

Untersuchungen zur
Echtzeit-Ortsrekonstruktion
in homogenen EM-Kalorimetern

Diplomarbeit
von
Patrick Bugner

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
1. Dezember 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das A4-Experiment	5
2.1	Wissenschaftliches Programm des A4-Experiments	5
2.2	Experimentelles Konzept	8
3	Energieverlust von Teilchen in Materie	10
3.1	Elektromagnetische Schauerbildung	11
3.2	Schauerprofil	12
4	Energiemessung mit dem A4-Kalorimeter	14
4.1	Das Kalorimeter	14
4.2	Die Trigger- und Ausleseelektronik	16
4.3	Energieauflösung	18
5	Experimenteller Aufbau	20
5.1	Testkalorimeter	20
5.2	Datenaufnahmesystem	21
5.3	Meßmethode	23
6	Digitale „Offline“-Ortsrekonstruktion	26
6.1	Algorithmen	26
6.2	Ortsauflösung	30
6.3	Effizienz für die Unterdrückung der Randbereiche	34
6.4	Ergebnisse	37
7	Analoge „Online“-Ortsrekonstruktion	43
7.1	Diode als Bauelement mit logarithmischer Kennlinie	44
7.2	Design und Simulation	46
7.3	Elektronische Realisierung	49
7.4	Datenaufnahmesystem	53
7.5	Ergebnisse	55
8	Zusammenfassung und Ausblick	69

1 Einleitung

Im Rahmen der 1991 gegründeten Kollaboration A4 ist am Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) derzeit ein Experiment im Aufbau, das die paritätsverletzende Asymmetrie in der Elektronenstreuung am Proton messen will, um die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen.

Im Quark-Parton-Modell tragen Gluonen und See-Quarks wesentlich zur Struktur des Nukleons bei. Dabei werden die Beiträge der Quarkflavours zu den Nukleonenformfaktoren als räumliche Verteilungen interpretiert. Zwar trägt das Proton netto keine Strangeness ($S = 0$), aber im „See“ können virtuelle $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Räumlich verschiedene s - und $\bar{s}$ -Verteilungen der See-Quarks hätten dann nicht verschwindende Beiträge zu den Formfaktoren zur Folge.

Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Dieses hat zwar keine Nettoladung ($Z = 0$), jedoch weist es einen elektrischen Ladungsradius und ein magnetisches Moment auf, hervorgerufen durch räumlich verschiedene Verteilungen von positiven und negativen Ladungen.

Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Zählrate der elastischen Streuung von rechts- und linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff.

Die Energie und der Winkel der elastisch gestreuten Elektronen werden mit einem segmentierten, elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. Um elastische Streuereignisse von Untergrundprozessen zu trennen, ist eine hohe Energieauflösung erforderlich. Spalte zwischen den einzelnen Kalorimetermodulen führen zu Leckage und damit zu einem Verlust an Energieauflösung.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Verfahren untersucht, die es ermöglichen Eintrefforte auf dem Kalorimeter zu rekonstruieren und damit eine Verschlechterung in der Energieauflösung zu beseitigen. Die Ortsbestimmung wurde mit zwei grundlegend verschiedenen Methoden untersucht. Die digitale „Offline“-Ortsrekonstruktion, benutzt bereits ereignisbezogen archivierte Daten. Die Ortsbestimmung geschieht durch die Analyse dieser Daten. Im Gegensatz dazu steht die analoge „Online“-Ortsrekonstruktion in Echtzeit. Dazu wurde eine analoge, elektronische Schaltung entwickelt, aufgebaut und am Elektronenstrahl von MAMI getestet.

Kapitel 2 motiviert die physikalische Fragestellung und beschreibt das experimentelle Konzept des A4-Experiments.

Die Ortsbestimmung beruht auf der elektromagnetischen Schauerentwicklung in den Kalorimetermodulen. Die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse, die zur Ausbildung eines solchen Schauers führen, werden in Kapitel 3 erläutert.

Kapitel 4 beschreibt die Energiemessung mit dem A4-Kalorimeter. Die für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften der bereits vorhandenen Trigger- und Ausleseelektronik werden zusammengefaßt. Weiterhin wird dargestellt, wie sich die

Energieauflösung durch die bereits angesprochenen Lücken zwischen den Kalorimetermodulen verschlechtert.

Der experimentelle Aufbau, wie er im Rahmen dieser Arbeit für Messungen am Elektronenstrahl von MAMI benutzt wurde, sowie die Meßmethode werden in Kapitel 5 erläutert.

In Kapitel 6 wird die Ortsrekonstruktion durch Analyse von bereits archivierten Daten dargestellt. Es wird ein Gütemaß entwickelt, welches eine Beurteilung der Effizienz in der Unterdrückung der auflösungsverschlechternden Bereiche der Kalorimetermodule erlaubt.

Schließlich beschäftigt sich Kapitel 7 mit der analogen Echtzeit-Ortsbestimmung. Die Funktionsweise der entwickelten Schaltung wird erläutert und die bei den Messungen am Elektronenstrahl gewonnenen Ergebnisse werden vorgestellt und diskutiert.

2 Das A4-Experiment

2.1 Wissenschaftliches Programm des A4-Experiments

Im A4-Experiment soll der Strange-Quark-Beitrag zu den Formfaktoren des Nukleons mittels paritätsverletzender elastischer Elektron-Proton-Streuung vermessen werden.

In der elastischen Streuung $p(\vec{e}, e')p$ kann ein Elektron nicht nur elektromagnetisch durch γ -Austausch mit dem Proton wechselwirken, sondern stets auch schwach durch den Austausch eines Z^0 -Bosons. Der Wirkungsquerschnitt für den Ein-Boson-Austausch (= „tree level“) läßt sich symbolhaft durch das Amplitudenquadrat der in Abb. 1 dargestellten Feynman-Graphen ausdrücken.

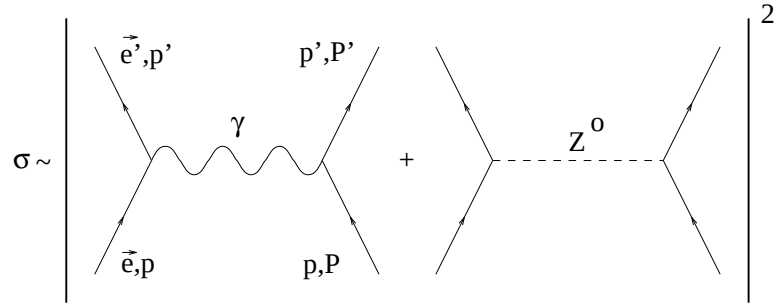


Abbildung 1: Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch

Dominiert wird der Wirkungsquerschnitt durch den paritätserhaltenden γ -Austausch, da die große Masse des Z^0 -Bosons von 91 GeV eine Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum γ -Austausch bewirkt. Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt ist deshalb nicht direkt meßbar. Jedoch tritt im Wirkungsquerschnitt ein Interferenzterm zwischen dem γ - und Z^0 -Austausch auf, der den führenden Term des Z_0 -Bosons zur Streuamplitude darstellt.

Beim Z^0 beträgt die Vektorkopplung an den leptonischen Strom $(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sim 0.07$ und ist somit unterdrückt. Die Axialvektorkopplung hingegen verletzt die Parität und liegt um Größenordnungen über der Vektorkopplung. Paritätsverletzung bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Händigkeit 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.

Der Impuls eines Elektrons ist ein polarer Vektor, der unter Anwendung des Paritätsoperators sein Vorzeichen ändert. Dagegen ist der Spin des Elektrons ein axialer Vektor, der sein Vorzeichen unter Anwendung des Paritätsoperators wegen der Drehinvarianz nicht ändert. Um das Experiment und sein Spiegelbild durchzuführen, muß nur der longitudinale Spin des Elektrons umgeklappt werden. Mit $\sigma_{tot}^{\pm} = \sigma_0 + d\sigma^{\pm}$ setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus einem helizitätsunabhängigen Anteil σ_0 und einem paritätsverletzenden Anteil $d\sigma^{\pm}$ zusammen. Dabei bedeutet der Index $+$ den Fall, daß der Spin und Impuls des Elektrons parallel sind, bzw. der Index $-$ den antiparallelen Fall. Die Asymmetrie dieser Wirkungsquerschnitte ist die Meßgröße des Experiments. Man definiert die Asymmetrie A :

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

Im Falle verschwindender Beiträge der Strangeness kann diese Asymmetrie im Rahmen des Standardmodells berechnet werden (A_0). Die Kenntnis der elektromagnetischen Formfaktoren der Nukleonen (G_E und G_M) und des axialen Formfaktors (G_A) aus dem Betazerfall des Neutrons ist dabei Voraussetzung. Ebenfalls wird exakte Isospinsymmetrie zwischen Neutron und Proton angenommen. Der Einfluß der Strange-Quarks kann durch die Strangeness-Formfaktoren des Protons $F_{1,2}^s$ und G_A^s als Korrektur zu A_0 ausgedrückt werden [Mus94]:

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

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

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \Theta/2$$

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

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

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

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

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

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

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

$$\alpha : \text{ Feinstrukturkonstante.}$$

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 Niederenergieexperimenten auf dem „tree Level“ 0.212 [Nov93]. Durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln Θ , aber bei konstanten Q^2 ist im Prinzip eine Bestimmung der verschiedenen Formfaktoren durch eine Rosenbluthseparation möglich. Unter Vorwärtswinkeln und bei kleinen Impulsüberträgen ist wegen $\tau \ll \epsilon$ der Formfaktor F_1^s dominierend. Dagegen ist man bei Rückwärtstreuwinkeln sensitiv auf den Formfaktor F_2^s . Vorhersagen über die Strangeness-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ des Nukleons wurden im Rahmen verschiedener Modelle gemacht.

Eine Übersicht von Modellvorhersagen für die bisher experimentell nicht bekannten 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,

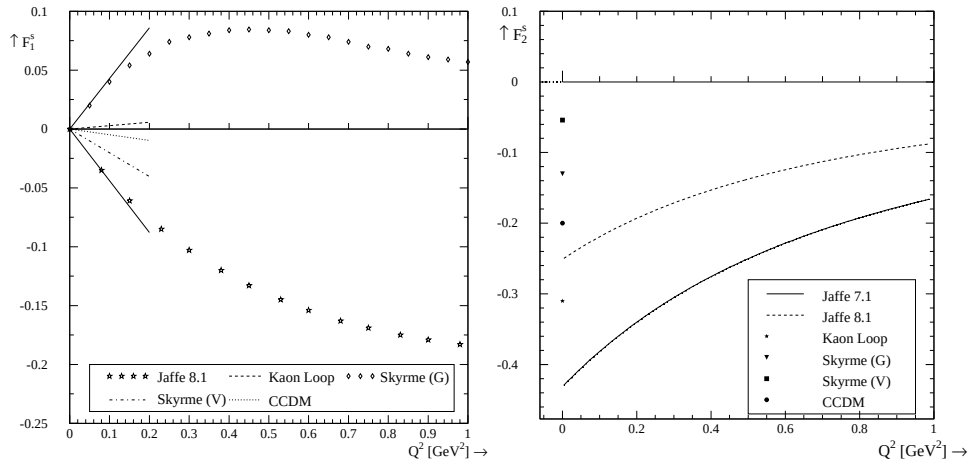


Abbildung 2: $F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle [Hei95]. Für das neue Mainzer Paritätsexperiment ist bei dem optimalen Q^2 von 0.227 GeV^2 eine Empfindlichkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 * F_2^s) = 0.02$ zu erwarten

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 Asymmetrie von elastisch an unpolarisierten Protonen gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen unter einem Vorwärtstreuwinkel von $\theta=(35 \pm 5)^\circ$:

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

Im Rahmen einer Doktorarbeit [Hei95] wurde die optimale Kinematik und Detektorgeometrie für das geplante A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) bestimmt. Es wurden verschiedene Grundkonzepte zum Nachweis der elastisch gestreuten Elektronen auf Durchführbarkeit und Effizienz untersucht.

Bei der ausgewählten Kinematik liegt der Impulsübertrag bei $Q^2=0.227 \text{ GeV}^2$. Die erwartete Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge beträgt $8 \cdot 10^{-6}$. Es wird eine Genauigkeit von 5 % ($4 \cdot 10^{-7}$) mit 3 % statistischem Fehler und 4 % systematischer Unsicherheit angestrebt. Dies soll durch den Nachweis von 10^{14} elastisch gestreuten Elektronen erreicht werden. 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. Es wurde eine spezielle mechanische Halterung entwickelt, um die Lücken zwischen den einzelnen Kristallen zu minimieren.

Bei der hohen angestrebten 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 eine zehnmal höhere Untergrundrate 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.

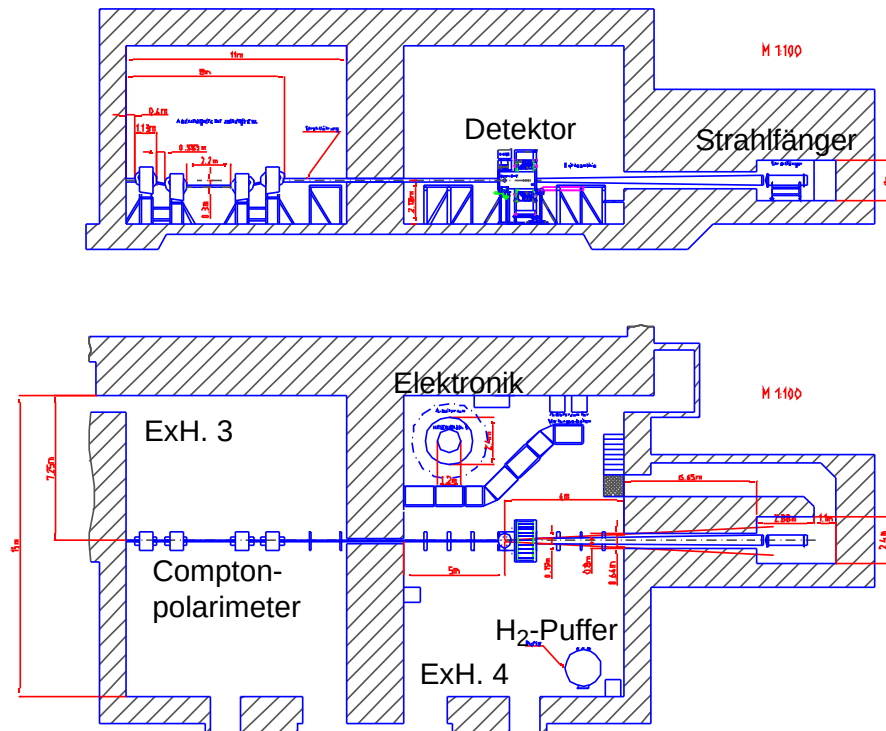


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des A4-Experiments [JB97]. Der Strahl tritt von links in die Experimentierhalle 3 ein. Das Compton-Polarimeter vermißt die Polarisierung zerstörungsfrei. In der Halle 4 trifft der Strahl auf das Wasserstoff-Target. Die gestreuten Teilchen werden im Detektor nachgewiesen. Die Trigger- und Ausleseelektronik befindet sich hinter einer Betonwand nahe beim Experiment.

Für das Verständnis und die Korrektur der systematischen Unsicherheit ist während des Experiments eine Messung von allen Größen erforderlich, die im Falle einer Korrelation mit der Polarisationsumschaltung eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie vortäuschen können. Hierzu werden Polarisation, Strahlstrom und Targetdichte während der gesamten Meßzeit gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht.

3 Energieverlust von Teilchen in Materie

Im A4-Experiment werden hochenergetische, an Wasserstoff elastisch gestreute Elektronen nachgewiesen. Das verwendete Kalorimeter (siehe Kapitel 4.1) absorbiert die Energie der Elektronen nahezu vollständig. Im folgenden werden die vier im A4-Kalorimeter wichtigen Prozesse, bei denen ein Teilchen Energie im Kalorimeter deponiert, kurz zusammengefaßt.

- Energieverlust durch Ionisation und Anregung
- Energieverlust durch Bremsstrahlung
- Energieverlust durch Paarbildung
- Energieverlust durch Cherenkovstrahlung

Der Energieverlust des zuerst genannten Prozesses wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Dabei muß zwischen schweren und leichten Teilchen unterschieden werden, da letztere bei jedem Stoß eine relativ große Impulsänderung bezüglich Richtung und Betrag erfahren. Die Bethe-Bloch-Formel für Elektronen lautet dann ([Leo87]):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = -2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{\beta^2 A} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{Z}{C} \right], \quad (4)$$

mit $F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2}$.

Dabei sind N_A die Avogadro-Konstante, r_e der klassische Elektronenradius, $m_e c^2$ die Elektronenmasse in MeV, Z , A , I , ρ die Ordnungszahl, Massenzahl, mittleres Ionisationspotential und Dichte des absorbierenden Materials, $\beta = v/c$, τ die kinetische Energie des Elektrons in Einheiten von $m_e c^2$, δ die Dichtekorrektur und C die Schalen-Korrektur.

Hochenergetische Elektronen und Positronen werden aufgrund ihrer geringen Masse im elektrischen Feld des Kerns abgelenkt. Dabei entsteht ein Energieverlust durch Bremsstrahlung [Kle84]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = -4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E \ln(183/Z^{1/3}). \quad (5)$$

Die abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen unterliegen wiederum Wechselwirkungsprozessen. Der Wirkungsquerschnitt für e^+e^- -Paarbildung überwiegt bei hohen Energien die Wirkungsquerschnitte für den Photoeffekt und den Comptoneffekt. Das ist auch die Grundlage für die elektromagnetische Schauerbildung, die eine Energiemessung in einem relativ kleinen Volumen erst ermöglicht und in Kapitel 3.1 beschrieben wird.

Bewegt sich ein Teilchen in einem transparenten Medium mit einer Geschwindigkeit v , die größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n in dem Medium mit dem Brechungsindex n ist, so entsteht Cherenkovstrahlung. Aus der Superposition der Huygens'schen Elementarwellen ergibt sich für den Winkel θ_c zwischen dem Wellenausbreitungsvektor der emittierten Strahlung und der Teilchenbahn folgender Zusammenhang ([Jel58]):

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c. \quad (6)$$

Das Cherenkovlicht wird somit auf einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ_c abgestrahlt. Aus Gleichung (6) ergibt sich als Schwellengeschwindigkeit, oberhalb der Cherenkovstrahlung auftritt :

$$\beta > \frac{1}{n} \quad \text{bzw.} \quad v > \frac{c}{n}. \quad (7)$$

Man bezeichnet die zugehörige Mindestenergie als Schwellenenergie, welche vom Brechungsindex des Mediums und von der Ruhemasse des Teilchens abhängt [Kno89]:

$$E_{Schwelle} = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right). \quad (8)$$

Für das im A4-Kalorimeter verwendete Material Bleifluorid mit einem Brechungsindex von 1.8 bei 400 nm, beträgt die Schwellenenergie $E_{Schwelle} \simeq 100\text{keV}$.

Der Energieverlust durch Cherenkovstrahlung ist gegeben durch [Leo87]:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_c = \frac{4\pi e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega, \quad (9)$$

wobei über Frequenzen zu integrieren ist, für die $\beta n(\omega) > 1$ gilt. Dieser Energieverlust ist in der Bethe-Bloch-Formel bereits enthalten. Im Vergleich zu Ionisations- und Bremsstrahlungsverlusten ist der Energieverlust durch Cherenkovstrahlung klein. Für Festkörper beträgt er

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_c \simeq -10^{-3} \text{MeVcm}^2 \text{g}^{-1}. \quad (10)$$

3.1 Elektromagnetische Schauerbildung

Die Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen oder Photonen mit Materie führt über die e^+e^- -Paarbildung und die Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen zur Ausbildung eines Schauers von Photonen, Elektronen und Positronen, der erst dann abbricht, wenn die Teilchen die kritische Energie E_{krit}

erreichen, d.h. wenn der Energieverlust durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung wird:

$$\frac{dE}{dx_{ion}} = \frac{dE}{dx_{brems}}. \quad (11)$$

Für die kritische Energie in Festkörpern und Flüssigkeiten wird in [PhR94] folgende Formel angegeben:

$$E_{krit} = \frac{610 MeV}{Z + 1.24}. \quad (12)$$

Um eine materialunabhängige Beschreibung der Schauerentwicklung zu erhalten, definiert man die Strahlungslänge X_0 als die Schichtdicke eines Materials, nach der die Energie des einfallenden Teilchens durch Bremsstrahlungsverluste auf $1/e$ abgefallen ist.

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx_{brems}} &= -\frac{E}{X_0}, \\ E &= E_0 \exp\left(\frac{-x}{X_0}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

Die Strahlungslänge wird üblicherweise in cm, bzw. die spezifische Strahlungslänge in g/cm² angegeben.

Die transversale Ausbreitung des Schauers läßt sich mit Hilfe des Molièreradius R_M charakterisieren (siehe Abschnitt 3.2) [PhR94]:

$$R_m = E_{scale} \frac{X_0}{E_{krit}}. \quad (14)$$

Dabei ist $E_{scale} = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 \simeq 21 \text{ MeV}$.

3.2 Schauerprofil

Die in dieser Arbeit untersuchten Verfahren zur Ortsbestimmung hängen stark von der Art und Weise ab, wie sich ein Schauer ausbreitet. Man unterscheidet die longitudinale von der transversalen Schauerausbreitung. Der longitudinale Schauer wird im wesentlichen von dem hochenergetischen Teil der Kaskade bestimmt und hängt von der Strahlungslänge X_0 ab. In [PhR94] ist folgende empirische Formel für das longitudinale Schauerprofil angegeben:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} \exp(-\beta t)}{\Gamma(a)}, \quad (15)$$

wobei $t = x/X_0$ die Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge ist und $b \simeq 0.5$. Das Maximum der Energiedeponierung für Schauer, deren Primärteilchen ein Elektron ist, wird erreicht bei

$$t_{max} = (a - 1)/b = \ln\left(\frac{E}{E_{krit} - 0.5}\right). \quad (16)$$

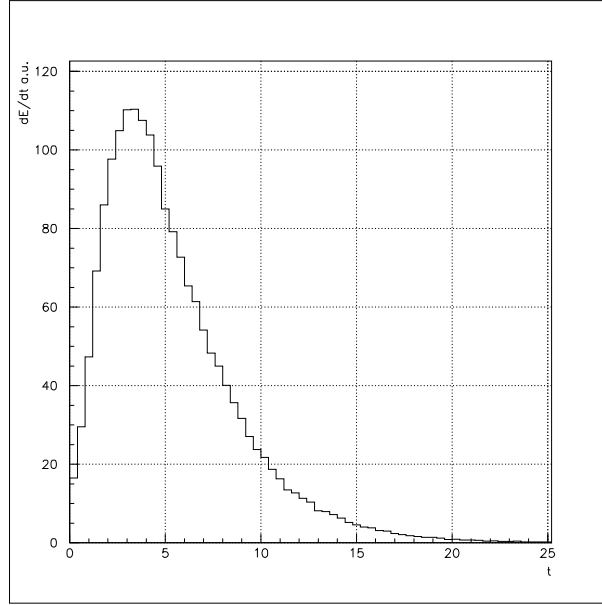


Abbildung 4: GEANT-Simulation des longitudinalen Schauerprofils von PbF_2 für 855 MeV Elektronen. Aufgetragen ist der Energieverlust dE/dt der Elektronen in willkürlichen Einheiten gegen die Eindringtiefe t in Einheiten der Strahlungslänge. Das Maximum liegt bei $t_{max} = 3.4$ und entspricht 31.6 mm.

Eine Parametrisierung dieser Art erhält man aus der Simulation des longitudinalen Schauerprofils. In [Gri96] wurde dies mit Hilfe des Programmes GEANT [Gea] für das im A4-Experiment verwendete Kalorimetermaterial Bleifluorid durchgeführt. In Abb. 4 ist das Ergebnis der GEANT-Simulation dargestellt. Verwendet man die Strahlungslänge $X_0 = 0.93$ cm für Bleifluorid, so liegt das Maximum des longitudinalen Schauerprofils für 855 MeV Elektronen bei einer Eindringtiefe von etwa 3 cm.

Das transversale Schauerprofil kann durch eine radiale Energiedichtefunktion $\rho(r)$ beschrieben werden ([Bia89], [Nel66]). Bezeichnet man mit r den radialen Abstand von der longitudinalen Schauerachse, so ist

$$\rho(r) = a_1 \exp(-r/b_1) + a_2 \exp(-r/b_2). \quad (17)$$

Der erste Term beschreibt den kompakten Schauerkern, der zweite den Verlauf des Profils im Fernbereich. Für SF3 Bleiglas und 20 GeV Elektronen ermittelten [Bia89] die Parameter durch eine Anpassung an experimentelle Daten zu $b_1 = (3.4 \pm 0.1)$ mm, $b_2 = (9.3 \pm 0.3)$ mm, sowie das Verhältnis $a_1/a_2 = 11.9 \pm 0.5$. Im Schauerkern ist also ungefähr zehnmal mehr Energie enthalten als im „Schauerschwanz“. Eine materialunabhängige Beschreibung erhält man mit Hilfe des Molièreradius R_M . In einem Zylinder mit dem Radius R_M sind 90% der Primärenergie enthalten. 99% der Primärenergie werden in einem Zylinder mit Radius $3.5 R_M$ deponiert.

4 Energiemessung mit dem A4-Kalorimeter

Kalorimeter dienen zur Messung der kinetischen Energie von Teilchen. Die Energie der Teilchen wird dabei in nachweisbare Signale umgewandelt. Die genaueste Energiemessung wird erzielt, wenn die Energie des Teilchens vollständig im Kalorimeter absorbiert wird.

Im A4-Experiment wird Bleifluorid als Kalorimetermaterial verwendet. Das hochtransparente PbF_2 absorbiert die Energie aus dem elektromagnetischen Schauer des einfallenden Teilchens. Die bei der Schauerentwicklung entstehenden Elektronen und Positronen produzieren Cherenkovlicht. Der Aufbau und die physikalischen Eigenschaften des Kalorimeters werden in Abschnitt 4.1 dargestellt. Der Nachweis des Cherenkovlichtes erfolgt mit Photomultipliern, deren Signale einer Trigger- und Ausleseelektronik zugeführt werden. Die für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften der Datenaufnahmeelektronik werden in Abschnitt 4.2 beschrieben. Die erreichte Energieauflösung des A4-Kalorimeters beträgt 3.5% bei 855 MeV (entsprechend $3.2\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$). Jedoch gibt es bedingt durch den Aufbau des Kalorimeters Bereiche, in denen sich die Energieauflösung verschlechtert. Dies wird in Abschnitt 4.3 erläutert.

4.1 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter besteht aus 1022 PbF_2 -Kristallen [Gri96]. PbF_2 hat eine Dichte von 7.77 g/cm^3 . Es ist ein durchsichtiges Material mit guter Transmission im sichtbaren Bereich, die bis ins UV reicht ($\sim 270 \text{ nm}$). Der Brechungsindex beträgt 1.8 bei 400 nm. Das Material hat eine Strahlungslänge $X_0 = 0.93 \text{ cm}$. Der Molièreradius beträgt $R_M = 2.22 \text{ cm}$. PbF_2 ist ein reiner Cherenkovradiator. Elektronen und Positronen mit einer Energie oberhalb der Schwellenenergie von $\sim 100 \text{ keV}$ erzeugen Cherenkovlicht. Für die Produktion von Cherenkovlicht ist

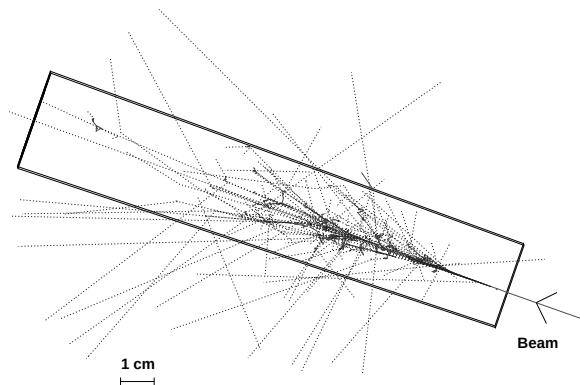


Abbildung 5: GEANT-Simulation der Schauerentwicklung. Ein 855 MeV Elektron erzeugt einen elektromagnetischen Schauer.

aufgrund der Schwellenenergie ein reduzierter Molièreradius von $R_M = 1.80 \text{ cm}$

anzusetzen [And90]. Die kritische Energie für die Schauerentwicklung beträgt 9 MeV.

Hervorzuheben ist besonders die kurze Lichtabklingzeit von 20 ns, sowie die Strahlungsfestigkeit [Ach98]. Zur Illustration ist in Abb. 5 schematisch ein Kristall dargestellt, in dem sich ein elektromagnetischer Schauer entwickelt hat (GEANT Simulation [Ach98]).

Die Maße der Kristalle sind etwa $26\text{ mm} \times 26\text{ mm}$ an den Frontflächen, sowie $31\text{ mm} \times 31\text{ mm}$ an den Rückflächen bei Längen zwischen 150 mm und 180 mm. Die Dimensionen sind so gewählt, daß man die erforderliche Energieauflösung durch Summieren der Signale von 9 Kristallen erhält. In Molièreradien ausgedrückt beträgt die Kantenlänge einer 3×3 Matrix aus Kristallen $4/3 R_M$. Somit wird mehr als 90% der Energie in einer 3×3 Matrix deponiert. Als optimales, reflektierendes Verpackungsmaterial wurde in Testmessungen Immobilon-P (Millipore) mit einer Dicke von $130\mu\text{m}$ gefunden.

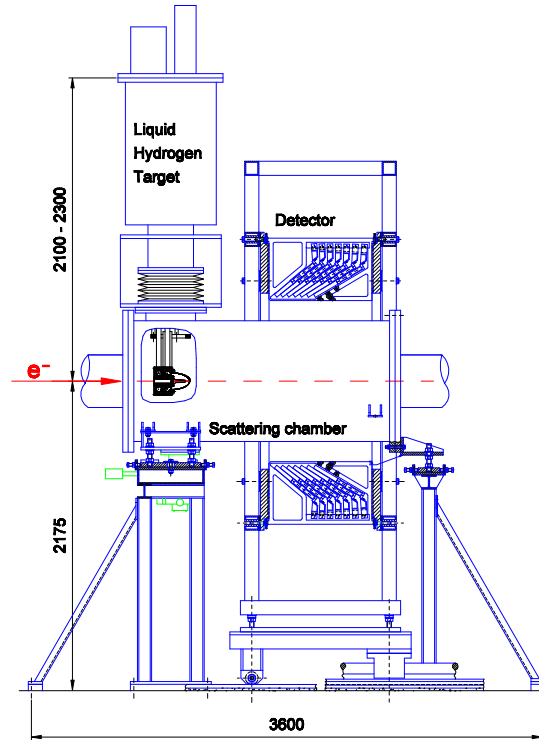


Abbildung 6: Längsschnitt durch Streukammer und Detektor. Der Elektronenstrahl trifft auf das Wasserstoff-Target. Die elastisch gestreuten Elektronen werden mit dem Kalorimeter nachgewiesen. Zu erkennen ist die gestufte Anordnung der Kalorimetermodule in 7 Ringen.

Das gesamte Kalorimeter ist aus 1022 Kristallen aufgebaut. Die konische Form der Kristalle ist so gewählt, daß sie in 7 Ringen mit 146 Spalten symmetrisch zum Elektronenstrahl einen Vorwärtstreuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ abdecken

und dabei die Lücken zwischen den Kristallen minimal werden. Ein Längsschnitt durch den Detektor (Abb. 6) verdeutlicht den Aufbau. Der Querschnitt durch das Kalorimeter ist in Abb. 7 dargestellt.

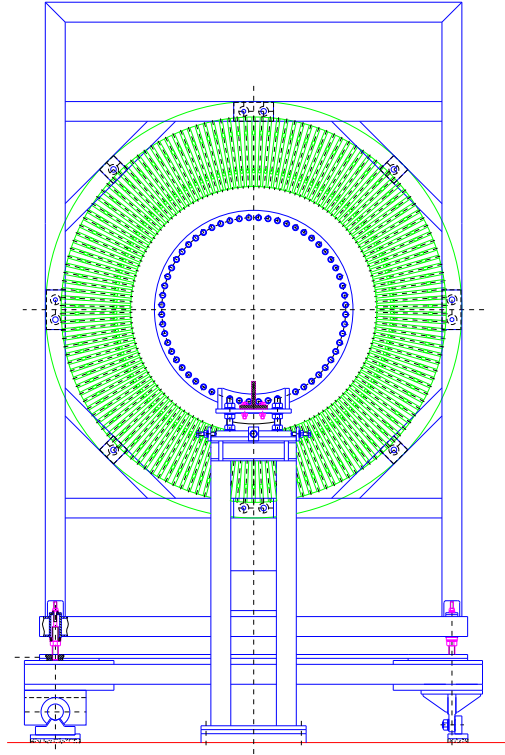


Abbildung 7: Querschnitt durch das Kalorimeter

4.2 Die Trigger- und Ausleseelektronik

Die Datenaufnahmeelektronik muß Ereignisraten bis zu ~ 100 MHz verarbeiten, bei einer Signalarate der elastisch getreuten Elektronen von etwa 10 MHz. Die restlichen 90 MHz stammen von inelastisch getreuten Elektronen am Wasserstoff, Möllerstreu Prozessen, Streuung an den Ein- und Austrittsfenstern der Targetzelle, Rückstoßprotonen und Pionen aus der Δ -Anregung. Die vorhandene Trigger- und Ausleseelektronik ([Koe98]) ist in der Lage diese Rate zu verarbeiten und dabei eine „pile-up“-freie Energiemessung zu leisten.

Jedes Modul des Detektors besteht aus einem Kristall, einem Photomultiplier und einer elektronischen Schaltung und ist Zentrum einer 3×3 Matrix von Modulen. Die elektronische Schaltung ist selbstgetriggert, d.h. neben der Signalverarbeitung erzeugt sie auch noch den Triggerimpuls, der zur Digitalisierung der analogen Signale führt. Der signalverarbeitende Teil der Schaltung übernimmt die Summation der 9 Signale der 3×3 Matrix und integriert die Summe. Die Integrationszeit zur Energiemessung beträgt 20 ns. Das integrierte Signal wird dann

mit einem 8-Bit Flash-Analog-Digital-Wandler (FADC) digitalisiert und digital gespeichert, sofern der Trigger-Teil der Schaltung einen Triggerimpuls erzeugt hat. Die Grundvoraussetzung hierfür ist, daß die Summe der Energien der 3x3 Matrix eine Mindestschwelle überschreitet. Die Entscheidung, ob ein Ereignis als gültig betrachtet wird, hängt weiterhin davon ab, ob es von anderen Ereignissen räumlich getrennt war (räumliches pile-up). Dazu werden folgende Bedingungen gestellt: Damit ein Detektormodul als Zentrum eines Ereignisses angesehen wird, muß die Energiedeposition einen bestimmten Schwellenwert übersteigen und die in ihm deponierte Energie muß größer sein als die in seinen direkten Nachbarn (siehe Abb. 8). Die deponierte Energie in Modul 0 muß größer sein als die in den Modulen 1, 3, 5 und 7. Diese Bedingung wird als lokales Maximum LM bezeichnet. Weiterhin darf für den Zeitraum der Integrationszeit kein Modul aus der Vetozone R1 bis R16 ein lokales Maximum melden, da dann im Überlappungsbereich keine klare Zuordnung der Energie zu einem der beiden Schauer möglich ist. Um die systematische Veränderung der Asymmetrie durch Ratenver-

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: Schematischer Ausschnitt aus dem Kalorimeter. Das Modul 0 ist das Zentrum eines Schauers, die Module 1 bis 8 sind die Nachbarschaftszone und die Module R1 bis R16 die Vetozone. Jedes Modul für sich ist Zentrum eines solchen logischen Verknüpfungsmusters.

luste (zeitliches pile-up) zu minimieren, identifiziert die Schaltung zeitlich sehr kurz hintereinander auftreffende Teilchen auch als zeitlich getrennte Ereignisse. Die Doppelpulserkennung erkennt Pulse mit einem Abstand größer 5 ns.

Wenn die genannten Bedingungen erfüllt sind, wird ein Triggersignal für den FADC ausgelöst. Der digitalisierte Wert wird dann einer Histogrammierreinheit zugeführt, die ihn lokal in einem Histogramm ablegt. Die Histogrammierreinheit verfügt über einen 16 Bit breiten Adressbus. Die niederwertigsten Bits 0 bis 7 enthalten die Energie des Ereignisses. Bit 14 gibt Auskunft über die Polarisierung.

Die Bits 8 bis 13 sind für die Ortsrekonstruktion reserviert. Vorgesehen sind jeweils 3 Bit für eine Raumrichtung. Die oben genannten Triggerbedingungen gelten ebenso für die in dieser Arbeit entwickelte elektronische Schaltung zur Ortsrekonstruktion.

4.3 Energieauflösung

Bei der Konstruktion der Kalorimeternaufhängung wurde besonderen Wert auf die Vermeidung von Lücken zwischen den einzelnen Detektormodulen gelegt, welche aufgrund von Fertigungstoleranzen der Kristalle (± 0.5 mm in der Länge, ± 0.3 mm in der Breite) entstehen können. An der Grenzfläche zweier Kristalle entsteht aufgrund der Verpackung eine Lücke bis zu 0.3 mm. Die Energiedeposition von Elektronen, die diese Lücke treffen, bzw. den Kristall in der Nähe der Lücke treffen ¹, ist dadurch geringer als diejenige der Elektronen, die die Mitte eines Kristalls treffen. Dies hat eine Verschlechterung der Energieauflösung zur Folge [Gri96]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Messungen durchgeführt, um den Effekt der Lücken zu studieren. Ein Testkalorimeter, das aus technischen Gründen nur aus drei nebeneinander liegenden Detektormodulen bestand, wurde horizontal mit dem Elektronenstrahl abgetastet. Für jede Position wurden etwa 30000 Ereignisse gemessen.

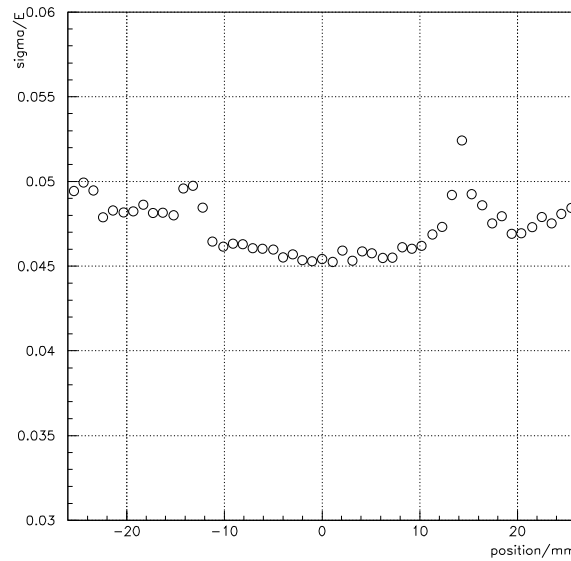


Abbildung 9: Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden die Energien der drei Kristalle für jedes Ereignis summiert und in ein Histogramm eingetragen. Aus der Verteilung der Gesamtenergie wird die Auflösung bestimmt. Zur Beschreibung der Gesamtenergie E werden an die Daten zwei Gaussfunktionen für die rechte und die linke Flanke der Verteilung, sowie eine Exponentialfunktion für den Ausläufer der linken Flanke angepaßt. Man erhält damit den Schwerpunkt der Energieverteilung m , sowie zwei unterschiedliche Sigmasbreiten σ_l und σ_r .

¹„Nähe“ wird mit Hilfe der folgenden Analyse noch definiert

Die Energieauflösung wird wie folgt definiert:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1/2(\sigma_l + \sigma_r)}{m}. \quad (18)$$

Die gemessene Abhängigkeit der relativen Energieauflösung vom Einschußort ist in Abb. 9 dargestellt. Die Position 0 mm bezeichnet hierbei die Mitte des zentralen Kristalls, dessen Grenzen bei ± 12.9 mm liegen. Elektronen, die den Kristall außerhalb von ± 10 mm treffen führen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Die Energieauflösung von 4.5% bei Einschuß im Zentrum des Kristalls, kann bei der Summation der Energiedepositionen einer 3x3 Matrix auf 3.5% gesteigert werden.

5 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben, der im Rahmen dieser Arbeit für Messungen am Elektronenstrahl von MAMI benutzt wurde. Ziel der Messungen ist es, bei bekanntem Einschubort des Elektronenstrahls in ein Testkalorimeter, welches in Abschnitt 5.1 beschrieben wird, verschiedene Verfahren zu überprüfen, die es ermöglichen, den Einschubort aus der Energiedeposition im Testkalorimeter zu rekonstruieren. Das zugehörige Datenaufnahmesystem wird in Abschnitt 5.2 vorgestellt. Die Meßmethode wird in Abschnitt 5.3 beschrieben.

5.1 Testkalorimeter

Der Aufbau des Testkalorimeters erfolgte in der Experimentierhalle der A4-Kollaboration. Es wurde ein 5x5-Cluster aus Detektormodulen aufgebaut, wobei jedoch nur das innere 3x3-Cluster an die Datenaufnahmeelektronik angeschlossen war. In Abb. 10 ist schematisch die Front- und Seitenansicht des Testkalorimeters dargestellt. In dieser Abbildung ist die gestufte Anordnung der Kristalle in horizontaler Richtung nicht zu erkennen. Die äußeren passiven Module haben die Aufgabe

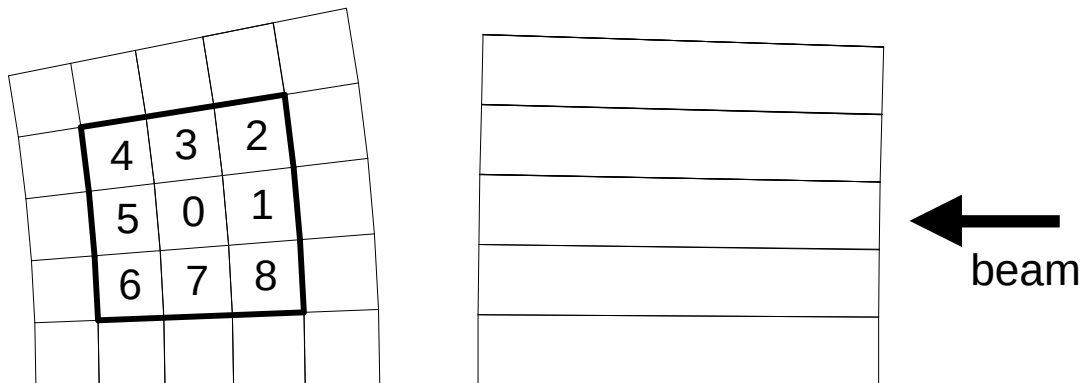


Abbildung 10: Frontansicht und Seitenansicht des Testkalorimeters

Rückstreuung zu ermöglichen: Ein Teil des elektromagnetischen Schauers, der in die äußeren Module eintritt, wird in das innere 3x3-Cluster rückgestreut und deponiert dort seine Energie. Die genauen Maße des zentralen Kristalls, Modul 0 können Abb. 11 entnommen werden. Die Länge beträgt 160.1 mm. Die Kristalle waren in Millipore eingepackt und die Photomultiplier wurden mit der für das A4-Kalorimeter verwendeten Haltevorrichtung angekoppelt, um möglichst realistische Bedingungen zu gewährleisten. Der komplette Aufbau erfolgte in einer lichtdichten Aluminiumbox, die auf einen Hub- und Verschiebetisch gestellt wurde. Die horizontale Frontfläche des zentralen Kristalls wurde dabei senkrecht zum Elektronenstrahl positioniert. Der Hub- und Verschiebetisch ist mit Elektromotoren ausgestattet, die es ermöglichen, den gesamten Aufbau senkrecht zum Strahl

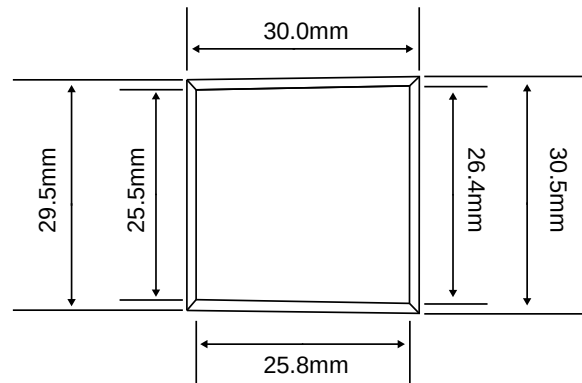


Abbildung 11: Dimensionen des zentralen Kristalls, Modul 0

horizontal und vertikal zu verschieben. Die Ungenauigkeit in der Positionierung des Tisches beträgt ± 0.2 mm.

5.2 Datenaufnahmesystem

Das Datenaufnahmesystem war über etwa 80 m lange, dämpfungsarme RG213 Signalkabel mit dem Testkalorimeter verbunden. Auf dem Weg von der Experimentierhalle zum Datenaufnahmesystem verlängert sich die Pulsdauer der Signale durch Dispersion in den Kabeln von etwa 20 ns auf nahezu 60 ns. Das Datenaufnahmesystem, wie es in Abb. 12 dargestellt ist, setzt sich aus zwei Bereichen zusammen. Im logischen Teil wird mit Hilfe von NIM-Modulen ein Triggersignal erzeugt. Der zweite Bereich verarbeitet die analogen Signale des Testkalorimeters. Dies wird mit Hilfe von CAMAC-Modulen durchgeführt und parallel dazu mit einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten elektronischen Schaltung, im Blockschaltbild mit ORK1,2 bezeichnet. Die Funktionsweise dieses Teils des Datenaufnahmesystems wird in Kapitel 7.4 dargestellt.

Die Ausgangssignale der neun Module des Testkalorimeters werden mit ladungssensitiven Analog-Digital-Wandlern (ADC) mit einer Auflösung von 10 Bit digitalisiert (LeCroy 2249A).

Als Trigger für die Datenaufnahme dienen die Signale zweier Fiber-Szintillatoren, die über Kreuz etwa 20 cm vor dem Testkalorimeter angeordnet sind. Ein Elektron, welches in beiden Szintillatoren nachgewiesen wurde, hat eine definierte Energie und einen definierten Ort. Die Koinzidenz der diskriminierten Ausgangssignale des Fiberkreuzes startet die Datenaufnahme.

Es wird ein Integrations-Zeitfenster für die ADC's erzeugt, die Datenaufnahme verriegelt (Computer Busy Latch) und ein Ereignis-Bit in der Pattern-Unit gesetzt. Die Verriegelungseinheit sorgt dafür, daß während der Bearbeitungszeit des Ereignisses weitere Koinzidenzen des Triggers blockiert werden. Die Bearbeitungszeit eines Ereignisses wird durch die Konversionszeit der ADC's bestimmt, die etwa $100\mu\text{s}$ beträgt. Nach Ablauf der Konversionszeit wird die Verriegelungs-

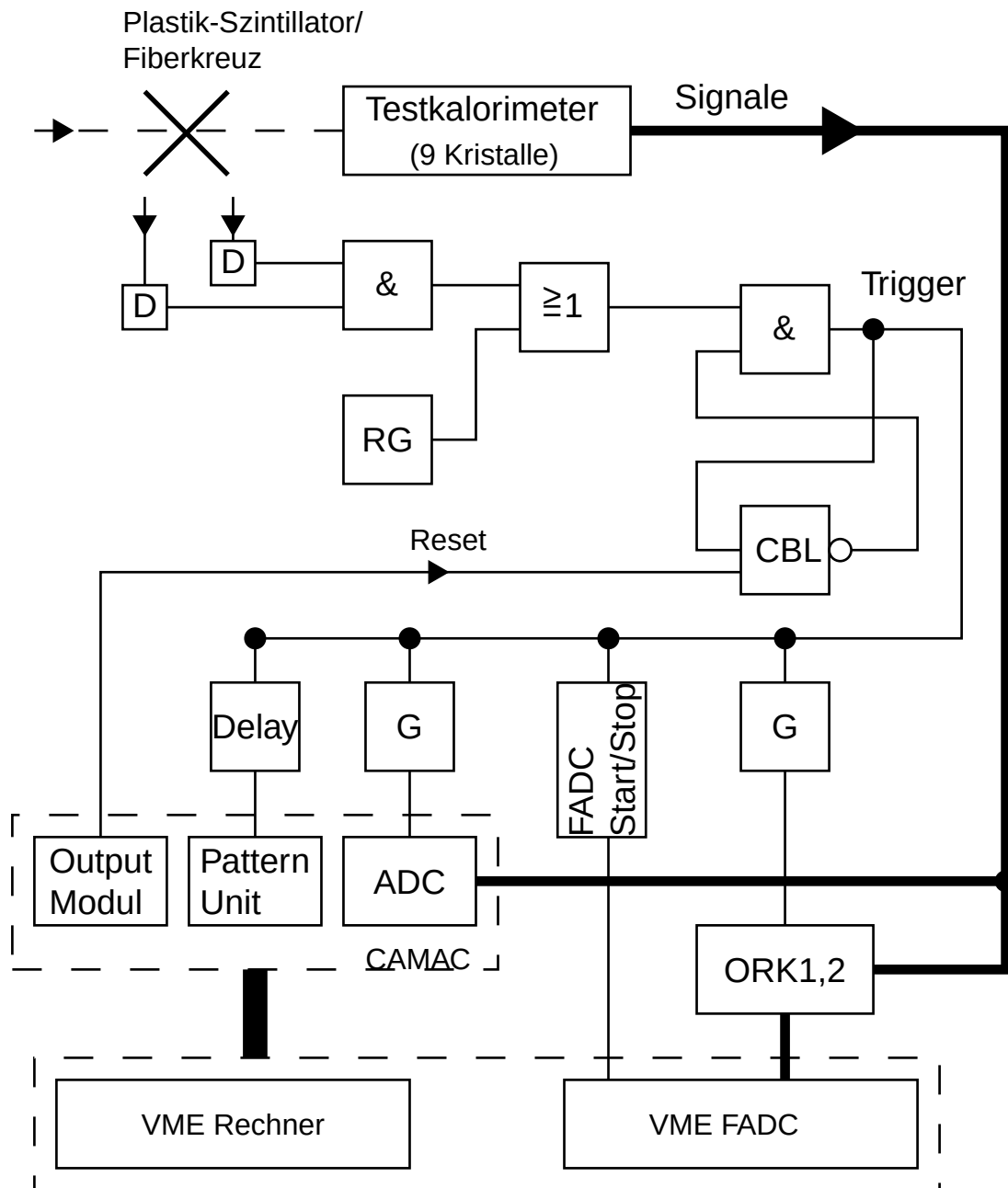


Abbildung 12: Blockdiagramm der Datenaufnahme. G = Gate, RG = Random Gate, CBL = Computer Busy Latch

einheit durch ein Camac Output-Modul wieder freigegeben (Reset) und ein neues Ereignis kann bearbeitet werden.

Zur ereignisbezogenen Triggerung ist eine davon zufällige unkorrelierte Triggerung (Random Gate) hinzugeschaltet, mit welcher der Nullpunkt der Energieskala gemessen wird.

Die ADC's werden mit einem VME-Rechner ausgelesen. Die dazu verwendete Auslesesoftware MECDAS ([Kry92]) arbeitet im Pollingbetrieb. Sie überprüft in regelmäßigen Abständen ob das Ereignis-Bit in der Pattern-Unit gesetzt ist. Ist dies der Fall so werden die ADC's ausgelesen und dem Output-Modul mitgeteilt die Verriegelungseinheit wieder freizugeben.

Die gewonnenen Daten werden nach Ablauf einer Messung ereignisbezogen archiviert.

5.3 Meßmethode

Der erste Schritt in der Messung besteht darin, die Mitte des zentralen Kristalls zu finden. Das Testkalorimeter wird dazu so in den 855 MeV Elektronenstrahl gefahren, daß der zentrale Kristall getroffen wird. Durch horizontales und vertikales Verfahren des gesamten Aufbaus wird der Einschubort gesucht, an dem die Energiedeposition im Kristall maximal ist. Für jede Position werden ungefähr 10000 Ereignisse registriert. An das ADC-Spektrum des Mittenkristalls werden zwei Gaußfunktionen angepaßt, eine für die rechte und eine für die linke Flanke des Spektrums. Das Maximum der so erhaltenen Mittelwerte definiert die Position der Mitte des Kristalls.

Das beschriebene Verfahren wird sowohl für die vertikale als auch für die horizontale Raumrichtung angewendet. Dies geschieht unter der Annahme, daß die Energiedeposition bei vertikalem (horizontalem) Abtasten unabhängig von der horizontalen (vertikalen) Position ist, solange der Elektronenstrahl nicht die horizontalen (vertikalen) Randbereiche des Kristalls trifft.

Bedingt durch den geometrischen Aufbau des Testkalorimeters steht die Frontfläche des zentralen Moduls vertikal nicht exakt senkrecht zum Elektronenstrahl, d.h. die so gefundene Mitte des Kristalls entspricht nur in einer gewissen Näherung der geometrischen Mitte. Eine Abschätzung über die Abweichung von der geometrischen Mitte folgt weiter unten.

Die Mitten der restlichen Module können nun über die Geometrie rechnerisch bestimmt werden. Diese werden angefahren um mit Hilfe der jeweiligen ADC-Spektren die Hochspannung der Photomultiplier zu kalibrieren: Bei einem Mitteneinschuß sollen alle Module das gleiche Ausgangssignal liefern. Als Referenz dient das zentrale Modul. Die Kalibration erfolgt mit einer Genauigkeit von $<2\%$.

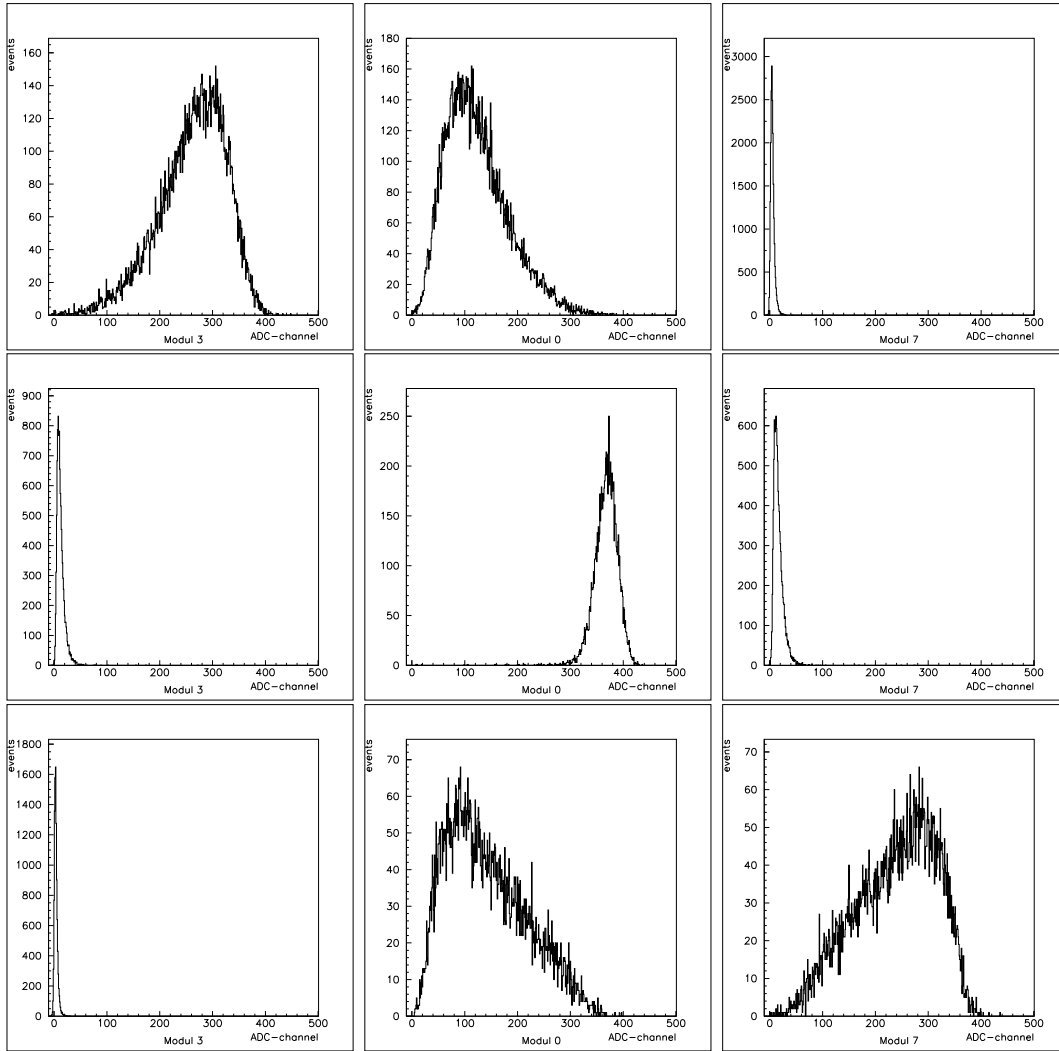


Abbildung 13: ADC-Spektren für vertikale Einschußpositionen. Spalte 1, 2, 3: Modul 3, 0, 7. Reihe 1, 2, 3: +15mm, 0mm, -15mm.

Durch Verschieben des gesamten Aufbaus wird das Kalorimeter ausgehend von der Mitte des zentralen Moduls horizontal und vertikal abgetastet. Die Schrittweite beträgt 1 mm, der abgetastete Bereich jeweils ± 15 mm. Vertikal erfolgt die Abtastung parallel zu den Kristallkanten des jeweils getroffenen Kristalls, d.h. für jeden vertikalen Abtastschritt muß der Aufbau auch horizontal verschoben werden (siehe Abb. 10, links). Horizontal erfolgt die Abtastung entlang der Geraden, die durch die Mittelpunkte der beiden parallelen Kristallseiten definiert wird, d.h. hier muß der Aufbau für jeden horizontalen Abtastschritt auch vertikal verschoben werden. In Abb. 13 sind beispielhaft die ADC-Spektren der Module 0, 3 und 7 für die vertikalen Einschußpositionen +15mm, 0mm, und -15mm dargestellt. Der Ursprung liegt in der Mitte des zentralen Kristalls, Modul 0. Die

Kristallgrenzen liegen bei ± 12.9 mm. Die Verpackung aus Millipore hat eine Dicke von $130\text{ }\mu\text{m}$, so daß zwischen den Kristallen eine Lücke von bis zu 0.3 mm besteht.

Vergleicht man die Histogramme für die Positionen $+15$ mm und -15 mm, erkennt man, daß diese nicht symmetrisch sind. Der Grund hierfür liegt darin, daß der Ursprung für die Messung, wie oben bereits erwähnt, nicht exakt der geometrischen Mitte des Kristalls entspricht. Wie in Kapitel 3.2 dargestellt, liegt das Maximum des longitudinalen Schauers in PbF_2 bei einer Eindringtiefe von $t_{max} = 3.4$, was bei einer Strahlungslänge von $X_0 = 0.93$ mm einer Strecke von 31.6 mm entspricht. In einer einfachen Abschätzung kann man nun davon ausgehen, daß die Energiedeposition im Kristall maximal ist, wenn das Maximum des Schauerprofils auf die Kristallachse fällt.

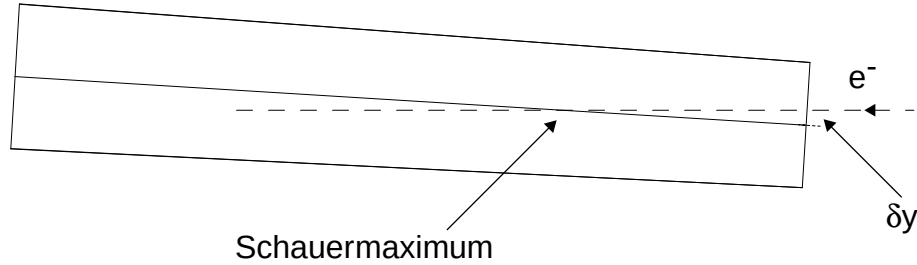


Abbildung 14: Schematische Seitenansicht des zentralen Kristalls, Modul 0

Die Kristallachse des zentralen Kristalls nimmt jedoch durch den geometrischen Aufbau des Kalorimeters einen Winkel von $\alpha = (3.5 \pm 0.6)^\circ$ zur Horizontalen ein (siehe Abb. 14). Der Fehler für diesen Winkel setzt sich zusammen aus der Positionierungsgenauigkeit der Aluminiumbox und den Fertigungstoleranzen der Kristalle. Die Abweichung δy der definierten Mitte von der tatsächlichen, geometrischen Mitte ist dann gegeben durch $\delta y = \tan(\alpha)t_{max}X_0$ und beträgt $\delta y = (1.9 \pm 0.3)$ mm. Weiterhin ist zu beachten, daß bei der Einschußposition $+15$ mm aufgrund der Geometrie mehr Schauerenergie im zentralen Kristall deponiert wird, als bei der Einschußposition -15 mm, da die Orientierung des zentralen Kristalls in einen Fall zum Strahl hin gerichtet ist und im anderen Fall, vom Strahl weg. Dieser Effekt ist dem vorher geschilderten entgegengesetzt und würde für sich alleine genommen zu einer umgekehrten Asymmetrie führen.

Weiterhin erkennt man an den Spektren, daß aufgrund der Größe der Kristallfläche die Energiedeposition, bei Mitteneinschuß in den zentralen Kristall, in den Nachbarn sehr gering ist. Das Verhältnis der Energiedeposition in einem direkten Nachbarn des zentralen Kristalls zu der im zentralen Kristall deponierten Energie beträgt hier ungefähr $1/18$.

6 Digitale „Offline“-Ortsrekonstruktion

Im vorhergehenden Kapitel wurden der experimentelle Aufbau und die Meßmethode beschrieben, mit denen Daten gewonnen wurden, die als Grundlage für die Untersuchungen zur Ortsbestimmung dienen. Anhand dieser Datensätze werden verschiedene Verfahren daraufhin getestet, wie gut sie den realen Einschußort in den Kristall rekonstruieren. Generell wird dabei ausgenutzt, daß die Energiedeposition sich aufgrund der Schauerentwicklung (siehe Kapitel 3.1) nicht auf einen Kristall beschränkt. Trifft ein Teilchen zum Beispiel den linken Rand eines Kristalls, so wird die Energiedeposition im linken Nachbarkristall sehr groß sein im Verhältnis zur Energiedeposition im rechten Nachbarkristall. Dieses Verhältnis gibt Auskunft über den Einschußort des Teilchens in den Kristall.

In Abschnitt 6.1 werden die verschiedenen Algorithmen vorgestellt, die auf ihre Eignung hin untersucht worden sind. Die mit diesen Algorithmen erreichte Ortsauflösung wird in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Besonders wichtig für das A4-Experiment ist die angestrebte Energieauflösung von 3.5%. In Kapitel 4.3 wurde gezeigt, daß Ereignisse, die den Randbereichen eines Kristalls zugeordnet werden können, die Energieauflösung verschlechtern. Die Effizienz für die Unterdrückung der Randbereiche, die in Abschnitt 6.3 erläutert wird, hat deshalb einen größeren Stellenwert als die Ortsauflösung. Es wird ein Gütemaß entwickelt, um die erreichte Effizienz beurteilen zu können. Diese Ergebnisse sind in Abschnitt 6.4 zusammengefaßt.

Die vorgestellten Verfahren basieren auf einer ereignisbezogenen Archivierung der Daten, d.h. der Energiedepositionen in den einzelnen Modulen, die zu einem bestimmten Ereignis gehören. Dies ist im realen A4-Experiment nicht gegeben. Die Verarbeitung eines Ereignisses muß dort in Echtzeit geschehen. Die Archivierung der Daten erfolgt dort in Form von Histogrammen.

Es sei noch angemerkt daß im Rahmen dieser Diplomarbeit, die im folgenden beschriebene Analyse bereits mit Daten durchgeführt wurde, die in früheren Strahlzeiten der A4-Kollaboration gewonnen wurden. Die damals benutzten Kristalle besaßen jedoch nicht die Maße der Kristalle, wie sie heute im A4-Kalorimeter eingesetzt werden. Parallel dazu wurde die Ortsbestimmungselektronik (Kapitel 7) entwickelt.

Um die „Offline“-Ortsrekonstruktion mit der analogen „Online“-Ortsrekonstruktion vergleichen zu können, beziehen sich alle folgenden Ergebnisse auf den in Kapitel 5 geschilderten experimentellen Aufbau.

6.1 Algorithmen

Bei der Auswahl der Algorithmen stand die Realisierbarkeit in einer analogen elektronischen Schaltung im Vordergrund. Obwohl es möglich ist, auch komplizierte Funktionen mit Hilfe von Netzwerken aus Operationsverstärkern und passiven Bauteilen nachzubilden, scheiden diese aus folgenden Gründen aus. Zum

einen muß die Schaltung schnell sein, als Richtwert gelten die 20 ns Integrations-Zeitfenster der bereits vorhandenen Elektronik. Im Hinblick auf die große Stückzahl der Platinen sollte die Schaltung möglichst wartungsfrei sein, d.h. die Anzahl der Potentiometer, die per Hand eingestellt werden müssen, um etwaige Offset-Ströme und Spannungen abzugleichen, sollte minimal sein. Als letzter Punkt sei hier noch der Kostenfaktor erwähnt.

Ziel der Ortsrekonstruktion ist es, eine Information über den Eintreffort des Teilchens, bezogen auf die Mitte des zentralen Kristalls, zu erhalten, dem die Koordinaten (0,0), jeweils in mm, zugeordnet werden. Die Ortsrekonstruktion soll ereignisbezogen durchgeführt werden. Die Eingangsgrößen für einen Algorithmus sind die Energien, die für ein bestimmtes Ereignis in den Kristallen deponiert worden sind.

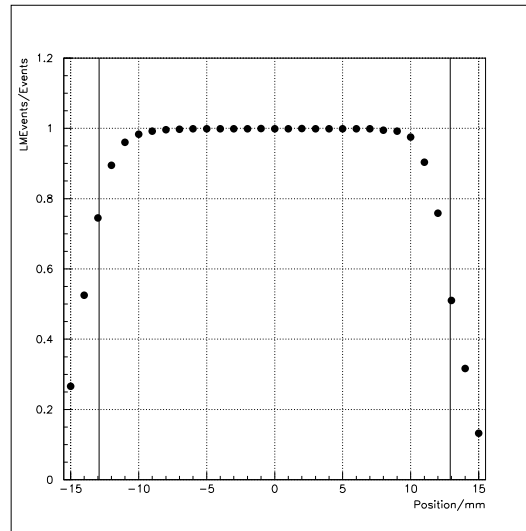


Abbildung 15: Auswirkung des lokalen Maximums. Aufgetragen ist der Anteil der Ereignisse, die die Bedingung des lokalen Maximums erfüllen, gegen die Kristallposition.

Wie in Kapitel 3.2 diskutiert wurde, kann die transversale Schauerausbreitung exponentiell beschrieben werden. Es lag daher nahe, den natürlichen Logarithmus als ein mögliches Verfahren zu untersuchen. Ein weiterer Algorithmus berechnet den Schwerpunkt der Energieverteilung. Die weiteren Algorithmen sind Abwandlungen der Schwerpunktsermittlungen. Wie in Abb. 10 dargestellt, werden die einzelnen Kalorimetermodule wie folgt numeriert. Der zentrale Kristall erhält die Nummer 0, die restlichen Kristalle werden im mathematisch positiven Sinn durchnumeriert. Im folgenden bedeutet mit Bezug auf diese Numerierung:

- E_c die Energie, die im Kristall 0 deponiert wurde (central).
- E_t die Summe der Energien, die in den Kristallen 2,3 und 4 deponiert wurde.

- E_b die Summe der Energien, die in den Kristallen 6,7 und 8 deponiert wurde.
- E_r die Summe der Energien, die in den Kristallen 2,1 und 8 deponiert wurde.
- E_l die Summe der Energien, die in den Kristallen 4,5 und 6 deponiert wurde.
- E_8 die Summe der Energien, die in den Kristallen 1 bis 8 deponiert wurde.
- E_{tot} die Gesamtenergie des 3x3-Clusters.

Tabelle 1 listet die untersuchten Algorithmen auf. Zum Beispiel sind die Eingangssignale des Algorithmus xln für die Ortsrekonstruktion in vertikaler Richtung E_t und E_b , also die Summe der oberen Nachbarn des zentralen Kristalls, sowie die Summe der unteren Nachbarn. Wurde das Testkalorimeter in einer Meßreihe vertikal abgetastet, so sind für den Algorithmus xln diese Signale relevant, um den vertikalen Einschußort zu rekonstruieren.

vertikale Raumrichtung	horizontale Raumrichtung
$xln = \ln \frac{E_t}{E_b}$ $xds = \frac{E_t - E_b}{E_{tot}}$ $xd = \frac{E_t - E_b}{E_c}$ $xw = \frac{E_t - E_b}{E_t + \beta E_c + E_b} \quad \beta = 0.1$ $xa = \frac{E_t - E_b}{E_t + E_b}$	$xln = \ln \frac{E_r}{E_l}$ $xds = \frac{E_r - E_l}{E_{tot}}$ $xd = \frac{E_r - E_l}{E_c}$ $xw = \frac{E_r - E_l}{E_r + \beta E_c + E_l} \quad \beta = 0.1$ $xa = \frac{E_r - E_l}{E_r + E_l}$
$xc = \frac{E_c}{E_8}$ $xcs = \frac{E_c}{E_{tot}}$	

Tabelle 1: Algorithmen

Der Parameter $\beta = 0.1$ für den Algorithmus xw wurde empirisch bestimmt (siehe Abschnitt 6.2).

Die Algorithmen xc und xcs liefern keine Information darüber, ob ein Teilchen den Kristall links oder rechts, bzw. oben oder unten getroffen hat. Wie in Abschnitt 6.3 dargestellt wird, liefern diese „1-dimensionalen“ Verfahren jedoch Information darüber, ob der Randbereich der Kristalle getroffen wurde.

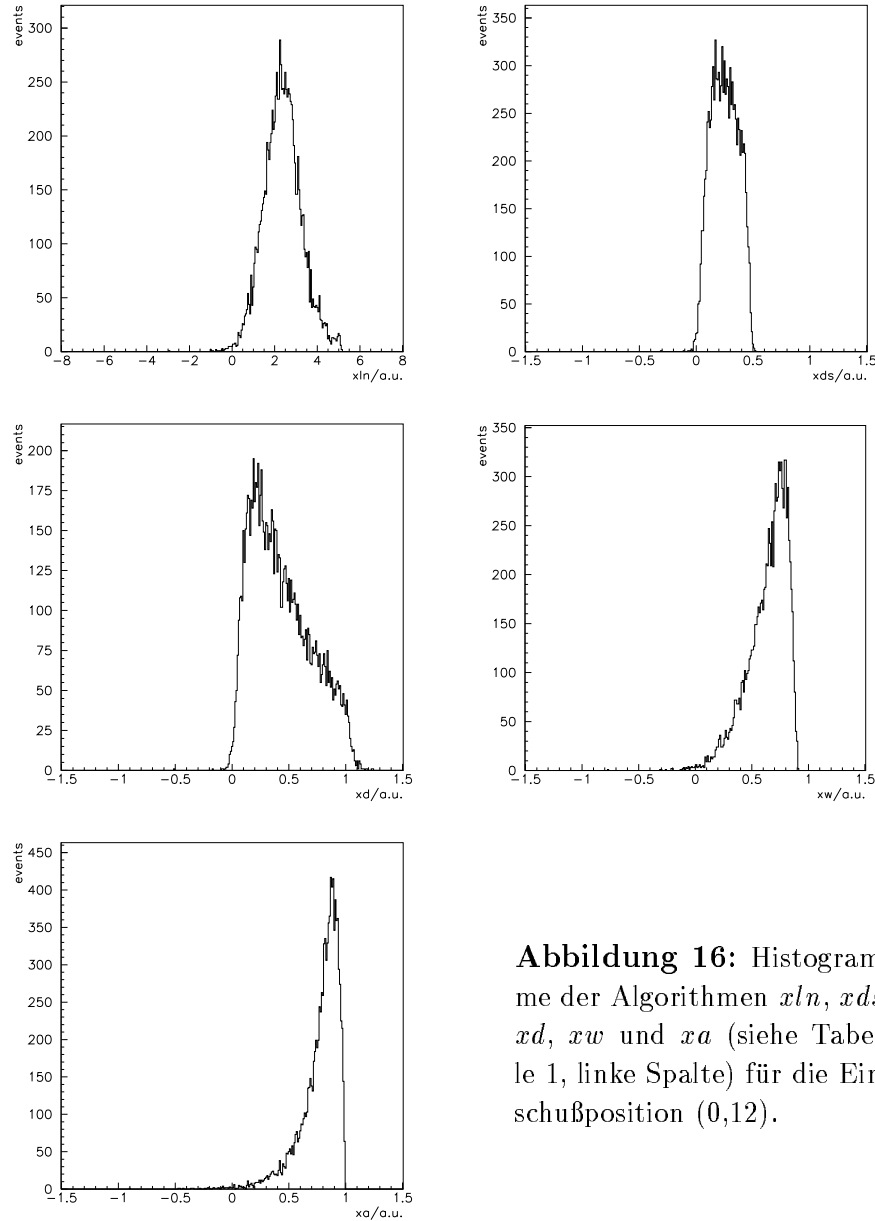


Abbildung 16: Histogramme der Algorithmen xln , xds , xd , xw und xa (siehe Tabelle 1, linke Spalte) für die Einschußposition (0,12).

Um die Analyse so realistisch wie möglich zu gestalten, wurden die Bedingungen für ein gültiges Ereignis entsprechend den Triggerbedingungen der im A4-Experiment verwendeten Trigger- und Ausleseelektronik gewählt, die im Kapitel

4.2 dargestellt sind. Die Auswirkung der Bedingung des lokalen Maximums ist in Abb. 15 zu erkennen. Aufgetragen ist das Verhältnis der Ereignisse, die die Bedingung des lokalen Maximums erfüllen, zu der Gesamtzahl der Ereignisse als Funktion der vertikalen Einschußposition. Zur Orientierung sind die Kristallgrenzen als Linien eingezeichnet. Man erkennt, daß auch für Einschußpositionen, die außerhalb des zentralen Kristalls liegen, die Energiedeposition im zentralen Kristall größer ist als in seinen Nachbarn. So erfüllen zum Beispiel bei der Einschußposition -14 mm mehr als 50% der Ereignisse die Bedingung des lokalen Maximums für den zentralen Kristall. Weiterhin erkennt man, daß ab den Einschußpositionen $\pm 10\text{ mm}$ die Anzahl der Ereignisse, die die Bedingung des lokalen Maximums erfüllen, abnimmt, obwohl diese Einschußorte innerhalb des zentralen Kristalls liegen.

Für die Position $(0,12)$ sind in Abb. 16 beispielhaft die Histogramme der rekonstruierten Ortssignale für die „2-dimensionalen“ Algorithmen aus Tabelle 1 dargestellt. Man erkennt an der Form der Histogramme, daß man nicht davon ausgehen kann, daß die Histogramminhalte gaußverteilt sind. Die Auswirkungen auf die Bestimmung der Ortsauflösung werden im folgenden diskutiert.

6.2 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung wird hier zur Vereinfachung nur für eine Raumrichtung diskutiert. Aus den in Abb. 16 dargestellten Histogrammen werden jeweils die Mittelwerte bestimmt. In Abb. 17 sind diese Mittelwerte für den Algorithmus xln für ein vertikales Abtasten der Kristallflächen von -15 mm bis $+15\text{ mm}$ gegen den realen Einschußort aufgetragen. Um eine Wahrscheinlichkeitsaussage über den

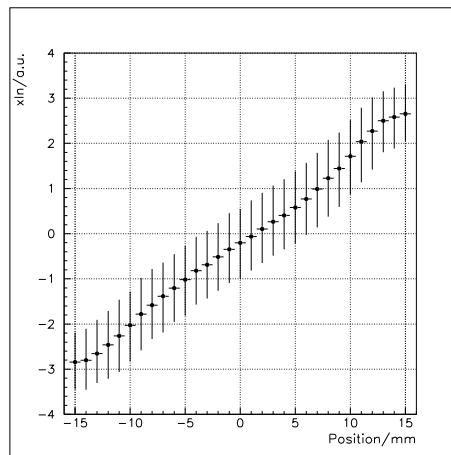


Abbildung 17: Mittelwerte des Algorithmus xln aufgetragen gegen die reale Kristallposition für vertikales Abtasten.

Fehler von xln treffen zu können, ist dieser wie folgt abgeschätzt worden. Aus-

gehend vom arithmetischen Mittelwert wurde die Fläche unter dem Histogramm nach rechts, bzw. nach links aufsummiert, bis jeweils eine Fläche von 34% der Gesamtereignisse erreicht wurde. Man erhält damit ein Konfidenzintervall von 68% und der Fehler entspricht somit $\pm\sigma$ einer Gaußverteilung. Wie in der Ab-

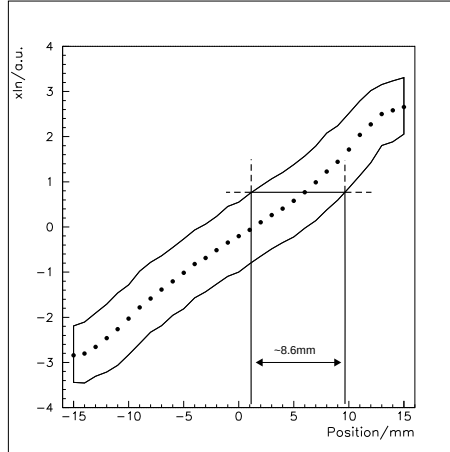


Abbildung 18: Berechnung der Ortsauflösung für den Algorithmus xln

bildung zu erkennen ist, entspricht die reale Position 0 mm nicht einem Wert des Algorithmus von $xln = 0$, was wiederum dadurch zu erklären ist, daß die Position (0,0) nicht der geometrischen Mitte des Kristalls entspricht. Weiterhin erkennt man eine nahezu lineare Abhängigkeit zwischen dem Wert des Algorithmus und der realen Position.

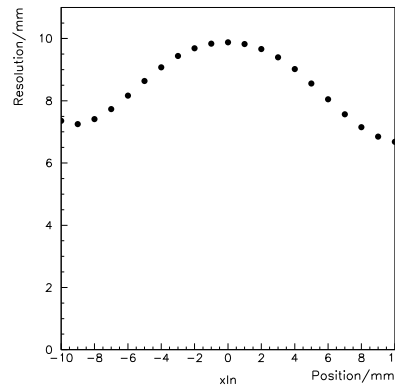


Abbildung 19: Ortsauflösung für den Algorithmus xln

Die Ortsauflösung gibt den räumlichen Bereich an, der bei einem rekonstruierten Ortssignal als tatsächlicher Einschußort mit einem Konfidenzintervall von 68% möglich ist. Die Bestimmung der Ortsauflösung soll nun beispielhaft anhand der Abb.18 erläutert werden. Zieht man eine horizontale Linie durch einen beliebigen Mittelwert, so gibt die Projektion der Schnittpunkte mit dem Fehlerband

auf die Ortsachse die Ortsauflösung für die betreffende Kristallposition an. Dies ist in Abb. 18 für die Position 7 mm durchgeführt worden.

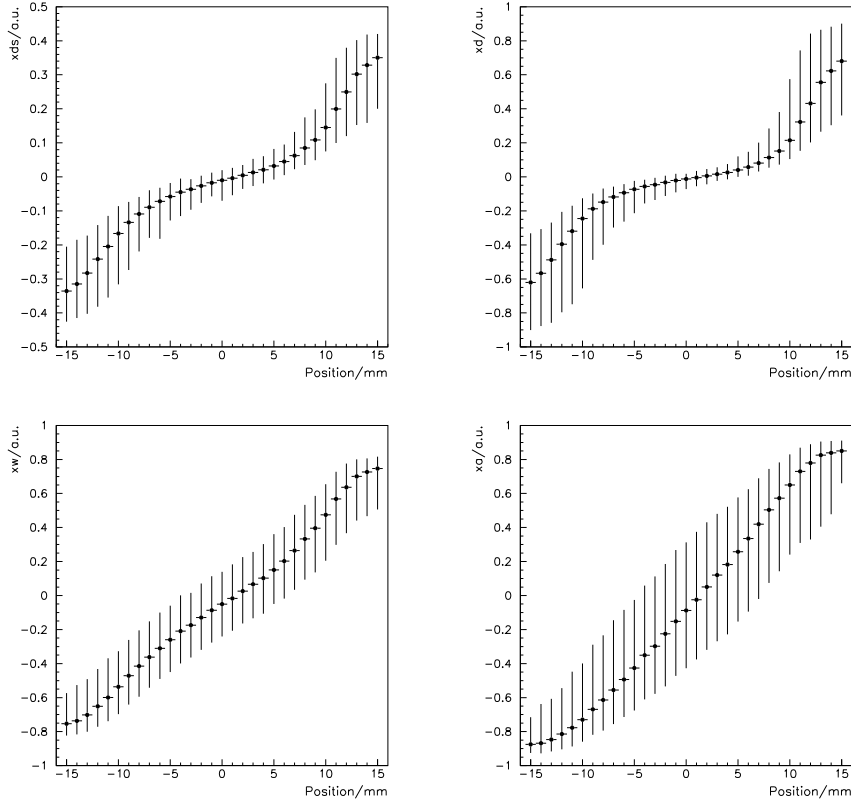


Abbildung 20: Die aus den ADC-Spektren gewonnenen Mittelwerte der Algorithmen xds , xd , xw , xa aufgetragen gegen die reale Einschußposition für vertikales Abtasten

Die graphische Ermittlung der Schnittpunkte ergibt in diesem Fall eine Ortsauflösung von ~ 8.6 mm. Zur rechnerischen Ermittlung der Schnittpunkte wurden an die Mittelwerte, sowie an die oberen und unteren Endpunkte der Fehlerbalken Polynome angepaßt. Die so bestimmte Ortsauflösung für den Bereich von -10 mm bis +10 mm ist in Abb. 19 dargestellt. Eine Bestimmung der Ortsauflösung über diesen Bereich hinaus ist mit der gewählten Methode und den vorhandenen Daten nicht definiert, wie man sich wiederum anhand von Abb. 18 klarmachen kann. Zieht man z.B. eine horizontale Linie durch den Mittelwert für die Position -11 mm, so findet man nur einen Schnittpunkt. Entsprechendes gilt für Kristallpositionen ab +11 mm. Die mit dem Algorithmus xln erreichte Ortsauflösung beträgt etwa 10 mm für den zentralen Bereich des Kristalls und verbessert sich zum Rand hin auf etwa 7 mm.

Die Mittelwerte der restlichen Algorithmen aufgetragen gegen die reale Kristallposition sind in Abb. 20 dargestellt, die erreichte Ortsauflösung entsprechend

in Abb. 21.

Vergleicht man die Ortsauflösungen, die mit den verschiedenen Algorithmen erreicht werden, so stellt man fest, daß die Algorithmen xds und xd die beste

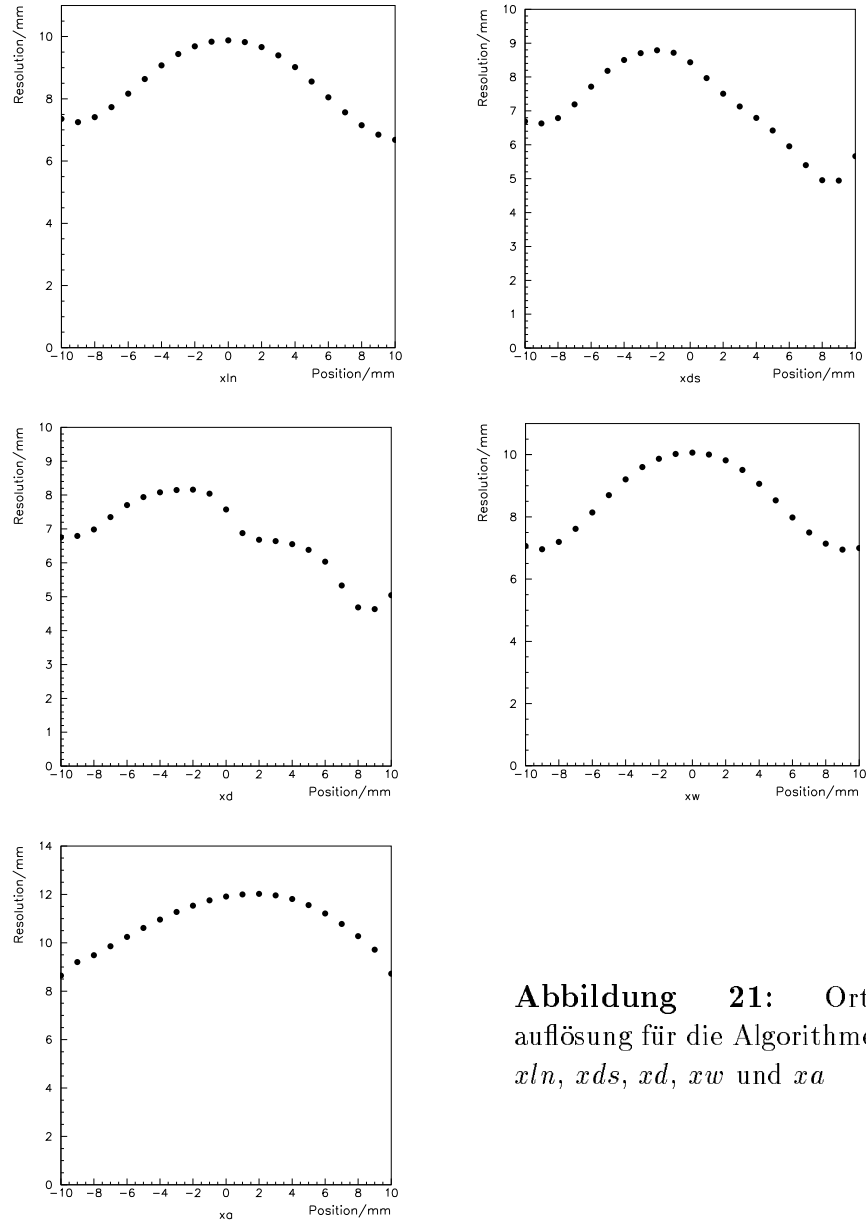


Abbildung 21: Ortsauflösung für die Algorithmen xln , xds , xd , xw und xa

Ortsauflösung liefern. Die Algorithmen haben gemeinsam, daß sie im Randbereich der Kristalle, im Gegensatz zum zentralen Bereich, sehr sensitiv sind. Das hat seinen Grund darin, daß eine Division durch die Summe der in einer 3×3 Matrix deponierten Energie E_{tot} , bzw. durch die im zentralen Kristall deponierte Energie E_C , durchgeführt wird. In der Mitte des Kristalls gilt jedoch $E_{tot,c} \gg E_{t,b}$.

Der Algorithmus xa liefert die schlechteste Ortsauflösung. An ihm erkennt man ganz deutlich den Einfluß der Schauerfluktuationen. Eine „Mischung“ zwischen den Algorithmen xd und xa ist der Algorithmus xw . Der Parameter $\beta = 0.1$ linearisiert den Algorithmus xd . Auf eine weitere Optimierung von β wurde verzichtet.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß keines der vorgestellten Verfahren eine wirklich befriedigende Ortsauflösung liefert. Bedenkt man, daß für die digitalisierte Ortsinformation in der A4-Detektorelektronik 3 Bit je Raumrichtung zur Verfügung stehen, so wird deutlich, daß die hier ermittelte Auflösung die maximal erreichbare ist. Bildlich gesprochen bedeutet die Digitalisierung, daß bei der besprochenen Schnittpunktermittlung keine Linie durch den Mittelwert gelegt wird, sondern ein ganzes Band. Die obere Linie des Bandes definiert den Schnittpunkt in Richtung ansteigender Kristallposition, die untere entsprechend in Richtung fallender Kristallposition. Die Konsequenz aus diesen Ergebnissen bestand darin, sich auf die Unterdrückung der energieauflösungsverschlechternden Randbereiche zu konzentrieren und die Ortsauflösung nicht weiter zu verfolgen.

6.3 Effizienz für die Unterdrückung der Randbereiche

Die Untersuchung der Energieauflösung in den Randbereichen der Kristalle (Kapitel 4.3) hat gezeigt, daß es wichtig ist, Ereignisse zu erkennen, die zu einem Treffer im Randbereich gehören. Es stellt sich also die Frage: Wie gut kann man Treffer im Randbereich des Kristalls von Treffern in seinem Zentrum trennen?

Als äußerer Parameter in einer zu realisierenden elektronischen Schaltung, wie sie in Kapitel 7 diskutiert wird, steht hierbei der dynamische Bereich des Analog-Digital-Wandlers (ADC), der bei der Digitalisierung verwendet wird, zur Verfügung. Ein ADC ist sensitiv auf einen bestimmten analogen Eingangsspannungsbereich, zum Beispiel ± 1 V. Die Schnittstelle zur vorhandenen A4-Detektorelektronik stellt für das digitalisierte Ortssignal 3 Bit je Raumrichtung zur Verfügung. Dies entspricht 8 ADC-Kanälen (Bins). Die Binbreite ergibt sich aus dem dynamischen Bereich des ADC.

Anhand von Abb. 22 soll nun das Vorgehen beim Beantworten der einleitend gestellten Frage erläutert werden. In den 2-dimensionalen Histogrammen ist auf der Abszisse der Wertebereich des Algorithmus xln aufgetragen, auf der Ordinate die vertikale Kristallposition. Man erkennt die breite Verteilung der Werte, die ihren Grund in Schauerfluktuationen hat.

Da die Energieauflösung außerhalb von ± 10 mm deutlich schlechter wird, wird dieser Bereich als Randbereich definiert, d.h. Ereignisse, die in dem Band (10 ± 0.5) mm bzw. (-10 ± 0.5) mm liegen, sind noch dem Zentrum des Kristalls zugeordnet, was durch die horizontalen Linien bei ± 10.5 mm angedeutet ist. Ziel ist es, einen Schnitt durchzuführen, der so viele nicht akzeptable Ereignisse wie möglich aus der auflösungsverschlechternden Randzone verwirft und dabei gleich-

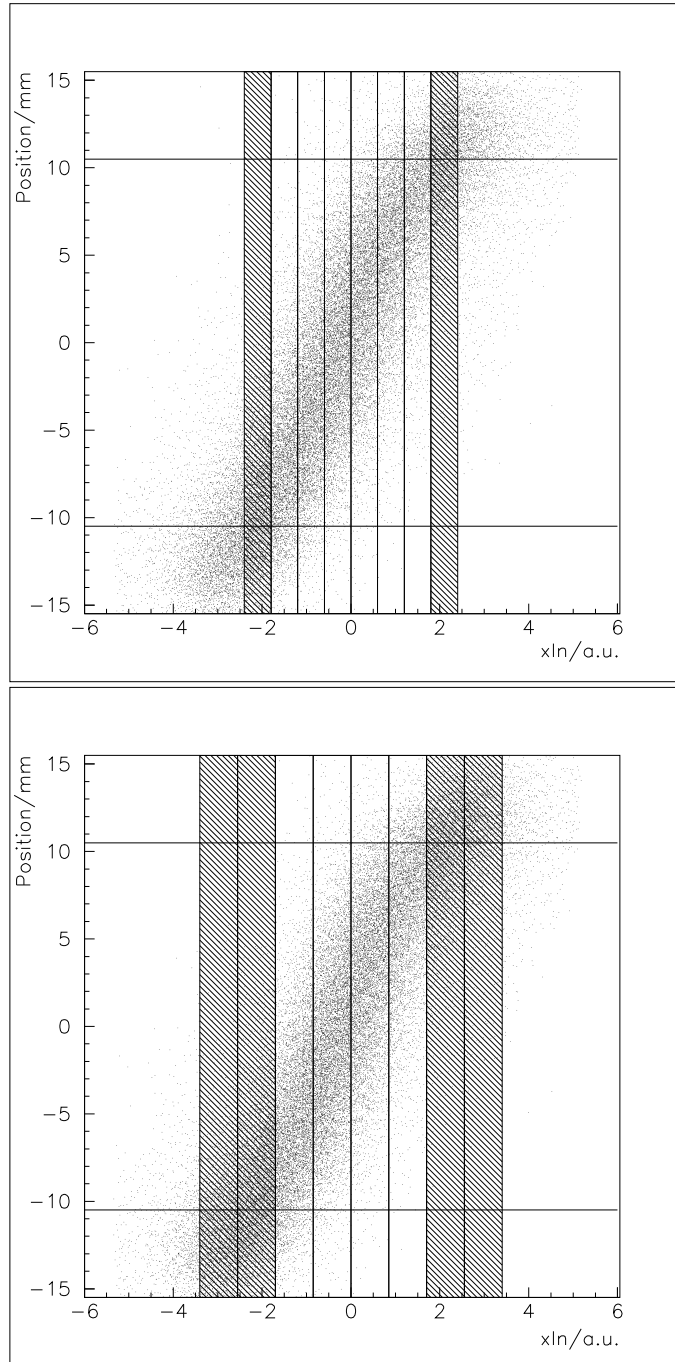


Abbildung 22: Ermittlung des FOM für den Algorithmus xln . Die vertikalen Linien simulieren die Digitalisierung mit einer Auflösung von 3 Bit. Im oberen Histogramm ist das FOM maximal, wenn alle Ereignisse, die in Bin 0 und Bin 7 (schraffiert dargestellt) einsortiert sind, verworfen werden. Im unteren Histogramm sind alle Ereignisse die in Bin 0 und 1 und in Bin 6 und 7 einsortiert sind, zu verwerfen.

zeitig so viele akzeptable Ereignisse wie möglich aus dem Zentrum des Kristalls unangetastet läßt.

Bezeichnet man den Anteil aller nicht akzeptablen Ereignisse, die verworfen werden mit B und den Anteil aller akzeptablen Ereignisse, die aufgrund des Schnitts ebenfalls verworfen werden mit G , so läßt sich ein Gütemaß, oder „figure of merit“ FOM wie folgt definieren:

$$\boxed{FOM = B(1 - G)} \quad (19)$$

Die Aufgabe besteht also darin, zwei Schnittgrenzen zu ermitteln, eine im Bereich negativer Kristallpositionen und eine im Bereich positiver Kristallpositionen. Werden alle Ereignisse, die außerhalb dieser Schnittgrenzen liegen, verworfen, so ist das FOM maximal. Für den Algorithmus $xln = ln \frac{E_t}{E_b}$ wurden die Schnittgrenzen zu ± 1.8 ermittelt (siehe Abb. 22). Aus den Schnittgrenzen folgt nun ein dynamischer Bereich für die Digitalisierung des Ausgangssignals des Algorithmus. In Abb. 22 sind die 8 Bins, die zur Digitalisierung zur Verfügung stehen, eingezeichnet. Im oberen Teil der Abbildung sind Bin 0 und Bin 7 schraffiert. Bin 0 endet an der Schnittgrenze -1.8. Bin 7 beginnt an der Schnittgrenze 1.8. Bei einem realen ADC führt ein Signal, das einen kleineren Wert als die untere Grenze von Bin 0 hat, zu einem sogenannten „Underflow“ und wird in Bin 0 einsortiert. Entsprechendes gilt für Bin 7. Werte, die zu einem „Overflow“ führen werden in Bin 7 einsortiert. Somit ist das FOM maximal, wenn alle Ereignisse, die in Bin 0 und in Bin 7 einsortiert worden sind, verworfen werden. Der optimale dynamische Bereich beträgt somit ± 2.4 , wenn Bin 0 und Bin 7 verworfen werden. Eine andere Möglichkeit, den dynamischen Bereich festzulegen, ist in Abb. 22 unten dargestellt. Um das maximale FOM zu erreichen, müssen hier die Bins 0, 1, 6 und 7 verworfen werden. Falls in einem Analyseschritt größere Statistik erforderlich ist, besteht nun die Möglichkeit nur die Bins 0 und 7 zu verwerfen, wodurch der Randbereich nicht mehr so stark unterdrückt wird und damit weniger Ereignisse verloren gehen.

Das maximal erreichbare FOM beträgt für den Algorithmus xln FOM=0.64. Es werden dabei 82% der nicht akzeptablen Ereignisse (B), sowie 21% der akzeptablen Ereignisse (G) unterdrückt.

Das Verhalten des FOM ist in Abb.23 gegen den dynamischen Bereich aufgetragen unter der Annahme, daß Bin 0 und Bin 7 verworfen werden. Beträgt der dynamische Bereich 0, so werden alle Ereignisse unterdrückt. Vergrößert man den dynamischen Bereich, so sinkt der Anteil der nicht akzeptablen Ereignisse (B), wie auch der Anteil der akzeptablen Ereignisse (G), die verworfen werden. Das FOM erreicht ein Maximum bei ± 2.4 und fällt dann wieder ab, bis schließlich alle Ereignisse akzeptiert werden, d.h. B und G identisch Null sind.

Die Ermittlung des FOM ist für alle bisher besprochenen Algorithmen durchgeführt worden, sowie für die bisher noch nicht untersuchten Algorithmen xc und

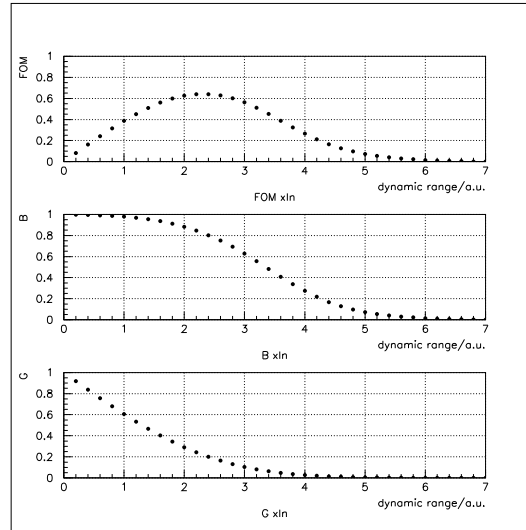


Abbildung 23: FOM, B und G für den Algorithmus xln . Bei einer 3-Bit Digitalisierung wird das „figure of merit“ maximal, wenn ein dynamischer Bereich von ± 2.4 a.u. gewählt wird.

xcs . Diese beiden unterscheiden sich von den übrigen Algorithmen. Ist man nicht daran interessiert, ob der Randbereich in vertikaler oder horizontaler Richtung getroffen wurde, sondern nur daran, ob er getroffen wurde, so stehen für die Digitalisierung dieser Information 6 Bit zur Verfügung. Dies hat den Vorteil, daß die Schnittgrenze sehr fein variiert werden kann. Algebraisch sind xc und xcs gleichwertig, denn es gilt:

$$xcs = \frac{xc}{xc + 1}.$$

Experimentell muß jedoch der Einfluß der Schauerfluktuationen in Betracht gezogen werden. Die Summe aus allen neun Modulen fluktuiert nur wenig, während die Summe aus den äußeren acht Modulen im Vergleich dazu stark fluktuiert.

Die Ergebnisse sind im folgenden Abschnitt zusammengefaßt.

6.4 Ergebnisse

Die Histogramme für die Algorithmen xds und xd , sowie deren „figure of merit“ sind in Abb. 25 dargestellt. Abb.26 zeigt die Ergebnisse für die Algorithmen xw und xa . Für die Algorithmen xc und xcs wurde auf das Binning verzichtet und nur die optimale Schnittkante ermittelt. In den Histogrammen der Abb. 27 ist das FOM maximal, wenn alle Ereignisse links der in beiden Histogrammen eingezeichneten vertikalen Linie verworfen werden. Die genannten Abbildungen beziehen sich alle auf ein vertikales Abtasten der Kristallflächen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Auf die Darstellung der entsprechenden Abbildungen für ein horizontales Abtasten ist verzichtet worden, da sie mit den

Abbildungen für vertikales Abtasten nahezu identisch sind. Die Ergebnisse für horizontales Abtasten sind ebenfalls in Tabelle 2 zusammengefasst.

	vertikales Abtasten			horizontales Abtasten		
Algorithmus	FOM	B	G	FOM	B	G
xln	0.64	0.82	0.21	0.65	0.83	0.20
xds	0.71	0.84	0.15	0.71	0.87	0.18
xd	0.71	0.84	0.15	0.71	0.86	0.17
xw	0.70	0.84	0.18	0.70	0.85	0.17
xa	0.64	0.82	0.21	0.65	0.84	0.22
xc	0.70	0.83	0.15	0.69	0.84	0.18
xcs	0.70	0.83	0.15	0.69	0.83	0.17

Tabelle 2: FOM, B und G aller betrachteten Algorithmen.

Vergleicht man die Algorithmen untereinander, so stellt man fest, daß mit den Algorithmen xln und xa das schlechteste FOM erreicht wird. Bei vertikalem Abtasten liefert der Algorithmus xln ein FOM von 0.64. Es werden dabei 82% der nicht akzeptablen Ereignisse (B) verworfen. Gleichzeitig gehen 21% der akzeptablen Ereignisse (G) verloren. Die Werte für den Algorithmus xa sind zufällig mit denen des Algorithmus xln identisch. Das FOM der übrigen Algorithmen liegt zwischen 0.70 und 0.71 bei vertikalem Abtasten. Die Unterschiede sind somit nicht signifikant. Dabei liegt der Anteil der nicht akzeptablen unterdrückten Ereignisse zwischen 83% und 84%. Das bessere FOM dieser Algorithmen läßt sich darauf zurückführen, daß weniger akzeptable Ereignisse verworfen werden, als bei den Algorithmen xln und xa . So werden mit dem Algorithmus xln 21% der akzeptablen Ereignisse (G) unterdrückt, wohingegen zum Beispiel der Algorithmus xds nur 15% unterdrückt.

Das beste Ergebnis erzielen die Algorithmen xds und xd . Betrachtet man die Histogramme dieser Algorithmen in Abb. 25, so stellt man fest, daß eine Änderung der Einschußposition im Randbereich eine große Signaländerung zur Folge hat, im Vergleich zu einer Änderung der Einschußposition im zentralen Bereich des Kristalls. Die Algorithmen sind somit im Randbereich des Kristalls sensitiver. Dasselbe gilt für die 1-dimensionalen Algorithmen xc und xcs .

Ein Vergleich der Ergebnisse, die beim vertikalen Abtasten gewonnen wurden, mit denen die beim horizontalen Abtasten gewonnen wurden, zeigt, daß das erreichte FOM der Algorithmen nahezu identisch ist. Jedoch unterscheidet sich der Anteil der unterdrückten nicht akzeptablen Ereignisse (B), sowie der Anteil der akzeptablen Ereignisse (G), die verloren gehen. Hierfür ist wahrscheinlich die

unterschiedliche Detektorgeometrie in horizontaler und vertikaler Richtung verantwortlich.

Vergleicht man die Algorithmen im Hinblick auf die elektronische Realisierung in Form einer analogen Schaltung, so läßt sich folgendes sagen. Der Algorithmus xa erzielt ein schlechtes Ergebnis und ist aufwendig zu realisieren. Er scheidet deshalb aus. Die Realisierung der Algorithmen xds , xd und xw ist ebenfalls aufwendig. Es muß eine Differenz gebildet und eine Division durchgeführt werden. Etwas leichter zu realisieren sind die Algorithmen xc und xcs , da dort „nur“ eine Division nötig ist. Das Hauptproblem in der Realisierung besteht darin, daß die Signalverarbeitung quasi totzeit-frei durchgeführt werden muß. Der Algorithmus xln erzielt zwar ein schlechteres Ergebnis, dafür ist er aber am einfachsten zu realisieren.

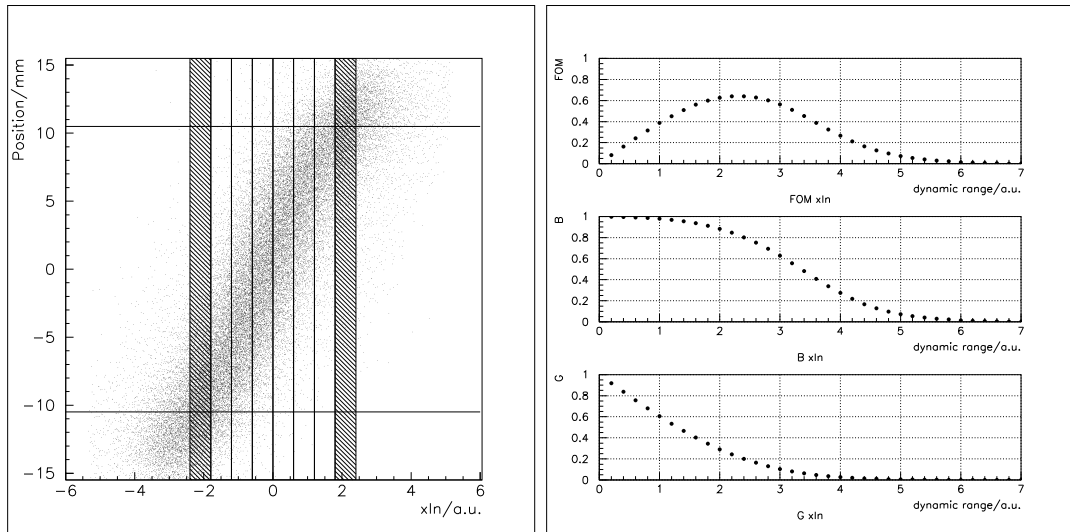


Abbildung 24: Ermittlung des FOM für den Algorithmus xln (vertikales Abtasten)

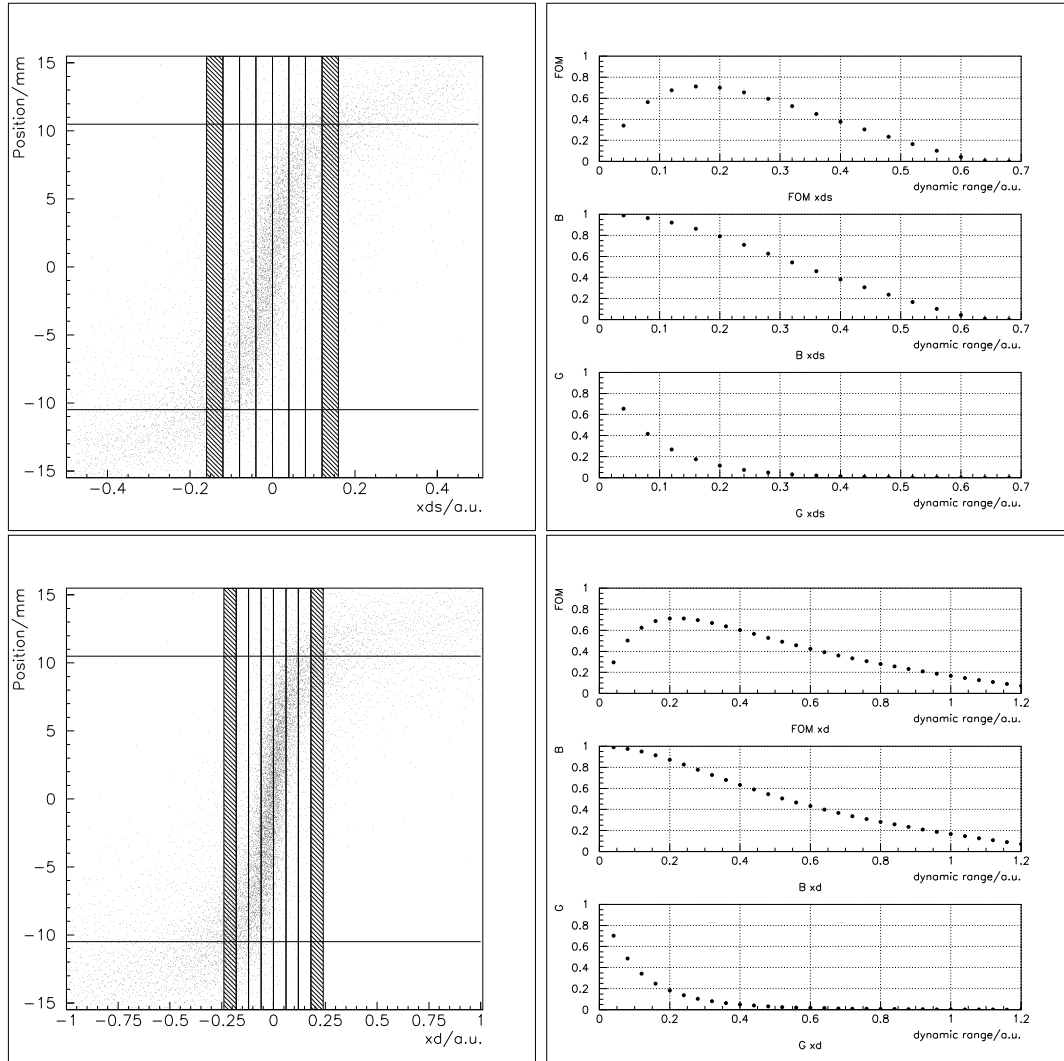


Abbildung 25: Ermittlung des FOM für die Algorithmen xds , xd (vertikales Abtasten)

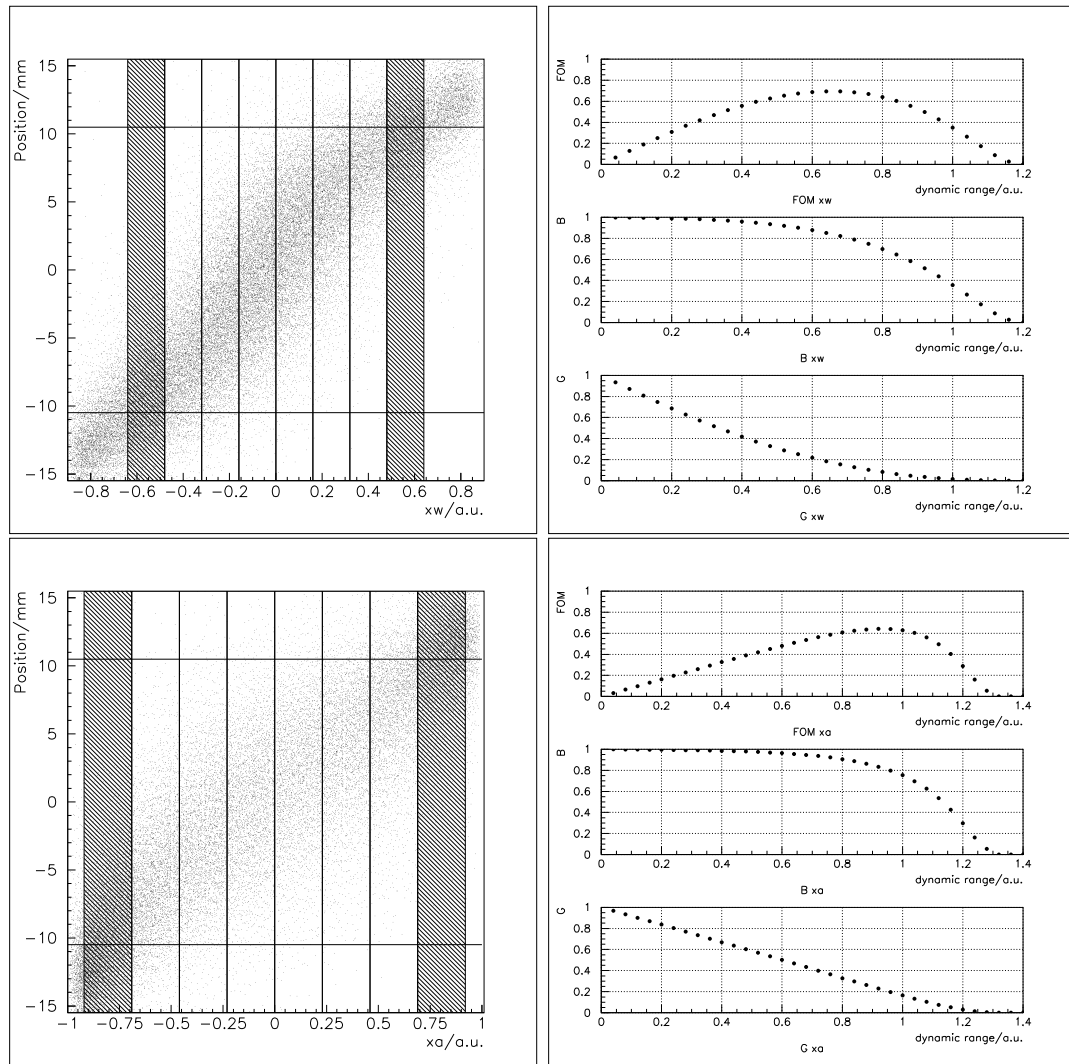


Abbildung 26: Ermittlung des FOM für die Algorithmen xw und xa (vertikales Abtasten)

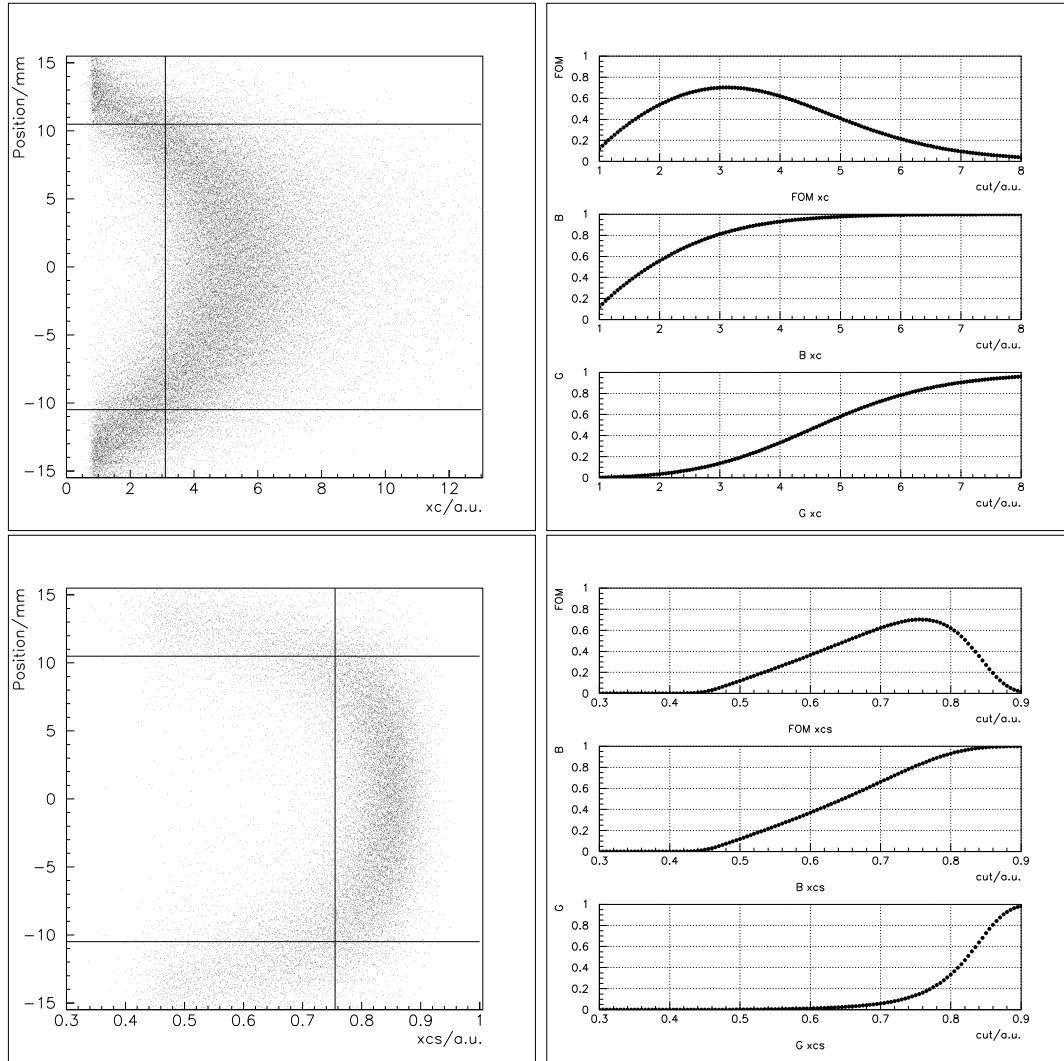


Abbildung 27: Ermittlung des FOM für die Algorithmen xc und xcs (vertikales Abtasten)

7 Analoge „Online“-Ortsrekonstruktion

In diesem Kapitel wird die Umsetzung der Überlegungen aus Kapitel 6 in eine elektronische Schaltung dargestellt. Die in Kapitel 6 vorgestellten Algorithmen haben gemeinsam, daß eine Division durchgeführt werden muß. Eine analoge elektronische Schaltung realisiert dies, indem sie die Eingangssignale logarithmiert, die Differenz bildet und anschließend wieder delogarithmiert. Verschiedene Hersteller bieten integrierte Schaltkreise an, die diese Aufgabe erfüllen. Jedoch werden diese Bausteine den Anforderungen an eine quasi totzeitfreie Signalverarbeitung nicht gerecht. Ähnliches gilt für integrierte, logarithmische Verstärker, die zwar über viele Dekaden hinweg genau, aber zu langsam arbeiten.

Aus diesem Grund wurde in einem ersten Versuchsaufbau versucht, eine Schaltung zur Bildung logarithmischer Verhältnisse mit schnellen Operationsverstärkern und Transistoren diskret aufzubauen. Dabei waren aufwendige Kompensationsmaßnahmen zur Unterdrückung von Oszillationen nötig. Bedenkt man, daß die Ortserkennungselektronik in 1022 Kanälen benötigt wird, so ist dieser Ansatz unpraktikabel. Ein Ausweg besteht darin, die eigentliche Signalverarbeitung passiv durchzuführen, d.h. mit passiven Bauelementen. Dabei müssen Abstriche, was die Genauigkeit der Schaltung betrifft, in Kauf genommen werden, die jedoch nicht so sehr ins Gewicht fallen, da für die Digitalisierung des Ausgangssignals der Ortsrekonstruktion insgesamt nur 6 Bit zur Verfügung stehen.

Das Hauptaugenmerk bei der Entwicklung der Schaltung lag in der Unterdrückung der Randbereiche. Wie die Analyse von Strahlzeitdaten in Kapitel 6.3 gezeigt hat, erhält man mit dem Algorithmus $x \ln$, also der Bildung des logarithmischen Verhältnisses, das schlechteste FOM im Vergleich mit den anderen Algorithmen, jedoch hat dieser Algorithmus, elektronisch gesehen, den entscheidenden Vorteil, daß das Delogarithmieren entfällt. Zur Bildung des Logarithmus bietet sich die Halbleiterdiode aufgrund ihrer exponentiellen Kennlinie an. In Kapitel 7.1 werden die dafür wichtigen Zusammenhänge dargestellt. In einem ersten Schritt wurde eine mögliche Schaltung mit SPICE [Hoe85] simuliert. Das Ergebnis der Simulation wurde verwendet, um mit einer simulierten Kennlinie eine Analyse von Strahlzeitdaten durchzuführen. Dies wird in Kapitel 7.2 erläutert. Aufbauend auf den gewonnenen Erkenntnissen wurden zwei elektronische Schaltungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion aus den analogen Detektorsignalen aufgebaut, eine in Standardtechnik und eine in SMD-Technik (Surface Mounted Device), was in Kapitel 7.3 dargestellt ist. Die Schaltungen wurden am Elektronenstrahl von MAMI getestet. Der Teil des Datenaufnahmesystems, der die entwickelten Schaltungen betrifft, wird in Kapitel 7.4 erläutert. Schließlich werden die gewonnenen Ergebnisse in Kapitel 7.5 diskutiert.

7.1 Diode als Bauelement mit logarithmischer Kennlinie

Der analytische Zusammenhang zwischen Strom und Spannung der Halbleiterdiode lautet [Bac91]:

$$I = I_S(\exp(\alpha U_D) - 1) \quad (20)$$

mit I_S dem Sättigungssperrstrom, $\alpha = \frac{1}{\eta U_T}$, $U_T = \frac{kT}{e}$ der Temperaturspannung, T der absoluten Temperatur, k der Boltzmannkonstanten, U_D der Spannung, die über der Diode abfällt und einem Korrekturfaktor η , der für Siliciumdioden ~ 2 beträgt. Die Temperaturspannung U_T beträgt bei Raumtemperatur etwa 26 mV. Da I_S von der Größenordnung $10^{-12} - 10^{-9}$ A ist, kann der zweite Term der Gleichung vernachlässigt werden.

Aus der Schaltung, die in Abb. 28 dargestellt ist, liest man ab:

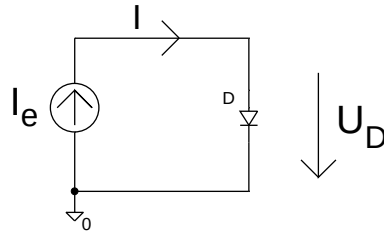


Abbildung 28: Diode mit idealer Stromquelle

$$U_D = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{I_e}{I_S} \right) \quad (21)$$

Hier ist der Strom I_e das Eingangssignal und über die Spannung U_D erhält man den Logarithmus des Eingangssignals.

Steht als Signalquelle nur eine Spannung U_e zur Verfügung (Abb. 29), zum Beispiel das integrierte Signal eines PbF_2 -Kristalls, so führt eine Berechnung der Schaltung auf eine analytisch nicht lösbare Gleichung:

$$U_D + R I_S \exp(\alpha U_D) = U_e \quad (22)$$

Für kleine Eingangssignale U_e ist das Ausgangssignal U_D linear zu U_e . Dieser Ef-

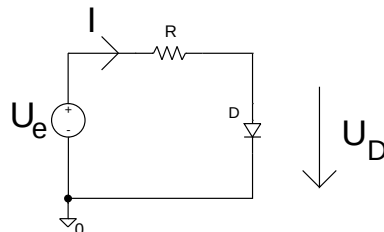


Abbildung 29: Diode mit Vorwiderstand und Spannungsquelle

fekt kann verringert werden, indem man die Diode „vorspannt“, d.h. man schaltet

zu der Signalquelle eine Spannung U_{bias} in Reihe, die etwa gleich der sogenannten Schleusenspannung der Diode ist, was in Abb. 30 dargestellt ist. Die Schleusenspannung ist definiert als die Spannung, bei der der Strom durch die Diode auf $\frac{1}{10}$ des maximal zulässigen Stroms angestiegen ist und beträgt für Siliziumdioden etwa $0.6 - 0.7$ V. Eine Berechnung der Schaltung führt wieder auf eine transzendente Funktion:

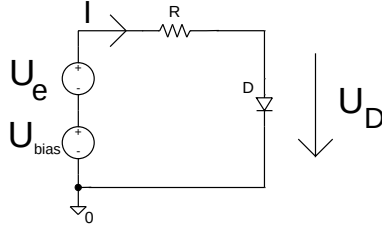


Abbildung 30: Vorgespannte Diode mit Vorwiderstand und Spannungsquelle

$$U_D + RI_S \exp(\alpha U_D) = U_e + U_{bias} \quad (23)$$

Gleichung 22 und 23 wurden numerisch gelöst um eine Abschätzung über die

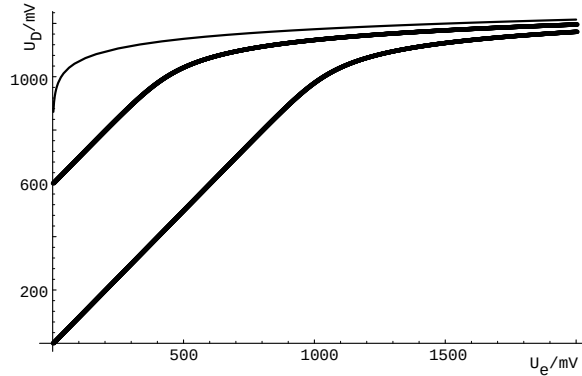


Abbildung 31: Graphische Darstellung der Gleichungen 21 (obere Kurve), 22 (untere Kurve), 23 (mittlere Kurve)

Abweichung vom idealen logarithmischen Verhalten zu bekommen. Es wurde $U_{bias} = 0.6$ V, $\eta = 2$ und $I_S = 10^{-9}$ A gewählt. Das Ergebnis ist in Abb. 31 dargestellt. Das logarithmische Verhalten der Schaltung aus Abb. 29 wird erst bei einer Eingangsspannung von etwa 1 V deutlich (untere Kurve). Die Schaltung, die mit der vorgespannten Diode arbeitet (Abb. 30), zeigt dieses Verhalten bereits für Eingangsspannungen ab etwa 400 mV (mittlere Kurve). Man erkennt deutlich den Einfluß der Spannung U_{bias} . Der differentielle Widerstand der Diode wird mit wachsendem U_D kleiner. Das hat zur Folge, daß der Strom I hauptsächlich vom Widerstand R bestimmt wird und die Spannungsquellen zusammen mit R eine Stromquelle annähern.

7.2 Design und Simulation

Der analoge Teil der A4-Detektorelektronik stellt neun Abgriffpunkte für die neun Signale einer 3x3 Matrix zur Verfügung. Die Signale müssen hochohmig abgegriffen werden und können dann der Ortsrekonstruktionselektronik, im folgenden ORK genannt, zugeführt werden. Das Blockschaltbild Abb. 32 zeigt den prinzipiellen Aufbau von ORK. Sie besteht aus zwei identischen Kanälen, deren

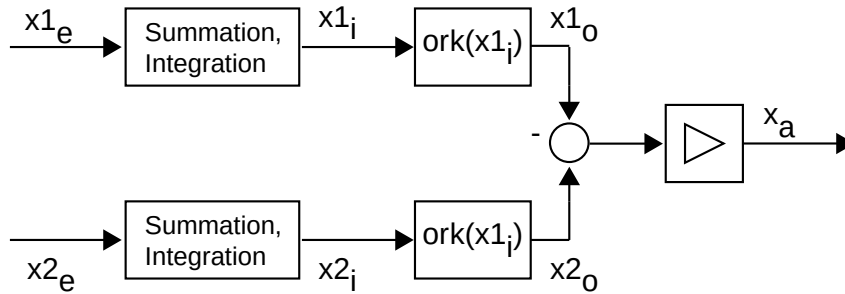


Abbildung 32: Blockschaltbild der Ortsrekonstruktionselektronik ORK

Eingangssignale x_{1e}, x_{2e} im Rahmen der zur Verfügung stehenden Signale frei wählbar sind. In der ersten Stufe werden die Signale summiert und integriert. Sie werden dann dem Diodenlogarithmierer zugeführt. Der funktionale Zusammenhang zwischen einer Eingangsgröße x_i und der Ausgangsgröße x_o des Diodenlogarithmierers wird als

$$x_o = \text{ork}(x_i)$$

dargestellt, um den Unterschied zu einem idealen Logarithmierer zu betonen. Die Signale der beiden Kanäle werden dann einer Differenzstufe zugeführt und schließlich noch verstärkt. Die Verstärkung muß so gewählt werden, daß der dynamische Bereich des ADC, der bei der Digitalisierung verwendet wird, voll ausgenutzt wird.

Als Entwicklungswerkzeug für die elektronische Schaltung stand das Programmpaket MicroSim PSpice [PSpice] zur Verfügung. Es ermöglicht die Simulation elektronischer Schaltungen mit SPICE [Hoe85]. Viele Hersteller elektronischer Bauelemente stellen sogenannte Modelle ihrer Bauelemente zur Verfügung, die als Grundlage für die Simulation dienen.

Bei der Suche nach einem geeigneten Operationsverstärker (OP) für die zu entwickelnde Schaltung fiel die Wahl auf den OP Comlinear CLC440 der Firma National Semiconductor [Nat96], für den auch ein SPICE-Modell zur Verfügung steht. Der CLC440 hat eine Bandbreite von 750 MHz und arbeitet stabil bei einer Verstärkung von eins („unity gain stable“). Sein Ausgangsspannungsbereich beträgt ± 2.2 V.

Eine Diode vom Typ 1N4151 wurde für das Logarithmieren der Signale gewählt. Dies ist eine sogenannte „Fast Switching Diode“, die sich besonders durch ihre geringe Kapazität von nur 2 pF auszeichnet. Auch für dieses Bauteil war ein

SPICE-Modell vorhanden. Es zeigte sich jedoch, daß die Abweichungen des Modells zur realen Diode so groß waren, daß eine realistische Simulation nicht möglich war. Aus diesem Grund wurde anhand der gemessenen Diodenkennlinie ein neues PSPice Modell erstellt. Die Funktionsweise des Integrators, sowie des Diodenlogarithmierers sollen nun erläutert werden.

Integrator. Das Schaltbild des Integrators ist in Abb. 33 dargestellt. Es handelt

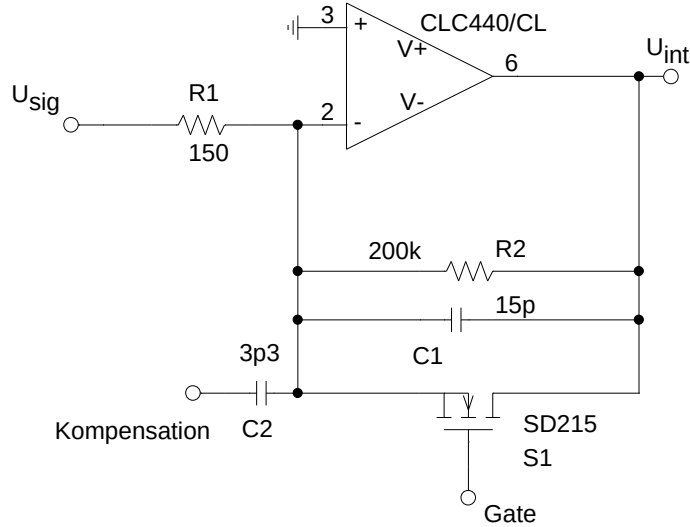


Abbildung 33: Schaltbild des Integrators

sich um einen sogenannten „switched capacitor“ Integrator. Der Schalter S1 ist ein DMOS FET Transistor vom Typ SD215 der Firma Temic ([Tem97a][Tem97b]). Im Ruhezustand ist S1 geschlossen ($U_{Gate} = 3.5V$) und der Kondensator C1 somit kurzgeschlossen. Um ein Eingangssignal U_{sig} zu integrieren, wird S1 für die Dauer der Integrationszeit t_{int} geöffnet ($U_{Gate} = 0V$). Als Ausgangssignal ergibt sich [Tie90]:

$$U_{int} = \frac{1}{R_1 C_1} \int_{t=0}^{t=t_{int}} U_{sig} dt \quad (24)$$

Die „Gate Node Capacitance“² des SD215 beträgt laut Datenblatt bis zu 3.5pF. Wird der Integrator ohne Eingangssignal betrieben, so bewirkt diese Kapazität eine Überkopplung des Schaltimpulses und damit eine „Offset“-Spannung am Ausgang des Integrators, die zwischen 200mV und 400mV liegt. Diese kann mit Hilfe des Kondensators C2 kompensiert werden, indem an ihn das zum Signal U_{Gate} komplementäre Signal angelegt wird. Durch geeignete Wahl des Kondensators C2 kann die Offset-Spannung auf unter 10mV reduziert werden.

Diodenlogarithmierer. Die Prinzipschaltung des Diodenlogarithmierers ist in

²Die Anschlüsse eines FET werden mit (G)ate, (D)rain, (S)ource und (B)ulk bezeichnet. Als

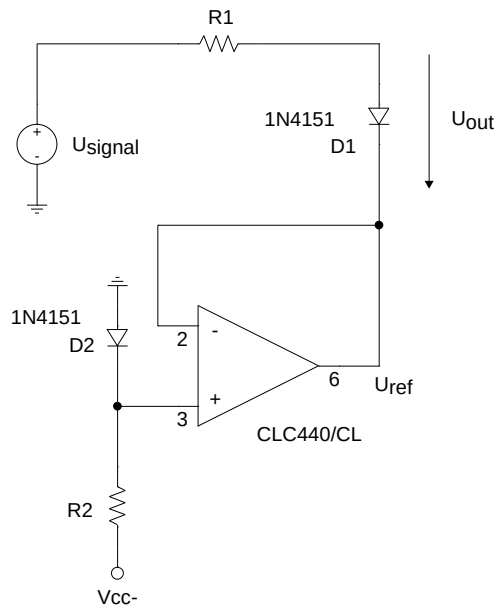


Abbildung 34: Prinzipschaltbild des Diodenlogarithmierers

Abb. 34 dargestellt. Die Diode D2 und der Widerstand R2 bilden einen Spannungsteiler. Am Widerstand R2 liegt die negative Betriebsspannung V_{cc-} an, die $-5V$ beträgt. Der Operationsverstärker ist als Spannungsfolger geschaltet. Das

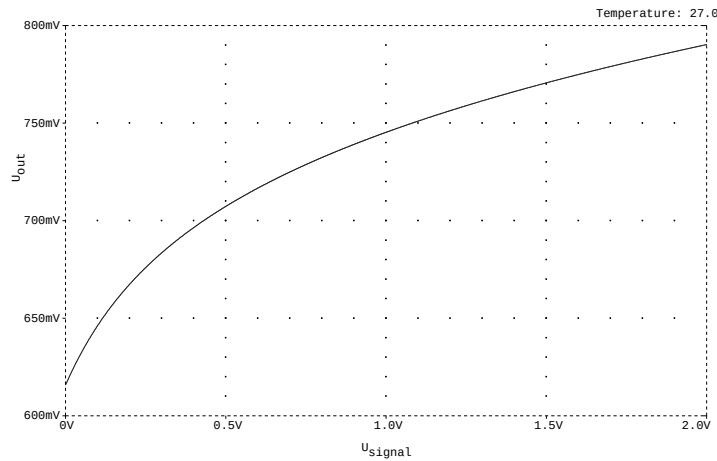


Abbildung 35: Simulierte Kennlinie des Diodenlogarithmierers für Eingangssignale im Bereich 0 V bis 2 V

Eingangssignal des OP (Pin 3) wird in der Mitte des Spannungsteilers abgegriffen und entspricht der Schleusenspannung der Diode D2. Diese Spannung steht am Ausgang des OP (Pin 6) zur Verfügung und dient der Diode D1 als Referenz,

„Gate Node Capacitance“ bezeichnet man $C_{GS+GD+GB}$

wodurch diese vorgespannt wird. Das Eingangssignal der Schaltung U_{signal} wird der Diode D1 über den Widerstand R1 zugeführt. Das Ausgangssignal U_{out} wird über der Diode D1 abgegriffen. Die Aufgabe des Operationsverstärkers ist es, eine stabile Referenzspannung zu liefern. Tritt am Eingang der Schaltung ein schnelles Signal auf, so verhindert er das „Weglaufen“ der Referenzspannung.

Die mit SPICE simulierte Kennlinie dieser Schaltung ist in Abb. 35 dargestellt. Das Eingangssignal U_{signal} überdeckt den Bereich 0 bis 2 V, da der Integrator ein maximales Ausgangssignal von 2 V liefern kann. An die Kennlinie wurde ein Polynom angepaßt, das als Grundlage für die Analyse von Strahlzeitdaten, wie in Kapitel 6.3 dargestellt, diene. Das so erreichte „figure of merit“ beträgt $FOM=0.70$, 84% der nicht akzeptablen Ereignisse (B) und 17% der akzeptablen Ereignisse (G) werden unterdrückt. In Abb. 36 ist dies analog zu Kapitel 6.3 dargestellt. Zum Vergleich beträgt das mit dem Algorithmus xds in Kapitel 6.4 ermittelte $FOM=0.70$, mit $B=0.84$ und $G=0.15$.

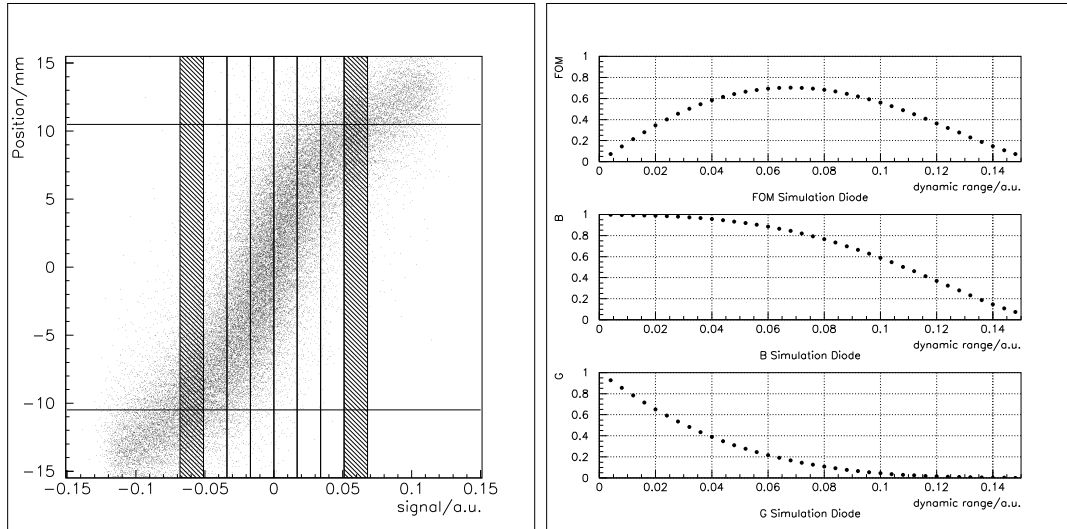


Abbildung 36: FOM für die Simulation des Diodenlogarithmierers. Mit Hilfe der simulierten Kennlinie wurde aus den ADC-Werten der PbF_2 -Signale die Ortsrekonstruktion durchgeführt. Es ist $FOM=0.70$, $B=0.84$ und $G=0.17$

7.3 Elektronische Realisierung

In Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik wurden zwei Schaltungen zur Ortsbestimmung aufgebaut. Eine in Standardtechnik, im folgenden ORK1 genannt, und eine in SMD-Technik, ORK2 genannt. ORK1 wurde speziell für den Algorithmus

$$x_{ork} = ork(E_t) - ork(E_b),$$

um vertikale Einschußpositionen zu rekonstruieren, bzw.

$$x_{ork} = ork(E_r) - ork(E_l)$$

zur Rekonstruktion horizontaler Einschußpositionen, ausgelegt. Der Schaltplan ist in Abb. 37 dargestellt. Die Signale $E_{t,r}$ bzw. $E_{b,l}$ werden mit einem NIM-Modul (Linear Fan In/Out) summiert und den Eingängen der Schaltung zugeführt. Beim Entwurf des PCB (Printed Circuit Board) wurde besonders darauf geachtet, den Hochfrequenzeigenschaften der Schaltung gerecht zu werden. Eine sogenannte „Ground Plane“ überdeckt das PCB so großflächig wie möglich. Die Spannungsverorgungsanschlüsse der Operationsverstärker sind mit Abblock-Kondensatoren versehen, die hochfrequente Spannungsschwankungen kurzschließen. Es wurde darauf geachtet, daß in beiden Kanälen die Signalwege gleich lang und möglichst kurz sind. Die prinzipielle Funktionsweise wurde mit einem Pulser der Firma LeCroy verifiziert. Dieser Pulser liefert ein Ausgangssignal, das dem Ausgangssignal des Photomultipliers im realen Experiment ähnlich ist.

Die Schaltung ORK2 wurde einerseits aufgebaut, um zu überprüfen, inwieweit die unterschiedliche Technik Einfluß auf das Verhalten der Schaltung hat. Dies war notwendig, da die Trigger- und Ausleseelektronik des A4-Experiments ebenfalls in SMD-Technik aufgebaut ist. Auch hier wurde den speziellen Anforderungen an eine Hochfrequenzschaltung Rechnung getragen. Das Schaltbild von ORK2 ist in Abb. 38 dargestellt. Man erkennt, daß jeder Kanal neun Eingänge aufweist. An den Knotenpunkten K1, bzw. K2 werden die Ströme der Eingangssignale summiert. Somit besteht mit ORK2 die Möglichkeit die „1-dimensionalen“ Verfahren

$$x_{ork} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$$

$$x_{ork} = ork(E_c) - ork(E_8)$$

ohne eine externe Summation zu testen.

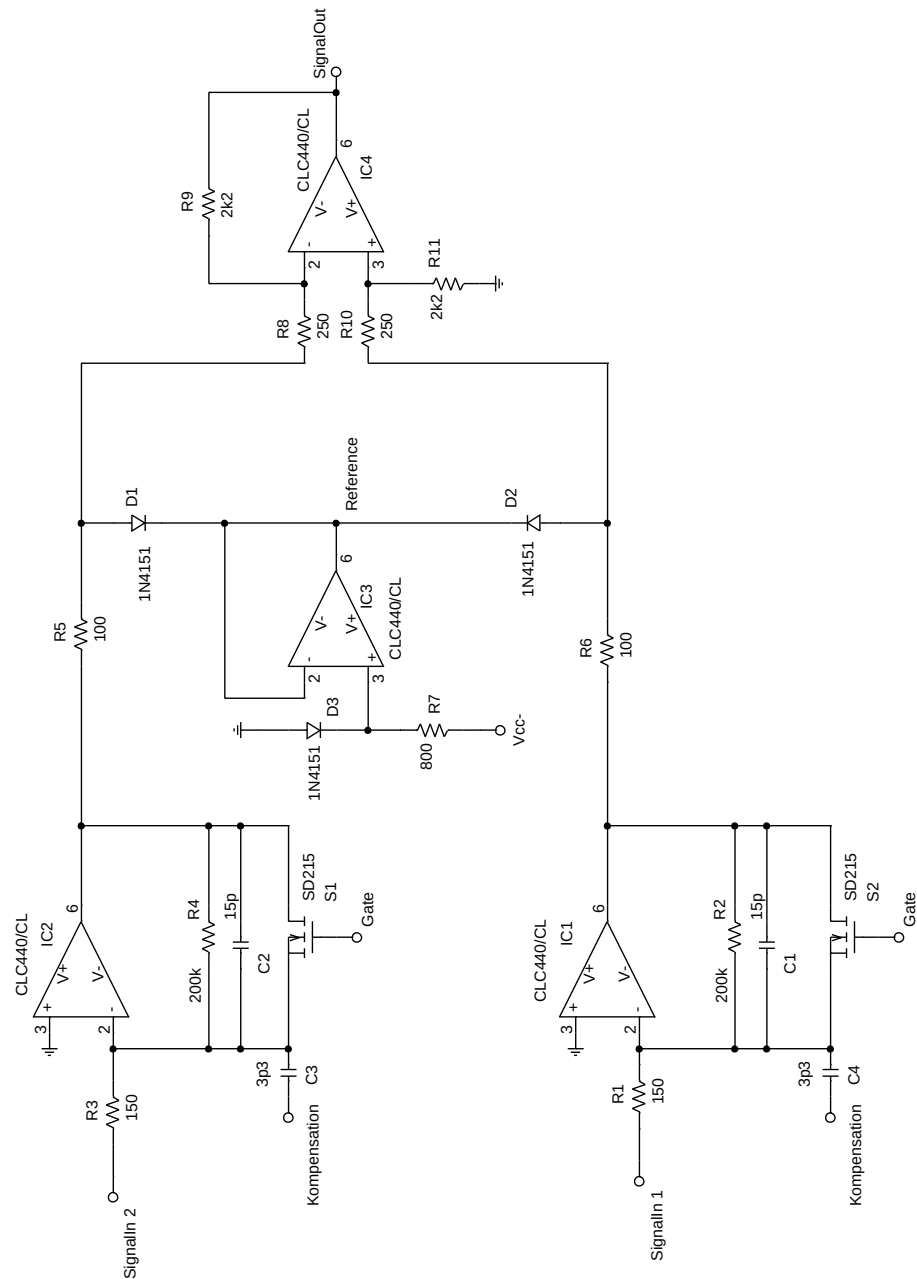


Abbildung 37: Schaltplan ORK1. Die Signale an Eingängen „SignalIn 1“ und „SignalIn 2“ werden zuerst integriert. Die integrierten Signale werden den Diodenlogarithmierern zugeführt. Anschliessend erfolgt die Differenzbildung mit gleichzeitiger Verstärkung. Die Spannungsversorgungen der OP's sind nicht eingezeichnet. Die Schaltung arbeitet mit $\pm 5\text{ V}$. Abschlußwiderstände und Abblockkondensatoren sind ebenfalls nicht eingezeichnet.

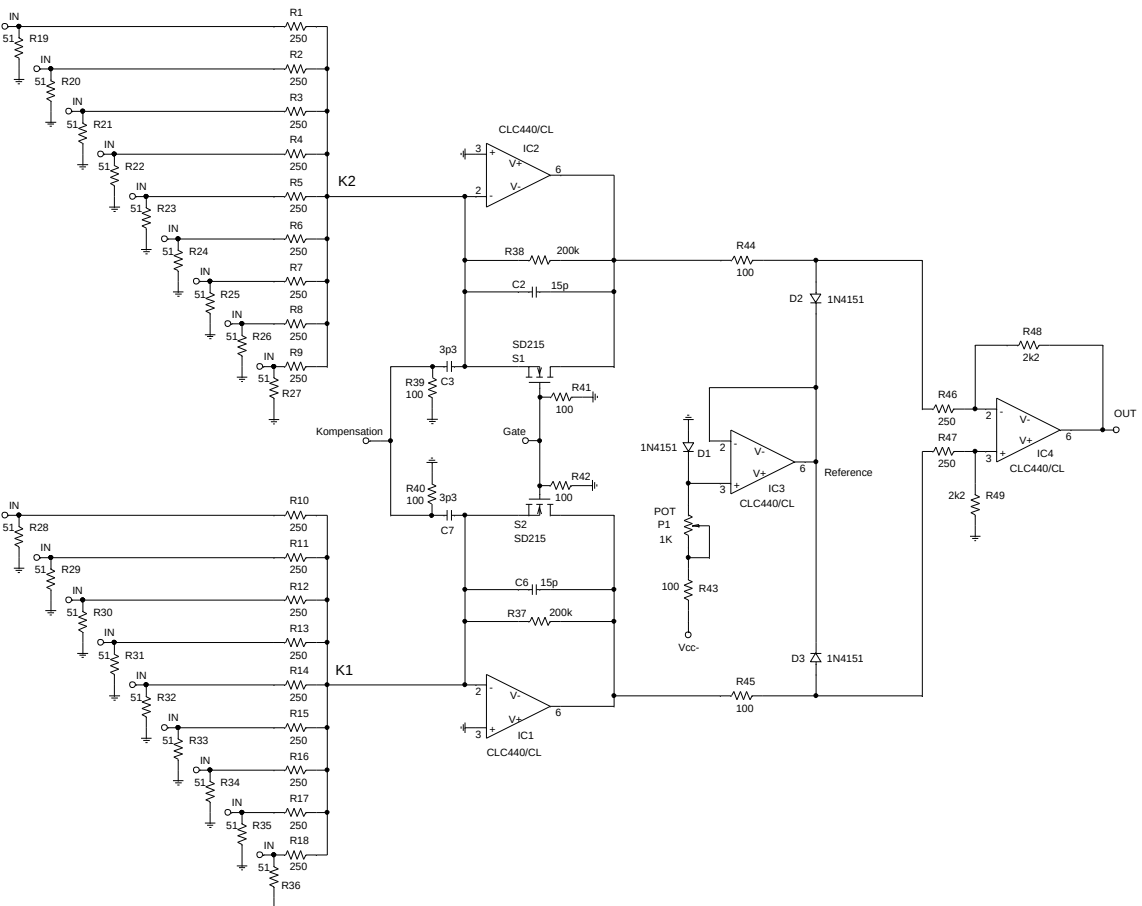


Abbildung 38: Schaltplan ORK2. Die in SMD-Technik aufgebaute Schaltung verfügt über jeweils neun Eingänge. Die Knotenpunkte K1 und K2 sind Stromsumationspunkte.

7.4 Datenaufnahmesystem

Mit Bezug auf Abb. 12 soll nun der die Ortsbestimmungselektronik betreffende Teil des Datenaufnahmesystems erläutert werden.

Das Ausgangssignal der Photomultiplier wird ORK zugeführt. Mit Hilfe eines Pulsgenerators wird aus dem Triggersignal das Zeitfenster für die Integratoren von ORK abgeleitet (G). Um das Ausgangssignal von ORK zu digitalisieren, wird das 250MHz FADC VME Modul DL515 verwendet. Der in diesem Modul verwendete FADC Baustein hat eine Auflösung von 8 Bit. Er ist sensitiv auf Eingangsspannungen im Bereich -1V bis +1V und hat entsprechend einen Wertebereich von -127 bis 128 Kanälen. Die Eingangsspannung 0V wird auf den Kanal 0 abgebildet. Die Digitalisierung wird durch die logischen Signale FADC-Start/Stop, die ebenfalls aus dem Triggersignal abgeleitet werden, gestartet bzw. beendet.

Erhält der FADC einen Start-Impuls, so tastet er das an seinem Eingang anliegende Signal im Abstand von 4 ns, also mit einer Frequenz von 250MHz ab. Die Abläufe für die Aufnahme eines Ereignisses sollen anhand des Zeitdiagramms Abb. 39 noch einmal verdeutlicht werden: Es sei angenommen, daß ein gültiges

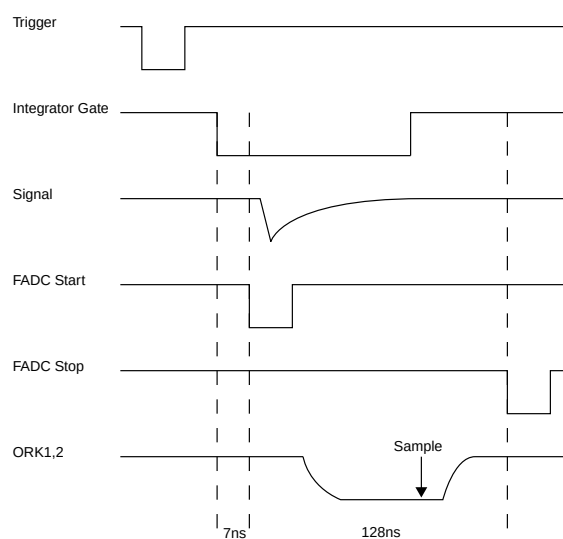


Abbildung 39: Zeitdiagramm der Datenaufnahme für ORK1,2

Ereignis eingetreten ist, welches einen Triggerimpuls erzeugt hat. Das hat die Generierung eines Gates (Integrator Gate G) für die Integratoren von ORK zur Folge. Die Integrationszeit beträgt etwa 70 ns, da wie schon erwähnt die Pulsdauer der Signale aufgrund des langen Weges von der Experimentierhalle zum Datenaufnahmesystem etwa 60 ns beträgt. Es ist auf die optimale Überdeckung des Gates und der Signale der Photomultiplier zu achten. Die Verarbeitung der Signale in ORK benötigt etwa 7 ns. Nach dieser Zeit erhält der FADC-Wandler sein Start-Signal und das Ausgangssignal von ORK wird abgetastet. Die relativ lange Abtastzeit von 128 ns wurde gewählt um auch das Ein- und Ausschwingverhalten

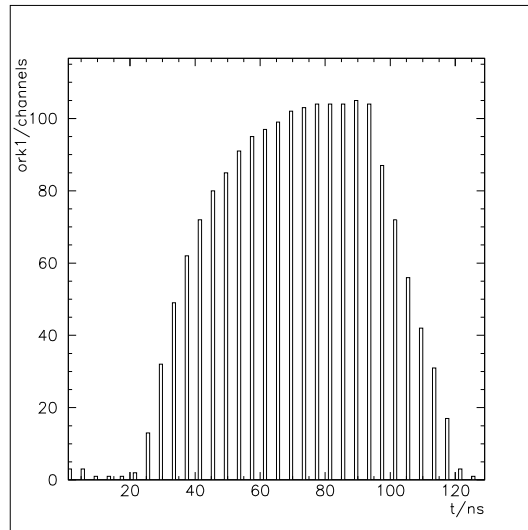


Abbildung 40: Digitalisiertes Ausgangssignal von ORK1, beispielhaft für die vertikale Einschußposition +10mm

der Schaltung beobachten zu können. In Abb. 40 ist beispielhaft das abgetastete Ausgangssignal der in Standardtechnik aufgebauten Schaltung ORK1 dargestellt. Nach etwa 70ns wird das Ausgangssignal stabil und bleibt nahezu konstant. Da in dem Konzept der Trigger- und Ausleseelektronik vorgesehen ist, nur einen Wert digital abzuspeichern und nicht die ganze Kurvenform, wird auch hier jetzt als eigentliches Ausgangssignal der Schaltung der Wert zur Zeit $t=81\text{ ns}$ definiert.

7.5 Ergebnisse

Die bei dem horizontalen und vertikalen Abtasten des Testkalorimeters mit dem Elektronenstrahl gewonnenen Daten, wurden nach dem in Kapitel 6 entwickelten Verfahren analysiert, d.h. es wurde jeweils das maximal erreichbare „figure of merit“ FOM ermittelt. Die Bedingung des lokalen Maximums für das zentrale Modul ist dabei in der Analyse berücksichtigt worden.

ORK1, vertikales Abtasten. Die Ergebnisse der Meßreihe für die elektronische Schaltung in Standardtechnik ORK1 mit der vertikalen Verschaltung

$$x_{ork1} = ork(E_t) - ork(E_b) \quad (25)$$

bei vertikalem Abtasten der Kristallflächen von -15 mm bis +15 mm sind in Abb. 41 dargestellt.

In dem Histogramm ist wieder der mögliche dynamische Bereich eines hypothetischen 3-Bit ADC's dargestellt. Werden alle Ereignisse, die in Bin 0 und Bin 7 einsortiert sind, verworfen, so ist das FOM maximal. Drückt man den optimalen, dynamischen Bereich in Einheiten der Kanalzahl des verwendeten 8-Bit FADC-Moduls aus, so beträgt er ± 44 Kanäle. Das FADC-Modul ist sensitiv auf Eingangsspannungen von -1 V bis +1 V. Ein Kanal hat damit eine Breite von $2\text{ V}/256\text{ Kanäle} \simeq 8\text{ mV/Kanal}$. Das bedeutet der hypothetische 3-Bit ADC sollte sensitiv sein auf Eingangsspannungen von $\pm 44 \cdot 8\text{ mV} \simeq \pm 0.35\text{ V}$. Hersteller integrierter Schaltkreise bieten vielfach ADC's an, die einen Eingangsspannungsbereich von $\pm 0.5\text{ V}$ haben. Um einen solchen Baustein optimal zu verwenden, müßte die Verstärkung in der Differenzstufe der Schaltung ORK1 um den Faktor $0.5/0.35 \simeq 1.4$ erhöht werden.

ORK1, horizontales Abtasten. Die Ergebnisse für ORK1 mit der horizontalen Verschaltung

$$x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l) \quad (26)$$

bei horizontalem Abtasten von -15 mm bis +15 mm sind in Abb. 42 dargestellt.

ORK2, vertikales Abtasten. Die Ergebnisse für die elektronische Schaltung in SMD-Technik ORK2 mit dem Signal des zentralen Kristalls und der Summe der Signale seiner acht Nachbarn als Eingangssignale,

$$x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8), \quad (27)$$

bei vertikalem Abtasten von -15 mm bis +15 mm sind in Abb. 43 dargestellt.

ORK2, horizontales Abtasten. Die Ergebnisse für ORK2 mit

$$x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8) \quad (28)$$

bei horizontalem Abtasten von -15 mm bis +15 mm sind in Abb. 44 dargestellt.

ORK2, vertikales Abtasten. Die Ergebnisse für ORK2 mit dem PbF_2 -Signal des zentralen Kristalls und der Summe der Signale der 3x3 Matrix als Eingangssignale,

$$x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot}), \quad (29)$$

bei vertikalem Abtasten von -15 mm bis +15 mm sind in Abb. 45 dargestellt.

Mit der Schaltung in Standardtechnik ORK1 erreicht man bei vertikalem Abtasten ein FOM von 0.702 ± 0.004 . Der Anteil der unterdrückten nicht akzeptablen Ereignisse beträgt $B=0.835$, die Verluste für die Ereignisse im Zentralbereich betragen $G=0.159$. Bei horizontalem Abtasten ergibt sich $\text{FOM}=0.704 \pm 0.004$, $B=0.854$ und $G=0.176$.

Vergleicht man das erreichte FOM für die beiden Raumrichtungen, so stellt man fest, daß der Unterschied innerhalb des statistischen Fehlers $\Delta \text{FOM}_s = 0.004$ liegt. Zwar ist der Anteil der unterdrückten, nicht akzeptablen Ereignisse (B) beim vertikalen Abtasten kleiner als beim horizontalen Abtasten, die Verluste für Ereignisse aus dem Zentralbereich (G) sind dafür jedoch größer. Unterschiede in der Detektorgeometrie, wie zum Beispiel gestufte Detektorkristalle in horizontaler Richtung und Unterschiede in den Lücken zwischen den Kristallen sind wahrscheinlich hierfür verantwortlich.

Die in SMD-Technik realisierte Schaltung ORK2 erreichte mit dem Verfahren $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_s)$, also mit dem Signal des zentralen Kristalls und dem Summensignal seiner acht Nachbarn als Eingangssignale, ein FOM von 0.680 für die vertikale Raumrichtung und ein FOM von 0.660 für die horizontale Raumrichtung. Die Abweichung ist hier statistisch gerade signifikant. Bei vertikalem Abtasten werden 82.4% der nicht akzeptablen Ereignisse (B) unterdrückt. Der Verlust an akzeptablen Ereignissen beträgt $G=0.175$. Bei horizontalem Abtasten ist $B=0.791$ und $G=0.166$. Weiterhin erkennt man, daß im Gegensatz zu ORK1 der Anteil der nicht akzeptablen Ereignisse, die unterdrückt werden, für die vertikale Raumrichtung größer ist.

Mit dem Verfahren $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$ erreichte die SMD-Schaltung ORK2 ein FOM von 0.662 mit $B=0.772$ und $G=0.142$. Dabei ist der Anteil der nicht akzeptablen, unterdrückten Ereignisse im Vergleich zu den anderen Ergebnissen am geringsten. Es werden jedoch auch die wenigsten akzeptablen Ereignisse verworfen.

Insgesamt ist das mit der Schaltung ORK2 maximal erreichte FOM etwas schlechter als mit ORK1. Dies muß nicht unbedingt an den benutzten Verfahren liegen, denn es gilt folgendes zu bedenken. Die Schaltung ORK1 liefert bei der Einschußposition von z.B. (0,15) einen Mittelwert von etwa 66 FADC-Kanälen,

bei der Position (0,0) beträgt der Mittelwert des Ausgangssignals etwa -4 Kanäle. Das ergibt eine Auflösung von 4.7 Kanälen/mm. Die Schaltung ORK2 liefert entsprechend die Mittelwerte 3, bzw. 54. Das entspricht einer Auflösung von 3.4 Kanälen/mm. Die Empfindlichkeit von ORK2 ist also geringer. Man erkennt hieran, daß die Verstärkung in der Endstufe von ORK2 zu gering gewählt wurde, um den dynamischen Bereich des verwendeten FADC gut auszunutzen.

Eine Zusammenfassung der geschilderten Ergebnisse enthält Tabelle 3. Vergleicht man die dort aufgelisteten Ergebnisse der analogen „Online“-Ortsrekonstruktion mit den Ergebnissen, der „Offline“-Ortsrekonstruktion, die in Kapitel 6.3, Tabelle 2 zusammengefaßt sind, so erkennt man, daß die Unterschiede im erreichten FOM sehr gering sind. Interessant ist besonders der Vergleich zwischen dem Algorithmus $xln = \ln \frac{E_{t,r}}{E_{b,l}}$ und der Schaltung ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_{t,r}) - ork(E_{b,l})$. Der Algorithmus xln erzielt ein FOM von 0.64 bei vertikalem Abtasten, wobei B=0.82 und G=0.21 sind. Die mit der Schaltung ORK1 erzielten Werte sind deutlich besser. Die Abweichung des in der Schaltung ORK1 eingesetzten Diodenlogarithmierers vom idealen logarithmischen Verhalten bewirkt eine Verbesserung der Effizienz in der Unterdrückung der Randbereiche.

Schalt.	Richt.	Verfahren	FOM	ΔFOM_s	B	G
ORK1	vert.	$x_{ork1} = ork(E_t) - ork(E_b)$	0.702	0.004	0.835	0.159
ORK1	horiz.	$x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$	0.704	0.004	0.854	0.176
ORK2	vert.	$x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$	0.680	0.004	0.824	0.175
ORK2	horiz.	$x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$	0.660	0.004	0.791	0.166
ORK2	vert.	$x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$	0.662	0.004	0.772	0.142

Tabelle 3: FOM, B und G für ORK1,2

Das mit der Schaltung ORK1 getestete Verfahren unterscheidet zwischen horizontaler und vertikaler Einschußposition. Es ist somit ein 2-dimensionales Verfahren. Verschaltet man ORK1 horizontal, d.h. benutzt man als Eingangssignale die Summe der Energien der rechten Nachbarn des zentralen Kristalls E_r , sowie die Summe der Energien der linken Nachbarn E_l und tastet das Kalorimeter vertikal ab, so sollte das Ausgangssignal der Schaltung unabhängig von der vertikalen Einschußposition sein. Das Verhalten von ORK1 mit

$$x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l) \quad (30)$$

für vertikales Abtasten ist untersucht worden (Abb. 46). Man erkennt, daß das Ausgangssignal der Schaltung gut um 0 verteilt ist, was den Erwartungen entspricht.

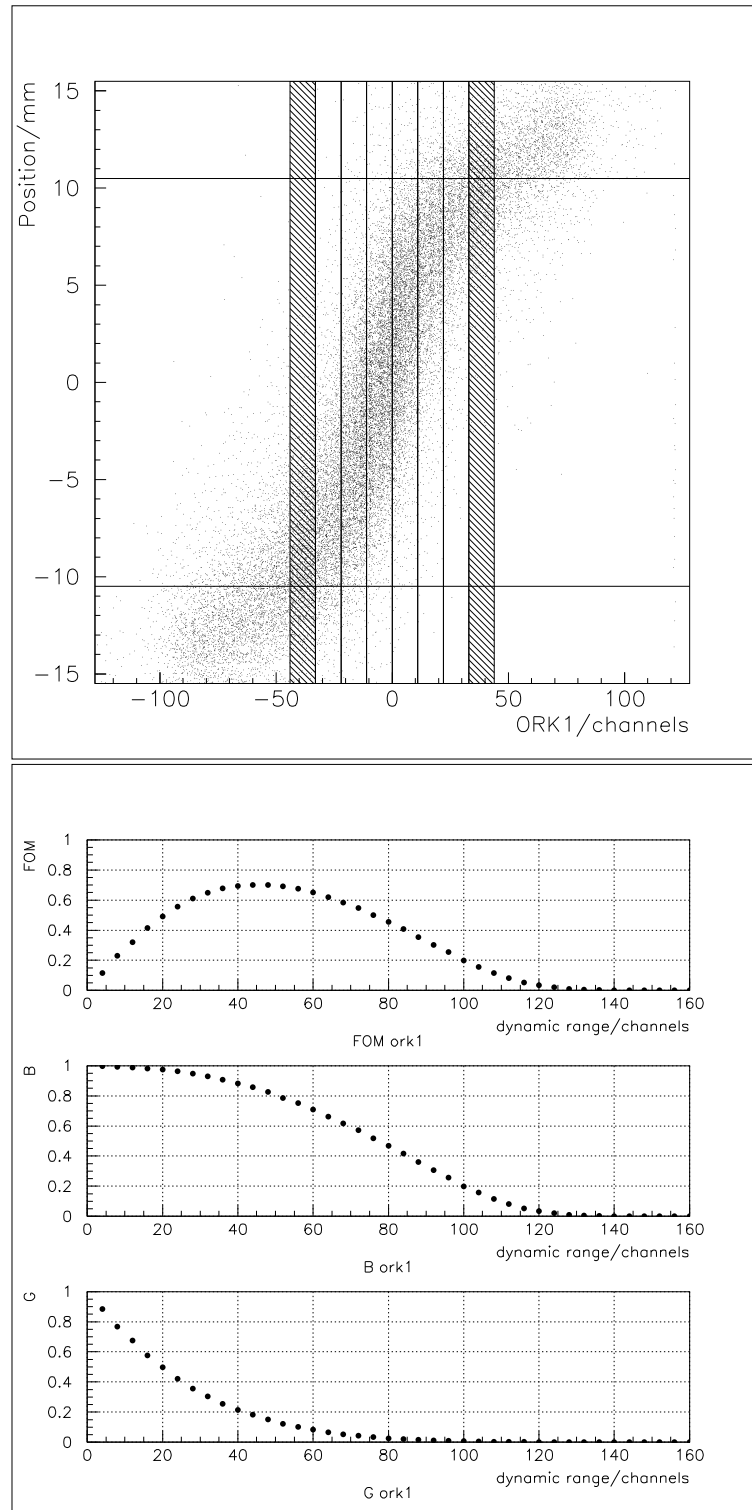


Abbildung 41: FOM für ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_t) - ork(E_b)$ für vertikales Abtasten.

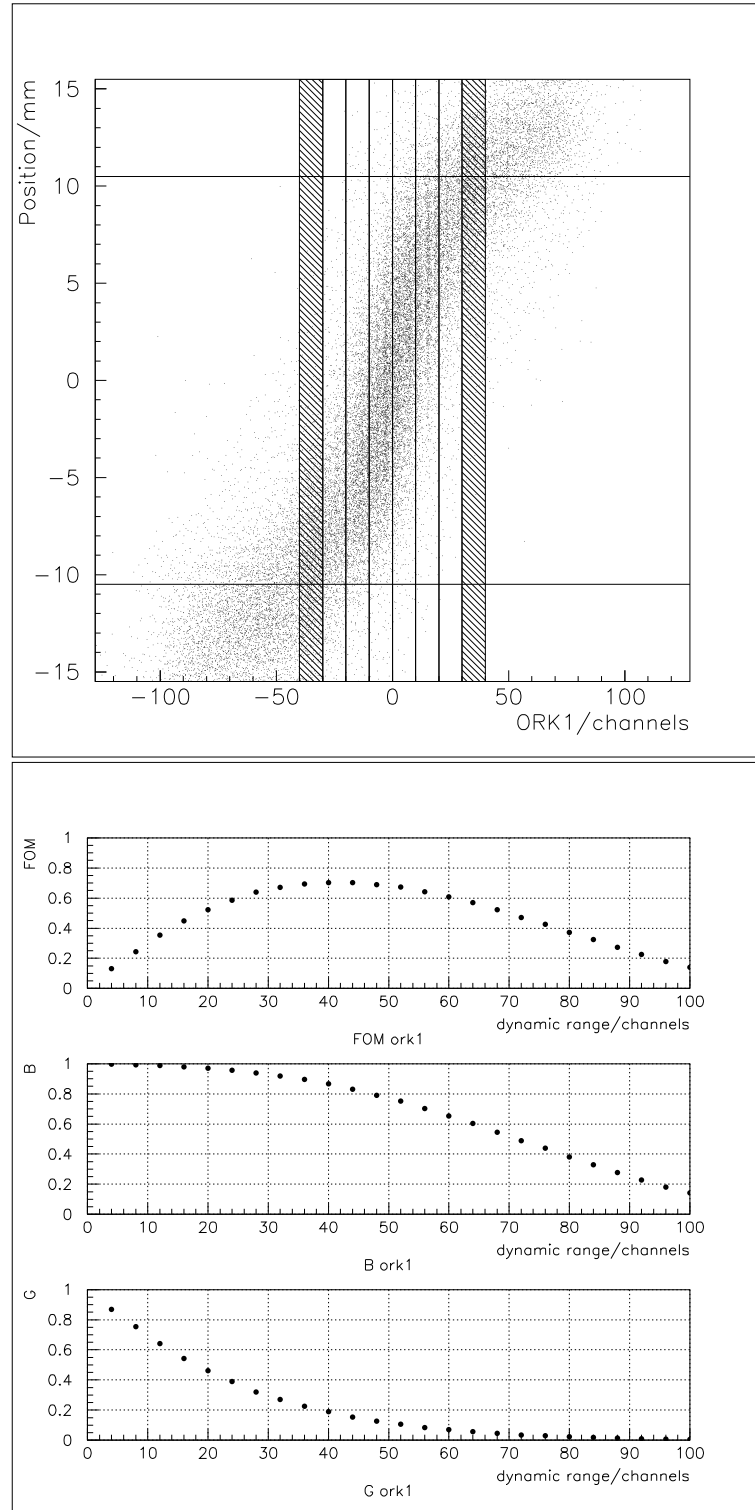


Abbildung 42: FOM für ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$ für horizontales Abtasten.

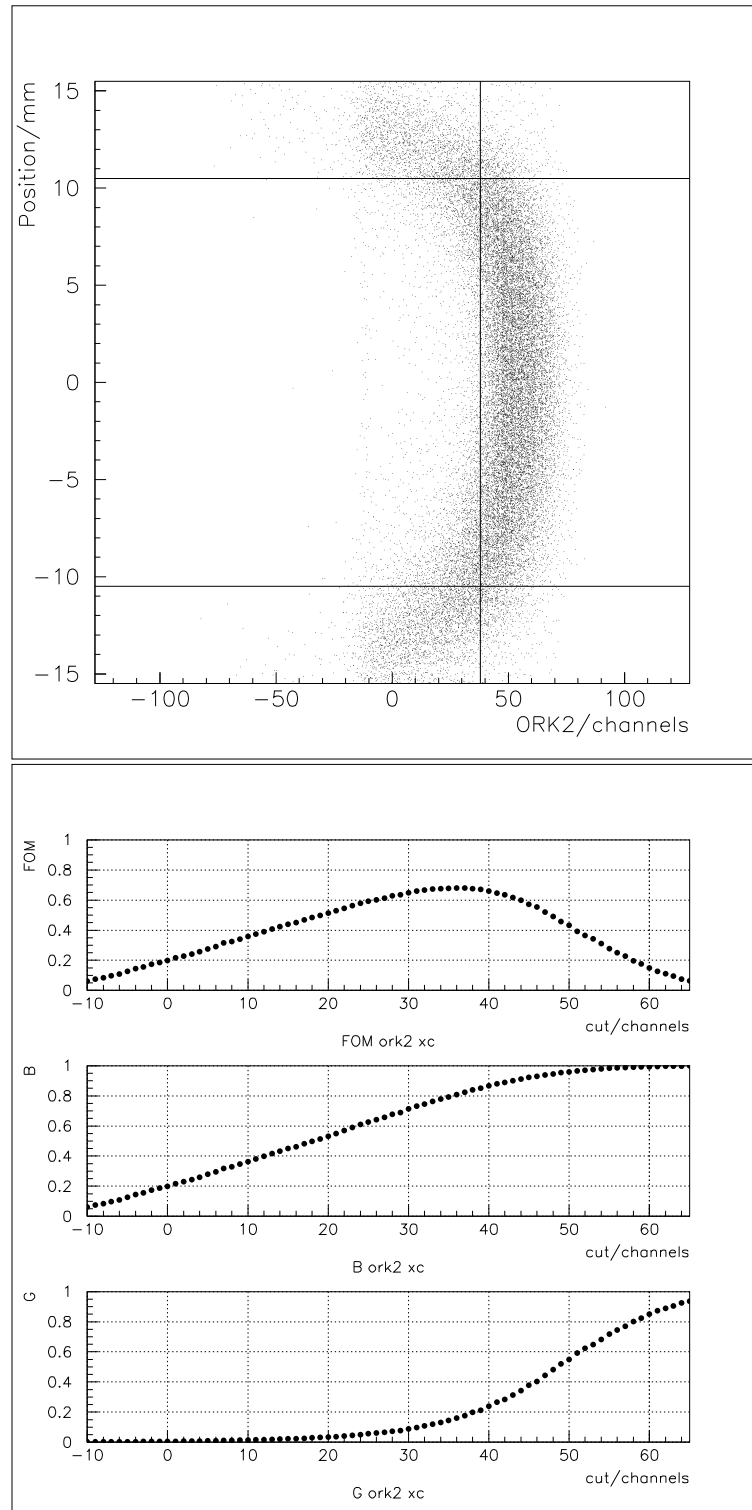


Abbildung 43: FOM für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$ für vertikales Abtasten.

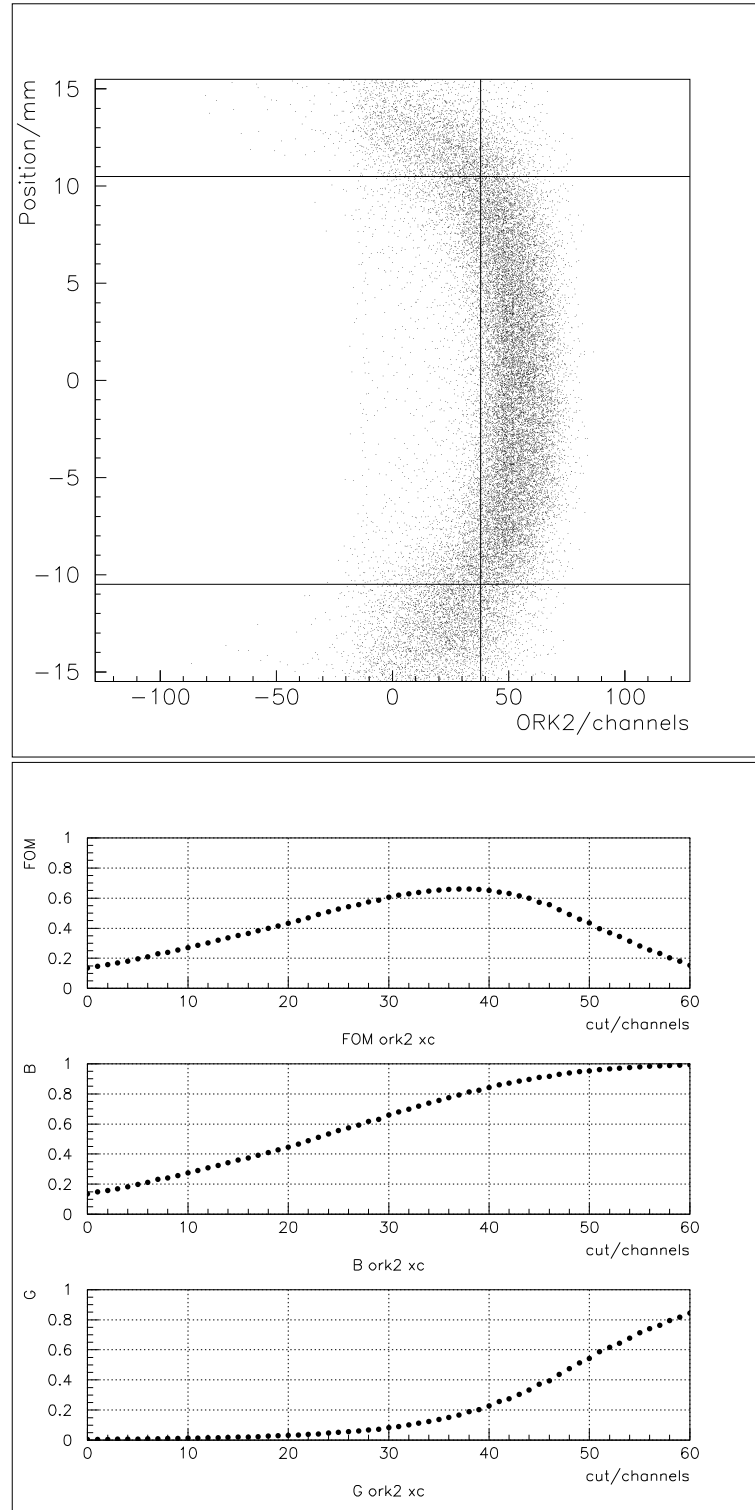


Abbildung 44: FOM für ORK2 mit $x_{ork2} = \text{ork}(E_c) - \text{ork}(E_8)$ bei horizontalem Abtasten.

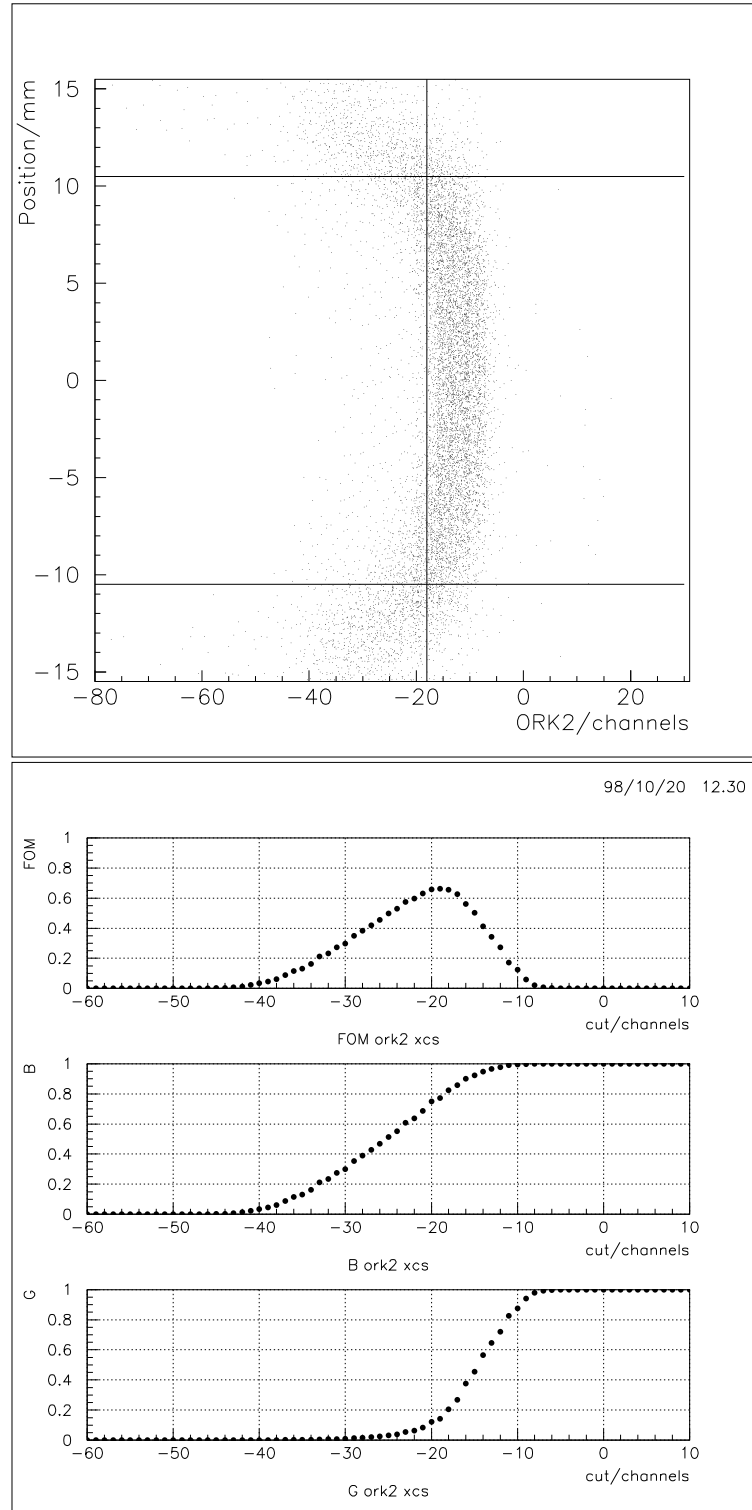


Abbildung 45: FOM für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$ bei vertikalem Abtasten.

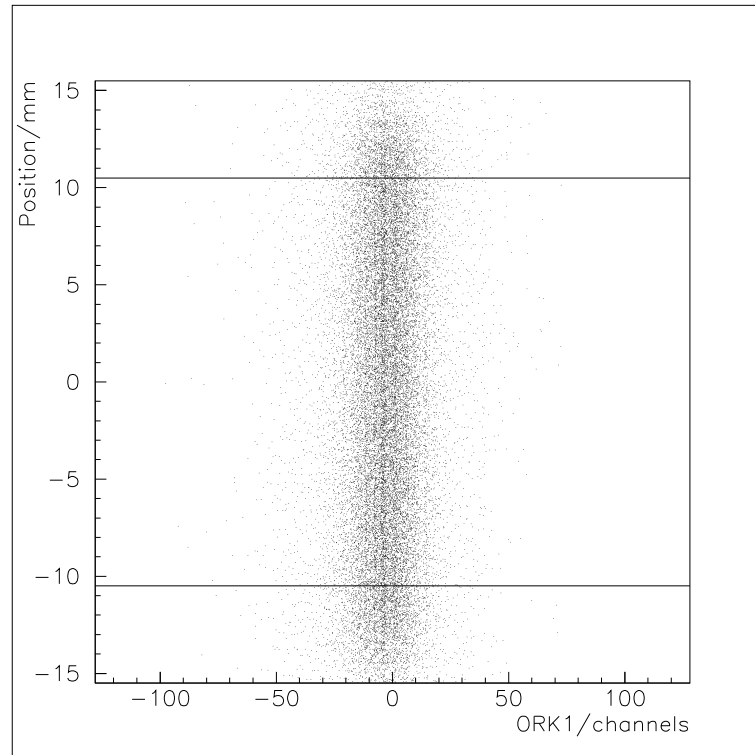


Abbildung 46: Histogramm des Ausgangssignals der in Standardtechnik realisierten Schaltung ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$ bei vertikalem Abtasten. Beim vertikalen Abtasten erwartet man, daß das Ausgangssignal der Schaltung unabhängig von der vertikalen Einschußposition ist, wenn die Schaltung horizontal verschaltet ist, d.h. wenn die Eingangssignale die Summe der Energien der rechten Nachbarn des zentralen Kristalls E_r und die Summe der Energien der linken Nachbarn E_l sind. Man erkennt, daß das Ausgangssignal gut um 0 verteilt ist. Der Einfluß von Schauerfluktuationen wird durch die Breite der Verteilung deutlich.

In vier dezidierten Messungen wurde das Verhalten der Schaltungen für die Einschußpositionen $(-12,12)$, $(-12,-12)$, $(12,-12)$ und $(12,12)$ untersucht. Dies entspricht Einschußpositionen, bei denen der Verlust an Energieauflösung maximal wird, da sie, wie man in Abb. 47 erkennen kann, Treffern in den Lücken zwischen den Kristallen entsprechen. Ziel dieser Messungen war zu untersuchen, wieviele

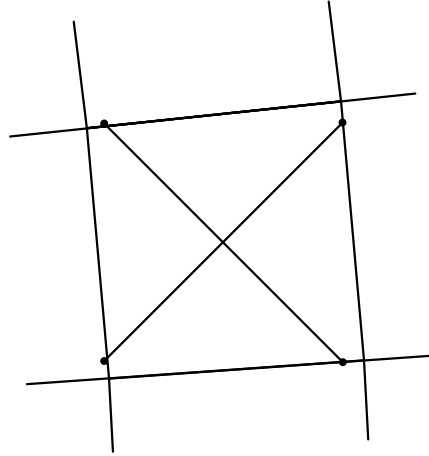


Abbildung 47: Lage der Einschußpositionen $(-12,12)$, $(-12,-12)$, $(12,-12)$ und $(12,12)$ bezogen auf die Kristallmitte

dieser Ereignisse mit den beim vertikalen und horizontalen Abtasten gefundenen Schnittgrenzen unterdrückt werden.

Die Schaltung ORK1 wurde horizontal verschaltet. Die Eingangssignale waren die Summe der Energien der rechten und der linken Nachbarn des zentralen Kristalls, $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$. Die Histogramme des Ausgangssignals von ORK1 für die verschiedenen Positionen sind in Abb. 48 dargestellt. Der Signalebereich der aufgrund der beim horizontalen Abtasten ermittelten Schnittgrenzen verworfen wird ist schraffiert dargestellt.

Die Ergebnisse für ORK1 sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Angegeben ist die Position, der Mittelwert des zugehörigen Histogramms aus Abb. 48, sowie der Anteil der Ereignisse, die unterdrückt werden. Zum Beispiel erkennt man, daß für die Position $(-12,-12)$ 95% der Ereignisse als nicht akzeptabel verworfen werden (B). Bei der Position $(12,-12)$ sind es 61%. Die Einschußposition $(-12,-12)$ liegt in der Lücke zwischen dem zentralen Kristall und seinem linken Nachbarn. Das bedeutet, daß ein Großteil der Energie im linken Nachbarkristall deponiert wird und somit E_l , die Summe der Energien der linken Nachbarkristalle, groß ist. Dies erkennt man am Mittelwert des Histogramms, der bei -59 Kanälen liegt. Betrachtet man dagegen die Einschußposition $(12,-12)$ (siehe Abb. 47), so stellt man fest, daß diese zwischen dem zentralen Kristall und seinem unteren Nachbarn liegt. Der Mittelwert der Schaltung ORK1 für diese Einschußposition ist dementsprechend kleiner, da weniger Energie in den rechten Nachbarn deponiert wird (E_l). Er liegt

bei 35 Kanälen. Die Ergebnisse bestätigen, daß die Schaltung ORK1 bei horizontaler Verschaltung sensitiv auf die horizontalen Randbereiche ist. Horizontal liegt der Einschußort $(-12,12)$ weiter im Randbereich als die Position $(12,-12)$.

Die SMD-Schaltung ORK2 erzielt mit beiden Verfahren eine hohe Effizienz in der Unterdrückung der nicht akzeptablen Ereignisse. Die Histogramme des Ausgangssignals von ORK2 für das 1-dimensionale Verfahren $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$ sind in Abb. 49 dargestellt. Wieder ist der Signalbereich, der aufgrund der ermittelten Schnittgrenze unterdrückt wird, schraffiert. In der zugehörigen Tabelle 5 kann man ablesen, daß bis zu 98% der nicht akzeptablen Ereignisse (B) verworfen werden.

Abb. 50 und Tabelle 6 zeigen die Ergebnisse für ORK2 mit dem 1-dimensionalen Verfahren $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$. Die Effizienz in der Unterdrückung der nicht akzeptablen Ereignisse liegt zwischen 97% und 98%.

Für die 1-dimensionalen Verfahren sind alle Randbereiche gleichberechtigt. Es wird nur erkannt, ob der Einschußort im Randbereich, bzw. in einer Lücke zwischen den Kristallen lag. Das erklärt die hohe Effizienz bei allen vier Einschußpositionen.

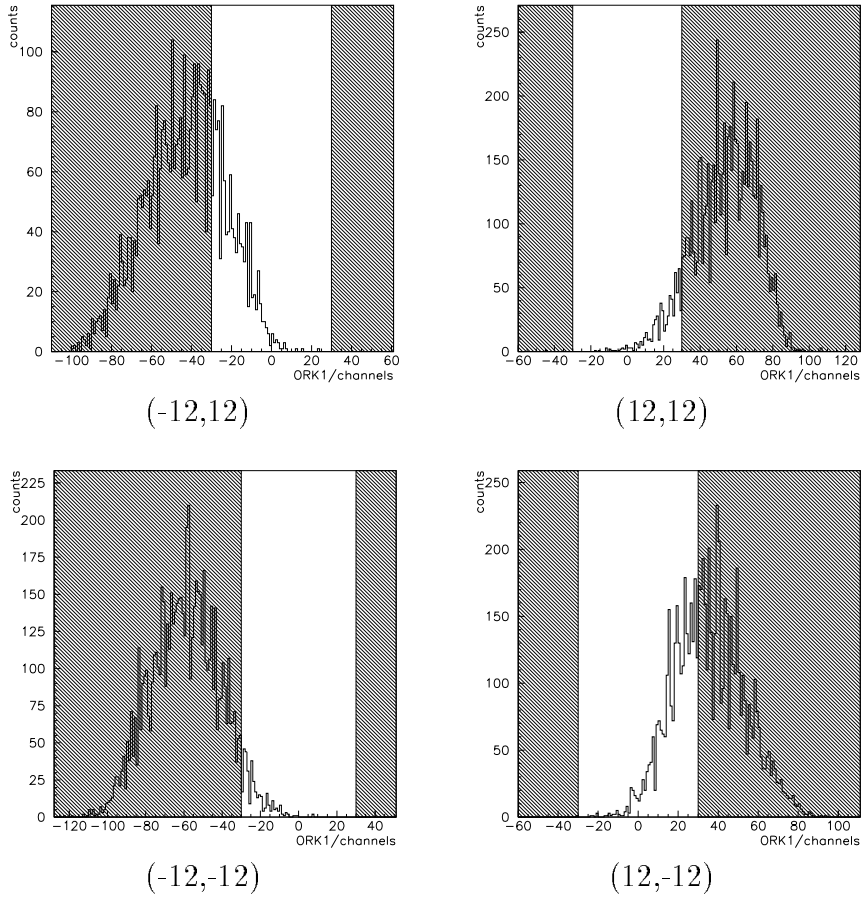


Abbildung 48: Histogramme des Ausgangssignals der Schaltung ORK1 für die Positionen (-12,12), (-12,-12), (12,12) und (12,-12) mit der horizontalen Verschaltung $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$, also der Summe aus den in den rechten Nachbarkristallen deponierten Energien E_r und der Summe aus den in den linken Nachbarkristallen deponierten Energien E_l

ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$			
Position/mm	Mittelwert/Kanälen	RMS	B
(-12,12)	-43	20	0.75
(-12,-12)	-59	18	0.95
(12,-12)	35	17	0.61
(12,12)	53	17	0.91

Tabelle 4: Mittelwerte des Ausgangssignals von ORK1 und Anteil der unterdrückten Ereignisse B für die in Abb.48 dargestellten Histogramme.

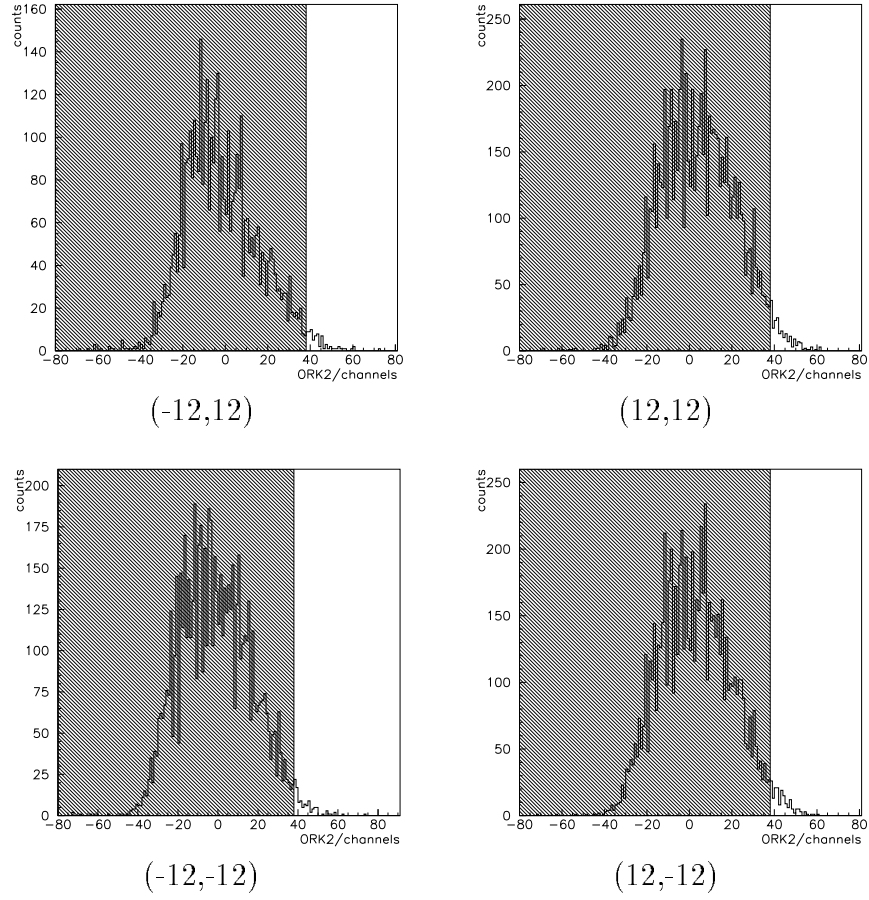


Abbildung 49: Histogramme des Ausgangssignals der Schaltung ORK2 für die Positionen $(-12,12)$, $(-12,-12)$, $(12,12)$ und $(12,-12)$. Die Eingangssignale sind das Signal des zentralen Kristalls sowie die Summe der Signale der acht Nachbarkristalle, $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$

ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$			
Position/mm	Mittelwert/Kanälen	RMS	B
$(-12,12)$	-2	17	0.98
$(-12,-12)$	-1	18	0.98
$(12,-12)$	3	17	0.98
$(12,12)$	4	18	0.97

Tabelle 5: Mittelwerte des Ausgangssignals von ORK2 und Anteil der unterdrückten Ereignisse B für die in Abb. 49 dargestellten Histogramme

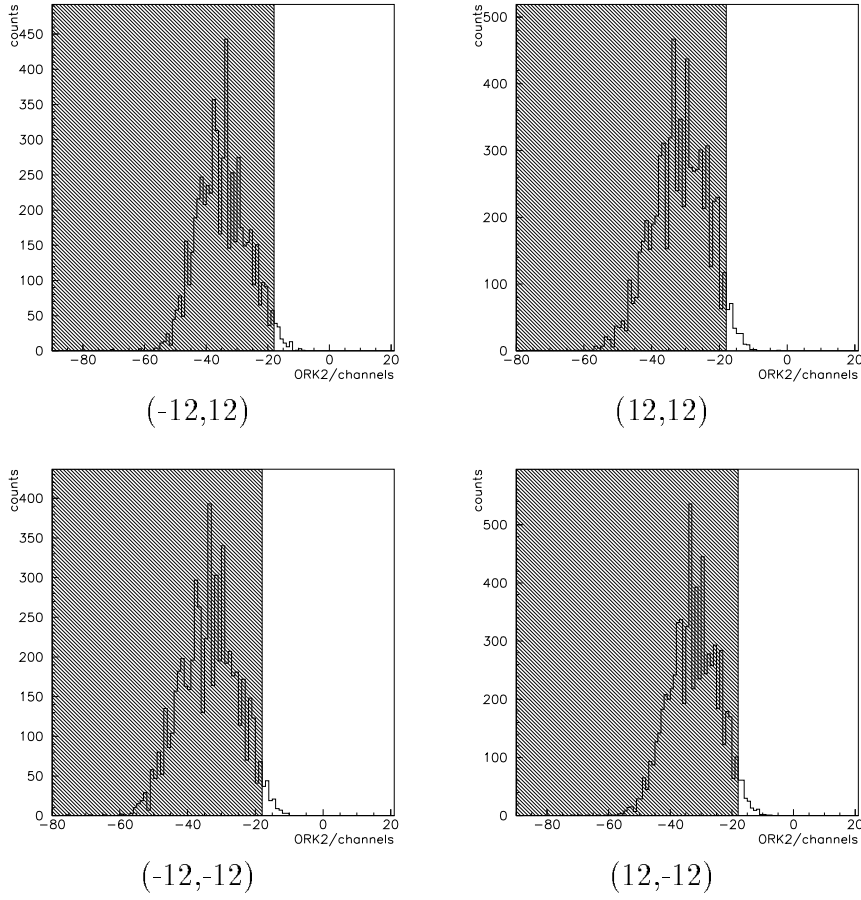


Abbildung 50: Histogramme des Ausgangssignals der Schaltung ORK2 für die Positionen $(-12,12)$, $(-12,-12)$, $(12,-12)$ und $(12,12)$. Die Eingangssignale sind das Signal des zentralen Kristalls sowie die Summe der Signale der 3x3 Matrix, $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$.

ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$			
Position/mm	Mittelwert/Kanälen	RMS	B
$(-12,12)$	-34	8	0.98
$(-12,-12)$	-34	8	0.98
$(12,-12)$	-32	8	0.97
$(12,12)$	-32	8	0.97

Tabelle 6: Mittelwerte des Ausgangssignals von ORK2 und Anteil der unterdrückten Ereignisse für die in Abb. 50 dargestellten Histogramme.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im A4-Experiment wird ein segmentiertes, elektromagnetisches Kalorimeter zum Nachweis elastisch gestreuter Elektronen eingesetzt. Das Kalorimeter besteht aus 1022 Bleifluorid-Kristallen. Diese Diplomarbeit untersuchte verschiedene Methoden, neben der Energie eines gestreuten Teilchens auch noch seinen Eintreffort innerhalb eines Kristalls zu bestimmen.

Grundlage hierfür ist die elektromagnetische Schauerbildung. Aus einem einfallenden Elektron wird durch sukzessive Bremsstrahlung und Paarbildung eine Kaskade von Elektronen und Positronen, die Cherenkovlicht emittieren. Durch die transversale Schauerausbreitung über die Kristallgrenzen hinaus wird ein Teil der Energie des Primärteilchens in den Nachbarn des getroffenen Kristalls deponiert. Diese Information wird genutzt, um den Eintreffort des Teilchens zu rekonstruieren.

Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt $3.2\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Experimentell wurde festgestellt, daß Teilchen, die den Randbereich eines Kristalls treffen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen. Konstruktionsbedingte Lücken zwischen den Kristallen sind hierfür verantwortlich. Die Untersuchungen konzentrierten sich darauf, durch die Ortsrekonstruktion Ereignisse, die Treffern im Randbereich zugeordnet sind, effizient zu erkennen. Ein Gütemaß wurde entwickelt um mit der gewählten Meßmethode eine Aussage über die Effizienz in der Unterdrückung der Randbereiche treffen zu können.

Zwei grundlegend verschiedene Methoden wurden untersucht: Die „Offline“-Ortsrekonstruktion greift auf ereignisbezogen archivierte Daten zurück. Aufgrund des Konzeptes der Trigger- und Ausleseelektronik kann dieses Verfahren im A4-Experiment nicht eingesetzt werden. Die analoge „Online“-Ortsrekonstruktion verarbeitet die analogen Signale des Kalorimeters in Echtzeit.

Hierzu wurde eine elektronische Schaltung entwickelt. Diese besteht aus zwei Kanälen, wobei sich jeder Kanal aus einem Integrator und einem Logarithmierer zusammensetzt. Das Ausgangssignal ist das logarithmische Verhältnis der integrierten Signale der beiden Kanäle. Das Logarithmieren wird dabei passiv mit Hilfe einer Halbleiterdiode durchgeführt um der Anforderung an die maximale Totzeit von 20 ns gerecht zu werden. Als Eingangssignale stehen die neun Signale einer 3x3 Matrix von Kalorimetermodulen zur Verfügung. Die Schaltung wurde so variabel gehalten, daß verschiedene Kombinationen dieser Signale, d.h. verschiedene Rekonstruktionsverfahren untersucht werden konnten. Ein „2-dimensionales“ Verfahren ist in der Lage zu unterscheiden, ob der Randbereich in vertikaler oder horizontaler Richtung getroffen wurde. Im Gegensatz dazu liefert ein „1-dimensionales“ Verfahren lediglich eine Information über den Abstand zur Kristallmitte.

Die elektronische Realisierung der Schaltung erfolgte in Standard-Technik, wie auch in SMD-Technik. Mit der Schaltung in Standard-Technik wurde ein

2-dimensionales Verfahren untersucht. Mit der gewählten Meßmethode konnten vertikal bis zu 83.5% der nicht akzeptablen, auflösungsverschlechternden Ereignisse (B) erkannt werden. Der Verlust an akzeptablen Ereignissen (G) betrug dabei 15.9%. Das Gütemaß FOM ergibt sich dann zu $FOM = B(1 - G) = 0.702$. Die Eingangssignale waren dabei die Summe der in den oberen Nachbarn des zentralen Kristalls der 3x3 Matrix deponierten Energien für den einen Kanal, sowie die Summe der in den unteren Nachbarn deponierten Energien für den anderen Kanal. Entsprechend wurde horizontal ein FOM von 0.704 erreicht, mit $B=0.854$ und $G=0.176$. Um das 2-dimensionale Verfahren im A4-Experiment einsetzen zu können wird die Schaltung in doppelter Ausfertigung benötigt.

Mit der Schaltung in SMD-Technik wurden zwei 1-dimensionale Verfahren untersucht. Mit dem Signal des zentralen Kristalls der 3x3 Matrix, sowie dem Summensignal seiner acht Nachbarn wurde mit der Schaltung ein FOM von 0.680 erreicht. Dabei betrug $B=0.824$ und $G=0.175$.

Mit dem Signal des zentralen Kristalls der 3x3 Matrix, sowie der insgesamt in der 3x3 Matrix deponierten Energie als Signal für den zweiten Kanal wurde ein FOM von 0.662 erreicht, mit $B=0.772$ und $G=0.142$.

Diese Ergebnisse sind vergleichbar mit den bei der „Offline“-Ortsrekonstruktion ermittelten Ergebnissen. Dort reichte das Gütemaß von 0.64 bis 0.71. Entsprechend reichte der Anteil der unterdrückten, nicht akzeptablen Ereignisse von 0.82 bis 0.87. Der Verlust an akzeptablen Ereignissen betrug zwischen 15% und 22%.

Die Ortserkennung soll in die vorhandene Trigger- und Ausleseelektronik implementiert werden. Um eine endgültige Entscheidung zu treffen, müssen die Qualität der Verfahren, ihre Stabilität, sowie die Kosten der Realisierung gegeneinander abgewogen werden.

Die bei der „Online“-Ortsrekonstruktion gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß die untersuchten Verfahren sich nicht substantiell unterscheiden. Ein Verfahren, das eine Information über die Raumrichtung liefert, verursacht hohe Kosten. Die Information, in welcher Richtung der Randbereich getroffen wurde, ist jedoch dann relevant, wenn die Lücken in horizontaler und vertikaler Richtung nicht identisch sind, denn dann ist auch der Einfluß der Randbereiche auf die Energieauflösung verschieden.

Dies kann ein 1-dimensionales Verfahren nicht berücksichtigen. Hier zeigt sich jedoch bei der Betrachtung der Ergebnisse eine weitere, kostengünstige Möglichkeit der Realisierung. Digitalisiert man die Energiedeposition im getroffenen Kristall E_c separat zur Summe der Energiedepositionen des zugehörigen 3x3-Clusters E_{tot} , so besteht in der Datenanalyse die Möglichkeit das Verhältnis E_c/E_{tot} als Schnittkriterium zu benutzen um nicht akzeptable Ereignisse zu verwerfen. Dieses Verfahren ähnelt dem in der „Offline“-Ortsrekonstruktion vorgestellten Algorith-

mus $xc_s = E_c/E_{tot}$. Der Algorithmus xc_s erzielte ein FOM von 0.70, mit B=0.83 und G=0.15. Dieses gute Ergebnis läßt eine effiziente und kostengünstige Unterdrückung der Ereignisse im Randbereich erwarten.

Abbildungsverzeichnis

1	Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch	5
2	$F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle	7
3	Schematischer Aufbau des A4-Experiments	9
4	GEANT-Simulation des longitudinalen Schauerprofils von PbF_2 .	13
5	GEANT-Simulation der Schauerentwicklung	14
6	Längsschnitt durch Streukammer und Detektor	15
7	Querschnitt durch das Kalorimeter	16
8	Schematischer Ausschnitt aus dem Kalorimeter	17
9	Energieauflösung	18
10	Frontansicht und Seitenansicht des Testkalorimeters	20
11	Dimensionen des zentralen Kristalls, Modul 0	21
12	Blockdiagramm der Datenaufnahme	22
13	ADC-Spektren für vertikale Einschußpositionen	24
14	Schematische Seitenansicht des zentralen Kristalls, Modul 0 . . .	25
15	Auswirkung des lokalen Maximums	27
16	Histogramme der Algorithmen xln , xds , xd , xw und xa (siehe Ta- belle 1, linke Spalte) für die Einschußposition (0,12).	29
17	Mittelwerte des Algorithmus xln	30
18	Berechnung der Ortsauflösung für den Algorithmus xln	31
19	Ortsauflösung für den Algorithmus xln	31
20	Mittelwerte der Algorithmen xds , xd , xw , xa	32
21	Ortsauflösung für die Algorithmen xln , xds , xd , xw und xa	33
22	Ermittlung des FOM für den Algorithmus xln	35
23	FOM, B und G für den Algorithmus xln	37
24	Ermittlung des FOM für den Algorithmus xln	39
25	Ermittlung des FOM für die Algorithmen xds , xd	40
26	Ermittlung des FOM für die Algorithmen xw und xa	41
27	Ermittlung des FOM für die Algorithmen xc und xcs	42
28	Schaltbild: Diode mit idealer Stromquelle	44
29	Schaltbild: Diode mit Vorwiderstand und Spannungsquelle	44
30	Schaltbild: Vorgespannte Diode mit Vorwiderstand und Spannungs- quelle	45
31	Diode als Bauelement mit logarithmischer Kennlinie	45
32	Blockschaltbild der Ortsrekonstruktionselektronik ORK	46
33	Schaltbild des Integrators	47
34	Prinzipschaltbild des Diodenlogarithmierers	48
35	Simulierte Kennlinie des Diodenlogarithmierers	48
36	FOM für die Simulation des Diodenlogarithmierers	49
37	Schaltplan ORK1	51
38	Schaltplan ORK2	52
39	Zeitdiagramm der Datenaufnahme für ORK1,2	53

40	Digitalisiertes Ausgangssignal von ORK1	54
41	FOM für ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_t) - ork(E_b)$	58
42	FOM für ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$	59
43	FOM für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$	60
44	FOM für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$	61
45	FOM für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$	62
46	Histogramm für ORK1 mit $x_{ork1} = ork(E_r) - ork(E_l)$	63
47	Lage der Einschußpositionen (-12,12), (-12,-12), (12,-12) und (12,12)	64
48	Histogramme des Ausgangssignals der Schaltung ORK1 für die Positionen (-12,12),	66
49	Histogramme des Ausgangssignals der Schaltung ORK2 für die Positionen (-12,12),	67
50	Histogramme des Ausgangssignals der Schaltung ORK2 für die Positionen (-12,12),	68

Tabellenverzeichnis

1	Algorithmen	28
2	FOM, B und G aller betrachteten Algorithmen	38
3	FOM, B und G für ORK1,2	57
4	Mittelwerte und B für ORK1	66
5	Mittelwerte und B für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_8)$. . .	67
6	Mittelwerte und B für ORK2 mit $x_{ork2} = ork(E_c) - ork(E_{tot})$. .	68

Literatur

- [Ach98] P. Achenbach: *Dissertation in Vorbereitung*, Dissertation, Mainz, 1998
- [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, S.473-478, 1989
- [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
- [Hoe85] E.E.E.Hoefer, H.Nielinger: *SPICE*, Springer Verlag, 1985
- [JB97] Institut für Kernphysik: *Jahresbericht 1996-1997*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998
- [Jel58] J. V. Jelley: *Cherenkov Radiation and its applications*, Pergamon Press 1958
- [Kle84] K.Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, 1984
- [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
- [Kry92] K.W. Krygier: *MECDAS Kurzeinführung*, Mainz 1992
- [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
- [Nat96] Comlinear CLC440, *High Speed, Low Power, Voltage Feedback Op Amp*, National Semiconductor Corporation, 1996, <http://www.national.com>
- [Nel66] W.R.Nelson: *Electron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV*, Physical Review Vol.149 No.1, S.201-208, 1966
- [Nov93] V. A. Novikov, et al.: *On the electroweak one=loop corrections*, Nucl. Phys. B 397, S. 35, 1993
- [PhR94] Physical Review D, Particles and Fields, 1994
- [PSpice] MicroSim: *PSpice User Manual*, Release 8
- [Sou93] P.Souder: *Parity Violation in Elastic Scattering from the Proton and ^4He* , CEBAF Proposal Number PR-91-010, 1991
- [Tie90] U.Tietze, C.Schenk: *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer Verlag, 9.Aufl., 1990
- [Tem97a] Temic Semiconductors, *N-Channel Lateral DMOS FETs*, Siliconix, S-51850-Rev. F, 14-Apr-97
- [Tem97b] Temic Semiconductors, *High Speed DMOS FET Analog Switches and Switch Arrays* Application Note 301, Siliconix, 10-Mar-97

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

Mainz, den 1. Dezember 1998

Patrick Bugner

Danke!

Bei Prof. Dr. D. v. Harrach möchte ich mich dafür bedanken, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und ihre Entwicklung durch viele konstruktive Anregungen förderte.

Dr. F.Maas danke ich für die ständige Diskussionsbereitschaft zu jeder Tages- und Nachtzeit. Seine Fähigkeit zur Motivation half mir über viele Schwierigkeiten hinweg.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der AG v. Harrach (Amilcar, Eva, Frank, Holger, Igor, Jürgen, Klaus, Patrick A., Rainer, Sebastian, Simon, Thorsten, Wolfgang). Ihre Erfahrungen und ihre Bereitschaft diese auch weiterzugeben, haben mir besonders zu Beginn der Arbeit sehr geholfen.

Dr. G.Stephan möchte ich für seine große Unterstützung beim Bau der Elektronik danken. Er vermittelte mir ein Wissen, die Theorie in die Praxis umzusetzen, das in Lehrbüchern schwerlich zu finden ist. Mein Dank geht auch an Herrn Fiedler und Herrn Jennewein, die sich immer Zeit genommen haben, meine Fragen zu beantworten.

Ganz besonders danken möchte ich meinen Eltern, die es mir ermöglichten mich auf mein Studium zu konzentrieren, meiner Freundin Susanne, für ihre unendliche Geduld und Nachsicht, sowie bei allen, die mir den nötigen Ausgleich zur Physik verschafften.