

Echtzeitkalibration
des elektromagnetischen
A4-Kalorimeters

Diplomarbeit
von
Sebastian Baunack
geb. in Hamburg

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
2. März 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das A4-Experiment	4
2.1	Paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron - Proton - Streuung	4
2.2	Experimentelles Konzept	7
3	Energieverlust von Teilchen in Materie	9
3.1	Grundlegende Wechselwirkungsprozesse	9
3.2	Der elektromagnetische Schauer	11
3.3	Anwendung auf Bleifluorid	12
4	Das PbF₂ - Kalorimeter	14
4.1	Gesamtaufbau des Detektors	14
4.2	Die Bleifluorid-Kristalle	14
4.3	Die Photomultiplier	15
4.4	Die Auslese-Elektronik	17
5	Die Kalibrationsmethode	20
5.1	Kalibrationsverfahren	20
5.2	Kalibration im Summationsmodus	21
5.3	Der Algorithmus zur Matrizen-Inversion	25
6	Realisierung der Kalibrationsmethode	26
6.1	Kanten- und Peak-Detektion aus den Energiespektren	26
6.1.1	Charakteristische Merkmale der ADC-Spektren	26
6.1.2	Glätten der Spektren und Auffinden von Kanten und Peaks	27
6.2	Umrechnung der Kanten- und Peakposition in den physikalischen Energiewert	33
6.2.1	Messung von Nullpunkt und Empfindlichkeit der Analog Elektronikarten	33
6.2.2	Einarbeitung der Parameter <i>Nullpunkt</i> und <i>Empfindlichkeit</i> in den Matrizenformalismus	34
6.3	Kalibration mittels Hochspannungs-Anpassung	37
6.3.1	Die Berechnung neuer Hochspannungen	37
6.3.2	Hochspannungsregelung und Ablauf der Kalibrierung	39
7	Messung und Ergebnisse	42
7.1	Aufbau zum Testen des Kalibrationssystems	42
7.2	Messung der Photomultiplier-Kennlinien am Strahl	42
7.3	Messung der Verteilungsparameter μ_c, μ_n, μ_d am Strahl	44
7.4	Kalibration von 3x3 Modulen	50

7.5	Kalibration von 7x7 Modulen	53
7.5.1	Kalibration mit Kanten-Dektektion	53
7.5.2	Die Energieauflösung	58
7.5.3	Kalibration mit Peak-Detektion	59
7.5.4	Test des Kalibrationsverfahrens nach weiteren Verbesserun- gen	60
7.6	Stabilität des Kalibrationszustandes	63
8	Zusammenfassung und Ausblick	66

1 Einleitung

Die Kollaboration A4 am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI baut derzeit ein Experiment auf, das die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen messen wird. Aus dieser Asymmetrie lassen sich die Beiträge der Strange-Quarks zum Formfaktor des Protons bestimmen.

Nach dem statischen Quarkmodell besteht das Proton aus zwei u - und einem d -Quark, den sogenannten Valenzquarks. Daneben tragen aber auch Quark-Antiquark-Paare und Gluonen zu den Nukleoneigenschaften, zum Beispiel Masse und Spin, bei. Dies wird im Rahmen des Quark-Parton-Modells beschrieben. Auch wenn das Proton insgesamt keine Strangeness trägt ($S = 0$), können im See $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Ist die Verteilung der $\bar{s}$ - und s -Quarks räumlich verschieden, so ergeben sich nichtverschwindende Beiträge zu den Formfaktoren.

Im A4-Experiment werden longitudinal polarisierte Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff gestreut. Dabei werden die Zählraten für die elastische Streuung von links- bzw. rechtspolarisierten Elektronen gemessen. Die gestreuten Elektronen werden mit einem segmentierten elektromagnetischen Kalorimeter detektiert. Um die elastischen Ereignisse von den inelastischen Untergrundereignissen zu trennen, ist eine hohe Energieauflösung notwendig. Eine gute Kalibration des Detektors ist dabei unabdingbare Voraussetzung. Thema der vorliegenden Diplomarbeit ist die Entwicklung eines Echtzeit-Kalibrationsverfahrens, welches parallel zur Datenaufnahme den Kalibrationszustand des Detektors überprüft und gegebenenfalls nachregelt.

Kapitel 2 erläutert die theoretischen Grundlagen und den Aufbau des A4-Experiments. Die Energiebestimmung der gestreuten Elektronen erfolgt in einem elektromagnetischen Kalorimeter. Die in diesem Rahmen relevanten Wechselwirkungsprozesse werden in Kapitel 3 beschrieben. Aufbau und Eigenschaften des A4-Kalorimeters werden in Kapitel 4 vorgestellt. Dabei wird auch auf die Ausleseelektronik eingegangen. Die zur Anwendung kommende Kalibrationsmethode wird in Kapitel 5 erläutert.

Kapitel 6 stellt die Realisierung der Methode im Experiment vor. Das Signalverhalten der Detektormodule, bestehend aus Čerenkov-Kristall und Photomultiplier, wird von der an den Photomultipliern anliegenden Hochspannung gesteuert. Es wird gezeigt, wie die Informationen über den Kalibrationszustand des Detektors gewonnen werden und wie daraus neue Hochspannungen berechnet werden. Bei einem Testaufbau am Strahl wurde das Kalibrationsverfahren getestet. Kapitel 7 stellt die Messungen vor und beschreibt die Ergebnisse. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf mögliche Verbesserungen, die für den zukünftigen Aufbau vorgenommen werden können.

2 Das A4-Experiment

Ziel des A4-Experiments ist es, den Beitrag der s-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen. Dazu werden longitudinal polarisierte Elektronen an ruhenden, nichtpolarisierten Protonen gestreut. In diesem Kapitel wird zunächst erläutert, wie man daraus auf den Einfluß der s-Quarks schließen kann, dann wird das Meßprinzip des A4-Experiments beschrieben.

2.1 Paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron - Proton - Streuung

Die elastische Streuung $p(\vec{e}, e')p$ kann in erster Ordnung der elektroschwachen Theorie durch einen Ein-Boson-Austausch beschrieben werden. Neben dem rein elektromagnetischen γ -Austausch kann auch der Austausch eines Z^0 -Bosons stattfinden. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Quadrat der Summe der entsprechenden Streuamplituden.

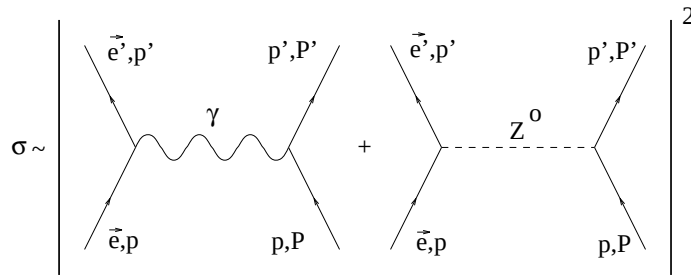


Abbildung 1: Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch

Bei kleinen Impulsüberträgen ist der γ -Austausch dominant, weil die große Masse des Z^0 von 91 GeV zu einer Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum Photon-Austausch führt. Deshalb ist der Beitrag der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt nicht isoliert meßbar. Im Wirkungsquerschnitt tritt ein Interferenzterm zwischen dem γ - und dem Z^0 -Term auf, der den führenden Beitrag des Z^0 zur Streuamplitude darstellt.

Die Vektorkopplung des Z^0 an den leptonischen Strom ist um Größenordnungen kleiner als die Axialvektorkopplung. Die Axialvektorkopplung verletzt die Parität, was bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Helizität der Elektronen abhängt. Deshalb stammt der größte paritätsverletzende Anteil von dem Interferenzterm mit einer Axialkopplung an den leptonischen Strom und einer Vektorkopplung an den hadronischen Strom. Somit besteht die Möglichkeit, den Vektorstrom am hadronischen Vertex, speziell die Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren, genauer zu untersuchen. Dieser Interferenzterm ist bei Energien, die wesentlich kleiner als die Ruhemasse m_Z des Z^0 -Bosons sind, von der

Größenordnung Q^2/m_Z^2 und führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie im Streuquerschnitt.

Die Helizität eines Elektrons $\frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ als Produkt aus Impuls $\vec{p}$, der ein polarer Vektor ist, und dem Spin $\vec{s}$, der ein axialer Vektor ist, ändert ihr Vorzeichen unter der Paritätstransformation. Kehrt man die Spinrichtung der longitudinal polarisierten Elektronen um, so führt dies zu einer Änderung des Wirkungsquerschnitts, sofern dieser paritätsverletzende Anteile enthält. Bezeichnet man mit σ^+ und σ^- den Wirkungsquerschnitt für positive bzw. negative Helizität, der sich aus einem helizitätsunabhängigen Teil σ_0 und einem helizitätsabhängigen Anteil $d\sigma^\pm$ zusammensetzt ($\sigma^\pm = \sigma_0 + d\sigma^\pm$), so definiert man die Asymmetrie A :

$$A = \frac{\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-}{\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-} = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{2\sigma_0 + d\sigma^+ + d\sigma^-}. \quad (1)$$

Diese Asymmetrie ist die Meßgröße des Experiments.

Die Asymmetrie ohne Beitrag der Strangeness A_0 kann im Rahmen des Standardmodells berechnet werden. 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]:

$$A = A_0 \left(1 - \frac{(\epsilon + \tau \mu_p) F_1^s + \tau (\mu_p - \epsilon) F_2^s + \delta \mu_p G_A^s}{4K} \right) \quad (2)$$

$$A_0 = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} K$$

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \Theta / 2 \quad \text{Impulsübertrag}$$

$$\tau = Q^2 / (4M_N^2) \quad \text{dimensionsloser Impulsübertrag}$$

$$K = \frac{1}{4}\epsilon \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_E^p - G_E^n \right) + \frac{1}{4}\tau\mu_p \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_M^p - G_M^n \right) + \frac{1}{2}\delta\mu_p G_A^3$$

$$\delta = \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{(1 + \tau)\tau}$$

$$\epsilon = \left(1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right)^{-1} \quad \text{Polarisation des virtuellen Photons}$$

$$G_A^3 : \text{ axialer Formfaktor, } G_A^3 \text{ bei } Q^2=0 \text{ bekannt aus dem Neutron } \beta\text{-Zerfall}$$

$$G_F = 1.16639(2) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2 \text{ Fermikopplungskonstante}$$

$$\mu_p : \text{ magnetisches Moment des Protons}$$

$$\alpha \approx 1/137 \text{ Feinstrukturkonstante.}$$

Mit E und E' wird die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung bezeichnet, M_N ist die Nukleonenmasse und Θ der Streuwinkel. Der Weinbergwinkel $\sin^2 \Theta_W$ ist bei dem hier auftretenden Q^2 auf dem „tree Level“ 0.212 [Nov93]. Durch Messungen bei konstantem Impulsübertrag Q^2 , aber bei verschiedenen Streuwinkeln Θ 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 Strangeness-Beiträge zu den Formfaktoren $F_{1,2}^s$ zeigt Abb. 2 [Hei95]. Für einige Modelle ist nur die Steigung von F_1^s bei einem Impulsübertrag $Q^2=0$ vorhergesagt.

Die Formfaktoren $F_{1,2}^s$ sind bisher noch nicht experimentell bestimmt worden,

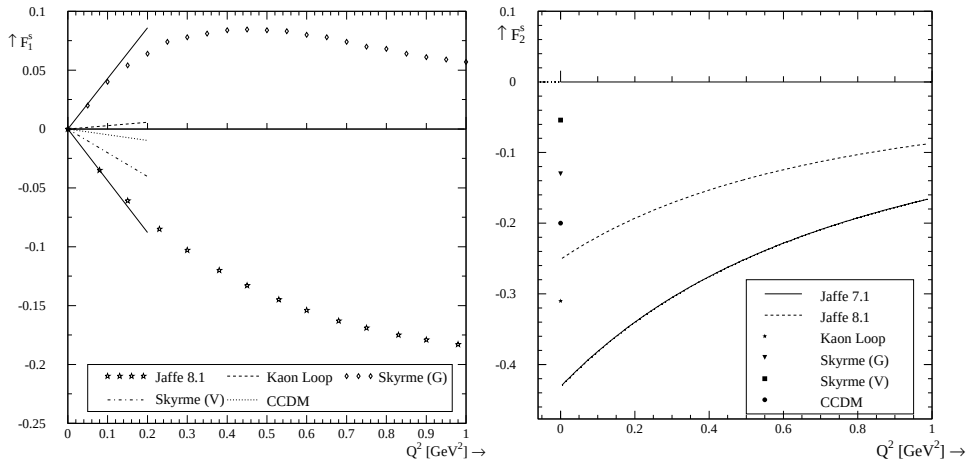


Abbildung 2: $F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle [Hei95]. Für das neue Mainzer Paritätsexperiment ist bei dem optimalen Q^2 von 0.227 GeV^2 eine Empfindlichkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 * F_2^s) = 0.02$ zu erwarten

aber es sind neben dem A4-Experiment in Mainz eine Reihe von anderen Experimenten in Planung oder im Aufbau, 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]).

2.2 Experimentelles Konzept

Die experimentelle Methode des A4-Experiments besteht in der Bestimmung der Zählraten-Asymmetrie von elastisch an unpolarisierten Protonen gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen:

$$A_{exp} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (3)$$

Im Rahmen einer Doktorarbeit wurden verschiedene Kinematiken und Detektorgeometrien für das geplante A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) untersucht. Im Hinblick auf Durchführbarkeit und Effizienz wurde ein Vorwärtstreuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ ausgewählt [Hei95]. Bei dieser Kinematik liegt der Impulsübertrag bei $Q^2 = 0.227 \text{ GeV}^2$. Die erwartete Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge A_0 beträgt $8 \cdot 10^{-6}$. Es wird eine Genauigkeit von 5 % ($4 \cdot 10^{-7}$) mit 3 % statistischem Fehler und 4 % systematischer Unsicherheit angestrebt. Dazu ist der Nachweis von 10^{14} elastisch gestreuten Elektronen notwendig. Bei einem Elektronenstrom von $20 \mu\text{A}$ und einer longitudinalen Polarisation der Elektronen von 80 % wird die angestrebte Genauigkeit nach etwa 700 h erreicht. Eine Bestimmung der Formfaktoren ist dann aufgrund 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.

Abb. 3 zeigt schematisch den Aufbau des Experiments. Der Elektronenstrahl tritt von links in die Experimentierhalle ein, durchläuft ein Compton-Polarimeter und trifft dann auf das 10 cm lange Flüssigwasserstoff-Target. Als Detektor für die elastisch gestreuten Elektronen wird ein segmentiertes, homogenes Kalorimeter mit 0.7 sr Raumwinkel verwendet. Das Kalorimeter ist aus 1022 Bleifluorid-Kristallen aufgebaut. Die hier vorgestellte Arbeit beschäftigt sich mit der Kalibration der 1022 Detektormodule. Bei einer angestrebten hohen Luminosität von $5 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erwartet man eine Rate der elastisch gestreuten Elektronen von $\sim 10 \text{ MHz}$ und inklusive Untergrund eine zehnmal höhere Gesamtrate von $\sim 100 \text{ MHz}$, bezogen auf das ganze Kalorimeter. Dies stellt hohe Ansprüche an die Datenaufnahmeelektronik, die eine „pile-up“-freie, selbstgetriggerte Energiemessung leisten soll. Dazu erhält jeder Kristall ein eigenständiges Elektronikmodul, welches die Signale der Nachbarn addiert und auf eine bestimmte Schwelle triggert. Eigenständig erkanntes zeitliches „pile-up“ und räumliches „pile-up“ seiner nächsten Nachbarn verhindert eine Energiemessung und Abspeicherung des Ereignisses. Die Trigger- und Ausleseelektronik wurde im Rahmen einer Doktorarbeit [Koe98] entwickelt. 49 Elektronikmodule konnten bisher erfolgreich am Strahl getestet werden.

Für das Verständnis und die Korrektur der systematischen Unsicherheit ist während des Experiments eine Messung von allen Größen erforderlich, die im Falle

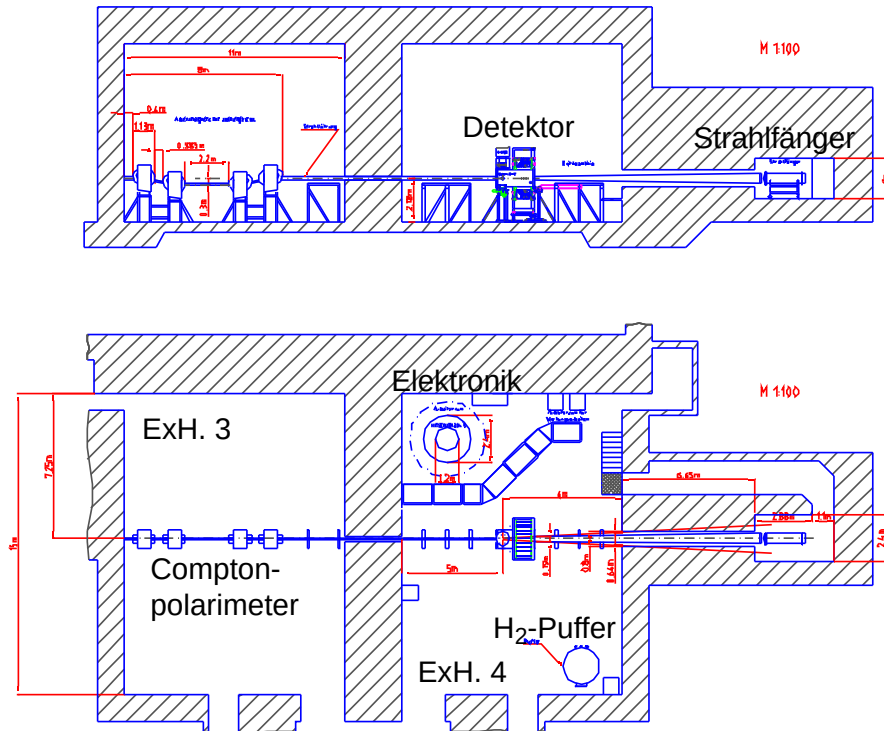


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des A4-Experiments [JB97]. Der Strahl tritt von links in die Experimentierhalle 3 ein. Das Compton-Polarimeter vermisst die Polarisation zerstörungsfrei. In der Halle 4 trifft der Strahl auf das Wasserstoff-Target. Die unter $(35 \pm 5)^\circ$ gestreuten Teilchen werden im Detektor nachgewiesen, die nicht gestreuten Elektronen im Strahlfänger abgebremst. Die Ausleseelektronik befindet sich hinter einer Betonwand nahe beim Experiment.

einer Korrelation mit der Polarisationsumschaltung eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie vortäuschen können. Hierzu werden Polarisations, Strahlstrom, Strahllage, Strahlenergie und Targetdichte während der gesamten Meßzeit gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht.

3 Energieverlust von Teilchen in Materie

Aufgabe des A4-Kalorimeters ist es, die gestreuten Elektronen zu detektieren und ihre Energie zu messen. Die elastisch getreuten Elektronen haben eine Energie von etwa 730 MeV . Nachweis und Energiebestimmung erfolgen über die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kalorimetermaterial Bleifluorid. In diesem Kapitel wird beschrieben, Welche Prozesse auftreten und wie sich die Energie der Elektronen im Kalorimeter verteilt.

3.1 Grundlegende Wechselwirkungsprozesse

Beim Durchgang durch Materie verlieren die Elektronen Energie durch verschiedene Prozesse. Betrachtet wird der Energieverlust dE pro zurückgelegter Wegstrecke dx : $\frac{dE}{dx}$. Im einzelnen finden folgende Prozesse statt:

- Ionisation und Anregung
- Bremsstrahlung
- Čerenkovstrahlung

Bei Elektronen unterscheidet man zwei Energiebereiche; bei hohen Energien dominiert der Energieverlust durch Bremsstrahlung, bei niedrigen Energien der Energieverlust durch Ionisation und Anregung. Bremsstrahlungsverluste sind in etwa proportional zur Elektronenenergie, während Ionisationsverluste logarithmisch mit der Energie skalieren. Getrennt sind der sogenannte *Strahlungsbereich* und der *Ionisationsbereich* durch die kritische Energie E_c . Dies ist ungefähr die Energie, bei der die beiden Verlustraten gleich groß sind. In der Literatur existieren mehrere Definitionen [PhJ98] [Fra95]; eine mögliche Parametrisierung ist [PhJ98]

$$E_c = \frac{800\text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (4)$$

wobei Z die Kernladungszahl des Absorbermaterials ist. Für Blei erhält man z. B. $E_c \approx 9.6\text{ MeV}$.

Ionisation und Anregung Im Ionisationsbereich wird der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ durch eine für Elektronen modifizierte Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Im Gegensatz zu Szintillationsdetektoren spielen diese Prozesse für das A4-Kalorimeter keine Rolle, weil es sich bei den Bleifluoridkristallen um reine Čerenkovdetektoren handelt.

Bremsstrahlung Im Strahlungsbereich dominiert die Bremsstrahlung. Das Elektron als leichtes Teilchen wird, wenn es an einem Kern mit der Ladung Ze vorbeifliegt, durch die Coulombkraft abgelenkt. Als beschleunigte Ladung strahlt es Photonen ab und verliert dabei Energie. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird charakterisiert durch die sog. *Strahlungslänge* X_0 . Auf dieser Strecke verringert sich die Energie des Elektrons auf $1/e$ seiner Anfangsenergie. Die Strahlungslänge hängt von der Kernladungszahl Z ab. Eine Parametrisierung ist gegeben durch [PhJ98]

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1)(\ln(287)\sqrt{Z})} \quad (5)$$

wobei A die Atommasse in g mol^{-1} ist. Für ein Gemisch verschiedener Elemente berechnet sich die Strahlungslänge gemäß [PhJ98]

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_i}{X_i} \quad (6)$$

wobei w_i der Massenanteil und X_i die Strahlungslänge des i -ten Elements sind. Um aus dieser spezifischen Strahlungslänge die Strahlungslänge in cm zu erhalten, muß noch durch die Dichte des Materials dividiert werden.

Čerenkovstrahlung Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium schneller als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium, so erzeugt es Čerenkovstrahlung. Der daraus resultierende Energieverlust ist klein gegenüber den Verlusten aus Bremsstrahlung und Ionisation [Leo87]; die Čerenkovphotonen können aber zur Teilchendetektion verwendet werden. Ist der Brechungsindex des Mediums n , so ist die Lichtgeschwindigkeit dort $c_{\text{medium}} = \frac{c}{n}$, mit c als Vakuumlichtgeschwindigkeit, und Čerenkovstrahlung wird erzeugt, wenn für die Teilchengeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ gilt:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (7)$$

Daraus läßt sich die minimale kinetische Energie berechnen, die ein Elektron haben muß, um noch Čerenkovstrahlung zu erzeugen. Mit den Beziehungen $E = \gamma m_e c^2$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ erhält man aus Gl. (7):

$$E_{\min} = m_e c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (8)$$

Im A4-Kalorimeter wird die Čerenkovstrahlung des elektromagnetischen Schauers zur Energiemessung verwendet.

3.2 Der elektromagnetische Schauer

Die bei der Bremsstrahlung entstehenden Photonen wechselwirken ebenfalls mit dem Absorbermaterial. Bei hohen Energien dominiert die Paarerzeugung gegenüber Comptonstreuung und Photoeffekt. Die Bremsstrahlungsphotonen erzeugen daher hauptsächlich Elektron/Positron-Paare, die ihrerseits wiederum Bremsstrahlungsphotonen erzeugen. Es entsteht der sogenannte *elektromagnetische Schauer*. Der Schauer bricht erst ab, wenn die Elektronenenergien unter die kritische Energie E_c fallen. Um das Schauerverhalten zu charakterisieren, betrachtet man das longitudinale und das transversale Profil der Energiedeposition. Das longitudinale Profil kann durch eine Gamma-Verteilung beschrieben werden [PhJ98]; von Interesse ist hier hauptsächlich die „Schauerlänge“ X_S des Schauers. In [PhJ98] ist angegeben

$$X_S = \frac{X_0}{b} \quad (9)$$

wobei der Parameter b sowohl von der Kernladungszahl Z des Absorbers als auch von der Energie E der einfallenden Elektronen abhängt. Für einen weiten Bereich von Absorbermaterialien und Energien genügt die Näherung $b \approx 0.5$ [PhJ98].

Die transversale Verteilung der Energiedeposition wird durch den sog. *Molière-Radius* R_M beschrieben. Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_M wird im Mittel 90 % der Energie deponiert, etwa 99 % der Energie in einem Zylinder mit dem Radius $3.5 R_M$ [PhJ98]. Der Molière-Radius läßt sich aus Strahlungslänge X_0 und kritischer Energie E_c berechnen [PhJ98]:

$$R_M = X_0 \frac{E_S}{E_c} \quad (10)$$

mit der sog. *Skalenenergie* $E_S = \frac{\sqrt{4\pi}}{m_e c^2} \approx 22.2 \text{ MeV}$, wobei $\alpha \approx \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante ist.

Eine wichtige Größe bei der Beschreibung der Verteilung der deponierten Energie ist die radiale Energiedichte $f(r)$, die angibt, wie die Energiedeposition vom Radius abhängt. Sie zeichnet sich durch einen schmalen Kern aus und läuft nach außen hin aus. Es existieren mehrere Parametrisierungen. In [PhJ98] ist angegeben

$$f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2 + R^2)^2} \quad (11)$$

wobei R eine phänomenologische Funktion von x/X_0 und $\ln E$ ist. Eine gute Näherung ist die Beschreibung mit der Summe aus zwei Exponentialfunktionen [Bia89]:

$$f(r) = a_1 \exp(-r/b_1) + a_2 \exp(-r/b_2) \quad (12)$$

In [Bia89] sind die Parameter für SF3 Bleiglas bei einer Elektronenenergie von 20 GeV experimentell bestimmt worden: $b_1 = (3.4 \pm 0.1) \text{ mm}$, $b_2 = (9.3 \pm 0.3) \text{ mm}$, $\frac{a_1}{a_2} = 11.9 \pm 0.5$. Außerdem wurde angegeben, wie man auf andere Materialien umrechnen kann. Damit die Verteilung auf Eins normiert ist, muß gelten

$$2\pi \int_0^\infty r f(r) dr = 1 \quad (13)$$

Man erhält schließlich

$$f_{\text{normiert}}(r) = 0.842 e^{-\frac{r}{3.4 \text{ mm}}} + 0.071 e^{-\frac{r}{9.1 \text{ mm}}} \quad (14)$$

Die Strahlungslänge von SF3-Bleiglas beträgt $X_0 = 2.03 \text{ cm}$ [Che89], daraus errechnet sich der Molière-Radius zu $R_M = 2.52 \text{ cm}$. Gl. (14) wurde benutzt, um auszurechnen, welcher Energieanteil im Mittel in einem Zylinder mit dem Radius R deponiert wird (siehe Tab. 1). Im A4-Kalorimeter sind die Bleifluoridkristalle so dimensioniert, daß ihre Kantenlänge $4/3 R_M$ entspricht.

R/R_M	0.5	2/3	1	4/3	2	3
E/E_0	69.2 %	79.4 %	90.0 %	95.1 %	98.9 %	99.9 %

Tabelle 1: Transversale Energiedeposition, berechnet nach Gl. (14). Verzeichnet ist, welcher Anteil E der Gesamtenergie E_0 in einem Zylinder mit dem Radiusverhältnis R/R_M deponiert wird.

3.3 Anwendung auf Bleifluorid

Im A4-Kalorimeter wird Bleifluorid PbF_2 als Detektormaterial verwendet. Die Dichte von Bleifluorid beträgt $\rho = 7.77 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, der Brechungsindex bei einer Wellenlänge von $\lambda = 400 \text{ nm}$ beträgt $n = 1.8$, die kritische Energie beträgt $E_c = 9.04 \text{ MeV}$ [Gri96]. Mit den Daten von Blei und Fluor (siehe Tab. 2) läßt sich die Strahlungslänge X_0 von Bleifluorid aus den Gleichungen (5) und (6) berechnen.

Element	Z	$A \text{ (g mol}^{-1}\text{)}$	Massenanteil an PbF_2	$X_i \text{ (g cm}^{-2}\text{)}$
Blei	82	207.19	0.845	6.31
Fluor	9	19.00	0.155	33.16

Tabelle 2: Daten zur Berechnung der Strahlungslänge X_0 von Bleifluorid. Z ist die Kernladungszahl, A die Atommasse und X_i die spezifische Strahlungslänge des jeweiligen Elements

Man erhält

$$X_0 = 0.93 \text{ cm} \quad (15)$$

Die Mindestenergie, bei der Elektronen noch Čerenkovstrahlung abgeben, ergibt sich nach Gl. (8) aus dem Brechungsindex zu

$$E_{min} = 104 \text{ keV} \quad (16)$$

Für den Molière-Radius ergibt sich aus Gleichung (10):

$$R_M = 2.2 \text{ cm} \quad (17)$$

In einer GEANT-Simulation wurde das transversale Schauerprofil ermittelt und daraus die radiale Energiedichte bestimmt[Gri96]. Das Ergebnis ist in Abb. 4 dargestellt. An die Daten wurde die Summe zweier Exponentialfunktionen angepaßt:

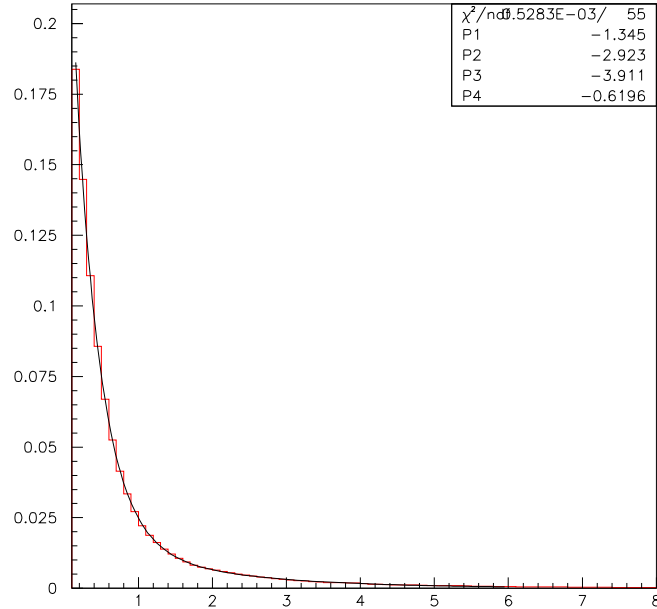


Abbildung 4: GEANT-Simulation der transversalen Schauerverteilung in PbF_2 für 855 MeV-Elektronen. Aufgetragen ist der Energieverlust dE/dr der Elektronen in willkürlichen Einheiten gegen den Abstand r vom Eintreffort in Einheiten des Molière-Radius. Angepaßt wurde die Summe zweier Exponentialfunktionen nach Gl. (12).

$$f(r) = e^{-1.345-2.923r} + e^{-3.911-0.6196r} \quad (18)$$

Normiert und mit einer auf mm umgerechneten Skala erhält man schließlich

$$f(r) = 2.41 e^{-\frac{r}{1.5 \text{ mm}}} + 0.187 e^{-\frac{r}{7.4 \text{ mm}}} \quad (19)$$

Das Ergebnis steht im Einklang mit der in Gl(14) angegebenen Parametrisierung.

4 Das PbF₂ - Kalorimeter

Im A4-Experiment sollen die elastisch gestreuten Elektronen von den inelastischen Ereignissen getrennt werden. Um die kinetische Energie der Teilchen zu bestimmen, die den Detektor erreichen, bedient man sich eines Kalorimeters. Die Teilchen werden im Kalorimeter abgebremst und geben dabei Energie ab, die in nachweisbare Signale umgewandelt wird.

4.1 Gesamtaufbau des Detektors

Das A4-Kalorimeter ist modular aufgebaut und besteht aus 1022 Einzeldetektoren. Jeder Einzeldetektor setzt sich zusammen aus einem PbF₂-Kristall und einem daran angekoppelten Photomultiplier. Die große Anzahl der Module macht eine manuelle Kalibration während des Experimentierbetriebs unmöglich und erfordert ein automatisiertes Verfahren, wie es in dieser Arbeit entwickelt wurde. Die Kristalle sind in 7 Ringen mit je 146 Spalten symmetrisch um den Elektronenstrahl so angeordnet, daß sie einen Vorwärtswinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ und einen Raumwinkel von 0.7 sr abdecken. Abbildung 5 illustriert mit einem Längsschnitt den Aufbau des Kalorimeters [JB97].

Das Energiesignal wird aus der Summe von je 3x3 benachbarten Modulen gebildet. Jedes Modul ist mit einem Elektronikkanal verbunden, der die von den Photomultipliern gelieferten Strompulse summiert, integriert, digitalisiert und histogrammiert. Um eine gute Energieauflösung zu erreichen, ist ein Abgleich der Signalhöhen notwendig.

4.2 Die Bleifluorid-Kristalle

Als Kalorimetermaterial dienen Bleifluorid-Einkristalle (PbF₂). PbF₂ ist ein reiner Čerenkov-Strahler, mit einer hoher Transmission vom sichtbaren bis in den UV-Bereich ($\sim 270\text{ nm}$). Der Brechungsindex liegt für 400 nm bei etwa 1.8, die Strahlungslänge beträgt $X_0 = 0.93\text{ cm}$, wie in Kapitel 3.3 vorgestellt. Der Molière-Radius für die Produktion von Čerenkov-Licht beträgt $R_M = 1.8\text{ cm}$ [Gri96]. Für den Einsatz dieses Materials sprechen seine Strahlenfestigkeit sowie seine kurze Lichtabklingzeit von etwa 20 ns, die eine hohe Rate auf dem Detektor erlauben. Die Maße der Kristalle ergeben sich aus den Anforderungen an die Energieauflösung und betragen ca. 26 mm x 26 mm an der Frontfläche und 31 mm x 31 mm an der Rückseite, die Längen liegen je nach Einbauort im Kalorimeter zwischen 150 mm und 180 mm. Die Länge entspricht 16 Strahlungslängen, longitudinal wird daher fast gesamte elektromagnetische Schauer erfaßt. In transversaler Richtung deckt ein 3x3-Cluster aus Kristallen einen Zylinder von $2 R_M$ ab, so daß bei zentralem Einschuß mehr als 95% der Energie in einem solchen Cluster aus 9 Modulen deponiert wird.

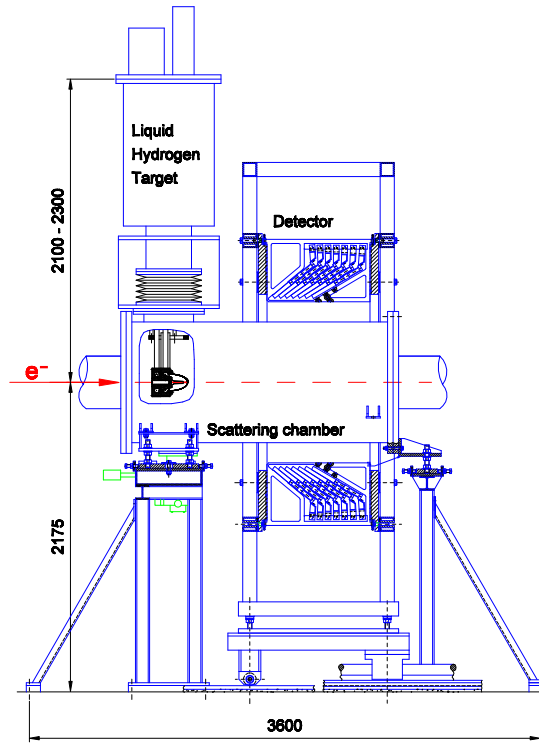


Abbildung 5: Längsschnitt durch Streukammer und Detektor. Der Elektronenstrahl trifft auf das Wasserstoff-Target. Die elastisch gestreuten Elektronen werden mit dem Kalorimeter nachgewiesen. Zu erkennen ist die Anordnung der Kalorimetermodule in 7 Ringen.

4.3 Die Photomultiplier

Die Auslese des Čerenkov-Lichts aus den Bleifluoridkristallen erfolgt mit zehnstufigen Photomultipliern (PM) der Firma Philips, Modell XP 2900/01. Angepaßt an die Transmission des PbF_2 wird ein Borsilikatfenster verwendet. Es werden raten-feste, volltransistorisierte, aktiv-stabilisierte Spannungsteiler verwendet, die am IPN Orsay entwickelt und gebaut werden. Damit gleichzeitige Ereignisse auch in der Datenaufnahmeelektronik als gleichzeitige Ereignisse erkannt werden, dürfen sich die Signallaufzeiten der einzelnen Photomultiplier nicht stark unterscheiden. Für die auf gleiche Signalhöhen eingestellten PM werden am IPN Orsay die Laufzeiten der Signale vermessen und durch Längenvariation der Signalanschlußkabel aufeinander abgeglichen.

Im Zusammenhang mit der Kalibration ist vor allem die Verstärkungskennlinie der Photomultiplier von Interesse, d. h. wieviel Ladung Q als Antwort auf einen definierten Lichtpuls in einem Signalpuls in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung U erzeugt wird. Es gilt der Zusammenhang [PhD]

$$Q = \alpha U^\beta \quad (20)$$

wobei sowohl α als auch β von PM zu PM variieren. Um einen Überblick über die Variation der Verstärkungskennlinien zu gewinnen, wurden mehrere Multiplier vermessen. Dazu wurden mit einer gepulst betriebenen blauen Leuchtdiode (LED) ($\lambda \sim 470 \text{ nm}$) Photomultiplier-Pulse erzeugt, die vergleichbar sind mit den Signalen der Detektormodule, die angelegte Hochspannung wurde in einem Bereich von etwa 1000 V bis 1500 V verändert und die Pulshöhen der Multiplier-Pulse mit einem analogen Oszilloskop bestimmt.

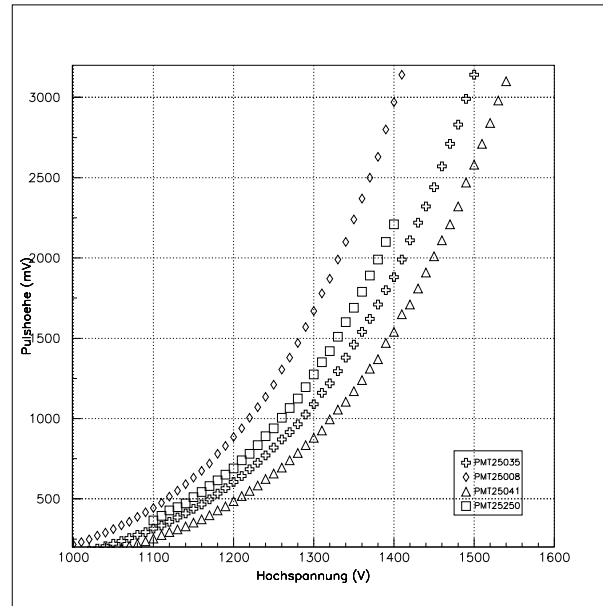


Abbildung 6: Kennlinie von vier Photomultipliern des Models Philips XP2900/01. Aufgetragen ist die Pulshöhe des Photomultiplierpulses gemessen mit einem Oszilloskop gegenüber der angelegten Hochspannung in linearer Darstellung.

Wie in 6.3.1 gezeigt wird, braucht für die Kalibration nur der Parameter β bekannt zu sein. Aus der Anpassung einer Geraden an die doppeltlogarithmierten Datensätze erhält man die gesuchten Werte (Tabelle 3).

PMT Ser. No.	Parameter β
25250	7.47
25041	7.55
25008	7.83
25035	7.46

Tabelle 3: Parameter β aus Gleichung (20) der Kennlinie für einige Photomultiplier

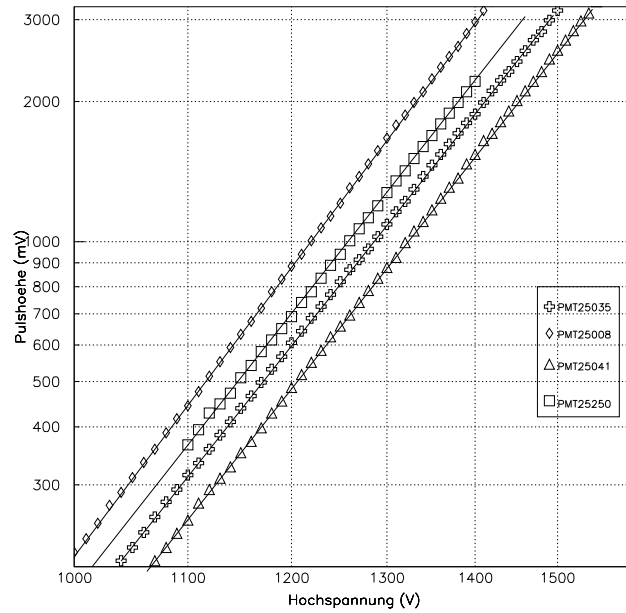


Abbildung 7: Kennlinie von vier Photomultipliern des Modells Philips XP2900/01. Aufgetragen ist die Pulshöhe des Photomultiplierpulses gemessen mit einem Oszilloskop gegenüber der angelegten Hochspannung in doppelt logarithmischer Darstellung. Die Meßwerte liegen gut auf einer Geraden und erfüllen damit den Zusammenhang aus Gl. (20).

Die Werte von β liegen in einem Bereich zwischen 7.4 und 7.9; beispielsweise führt bei einem Photomultiplier mit $\beta = 7.6$ eine Spannungserhöhung von 1200 V auf 1300 V zu einer Erhöhung seiner Verstärkung um 84 %.

4.4 Die Auslese-Elektronik

Die von den Photomultipliern erzeugten Signalpulse werden über laufzeitabgeglichene, etwa 23 m lange Koaxial-Schaumkabel zur Auslese-Elektronik geleitet [SB97]. Da stets die Signale von je 9 Kalorimeter-Modulen summiert werden, wird jedes Signal auf je 9 Elektronikkanäle verteilt. Nun muß festgestellt werden, in welchem Einzeldetektor der Hauptanteil der Energie eines Teilchens deponiert wurde. Ist die in einem Modul deponierte Energie größer als in den angrenzenden Nachbarmodulen, so meldet es eine *Lokales Maximum*-Erkennung. Dieses Modul definiert das Zentrum eines 3x3-Clusters. Die Signale aller Multiplier dieses Clusters werden analog summiert und integriert, um die Gesamtladungsmenge zu erhalten, die von den PMs für dieses Ereignis geliefert wurde. Damit die Energiemessung nicht durch räumlich nahe Treffer zur gleichen Zeit verfälscht wird (pile-up), muß das Ereignis verworfen werden, wenn gleichzeitig eines der 16 Module um den 3x3-Cluster herum ebenfalls ein Lokales Maximum meldet, da die elektromagnetischen Schauer dieser beiden Ereignisse überlappen. Dazu ist eine

Veto-Logik notwendig. Abbildung 8 illustriert die Gegebenheiten.

Die Summe der Signale der je neun Photomultiplier wird über eine Zeit von

R7	R6	R5	R4	R3
R8	4	3	2	R2
R9	5	0	1	R1
R10	6	7	8	R16
R11	R12	R13	R14	R15

Abbildung 8: Logisches Verknüpfungsmuster in der Elektronik. Das Modul 0 ist das Zentrum eines Schauers, die Module 1 bis 8 sind die Nachbarschaftszone und die Module R1 bis R16 die Vetozone.

20 ns integriert. Trifft in dieser Zeitspanne ein weiteres Teilchen ein (zeitliches Pile-Up), so verfälscht es ebenso wie bei räumlichen Pile-Up die Energiemessung. Bei einem Abstand von wenigstens 5 ns wird das Ereignis als Doppeltreffer erkannt und verworfen [Koe98].

Übersteigt die im 3×3 -Cluster deponierte Energie eine Mindestschwelle und liegt kein Veto vor, so digitalisiert ein Flash-ADC das Summensignal. Bei der Summation der Signale werden auch Offsetspannungen mitsummiert, dies führt zu einer Verschiebung des Nullpunktes. Die Integration erfolgt aufgrund von Bauteilschwankungen mit unterschiedlichen Empfindlichkeiten. Vor einer Interpretation der ADC-Werte müssen entsprechende Korrekturen vorgenommen werden, darauf wird in Kapitel 6.2 eingegangen. Im Digitalteil der Elektronik ist jedem Modul eine Histogrammiereinheit zugeordnet, die den Energiewert in einem lokalen Speicher histogrammiert. Nach Beendigung eines Meßzyklus werden die Inhalte der Histogrammspeicher über VME-Bus ausgelesen und als ADC-Spektren auf Datenplatten abgespeichert. Wie in Kapitel 6.1 erläutert wird, arbeitet die Kalibration mit diesen ADC-Spektren.

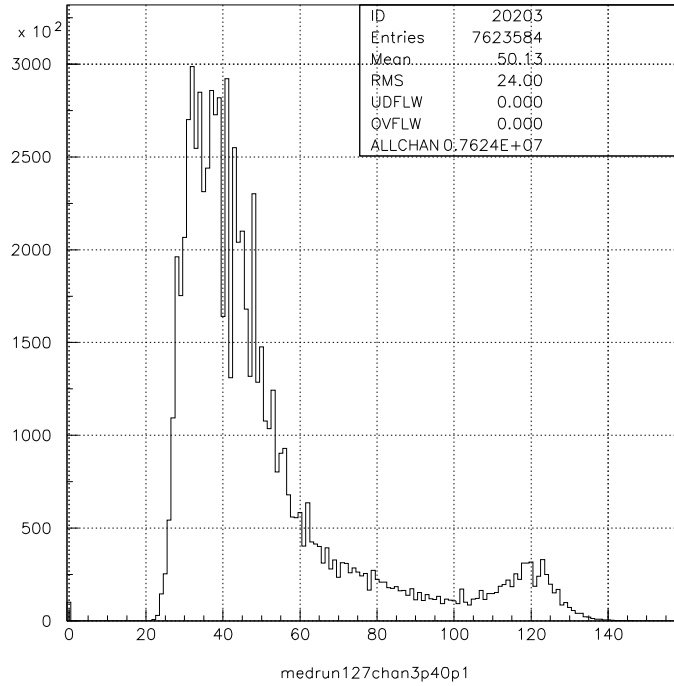


Abbildung 9: Beispiel eines ADC-Spektrums der Auslese-Elektronik. Auf der x-Achse sind die ADC-Werte aufgetragen, die einem bestimmten Energie-Wert entsprechen. Auf der y-Achse ist die Häufigkeit dN/dE aufgetragen, mit der Ereignisse im jeweiligen Energie-Intervall aufgetreten sind. Zu erkennen ist die elastische Linie gestreuten Elektronen etwa bei Kanal 120. Ziel der Kalibration ist eine Optimierung der Energieauflösung, die zu einer schmalere Verteilung in der elastischen Linie führt. Es überwiegen zahlenmäßig die inelastischen Ereignisse, zu sehen im linken Teil des Spektrums. Die Kalibration arbeitet mit diesen ADC-Spektren.

5 Die Kalibrationsmethode

5.1 Kalibrationsverfahren

Mit einer Kalibrierung möchte man erreichen, daß alle Detektormodule bei gleicher Energiedeposition die gleiche Signalstärke liefern. Mit Signalstärke S ist hier die in einem Photomultiplier-Puls enthaltene Ladungsmenge Q gemeint. Die Signalstärke eines Photomultipliers wird durch die angelegte Hochspannung geregelt. Die Änderung der Transitzeit einer Signallawine durch die Dynodenkette eines PM limitiert hierbei den maximalen Hub der Hochspannung. Um eine Eichung durchzuführen, muß man allen Detektoren die gleiche Menge an Energie zuführen, die jeweils gelieferten Signale (=Ladungen) vergleichen und dann gegebenenfalls die Hochspannung nachregeln. Es sind prinzipiell zwei Arten denkbar, den Detektoren Energie zuzuführen: Entweder durch Teilchen mit bekannter Energie, die in den Kristallen Čerenkov-Licht erzeugen, oder durch direkte Zufuhr von Licht. Bei letztgenannter Methode muß man sicherstellen, daß alle Module die gleiche Menge Licht sehen.

Beim A4-Experiment kann jedem Kristall mit einer optischen Faser Licht zugeführt werden. In den Strahlzeitpausen sollen so Strahlenschäden ausgeheilt werden. Dieses Verfahren wird *optisches Bleichen* genannt [JB97]. Diese Lichtsignale können allerdings nicht zur Kalibration verwendet werden. Es hat sich gezeigt, daß die Einkopplung des Lichts in die Kristalle nicht gleichmäßig gelingt. Die eingekoppelten Lichtmengen variierten bis zum Dreifachen. Auch wenn sich diese drastischen Unterschiede reduzieren ließen, so wird man eine wirklich gleiche Ausleuchtung aller Kristalle wohl nicht erreichen können. Mit auf diese Weise unterschiedlichen Eingangssignalen ist eine Kalibrierung allerdings nicht möglich. Um die Kalibration durchzuführen, bedient man sich im A4-Experiment der elastisch gestreuten Elektronen. Dies hat mehrere Vorteile:

- Es wird das Gesamtsystem Čerenkov-Kristall und Photomultiplier unter realen Bedingungen auf seinen Kalibrationszustand geprüft. Würde man das per Glasfaser eingekoppelte Licht benutzen, so könnten systematische Fehler auftreten, weil z. B. das eingestrahlte Licht nicht die gleiche spektrale Zusammensetzung wie das Čerenkov-Licht hat.
- Es sind keine speziellen Kalibrationsläufe nötig. Um den Kalibrationszustand des Detektors zu ermitteln, genügt es, die ADC-Spektren des aktuellen Datensatzes zu analysieren. Das Verfahren kann zeitsparend während der Datenaufnahme durchgeführt werden.

Beim A4-Kalorimeter wird das Energiesignal als analoge Summe aus den Signalen von jeweils 9 benachbarten Detektoren gebildet. Es wird keine Einzelereignisinformation aufgezeichnet. Eine Korrektur von schlechter Kalibration ist nachträglich in der Analyse nicht mehr möglich. Um eine Kalibrierung

durchführen zu können, muß jedoch der Kalibrationszustand der Einzeldetektoren bekannt sein. Dies gelingt durch Aufstellung eines linearen Gleichungssystems, welches das Summensignal als Summe von Einzelsignalen darstellt. Aufstellung und Lösung dieses Gleichungssystems wird im folgenden Unterkapitel beschrieben.

5.2 Kalibration im Summationsmodus

Trifft ein gestreutes Teilchen auf einen Kristall, so daß die deponierte Energie über einem bestimmten Schwellenwert liegt, und hat der Kristall mehr Energie aufgenommen als seine Nachbarn, meldet dieses Modul ein lokales Maximum und bildet das Zentrum einer 3x3-Anordnung. Wie sich die Energie auf die einzelnen Module verteilt, hängt zum einen von dem Eintreffort des Teilchens auf der Detektorfläche ab, zum anderen ist die elektromagnetische Schauerbildung ein statistischer Prozeß. Geht man von gleichmäßiger Ausleuchtung der Detektorfläche mit gestreuten Elektronen aus, so kann man aber angeben, wie sich die Energie *im Mittel* auf die einzelnen Module eines 3x3-Clusters verteilt. Die gemittelten Anteile der Kristalle am Energiesignal werden hier als Verteilungsparameter μ bezeichnet. Dabei steht μ_c für den Anteil des zentralen Kristalls, μ_n für den Anteil eines direkten Nachbarn und μ_d für den Anteil es diagonal benachbarten Kristalls (siehe Abb. 10).

4 Diagonal μ_d	3 Nachbar μ_n	2 Diagonal μ_d
5 Nachbar μ_n	0 Zentral μ_c	1 Nachbar μ_n
6 Diagonal μ_d	7 Nachbar μ_n	8 Diagonal μ_d

Abbildung 10: Anteile von Zentral-, Nachbar- und Diagonalkristallen am Energiesignal. Im statistischen Mittel tragen die Module mit den Anteilen μ_c , μ_n bzw. μ_d zum Summensignal bei.

Berechnung der Verteilungsparameter Die transversale Energieverteilung hängt im statistischen Mittel vom Abstand r senkrecht zur Auftreffachse ab und kann, wie in Kap. 3.2 gezeigt, durch die Funktion $f(r)$ (Gl. 19) parametrisiert werden. Ist $f(r)$ normiert, d.h. gilt mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

$$\iint f(x, y) dx dy = 1 \quad (21)$$

so kann der Anteil μ_i an Energie, der beim Auftreffen am Ort (x_0, y_0) in Detektor i deponiert wird, berechnet werden; bezeichne F_{E_i} die Fläche von Modul i senkrecht zur Auftreffachse, innerhalb derer Energie deponiert wird. Dann gilt

$$\mu_i = \iint_{F_{E_i}} f(x - x_0, y - y_0) dx dy \quad (22)$$

Um jetzt die Anteile μ_c , μ_n bzw. μ_d zu bestimmen, muß man über alle Auftrefforte auf die Frontfläche des Zentralmoduls F_A mitteln. Man erhält:

$$\begin{aligned} \mu_c &= \iint_{F_A} \iint_{F_{E_{Zentral}}} f(x' - x, y' - y) dx' dy' dx dy \\ \mu_n &= \iint_{F_A} \iint_{F_{E_{Nachbar}}} f(x' - x, y' - y) dx' dy' dx dy \\ \mu_d &= \iint_{F_A} \iint_{F_{E_{Diagonal}}} f(x' - x, y' - y) dx' dy' dx dy \end{aligned} \quad (23)$$

Diese Rechnung wurde mit der Parametrisierung der GEANT-Simulation Gl. (19) und den Abmaßen der verwendeten Bleifluoridkristalle numerisch ausgeführt. Man erhält die in Tabelle 4 angegebenen Werte.

Im zentralen Kristall wird also im Mittel der weitaus größte Teil der Energie

Modul	Parameter	berechneter Wert
Zentral	μ_c	65.3 %
Nachbar	μ_n	6.2 %
Diagonal	μ_d	1.2 %

Tabelle 4: Numerisch berechnete Anteile an der Energiedeposition für Mitten-, Nachbar- und Diagonalmodul eines 3x3-Clusters.

deponiert. Eine Reduktion der effektiven Kristallfrontfläche führt zu einer Änderung dieser Parameter, z. B. ergibt eine effektive Fläche von 70 % der realen Frontfläche für μ_c einen Wert von gut 76 %.

Aufstellung eines linearen Gleichungssystems Mit den oben bestimmten Verteilungsparametern kann man jetzt angeben, wie sich die mittlere Signalstärke S eines 3x3-Clusters bei Eintritt eines Teilchens mit der Energie E_0 aus den neun Einzeldetektoren zusammensetzt. Der Kalibrationszustand des Einzeldetektors i sei mit der Kalibrationskonstanten k_i bezeichnet. Liefert der Photomultiplier i bei einem Energieeintrag E im Kristall genau die geforderte Signalstärke S

(=Ladungsmenge Q), so ist $k_i = 1$, liefert er z. B. 10% zuviel Ladung, so ist $k_i = 1.1$, usw.

Für die Signalstärke S_i gilt dann

$$S_i = [\mu_c k_i + \mu_n(k_{i_1} + k_{i_3} + k_{i_5} + k_{i_7}) + \mu_d(k_{i_2} + k_{i_4} + k_{i_6} + k_{i_8})] E_0 \quad (24)$$

Die k_{i_j} sind die in geeigneter Weise numerierten Kalibrationskonstanten der benachbarten Module. Der Detektor besteht im Endausbau aus 7 geschlossenen Ringen zu je 146 Spalten (siehe Abb. 11).

Für jedes der 1022 Module kann eine Beziehung wie in Gl. (24) aufgestellt werden.

	1016	1	8	15	22	29	36	43	50	57	
	1017	2	9	16	23	30	37	44	51	58	
	1018	3	10	17	24	31	38	45	52	59	
	1019	4	11	18	25	32	39	46	53	60	
	1020	5	12	19	26	33	40	47	54	61	
	1021	6	13	20	27	34	41	48	55	62	
	1022	7	14	21	28	35	42	49	56	63	
Spalte 146											
Spalte 1											
Spalte 2											
Spalte 3											
Spalte 4											
Spalte 5											
Spalte 6											
Spalte 7											
Spalte 8											
Spalte 9											

Abbildung 11: Logische Struktur des Detektors im Endausbau. Er besteht aus 7 Ringen zu je 146 Spalten. Die 146. Spalte schließt wieder an die erste Spalte an.

Zu beachten ist lediglich, daß den Randkristallen Nachbarn fehlen. Entsprechende Summanden fallen in der Gleichung dann weg. Man erhält ein lineares Gleichungssystem aus 1022 Gleichungen mit den 1022 unbekannten, weil zu bestimmenden Kalibrationskonstanten k_i :

$$\begin{aligned} S_1 &= [\mu_c k_1 + \mu_n(k_2 + k_8 + k_{1016}) + \mu_d(k_9 + k_{1017})] E_0 \\ S_2 &= [\mu_c k_2 + \mu_n(k_1 + k_3 + k_9 + k_{1017}) + \mu_d(k_8 + k_{10} + k_{1016} + k_{1018})] E_0 \\ S_3 &= [\mu_c k_3 + \mu_n(k_2 + k_4 + k_{10} + k_{1018}) + \mu_d(k_9 + k_{11} + k_{1017} + k_{1019})] E_0 \end{aligned} \quad (25)$$

...

$$S_{1022} = [\mu_c k_{1022} + \mu_n(k_7 + k_{1015} + k_{1021}) + \mu_d(k_6 + k_{1014})] E_0$$

Es ist übersichtlicher, ein solch umfangreiches Gleichungssystem in Matrizenform auszudrücken. Definiert man den Signalvektor $\vec{S}$ als Spaltenvektor, dessen 1022 Einträge die Signalstärken der Einzeldetektoren enthalten,

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ \vdots \\ S_{1022} \end{pmatrix} \quad (26)$$

und analog den Vektor $\vec{k}$, der die Kalibrationskonstanten der Einzeldetektoren enthält,

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \\ \vdots \\ k_{1022} \end{pmatrix} \quad (27)$$

so läßt sich das Gleichungssystem (25) mit der Matrix $\mathbf{A} \in R_{1022 \times 1022}$ schreiben als

$$\vec{S} = \mathbf{A} \vec{k} E_0 \quad (28)$$

Die Matrix $\mathbf{A}$ enthält die Verteilungsparameter μ_c, μ_n, μ_d und damit die Information, in welcher Form ein Modul zu einem bestimmten Summen-Signal Beitrag liefert. Der Eintrag in Zeile i und Spalte j drückt aus, welchen Anteil Detektor j am Summensignal der 3x3-Anordnung hat, deren Zentrum der Detektor i ist. Die Matrix hat folgende Gestalt:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_n & \mu_d & \dots \\ \mu_n & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_d & \mu_n & \dots \\ 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_d & \dots \\ 0 & 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_d & \mu_n & 0 & 0 & \dots \end{pmatrix} \quad (29)$$

Rekonstruktion der Einzeldetektorsignale mittels Matrizeninversion

Ziel ist es, aus den Summensignalen $\vec{S}$ die Kalibrationskonstanten $\vec{k}$ der Einzeldetektoren zu berechnen. Die Zeilenvektoren der Matrix $\mathbf{A}$ (Gl. (29)) sind linear unabhängig. Daher gilt $\det \mathbf{A} \neq 0$, d. h. $\mathbf{A}$ ist invertierbar und man kann Gl. (28) von links mit der invertierten Matrix $\mathbf{A}^{-1}$ multiplizieren:

$$\vec{k} = \frac{1}{E_0} \mathbf{A}^{-1} \vec{S} \quad (30)$$

Bei Kenntnis von $\vec{S}$ läßt sich somit $\vec{k}$ bestimmen.

5.3 Der Algorithmus zur Matrizen-Inversion

Die aus der Messung gewonnenen aktuellen Signalstärken stehen im Signalvektor $\vec{S}$, der sich daher bei jeder Datennahme ändern kann. In der Matrix $\mathbf{A}$ hingegen stehen die Verteilungskonstanten μ . Es wäre daher zu überlegen, $\mathbf{A}$ einmal zu invertieren und die Invertierte $\mathbf{B} = \mathbf{A}^{-1}$ in einer Datei abzuspeichern. Will man $\vec{k}$ nach Gl. 30 berechnen, könnte man die Koeffizienten $(b)_{ik}$ wieder auslesen und Rechenzeit sparen.

Ein solches Vorgehen ist aber nicht möglich, da Veränderungen in der Detektorgeometrie dabei unberücksichtigt bleiben. Fällt beispielsweise das Modul i aus, so liefert es keine Signale mehr zu seinen Nachbarn. In der Matrix $\mathbf{A}$ werden alle Elemente der i -ten Zeile und der i -ten Spalte zu Null gesetzt mit Ausnahme des Elements a_{ii} , das 1 gesetzt wird. Es ist damit aus der Vernetzung zu anderen Modulen herausgenommen. Beispiel: Modul 3 sei ausgefallen:

$$\begin{pmatrix} \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \mu_n & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_c & \mu_n & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_d & \mu_n & \dots \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \mu_n & \mu_c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \mu_c & \mu_n & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \mu_n & \mu_c & \mu_c & \mu_n & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_d & \mu_n & \dots \end{pmatrix}$$

Es kann auf diese Weise jede Detektorstruktur (defekte Kanäle, fehlende Vernetzung zu einigen Nachbarn, zyklischer/nichtzyklischer Aufbau) berücksichtigt werden.

Die Matrizeninversion ist also bei jedem Kalibrationsdurchgang erforderlich. Die Inversion erfordert hohen Rechenaufwand. Es wurde deshalb ein schnelles Verfahren zur Matrizeninversion implementiert, das sogenannte *Mitführen der Einheitsmatrix*. Dabei wird die zu invertierende Matrix durch elementare Zeilen/Spalten-Operationen schrittweise in die Einheitsmatrix überführt, gleichzeitig werden dieselben Operationen auf einer Matrix ausgeführt, die zu Beginn die Einheitsmatrix ist. Am Ende enthält die mitgeführte Matrix die gesuchte Inverse. Durch dieses Verfahren konnte die Rechenzeit für eine Inversion auf einem PII/266 MHz von anfänglich etwa 5 Minuten bei Verwendung von Standardmatrixinversionsroutinen auf knapp 5 Sekunden gedrückt werden.

6 Realisierung der Kalibrationsmethode

Hier wird die Realisierung der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Kalibrationsmethode beschrieben. Zunächst wird der aktuelle Kalibrationszustand der Detektormodule ermittelt. Dies geschieht durch die Auswertung der ADC-Spektren der Auslese-Elektronik; darauf wird in den zwei folgenden Kapiteln eingegangen. Anschließend wird durch das Einstellen neuer Hochspannungen die Verstärkung der Photomultiplier geregelt. Die Berechnung der einzustellenden Hochspannungswerte wird im dritten Kapitel erläutert, die Steuerung der Hochspannungs-Netzgeräte im vierten Kapitel vorgestellt.

6.1 Kanten- und Peak-Detektion aus den Energiespektren

Die ADC-Spektren enthalten als Histogramme die Information, wieviel Ereignisse in einem ADC-Kanal gezählt wurden. Jeder ADC-Kanal entspricht einem Energie-Intervall ΔE um eine Energie E . Die elastisch gestreuten $855 MeV$ - Elektronen deponieren bei einem Streuwinkel $\Theta = 35^\circ$ eine Energie von etwa $734 MeV$ im Kalorimeter. Gesucht ist nun die Lage dieser elastischen Ereignisse im ADC-Spektrum eines Detektormoduls, um jedem gemessenen Spektrum einen ADC-Wert zuzuordnen, der zumindest proportional zur Lage der elastischen Linie ist. Gesucht ist also eine eindeutige Abbildung

$$A : ADC - Spektrum \longrightarrow ADC - Kanal_{elastisch\ gestreute\ e^-}$$

6.1.1 Charakteristische Merkmale der ADC-Spektren

Es bieten sich zwei charakteristische Merkmale der ADC-Spektren an, die zur Identifizierung der elastischen Ereignisse taugen: Zum einen das Maximum der elastischen Linie (der elastische Peak), zum anderen die hochenergetische Kante des Spektrums.

Der elastische Peak Die elastische Streuung von Elektronen an Protonen ist ein Zweikörperproblem, bei einem bestimmten Streuwinkel ist die Energie des gestreuten Elektrons durch Energie- und Impulserhaltung daher eindeutig festgelegt. Die in einem Kalorimetermodul eintreffenden elastisch gestreuten Elektronen weisen dennoch eine gewisse, wenn auch schmale Energieverteilung auf, die aus den geometrischen Gegebenheiten herrührt:

- Die Detektormodulfläche deckt einen endlichen Raumwinkelbereich ab. Beim A4-Kalorimeter entspricht die Breite eines Kristalls einer Streuwinkeldifferenz von etwas mehr als 1° . Dies entspricht Energiedifferenzen bei den elastisch gestreuten Elektronen von $\approx 7 MeV$.

- Das Wasserstoff-Target hat eine Länge von 10 cm. Elektronen, die vorne am Target gestreut werden, erreichen den Detektor unter einem anderen Winkel als solche Elektronen, die hinten am Target gestreut werden. Der Abstand der Kalorimetermodule zum Target beträgt etwa 1 m, die daraus resultierenden Streuwinkelunterschiede entsprechen Energiedifferenzen von $\approx 40 \text{ MeV}$.

Diese Energieverteilung wird im Detektor verbreitert durch die endliche Energieauflösung $\Delta E/E$ des Kalorimeters. Man erhält den sogenannten *elastischen Peak*. Diese elastischen Ereignisse sind im Energiespektrum getrennt von den inelastischen Ereignissen. Der erstmögliche inelastische Prozeß ist die Pionenerzeugung. Dazu ist mindestens die Ruheenergie des Pions im Schwerpunktsystem erforderlich, so daß zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen ein Tal entsteht. Ein π^0 zerfällt in zwei Photonen. Diese deponieren ihre Energie ebenfalls im Kalorimeter und füllen die Lücke zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen teilweise wieder aus. Wirkungsquerschnitt und Phasenraum des 2γ -Zerfalls sorgen aber dafür, daß ein deutliches Tal bestehen bleibt. Deshalb ist es möglich, die elastische Linie als Merkmal im Spektrum zu identifizieren.

Die hochenergetische Kante Kein Ereignis deponiert mehr Energie im Kalorimeter als die elastisch gestreuten Elektronen. Die Eintragszahlen im Energiespektrum gehen daher oberhalb des elastischen Peaks stark zurück. Doppeltreffer (pile-up), die zeitlich näher als 5 ns liegen, werden als gültige Ereignisse registriert und können zu Einträgen jenseits der elastischen Linie führen. Wegen der geringen Totzeit der Elektronen von 20 ns liegt die pile-up-Wahrscheinlichkeit bei nur 2 %. Daher sind solche Ereignisse, die zu Einträgen im ADC-Spektrum deutlich oberhalb der elastischen Linie führen, zwar vorhanden, aber im Vergleich zur elastischen Linie stark unterdrückt. Das Energiespektrum bricht deshalb stets mit einer deutlichen Kante oberhalb des elastischen Peaks ab. Diese Kante kann gesucht und identifiziert werden.

6.1.2 Glätten der Spektren und Auffinden von Kanten und Peaks

Sowohl der elastische Peak als auch die hochenergetische Kante eignen sich dazu, den Kalibrationszustand eines Moduls zu bestimmen. Deshalb wurden Algorithmen entworfen und getestet, die beide Merkmale in einem Spektrum suchen und ihnen einen ADC-Kanal zuweisen. Bei der großen Anzahl an Detektormodulen können diese Verfahren nicht manuell überwacht werden, sie laufen automatisch ab. Daher müssen die Kanten oder Peaks mit einer hohen Zuverlässigkeit bestimmt werden, denn eine Fehlbestimmung könnte unentdeckt bleiben und zu falscher Berechnung neuer Hochspannungen führen.

Die Zuverlässigkeit der Verfahren wird erkennbar gesteigert, wenn die Spektren geglättet werden. Im Rohzustand variieren die Eintragszahlen von ADC-Kanal zu

ADC-Kanal zum Teil zu stark. Das ist zurückzuführen auf die sogenannte *Differentielle Nichtlinearität (DNL)* der verwendeten Analog-Digital-Konverter, sowie in geringerem Maße auf die statistischen Schwankungen. Die DNL beschreibt den

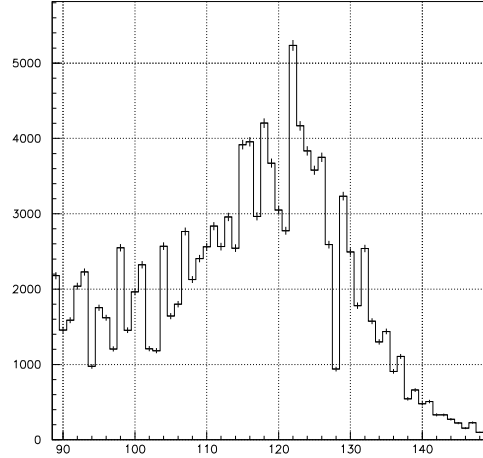


Abbildung 12: Ausschnitt aus einem ADC-Spektrum im Bereich der elastischen Linie. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Zählstatistik. Die Schwankungen der Zählraten sind sehr viel größer als die statistischen Schwankungen. Sie rühren von der Differentiellen Nichtlinearität des ADC her.

Effekt unterschiedlicher Breite einzelner ADC-Kanäle. Sie beeinträchtigt zwar nicht die globale Linearität eines ADC, führt aber dazu, daß einige Kanäle weniger Einträge haben, als ihnen bei gleichmäßiger Kanalbreite zustünde. Diese Einträge gehen nicht verloren, sondern tauchen in den Nachbarkanälen auf. In Abb. 12 ist ein Ausschnitt eines ADC-Spektrums dargestellt, der die Wirkung der DNL zeigt. Es ist geplant, die DNL eines jeden ADCs zu vermessen [Kot99]. Es ist dann möglich, die Spektren vor ihrer Weiterverarbeitung auf die DNL zu korrigieren. Auch die Zählstatistik bewirkt eine Variation der Eintragszahlen. Nach der Poisson-Verteilung erwartet man bei N gezählten Ereignissen eine statistische Schwankung von $\sigma = \sqrt{N}$.

Zum Glätten der Spektren wird ein spezieller Filter verwendet. Je nach verwendetem Verfahren (Kanten- oder Peak-Detektion) muß darauf geachtet werden, daß der Filter die Peak- bzw. Kantenlage nicht verfälscht. Die Spektren werden bei Peak-Detektion mit einem Gaußfilter geglättet, mit einem σ von zwei ADC-Kanälen. Bezeichnet $f(x)$ die zu glättende Funktion, $g(x)$ die geglättete Funktion, so erhält man den Wert von $g(x)$ an der Stelle x_0 durch:

$$g(x_0) = \int f(x) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} dx \quad (31)$$

Bei den diskreten ADC-Spektren geht das Integral in eine Summe über; hier realisiert wurde eine Summierung über $\pm$ vier Sigmabreiten:

$$g(x_0) = \sum_{x=x_0-4\sigma}^{x_0+4\sigma} \frac{f(x)}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} \quad (32)$$

Ein Beispiel ist in Abb. 13 gegeben. Bei der Kanten-Detektion ist ein Filter

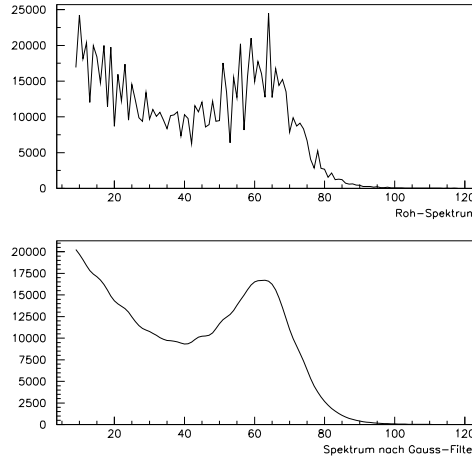


Abbildung 13: Gaußfilter angewandt auf ein ADC-Spektrum. Ein σ von zwei Kanälen genügt, das Spektrum zu glätten.

zu bevorzugen, der die Kanten-Charakteristik nicht verfälscht. Dies leistet ein sogenannter *Medianfilter* [Jäh89]. Medianfilter arbeiten als Rangordnungsfilter: Die Werte innerhalb der Fensterbreite, hier mit 11 Kanälen realisiert, werden ihrer Größe nach sortiert. Das Ergebnis der Filteroperation ist der Wert, der in der Mitte dieser Anordnung steht, eben der Median. In Abb. 14 ist ein Beispiel gegeben.

Die Peak-Detektion erfolgt über das Bilden von Ableitungen mit zusätzlichem wiederholten Glätten; da das Spektrum beim elastischen Peak ein Maximum hat, ist die 1. Ableitung an dieser Stelle Null. Notwendige Bedingung für ein Maximum ist weiterhin, daß die zweite Ableitung an dieser Stelle negativ ist. Die Ableitungen gewinnt man aus dem ADC-Spektrum durch Differenzbildung $ADC'_n = ADC_n - ADC_{n-1}$. Das Verfahren wird in den Abbildungen 15 und 16 illustriert. Bei dem ADC-Spektrum handelt es sich um Daten aus einer Strahlzeit am 15. Januar 1999. Gemessen wurde mit einem Strahlstrom von $I = 15\mu A$ die Streuung unpolarisierter Elektronen an flüssigem Wasserstoff. Die Meßdauer betrug 5 Minuten. Nach Bildung der wiederum gauß-geglätteten Ableitungen durchsucht der Algorithmus von rechts die 1. Ableitung nach dem ersten auftretenden Nulldurchgang. Ist hier die zweite Ableitung negativ, bestimmt der ADC-Kanal des Nulldurchgangs die Lage des elastischen Peaks (siehe Abb. 16). Das Vorgehen bei der Kanten-Detektion ist ähnlich. Als charakteristischer Punkt in den Spektren wird der Wendepunkt in der Kante gesucht. An dieser Stelle hat

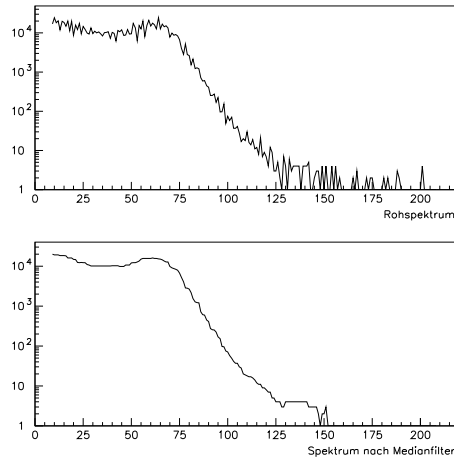


Abbildung 14: Medianfilter angewandt auf ein ADC-Spektrum in logarithmischer Darstellung. Mit einer Fensterbreite von 11 Kanälen wird das Spektrum geglättet (siehe Text). Die Kantenposition bleibt erhalten.

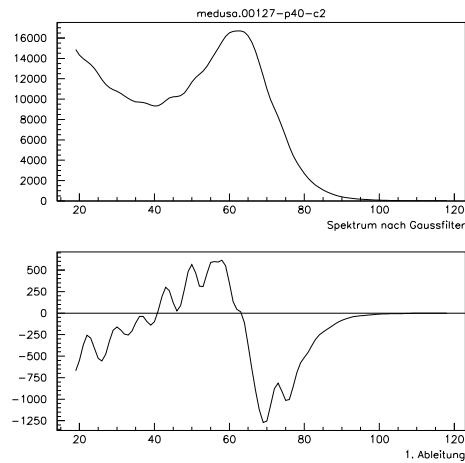


Abbildung 15: Ableitung des geglätteten ADC-Spektrums.

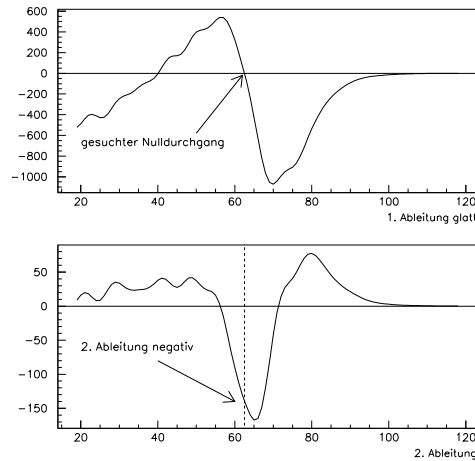


Abbildung 16: Geglättete erste und zweite Ableitung eines ADC-Spektrums. Der Nulldurchgang der 1. Ableitung bestimmt die Lage des elastischen Peaks, hier etwa bei ADC-Kanal 62. Es wird überprüft, ob die 2. Ableitung negativ ist. Nur dann kann es sich um ein Maximum im ADC-Spektrum handeln.

die zweite Ableitung einen Nulldurchgang. Der Algorithmus durchsucht daher die zweite Ableitung von rechts nach dem ersten Nulldurchgang. Um sicherzustellen, daß tatsächlich eine fallende Flanke gefunden wurde, wird die dritte Ableitung gebildet. Sie muß in diesem Fall positiv sein. Die Abb. 17 bis 19 illustrieren die Vorgehensweise an dem Spektrum, das auch als Beispiel für die Peak-Detektion diente.

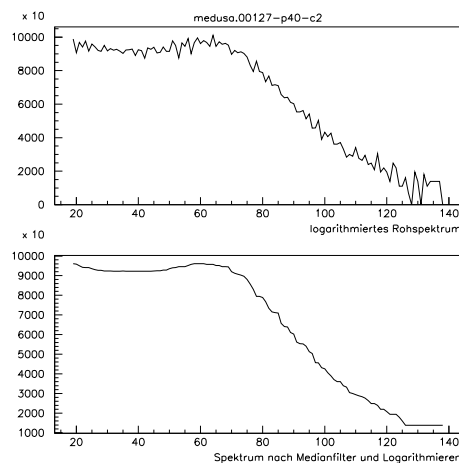


Abbildung 17: Logarithmiertes ADC-Spektrums vor und nach Medianfilter.

Mit den unterschiedlichen Filterbreiten (Glätten der Spektren und der Ableitungen) hat man eine Reihe von Parametern, die man variieren kann. Anhand von Daten früherer Strahlzeiten wurden verschiedenste Filterbreiten getestet. Die

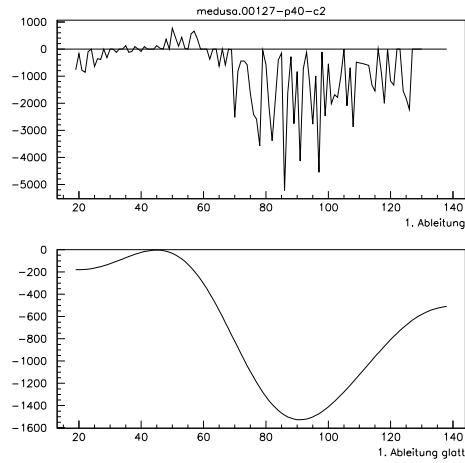


Abbildung 18: 1. Ableitung ungeglättet und geglättet. Um die zweite Ableitung bilden zu können, muß die erste Ableitung geglättet werden.

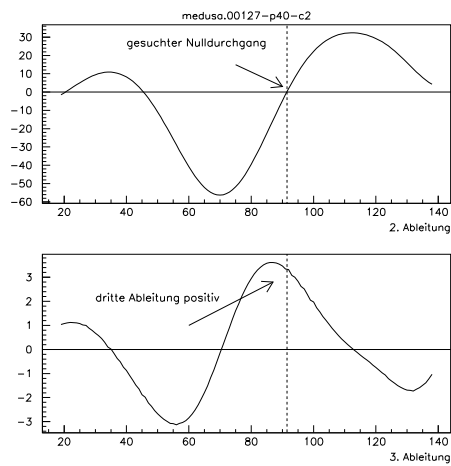


Abbildung 19: Zweite und dritte Ableitungen des ADC-Spektrums. Der Nulldurchgang der zweiten Ableitung markiert den Wendepunkt in der Kante. Um sicherzustellen, daß eine fallende und nicht etwa eine steigende Flanke gefunden wurde, wird die dritte Ableitung gebildet. Sie muß an dieser Stelle positiv sein.

zur Anwendung kommenden Werte (Gaußfilter: $\sigma = 2$, Medianfilter: $\Delta F = 11$) haben sich als gut geeignet zum zuverlässigen Finden von Kanten und Peaks herausgestellt.

6.2 Umrechnung der Kanten- und Peakposition in den physikalischen Energiewert

Um die für jeden Einzeldetektor gefundenen ADC-Positionen der elastischen Linie bzw. der hochenergetischen Kante interpretieren zu können, müssen folgende Effekte berücksichtigt werden:

- Die Signalstärke Null liegt nicht bei ADC-Kanal Null. Die Offsetspannungen innerhalb der Karten sind individuell verschieden. Deshalb müssen die tatsächlichen Nullpunkte vermessen werden.
- Die Signale werden vor der Digitalisierung in einem kapazitiven Strom-Spannungswandler integriert. Die Integrationskapazitäten weisen 10 Prozent Toleranz auf. Entsprechend variieren die Empfindlichkeiten einer Analogkarte. Die Empfindlichkeit sagt aus, wieviel Ladung notwendig ist, um bei der Digitalisierung einen bestimmten ADC-Wert zu erreichen. Man kann sie in $pC/ADC\text{-Kanal}$ angeben. Auch diese Empfindlichkeiten müssen vermessen werden, um den ADC-Kanälen eine physikalische Energie zuzuordnen zu können.
- Die neun Einzelsignale durchlaufen vor der Summierung einen Pufferverstärker mit Verstärkungsfaktor Eins. Bei den 49 Prototypen weisen die Widerstände, aus denen die Verstärker aufgebaut sind, 5 % Toleranz auf, deshalb können auch die Verstärkungen um mehrere Prozent von Eins abweichen.

6.2.1 Messung von Nullpunkt und Empfindlichkeit der Analog Elektronikarten

Nullpunkt und Empfindlichkeit einer Analog-Karte können in einem Arbeitsgang vermessen werden. Zu beachten ist, daß die Messung in der Verkabelung der Elektronik erfolgt, mit der auch das Experiment durchgeführt wird, weil die Nachbarkarten mit ihren Offsetspannungen den Nullpunkt beeinflussen. Auf den Eingang der Analogkarte wird ein Signal gegeben, dessen Pulsform einem Photomultiplier-Puls nachempfunden ist. Mit einem programmierbaren variablen Abschwächer wird das Signal dann in mehreren Schritten bis etwa $10dB$ gedämpft. Die integrierten und digital gewandelten verschiedenen Pulshöhen werden als ADC-Spektrum histogrammiert (siehe Abb. 20 als Beispiel). Trägt man die ADC-Kanäle der Pulsverteilungen gegen das Abschwächungsverhältnis auf (Abb. 21),

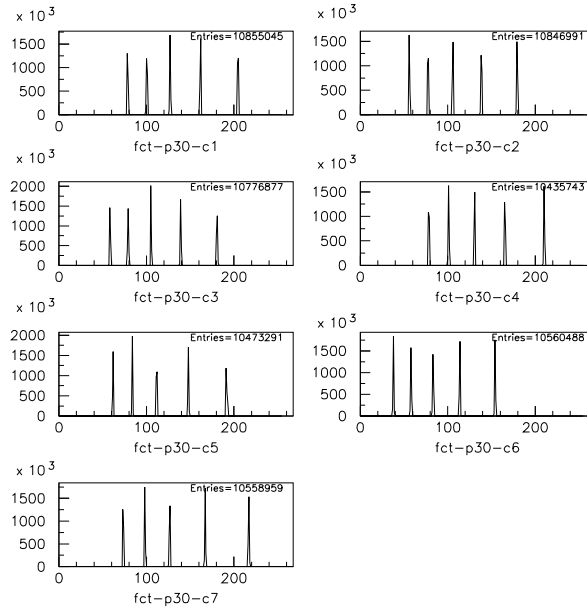


Abbildung 20: ADC-Spektren mit variabel abgeschwächten Pulsen für sieben verschiedene Analogkarten. Der Eingangspuls wurde in Schritten 0 dB, 2 dB, 4 dB, 6dB und 8 dB gedämpft. Entsprechend verschiebt sich seine Lage in den ADC-Spektren hin zu kleineren Werten.

so erkennt man einen linearen Verlauf. Der Schnittpunkt der an die Meßwerte angepaßten Geraden mit der y-Achse gibt die Lage des Nullpunkts an. Die Steigung der Geraden ist ein Maß für die Empfindlichkeit der betreffenden Analogkarte. Ist die im Ausgangspuls enthaltene Ladungsmenge bekannt, kann man aus den gewonnenen Steigungen eine absolute Eichung in der Form $pC/ADC - Kanal$ vornehmen. Dies ist aber hier nicht notwendig, da nur die *relativen* Empfindlichkeiten untereinander bekannt sein müssen. Es ist also lediglich darauf zu achten, daß der Ausgangspuls während der Vermessung der Analogkarten stabil bleibt.

Bei 49 Analogkarten wurden Nullpunkte und Steigungen vermessen. Die Verteilungen sind in den Abb. 22 und 23 dargestellt. Die Verteilung der Nullpunkte hat einen Mittelwert von -34.2 ADC-Kanälen bei einem RMS von 18 ADC-Kanälen. Die Steigungen wurden, da die absolute Skala nicht interessiert, so normiert, daß ihr Mittelwert Eins ergibt. Das RMS dieser Verteilung liegt bei 0.07.

6.2.2 Einarbeitung der Parameter *Nullpunkt* und *Empfindlichkeit* in den Matrizenformalismus

Um die Kalibrationskonstanten zu bestimmen, müssen die gefundenen Peak- bzw. Kantenwerte mit Hilfe der Empfindlichkeiten und Nullpunkte umgerechnet werden. Zusätzlich gilt es zu beachten, daß die Eingangsverstärkungen der neun Einzelsignale verschieden sein können. Sei der Verstärkungsfaktor, den das Si-

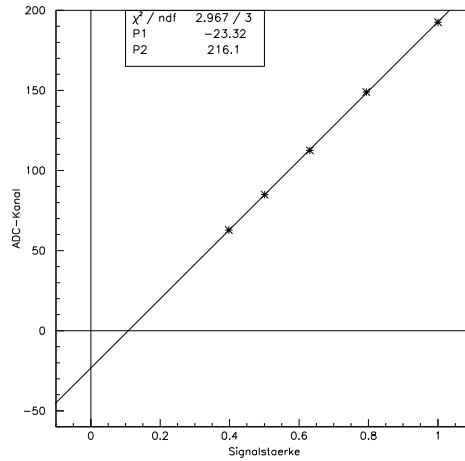


Abbildung 21: Anpassung einer Geraden zur Bestimmung von Nullpunkt und Empfindlichkeit der Analogkarte. Der Nullpunkt befindet sich bei dieser Karte bei -23.3 ADC-Kanälen, die Steigung ist 216.1

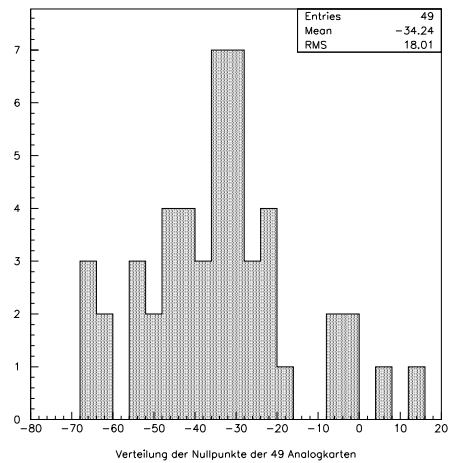


Abbildung 22: Verteilung der Nullpunkte von 49 Analogkarten.

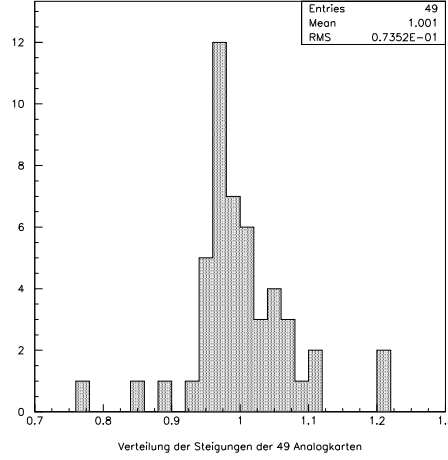


Abbildung 23: Verteilung der Steigungen von 49 Analogkarten.

gnal erhält, das von Modul i an Modul j geliefert wird, mit γ_j^i bezeichnet, der Nullpunkt der i -ten Analogkarte mit c_i , die relative Empfindlichkeit mit d_i . Dann erhält man bei Eintrag einer Energie E_0 in den Detektor eine vergleichbare Signalstärke $\tilde{S}$ aus Gl. (24):

$$\begin{aligned} \tilde{S}_i = d_i [\gamma_i^i \mu_c k_i + \mu_n (\gamma_{i_1}^i k_{i_1} + \gamma_{i_3}^i k_{i_3} + \gamma_{i_5}^i k_{i_5} + \gamma_{i_7}^i k_{i_7}) \\ + \mu_d (\gamma_{i_2}^i k_{i_2} + \gamma_{i_4}^i k_{i_4} + \gamma_{i_6}^i k_{i_6} + \gamma_{i_8}^i k_{i_8})] E_0 + c_i \end{aligned} \quad (33)$$

Die k_{i_j} sind die in geeigneter Weise numerierten Kalibrationskonstanten der neun Einzeldetektoren, deren Signale summiert werden. In Matrizenschreibweise erhält man analog zu Gl. 28 die übersichtliche Gleichung

$$\vec{S} = \mathbf{D} \tilde{\mathbf{A}} \vec{k} E_0 + \vec{c} \quad (34)$$

Neuhinzugekommen in den Formalismus ist die Matrix $\mathbf{D}$, welche die Empfindlichkeiten der Analogkarten d_i in der Hauptdiagonalen enthält,

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} d_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & d_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & d_3 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & d_4 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_5 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (35)$$

sowie der Spaltenvektor $\vec{c}$, der die Nullpunkte enthält:

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ \vdots \\ c_{1022} \end{pmatrix} \quad (36)$$

Die Matrix $\tilde{\mathbf{A}}$ ist analog zu Gl. (29), enthält aber zusätzlich die verschiedenen Eingangsverstärkungen γ_j^i :

$$\tilde{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} \gamma_1^1 \mu_c & \gamma_2^1 \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_8^1 \mu_n & \dots \\ \gamma_1^2 \mu_n & \gamma_2^2 \mu_c & \gamma_3^2 \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_8^2 \mu_d & \dots \\ 0 & \gamma_2^3 \mu_n & \gamma_3^3 \mu_c & \gamma_4^3 \mu_n & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \gamma_3^4 \mu_n & \gamma_4^4 \mu_c & \gamma_5^4 \mu_n & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_4^5 \mu_n & \gamma_5^5 \mu_c & \gamma_6^5 \mu_c & \gamma_7^5 \mu_n & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_6^{1022} \mu_d & \gamma_7^{1022} \mu_n & 0 & \dots \end{pmatrix} \quad (37)$$

Die gesuchten Kalibrationskonstanten k_i erhält man nach Matrizeninversion:

$$\vec{k} = \frac{1}{E_0} \tilde{\mathbf{A}}^{-1} D^{-1} (\vec{S} - \vec{c}) \quad (38)$$

Die Vermessung der γ_j^i ist allerdings sehr aufwendig; zum einen gibt im Endausbau des Kalorimeters $1022 \cdot 9 - 146 \cdot 3 \cdot 2 = 8322$ verschiedene Eingangsverstärkungen, zum anderen ergeben sich Schwierigkeiten aus der *Local-Maximum (LM)*-Erkennung der Elektronik: Um die Eingangsverstärkung des Signals von Modul j in Modul i zu messen, muß man einen Puls auf Kanal j geben und das Ausgangssignal in Modul i analysieren. Die *LM*-Erkennung sorgt aber dafür, daß das Signal nur bei Modul j histogrammiert wird. Man müßte daher entweder die *LM*-Erkennung ausschalten oder zusätzlich auf Modul i einen stärkeren Puls geben, so daß hier das Lokale Maximum registriert wird. Da beim endgültigen Design der Analogkarten Halb-Prozent-Widerstände in den Pufferverstärkern zur Anwendung kommen, differieren die γ_j^i in vernachlässigbarem Maße. Im folgenden werden daher alle γ_j^i gleich Eins gesetzt und daraus resultierende Fehler durch die in den 49 Prototypen verwendeten 5 %-Widerstände in Kauf genommen.

6.3 Kalibration mittels Hochspannungs-Anpassung

Der Abgleich aller Kalorimeter-Module erfolgt über die Veränderung der Hochspannung. Liefert ein Modul mehr Signal, sprich Ladung, als gewünscht, wird die Spannung des entsprechenden Photomultipliers heruntergesetzt, liefert es zu wenig Signal, wird die Spannung erhöht. Die Berechnung neuer Spannungen sowie die Steuerung der Hochspannungsversorgung werden in den folgenden Kapiteln erläutert.

6.3.1 Die Berechnung neuer Hochspannungen

Die Ladung Q_i^{alt} , die Photomultiplier i bei fester Beleuchtungsstärke und einer angelegten Hochspannung U_i liefert, ist gegeben durch (vgl. Gl. (20))

$$Q_i^{alt} = \alpha_i (U_i^{alt})^{\beta_i} \quad (39)$$

Gewünscht ist die Ladungsmenge Q_{Soll} . Aus Gl. (39) errechnet sich die neue Hochspannung U_i^{neu} :

$$U_i^{neu} = \sqrt[\beta_i]{\frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}}} U_i^{alt} \quad (40)$$

Im Gegensatz zum Parameter α_i geht der Exponent β_i in die Rechnung ein. Diese Exponenten β sind für jeden Photomultiplier individuell verschieden. Man kann jedoch ein mittleres β_0 verwenden und erhält so einen ungefähren Schätzwert für die neue Hochspannung. Ist in einem weiteren Durchgang die neue Ladung Q_i^{neu} bekannt, kann man den Schätzwert für die Hochspannung weiter verbessern und nähert sich so iterativ der Spannung, bei der der PM die Ladung Q_{Soll} liefert. Dieses Verfahren konvergiert, wie folgende Fehlerabschätzung zeigt. Der tatsächliche Parameter β_i weiche um $\Delta\beta$ vom zur Berechnung verwendeten β_0 ab, d. h.

$$\beta_i = \beta_0 + \Delta\beta \quad (41)$$

Für die Neuberechnete Spannung gilt

$$U_i^{neu} = \sqrt[\beta_i - \Delta\beta]{\frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}}} U_i^{alt} \quad (42)$$

Daraus ergibt sich die neue Ladungsmenge

$$Q_i^{neu} = \alpha_i \left(\frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}} \right)^{\frac{\beta_i}{\beta_i - \Delta\beta}} (U_i)^{\beta_i} = \left(\frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}} \right)^{\frac{1}{1 - \frac{\Delta\beta}{\beta_i}}} Q_i^{alt} \quad (43)$$

Führe folgende Abkürzung ein:

$$\gamma = \frac{\Delta\beta}{\beta_i} \quad (44)$$

Forme mit dieser Abkürzung Gl. (43) um:

$$Q_i^{neu} = (Q_{Soll})^{\frac{1}{1-\gamma}} (Q_i^{alt})^{\frac{-\gamma}{1-\gamma}} \quad (45)$$

Division durch Q_{Soll} ergibt

$$\frac{Q_i^{neu}}{Q_{Soll}} = \left(\frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad (46)$$

Die Neuberechnung konvergiert, wenn $\frac{Q_i^{neu}}{Q_{Soll}}$ näher an Eins liegt als $\frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}}$ und der Kehrwert davon, d.h. wenn gilt:

$$\frac{Q_i^{alt}}{Q_{Soll}} \leq \frac{Q_i^{neu}}{Q_{Soll}} \leq \frac{Q_{Soll}}{Q_i^{alt}} \quad (47)$$

Aus Gl. (46) folgt, daß die Bedingung Gl. (47) erfüllt ist, solange gilt:

$$\left| \frac{\gamma}{1-\gamma} \right| < 1 \quad (48)$$

Die Konvergenzbedingung für γ bzw. $\Delta\beta$ bzw. β_0 ist daher:

$$\gamma < \frac{1}{2} \quad \Leftrightarrow \quad \Delta\beta < \frac{1}{2}\beta_i \quad \Leftrightarrow \quad \beta_0 > \frac{1}{2}\beta_i \quad (49)$$

Dieses Ergebnis kann folgendermaßen ausgedrückt werden: Bei Verwendung eines viel zu kleinen $\beta_0 < \frac{1}{2}\beta_i$ ergibt sich bei der Berechnung des neuen Spannungswertes eine viel zu große Änderung der Spannung, so daß man sich vom Kalibrationsziel weiter entfernt. Umgekehrt fällt bei Verwendung eines sehr großen $\beta_0 \gg \beta_i$ die Spannungsänderung sehr klein aus, aber man bewegt sich in die richtige Richtung. Das Verfahren konvergiert auch bei Verwendung eines sehr großen β_0 , wenn auch langsam.

Bei dem hier realisierten $\beta_0 = 7$ bedeutet dies, daß die Neuberechnung konvergiert, solange der tatsächliche Exponent der Verstärkungskennlinie eines Photomultipliers den Wert von 14 nicht überschreitet. Es wurden die Verstärkungskennlinien von 14 Photomultipliern vermessen (siehe Kap. 7.2). Die Werte der β_i lagen zwischen 6.48 und 7.39 und damit sehr weit von der „gefährlichen“ Obergrenze 14 entfernt.

6.3.2 Hochspannungsregelung und Ablauf der Kalibrierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Hochspannungs-Steuerungspaket entwickelt. Die Spannungsversorgung der Photomultiplier erfolgt über Hochspannungsgeräte der Firma LeCroy, Modell 1440. Ein einzelnes Gerät kann mit 16 Modulen mit je 16 Kanälen ausgerüstet werden, so daß vier Geräte genügen, um alle 1022 Photomultiplier anzuschließen. Die Gleichspannung kann bis -2500 V geregelt werden. Zur Steuerung verfügt das Gerät über eine serielle Schnittstelle. Kommandos können mittels ASCII-Code übermittelt werden, Antworten des Gerätes werden als ASCII-Code zurückgeliefert. Die Möglichkeiten bestehen im wesentlichen darin, die Hochspannung ein- und auszuschalten sowie die Spannungswerte der einzelnen Kanäle zu setzen und zu lesen.

Die seriellen Schnittstellen der HV-Geräte werden mit einem Terminalserver verbunden. Dieser verfügt über mehrere serielle Schnittstellen und hat eine feste IP-Adresse. Via TCP/IP-Protokoll läßt sich von dem Rechner, der das Experiment steuert, eine Netzwerkverbindung zu diesem Terminalserver aufbauen. Indem man den entsprechenden Port spezifiziert, kann man die einzelnen seriellen Schnittstellen ansprechen und so gezielt mit jedem HV-Gerät kommunizieren. Der Steuerungsrechner läuft unter UNIX. Aufbau und Aufrechterhaltung der Netzwerk-Verbindung wird von einem C-Programm übernommen, als komfortables Benutzer-Interface dient eine Tcl/TK-Oberfläche. Abb. 24 illustriert schematisch den Aufbau.

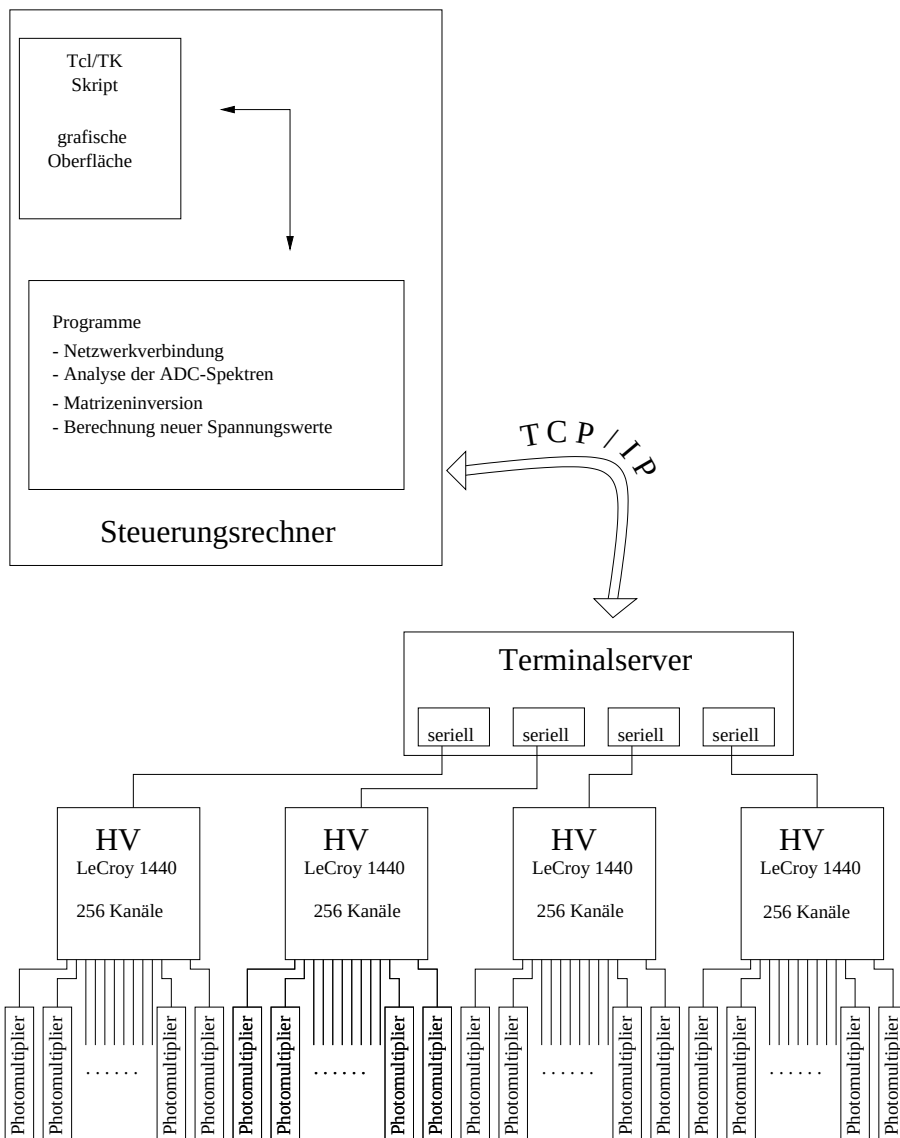


Abbildung 24: Schematische Darstellung der Funktionsweise der Hochspannungs-Regelung. Der Zentralrechner baut eine TCP/IP-Verbindung zu einem Terminalserver auf. Dieser ist über serielle Schnittstellen mit den einzelnen HV-Geräten verbunden.

Im folgenden wird der Ablauf der Kalibrierung beschrieben:
 Das Programm zur Steuerung der Hochspannung (*hvcontrol*) lädt Hochspannungswerte für die einzelnen Photomultiplier aus einer Datei, mit denen die Detektoren bereits grob abgeglichen sind. Liegt ein Satz von ADC-Histogrammen aus einer Datenaufnahme vor, so können in *hvcontrol* die Kalibrationsroutinen aufgerufen werden. Zunächst werden die ADC-Werte der elastischen Peaks oder der hochenergetischen Kanten in den Spektren bestimmt. Gleichzeitig gewinnt *hvcontrol*, wenn etwa ein ADC-Histogramm keine Einträge enthält, Informationen darüber, ob und welche Kanäle defekt sind. Anschließend wird die Matrix gebildet, die den aktuellen Vernetzungszustand des Kalorimeters repräsentiert; durch Matrizeninversion und Multiplikation mit den nullpunkts- und empfindlichkeitskorrigierten ADC-Werten erhält *hvcontrol* Kenntnis von den Kalibrationskonstanten der Einzelmodule. Gemäß Gl. 40 berechnet *hvcontrol* neue Spannungen, um die Kalibrationskonstanten näher an einen gewünschten Referenzwert zu bringen. Liegt die Neuberechnete Spannung innerhalb eines zulässigen Intervalls $U_{min} \leq U \leq U_{max}$, so setzt es diese Spannung, ansonsten setzt es den gerade noch zugelassenen Wert U_{min} bzw. U_{max} . Derzeit sind $U_{min} = -1000V$ und $U_{max} = -1450V$ festgelegt.

Es kann nun eine neue Datenaufnahme gestartet werden, der obige Vorgang kann wiederholt werden. Die Änderungen in den Hochspannungen werden geringer, es wird iterativ ein stabiler Zustand erreicht. In den Messungen in Kap. 7 waren etwa 2-3 Kalibrationsschritte erforderlich. Fortan müssen die Kalibrier-Routinen nur noch gelegentlich aufgerufen werden, um Veränderungen in einzelnen Kalorimeter-Modulen zu entdecken und auszugleichen.

7 Messung und Ergebnisse

Das im vorangegangenen Kapitel erläuterte Verfahren wurde umgesetzt und in mehreren Strahlzeiten zwischen November 1998 und Januar 1999 am Elektronenstrahl von MAMI getestet. Der experimentelle Aufbau wird im ersten Kapitel beschrieben. Die folgenden Kapitel beschäftigen sich mit den einzelnen Messungen und ihren Ergebnissen.

7.1 Aufbau zum Testen des Kalibrationssystems

In der Experimentierhalle der A4-Kollaboration konnten die Messungen am Wasserstofftarget durchgeführt werden. Das A4-Kalorimeter befindet sich derzeit im Aufbau. Zu Testzwecken standen 49 vollausgestattete Detektorkanäle zur Verfügung bestehend aus PbF_2 -Kristall, Photomultiplier und Auslese-Elektronik. Die Module wurden in einer 7x7-Anordnung unter einem Vorwärtswinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ zum Target übereinandergeschichtet. Es wurden keine speziellen Halterungen für die Detektormodule verwendet. Um die Photomultiplier vor Lichteinfall zu schützen, wurde die Anordnung in einer lichtdichter Aluminiumbox platziert, die über Anschlüsse für Spannungsversorgung und Signalkabel verfügt. Abb. 25 illustriert das Kalibrationssystem.

7.2 Messung der Photomultiplier-Kennlinien am Strahl

Die Verstärkungskennlinien der Photomultiplier wurden zusätzlich zu dem in Kap. 4.3 dargestellten Verfahren für einige PMs auch mit Signalen von gestreuten Teilchen vermessen. Hierfür wurden die ADC-Histogramme der Auslese-Elektronik verwendet. Dabei konnten zugleich der Algorithmus zum Finden von Kanten sowie die Nullpunkts-/Empfindlichkeitskorrekturen getestet werden.

Um die individuelle Eichkurve eines Photomultipliers zu erhalten, muß man den Summationsmodus umgehen. Dies gelingt dadurch, daß man die Hochspannung des Photomultipliers, dessen Kennlinie man bestimmen möchte, in einem Intervall durchfährt und gleichzeitig die Spannungen aller seiner direkten Nachbarn abschaltet. Diese tragen dann nicht mehr zur Summe bei, man erhält ein Einzelspektrum. In der 7x7-Anordnung von Detektormodulen kann man so gleichzeitig bis zu 16 Kennlinien aufnehmen (siehe Abb. 26). Das feste Eingangssignal für die Multiplier ist das Čerenkov-Licht der elastisch gestreuten Elektronen. Gemessen wurde bei einem Strom von $10 \mu A$ polarisierter Elektronen mit $855 MeV$. Für 14 Detektormodule wurden die Kennlinien aufgenommen: Zunächst wurden die Spannungen auf 1100 V gesetzt und für eine Meßdauer von 60 Sekunden die ADC-Histogramme aufgenommen. Die Spannungen wurden dann schrittweise um 20 V erhöht, bis 1340 V erreicht waren. Für jedes Spektrum wurde die hochenergetische Kante bestimmt und in der oben beschriebenen Weise auf Nullpunkt und Empfindlichkeit korrigiert. Die Lage der Kanten verschob sich bei

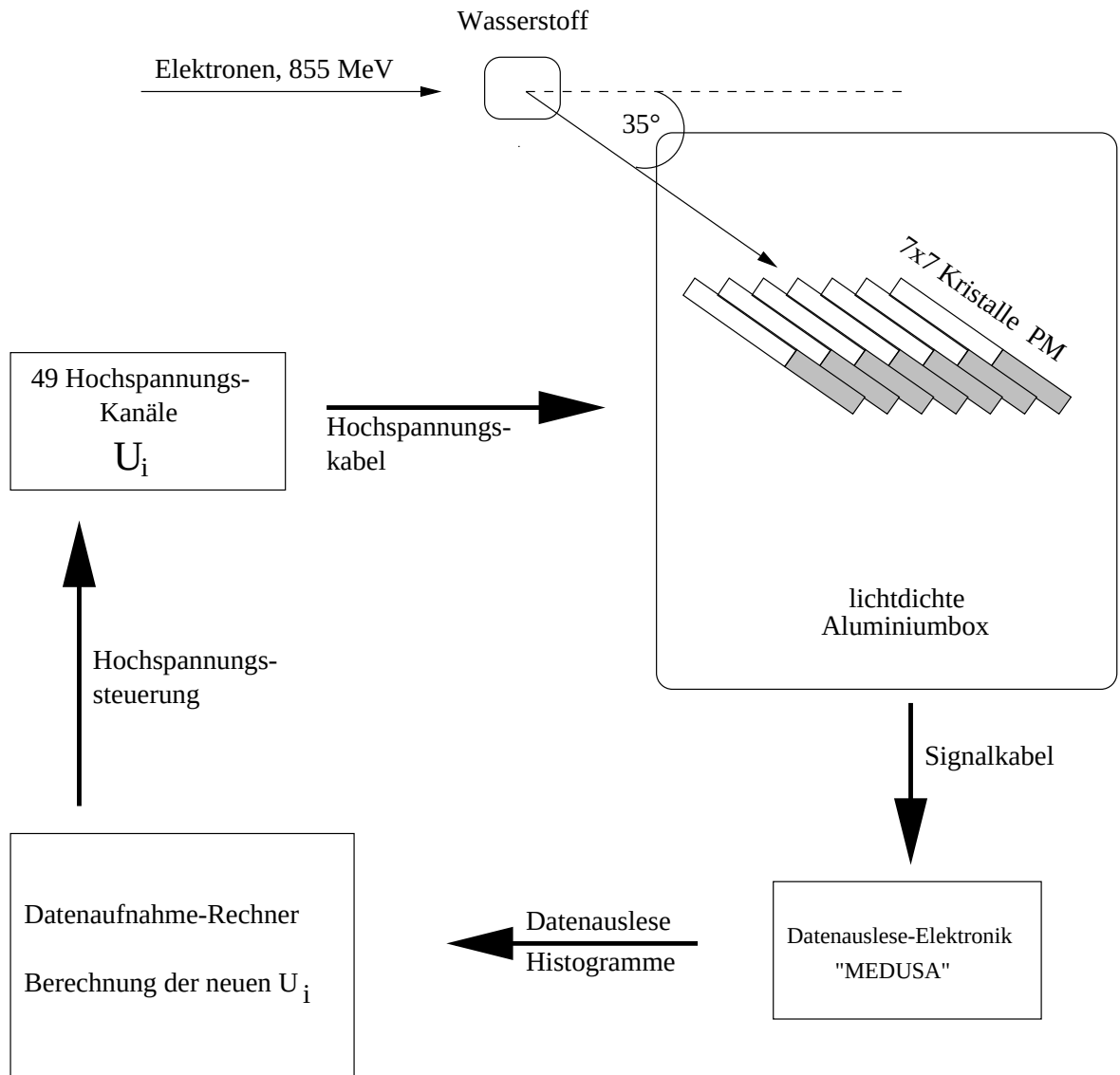


Abbildung 25: Schematische Darstellung des Kalibrationssystems. Die Photomultiplierpulse werden von der Auslese-Elektronik histogrammiert. Die so entstandenen ADC-Spektren werden vom Datenaufnahme-Rechner analysiert, um den Kalibrationszustand zu ermitteln. Mit diesen Informationen werden neue Hochspannungswerte berechnet und gesetzt.

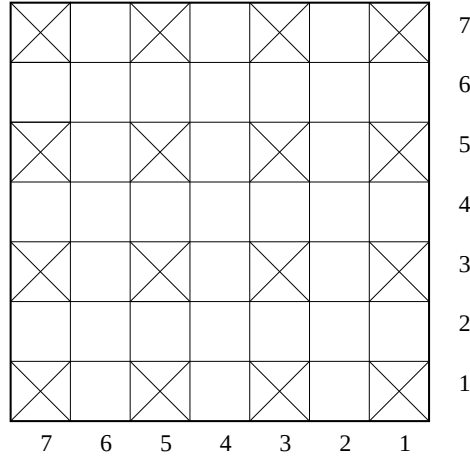


Abbildung 26: Beispiel zur Umgehung des Summationsmodus. Schaltet man in der 7x7-Anordnung von Detektormodulen nur für die mit einem Kreuz gekennzeichneten Module die Hochspannung ein, so tragen keine Nachbarn zum Signal bei, man erhält Einzelspektren. Bis zu 16 Module können auf diese Weise im Einzelmodus betrieben werden.

jeder Spannungserhöhung weiter nach rechts im Spektrum, wie es auch zu erwarten war. Aufgrund der unterschiedlichen Nullpunkte und Empfindlichkeiten der einzelnen Elektronikkanäle waren bei einigen ADC-Spektren bei 1100 V noch keine Kanten zu bestimmen, andere ADC-Spektren befanden sich bei 1340 V bereits im Overflow. Abb. 27 zeigt exemplarisch, wie sich die Kante bei Erhöhung der Spannung zu höheren ADC-Werten hin verschiebt. Die Kanten wurden stets zuverlässig gefunden. Der Nullpunkt liegt für diesen Kanal bei -4. Trägt man die nullpunktskorrigierte Kantenposition gegen die Hochspannung auf, so bestätigt sich sehr schön der Zusammenhang von Gl. (39) aus Kap. 6.3.1. Durch Anpassung einer Geraden an die logarithmierten Datensätze können die Exponenten β_i bestimmt werden, die die Kennlinien bestimmen. In Tab. 5 sind die Ergebnisse für die 14 Photomultiplier zusammengestellt. Ein Vergleich mit Tabelle 3 zeigt, daß die Exponenten bei Bestimmung der Ladungsmenge systematisch niedriger liegen als bei Bestimmung der Pulshöhe am Oszilloskop. Für die Photomultiplier 25250 und 25041 liegen direkte Vergleichswerte vor. Bei der Berechnung neuer Spannungen wird aufgrund dieser Messung ein Wert von $\beta_0 = 7.0$ verwendet.

7.3 Messung der Verteilungsparameter μ_c, μ_n, μ_d am Strahl

Bei einer experimentellen Bestimmung der Parameter μ_c, μ_n, μ_d , die angeben, wie sich der elektromagnetische Schauer im Mittel auf Zentral-, Nachbar bzw. Diagonalkristall verteilt, stellt sich folgendes Problem: Um diese Parameter zu vermessen, müssen die Detektormodule gut kalibriert sein. Um aber die Detek-

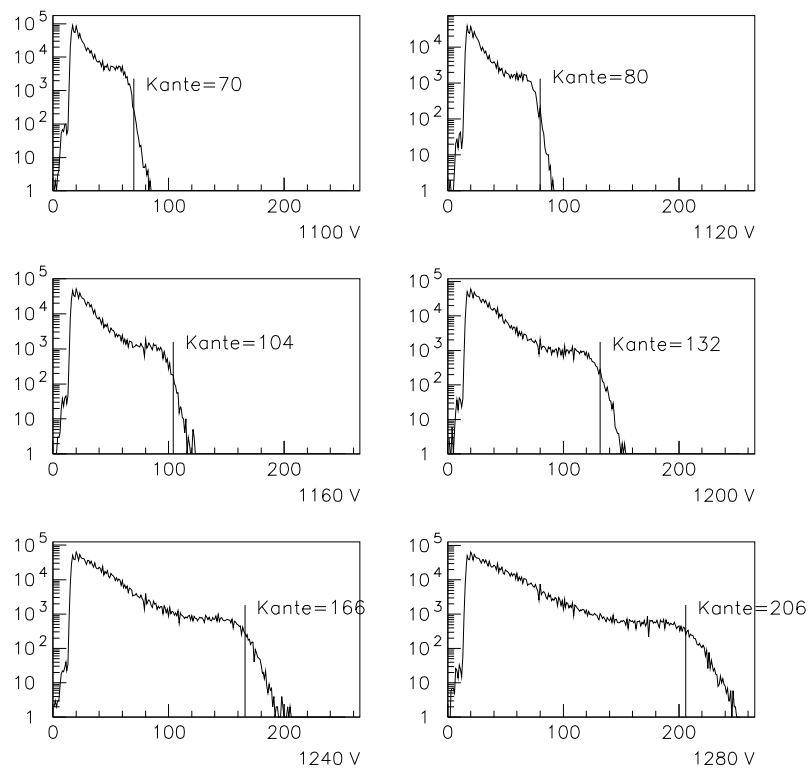


Abbildung 27: ADC-Einzelspektrum bei verschiedenen Hochspannungen. Aus der Verschiebung der hochenergetischen Kante bei Spannungserhöhung lässt sich die Kennlinie des Photomultipliers bestimmen.

PMT Ser. No.	Parameter β	Vgl.: β aus Pulshöhe
25250	6.95	7.47
24972	7.19	
25107	6.48	
25082	6.91	
25084	6.92	
25051	6.91	
25009	7.09	
25056	7.05	
25037	7.13	
25121	7.30	
25041	7.10	7.55
25120	7.39	
25104	7.28	

Tabelle 5: Parameter β der Verstärkungskennlinie für einige Photomultiplier, am Strahl vermessen. Für zwei PM liegen Vergleichswerte aus Messung der Pulshöhen am Oszilloskop vor.

tormodule gut zu kalibrieren, müssen die Parameter bekannt sein.

Ein Ausweg findet sich schließlich in dem schon weiter oben vorgestellten Verfahren, das bei der Aufnahme der Kennlinien der Photomultiplier verwendet wurde: Schaltet man die Hochspannung aller Nachbarn ab, so registriert man nur das Signal des Einzeldetektors. Diesen kann man dann iterativ in einen gewünschten Kalibrationszustand bringen. Entsprechend dem in Abb. 26 vorgestellten Muster kann man bis zu 16 Module parallel kalibrieren, nach Durchschaltung von insgesamt vier Mustern hat man alle Module abgeglichen. Dabei ist noch eines zu beachten: Nach einer Spannungsänderung driften die Signale einige Zeit, bis sie ein stabiles Niveau erreichen. Es ist deshalb nicht zu empfehlen, die Hochspannung der Photomultiplier, die man "abschalten" möchte, auf Null zu setzen. Stattdessen wurden diese Spannungen auf -900 V gesetzt. Man vermeidet auf diese Weise allzu drastische Spannungsveränderungen in kurzer Zeit und nimmt dafür in Kauf, daß die Multiplier noch Signale an die Nachbarn liefern. Bei -900 V sind diese Signale allerdings nur noch schwach: Bei Zuschaltung eines Nachbarmoduls, dessen Photomultiplier mit -900 V betrieben wurde, erhöhte sich die Signalstärke nur um etwa 1 %.

Zur Messung standen 42 Detektormodule zur Verfügung, die in der oben beschriebenen Weise einzeln kalibriert wurden, um eine Kalibrierung auf besser als 2 % zu erreichen. Jedes der vier Muster wurde in iterativ kalibriert. Dazu waren jeweils drei Kalibrationsdurchgänge notwendig. Die steigungs- und nullpunkts-korrigierte Kantenlage in den ADC-Spektren davor bzw. danach sind in Abb. 28

in Histogrammform dargestellt.

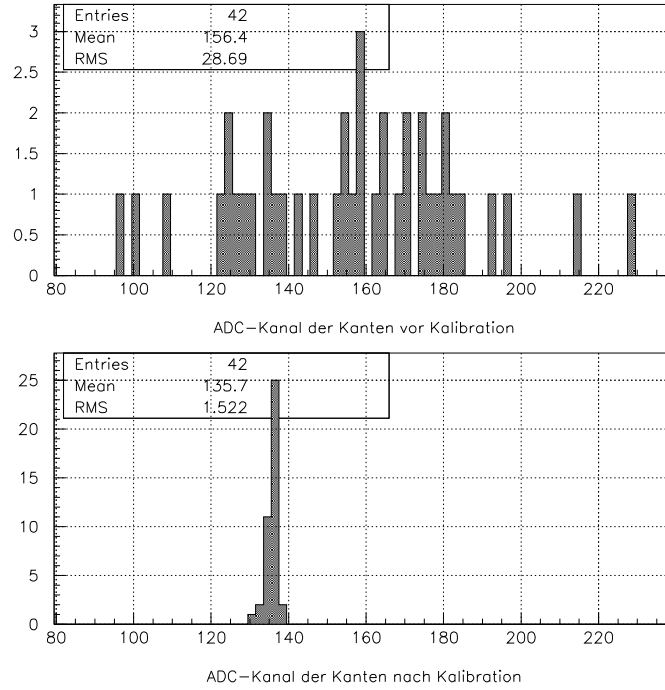


Abbildung 28: ADC-Lage der hochenergetischen Kanten vor und nach Kalibrierung, nullpunkts- und steigungskorrigiert.

Die Photomultiplier waren vor der Kalibration auf vorgegebene Spannungen gesetzt worden, bei denen sie grob abgeglichen waren. Man erkennt, daß sich der Mittelwert der Verteilung von ADC-Kanal 154 hin zum gewünschten Referenzkanal 135 verschob; die Streuung der Lage der Kanten konnte von einem $\text{RMS}=28.7$ vor der Kalibration auf ein $\text{RMS}=1.5$ nach Kalibration gedrückt werden; dies bedeutet eine Verschmälerung um einen Faktor von nahezu 20.

Nachdem alle Module abgeglichen wurden, konnten die Verteilungsparameter gemessen werden: Zunächst wurde die Lage des elastischen Peaks (P_{zentral}) bestimmt, als nur das Zentralmodul mit Hochspannung versorgt wurde. Dann wurden die direkten Nachbarmodule dazugeschaltet. Die Lage des Peaks verschiebt sich im ADC-Spektrum nach rechts, und zwar genau um den Anteil, den die Nachbarn zur Summation beitragen ($P_{\text{zentral}+4 \text{ Nachbar}}$). Dann wurden Diagonalmodule hinzugeschaltet ($P_{\text{zentral}+4 \text{ Diagonal}}$), und schließlich wurde die gesamte 3×3 -Anordnung mit Spannung versorgt ($P_{3 \times 3}$). Dieses Verfahren wiederholt man für verschiedene 3×3 -Anordnungen und erhält so genügend Zahlenwerte, um daraus die Parameter μ_c , μ_n , μ_d zu errechnen. Beispielhaft ist das Verfahren für eine 3×3 -Anordnung in Abb. 29 dargestellt. Diese Messung wurde für verschiedene 3×3 -Anordnungen durchgeführt. In Tab. 6 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

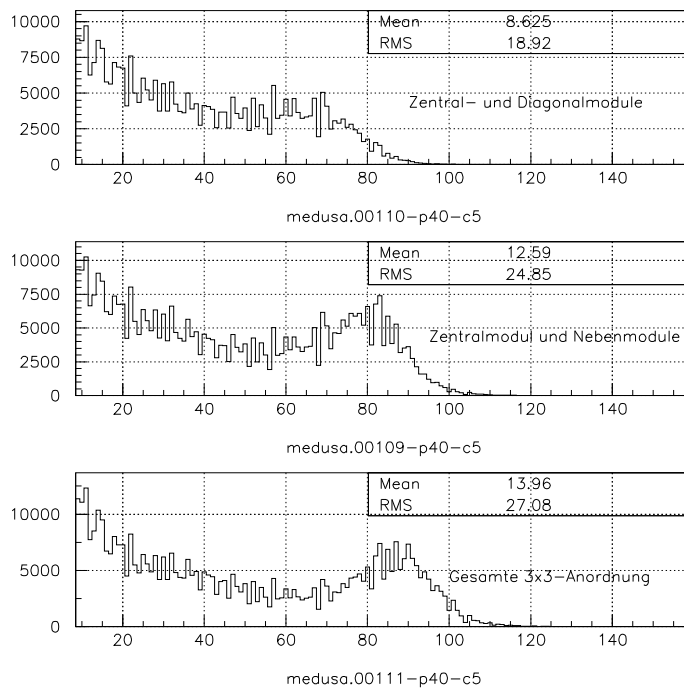


Abbildung 29: ADC-Spektren zur Bestimmung der Verteilungsparameter. Die elastische Linie verschiebt sich im ADC-Spektrum nach rechts und wird deutlicher erkennbar, je mehr die Nachbarn zur Summation beitragen. Zur Bestimmung der elastischen Linie wurden die Spektren geglättet.

Um die jeweiligen Anteile zu berechnen, bildet man die Quotienten:

$$\mu_c = \frac{P_{zentral}}{P_{3 \times 3}}, \mu_n = \frac{1}{4} \frac{P_{zentral+4Nachbarn} - P_{zentral}}{P_{3 \times 3}}, \mu_d = \frac{1}{4} \frac{P_{zentral+4Diagonal} - P_{zentral}}{P_{3 \times 3}} \quad (50)$$

Als Fehlerquellen treten auf:

- Die Ungenauigkeit in der Bestimmung der elastischen Linie; um diese zu bestimmen, wurden mehrere ADC-Spektren, die bei gleichen Bedingungen kurz hintereinander aufgenommen wurden, mit dem Peakbestimmungs-Algorithmus bearbeitet. Es ergab sich, daß die elastische Linie bis auf einen ADC-Kanal immer an der selben Stelle gefunden wurde. Der Fehler aus der Peakbestimmung ist daher mit $\Delta P = \pm 1$ ADC-Kanal anzunehmen.
- Um aus einem ADC-Wert die tatsächliche Signalstärke zu berechnen, muß auf Nullpunkt und Empfindlichkeit der jeweiligen Analogkarte korrigiert werden. Die Bestimmung der Nullpunkte hängt empfindlich davon ab, ob auf den zur Vermessung verwendeten Eingangspulsen eine Offset-Spannung liegt, auch wenn diese nur wenige *mV* beträgt. Nullpunkte und Empfindlichkeiten wurden mehrere Male gemessen. Aus den Schwankungen der Messungen ergeben sich als Unsicherheit für die Nullpunkte $\Delta Np = \pm 2$ ADC-Kanäle und für die auf Eins normierten Empfindlichkeiten $\Delta Sg = \pm 0.013$.
- Die Berechnung geht davon aus, daß alle Module ideal abgeglichen sind. Tatsächlich werden aber nicht alle Detektoren exakt kalibriert sein.

Für eine Lage der elastischen Linie bei ADC-Kanal 150 bei einem Nullpunkt von -35 ADC-Kanälen ergibt sich beispielsweise eine Unsicherheit von ± 1 ADC-Kanal aus ΔP , ± 2 ADC-Kanäle aus ΔNp , ± 2.4 ADC-Kanäle aus ΔSg und damit insgesamt eine Unsicherheit von ± 3.3 ADC-Kanälen für die nullpunkts- und steigungskorrigierte Lage der elastischen Linie. Dies führt zu Verfälschungen in der Bestimmung der Verteilungsparameter. Die in Tab. 6 zusammengefaßten

μ_c	μ_n	μ_d
80.0 %	4.0 %	1.9 %
76.1 %	4.6 %	1.4 %
75.8 %	5.0 %	1.2 %
79.9 %	4.1 %	1.0 %
78.0 %	4.0 %	1.5 %

Tabelle 6: Verteilungsparameter, bestimmt aus einzelnen 3x3-Anordnungen. Der Fehler beträgt etwa $\Delta\mu_c \approx 2.4\%$, $\Delta\mu_{n,d} \approx 0.7\%$.

Verteilungsparameter für die fünf 3x3-Anordnungen stimmen im Rahmen der Fehler von $\Delta\mu_c \approx 2.4\%$, $\Delta\mu_{n,d} \approx 0.7\%$ überein. Aus den Einzelmessungen lassen sich Mittelwerte für die Verteilungsparameter angeben. Diese sind in Tab. 7.3 zusammengefaßt und mit den aus den Schauerprofilen berechneten Werten verglichen. Der Vergleich der gemessenen mit den berechneten Verteilungsparametern zeigt,

Parameter	gemessen (Tab. 6)	Vgl.: berechnet (Kap. 5.2)
μ_c	$(78.0 \pm 1.0) \%$	65.3 %
μ_n	$(4.3 \pm 0.3) \%$	6.2 %
μ_d	$(1.4 \pm 0.3) \%$	1.2 %

daß der Anteil des Zentralmoduls an der Energiedeposition μ_c systematisch höher liegt als in Kap. 5.2 abgeschätzt. Entsprechend liegen die Werte für μ_n bzw. μ_d niedriger. Ein solches Verhalten kann sich ergeben, wenn die effektive sensitive Frontfläche eines Zentralmoduls (siehe Gl. (23)) nicht die gesamte Kristallfrontfläche erfaßt. Durch Variation der Größe der effektiven Frontfläche beim Integrieren kann man die Maße ermitteln, die zu den gemessenen Werten der Verteilungsparameter führen. Es ergeben sich $18.2\text{ mm} \times 18.2\text{ mm}$. Die Reduktion der effektiven Triggerfläche wird durch Lücken zwischen den Kristallen verursacht, die beim verwendeten provisorischen Aufbau nicht zu vermeiden waren.

7.4 Kalibration von 3x3 Modulen

Das Kalibrationsverfahren wurde zunächst auf eine einzelne 3x3-Anordnung von Detektormodulen angewandt. Die Hochspannungen dieser neun Module wurden auf vorgegebene Werte gesetzt, bei denen diese grob abgeglichen waren. Die Hochspannungen aller übrigen Photomultiplier wurden abgeschaltet. Sie lieferten daher kein Signal, die zugehörigen ADC-Spektren blieben leer. Das Kalibrationsprogramm erkannte, daß diese Module nicht aktiv waren und bildete selbständig die Matrix, die der Detektorgeometrie einer 3x3-Anordnung von Modulen entspricht, wie in Kap. 5.3 beschrieben.

Für die im Folgenden vorgestellte Messung betrug der Strahlstrom $10\mu\text{A}$, gemessen wurde jeweils drei Minuten. Als Kalibrationsziel wurde vorgegeben, daß die elastische Linie, wenn keine Nachbarn beitragen, nach Nullpunkt- und Empfindlichkeitskorrektur bei ADC-Kanal 200 liegen soll. Die Kalibrationskonstanten wurden durch Matrizeninversion aus der Lage der elastischen Peaks bestimmt. Neue Spannungen wurden berechnet, neue Daten genommen. Es wurden vier Kalibrationsläufe durchgeführt. In Abb. 30 ist aufgezeichnet, wie sich die Kalibrationskonstanten und Hochspannungen veränderten. Es ist zu sehen, wie sich die einzelnen Module approximativ dem gewünschten Kalibrationszustand annähern. Vor der ersten Kalibration liegen die Werte der k zwischen 168 und 297. Nach

<table> <tr><td>k=198</td><td>k=176</td><td>k=297</td></tr> <tr><td>U=-1196 V</td><td>U=-1197 V</td><td>U=-1450 V</td></tr> <tr><td>k=188</td><td>k=168</td><td>k=187</td></tr> <tr><td>U=-1281 V</td><td>U=-1187 V</td><td>U=-1379 V</td></tr> <tr><td>k=210</td><td>k=204</td><td>k=215</td></tr> <tr><td>U=-1202 V</td><td>U=-1432 V</td><td>U=-1175 V</td></tr> </table> vor der ersten Kalibration	k=198	k=176	k=297	U=-1196 V	U=-1197 V	U=-1450 V	k=188	k=168	k=187	U=-1281 V	U=-1187 V	U=-1379 V	k=210	k=204	k=215	U=-1202 V	U=-1432 V	U=-1175 V	<table> <tr><td>k=196</td><td>k=217</td><td>k=178</td></tr> <tr><td>U=-1197 V</td><td>U=-1217 V</td><td>U=-1374 V</td></tr> <tr><td>k=197</td><td>k=202</td><td>k=208</td></tr> <tr><td>U=-1291 V</td><td>U=-1215 V</td><td>U=-1391 V</td></tr> <tr><td>k=203</td><td>k=200</td><td>k=197</td></tr> <tr><td>U=-1194 V</td><td>U=-1428 V</td><td>U=-1169 V</td></tr> </table> nach der ersten Kalibration	k=196	k=217	k=178	U=-1197 V	U=-1217 V	U=-1374 V	k=197	k=202	k=208	U=-1291 V	U=-1215 V	U=-1391 V	k=203	k=200	k=197	U=-1194 V	U=-1428 V	U=-1169 V	<table> <tr><td>k=201</td><td>k=191</td><td>k=204</td></tr> <tr><td>U=-1200 V</td><td>U=-1203 V</td><td>U=-1395 V</td></tr> <tr><td>k=198</td><td>k=199</td><td>k=196</td></tr> <tr><td>U=-1293 V</td><td>U=-1213 V</td><td>U=-1383 V</td></tr> <tr><td>k=199</td><td>k=200</td><td>k=200</td></tr> <tr><td>U=-1191 V</td><td>U=-1428 V</td><td>U=-1165 V</td></tr> </table> nach der zweiten Kalibration	k=201	k=191	k=204	U=-1200 V	U=-1203 V	U=-1395 V	k=198	k=199	k=196	U=-1293 V	U=-1213 V	U=-1383 V	k=199	k=200	k=200	U=-1191 V	U=-1428 V	U=-1165 V
k=198	k=176	k=297																																																						
U=-1196 V	U=-1197 V	U=-1450 V																																																						
k=188	k=168	k=187																																																						
U=-1281 V	U=-1187 V	U=-1379 V																																																						
k=210	k=204	k=215																																																						
U=-1202 V	U=-1432 V	U=-1175 V																																																						
k=196	k=217	k=178																																																						
U=-1197 V	U=-1217 V	U=-1374 V																																																						
k=197	k=202	k=208																																																						
U=-1291 V	U=-1215 V	U=-1391 V																																																						
k=203	k=200	k=197																																																						
U=-1194 V	U=-1428 V	U=-1169 V																																																						
k=201	k=191	k=204																																																						
U=-1200 V	U=-1203 V	U=-1395 V																																																						
k=198	k=199	k=196																																																						
U=-1293 V	U=-1213 V	U=-1383 V																																																						
k=199	k=200	k=200																																																						
U=-1191 V	U=-1428 V	U=-1165 V																																																						
<table> <tr><td>k=199</td><td>k=205</td><td>k=197</td></tr> <tr><td>U=-1198 V</td><td>U=-1210 V</td><td>U=-1391 V</td></tr> <tr><td>k=199</td><td>k=199</td><td>k=198</td></tr> <tr><td>U=-1294 V</td><td>U=-1213 V</td><td>U=-1386 V</td></tr> <tr><td>k=199</td><td>k=198</td><td>k=200</td></tr> <tr><td>U=-1191 V</td><td>U=-1428 V</td><td>U=-1165 V</td></tr> </table> nach der dritten Kalibration	k=199	k=205	k=197	U=-1198 V	U=-1210 V	U=-1391 V	k=199	k=199	k=198	U=-1294 V	U=-1213 V	U=-1386 V	k=199	k=198	k=200	U=-1191 V	U=-1428 V	U=-1165 V	<table> <tr><td>k=200</td><td>k=196</td><td>k=202</td></tr> <tr><td>U=-1198 V</td><td>U=-1205 V</td><td>U=-1393 V</td></tr> <tr><td>k=198</td><td>k=198</td><td>k=199</td></tr> <tr><td>U=-1294 V</td><td>U=-1213 V</td><td>U=-1387 V</td></tr> <tr><td>k=199</td><td>k=200</td><td>k=202</td></tr> <tr><td>U=-1191 V</td><td>U=-1428 V</td><td>U=-1165 V</td></tr> </table> nach der vierten Kalibration	k=200	k=196	k=202	U=-1198 V	U=-1205 V	U=-1393 V	k=198	k=198	k=199	U=-1294 V	U=-1213 V	U=-1387 V	k=199	k=200	k=202	U=-1191 V	U=-1428 V	U=-1165 V																			
k=199	k=205	k=197																																																						
U=-1198 V	U=-1210 V	U=-1391 V																																																						
k=199	k=199	k=198																																																						
U=-1294 V	U=-1213 V	U=-1386 V																																																						
k=199	k=198	k=200																																																						
U=-1191 V	U=-1428 V	U=-1165 V																																																						
k=200	k=196	k=202																																																						
U=-1198 V	U=-1205 V	U=-1393 V																																																						
k=198	k=198	k=199																																																						
U=-1294 V	U=-1213 V	U=-1387 V																																																						
k=199	k=200	k=202																																																						
U=-1191 V	U=-1428 V	U=-1165 V																																																						

Abbildung 30: Kalibrationsentwicklung für eine 3x3-Anordnung von Detektormodulen. Dargestellt ist die sich zur gezeigten Hochspannung einstellende Kalibrationskonstante.

drei Durchläufen hat man erreicht, daß alle Kalibrationskonstanten nahe beim geforderten Wert liegen (k zwischen 196 und 202).

Um die Kalibration unabhängig von der Auslese-Elektronik zu überprüfen, wurden die neun Signale der Photomultiplier mit Koaxialkabeln aus der Halle herausgeführt. Mit einem Speicheroszilloskop wurden die Signale aufgezeichnet. Da die Photomultiplier-Pulse statistischen Schwankungen unterworfen sind, wurden viele Pulse übereinander aufgenommen, um ein vergleichbares Bild aller PMs zu bekommen. Bei erfolgreicher Kalibration sollten alle Pulse gleichviel Ladung enthalten. Abb. 7.4 zeigt die so gewonnenen Bilder. Die Pulshöhen wurden auch mit einem analogen Oszilloskop bestimmt. Wegen der statistischen Fluktuationen in den Pulsen ist dieses Verfahren allerdings fehlerbehaftet. Ein Fehler von $\pm 10 mV$ ist dabei anzunehmen. Die Pulshöhen sind allerdings nicht uneingeschränkt als Maß für das Gelingen der Kalibration geeignet. Wie im vorangegangenen Kapitel 7.3 erläutert, sind die Exponenten β^{ladung} bzw. β^{puls} für den Zusammenhang zwischen Photomultiplier-Signal und angelegter Hochspannung bezüglich Ladungsmenge und Pulshöhe im allgemeinen verschieden. Die Beziehung zwischen dem Verhältnis der Ladungsmengen Q_1, Q_2 zweier PM-Signale und ihren Pulshöhen

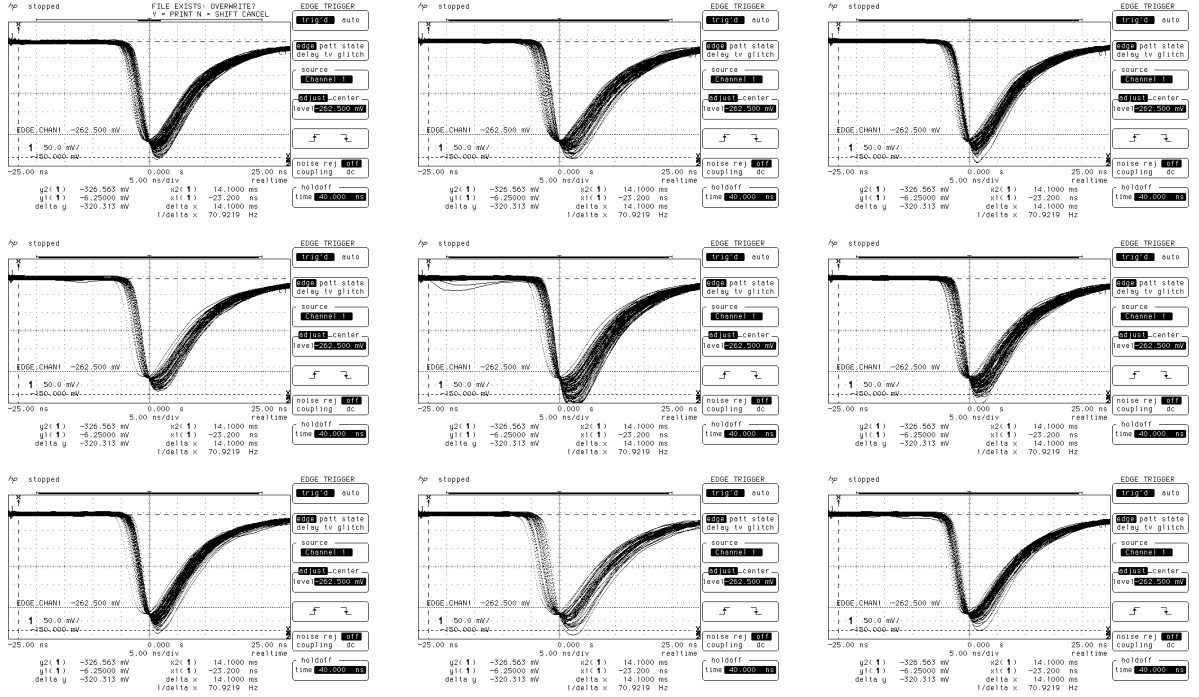


Tabelle 7: Photomultiplier-Pulse der neun Detektormodule nach Kalibrierung. Der Triggerlevel ist eingezeichnet und liegt bei -262 mV . Daher sind keine kleineren Pulse aufgezeichnet worden. Die Kalibration ist gelungen; einzig der zentrale Kristall zeigt offensichtlich ein etwas stärkeres Signal als seine Nachbarn.

P_1, P_2 folgt aus Gl. (39):

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\alpha_1^{puls}}{\alpha_1^{ladung}} \frac{\alpha_2^{ladung}}{\alpha_2^{puls}} \frac{U_2^{\beta_2^{puls} - \beta_2^{ladung}}}{U_1^{\beta_1^{puls} - \beta_1^{ladung}}} \frac{P_1}{P_2} \quad (51)$$

In sehr guter Näherung gilt $\frac{\alpha_1^{puls}}{\alpha_1^{ladung}} = \frac{\alpha_2^{puls}}{\alpha_2^{ladung}}$, daher kürzen sich die ersten beide Terme in guter Näherung weg. Gilt $\beta^{ladung} = \beta^{puls}$, so sind Pulshöhen und Ladungsmengen vergleichbar. Je unterschiedlicher die Exponentialparameter β jedoch werden, umso schwieriger sind die Verhältnisse vergleichbar.

Es ist auffällig, daß ausgerechnet der Zenralkristall signifikant höhere Signimpulse hat. Dies könnte man damit erklären, daß zur Kalibration die theoretisch berechneten Verteilungsparamter verwendet wurden, die beschreiben, wie sich der elektromagnetische Schauer, den die auf das Kalorimeter treffenden Elektronen hervorrufen, im Mittel auf Mitten- und Nachbarkristalle verteilt. Der Anteil des Zentralkristalls wird dabei unterschätzt, d.h. es gilt $\mu_c^{real} > \mu_c^{berechnet}$. Deshalb

364 mV	364 mV	362 mV
364 mV	410 mV	352 mV
364 mV	372 mV	334 mV

Tabelle 8: Pulshöhen der neun Detektormodule, bestimmt mit einem analogen Oszilloskop.

erscheint seine nach Matrizeninversion berechnete Kalibrationskonstante kleiner, als sie tatsächlich ist. Der Kalibrationsalgorithmus berechnet daher eine zu hohe Spannung für das Zentralmodul, dessen Signal dann höher ist als das seiner Nachbarn.

Wirkung der Kalibrierung auf die Energieauflösung Ein wesentlicher Zweck der Kalibrierung besteht darin, die Energieauflösung des Kalorimeters zu optimieren. Weil das Energie-Signal als Summe von neun Detektormodulen gebildet wird, müssen die Einzelmodule kalibriert sein, damit vergleichbare Signale addiert werden und eine gute Energieauflösung erreicht wird. Um die Energieauflösung zu bestimmen, wird eine Gaußfunktion an die höherenergetische Flanke des elastischen Peaks angepaßt. Als Energieauflösung dE/E definiert man die Breite σ dividiert durch den Mittelwert μ . Für den Zentralkristall der 3x3-Anordnung wurde die Energieauflösung auf diese Weise bestimmt. Sie verbesserte sich von 6.3 % vor Kalibration auf 5.5 % nach Kalibration. Diese Verbesserung hat zwei Gründe: Zum einen verkleinerte sich die Breite des elastischen Peaks, weil die Nachbarn untereinander besser abgeglichen waren, zum anderen wanderte der Peak durch die Kalibration nach rechts im Spektrum hin zu größeren ADC-Werten.

7.5 Kalibration von 7x7 Modulen

Nachdem alle Komponenten, die zur Kalibration notwendig sind, ihr prinzipielles Funktionieren unter Beweis gestellt hatten, wurde das Verfahren am gesamten Testkalorimeter mit seinen 49 Kanälen getestet. Ein Eckmodul war defekt, deshalb blieben 48 Module, die kalibriert werden konnten.

7.5.1 Kalibration mit Kanten-Dektektion

Die Photomultiplier wurden auf die Spannungen gesetzt, die am IPN in Orsay verwendet wurden, um die PMs in ihrem Zeitverhalten anzugleichen. Bei diesen Spannungen sollten die Signalstärken bei gleichem Lichteinfall abgeglichen sein.

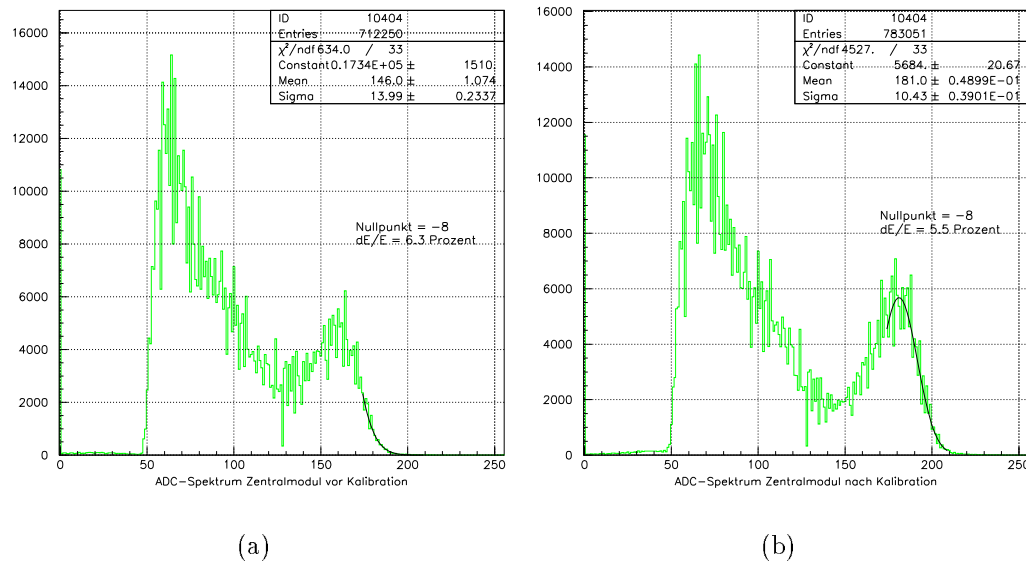


Abbildung 31: Energieauflösung des Mittenkristalls vor bzw. nach Kalibrierung. An die höherenergetische Flanke der elastischen Linie wurde jeweils eine Gaußfunktion angepaßt. Die Energieauflösung verbesserte sich von 6.3 % auf 5.5 %.

Kalibrierung ist dennoch erforderlich, weil zum Beispiel die Bleifluoridkristalle unterschiedliche Transmissionen haben. Gemessen wurde am Wasserstofftarget mit $10\mu A$ polarisiertem Strahlstrom. Für eine Meßdauer von 300 Sekunden wurden die ADC-Histogramme aufgenommen und die Lage der hochenergetischen Kante bestimmt. Nach Nullpunkts- und Empfindlichkeitskorrekturen wurden durch Anwendung der Matrizeninversion die Kalibrationskonstanten bestimmt. Abb. 32 zeigt den Ausgangszustand an.

Abb. 33 zeigt die Entwicklung der Kalibration über 10 Durchläufe bzw. einem Zeitraum von etwa 2.5 Stunden. An dem Bild läßt sich ablesen, wie das Kalibrationssystem auf äußere Einflüsse reagiert: Die Algorithmen waren zum Zeitpunkt der Datennahme noch nicht vollständig automatisiert; Nach Durchgang 3 wurde versehentlich nicht der aktuelle Datensatz analysiert. Dies führte unmittelbar zu einer sichtbaren Dekalibration. Nach Durchgang 4 war der Strahlstrom für etwa eine halbe Stunde abgeschaltet; auf die Photomultiplier fielen in dieser Zeit daher keine Signale. Anschließend wurde eine Messung mit denselben Spannungen durchgeführt. Man beobachtet man eine leichte Drift der Kalibrationskonstanten. Wie sich eine fehlerhafte Kantendetektion auswirkt, ist nach Durchgang 6 zu beobachten. Der Kantenbestimmungsalgorithmus befand sich noch in einer Frühversion, zwei Kanten wurden falsch bestimmt. Dies führte zu einer deutlichen Fehlinterpretation des Kalibrationszustandes dieser zweier Module. Nach drei weiteren Iterationen waren die einzelnen Module weitgehend abgeglichen.

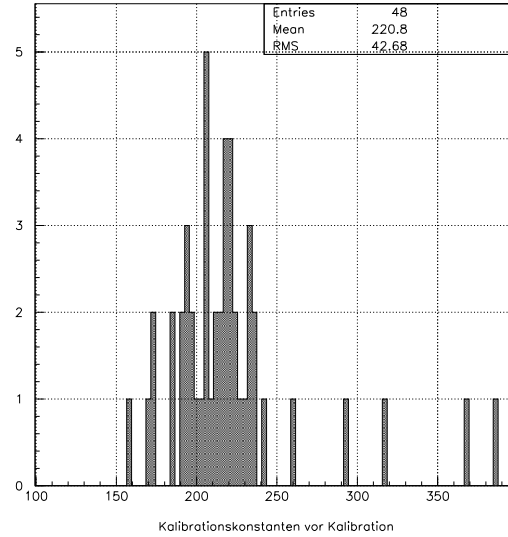


Abbildung 32: Der Kalibrationszustand der 48 Module vor Beginn der Kalibration. Histogrammiert ist die Verteilung der Kalibrationskonstanten.

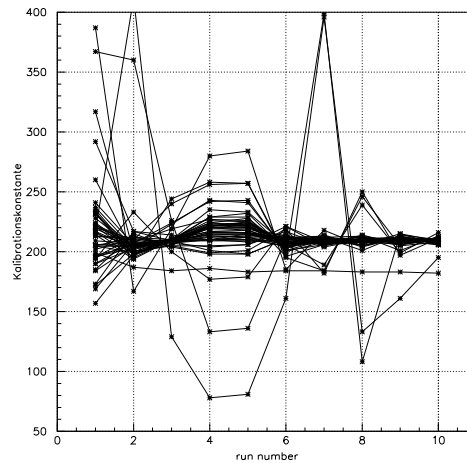


Abbildung 33: Zeitliche Entwicklung der Kalibration über 10 Durchläufe. An dem Bild lassen sich die Ereignisse in dem Zeitraum von etwa zweieinhalb Stunden ablesen.

Ein Modul wurde am oberen Hochspannungslimit betrieben und blieb dennoch unter dem vorgegebenen Kalibrationsziel. Abb. 34 zeigt den erreichten Kalibrationszustand an.

Wie sich die Hochspannungen der Photomultiplier bei den einzelnen Durchläufen

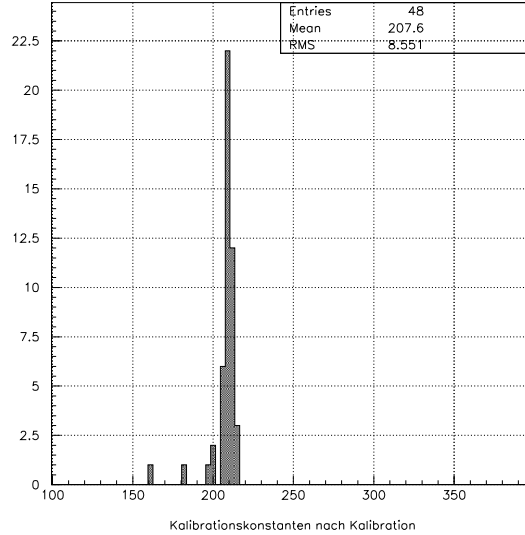


Abbildung 34: Der Kalibrationszustand der 48 Module nach der Kalibration. Histogrammiert ist die Verteilung der Kalibrationskonstanten. Die Module sind weitgehend abgeglichen, ein Modul war schadhaft und unterschritt deutlich die vorgegebene Kalibrationskonstante.

veränderten, ist in Abb. 35 dargestellt. Die Änderungen in den Hochspannungen fallen nicht allzu drastisch aus, Eine Erhöhung um 100 V entspricht in einer Erhöhung der Signalstärke um mehr als 80 %. Von Interesse ist, inwieweit die kalibrierten Hochspannungen von denen abweichen, für die in Orsay die Photomultiplier zeitlich abgeglichen wurden. Wie in Kap. 5.1 angedeutet, führt eine Änderung der Hochspannung zu einer Änderung des zeitlichen Signalverhalten eines Photomultipliers. Erhöht man die Spannung, so benötigen die Sekundärelektronen weniger Zeit, um die Photoanode zu erreichen. Die sogenannte *transit time* vermindert sich. Umgekehrt führt eine Spannungssenkung zu einer größeren *transit time*. Für die Auslese-Elektronik ist es wichtig, daß im Zeitverhalten der Photomultiplier keine allzu große Unterschiede auftreten, damit die Summation von Signalen benachbarter Module sowie Trigger- und Veto-Logik korrekt funktionieren. In Abb. 36 ist histogrammiert, welche Unterschiede es bei den Hochspannungen gegeben hat. Eine Abweichung von der vorgegebenen Spannung um 100 V entspricht einer Abweichung um etwa 1 ns im Zeitverhalten.

Aus dieser Kalibrierung ergaben sich mehrere Schlußfolgerungen: Das Verfahren funktioniert prinzipiell bei einer 7x7-Anordnung. Es ist ohne größere Änderungen auch auf das Kalorimeter im Endausbau anzuwenden, bei dem man es mit

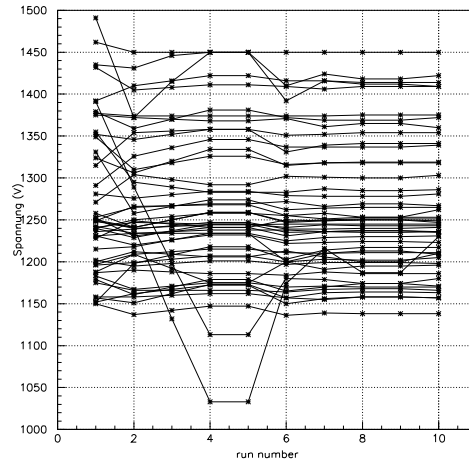


Abbildung 35: Verlauf der Hochspannungen während der Kalibrationsläufe. Aufgetragen sind die an den Photomultiplern anliegenden Hochspannungen während der jeweiligen Datennahmen.

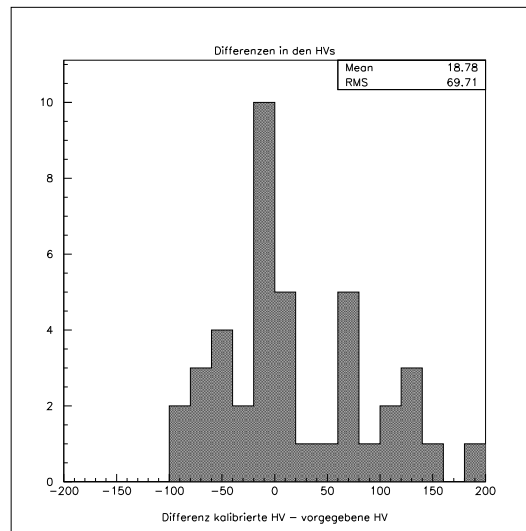


Abbildung 36: Differenz der kalibrierten Hochspannungen zu denen aus Orsay vorgegeben Hochspannungen. Je größer die Differenz ist, umso größer sind auch die Änderungen im Zeitverhalten der Photomultiplier. Eine Abweichung von 100 V bedeutet einer Abweichung im Zeitverhalten von etwa 1 ns.

einer 146x7-Anordnung zu tun hat. Die Kalibration ist in zwei bis drei Iterationen erreichbar. Um Bedienfehler auszuschließen, sollten die Algorithmen vollständig automatisiert werden. Um Dekalibrierungen zu vermeiden, müssen die Algorithmen zur Kanten- bzw. Peak-Detektion absolut fehlerfrei arbeiten.

7.5.2 Die Energieauflösung

Ziel der Kalibration ist das Erreichen einer guten Energieauflösung. Um im A4-Experiment die Asymmetrie zu bestimmen, ist es notwendig, die elastischen Ereignisse von den inelastischen zu trennen. Um diese Trennung sauber durchführen

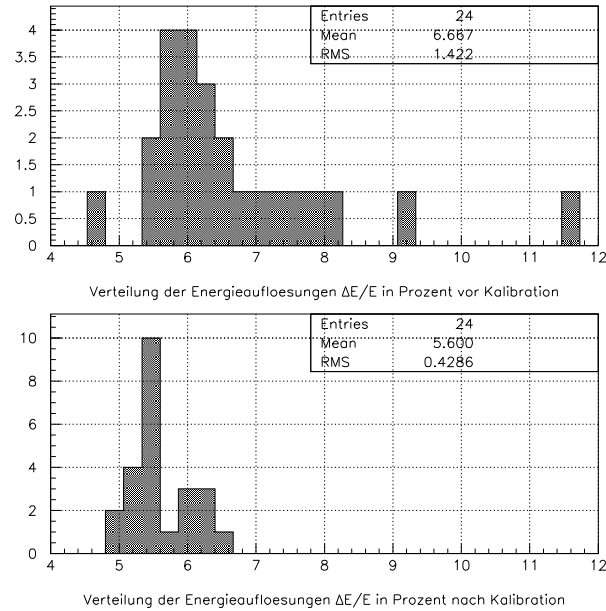


Abbildung 37: Vergleich der Energieauflösungen vor und nach Kalibration von 7x7 Modulen. Histogrammiert sind die Energieauflösungen $\Delta E/E$ in Prozent.

zu können, bedarf es einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 3.5\%$ bei $E = 1\text{GeV}$, das entspricht einer Auflösung von $\Delta E/E = 4.1\%$ bei $E = 734\text{MeV}$ (die Energie der unter 35° elastisch gestreuten Elektronen). Um die Energieauflösung aus den ADC-Spektren zu bestimmen, paßt man, wie weiter oben beschrieben, an die hochenergetische Flanke der elastischen Linie eine Gaußfunktion mit den Parametern μ und σ an und bildet:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma}{\mu - \text{Nullpunkt}} \quad (52)$$

Für den oben vorgestellten Kalibrationsdurchgang wurden die Energieauflösungen vor Kalibration, also bei den aus Orsay vorgegebenen Hochspannungswerten,

und nach Kalibration bestimmt. Es wurden alle Module berücksichtigt, die Mit-
tenlage hatten, also Zentrum einer vollständiger 3x3-Anordnung waren. Bei 7x7
Modulen und einem defekten Eckmodul waren dies 24 Module. Die Auflösungen
sind in Abb. 37 als Histogramm dargestellt. Die Energieauflösung konnte von
im Mittel 6.7% auf im Mittel 5.6% verbessert werden. Zudem lagen die Ener-
gieauflösungen enger beieinander, es gab keine groben Ausreißer mehr. Die an-
gestrebte Auflösung von 4.1% konnte allerdings nicht erreicht werden. Dies hat
mehrere Ursachen: Da die einzelnen Kalorimetermodule ohne Halterung über-
einandergeschichtet wurden, entstehen Lücken zwischen den einzelnen Modulen.
Lücken aber vermindern die Energieauflösung beträchtlich. Die Bleifluoridkristal-
le waren seit Frühjahr 1998 bei mehreren Strahlzeiten im Einsatz und waren dabei
über viele Stunden hohen Raten ausgesetzt. Es haben sich Strahlenschäden aus-
gebildet, die zu einer Beeinträchtigung der Energieauflösung führten.

7.5.3 Kalibration mit Peak-Detektion

Die Kalibration wurde an der 7x7-Anordnung auch mit der Peak-Detektion er-
probt. In drei Iterationen konnte wieder eine Kalibrierung erreicht werden. Es

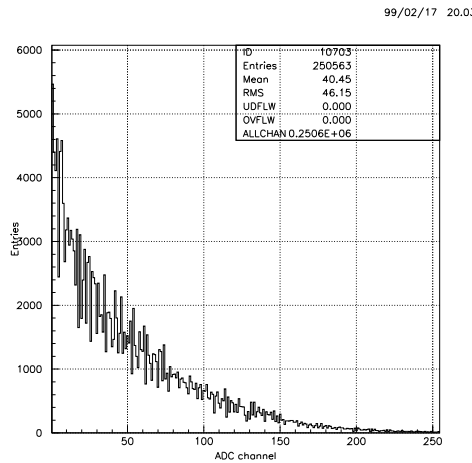


Abbildung 38: ADC-Spektrum eines Kalorimeter-Randmoduls. Der elastische Peak konnte hier nicht gefunden werden. In Zukunft sollen Kanten- und Peak-Detektion verbunden werden, um auch in einem solchen Fall Information über die Signalstärke zu erhalten.

traten allerdings Schwierigkeiten auf: Die Peak-Detektion war nur in etwa 94 %
der Fälle erfolgreich; wie oben erwähnt, ist eine Quote nahezu von 100 % notwen-
dig. Bei einigen Spektren gelang das automatische Finden der elastischen Linie
wiederholt nicht. Dies ist ein prinzipielles Problem, das insbesondere die Rand-
module betrifft. Hier ist die elastische Linie ohnehin nicht so stark ausgeprägt wie
bei Mittenmodulen. Sind die Module zusätzlich nicht gut abgeglichen, verwischt

sich der elastische Peak bis zur Unkenntlichkeit. Als Beispiel ist ein solches ADC-Spektrum in Abb. 38 zu sehen.

Als beste Lösung bietet sich an, in Zukunft die Verfahren zur Kanten- und Peak-Detektion zu verbinden.

7.5.4 Test des Kalibrationsverfahrens nach weiteren Verbesserungen

Nachdem der Kantenbestimmungsalgorithmus verbessert wurde und das gesamte Kalibrationsverfahren vollautomatisiert wurde, konnte es nochmals getestet werden. Es standen 6x7 Kalorimetermodule zur Verfügung, gemessen wurde am Wasserstofftarget bei $10\mu A$ unpolarisiertem Strahlstrom. Der Verlauf einer Kalibration ist in Abb. 39 dargestellt. Ein Modul wurde wieder am oberen Hochspannungslimit betrieben und konnte die angestrebte Kalibrationskonstante nicht erreichen. Ansonsten wurde die angestrebte Kalibration drei Iterationen sicher erreicht. Im Verlaufe dieser Strahlzeit wurden ungefähr 6000 ADC-Histogramme

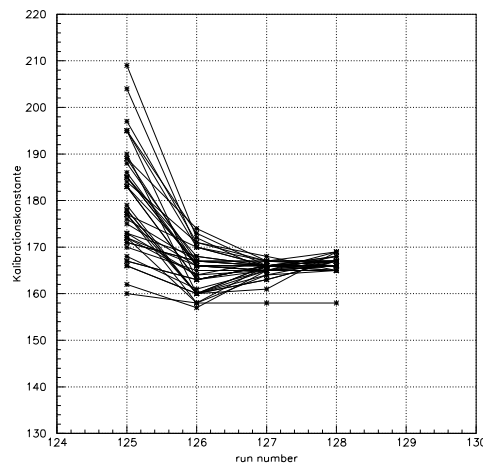


Abbildung 39: Zeitliche Entwicklung der Kalibrationskonstanten über 4 Durchläufe. Nach drei Iterationen ist eine gute Abgleichung der Module erreicht.

auf Kanten untersucht. Die Kantenbestimmung war dabei ohne Ausnahme jedesmal erfolgreich. Die angestrebte Bestimmungsquote von 100 % konnte also erreicht werden, der Algorithmus arbeitet zuverlässig. In den Abb. 41 und 40 ist der komplette Satz von den 6×7 ADC-Spektren vor bzw. nach Kalibration dargestellt. Die unterschiedlichen Eintragszahlen resultieren aus unterschiedlichem Strahlstrom und unterschiedlicher Meßdauer. Man erkennt, daß sich durch Kalibration die elastische Linie deutlicher herausbildet.

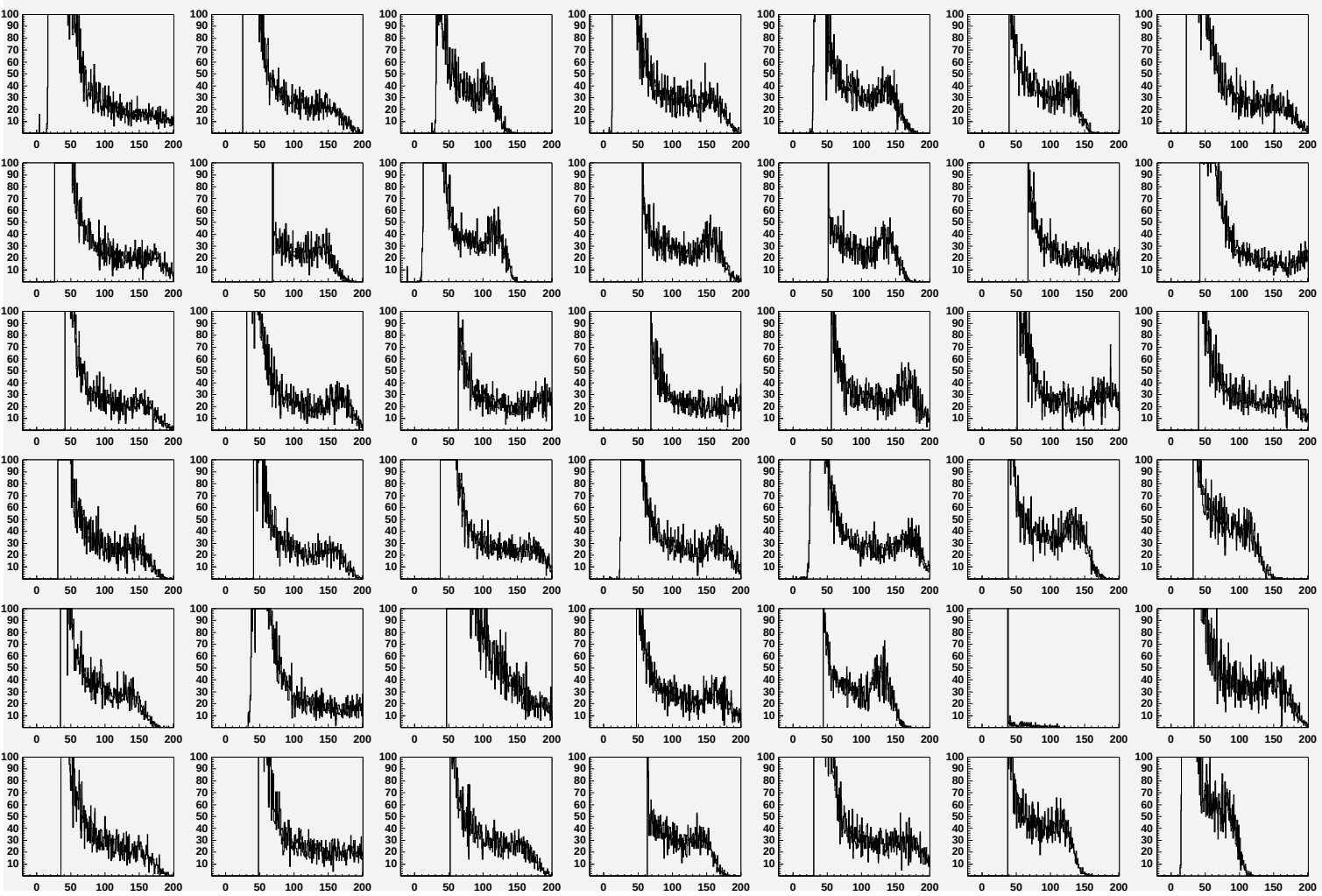


Abbildung 40: Kompletter Satz von ADC-Spektren vor Kalibration.

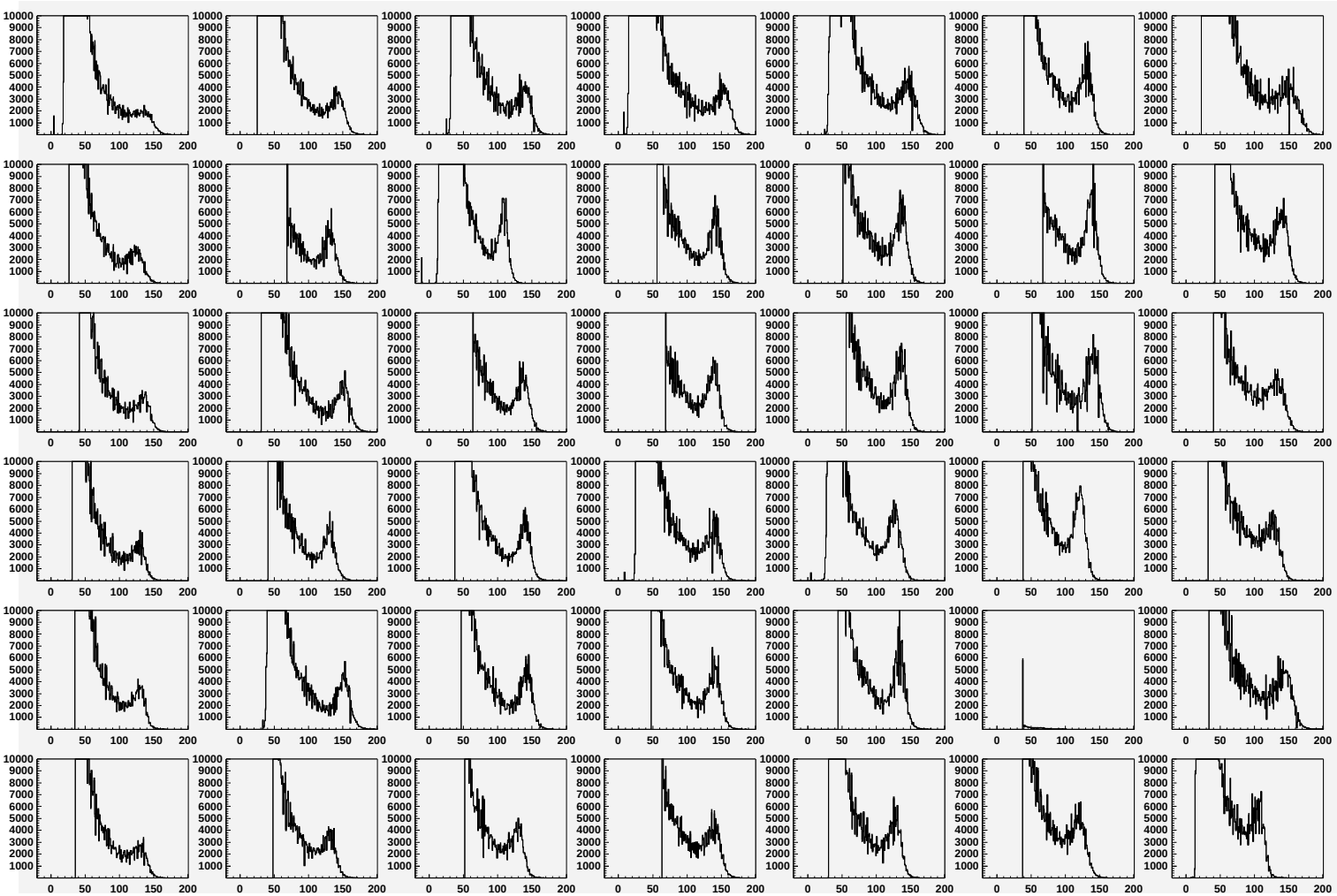


Abbildung 41: Kompletter Satz von ADC-Spektren nach Kalibration.

7.6 Stabilität des Kalibrationszustandes

Der Kalibrationszustand hängt nicht nur von den an den Photomultipliern anliegenden Hochspannungen ab, sondern auch von vielen äußeren Parametern, wie z. B. Strahlstrom oder Temperatur. Auch die Vorgeschichte der Photomultiplier spielt eine Rolle: Eine Stabilisierung erfolgt mit einer Zeitkonstanten im Bereich mehrerer Stunden. Trotz gleichbleibender Hochspannungen ändert sich also der Kalibrationszustand.

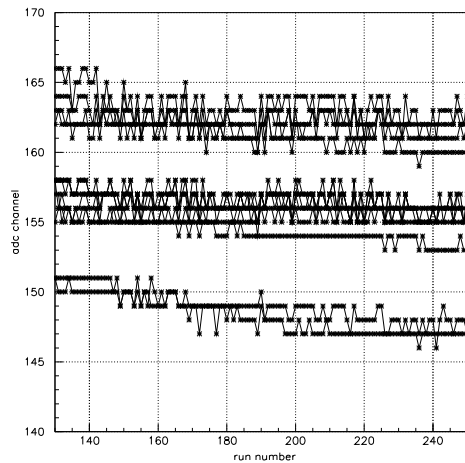


Abbildung 42: Zeitliche Entwicklung der Summen-Peaklage einiger Kalorimetermodule. Die etwa 120 Datennahmen entsprechen einer Zeitspanne von ca. 6 Stunden. Gut zu erkennen ist, daß es drei unterschiedliche Klassen von Kalorimetermodulen gibt: Solche mit Mittenlage, d. h. mit acht Nachbarn, solche mit Randlage, d. h. mit fünf Nachbarn, und solche mit Ecklage, d. h. nur mit drei Nachbarn. Die Summensignale liegen entsprechend niedriger, wenn Nachbarn nicht zur Summation beitragen.

Hat man eine Kalibrierung durchgeführt, so ist von Interesse, in welchem Zeitraum eine Neukalibration erforderlich ist. Um dies zu untersuchen, wurden in einem Zeitraum von etwa 6 Stunden etwa 120 Datensätze aufgenommen, wobei die an den Photomultipliern angelegten Hochspannungen nicht verändert wurden. Indem man in den Summenspektren der einzelnen Kalorimetermodule die Lage der hochenergetischen Kanten bestimmt und Nullpunkts- sowie Empfindlichkeitskorrekturen vornimmt, erhält man die Information, welche Summenpeaklage jede 3x3-Anordnung zu diesem Zeitpunkt geliefert hat. Trägt man diese Informationen als Funktion der Datensatznummer auf, so gewinnt man einen Überblick über das zeitliche Verhalten der Summensignale. In Abbildung 42 ist das Ergebnis beispielhaft für 12 Kalorimetermodule dargestellt. Vor der Kalibration war das Kalorimeter bereits seit etwa 12 Stunden in Betrieb.

Um einen Überblick über alle Module zu erhalten, wurde pro Datensatz jeweils

über alle Mitten-, Rand- und Eckmodule gemittelt. Die Mittelwerte sind in Abb. 43 zu sehen. Es ist eine leichte Abnahme der Signalstärke in dem Zeitraum von sechs Stunden zu beobachten.

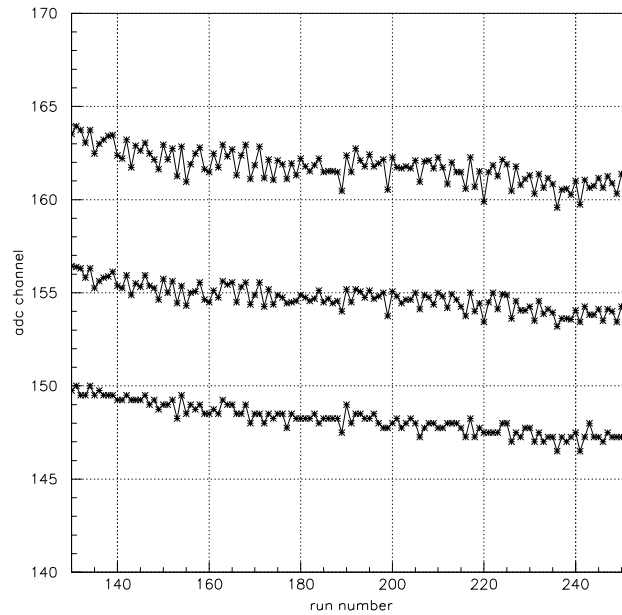


Abbildung 43: Zeitliche Entwicklung der Signalstärken jeweils gemittelt über die Mitten-, Rand und Eckmodule. Es ist eine leichte Abnahme der Signalstärke zu beobachten.

Entscheidend für die Kalibration ist, inwieweit die Module untereinander driften; daher ist in Abb. 44 verzeichnet, wie sich das RMS der Signalstärken der Mittenmodule verhält. Die Zunahme des RMS bedeutet, daß die Module nicht gleichmäßig an Signalstärke verlieren, sondern auch untereinander driften und eine Neukalibration erforderlich wird.

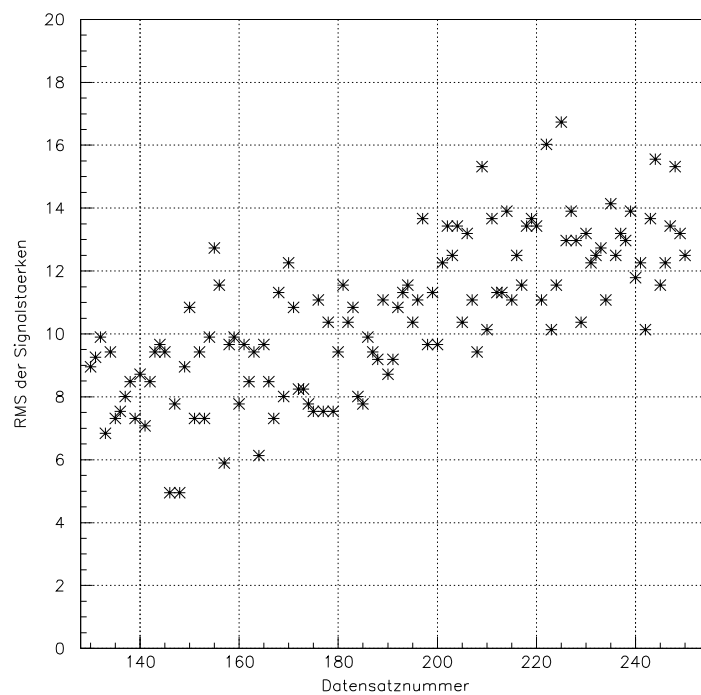


Abbildung 44: Zeitliche Entwicklung des RMS der Signalstärken der Mittenmodule. In dem Zeitraum von etwa 6 Stunden ist eine Zunahme des RMS zu beobachten. Dies bedeutet, daß die Module untereinander driften.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Kalibrationsverfahren für das segmentierte, elektromagnetische PbF_2 -Kalorimeter der A4-Kollaboration entwickelt. Dieses besteht aus 1022 Bleifluorid-Kristallen und detektiert die gestreuten Elektronen in dem Winkelbereich von $(35 \pm 5)^\circ$. Aus jeweils neun benachbarten Modulen des Kalorimeters wird ein Summensignal gebildet und dieses histogrammiert; auf diese Weise wird mindestens 95 % der Energie eines Ereignisses auch diesem zugeordnet.

Eine besondere Schwierigkeit lag darin, daß der Kalibrationszustand jedes einzelnen Moduls bekannt sein muß, um eine Kalibrierung durchführen zu können. Die Auslese-Elektronik liefert nur Summenspektren, Informationen über die Einzelsignale der Photomultiplier sind nicht direkt zugänglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, anhand der Summenspektren des hoch vernetzten Kalorimeters die Einzelkanäle zu kalibrieren. Zur Beschreibung der Signalsummierung wurde ein Matrizenformalismus entwickelt, der jeden denkbaren Vernetzungszustand des Kalorimeters verarbeiten kann. Durch Matrizeninversionen konnten so die Einzelsignale aus den Summensignalen rekonstruiert werden. Der Vorteil an diesem Vorgehen ist, daß keine speziellen Kalibrationsläufe notwendig sind. Zudem können Bauteile bei der Elektronik eingespart werden, weil kein spezieller Kalibrationsmodus notwendig ist.

Die Verteilung der deponierten Energie eines elektromagnetischen Schauers führt dazu, daß die einzelnen Module einer 3×3 -Anordnung in verschiedener Weise (Zentral-, Nachbar-, Diagonalmodul) zum Summensignal beitragen. Diese Anteile wurden zum einen aus parametrisierten Schauerprofilen berechnet, zum anderen mit einem speziellen Verfahren experimentell am Strahl bestimmt. Aus den gemessenen Parametern geht hervor, daß das zentrale Modul stärker zur Summe beiträgt, als dies nach den Berechnungen zu erwarten wäre. Dies läßt sich auf eine Verminderung der effektiven, sensitiven Kristallfrontfläche auf etwa 70 % der realen Frontfläche zurückführen.

Um die Signale aller Module vergleichen zu können, wurden zwei Verfahren entwickelt, die den ADC-Kanal finden, der der Energie der elastisch gestreuten Elektronen entspricht: zum einen ein Verfahren, das die Lage der elastischen Linie bestimmt, zum anderen eines, welches die Lage der hochenergetischen Kante bestimmt, oberhalb derer das Energiespektrum abbricht. Der Bestimmung der elastischen Linie ist grundsätzlich der Vorzug zu geben, weil man hier eine eindeutige Zuordnung zwischen ADC-Kanälen und Energie hat. Trotzdem ist auch die Verwendung des Kantenverfahrens notwendig, da die elastische Linie bis zur Unfindbarkeit „ausschmiert“, wenn die Module noch nicht gut aufeinander abgeglichen sind. Daher wurde auch das Verfahren zum Auffinden der hochenergetischen Kante umgesetzt. Dieses konnte bis zu einer Zuverlässigkeit von 100 % optimiert werden. Diese Zuverlässigkeit ist unerlässlich, da das Verfahren wegen

der großen Zahl der Kalorimetermodule automatisch abläuft.

Die ADC-Werte der verschiedenen Module müssen auf Nullpunkt und Empfindlichkeit des jeweiligen Elektronikkanals korrigiert werden. Beide Größen wurden für alle 49 Module des Testkalorimeters vermessen.

Die Abgleichung der Kalorimetermodule erfolgt über die Regelung der an den Photomultipliern anliegenden Hochspannung. Es wurde ein Programm entwickelt, das eine Netzwerkverbindung vom Rechner im Meßraum zum Hochspannungsgerät in der Experimentierhalle aufbaut und so ferngesteuert die Hochspannungen aller Module regeln kann. Es wurden die Kennlinien mehrerer Photomultiplier vermessen; alle folgen in einem weiten Bereich einer Potenzfunktion der Form $Q = \alpha U^\beta$. Die Exponenten β lagen in einem Bereich von 7 ± 0.5 . Es wurde gezeigt, daß man zur erfolgreichen Kalibration die Exponenten β nur ungefähr kennen muß. Es wurde verifiziert, daß eine iterative Neuberechnung der Spannungen nach zwei bis drei Iterationen konvergiert.

Schließlich konnte die Kalibration im Summationsmodus an 48 Kalorimetermodulen getestet werden. Innerhalb von wenigen Durchgängen konvergierte das Verfahren. Die Energieauflösung verbesserte sich durch die Kalibration im Mittel von 6.7 % auf 5.6 %. Das Verfahren wurde für 48 Kanäle erfolgreich getestet. Die Erweiterung auf 1022 Kalorimetermodule ist durch Verändern von Parametern im Matrizenformalismus leicht zu bewerkstelligen.

Für die zukünftige Realisierung sollten die Nullpunkte und Empfindlichkeiten der Elektronikkanäle möglichst genau vermessen werden, da Ungenauigkeiten bei ihrer Vermessung die Genauigkeiten limitieren, mit denen die Kalibrationskonstanten bestimmt werden können. Ebenso wird die Verwendung von Halb-Prozent-Widerständen in den Eingangsverstärkern der Elektronik eine genauere Bestimmung des Kalibrationszustandes ermöglichen. Weiterhin hängt die Genauigkeit der Kalibration von der Genauigkeit ab, mit der in den ADC-Spektren die Kanten bzw. Peaks gefunden werden. Das Kantenverfahren arbeitet mit hoher Zuverlässigkeit, im Vergleich zum Peak-Verfahren ist die Zuordnung ADC-Kanal $\Leftrightarrow$ Energie allerdings nicht so präzise, weil sich in die höherenergetische Flanke der elastischen Linie nicht erkannte „pile up“-Ereignisse mischen. Für die zukünftige Realisierung erscheint es als beste Lösung, beide Verfahren zu kombinieren. Man kann so die höhere Genauigkeit in der Bestimmung der elastischen Linie mit der größeren Zuverlässigkeit beim Auffinden der Kante kombinieren.

Abbildungsverzeichnis

1	Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch	4
2	$F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle	6
3	Schematischer Aufbau des A4-Experiments	8
4	GEANT-Simulation der transversalen Schauerverteilung in PbF_2 für 855 MeV-Elektronen	13
5	Längsschnitt durch Streukammer und Detektor	15
6	Kennlinie Photomultiplier	16
7	Kennlinie Photomultiplier	17
8	Logisches Verknüpfungsmuster der in der Elektronik	18
9	Beispiel eines ADC-Spektrums der Auslese-Elektronik	19
10	Anteile von Zentral-, Nachbar- und Diagonalkristallen am Ener- giesignal	21
11	Logische Struktur des Detektors im Endausbau	23
12	Ausschnitt aus einem ADC-Spektrum im Bereich der elastischen Linie	28
13	Gaußfilter angewandt auf ein ADC-Spektrum	29
14	Medianfilter angewandt auf ein ADC-Spektrum	30
15	Ableitung des geglätteten ADC-Spektrums	30
16	Geglättete 1. Ableitung und 2. Ableitung eines ADC-Spektrums .	31
17	Logarithmiertes ADC-Spektrums vor und nach Medianfilter . . .	31
18	1. Ableitung ungeglättet und geglättet	32
19	Zweite und dritte Ableitungen des ADC-Spektrums	32
20	ADC-Spektren mit variabel abgeschwächten Pulsen	34
21	Anpassung einer Geraden zur Bestimmung von Nullpunkt und Empfindlichkeit der Analogkarte	35
22	Verteilung der Nullpunkte von 49 Analogkarten	35
23	Verteilung der Steigungen von 49 Analogkarten	36
24	Funktionsweise der HV-Steuerung	40
25	Schematische Darstellung des Kalibrationssystems	43
26	Muster zum Umgehen des Summationsmodus	44
27	ADC-Einzel-Spektrum bei verschiedenen Hochspannungen	45
28	ADC-Lage der hochenergetischen Kanten vor und nach Kalibrie- rung, nullpunkts- und steigungskorrigiert	47
29	ADC-Spektren zur Bestimmung der Verteilungsparameter	48
30	Kalibrationsentwicklung für eine 3x3-Anordnung von Detektormo- dulen	51
31	Verbesserung der Energieauflösung durch Kalibration	54
32	Der Kalibrationszustand der 48 Module vor Beginn der Kalibration	55
33	Zeitliche Entwicklung der Kalibrationskonstanten über 10 Durchläufe.	55
34	Der Kalibrationszustand der 48 Module nach Kalibration	56
35	Verlauf der Hochspannungen während der Kalibrationsläufe . . .	57

36	Differenz der kalibrierten Hochspannungen zu denen aus Orsay vorgegeben Hochspannungen	57
37	Vergleich der Energieauflösungen vor und nach Kalibration von 7x7 Modulen	58
38	ADC-Spektrum eines Kalorimeter-Randmoduls	59
39	Zeitliche Entwicklung der Kalibrationskonstanten über 4 Durchläufe.	60
40	Kompletter Satz von ADC-Spektren vor Kalibration	61
41	Kompletter Satz von ADC-Spektren nach Kalibration	62
42	Zeitliche Entwicklung der Summen-Peaklage einiger Kalorimetermodule	63
43	Zeitliche Entwicklung der Signalstärken jeweils gemittelt über die Mitten-, Rand und Eckmodule	64
44	Zeitliche Entwicklung des RMS der Signalstärken der Mittenmodule	65

Tabellenverzeichnis

1	Transversale Energiedeposition	12
2	Daten zur Berechnung der Strahlungslänge X_0 von Bleifluorid . .	12
3	Parameter β der Kennlinie für einige Photomultiplier	16
4	Numerisch berechnete Anteile an der Energiedeposition	22
5	Parameter β_i der Verstärkungskennlinie für einige Photomultiplier, am Strahl vermessen	46
6	Verteilungsparameter, bestimmt aus einzelnen 3x3-Anordnungen .	49
7	Photomultiplier-Pulse der neun Detektormodule nach Kalibrierung	52
8	Pulshöhen der neun Detektormodule, bestimmt mit einem analo- gen Oszilloskop	53

Literatur

- [And90] D.F.Anderson: *Lead Fluoride: An Ultra-Compact Cherenkov-Radiator For EM Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A364, S.307-310, 1995
- [Bec91] D.H.Beck: *Measurement of the Flavour Singlet Charge Form Factor of the Proton, G_E^0* , CEBAF Proposal Number PR-91-017, 1991
- [Bei96] E.J.Beise, et al.: *SAMPLE: Parity Violating Electron Scattering From Hydrogen And Deuterium*, Preprint, 1996
- [Bia89] E.Bianchi: *Transverse Profile Of Electron Showers In A Lead-Glass Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A279(1989), 473
- [Bug98] P. Bugner: *Untersuchungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion in homogenen EM-Kalorimetern*, Diplomarbeit, Mainz 1998
- [Che89] P. Checchia: *Performance of the forward electromagnetic calorimeter (FEMC) for the end caps of the DELPHI detector*, Nucl. Instr. and Meth. A275(1989), 45
- [Fra95] H. Frauenfelder, E. M. Henley *Teilchen und Kerne : subatomare Physik*, 3. Aufl. - München -[u.a.] - : Oldenbourg, 1995.
- [Gea] GEANT: *CERN-Software zur Detektorsimulation* , Version 3.21
- [Gri96] K. Grimm: *Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*, Diplomarbeit, Mainz 1996
- [Hei95] E.Heinen-Konschak: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*, Dissertation, Mainz, 1995
- [JB97] Institut für Kernphysik: *Jahresbericht 1996-1997*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998
- [Jäh89] Bernd Jähne: *Digitale Bildverarbeitung* Springer Verlag, 1989
- [Jel58] J. V. Jelley: *Cherenkov Radiation and its applications*, Pergamon Press 1958
- [Kno89] G.F.Knoll: *Radiation Detection And Measurement*, second edition, Wiley, 1989
- [Koe98] S.Köbis: *Entwicklung eines Triggersystems zur Selektion elastischer Elektronenstreuereignisse in einem schnellen Kalorimeter*, Dissertation, Mainz 1998

- [Kot99] R. Kothe *Aufbau einer Testelektronik für das A4-Experiment*, Diplomarbeit in Vorbereitung, Mainz 1999
- [Leo87] W.R.Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
- [Mus94] M. J. Musolf, et al.: *Intermediate-Energy Semileptonic Probes Of The Hadronic Neutral Current*, Physics Reports 239, S. 1-178, 1994
- [Nov93] V. A. Novikov, et al.: *On the electroweak one=loop corrections*, Nucl. Phys. B 397, S. 35, 1993
- [PhD] Datenblatt Philips XP2900
- [PhR94] Physical Review D, Particles and Fields, 1994
- [PhJ98] The European Physical Journal C, Review of Particle Physics, 1998
- [SB97] M. Sikora, S. Baunack: *Konfektionierung von 1078 laufzeitabgeglichenen Signalkabeln für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*, internes Papier, Mainz 1997
- [Sou93] P.Souder: *Parity Violation in Elastic Scattering from the Proton and ^4He* , CEBAF Proposal Number PR-91-010, 1991

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

Mainz, den 2. März 1999

Sebastian Baunack

Danksagung

Prof. Dr. D. v. Harrach möchte ich für die Aufgabenstellung danken und dafür, daß er mir die Mitarbeit an diesem spannenden und ambitionierten Experiment ermöglichte.

Bei Frank Maas möchte ich mich bedanken ich für das stete Interesse am Fortgang der Arbeit, für die vielen guten Ratschläge und die Unterstützung das ganze lange Jahr hinweg.

Mein Dank gilt allen Mitgliedern der AG v. Harrach; Klaus für seine stete Hilfsbereitschaft, Simon für so manche Starthilfe, Thorsten für seine aufmunternden Worte, die mich stets zum Weiterarbeiten motivierten, Amilcar, Christoph, Eva, Holger, Jürgen, Patrick A., Patrick B., Rainer und Wolfgang für das nette Klima in der Gruppe.

Danken möchte ich auch meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten, sowie meinen Geschwistern, Freunden und Mitbewohner(innen) für ihre geistig-moralische Unterstützung.