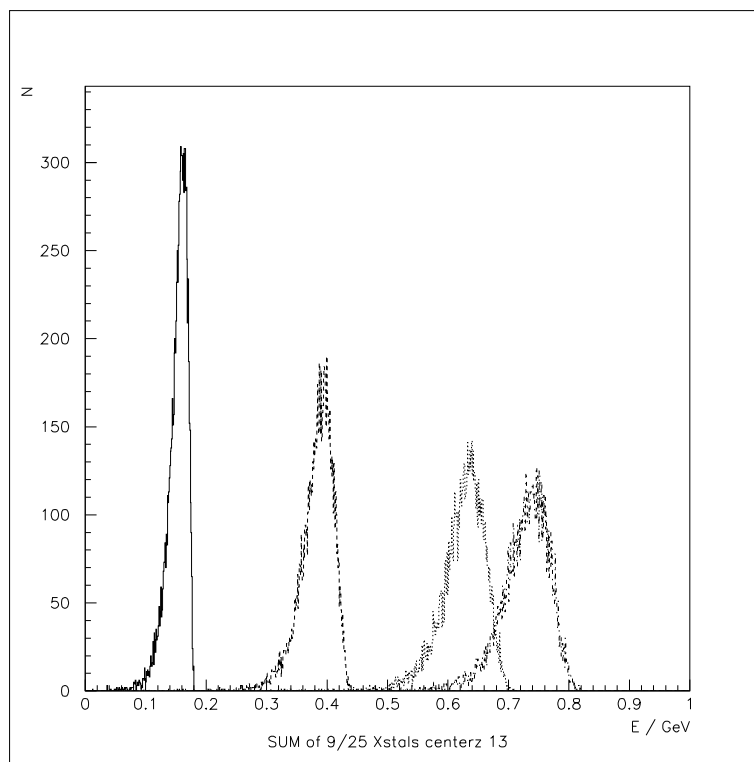


Abb. B.3: Simulation der intrinsischen Energieauflösung eines 9-Clusters von PbF_2 bei verschiedenen Energien ($E=180, 450, 734$ und 855 MeV)

Anhang C

Winkel- bzw. Energieunschärfe durch ein ausgedehntes Target

Durch die Ausdehnung des ℓH_2 -Targets trifft ein zusätzliches Problem auf. Die Winkelbestimmung kann nur so genau sein, wie der Wechselwirkungspunkt und der Auftreffort bestimmt werden können. Mit der Kenntnis des Auftreffortes des Elektrons auf dem Detektor kennt man nicht mehr den Streuwinkel, wie dies bei einem Punkttarget der Fall wäre. Die Winkelunschärfe ergibt sich aus der in Abb.C.1 gezeigten Geometrie von Target und Detektor. Mit einem Abstand von $r = 110\text{ cm}$ von der Mit-

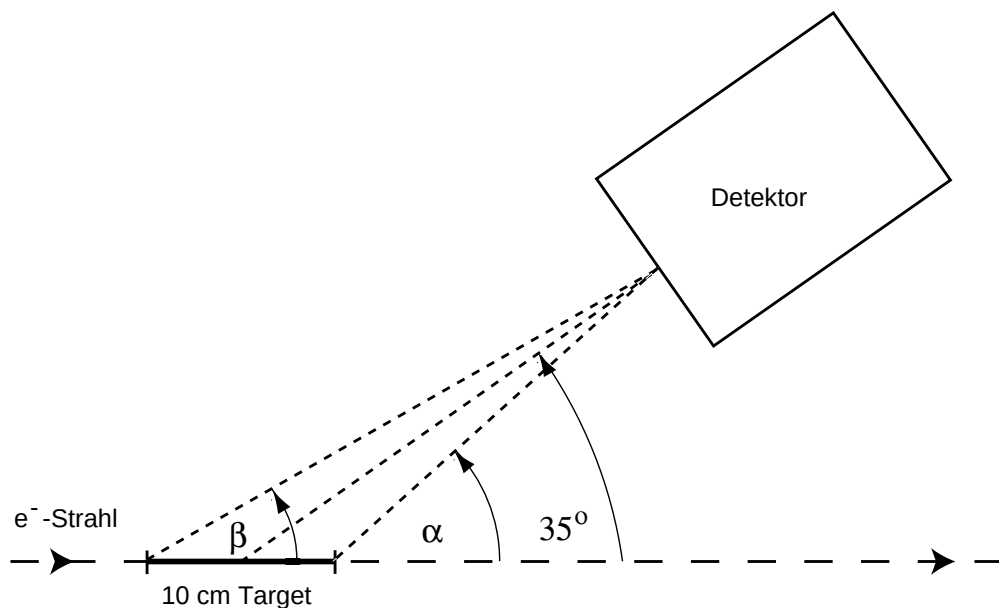


Abb. C.1: Winkelverhältnisse zur Bestimmung der Winkelunschärfe verursacht durch ein ausgedehntes Target

te des Target zum Testkalorimeter bei einem Winkel $\Theta = 35^\circ$, läßt sich die Unschärfe berechnen. Es wird dabei der einfachste Fall angenommen, daß die Austrittswahrscheinlichkeit der gestreuten Teilchen rechteckverteilt über die ganze Targetlänge ist. Die Standardabweichung einer Rechteckverteilung beträgt $1/\sqrt{12}$.

$$\begin{aligned}\delta\Theta_{Target} &= \frac{(\alpha - \beta)}{\sqrt{12}} \\ &\approx 0.9^\circ\end{aligned}$$

Für die Ortsauflösung des Detektors wird ein Wert von ± 5 mm angenommen, wie er im schlimmsten Fall für die Mitte des Mittenmoduls gemessen wurde. Dies ergibt eine zusätzliche Winkelunschärfe:

$$\delta\Theta_{Detektor} \approx 0.6^\circ$$

Daraus ergibt sich eine resultierende Winkelunschärfe von

$$\delta\Theta \approx 1.1^\circ$$

Dieser Wert deckt sich mit der Angabe der Winkelunschärfe von [Pre92], die bei $r = 100$ cm bestimmt wurde. Die durch die Winkelunschärfe hervorgerufene Energieunschärfe bestimmt sich aus

$$\begin{aligned}W(\Theta, E') &= \sqrt{2E'(E \cos \Theta - E - m_p) + 2Em_p + m_p^2} \\ \Rightarrow \delta W &= 6.6 \frac{MeV}{^\circ} \cdot 1.1^\circ \\ &\approx 7.3 MeV\end{aligned}\tag{C.1}$$

Literaturverzeichnis

- [Ada85] M.R.Adams: *Radiation Damage Studies of Cerium-Doped Radiation-Resistant Lead Glass Detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A238, S.333-340, 1985
- [Ada94] I.Adams, et al.: *Measurement of the spin-dependent structure function $g_1(x)$ of the proton*, Physics Letters B329, S.399-406, 1994
- [Ako76] G.A.Akopdjanov, et al.: *Determination Of Photon Coordinates In A Hodoscope Cherenkov Spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. 140, S.441-445, 1976
- [Ale95] G.A.Alexeev, et al.: *Beam test results of a $PbWO_4$ crystal calorimeter prototype*, Nucl. Instr. and Meth. A364, S.307-310, 1995
- [And90] D.F.Anderson: *Lead Fluoride: An Ultra-Compact Cherenkov Radiator For EM Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A290, S.385-389, 1990
- [App75] J.A.Appel: *Performance of a Lead-Glass Electromagnetic Shower Detector at Fermilab*, Nucl. Instr. and Meth. 127, S.495-505, 1975
- [Bar92] V.G.Baryshevsky, et al.: *Single crystal of tungsten compounds as promising materials for the total absorption detector of the e.m. calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. A322, S.231-234, 1992
- [Bec91] D.H.Beck: *Measurement of the Flavour Singlet Charge Form Factor of the Proton , G_E^0* , CEBAF Proposal Nummer PR-91-017, 1991
- [Bei90] E.J.Beise: *Parity violation in electron scattering*, World Scientific, 1990
- [Bei96] E.J.Beise, et al.: *SAMPLE: Parity Violating Electron Scattering From Hydrogen And Deuterium*, Preprint, 1996
- [Bel95] A.N.Belsky, et al.: *Fast luminescence of undoped $PbWO_4$ crystals*, CERN/PPE Report, CMS TN/95-073, 1995
- [Bia89] E.Bianchi: *Transverse Profile Of Electron Showers In A Lead-Glass Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A279, S.473-478, 1989
- [Bjo66] J.D.Bjorken:, Phys. Rev. 148, 1966
- [Bjo70] J.D.Bjorken:, Phys. Rev. D1 , 1970
- [Buy94] O.V.Buyanov, et al.: *A first electromagnetic calorimeter prototype of $PbWO_4$ crystals*, Nucl. Instr. and Meth. A349, S.62-69, 1994

- [Daf94] I.Dafinei, et al.: *Lead Tungstate For High Energy Calorimetry*, MRS-Spring Meeting in San Francisco, 1994
- [Dal68] E.B.Dally, R.Hofstadter: *A Lead Fluoride Cerenkov Shower Counter*, IEEE Trans. Nucl. Sci NS-15 (3)(1968) 76, 1968
- [Dec93] R.Decker, U.Wiedner: *Strangeness in the Nucleon*, Fortschritte der Physik 41 No.2, S.87-149, 1993
- [Ere91] A.Ereditato, et al.: *Calorimetry In High Energy Physics*, Proceeding in Capri (Italien), 14-18 Okt. 1991
- [Eyl93] D.Eyl: *Messung des Spintransfers in elastischer und quasielastischer Streuung polarisierter Elektronen in den Reaktionen $H(\vec{e}e'\vec{p})$ und $D(\vec{e}e'\vec{p})$* , Dissertation, Mainz, 1993
- [Fyo94] A.Fyodorov, et al.: *Further Progress in Lead Tungstate Crystals*, LAPP-Exp.-94.24, 1994
- [Gas91] J.Gasser, H.Leutwyler und M.E.Sainio: *Form factor of the σ -term*, Physics Letters 253, S.260-264, 1991
- [Gea] GEANT: *CERN-Software zur Detektorsimulation*, Version 3.21
- [Gol73] M.Goldberg, et al.: *Radiation Induced Coloring Of Cherenkov Counter Glasses*, Nucl. Instr. and Meth. 108, S.119-123, 1973
- [Har95] D.v.Harrach: *Finanzierungsantrag 1996 – 1998, Sonderforschungsbereich 201, Mittelennergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung*, Mainz, 1995
- [Hat94] T.Hattemer: *Entwicklung eines Hochleistungs-Wasserstoff-Targets für ein Paritätsexperiment*, Diplomarbeit, Mainz, 1994
- [Hik92] K.Hikasa, et al.: *Review of Particle Properties*, Phy. Rev D 45, 1992
- [Hof94] H.Hofmann: *Entwicklung eines Xenon-Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*, Diplomarbeit, Mainz, 1994
- [Hof96] H.Hofmann: *Dissertation in Vorbereitung*, Dissertation, Mainz, 1996
- [Ina95] S.Inaba, et al.: *Beam test of a calorimeter prototype of PWO crystals at high energies between 0.5 and 2.5 GeV*, Nucl. Instr. and Meth. A359, S.485-491, 1995
- [Jel58] J.V.Jelley: *Čerenkov Radiation and its applications*, Pergamon Press, 1958
- [Kal94] B.N.Kalinin, et al.: *The investigation of a model of an EM calorimeter on $NaBi(WO_4)_2$ crystals*, Nucl. Instr. and Meth. A361, S.157-160, 1995
- [Kle84] K.Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, 1984
- [Kno89] G.F.Knoll: *Radiation Detection and Measurement*, S.92, Verlag John Wiley & Sons, 1989

- [Kob93] M.Kobayashi: Scintillation characteristics of $PbWO_4$ single crystals at room temperature, Nucl. Instr. and Meth. A333, S.429-433, 1993
- [Kob96] M.Kobayashi: *Scintillation and phosphorescence of $PbWO_4$ crystals*, Nucl. Instr. and Meth. A373, S.333-346, 1996
- [Koe94] S.Köbis: *Entwicklung eines kombinierten elektrostatischen Spektrometers und Polarimeters für eine polarisierte Elektronenquelle*, Diplomarbeit, Mainz, 1994
- [Koe96] S.Köbis: *Dissertation in Vorbereitung*, Dissertation, Mainz, 1996
- [Kon94] E.Heinen-Konschak: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*, Dissertation, Mainz, 1994
- [Kry92] K.W.Krygier: *MECDAS, Kurzeinführung*, Mainz, 1992
- [Leo87] W.R.Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1987
- [Leq94] P.Lecoq, et al.: *Lead Tungstate ($PbWO_4$) Scintillations For LHC EM-Calorimetry*, CERN-PPE/94-225, CMS TN/94-308, 1994
- [Mus88] G.Musiol: *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH-Verlagsgesellschaft, 1988
- [Mus94] M.J. Musolf, et al.: *Intermediate-Energy Semileptonic Probes Of The Hadronic Neutral Current*, Physics Reports 239, S.1-178, 1994
- [Nel66] W.R.Nelson: *Electron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV*, Physical Review Vol.149 No.1, S.201-208, 1966
- [Not92] F.De Notaristefani, P.Lecoq und M.Schneegans: *Heavy Scintillators*, Proceeding "Crystal 2000" in Chamonix (Frankreich), 22-26 Sep. 1992
- [Ori83] S.Ori: *Dense Lead Glass Shower Counters At High Energies*, Nucl. Instr. and Meth. 215, S.93-101, 1983
- [Per91] D.H.Perkins: *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley Verlag, 1991
- [Pre92] J.Pretz: *Untersuchung eines Bariumfluorid-Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*, Diplomarbeit, Mainz, 1992
- [PhR92] Physical Review D, Particles and Fields, 1992
- [Ros52] B.Rossi: *High Energy Particles*, Prentice-Hall, Inc. , Englewood Cliffs, NJ, 1952
- [Sou93] P.Souder: *Parity Violation in Elastic Scattering from the Proton and 4He* , CEBAF Proposal Nummer PR-91-010, 1991
- [Ste94] K.Steiniger, W.Weise: *Note on strange quarks in the nucleon*, Phys. Letters B 329, S.189-174, 1994

- [Tsa74] Y.S.Tsai: Rev. Mod. Phys. 46, S.815, 1974
- [Whi95] S.White: *Recent developments in tile/fiber calorimetry*, Nucl. Instr. and Meth. A360 S.212-218, 1995
- [Woo93] C.L.Woody: *A Study on the Use of Lead Fluoride for Electromagnetic Calorimetry*, IEEE Trans. Nuc. Sci. Vol.40 No.4, August 1993
- [Woo95] C.L.Woody: *Summary of Test Results of a PbF_2 :Gd Crystal*, interner Bericht 08.06.95, Brookhaven National Lab (BNL), 1995
- [Wu57] C.S.Wu: Phy. Rev. 105, 1957
- [Zhu96] R.Y.Zhu, et al.: *A study on the properties of lead tungstate crystals*, Nucl. Instr. and Meth. A376, S.319-334, 1996

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch der $p(e, e')p$ -Streuung	4
2.2	$F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle	6
2.3	Schematische Darstellung des geplanten A4-Kalorimeters	7
3.1	Schwellenenergie normiert auf Ruhemasse in Abhängigkeit von Brechungsindex, ab der Čerenkovlicht produziert wird.	11
3.2	Simulation eines longitudinalen Schauerprofils von PbF_2	14
5.1	Transmissionsspektrum von $PbWO_4$	20
5.2	Aufbau des Testkalorimeter	24
5.3	Transmission Kleber Heliobond	25
5.4	Aufbau der Meßelektronik	26
6.1	Signalform $PbWO_4$	29
6.2	Signalform $PbWO_4$, lange Komponente	29
6.3	Signalform von SF 5, Reflexion	30
6.4	Signalform SF 5, Szintillation	31
6.5	Signalform von PbF_2	32
6.6	Beispiel für die Abhängigkeit der Höhe des Photomultipliersignals bei Variation der Hochspannung	33
6.7	ADC-Spektrum der Gesamtenergie von $PbWO_4$	35
6.8	Abhängigkeit der relativen Energieauflösung σ_E/E eines 9-Clusters von SF 5 bei verschiedenen Integrationszeiten ($E = 855$ MeV)	36
6.9	ADC-Spektrum der Gesamtenergie von SF 5	36
6.10	ADC-Spektrum der Gesamtenergie von PbF_2	38
6.11	Energieauflösung von PbF_2	38
6.12	Versetzter Aufbau von PbF_2 -Kristallen	39
6.13	Ortsabhängige Verteilungen von x_a , x_b und x_d	42
6.14	Schwerpunkt von x_a und x_a^1 gegen realen Auftreffort x	46
6.15	Schwellenabhängige Ortsauflösung (Oben) und Effizienz der Ortsrekonstruktion (Unten) von x_a^1 gegen realen Auftreffort x	47
6.16	Schwerpunkt von x_b und x_b^1 gegen realen Auftreffort x	48
6.17	Schwerpunkt von x_d und x_d^1 gegen realen Auftreffort x	49
6.18	Vergleich Ortsauflösung gegen realen Auftreffort x	49
6.19	Anteil der deponierter Energie des Mittenmoduls	51
6.20	x_{ratio} gegen reale Strahlposition x	52
6.21	Nachweis gestreuter Elektronen am ℓH_2 -Target	53
6.22	Protonstreuwinkel ϕ in Abhängigkeit des Elektronenstreuwinkel Θ	54
6.23	Spektrum elastisch gestreuter Elektronen am ℓH_2 -Target	56
6.24	Spektren elastisch gestreuter Elektronen am ℓH_2 -Target	56

A.1	Typische Verstärkung XP 1911 in Abhängigkeit der Hochspannung. Es wurde der Spannungteiler Typ B verwendet.	61
B.1	Simulation der intrinsischen Energieauflösung eines 9-Clusters von PbWO_4 bei $E=855\text{ MeV}$	63
B.2	Simulation der intrinsischen Energieauflösung eines 9-Clusters von SF 5 bei $E=855\text{ MeV}$	63
B.3	Simulation der intrinsischen Energieauflösung eines 9-Clusters von PbF_2 bei verschiedenen Energien ($E=180, 450, 734$ und 855 MeV) . .	64
C.1	Winkelunschärfe durch ausgedehntes	65

Tabellenverzeichnis

3.1	Anteil deponierter Energie zur Gesamtenergie im Zylinder mit Radius r	15
5.1	Dimensionen der verwendeten Kristalle	18
5.2	Charakteristische Größen von PbWO_4	19
5.3	Charakteristische Größen von PbF_2	21
5.4	Brechungsindex von PbF_2 bei 20°C	22
5.5	Charakteristische Größen von Bleiglas SF 5	23
6.1	Gemessene Energieauflösung σ_E/E von PbF_2 eines plan ausgerichteten 9-Clusters bei verschiedenen Energien.	37
6.2	Ortsabhängiger Anteil der deponierten Energie des Mittenmoduls zur Gesamtenergie des zugehörigen 9-Clusters.	51
6.3	Minimale Energie zum Durchqueren verschieden dicker PE-Absorber .	55
6.4	Energieauflösung von am ℓH_2 -Target elastisch gestreuten Elektronen bei verschiedenen Absorberdicken	57
A.1	Technische Daten zum XP 1911 Photomultiplier	60
A.2	Technische Daten zum XP 1911 Photomultiplier	60
A.3	Technische Daten zum R 1355 Photomultiplier	61

Danksagung

Ohne die Hilfe derer, die mich während meiner Diplomarbeit unterstützten, hätte das vergangene Jahr sicherlich nicht soviel Freude bereitet:

Prof. Dr. D. v. Harrach hatte immer ein offenes Ohr für anfallende Schwierigkeiten und war nie um Lösungsvorschläge verlegen. Insbesondere während den Strahlzeiten konnte man viel von seinen Ideen und Erfahrungen profitieren.

Mit Frank Maas hatte ich einen Betreuer, der jederzeit am Stand meiner Arbeit interessiert war und nicht mit Lob oder konstruktiver Kritik scheute. Bei der Analyse der Daten konnte ich immer auf seinem Rat und Programmierkenntnissen zurückgreifen, ohne die ich um ein paar Haare auf dem Kopf ärmer wäre. Besonderen Dank gilt für das sicherlich mühevollen Korrekturlesen meiner Arbeit und den vielen hilfreichen Anregungen dazu.

Bei Simon Köbis bedanke ich mich für seine realistische Sichtweise, die mir in vielen Gesprächen eine echte Bereicherung waren. Vor allem stand er mit tatkräftiger Unterstützung mir zur Seite, insbesondere in der Hektik vor und während den Strahlzeiten.

Ferner bedanke ich mich bei den restlichen Mitgliedern der Arbeitsgruppe v. Harrach, die immer zu einer Diskussion bereit gewesen waren.

Außerhalb der Universität versuchte mein Freundeskreis mir auch Leben abseits der Physik zu vermitteln. Besonders Torsten Günther sorgte durch gemeinsame Hobbies für den nötigen sozialen Ausgleich.

Ganz besonders möchte ich bei der Firma Anacomp danken, die mir das Studium der Physik von Anfang an finanziell auch mit unkonventionellen Methoden erst ermöglichte.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Mainz, den 23.7.1996

Klaus Grimm