HD-IHEP 98-04
HD-ASIC 41-0698

Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters

Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg

Dissertation
von
Achim Stellberger

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde

der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät

der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Achim Stellberger
aus Bruchsal

Tag der mündlichen Prüfung: 23.6.1998

Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters

Gutachter: Prof. Dr. Karlheinz Meier
Prof. Dr. Ulrich Straumann

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung und der Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters beschrieben. Dieses Kalorimeter wird im H1-Detektor im sogenannten VLQ-Spektrometer zur Messung von Elektronen eingesetzt, die unter sehr kleinen Ablenkwinkeln gestreut werden. Das Kalorimeter hat die äußeren Abmessungen von 16x18x15 cm^3 (LxBxH). Um diese Kompaktheit zu erreichen, besteht die aktive Struktur des Kalorimeters aus einer Wolfram-Szintillator-Sandwichstruktur mit segmentierten Szintillatorebenen zur Messung des Auftreffpunktes. In den genannten Abmaßen sind sowohl die aktive Struktur als auch die hochintegrierte Ausleseelektronik des Kalorimeters enthalten. Ein wesentlicher Teil der Arbeit bestand in der Entwicklung eines Ausleschips für die Verstärkung der Signale aus den das Kalorimeter auslesenden Photodioden. Dieser Auslesechip wurde in einem 1.2 μm CMOS-Prozeß der Firma AMS (Austria Mikro Systeme) entwickelt und gebaut. Das Rauschverhalten der Vorverstärker auf den Auslesechips wurde zu $226 + 19\,\mathrm{e}^-/\mathrm{pF}\cdot\mathrm{C_d}$ bestimmt, wobei C_d die Photodiodenkapazität ist. Das fertige Kalorimeter wurde in einem Elektronenteststrahl von 1-6 GeV Energie getestet. Der Samplingterm der Energieauflösung wurde zu $(19\pm 6)\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ bestimmt, und der konstante Term zu $(6.4 \pm 3)\%$. Die großen angegebenen Fehler sind durch Strahluntergrund des Teststrahls bedingt. Der Rauschterm der Energieauflösung ist $(234 \pm 9)\,\mathrm{MeV}$. Das Kalorimeter bestizt eine exzellente Ortsauflösung von 820 μm bei einer Elektronenenergie von 6 GeV. Die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung kann mit der Funktion $\Delta x = 2.06\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{E/GeV}}$ parameterisiert werden. Im untersuchten Energiebereich konnten keine Abweichungen des Kalorimeters von linearem Verhalten festgestellt werden.

Abstract

In this thesis the development and assembly of a compact electromagnetic calorimeter is described. This calorimeter will be used in the H1 detector in the so called VLQ-Spectrometer for the measurement of electrons scattered by very small angles. The outer dimensions of the calorimeter are 16x18x15 cm^3 (LxBxH). To reach this compactness, the active structure consists of a tungsten-scintillator sandwich structure with segmented scintillator planes for the measurement of the impact point. In the given dimensions, the active structure as well as the highly integrated readout electronics of the calorimeter is contained. A crucial part of this work was the development of a readout chip for the amplification of the signals from the photodiodes reading out the calorimeter. This readout chip was developed and fabricated in a 1.2 μm CMOS-process of the company AMS (Austria Micro Systems). The noise behaviour of the preamplifiers on the readout chips was determined to be $226 + 19\,\mathrm{e}^-/\mathrm{pF}\cdot\mathrm{C_d}$, where C_d is the photodiode capacitance. The completed calorimeter was tested in an electron beam of 1-6 GeV energy. The sampling term of the energy resolution was determined to be $(19 \pm 6)\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ and the constant term is $(6.4 \pm 3)\%$. The large errors given are due to background from the testbeam. The noise term of the energy resolution is $(234 \pm 9)\,\mathrm{MeV}$. The calorimeter features an excellent spatial resolution of 820 μm at an electron energy of 6 GeV. The energy dependence of the spatial resolution can be parameterized by the function $\Delta x = 2.06\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{E/GeV}}$. In the region of energy examined no deviations from linear behaviour of the calorimeter could be found.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg ist seit 1991 der Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) in Betrieb. HERA ist ein Elektron-Proton-Speicherring. Ein schematischer Überblick über den Speicherring ist in Abbildung 0.1 gegeben. HERA wird von verschiedenen Vorbeschleunigern mit Elektronen und Protonen gespeist. Die Elektronen und Protonen laufen in HERA mit Endenergien von 27.6 bzw. 820 GeV in zwei getrennten, übereinander montierten Speicherringen in entgegengesetzten Richtungen um. An vier Punkten des Speicherringes, den sogenannten Wechselwirkungspunkten, kreuzen sich beide Strahlen. In diesen Punkten treten Elektron-Proton-Wechselwirkungen auf, die mit an diesen Stellen aufgebauten Detektoren untersucht werden. An HERA sind zwei Kollisionsexperimente in Betrieb, die H1 und ZEUS genannt werden. Das Ziel dieser beiden Experimente ist es, die Struktur des Protons in einem neuen, durch HERA erschlossenen Bereich der kinematischen Variablen zu erforschen. Auch die Suche nach sogenannter “neuer Physik”, die mit den heute gültigen Theorien nicht mehr erklärbar ist, wird an diesen Experimenten betrieben. Weitere Experimente an HERA sind HERMES und HERA-B, die jedoch beide mit ruhenden Targets arbeiten. HERMES untersucht unter Zuhilfenahme des HERA-Elektronenstrahls die Spinstruktur des Protons. HERA-B hingegen benutzt nur den HERA-Protonenstrahl, um die CP-

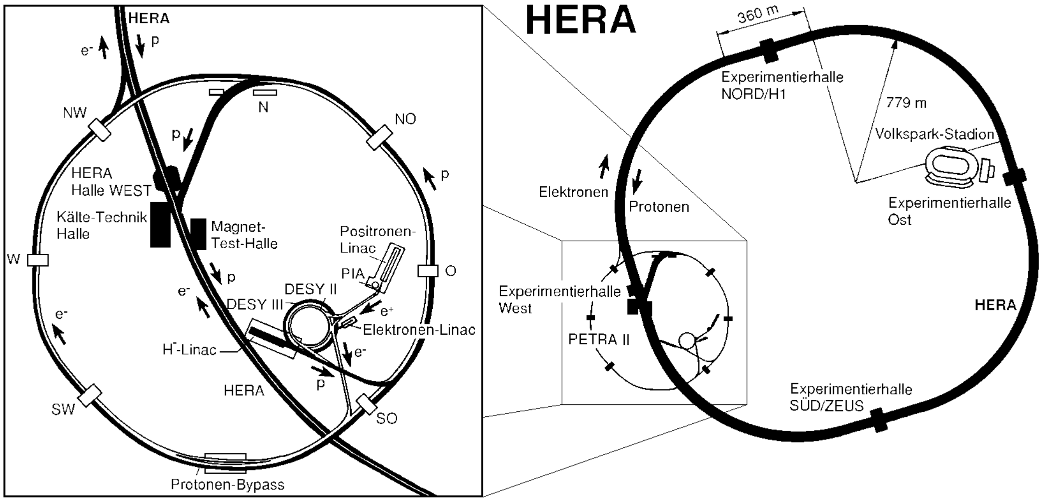


Abbildung 0.1: Der Speicherring HERA im Überblick. HERA wird durch verschiedene Vorbeschleuniger, die ebenfalls zu erkennen sind, mit Elektronen und Protonen gespeist.

Verletzung im System der B-Mesonen nachzuweisen.

Durch Messungen von Wirkungsquerschnitten mit dem H1-Detektor, die in den zurückliegenden Jahren gemacht wurden, zeigte sich, daß in einem gewissen Meßbereich, bei kleinen Werten der kinematischen Variablen Q^2, ein Übergang zwischen zwei physikalischen Prozessen stattfindet. Dieser Übergang zwischen dem Bereich der Tief-Inelastischen-Elektron-Proton-Streuung und der Photoproduktion macht sich durch unterschiedliche Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von den kinematischen Variablen bemerkbar, so daß es interessant ist, den Übergangsbereich zu erforschen. Bisher war jedoch der H1-Detektor nicht in der Lage, diesen Übergangsbereich zu untersuchen, da er keine Detektorkomponenten hat, die im interessanten Bereich der Kinematik messen können. Aus diesem Grund wird der H1-Detektor um das "VLQ-Spektrometer" erweitert, das es möglich macht den angesprochenen Bereich bei kleinen Q^2 (**V**ery **L**ow $\mathbf{Q}^2$) zu untersuchen.

Das VLQ-Spektrometer besteht aus einem Spurdetektor, einem elektromagnetischen Kalorimeter, einem Detektor zur Flugzeitmessung und einem Fahrmechanismus, an dem der Spurdetektor und das Kalorimeter befestigt sind. In dieser Arbeit wird die Entwicklung des elektromagnetischen VLQ-Kalorimeters beschrieben.

Im ersten Kapitel wird der H1-Detektor beschrieben und die Kinematik der e-p-Streuung besprochen. Darauf folgen im zweiten Kapitel nähere Ausführungen zur Motivation für den Bau des VLQ-Spektrometers. Nach der Diskussion der physikalischen Messungen, die mit dem Spektrometer gemacht werden, wird der Aufbau des gesamten Spektrometers erklärt und die mit ihm erreichbare Meßgenauigkeit diskutiert. Das dritte Kapitel beschäftigt sich dann mit Schauersimulationen zum VLQ-Kalorimeter. Nach der Optimierung der Geometrie der aktiven Struktur des Kalorimeters mit Hilfe der Simulation werden anschließend verschiedene Eigenschaften des Kalorimeters wie Energie-, Ortsauflösung und Energieeinschluß im Kalorimeter diskutiert. Im vierten Kapitel wird die Entwicklung der Ausleseelektronik, die ein Hauptbestandteil dieser Arbeit ist, beschrieben. Zuerst wird das optische System des Kalorimeters erläutert. Anschließend wird die Theorie rauscharmer Vorverstärker besprochen, und der Bau eines Auslesechips für das VLQ-Kalorimeter als integrierte Schaltung (ASIC("Application Specific Integrated Circuit")) erklärt. Auch der Rest der Auslesekette bis zur Standard-H1-Kalorimeterauslese und die Triggerelektronik werden besprochen. Das fünfte Kapitel beschreibt den mechanischen Aufbau des VLQ-Kalorimeters, und im sechsten Kapitel werden Ergebnisse von Teststrahlmessungen, die mit den fertigen Modulen des VLQ-Kalorimeters an einem Elektronenteststrahl am DESY durchgeführt wurden, vorgestellt. Es werden sowohl die Energie- und Ortsauflösung, als auch Messungen zur Homogenität, der Form von Schauerprofilen und dem Energieeinschluß im Kalorimeter gezeigt.

Den Schluß der Arbeit bildet eine Zusammenfassung.

Kapitel 1

Der H1-Detektor bei HERA

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Bau einer neuen Komponente für den bereits am Speicherring HERA [1] in Betrieb befindlichen H1-Detektor [2]. Dieses Kapitel führt in den Aufbau des H1-Detektors und dessen Zweck ein. Der erste Abschnitt beschreibt kurz den Speicherring HERA. Darauf folgt eine Beschreibung der wichtigsten Detektorkomponenten des H1-Detektors. Danach werden die kinematischen Variablen, mit denen die e-p-Streuung beschrieben wird, eingeführt. Der H1-Detektor dient zur Messung dieser Variablen, in deren Abhängigkeit dann z.B. Wirkungsquerschnitte angegeben werden.

1.1 Der Speicherring HERA

Der HERA Speicherring besteht aus zwei getrennten übereinanderliegenden Speicherringen für Elektronen bzw. Positronen und für Protonen. Der Protonspeicherring ist mit supraleitenden Magneten aufgebaut, und der Elektronen/Positronen Speicherring mit normalleitenden Magneten. Der normalleitende Speicherring kann sowohl mit Elektronen als auch Positronen betrieben werden. Der Umfang des Speicherringes ist 6336 m. An vier Wechselwirkungspunkten werden die beiden entgegengesetzt umlaufenden Teilchenstrahlen unter einem Winkel von 0° zur Kollision gebracht. Die Energie der Positronen in der Runperiode 1997 betrug 27.6 GeV, die der Protonen 820 GeV. Die Strahlen in den Speicherringen sind nicht kontinuierlich, sondern weisen eine zeitliche und räumliche Struktur auf. Die Teilchen laufen in Paketen um den Ring. In der Maschine befinden sich in jedem Ring 175 Teilchenpakete, die in einem zeitlichen Abstand von 96 ns aufeinandertreffen. Nach dem Durchlauf aller 175 Pakete durch einen Wechselwirkungspunkt kommt eine Strahlpause von ca. 4 μs, bevor dann wieder das erste der 175 Pakete zum Wechselwirkungspunkt kommt. Diese Strahlpause wird benötigt, um die Ablenkspannung hochzufahren, wenn der Protonenstrahl aus der Maschine genommen wird. Hat diese Ablenkspannung nämlich keinen definierten Wert beim Durchgang der Protonen, werden diese unkontrolliert abgelenkt. Trifft der so abgelenkte Protonstrahl auf Maschinenelemente, kann er dort Schäden verursachen. Es gibt in jedem der beiden Speicherringe auch Teilchenpakete, die keine Kollisionspartner im anderen Speicherring haben. Diese Pakete dienen zur Bestimmung von Untergründen, die durch Strahl-Gas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen zustande kommen. In Tabelle 1.1 sind einige Parameter des Speicherrings HERA zusammengefaßt. Dabei sind sowohl die Designwerte als auch die in 1997 aktuellen Werte aufgeführt.

HERA-Parameter	Design		1997	
	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie [GeV]	30	820	27.6	820
Schwerpunktsenergie [GeV]	314		300	
Magnetisches Feld [T]	0.165	4.65	0.165	4.65
mittlerer Strahlstrom [mA]	58	163	28.2	73.5
Anzahl der Teilchenpackete	210	210	175+14	175+6
Bunch Crossing Zeit [ns]	96			
mittl. spezifische Luminosität $[cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}]$	$3.6 \cdot 10^{29}$		$4.8 \cdot 10^{29}$	
mittlere Luminosität $[cm^{-2}s^{-1}]$	$1.6 \cdot 10^{31}$		$4.3 \cdot 10^{30}$	
integrierte Luminosität $[pb^{-1}a^{-1}]$	35		32.4	

Tabelle 1.1: HERA Parameter

1.2 Der H1-Detektor

In Abbildung 1.1 ist der H1-Detektor in einem Querschnitt zu sehen. Der H1-Detektor ist am Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg aufgebaut. Der HERA-Speicherring stellt Elektronen oder Positronen und Protonen zur Verfügung, die im Wechselwirkungspunkt, der im Zentrum des H1-Detektors liegt, zur Kollision gebracht werden. Wie in der Ansicht von Abbildung 1.1 eingezeichnet, kommen die Protonen von rechts mit einer Energie von 820 GeV und die Elektronen von links mit einer Energie von 27.6 GeV in den Detektor. Die Definition des H1-Koordinatensystems ist ebenfalls aus dieser Abbildung zu entnehmen. Die +z-Achse ist mit der Protonflugrichtung identisch und wird auch Vorwärtsrichtung genannt. Die x-Achse des H1-Koordinatensystems ist horizontal orientiert und zeigt zur Mitte des HERA-Ringes. Die y-Achse zeigt senkrecht nach oben. Aufgrund der viel größeren Protonenenergie ist der Energie- und Teilchenfluß in Protonflugrichtung konzentriert. Bei der Mehrzahl der e-p-Wechselwirkungen gibt es aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte für diese Ereignisse, auch Teilchen, die in die Rückwärtsrichtung fliegen. Diese Teilchen haben jedoch im allgemeinen weniger Energie als die in Vorwärtsrichtung fliegenden Teilchen. Deshalb ist der H1-Detektor in der Vorwärtsrichtung viel massiver gebaut als in der Rückwärtsrichtung. Das ist leicht in Abbildung 1.1 zu erkennen. Der Detektor besteht aus vielen Einzeldetektoren, die alle spezifische Meßaufgaben erfüllen. Im folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten und ihre Funktion kurz erläutert. Im Text wird Bezug auf die Nummern, die in Abbildung 1.1 eingezeichnet sind und die einzelnen Detektorkomponenten kennzeichnen, genommen.

- Die Spurdetektoren(2,3):

  Die Spurdetektoren, die in Abbildung 1.1 mit den Nummern zwei und drei gekennzeichnet sind, dienen zur Vermessung der Spuren von geladenen Teilchen, die bei den e-p-Kollisionen entstehen. Da die Teilchen an Materie gestreut werden und dadurch ihre Ursprungsrichtung verändern, muß vermieden werden, daß die Teilchen vor der Messung viel Material durchlaufen. Deshalb sind alle Spurdetektoren möglichst nahe am Wechselwirkungspunkt gleich an der Strahlröhre(1) angeordnet. Dabei

Abbildung 1.1: Der H1-Detektor im Querschnitt.

sind die genauesten Spurdetektoren, die Silizium-Streifendetektoren, am nächsten zum Strahlrohr hin angebracht. Diese erreichen Ortsauflösungen von 20 μm. Mit den Silizium-Streifendetektoren ist es möglich sekundäre Vertices zu vermessen. Den Silizium-Detektoren folgen nach außen hin die weniger genauen Proportional- und Driftkammern(2,3), die sich bis zu einem Durchmesser von ca. 170 cm erstrecken. Diese Anordnung macht Sinn, weil der Fehler im gemessenen Ablenkwinkel $\Delta\phi$ für große Radien R der Ortsmessung über die Formel $\Delta\phi = \Delta x/R$ kleiner wird. Δx ist die Ungenauigkeit in der Ortsmessung. Ein weiterer Grund die Detektoren so anzuordnen, ist, daß die Teilchen durch die Messung in den Spurdetektoren selbst gestreut werden können und dadurch die Genauigkeit der Messung nach außen hin schlechter wird. Die zentralen Jetkammern(2) haben die Orsauflösung $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m und $\sigma_z = 22\,mm$. Die Impulsauflösung beträgt $\frac{\sigma_p}{p} = 0.01\,\mathrm{GeV}^{-1} \cdot \mathrm{p}$.

- Die elektromagnetischen Kalorimeter(4,12):

Direkt nach den Spurdetektoren schließen sich nach außen hin die elektromagnetischen Kalorimeter, die zur Energiemessung von Elektronen und Photonen dienen, an. Der Zentral- und Vorwärtsbereich wird von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter [3] abgedeckt. Der elektromagnetische Teil dieses Kalorimeters(4) besteht aus Bleiplatten als Absorber und flüssigem Argon als aktivem Medium. Die im flüssigen Argon durch Ionisation freigesetzten Ladungen werden durch ein angelegtes elektrisches Feld an die Elektroden transportiert und dort ausgelesen. Durch die Segmentierung der Elektroden wird eine Auslese mit einer sehr feinen Granularität erreicht. Die Dicke des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters variiert zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Die Strahlungslänge für Blei ist 5.6 mm. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters ist $11\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. Der Rückwärtsbereich wird von einem Blei-Szintillator-Faser-Kalorimeter, dem sogenannten Spacal(12), [4] abgedeckt. Dieses Kalorimeter besteht aus einer Matrix von Bleiplatten, in die szintillierende Fasern eingebettet sind, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Energieauflösung dieses Kalorimeters beträgt $7.1\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$.

- Die hadronischen Kalorimeter(5,12):

  Die hadronischen Kalorimeter schließen sich direkt an die elektomagnetischen nach außen hin gesehen an. Diese Reihenfolge ist sinnvoll, weil die Hadronen, zu deren Energiemessung diese Kalorimeter gebaut sind, eine viel größere Wechselwirkungslänge λ_{Had} als Elektronen und Photonen haben. Die hadronische Absorptionslänge λ_{Had} ist z. B. für Eisen 16.7 cm , wogegen die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 17.5 mm beträgt. Deshalb werden Teilchen wie Elektronen und Photonen bereits in den elektromagnetischen Kalorimetern fast völlig absorbiert. Hadronen durchdringen diese jedoch teilweise und werden erst im hadronischen Kalorimeterteil mit genügender Genauigkeit gemessen. Der extreme Vorwärtsbereich ist mit einem Kupfer-Silizium-Kalorimeter, dem sogennten Plug-Kalorimeter(13) abgedeckt. Der Vorwärts- und Zentralbereich wird von dem hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters(5) abgedeckt. Der hadronische Teil dieses Kalorimeters besteht aus Platten aus rostfreiem Strahl als Absorber und flüssigem Argon als aktivem Medium. Die Auslesestruktur in diesem Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist etwas gröber als in der elektromagnetischen Sektion. Die Dicke des Kalorimeters variiert zwischen 4.5 und 8 hadronischen Absorptionslängen. Die Energieauflösung des hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters beträgt $50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Beide Sektionen des Flüssig-Argon-Kalorimeters befinden sich in einem gemeinsamen mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten(15). Der Rückwärtsbereich wird mit einem hadronischen Spacal(12) vermessen. Dieses Kalorimeter ist ähnlich wie das elektromagnetische Spacal aufgebaut. Die Energieauflösung des gesamten Spacal für Hadronen skaliert linear mit der Energie und beträgt 56%.

- Die Magnetspule(6):

  Die ganze Anordnung von Spurenkammern und Kalorimetern wird im Zentralbereich von einer supraleitenden Solenoidmagnetspule(6) umgeben, die innerhalb des Detektors ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Mit Hilfe dieses Magnetfeldes und den Spurkammern ist es möglich, aus der Krümmung der gemessenen Teilchenspuren das Ladungsvorzeichen des Teilchens und dessen Impuls zu bestimmen.

- Das instrumentierte Eisen(10):

  Der Zentraldetektor ist von einem dicken Eisenjoch umgeben. Dieses Eisenjoch dient als Rückflußjoch für das im Detektor vorhandene Magnetfeld. Im Eisen eingebettet liegen Streamer-Röhren. Aufgrund dieser Instrumentierung ist es möglich, aus dem Detektor entweichende Myonen nachzuweisen. Auch sehr große hadronische Schauer, die nicht vollständig in den hadronischen Kalorimetern absorbiert worden sind, können mit Hilfe dieses Detektors vermessen werden.

- Das Luminositätssystem:

  Um die Luminosität zu messen, wird die Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen gemessen. Unter Bethe-Heitler-Ereignissen vesteht man den Prozeß

  $$ep \longrightarrow e\gamma p$$

  Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist sehr gut mit der Quantenelektrodynamik berechenbar, so daß mit der gemessenen Ereignisrate und dem bekannten Wirkungsquerschnitt die Luminosität bestimmt werden kann. Die Detektoren zur Luminositätsmessung sind 33 m vom H1-Detektor entfernt im Tunnel von HERA angebracht. An der Position z=-33.4 m befindet sich ein Kalorimeter für Elektronen mit sehr kleinen Streuwinkeln. Diese Elektronen werden von einem Magnetspektrometer aus dem Strahlrohr gelenkt. An der Position z=-102.9 m befindet sich ein Photondetektor für die Photonen aus dem Bethe-Heitler-Prozeß. Dieses elektromagnetische Kalorimeter ist mit einem Bleifilter von zwei Strahlungslängen Dicke vor Synchrotronstrahlung abgeschirmt.

- Sonstige Detektoren:

  Weiterhin ist zu erwähnen, daß im Vorwärtsbereich des H1-Detektors ein Myonspektrometer(9,11) zur Vermessung hochenergetischer Myonen angebracht ist. Zum Nachweis von aus dem Detektor entweichenden Myonen ist der ganze Detektor von 3 Lagen von Myonkammern(9) umgeben, die die Spuren der Myonen detektieren. Zur Abschirmung der Umgebung des Detektors vor radioaktiver Strahlung aus dem Experimentierbetrieb ist der ganze Detektor hinter einer dicken Betonabschirmung(14) aufgebaut. In der extremen Vorwärtsrichtung befindet sich ein Detektor zum Nachweis von Neutronen (FNC) und ein Detektor zum Nachweis von Protonen (FPS).

Zusammenfassend ist festzustellen, daß der H1-Detektor ein Ensemble aus vielen, im einzelnen sehr kompliziert aufgebauten Einzeldetektoren ist. Der Zweck aller dieser Detektoren ist es, möglichst alle Teilchen, die in den im Detektor stattfindenden e-p-Kollisionen entstehen, nachzuweisen und deren Viererimpulse zu bestimmen. Genauere Beschreibungen der einzelnen Detektorkomponenten sind in [2] zu finden.

1.3 Kinematik der e-p-Streuung

Der Speicherring HERA liefert Elektronen oder Positronen mit einer Energie von 27.6 GeV, die auf Protonen mit einer Energie von 820 GeV treffen. Daraus ergibt sich die im

Schwerpunktssystem zur Verfügung stehende Energie zu $\sqrt{s} = \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p} = 300$ GeV. Dies ist die maximal zur Bildung von Teichen zur Verfügung stehende Energie.

In Abbildung 1.2 ist ein Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung in erster Bornscher Näherung dargestellt.

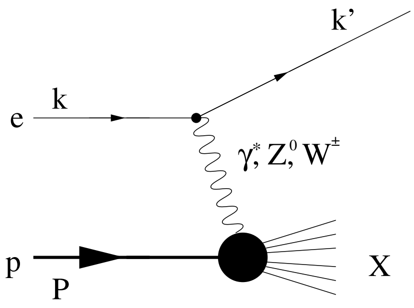


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung in erster Bornscher Näherung.

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton kann über den Austausch verschiedener Teilchen stattfinden. Werden die geladenen W^+- oder W^--Bosonen ausgetauscht, so spricht man von einer Wechselwirkung mit geladenen Strömen. Bei diesen Wechselwirkungen entstehen auslaufende Neutrinos. Erfolgt ein Austausch von einem Photon oder Z^0-Teilchen, so erfolgt die Wechselwirkung durch einen neutralen Strom. Da das Z^0-Teilchen und die W-Bosonen große Massen M haben, ist der Wirkungsquerschnitt durch den Propagatorterm $\frac{1}{Q^2+M^2}$ im Matrixelement stark unterdrückt. Der Austausch dieser Teilchen spielt erst bei sehr hohen Impulsüberträgen Q^2, die im Bereich der Massen M^2 liegen, eine Rolle. Aufgrund dessen, daß das in dieser Arbeit betrachtete VLQ-Spektrometer, wie schon in der Einleitung erwähnt, bei kleinen Werten von Q^2 mißt, wird im folgenden immer Bezug auf Wechselwirkungen, die durch Austausch eines Photons vermittelt werden, genommen. Bei solchen Reaktionen gibt es immer ein auslaufendes Elektron, das im Detektor gemessen werden kann, wenn es in seinen Akzeptanzbereich gestreut wird. Das vereinfacht die Messung der weiter unten eingeführten kinematischen Variablen sehr, da diese durch die Messung des auslaufenden Elektrons festgelegt sind. Erfolgte die Wechselwirkung über einen geladenen Strom, so muß die Kinematik aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden, da das auslaufende Neutrino nicht nachgewiesen werden kann. Das impliziert, daß im Prinzip alle Teilchen des hadronischen Endzustandes nachgewiesen und ihre Viererimpulse bestimmt werden müssen. Das ist viel schwieriger und komplizierter, als ein einzelnes Elektron zu vermessen.

Beim Streuprozeß muß die Viererimpulserhaltung erfüllt sein.

$$k + P = k' + X \tag{1.1}$$

In der obigen Gleichung bedeuten k bzw. k' die Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons, P den Viererimpuls des einlaufenden Protons und X den Viererimpuls des hadronischen Endzustandes. Alle Größen sind im Laborsystem angegeben. Die invariante Masse $W^2 = X^2$ des hadronischen Endzustandes berechnet sich aus Gleichung 1.1 zu:

$$W^2 = (q + P)^2 = q^2 + 2qP + M^2 \tag{1.2}$$

Dabei bedeutet M die Ruhemasse des Protons und

$$q^2 = (k - k')^2 < 0 \tag{1.3}$$

das Quadrat des Viererimpulsübertrages des Elektrons auf das Proton. Das ist das Quadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Photons. Deshalb kann die invariante Masse W auch als Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-Schwerpunktssystem interpretiert werden.

Da Skalarprodukte von Vierervektoren lorentzinvariant sind, eignen sie sich besonders zur Beschreibung der Kinematik des Streuvorganges. In Gleichung 1.2 sind drei solcher Invarianten enthalten. Zur Beschreibung der Kinematik der Elektron-Proton-Streuung werden üblicherweise jedoch die Variablen

$$Q^2 = -q^2 \tag{1.4}$$

und

$$x = \frac{Q^2}{2qP} \tag{1.5}$$

benutzt. Durch die Werte dieser beiden Variablen ist die Kinematik des Streuprozesses über Gleichung 1.2 und die Kenntnis der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ vollständig festgelegt. Die Variable x wird Bjorkensche Skalenvariable genannt, und Q^2 gibt das Quadrat des Viererimpulsübertrages an. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden in der Regel als Funktion dieser Variablen angegeben. In einigen Fällen wird auch die Variable

$$y = \frac{qP}{kP}\,, \tag{1.6}$$

die den Bruchteil des Energieübertrags vom Elektron auf das Proton im Protonruhesystem angibt, verwendet. Zwischen x, y, Q^2 und s, dem Quadrat der Schwerpunktsenergie, besteht folgende Beziehung:

$$Q^2 = xys \tag{1.7}$$

Daraus folgt, daß bei festem s nur zwei der oben genannten kinematischen Variablen unabhängig voneinander sind.

Die kinematischen Variablen x und Q^2 können aus dem im Laborsystem gemessenen Ablenkwinkel ϑ_e und der Energie E_e' des gestreuten Elektrons berechnet werden. Unter Vernachlässigung der Ruhemassen ergibt sich:

$$Q^2 = 4E_eE_e' \cos^2\frac{\vartheta_e}{2} \tag{1.8}$$

und

$$x = \frac{E_e' \cos^2\frac{\vartheta_e}{2}}{E_P(1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin^2\frac{\vartheta_e}{2})} \tag{1.9}$$

Auch y kann aus diesen Angaben berechnet werden.

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin^2\frac{\vartheta_e}{2} \tag{1.10}$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich, daß durch die Messung von Ablenkwinkel und Energie des gestreuten Elektrons die Kinematik vollständig bestimmt ist.

Kapitel 2

Das VLQ-Spektrometer

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das VLQ-Spektrometer. Es wird die Motivation für den Bau dieses Spektrometers dargelegt und auf seinen Aufbau eingegangen. Die Meßgenauigkeit sowohl für die kinematischen Variablen als auch für die z-Koordinate des Vertex wird besprochen. Daraus ergeben sich Anforderungen an die Komponenten, die am Schluß des Kapitels zusammengefaßt werden.

2.1 Die Motivation für den Bau des VLQ-Spektrometers

In Abbildung 2.1 ist der vom H1-Detektor gemessene Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 mit der invarianten Masse W als Parameter aufgetragen [5]. In dieser Abbildung wird nur der Prozeß:

$$\gamma^* + p \longrightarrow X$$

betrachtet. Das heißt, daß der Erzeugungswirkungsquerschnitt für die virtuellen Photonen γ^* nicht in dem gemessenen Wirkungsquerschnitt enthalten ist. Es wird nur der Wirkungsquerschnitt für Photon-Proton-Kollisionen betrachtet.

Aus der Abbildung 2.1 ist ersichtlich, daß die Meßpunkte bei Werten von $Q^2 \approx 1$ GeV^2 aufhören. Es gibt dann wieder Meßwerte bei $Q^2 < 10^{-2}$ GeV^2, die von weiter strahlabwärts gelegenen Magnetspektrometern des Luminositätssystems, den sogenannten Elektron-Taggern, stammen. Diese Detektoren haben jedoch nur einen kleinen Akzeptanzbereich in der Energie des gestreuten Elektrons, was nach Gleichung 1.10 eine eingeschränkte Akzeptanz im y-Bereich bedeutet. Die Lücke im Q^2-Akzeptanzbereich von 10^{-2} GeV^2 bis 1 GeV^2 läßt sich dadurch erklären, daß es für diesen kinematischen Bereich keine Detektoren im H1-Detektor gibt. Werden die Akzeptanzen der in H1 vorhandenen Detektoren in der $y - Q^2$-Ebene aufgetragen, ergibt sich folgendes Bild der Abbildung 2.2. Der Q^2-Bereich von 10^5 GeV^2 bis 10^2 GeV^2 wird vom Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt. Von 10^2 bis 1 GeV^2 mißt das Spacal. Der Bereich von $(0.02 - 1)$ GeV^2 war bisher nicht abgedeckt. Das ist die Motivation für den Bau des VLQ-Spektrometers, das seine Akzeptanz im Bereich von 0.02-1 GeV^2 hat. Das VLQ-Spektrometer kann im Gegensatz zu den e-Taggern wie das Spacal und das Flüssig-Argon-Kalorimeter den gesamten y-Bereich von 0 bis zur Triggerschwelle abdecken.

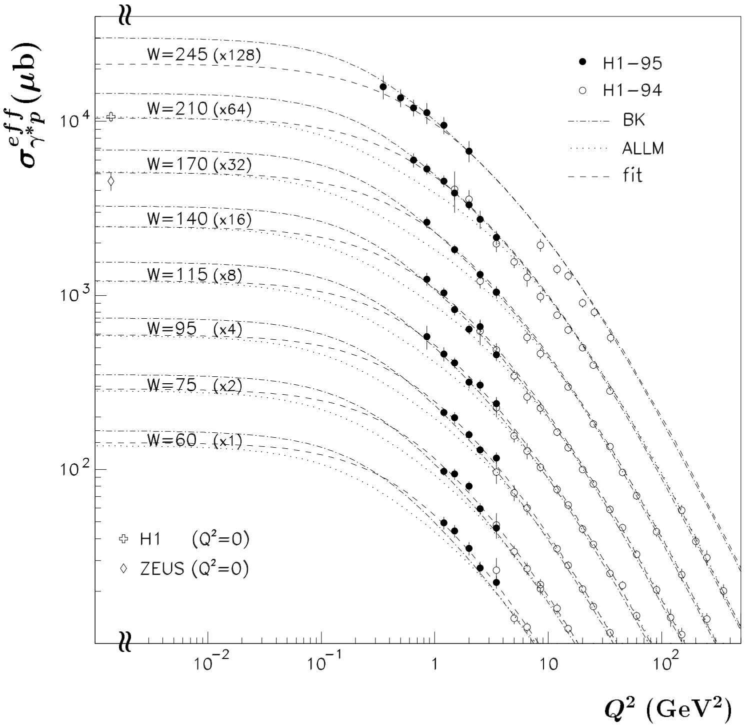


Abbildung 2.1: Von H1 gemessener Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 mit W als Parameter. Die Kurven sind mit den in Klammern angegebenen Faktoren skaliert[5].

Wie aus Gleichung 1.8 hervorgeht, bedeuten die Q^2-Werte, bei denen das VLQ-Spektrometer mißt, Ablenkwinkel des Elektrons, die sehr nahe bei 180° liegen. Der Ablenkwinkel ist im H1-Koordinatensystem angegeben, dessen z-Achse mit der Protonstrahlrichtung identisch ist. Deshalb bedeutet der Ablenkwinkel von 180°, daß das Elektron kaum seine Flugrichtung verändert. Detektoren, die Ihre Akzeptanz in diesem Bereich haben, müssen also sehr nahe am Strahlrohr installiert sein.

Das Ziel des VLQ-Spektrometers ist, den Meßbereich des H1-Detektors in einen bisher nicht beobachtbaren Bereich der kinematischen Variablen auszuweiten. Das physikalische Meßprogramm, das mit dem neuen Spektrometer durchgeführt werden soll, wird im folgenden erläutert. Programmpunkte sind:

- Die Messung des $\gamma^* - p$ Wirkungsquerschnittes

  Ein Resultat der Messungen von H1, die in den letzten Jahren durchgeführt wurden, ist, daß die Strukturfunktion F_2 des Protons für kleine Werte der Bjorkenschen Skalenvariable x stark ansteigt [5]. Das ist bis zu sehr kleinen Werten von Q^2 im Bereich bis zu 2 GeV^2 festzustellen. Dieser Sachverhalt ist auch in Abbildung 2.1 zu sehen. Unter Vernachlässigung der Ruhemasse M des Protons, die bei HERA klein gegen W ist, und Einsetzen der Gleichungen 1.5 und 1.4, kann Gleichung 1.2

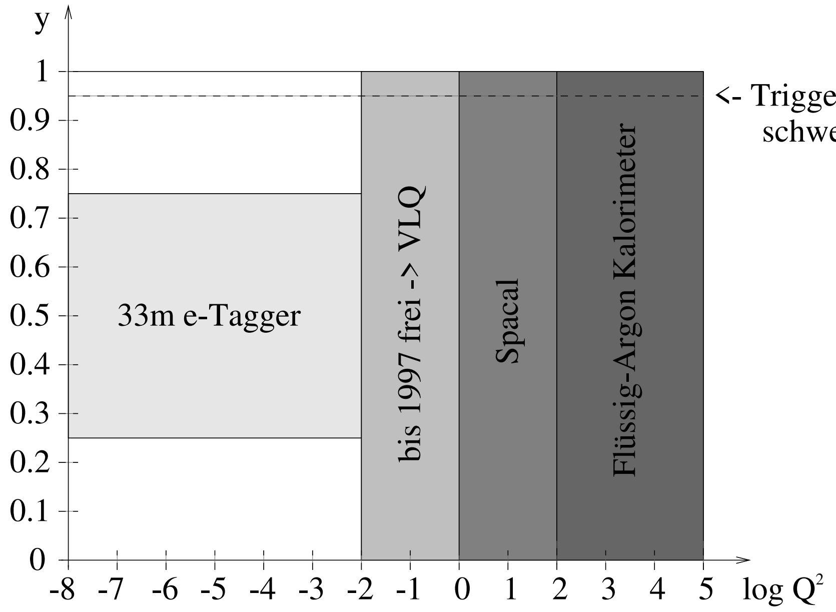


Abbildung 2.2: Der Akzeptanzbereich der im H1-Detektor vorhandenen Detektoren in der $y - Q^2$-Ebene dargestellt.

folgendermaßen geschrieben werden:

$$W^2 = \frac{Q^2}{x} - Q^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} \tag{2.1}$$

Daraus folgt, daß kleine Werte von x große Werte der invarianten Masse W bedeuten. Das heißt, daß sich der Anstieg der Strukturfunktion bei kleinen x in einen Anstieg für wachsende invariante Massen übersetzt. Der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(\gamma^* p)$ ist durch Gleichung 2.2 gegeben.

$$\sigma_{tot}(\gamma^* p) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(W^2, Q^2) \tag{2.2}$$

Der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt steigt also aufgrund des Anstiegs der Strukturfunktion ebenfalls mit wachsendem W an. Dieser starke Anstieg steht im Gegensatz zu einem langsamen Anstieg des Photoabsorpionswirkungsquerschnittes für Photoproduktionsereignisse, die durch Impulsüberträge Q^2 von Werten, die kleiner als 10^{-2} GeV^2 sind, charakterisiert werden. Der Wirkungsquerschnitt kann bei großen Werten des Impulsübertrages Q^2 durch Modelle der sogenannten perturbativen Quantenchromodynamik beschrieben werden. Diese Theorie ist jedoch nicht in der Lage, Prozesse bei kleinem Q^2 exakt zu beschreiben. Der Bereich kleiner Q^2 wird von der Regge-Theorie beschrieben. Es stellt sich die Frage, bis zu welchen Grenzen der Kinematik die verschiedenen Modelle gültig sind. Der H1-Detektor war aufgrund der fehlenden Akzeptanz in diesem Q^2 Bereich bisher nicht in der Lage, den Übergangsbereich zwischen diesen beiden Bereichen zu untersuchen. Das VLQ-Spektrometer wird diese Akzeptanzlücke schließen.

- Vektor-Meson-Produktion

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ρ^0-Mesonen mit reellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) ist ungefähr 1000 mal größer als der entsprechende Wirkungsquerschnitt für die Produktion von J/ψ-Mesonen. Ein H1-Resultat [6] zeigt, daß dieser Unterschied in den Wirkungsquerschnitten bei Impulsüberträgen $Q^2 = 17$ GeV^2 fast verschwindet. Sowohl der ρ^0-, als auch der J/ψ-Produktionswirkungsquerschnitt zeigt in diesem Q^2-Bereich die gleiche W-Abhängigkeit. Auch in diesem Fall wird das VLQ-Spektrometer es erlauben, den Übergangsbereich zwischen den zwei Extremen zu studieren.

- Photon-Strukturfunktion

  Freie Photonen haben keine Ruhemasse. Deshalb ist das Quadrat des Viererimpulses für ein reelles Photon gleich Null. Die in e-p-Wechselwirkungen ausgetauschten Photonen haben aber ein von Null verschiedenes Viererimpulsquadrat Q^2. Das heißt, daß diese Austauschphotonen den Energie-Impulssatz verletzen und deshalb nach der Heisenbergschen Unschärferelation nur sehr kurze Zeit existieren dürfen. Je kleiner Q^2 wird, um so mehr ähnelt das Austauschphoton einem reellen Photon ($Q^2 = 0$), und hat deshalb eine größere Lebensdauer. Aufgrund der langen Lebensdauer wird die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Photon Quantenfluktuationen ausführt, größer. Stößt das Proton genau in dem Augenblick auf das Photon, in dem dieses zum Beispiel in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert ist, so findet keine Photon-Proton-Streuung mehr statt, sondern eine Hadron-Proton-Streuung. Aufgrund der bekannten Protonstrukturfunktion kann mit solchen Prozessen die hadronische Struktur der Photonen untersucht werden. Das VLQ-Spektrometer kann aufgrund seines Akzeptanzbereiches bei kleinen Q^2 auch zu dieser Messung wesentlich beitragen.

2.2 Der Aufbau des VLQ-Spektrometers

Wie schon in der Einleitung kurz erwähnt, besteht das VLQ-Spektrometer aus einen Spurdetektor, einem Kalorimeter und einem Fahrmechanismus. Diese Komponenten werden in diesem Abschnitt genauer beschrieben.

2.2.1 Überblick

In Abbildung 2.3 ist der H1-Detektor im Querschnitt zu sehen. Von der linken Bildseite kommen die Elektronen und von der rechten die Protonen in den Detektor, wo sie miteinander wechselwirken (WWP).

Aus der Diskussion der kinematischen Variablen und des Akzeptanzbereiches des VLQ-Spektrometers in den vorigen Abschnitten ist klar, daß das Spektrometer Elektronen vermessen muß, die nur sehr wenig abgelenkt werden. Daraus folgt, daß das Spektrometer sehr nahe am Strahlrohr in Elektronflugrichtung angebracht sein muß. Die Pfeile in Abbildung 2.3 deuten an, wo das VLQ-Spektrometer in den bestehenden Detektor eingebaut wird. Der Einbauort befindet sich zwischen dem eingezeichneten zylinderförmigen Kompensationsmagneten und dem Rückflußjoch aus instrumentiertem Eisen. Der Kompensationsmagnet ist auch in Abbildung 1.1 zu erkennen und mit der Nummer 7 bezeichnet. Die Funktion des Kompensationsmagneten ist es, das Wegintegral des Magnetfeldes über den gesamten HERA-Speicherring verschwinden zu lassen. Er kompensiert

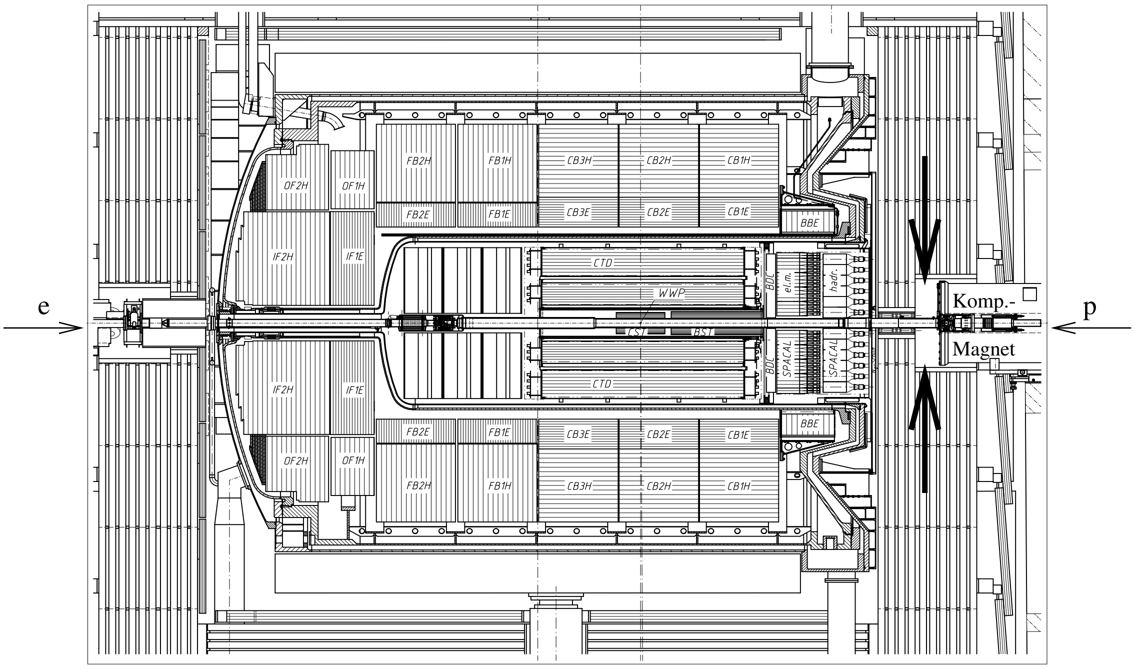


Abbildung 2.3: Querschnitt durch den H1-Detektor. Die Pfeile zeigen die Stelle, an der das VLQ-Spektrometer eingebaut wird. Von der linken Seite kommen die Elektronen, von der rechten Seite die Protonen.

also das Magnetfeld im H1-Detektor so, daß das Wegintegral, nachdem der Strahl sowohl das H1-Magnetfeld als auch das Magnetfeld des Kompensatinsmagneten durchlaufen hat, verschwindet. Wäre das nicht der Fall, so würden polarisierte Strahlen depolarisiert werden.

In Abbildung 2.3 ist im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors auch das Spacal mit seinem elektromagnetischen und hadronischen Teil zu erkennen. Das elektromagnetische Spacal überdeckt den Winkelakzeptanzbereich von 152 – 177.5°. Diese Akzeptanz schließt sich genau an die Winkelakzeptanz des VLQ-Spektrometers von 177.3 – 179.4° an. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Spacal beträgt $7.1\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. Die Ortsauflösung beträgt $4.4\ mm/\sqrt{E} \oplus 1\ mm$. Die Tiefe des Kalorimeters beträgt 27 Strahlungslängen, und der Molière-Radius ist 2.5 cm. Das VLQ-Spektrometer schließt sich sowohl geometrisch als auch im kinematischen Bereich an das Spacal an.

In Abbildung 2.4 ist der Einbaubereich des VLQ-Spektrometers im H1-Detektor vergrößert dargestellt. Auf der rechten Bildseite ist der zylinderförmige Kompensationsmagnet, an dem das ganze System befestigt ist, zu sehen, und ringsum das Eisen des Rückflussjoches für das Magnetfeld im Detektor. In dieser Abbildung ist die genaue Anordnung der einzelnen Komponenten des Spektrometers zu erkennen. Die einzelnen Komponenten sind ein Spurdetektor, ein Kalorimeter, ein Flugzeitmeßsystem (TOF=**T**ime **o**f **F**light Measurement) und ein Fahrmechanismus, an dem das Kalorimeter und der Spurdetektor befestigt sind. Das Spektrometer besteht aus zwei identischen Modulen, die ober- und unterhalb des Strahlrohres angebracht sind. Trotz der zusätzlich aus dem Eisen des Rückflußjoches herausgesägten Aussparung steht dem gesamten Spektrometer nur eine Ausdehnung von 50 cm Länge zur Verfügung. Die Strahlröhre an dieser Stelle ist auf

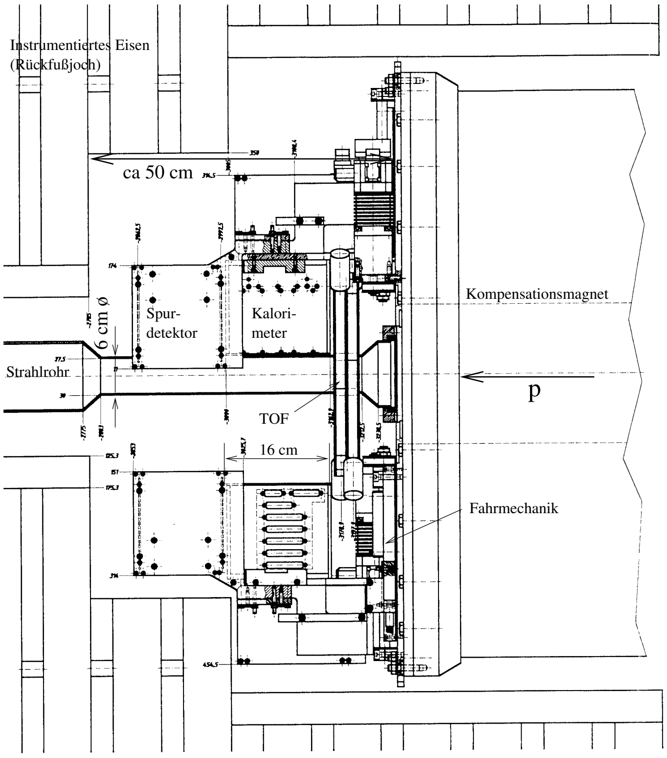


Abbildung 2.4: Der Einbaubereich des VLQ vergrößert dargestellt. Rechts ist der zylinderförmige Kompensationsmagnet zu sehen, an dem das ganze Spektrometer befestigt ist.

einen Außendurchmesser von 6 cm verjüngt, um unter sehr kleinen Winkeln messen zu können. Der Innendurchmesser des Strahlrohres beträgt 5.5 cm. Durch diese Geometrie des Strahlrohrs wird die Menge des toten Materials, das die zu messenden Elektronen durchlaufen müssen, bevor sie in den Detektor eindringen, minimiert. Wäre das Strahlrohr nicht verjüngt, so würde das Elektron in der Wand der Dicke d des Strahlrohres die Strecke $s = \frac{d}{\sin\alpha}$ zurücklegen. Der Winkel α bezeichnet den Winkel zwischen dem Strahlrohr und der Elektronflugrichtung. Dieser Winkel ist sehr klein (ca. $1-2^\circ$) und s deshalb sehr groß. Durch die gewählte Geometrie des Strahlrohrs wird der Winkel zwischen Elektronflugrichtung und Strahlrohr an der Stelle, an der die Elektronen das Strahlrohr durchdringen, vergrößert und damit s verkleinert. In Abbildung 2.5 ist die Menge des toten Materials in Strahlungslängen gegen den Elektronstreuwinkel im H1-Koordinatensystem aufgetragen. Diese Daten sind für die in Abbildung 2.4 gezeigte Strahlrohrgeometrie berechnet.

2.2.2 Der Spurdetektor

Als erste Detektorkomponente vom Vertex aus gesehen kommt der Spurdetektor, der aus zwei Doppellagen von Streifendetektoren besteht. Als Vertex wird der Punkt bezeichnet, an dem die e-p-Wechselwirkung stattgefunden hat. Der Spurdetektor dient zur genauen Messung des Ablenkwinkels des gestreuten Elektrons. Außerdem kann durch die Messung des Elektrons in den zwei Doppellagen die Spur des Elektrons durch die

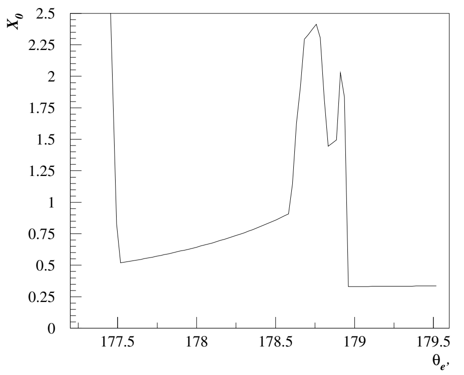


Abbildung 2.5: Das tote Material vor dem VLQ-Spektrometer in Strahlungslängen aufgetragen gegen den Elektronstreuwinkel. Der starke Anstieg bei ca. 177° wird durch das Spacal verursacht [7].

Anpassung einer Geraden an die gemessenen Durchstoßpunkte bestimmt werden. Durch die Rückverfolgung dieser Spur kann der Schnittpunkt dieser mit der z-Achse des H1-Koordinatensystems und damit der z-Vertex bestimmt werden. Die Extrapolation der Spur bis zurück zum Vertex wird um so genauer, je weiter die beiden Lagen des Spurdetektors voneinander entfernt sind. Das ist der Fall, weil der gemessene Spurwinkel $\alpha = \arctan \frac{r_2 - r_1}{z_2 - z_1}$ für große $z_2 - z_1$ weniger empfindlich gegenüber Fehlern in der Messung von r_1 und r_2 wird. z_1 bzw. z_2 sind die z-Positionen der beiden Spurdetektor-Doppellagen im H1-Koordinatensystem, und r_1 bzw. r_2 die in der jeweiligen Detektorlage gemessenen Abstände der Elektronspur von der Strahlachse. Die Eigenschaft des Spektrometers, den Vertex unabhängig messen zu können, macht die inklusive Messung von Wirkungsquerschnitten möglich. Eine Messung ist inklusiv, wenn die Kinematik nur durch die Messung des Elektrons, ohne Rücksicht auf den hadronischen Endzustand bestimmt wird.

Die Doppellagen des Spurdetektors bestehen entweder aus Gallium-Arsenid (GaAs) oder Silizium (Si). Für die Runperiode 1998/99 sind Siliziumdetoren und für die Runperiode 1999/2000 GaAs-Detektoren vorgesehen. Das Elektron ionisiert bei seinem Durchgang das Halbleitermaterial. Die bei diesem Vorgang im pn-Übergang des Halbleiters deponierte Ladung wird durch das vorhandene elektrische Feld an die in Streifen segmentierten Elektroden abgesaugt. Der Abstand zwischen den Streifenmitten bestimmt im wesentlichen die erreichbare Ortsauflösung. Der Streifenabstand der GaAs-Detektoren des VLQ-Spurdetektors ist 62.5 μm. Eine Doppellage des Spurdetektors besteht aus einer Streifendetektorlage, deren Streifen in x-Richtung orientiert sind, und einer Streifendetektorlage, deren Streifen in y-Richtung orientiert sind. Aus den Daten der beiden Detektorlagen kann der Durchstoßpunkt durch die Spurdetektordoppellage bestimmt werden.

Das VLQ-Spektrometer und damit der Spurdetektor ist sehr nahe am Elektronenstrahl installiert. So nahe am Strahl gibt es durch die Strahlführung bedingt Synchrotronstrahlung. Wenn Synchrotronstrahlungsphotonen auf die Halbleiterdetektoren treffen, können diese dort z.B. über den Photoeffekt wechselwirken. Die typischen Energien für Synchrotronstrahlungsphotonen liegen im Bereich einiger keV. Diese Energie wird auf das beim Photoeffekt getroffene Elektron aus dem Detektormaterial übertragen und reicht aus, um ebenso wie ein Elektron aus einer e-p-Wechselwirkung das Detektormaterial beider Lagen einer Doppellage zu ionisieren und ein Signal zu erzeugen. Durch diesen Effekt werden zusätzliche Treffer erzeugt, die Spuren vortäuschen können und somit die Rekonstruktion der tatsächlichen Spur erschweren. Um diesem Umstand entgegenzuwirken, sind die beiden Module des VLQ-Spektrometers ober- und unterhalb des Strahlrohres angebracht, da die primäre Synchrotronstrahlung, die aus der Strahlführung entsteht, in der Ebene des Speicherrings tangential zur Krümmung des Strahls konzentriert ist. Die Spurdetektoren werden aber von an Strahlführungselementen, wie z.B. Kollimatoren oder dem Strahlrohr selbst, gestreuten Synchrotronphotonen getroffen. Abbildung 2.6 zeigt eine für die geplante Strahlführung simulierte Trefferverteilung durch Synchrotronphotonen in der ersten Doppellage des VLQ-Spurdetektors. Die meisten Treffer sind in der Nähe des Strahlrohrs konzentriert. Die Anzahl der Treffer pro Bunch-Crossing durch Synchrotronstrahlung ist ungefähr 10 pro Doppellage. Als Bunch-Crossing bezeichnet man das Aufeinandertreffen des Elektronen und Protonenstrahls, die in einzelnen Packeten im HERA-Speicherring umlaufen. Im HERA-Speicherring findet alle 96 ns ein Bunch-Crossing statt. Die zusätzlichen Treffer in den Spurdetektorlagen macht die Rekonstruktion der Elektronspur mehrdeutig. Um diese Mehrdeutigkeit aufzulösen kann das VLQ-Kalorimeter benutzt werden. Auf diesen Mechanismus wird später bei der Besprechung des Kalorimeters näher eingegangen.

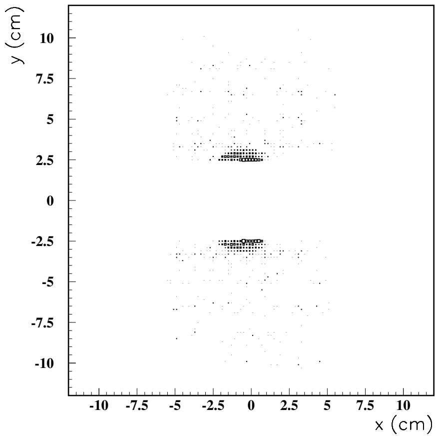


Abbildung 2.6: Trefferverteilung durch Synchrotronstrahlung in der ersten Doppellage des VLQ-Spurdetektors. Die meisten Treffer sind nahe am Strahlrohr konzentriert [7].

2.2.3 Das Flugzeitmeßsystem (TOF)

Das Flugzeitmeßsystem ist, wie in Abbildung 2.4 zu sehen, hinter dem Kalorimeter angeordnet. Die Funktion der Flugzeitmessung ist es, proton-induzierten Untergrund zu unterdrücken. Als proton-induzierter Untergrund werden Ereignisse bezeichnet, die durch die inelastische Wechselwirkung des Protonenstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand entstehen. Diese Ereignisse finden im allgemeinen nicht im nominellen Wechselwirkungspunkt statt, sondern sind willkürlich verteilt über die ganze Länge des Speicherringes zu beobachten. Der Detektor wird nur von solchen Ereignissen getroffen, die protonstrahlaufwärts stattgefunden haben, da die in diesen Wechselwirkungen entstehenden Teilchen sich durch den Protonimpuls in Protonstrahlrichtung bewegen. Teilchen dieser Ereignisse dringen von hinten in den H1-Detektor ein und können durch die von ihnen verursachten Signale die H1-Detektorauslese in Gang setzen. Um das zu verhindern, nutzt die Flugzeitmessung eine Eigenschaft dieser Untergrundereignisse aus, die sie von richtigen Ereignissen unterscheidet. Diese Eigenschaft ist, daß Teilchen, die von hinten in den H1-Detektor eindringen, relativ zu dem Zeitpunkt des Bunch-Crossings gesehen früher Signale in den Detektoren verursachen als Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen. Das erklärt sich aus der Differenz der Wegstrecken, die die Teilchen zum TOF-Detektor zurücklegen müssen. Der TOF-Detektor mißt die Zeit, die zwischen der Kollision der Elektron- und Proton-Strahlpakete und dem Auftreffen von Teilchen auf den TOF-Detektor, vergeht. Hat ein Untergrundereignis stattgefunden, so dringt zeitgleich mit dem Protonstrahlpaket die Teilchengarbe aus dem Untergrundereignis in den H1-Detektor ein und löst ein Signal im TOF-Detektor aus. Dieser Treffer im TOF findet um die Laufzeit des Protonstrahlpaketes vom TOF bis zum Wechselwirkungspunkt früher statt als das Bunch-Crossing. Findet kein Untergrundereignis statt, so können nur Teilchen ein Signal im TOF-Detektor erzeugen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen. Der Zeitpunkt dieser Signalerzeugung ist um die Laufzeit des Teilchens vom Wechselwirkungspunkt zum TOF gegenüber der Zeit des Bunch-Crossings verspätet. Auch Signale im TOF-Detektor, die durch Synchrotronstrahlung aus Elektronstrahlrichtung verursacht werden, also Untergrundsignale sind, finden zu diesem Zeitpunkt statt. Deshalb wird der TOF-Detektor nur dazu benutzt, Ereignisse, die zu früh auftreten, zu verwerfen, und nicht um zu entscheiden, ob ein gutes Ereignis stattgefunden hat. Bei jedem Ereignis das ausgelesen wird, muß also, falls ein Signal im TOF erzeugt wurde, die vom TOF gemessene Zeit über einer gewissen Schwelle liegen.

Da angenommen werden darf, daß alle Teilchen aufgrund der hohen Strahlenergie von HERA mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, beträgt der Zeitunterschied zwischen guten Ereignissen und Untergrundereignissen zweimal die Zeit, die ein mit Lichtgeschwindigkeit bewegtes Teilchen braucht, um vom Wechselwirkungspunkt zum TOF-Detektor zu fliegen. Der Abstand vom Wechselwirkungspunkt zum TOF-Detektor beträgt ca. 3m, also beträgt die Zeitdifferenz ca. 20 ns. Das heißt, daß die Zeitauflösung der Flugzeitmessung im Bereich von einer Nanosekunde sein muß. In Abbildung 2.7 ist der Flugzeitzähler des VLQ-Spektrometers abgebildet.

In der Abbildung 2.7(a) ist der Flugzeitzähler von vorne zu sehen. Er ist kreisrund mit einem Durchmesser von 32 cm und direkt am Strahlrohr befestigt. Er besteht, wie in Abbildung 2.7(b) zu sehen, aus einer Abfolge von Blei(2)-Papier(3)-Szintillator(1)-Papier-Blei-Papier-Szintillator-Papier-Blei-Schichten. Die Bleischichten sind jeweils 2 mm und die Szintillatorschichten jeweils 15 mm dick. Um das System am Strahlrohr montieren zu können, sind die Szintillatorebenen aus jeweils zwei Segmenten zusammengesetzt. Die diagonalen Trennungslinien der Segmente beider Ebenen sind in Abbildung 2.7(a) eingezeichnet. Es ist gut zu sehen, daß beide Trennungslinien gegeneinander versetzt sind, um keine Effizienzverluste zu erhalten. Trifft ein Teilchen genau auf die Grenze der beiden Szintillatorsegmente, kann es vorkommen, daß es zu wenig oder gar kein Signal erzeugt, weil es den Szintillator nur streift oder sich das erzeugte Licht auf die zwei Segmente aufteilt. Jedes der vier Szintillatorsegmente wird von einem Photomultiplier ausgelesen, der so angeordnet ist, daß das im Szintillator entstehende Licht von jeder Stelle desselben direkt die Photokathode erreichen kann. Da Photomultiplier schnelle Signale mit

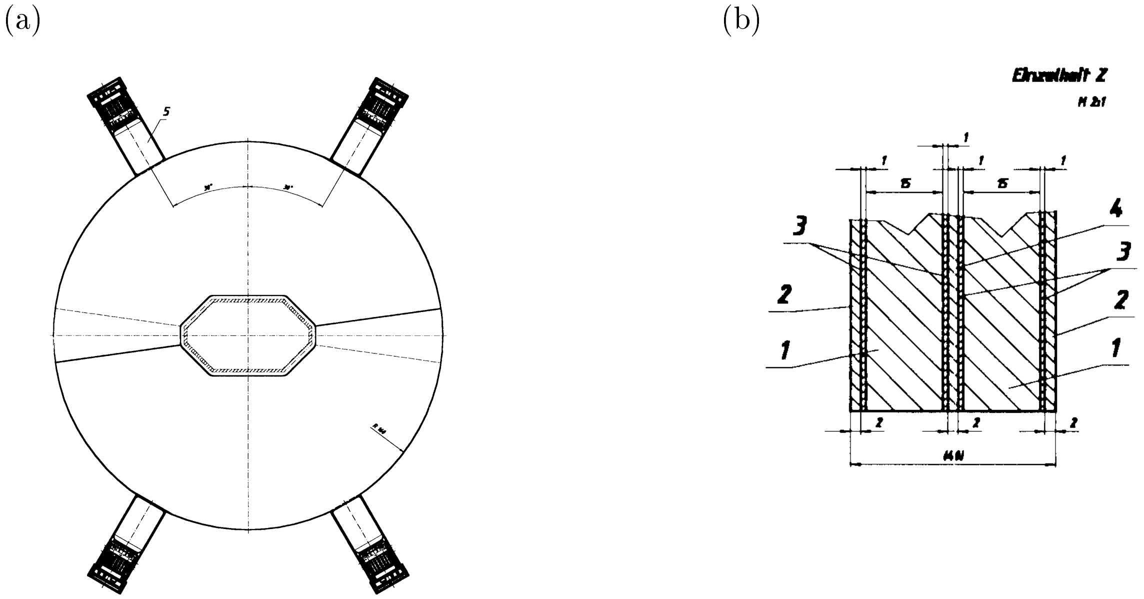


Abbildung 2.7: (a) Der Flugzeitzähler von vorne aus Elektronstrahlrichtung gesehen. (b) Querschnitt durch den Flugzeitzähler.[7]

einer Anstiegszeit im Bereich einer Nanosekunde liefern, ist die geforderte Zeitauflösung mühelos erreichbar. Die Photomultiplier sind in Abbildung 2.7(a) am Rand der runden Szintillatoren eingezeichnet.

Die Bleischichten zwischen den Szintillatorsegmenten dienen dazu, Synchrotronstrahlung zu absorbieren, die genau wie im Spurdetektor auch im Flugzeitzähler Signale verursachen kann. Ein Photon kann nur einmal über Photoeffekt wechselwirken. Das heißt, daß ein Photon nur in einer der zwei Szintillatorschichten ein Signal erzeugen kann. Wird für die Auslösung eines Vetos durch das TOF eine Koinzidenz der Signale in beiden Szintillatorebenen gefordert, so können die Signale aus Synchrotronstrahlung bis auf Zufallskoinzidenzen unterdrückt werden. Um die Anzahl dieser Zufallskoinzidenzen zu reduzieren, sind die Szintillatoren von den Bleischichten umgeben, die einen Teil der Synchrotronstrahlung absorbieren und somit die Wahrscheinlichkeit für Zufallskoinzidenzen senken. Es ist auch denkbar, daß ein durch Photoeffekt herausgeschlagenes Elektron beide Szintillatorschichten durchquert und eine Koinzidenz erzeugt. Auch das wird durch die Bleischicht zwischen den Szintillatoren, die die Photoelektronen absorbiert, verhindert. Ein weiterer Vorteil der Bleiplatten ist, daß sie die Effizienz für den Nachweis energiereicher geladener Teilchen erhöhen, da diese teilweise in den Bleischichten aufschauern, und somit mehr Licht in den Szintillatoren erzeugt wird.

2.2.4 Das Kalorimeter

Das VLQ-Kalorimeter ist, wie in Abbildung 2.4 zu erkennen, direkt nach dem Spurdetektor angeordnet. Das VLQ-Kalorimeter dient zur Energiemessung der gestreuten Elektronen. Eine weitere Aufgabe des Kalorimeters ist es, die im Abschnitt 2.2.2 über den Spurdetektor erwähnte Mehrdeutigkeit der Elektronspurrekonstruktion, die durch zusätzliche Treffer durch Synchrotronstrahlung verursacht wird, aufzulösen. Die Mehrdeutigkeit kann durch eine Messung des Auftreffortes des Elektrons im Kalorimeter beseitigt werden. Das zugrundeliegende Prinzip dieser Messung ist, daß Synchrotronphotonen, die eine Energie von bis zu höchstens einigen MeV haben, im Kalorimeter keine meßbare Energie hinterlassen. Das Kalorimeter wird erst für Energien, die größer, als ein GeV sind, sensitiv. Der Unterschied zwischen Synchrotronphotonen und Elektronen ist also, daß die Elektronen ein Signal im Kalorimeter verusachen und die Photonen nicht. Kann das Kalorimeter eine Messung des Auftreffortes liefern, so muß die Elektronspur, die aus den Spurdetektordaten rekonstruiert wird, genau auf diesen Auftreffpunkt zeigen. Mit Hilfe dieser Bedingung gelingt es, Treffer in den Ebenen des Spurdetektors durch Synchrotronstrahlung zu verwerfen, da die mit diesen Treffern rekonstruierten Spuren im allgemeinen nicht auf den aus dem Kalorimeter rekonstruierten Auftreffpunkt zeigen. Diese Methode funktioniert um so besser, je genauer der Auftreffpunkt im Kalorimeter bestimmt werden kann, und je kleiner die Anzahl der Mehrdeutigkeiten, d.h. die Anzahl der Treffer durch Synchrotronphotonen, ist. Auch für andere Meßaufgaben als die Mehrdeutigkeit der Spurrekonstruktion im Spurdetektor aufzulösen, ist die Ortsauflösung wichtig. Beispielsweise kann der Spurdetektor nur die Spuren geladener Teilchen nachweisen. Photonen aus e-p-Reaktionen sind für ihn im wesentlichen unsichtbar, nicht jedoch für das Kalorimeter. Hochenergetische Photonen hinterlassen im Kalorimeter eine meßbare Energie. Aus der Ortsmessung des Kalorimeters kann dann die Flugrichtung des Photons bestimmt werden. Das ist wichtig, um das Kalorimeter im eingebauten Zustand in H1 mit Hilfe von QED-Compton-Events, bei denen das VLQ jeweils ein Photon und das gestreute Elektron nachweisen muß, zu kalibrieren. Weiterhin ist die Ortsauflösung nützlich, um Elektronen und Pionen, die im Kalorimeter nachgewiesen werden, zu unterscheiden. Bei vielen Ereignissen kommt es vor, daß geladene Pionen und die Photonen aus einem π^0-Zerfall fast parallel in den Rückwärtsbereich fliegen. Die Photonen lösen dann einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter aus und die geladenen Pionen sorgen für eine Spur im Spurdetektor. Es wird also ein Signal im VLQ-Spektrometer erzeut, das genau so aussieht wie das eines Elektrons nur mit dem Unterschied, daß im allgemeinen die rekonstruierte Spur nicht genau auf den Auftreffort im Kalorimeter paßt, da die beiden Signale von unterschiedlichen Teilchen erzeugt werden. Wird also festgestellt, daß die rekonstruierte Spur nicht auf den rekonstruierten Ort im Kalorimeter paßt, so kann daraus geschlossen werden, daß das Ereignis mit großer Wahrscheinlichkeit nicht von einem Elektron erzeugt wurde. Es kann also mit Hilfe der Ortsauflösung des Kalorimeters vermieden werden, daß Fehlmessungen durch Pionuntergrund auftreten.

In Abbildung 2.8 ist die Struktur des aktiven Kalorimetervolumens vereinfacht in einer Explosionsansicht dargestellt. Das Kalorimeter besteht aus sich abwechselnden Schichten von Wolfram und Szintillatormaterial. Diese Struktur wird auch Sandwichstruktur genannt, das VLQ-Kalorimeter ist also ein Wofram-Szintillator-Sandwichkalorimeter. Die Struktur, die in Abbildung 2.8 dargestellt ist, unterscheidet sich von einer gewöhnlichen Sandwichstruktur durch die Segmentierung der Szintillatorflächen in Streifen. Die Streifen sind abwechselnd von Szintillatorschicht zu Szintillatorschicht in x und y Richtung orientiert. Der Zweck dieser Segmentierung besteht darin, den Auftreffort der Elektronen, die, wie mit dem Pfeil in Abbildung 2.8 angedeutet, auf das Kalorimeter treffen, lokalisieren zu können. Das Prinzip dieser Messung besteht darin, daß der Schauer, den das Elektron im Kalorimeter auslöst, nur in den Streifen Licht erzeugt, die von ihm getroffen sind. Deshalb kann mit den Streifen, die in x-Richtung orientiert sind die y-Koordinate gemessen werden, und mit den in y-Richtung orientierten Streifen die x-Koordinate. Vorraussetzung dafür ist, daß das Licht, das im jeweiligen Streifen erzeugt wird, in diesem verbleibt.

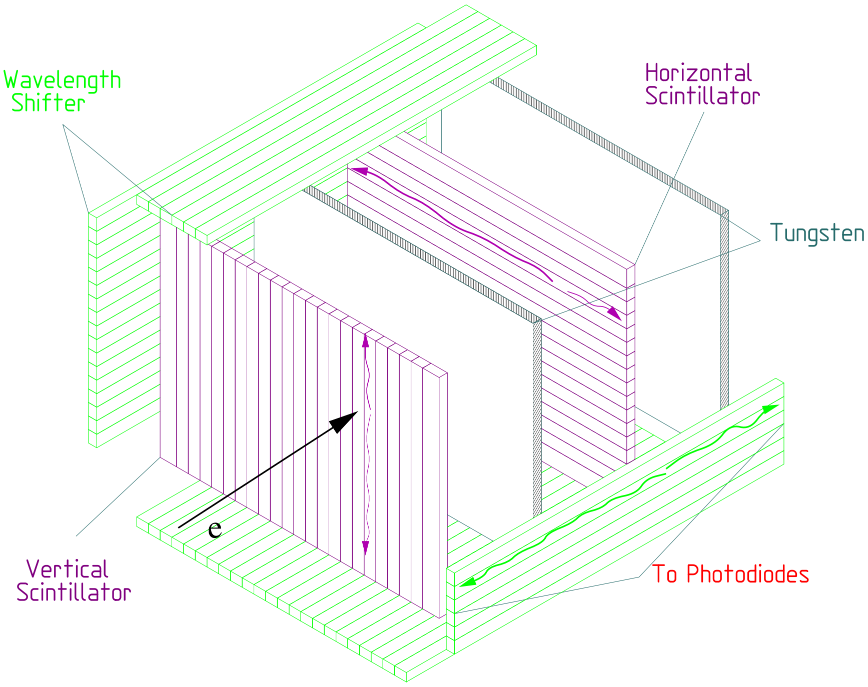


Abbildung 2.8: Vereinfachte Explosionsansicht der Kalorimeterstruktur. Als Absorbermaterial ist Wolfram verwendet. Der aktive Teil des Kalorimeters besteht aus Plastikszintillatorstreifen, die abwechselnd horizontal und vertikal ausgerichtet sind. Das Licht aus den Plastikszintillatoren wird von den seitlich angeordneten Wellenlängenschiebern absorbiert und zu deren Stirnflächen geleitet, wo es von Photodioden nachgewiesen wird.

Deshalb sind alle Szintillatorstreifen mit weißem Papier umwickelt, das aus den Streifen austretendes Licht absorbiert oder auch teilweise reflektiert und somit verhindert, daß es in die Nachbarstreifen gelangt. Durch die rauhe Papieroberfläche wird verhindert, daß optischer Kontakt zwischen Szintillator und Papier entsteht. Deshalb bleibt die Totalreflexion an der Grenzfläche Szintillator-Luft erhalten, und die Szintillatorstäbe wirken als Lichtwellenleiter. Alles Licht, das unter Winkeln, die kleiner als der Grenzwinkel für Totalreflexion sind, in den Szintillatoren emittiert wird, kann diese nicht mehr verlassen und propagiert zu deren Stirnseiten. Dort tritt das blaue Szintillatorlicht aus diesen aus und wird von den längs der aktiven Struktur genau passend zur Breite der Szintillatorstreifen angeordneten Wellenlängenschieberstreifen absorbiert. Die Wellenlängenschieber absorbieren das blaue Licht aus allen Szintillatorstreifen der gleichen Orientierung, die auf den entsprechenden Wellenlängenschieber treffen. Der Wellenlängenschieber reemittiert das über die ganze Kalorimeterlänge integrierte Licht im grünen Wellenlängenbereich. Dieses in den Wellenlängenschiebern entstandene Licht wird genau mit demselben Mechanismus wie in den Szintillatoren zu den Stirnseiten der Wellenlängenschieber geleitet. An den Enden der Wellenlängenschieber sind Photodioden aufgeklebt, die das Licht nachweisen und die Signale an die Ausleseelektronik weitergeben, die in Kapitel 4 näher besprochen wird.

Die oben besprochene aktive Struktur ist in der Lage, die x- und y-Projektion des Schauerprofils abzutasten, und zwar in redundanter Weise. Im Mittel wird gleich viel Licht an beide Enden eines Szintillatorstreifens transportiert. Da beide Enden jedes Szintillators ausgelesen werden, wird für jede Richtung das Schauerprofil zweimal gemessen. Diese Redundanz ermöglicht es, den sogenannten "Nuclear Counter Effect", oder auch "Single-Diode-Events", zu unterdrücken. Unter diesem Effekt wird die Deposition von Ladung in den Photodioden durch den Durchgang von geladenen Teilchen oder die Absorption von Photonen verstanden. Genau dieser Effekt wird zur Vermessung der Teilchenspuren in Silizium-Streifendetektoren ausgenutzt. Hier ist er aber nicht erwünscht, weil die Ladungsdeposition in der Photodiode eine Energiedeposition im Kalorimeter vortäuscht, die in Wirklichkeit gar nicht vorhanden ist. Es ist zu bemerken, daß durch diesen Effekt verursacht z.B. ein Synchrotronphoton von einigen MeV Energie, das in der pn-Sperrschicht absorbiert wird, eine Ladungsdeposition verursachen kann, die einem elektromagnetischen Schauer von einigen GeV Energie entspricht. Das ist dadurch erklärbar, daß der elektromagnetische Schauer zwar eine sehr viel größere Primärionisation verursacht, die jedoch durch verschiedene Effekte der optischen Auslese verringert wird. So hat z.B. der Szintillator eine gewisse Effizienz, nicht jedes durch Ionisation entstandene Elektron-Loch-Paar erzeugt ein Photon. Wird die optische Auslesekette weiterverfolgt, so ist festzustellen, daß nicht alles Licht, das erzeugt wird, an die Szintillatorenden transportiert wird. Der Wellenlängenschieber absorbiert nicht alle Photonen aus dem Szintillator, nicht jedes absorbierte Photon erzeugt ein wellenlängenverschobenes Photon. Nicht alle reemittierten Photonen werden an die Wellenlängenschieberenden transportiert und schließlich erzeugt nicht jedes auf die Photodiode auftreffende Photon ein Elektron. All diese Effekte reduzieren das Primärsignal so stark, daß ein niederenergetisches Photon eine große Energiedeposition vortäuschen kann. Das optische System des Kalorimeters wird in Kapitel 4 ausführlich besprochen. Da der "Nuclear Counter Effekt" nur in einzelnen Photodioden auftritt, das durch den Schauer entstandene Licht aber immer über mehrere Kanäle des Kalorimeters entsprechend dem radialen Schauerprofil verteilt ist, können diese Ereignisse durch Vergleich der beiden redundanten Messungen auf der rechten und linken bzw. oberen und unteren Seite des Kalorimeters erkannt und eine Korrektur angewendet werden. Das ist ein großer Vorteil dieses Kalorimeters. Die Redundanz der jeweils gegenüberliegenden Messungen ist sehr schön in Abbildung 2.9 zu erkennen. Die Verteilungen auf der rechten und linken bzw. oberen und unteren Seite zeigen bis auf das Rauschen exakt den gleichen Verlauf. Die Abbildung 2.9 stellt ein im Teststrahl gemessenes Ereignis eines Elektrons mit 5 GeV Energie dar.

Durch die Messung der x- und y-Schauerprojektionen, ein Beispiel ist in Abbildung 2.9 gezeigt, kann z.B. durch Berechnung des energiegewichteten Schwerpunktes der Auftreffort des Elektrons rekonstruiert werden. Aus der Summe aller Energiedepositionen kann die Energie des Elektrons bestimmt werden. Auf die Orts-, und Energierekonstruktion wird in Kapitel 6 über die Teststrahlergebnisse mit dem VLQ-Kalorimeter genauer eingegangen. Das Kalorimeter kann aufgrund seiner Struktur wie erforderlich eine Energie und Ortsmessung liefern.

2.2.5 Der Fahrmechanismus

Der Spurdetektor und das Kalorimeter sind, wie in Abbildung 2.4 zu erkennen ist, an einem Fahrmechanismus aufgehängt. In Abbildung 2.4 ist das obere Modul in Meßposition

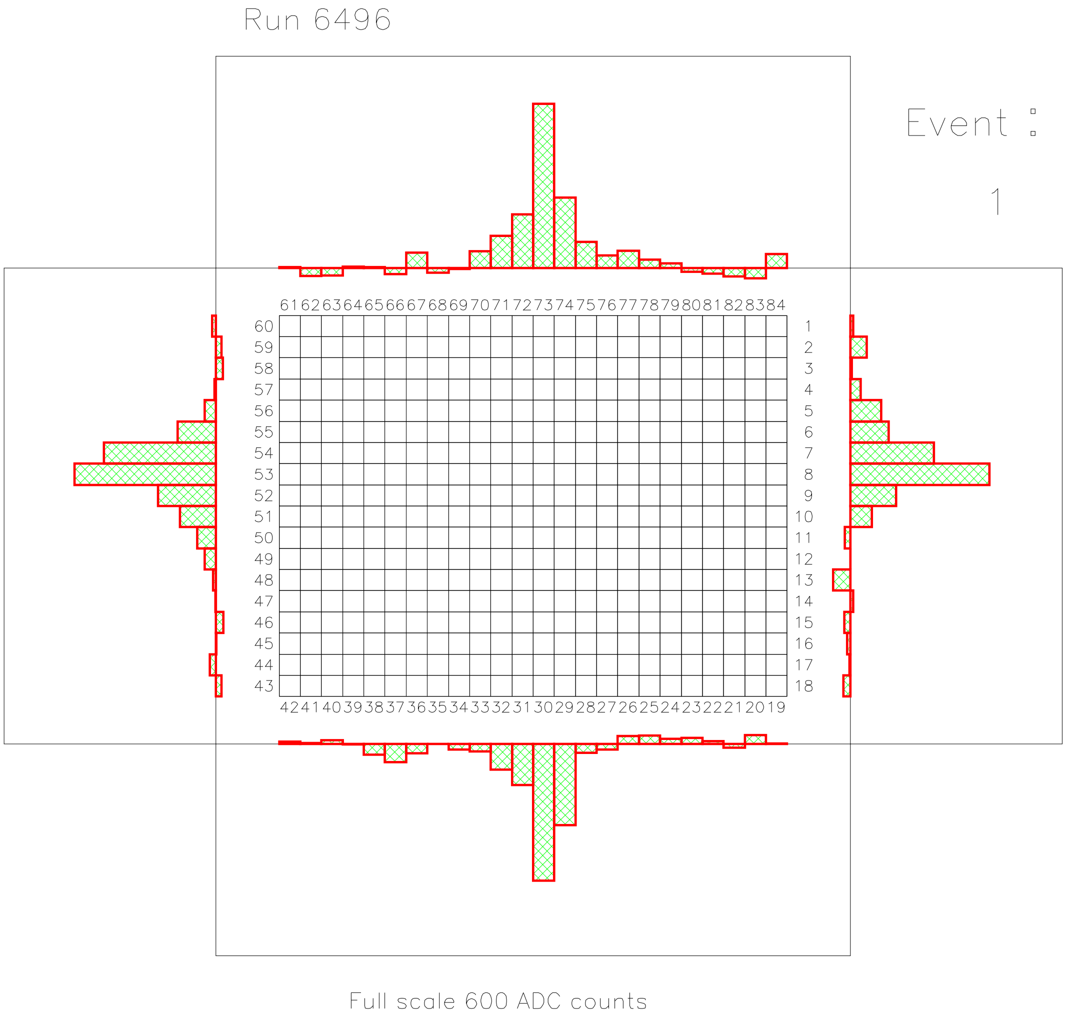


Abbildung 2.9: Eventdisplay eines mit der oben beschriebenen Struktur gemessenen Elektrons mit 5 GeV Energie (DESY Teststrahl).

ganz an das Strahlrohr herangefahren eingezeichnet, und das untere Modul in Ruheposition hinter dem Eisen. Der Fahrmechanismus dient im wesentlichen zum Schutz der Detektoren vor Strahlenschäden. Sind die Detektoren fest in der Meßposition direkt am Strahlrohr installiert, so kann es passieren, daß bei einer Fehlsteuerung des Strahls bei der Injektion dieser direkt die Detektoren trifft. Einer solchen Strahlenbelastung sind die Szintillatoren des Kalorimeters und auch die Streifendetektoren auf Dauer nicht gewachsen. Sowohl die Signale aus den Szintillatoren als auch die Signale aus den Streifendetektoren nehmen bei Bestrahlung ab. Auch die Ausleseelektronik kann bis zur Fehlfunktion durch die Strahlung beschädigt werden. Das alles wird durch den Einsatz der Fahrmechanik vermieden, die die empfindlichen Detektoren bei kritischen Strahlbedingungen herausfahren kann. Durch die Fahrmechanik ist es auch möglich, bei schlechten Untergrundbedingungen durch Synchrotronstrahlung, die die Benutzung des Spurdetektors unmöglich machen, das Spektrometer so weit herauszufahren, daß Messungen noch möglich sind.

Wird die Fahrmechanik richtig bedient, so entsteht die hauptsächliche Strahlenbelastung durch Synchrotronphotonen. Diese können nur die Spurdetektoren schädigen, da die Szintillatoren des Kalorimeters durch das Gehäuse desselben gegen die Strahlung (Photonen mit ca. 100 keV Energie) abgeschirmt sind. Eine Abschätzung der Strahlendosis ergibt eine Strahlenbelastung für den Spurdetektor von 100 krad/Jahr [7]. Dieser Wert liegt unterhalb der Dosen, bei denen der Detektor Schaden nimmt. Deshalb wird keine Verschlechterung der Spurdetektoreigenschaften durch Strahlenschäden erwartet.

Die absolute Position der Detektoren ist wichtig für die Rekonstruktion der Kinematik. Deshalb muß die Position des Fahrtisches mit mindestens der gleichen Genauigkeit bekannt sein wie der Spurdetektor die Position messen kann. Das heißt, daß die Position des Fahrtisches auf mindestens 20 μm genau bekannt sein muß. Der Fahrtisch wird mit einer Hydraulik bewegt, die von Schrittmotoren angetrieben wird. Die geforderte Genauigkeit kann mit diesem System nicht erreicht werden. Deshalb sind Meßeinrichtungen am Fahrtisch angebracht, die die Position mit einer Genauigkeit im Bereich vom einem Mikrometer bestimmen können.

2.3 Die Meßgenauigkeit des VLQ-Spektrometers

2.3.1 Allgemeines

Aus den Gleichungen 1.8 und 1.9 ergibt sich durch die Ersetzung $\vartheta_e = \pi - \theta_e$ und der Annahme, daß θ_e sehr klein ist, für Q^2

$$Q^2 = 4E_eE'_e \sin^2\frac{\theta}{2} \approx 4E_eE'_e\left(\frac{\theta}{2}\right)^2 \tag{2.3}$$

und für x

$$x = \frac{E'_e \sin^2\frac{\theta_e}{2}}{E_P(1-\frac{E'_e}{E_e}\cos^2\frac{\theta_e}{2})} \approx \frac{E'_e\left(\frac{\theta_e}{2}\right)^2}{E_P(1-\frac{E'_e}{E_e})} \tag{2.4}$$

Die Annahme, daß θ_e sehr klein ist, ist für Elektronen, die im VLQ detektiert werden, gerechtfertigt ($\theta < 3^\circ$). Die Messung von θ_e und E'_e ist durch die endliche Auflösung der Detektoren mit einem Fehler behaftet. Diese Fehler wirken sich auf die Meßgenauigkeit der kinematischen Variablen aus. Aus den Gleichungen 2.3 und 2.4 ergibt sich für den relativen Fehler von Q^2

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \left(\frac{\delta E'_e}{E'_e}\right) \oplus 2\left(\frac{\delta\theta_e}{\theta_e}\right) \tag{2.5}$$

und für den relativen Fehler von x

$$\frac{\delta x}{x} = 2\left(\frac{\delta\theta_e}{\theta_e}\right) \oplus \left(\frac{E_e}{E_e - E'_e}\frac{\delta E'_e}{E'_e}\right) \tag{2.6}$$

Die Auflösung in x divergiert, wenn E'_e gegen E_e geht. Um eine annehmbare x-Auflösung zu erhalten, werden deshalb in der Analyse nur Ereignisse betrachtet, die ein $y \approx \frac{E_e - E'_e}{E_e}$ haben, das größer als eine Schwelle im Bereich von 0.15 ist. Der Fehler in der Winkelmessung $\delta\theta_e$ ist durch den Fehler der Ortsmessung im VLQ-Spurdetektor und dem Fehler in der Vertexbestimmung gegeben. Da $\theta_e = \frac{r}{Z}$ gilt, wobei r der vom VLQ-Spurdetektor gemessene Abstand von der z-Achse des H1-Koordinatensystems, und Z die z-Koordinate des Vertex ist, ergibt sich für den relativen Fehler der Winkelmessung:

$$\frac{\delta\theta_e}{\theta_e} = \left(\frac{\delta r}{r}\right) \oplus \left(\frac{\delta Z}{Z}\right) \tag{2.7}$$

Wird vorausgesetzt, daß der Vertex genau bekannt ist, so ist der relative Fehler der Winkelmessung gleich dem relativen Fehler der Ortsmessung im VLQ-Spurdetektor. Ist die Ortsmessung besser als ungefähr 100 μm, so hängen die Auflösungen von x und Q^2 in den Gleichungen 2.5 und 2.6 praktisch nur noch von der Ungenauigkeit der Energiemessung ab.

2.3.2 Meßgenauigkeit für die kinematischen Variablen x und Q^2

In Abbildung 2.10 ist der Akzeptanzbereich des VLQ in der $x - Q^2$ Ebene abgebildet. Die Linien in der Abbildung sind Kurven konstanten Ablenkwinkels des gestreuten Elektrons. Aus diesem Bild ist ersichtlich, daß das VLQ den Winkelbereich von 177.3° bis 179.4° abdeckt. Das entspricht einer Höhe der aktiven Fläche von 9 cm. Die seitliche Ausdehnung ist wie die Länge durch die äußeren Gegebenheiten festgelegt und beträgt 12 cm. Ebenfalls mit eingezeichnet ist die Akzeptanz des Spacal, das den Q^2-Bereich von 1-100 GeV^2 abdeckt. Es ist deutlich zu sehen, daß das Spacal und das VLQ einen gemeinsamen Überlappbereich haben.

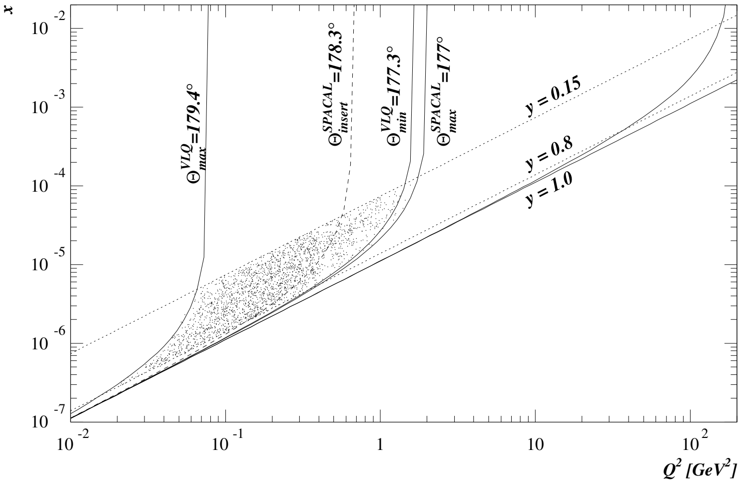


Abbildung 2.10: Akzeptanzbereich des VLQ in der $x - Q^2$ Ebene. Die eingezeichneten Linien bedeuten Linien gleichen Ablenkwinkels. Es ist deutlich zu sehen, daß zwischen dem Spacal und VLQ Detektor ein Überlapp vorhanden ist. Die diagonalen gepunkteten Linien sind Linien mit konstantem y.

Die Meßgenauigkeit des VLQ-Spektrometers ist aus Simulationen von e-p-Kollisionen in HERA gewonnen [7]. Dazu wird die bekannte Kinematik der in der Simulation generierten Events mit der durch das VLQ-Spektrometer rekonstruierten Kinematik, die mit Meßfehlern behaftet ist, verglichen. Aus der Breite der Verteilung der Differenz aus der rekonstruierten und generierten Kinematik kann die Auflösung bestimmt werden. Als Ansatz für die Energieauflösung des Kalorimeters zur Rekonstruktion der Kinematik ist folgende Formel angenommen:

$$\frac{\delta E}{E} = \left(\frac{14.3\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} \right) \oplus (2.1\%) \tag{2.8}$$

Die Ortsauflösung des Spurdetektors ist 20 μm [7]. Diese Meßgenauigkeiten sind in der Simulation für die Rekonstruktion der Kinematik verwendet.

In Abbildung 2.11 ist die Differenz zwischen der aus der Simulation generierten mit der aus den Detektordaten rekonstruierten kinematischen Variablen aufgetragen. Die Auflösung in Q^2, gemittelt über den gesamten Akzeptanzbereich, beträgt 4.4 %. Die Auflösung in x, gemittelt über den Akzeptanzbereich, beträgt 11.5 %. Sowohl die Auflösung in x, als auch die Auflösung in Q^2 bleiben, wie in Abbildung 2.11 auf der rechten Seite zu sehen, über den gesamten Akzeptanzbereich fast konstant. Die erreichten Auflösungen erlauben bei der Messung von z.B. Strukturfunktionen eine feine Rasterung des Meßbereichs in den kinematischen Variablen, ohne daß Migrationseffekte auftreten. Unter Migrationseffekten versteht man, wenn ein Ereignis einem falschen Rasterpunkt in der $x - Q^2$ Einteilung zugerechnet wird.

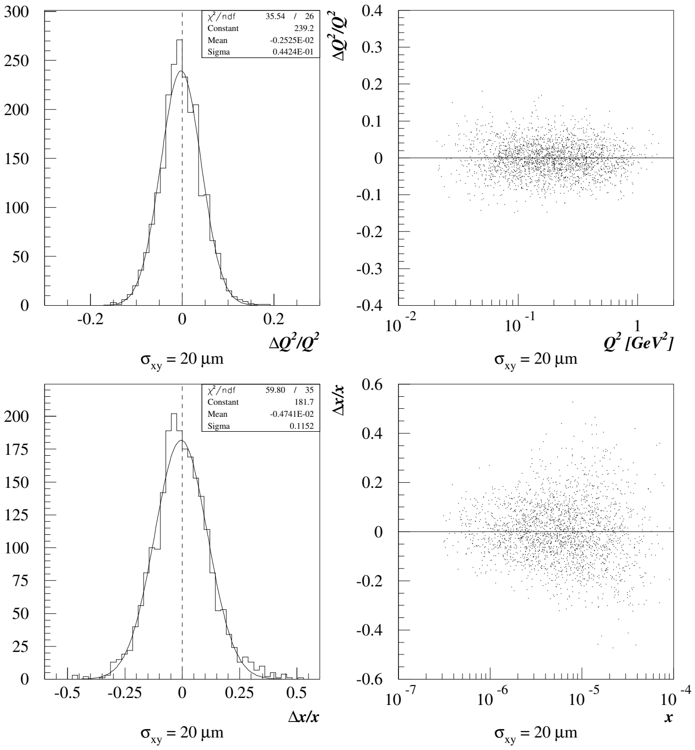


Abbildung 2.11: Differenz zwischen den generierten und rekonstruierten kinematischen Variablen x und Q^2. Die Auflösung in Q^2 beträgt 4.4 %. Die Auflösung in x beträgt 11.5 %. Beide Auflösungen sind über den gesamten Akzeptanzbereich fast konstant.[7]

2.3.3 Meßgenauigkeit für die z-Vertex-Koordinate

Die Hauptaufgabe des Spurdetektors besteht außer der genauen Winkelbestimmung darin, eine vom H1-Zentraldetektor unabhängige Vertexbestimmung zu liefern. In Abbildung 2.12 ist die Auflösung der z-Koordinate des Vertex zu sehen. Aufgetragen ist die Differenz von in der Simulation (LEPTO, GEANT) generiertem und rekonstruiertem Vertex. Vielfachstreuung im Strahlrohr und den Detektorebenen selbst ist dabei berücksichtigt. Die Auflösung gemittelt über den gesamten Akzeptanzbereich ist 10.6 cm. Diese Vertexauflösung ist kleiner als die Breite der Vertexverteilung von 12 cm, die von HERA geliefert wird. Die Vertexauflösung muß besser als die von HERA gelieferte Vertexverteilung sein, weil nicht nur Elektronen, die an Protonen gestreut wurden, sondern auch Elektronen, die an Restgasatomen im Strahlrohr gestreut wurden, im VLQ-Kalorimeter nachgewiesen werden. Die Untergrundereignisse aus der Elektron-Gas-Streuung finden im allgemeinen nicht im nominellen Vertex statt, sondern sind gleichmäßig über den ganzen Speicherring verteilt. Deshalb können diese Ereignisse durch die Messung des Vertex erkannt und verworfen werden. Da die Vertexauflösung des VLQ besser als die von HERA gelieferte Vertexverteilung ist, ist sie ausreichend, um inklusive Messungen des Wirkungsquerschnittes durchführen zu können.

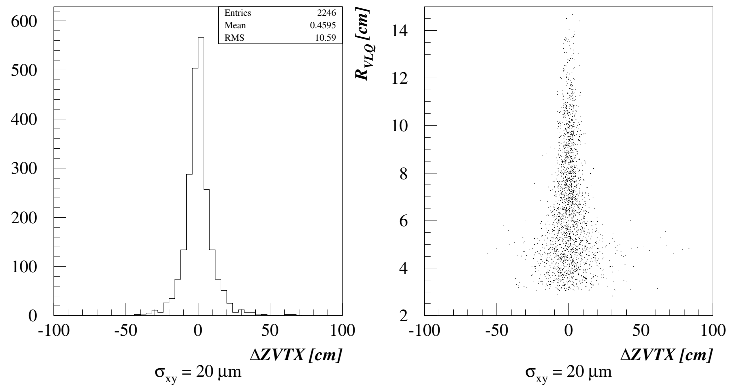


Abbildung 2.12: Differenz der generierten und rekonstruierten z-Koordinate des Vertex. Die über den gesamten Akzeptanzbereich gemittelte Vertexauflösung beträgt 10.6 cm. Die rechte Abbildung zeigt die Auflösung als Funktion des rekonstruierten Ortes im Spurdetektor. Die Verschlechterung bei einem Abstand von ca. 5 cm wird von Vielfachstreuungen im Strahlrohr verursacht[7].

Für die Rekonstruktion des Vertex ist eine Ortsauflösung des Spurdetektors von 20 μm angenommen. Im rechten Teil der Abbildung 2.12 ist die Auflösung als Funktion des rekonstruierten Ortes aufgetragen. Die Vertexauflösung wird um so besser, je weiter der Abstand des rekonstruierten Ortes von der Strahlachse, d.h. je größer der Winkel zwischen Elektronflugrichtung und Strahlachse ist. Das ist verständlich, da der rekonstruierte Vertex $Z = R_{VLQ}/\tan\alpha$ für kleine Winkel α zwischen Strahlachse und Elektronflugrichtung aufgrund dessen, daß $\tan\alpha$ gegen Null geht, sehr empfindlich auf Fehler im rekonstruierten Ort R_{VLQ} reagiert. Bei Abständen um 5 cm ist zu erkennen, daß die Vertexauflösung besonders schlecht ist. Das wird durch Vielfachstreuungen des Elektrons in der Strahlrohrwand verursacht. Diese Vielfachstreuungen und nicht die Ortsauflösung des Spurdetektors sind der limitierende Faktor für die erreichbare Vertexauflösung. Es läßt sich zeigen, daß eine weitere Verbesserung der Ortsauflösung des Spurdetektors keine Verbesserung in der Vertexauflösung bringt [7]. Das ist in Abbildung 2.13 gezeigt.

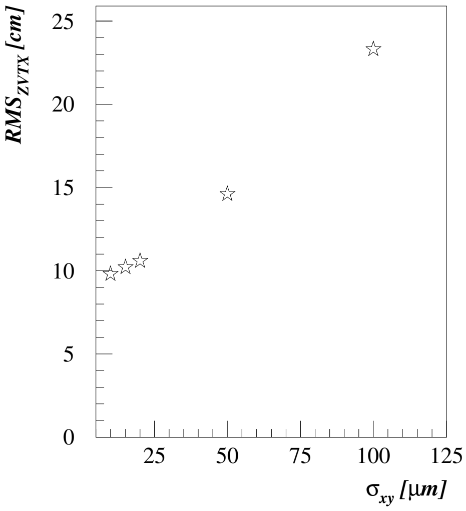


Abbildung 2.13: Die aus der Simulation bestimmte z-Vertex Auflösung als Funktion der Ortsauflösung der Spurdetektoren [7].

Die Situation verbessert sich auch nicht wesentlich, wenn der Abstand von 13 cm zwischen den Lagen des Spurdetektors vergößert wird. Diese Maßnahme hat im Gegenteil den nachteiligen Effekt, daß weniger Platz für das Kalorimeter bleibt. Das verschlechtert jedoch, wie in Kapitel 3 gezeigt werden wird, die Energieauflösung. Für die gewählte Aufteilung des vorhandenen Raumes auf Kalorimeter und Spurdetektor ist sowohl die Vertex- als auch die Energieauflösung ausreichend, um die Kinematik genügend genau zu bestimmen.

2.4 Anforderungen an die Komponenten des VLQ-Spektrometers

In den letzten beiden Abschnitten 2.2 und 2.3 ist klar geworden, daß sowohl die vorhandene Umgebung des H1-Detektors als auch die gewünschte Meßgenauigkeit für die kinematischen Variablen Anforderungen an die einzelnen Komponenten stellen. Die Anforderungen an die einzelnen Komponenten werden im folgenden zusammengefaßt.

Spurdetektor:

- Die Ortsauflösung des Spurdetektors muß im Bereich von 20 μm liegen, um die geforderte Vertexauflösung für inklusive Messungen zu erreichen.

TOF:

- Das TOF muß eine Zeitauflösung in der Größenordnung von einer Nanosekunde aufweisen, um Untergrundereignisse gut von richtigen Ereignissen trennen zu können.

- Die aktive Fläche des TOF muß die gesamte aktive Fläche des Kalorimeters abdecken, damit alle Teilchen, die von hinten ins Kalorimeter eindringen und einen Trigger auslösen, auch vom TOF gesehen und verworfen werden können. Der TOF-Detektor wird nicht nur für Trigger verwendet, die das VLQ-Spektrometer verursacht, sondern stellt ein Veto für den ganzen H1-Detektor zur Verfügung. Deshalb ist der Detektor fest am Strahlrohr befestigt.

Fahrmechanik:

- Die Fahrmechanik dient zum Schutz des Spurdetektors und des Kalorimeters vor Strahlenschäden. Sie muß die Detektoren bei der Injektion der Strahlen in HERA oder bei prohibitiven Strahlbedingungen aus dem Gefahrenbereich nahe am Strahlrohr herausfahren.
- Für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist die absolute Position der Detektoren wichtig. Das heißt, daß die Fahrmechanik eine Information über die absolute Position der Detektoren liefern muß. Die Genauigkeit dieser Angaben muß besser als die Ortsauflösung des Spurdetektors, also im Bereich einiger Mikrometer sein.

Kalorimeter:

- Die Kalorimeterlänge darf aufgrund der Enge im Einbaubereich eine Länge von 160 mm nicht überschreiten. In dieser Länge muß sowohl die aktive Struktur als auch die Ausleseelektronik des Kalorimeters untergebracht sein.
- Die maximale Energie der Elektronen, die das VLQ-Kalorimeter detektiert, ist durch die Kinematik auf ca. 30 GeV beschränkt. Um die geforderte Meßgenauigkeit für die kinematischen Variablen zu erreichen, soll die Energieauflösung für Elektronen von 30 GeV im Bereich von ca. 3-4 % liegen.
- Da bis zu sehr kleinen Winkeln gemessen werden soll, müssen die Schauer im Kalorimeter sehr kompakt sein, um bis sehr nahe an den Kalorimeterrand messen zu können.
- Die Ortsauflösung sollte im Bereich von 1 mm liegen, um Treffer durch Synchrotronstrahlung im Spurdetektor verwerfen zu können. Außerdem ist eine gute Ortsauflösung notwendig, um die Energieskala auf laterale Energieverluste zu korrigieren. Eine gute Ortsauflösung trägt auch zur Elektron-Pion-Separation bei.

Kapitel 3

Schauersimulationen zum VLQ-Kalorimeter

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie durch Optimierung der aktiven Kalorimeterstruktur die Anforderungen an das Kalorimeter, die in Abschnitt 2.4 genannt sind, erfüllt werden. Dazu steht am Anfang ein kurzer theoretischer Abriß über die Auflösung von elektromagnetischen Kalorimetern. Anschließend wird die Optimierung der aktiven Kalorimeterstruktur, wie sie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben wurde, dargelegt. Das Ziel dieser Optimierung ist es, mit den gegebenen Randbedingungen eine möglichst gute Energie- und Ortsauflösung zu erreichen. Zum Schluss des Kapitels werden Schauersimulationen der optimierten Geometrie vorgestellt.

3.1 Theoretische Grundlagen elektromagnetischer Kalorimeter

3.1.1 Schauerausbreitung in elektromagnetischen Kalorimetern

In diesem Abschnitt werden die Vorgänge in einem elektromagnetischen Kalorimeter näher betrachtet. Ausführliche Abhandlungen über die Theorie von Kalorimetern sind in der Literatur wie zum Beispiel [8],[9] zu finden. Hier wird nur ein kurzer Überblick über die wesentlichen Vorgänge gegeben.

Wenn ein Elektron oder ein Photon auf Materie, wie z.B. ein Kalorimeter, trifft, können Wechselwirkungen mit dieser stattfinden. Geladene Teilchen treten hauptsächlich über die elektromagnetische Wechselwirkung mit der sie umgebenden Materie in Wechselwirkung. Mögliche Prozesse sind die Emission von Čerenkovlicht oder Übergangsstrahlung und die Ionisation der Atome in der Materie. Alle diese Prozesse ziehen einen Energieverlust des einlaufenden Teilchens nach sich, wobei bei niedrigen Energien im Bereich von einigen GeV die Ionisation der Atome in der Materie den dominierenden Anteil darstellt. Der Energieverlust $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ durch Ionisation pro im Material zurückgelegter Wegstrecke wird durch die Bethe-Bloch-Formel [8] angegeben.

Betrachtet man speziell Elektronen, die in ein Material einlaufen, wird aufgrund der geringen Masse der Elektronen noch ein weiterer Prozeß, die Emission von Bremsstrahlung, für den Energieverlust des Elektrons wichtig. Bremsstrahlung wird emittiert, wenn das Elektron im Feld eines Atomkernes abgebremst wird und einen Teil seiner kinetischen Energie in Form von Photonen abstrahlt. Der Energieverlust pro zurückgelegter

Wegstrecke durch Bremsstrahlung $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{E}{X_0}$ steigt proportional zur Energie des Elektrons an. Die Strahlungslänge X_0 ist definiert als die Materialdicke, die im Mittel von einem hochenergetischen Elektron durchlaufen werden muß, damit die Energie des Elektrons um den Faktor $\frac{1}{e}$ durch Emission von Bremsstrahlung reduziert wird. Der Faktor

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{Z \cdot E}{580\,\mathrm{MeV}} \tag{3.1}$$

gibt das Verhältnis des Energieverlustes durch Bremsstrahlung relativ zum Energieverlust durch Ionisation an. Z ist die Kernladungszahl des Kalorimetermaterials. Die Energie, für die dieses Verhältnis gleich eins wird, wird kritische Energie E_C genannt. Es ergibt sich:

$$E_C = \frac{580\,\mathrm{MeV}}{Z} \tag{3.2}$$

Oberhalb der kritischen Energie ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung ausschlaggebend, unterhalb der durch Ionisation. Für Wolfram mit $Z = 72$ ist die kritische Energie zum Beispiel 8 MeV.

Photonen tragen keine Ladung und können deshalb nicht über die bis jetzt besprochenen Mechanismen mit der Materie wechselwirken. Die Wechselwirkungsmöglichkeiten für Photonen sind:

- Photoeffekt $\gamma + Atom \longrightarrow e^- + Atom$
- Comptoneffekt $\gamma + e^- \longrightarrow \gamma + e^-$
- Paarbildung $\gamma + Atomkern \longrightarrow e^+ + e^- + Atomkern$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer der oben genannten Prozesse hängt von der Photonenenergie ab. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Photoeffekts fällt mit $\frac{1}{E_\gamma^3}$ ab. Das führt dazu, daß der Photoeffekt nur bis zu Energien von einigen 100 keV relevant ist, in diesem Energiebereich aber dominiert. Die Wahrscheinlichkeit für Comptoneffekt fällt mit $\frac{1}{E_\gamma}$ ab und dominiert für Energien im Bereich von 1 MeV. Die Paarbildung kann aufgrund der zu erzeugenden Masse von Elektron und Positron erst ab einer Schwellenenergie von $E_{Schwelle} = 2m_ec^2 \approx 1.02\,MeV$ auftreten. Jenseits dieser Schwelle steigt die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung dann stetig mit der Energie an, was dazu führt, daß die Paarbildung bei Photonenenergien von mehr als 2 MeV der dominierende Prozeß ist. Im Grenzfall hoher Photonenenergien findet mit einer Wahrscheinlichkeit von 54% innerhalb einer Strahlungslänge eine Paarbildung statt.

Mit den eben besprochenen Grundlagen kann die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers erklärt werden. Ein mit der Energie E_0 ($E_0 > 1\,\mathrm{GeV}$) in das Kalorimetermaterial einlaufendes Elektron strahlt innerhalb der ersten Strahlungslänge mit großer Wahrscheinlichkeit ein Bremsstrahlungsquant ab. Ist die Energie des Elektrons nach der Abstrahlung des Photons noch größer als die kritische Energie, wird es innerhalb der zweiten Strahlungslänge wieder ein Photon abstrahlen. Das erste abgestrahlte Photon seinerseits macht mit 54% Wahrscheinlichkeit innerhalb der zweiten Strahlungslänge eine Paarbildung, so daß nach dem Durchlaufen einer Schichtdicke von $2X_0$ im Mittel 4 Teilchen vorhanden sind. Der Prozeß setzt sich in der beschriebenen Weise immer weiter fort, aus jedem Teilchen werden sich im Mittel innerhalb einer Strahlungslänge zwei andere bilden, bis die Energie der einzelnen Teilchen die kritische Energie erreicht hat. Nach dem Durchlaufen einer Schichtdicke von nX_0 sind also 2^n Teilchen vorhanden, die im Mittel die Energie $E_0/2^n$ haben. Wenn die Teilchen die kritische Energie erreicht haben, beginnt der Schauer auszusterben. Die Elektronen verlieren dann ihre Energie durch Ionisation und nicht mehr durch Bremsstrahlung. Das führt dazu, daß keine neuen Teilchen mehr entstehen. Der Punkt, an dem die Anzahl der Teilchen des Schauers maximal wird, wird als Schauermaximum bezeichnet. Dieser Punkt ist genau dann erreicht, wenn alle Schauerteilchen auf die kritische Energie abgebremst sind. Die Anzahl der Teilchengenerationen n ist dann $n = \ln(E_0/E_C)/\ln 2$. Die Zahl n gibt die Tiefe des Schauermaximums im Kalorimeter in Einheiten der Strahlungslänge an. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß aus einem einlaufenden Elektron hoher Energie eine ganze Kaskade aus niederenergetischen Elektronen, Positronen und Photonen entsteht. Diese Sekundärteilchen deponieren, nachdem das Schauermaximum erreicht wurde, ihre Energie durch Ionisation oder Photoeffekt im Material.

Aus dem oben erklärten Mechanismus der Schauerbildung wird klar, daß die Energie nicht an einem Punkt im Kalorimeter deponiert wird, sondern daß sich aufgrund der Schauerausbreitung eine dreidimensionale Energieverteilung im Kalorimeter ergibt. Die longitudinale Verteilung der Energiedeposition im Kalorimeter kann nach [10] folgendermaßen parameterisiert werden:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^{\alpha} e^{-\beta t} \tag{3.3}$$

mit $\alpha = \beta t_{max}$, $t = \frac{x}{X_0}$, $\beta \approx 0.5$. Für das Schauermaximum t_{max} gilt

$$\frac{x_{max}}{X_0} = \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right) - k\ , \tag{3.4}$$

wobei $k = 1.1$ für Elektronen und $k = 0.3$ für Photonen gilt. Wird die Energieverteilung um die Schauerachse betrachtet, so ist festzustellen, daß ca. 99% der Schauerenergie in einem Radius von $3R_M$ um die Schauerachse enthalten ist. In einem Radius von $2R_M$ sind 95% der Schauerenergie enthalten. Dabei bedeutet R_M den Molière-Radius, der wie folgt definiert ist:

$$R_M = 21\text{MeV}\frac{X_0}{E_C} \tag{3.5}$$

Aus der gemessenen Energieverteilung im Kalorimeter kann, da die radiale Schauerverteilung im Mittel rotationssymmetrisch ist, auf den Auftreffort des einlaufenden Teilchens zurückgeschlossen werden.

3.1.2 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Ein Kalorimeter hat die Aufgabe, die Energie des einfallenden Teilchens zu messen. Dazu muß im Kalorimeter ein aktives Medium enthalten sein, das die durch die Ionisation, die von den Schauerteilchen ausgeht, entstandene Ladung nachweisen kann. Der Nachweis der Ionisation kann entweder direkt durch die Messung der entstandenen Ladung oder durch andere Signalformen, die infolge der Ionisation auftreten, erfolgen. Wird ein szintillierendes Material als aktives Medium verwendet, entsteht bei der Rekombination der angeregten Elektronen des szintillierenden Materials Licht, das nachgewiesen werden kann. Die Menge der Ladung oder des Lichtes, das entsteht, ist proportional zur

Wegstrecke, die die Gesamtheit der ionisierenden Teilchen im aktiven Medium zurücklegen. Diese Wegstrecke läßt sich mit der im vorigen Abschnitt dargelegten Schauertheorie berechnen. Es ergibt sich, daß die integrierte Wegstrecke aller ionisierenden Teilchen im Kalorimeter proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. Folglich ist die Menge des im Kalorimeter entstehenden Lichtes oder der im Kalorimeter entstehenden Ladung proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

Es gibt bauartbedingt zwei verschiedene Arten von Kalorimetern:
-homogene Kalorimeter und
-Samplingkalorimeter.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem Material, das gleichzeitig als Absorber- und als Nachweismedium dienen kann. Als Absorbermedien werden Materialien mit hoher Kernladungszahl verwendet, da die Strahlungslänge mit wachsender Kernladungszahl stark abnimmt und die Kalorimeter deshalb entsprechend kleine Dimensionen haben. Ein klassisches Beispiel für ein homogenes Kalorimeter ist ein NaI-Kristall.

Samplingkalorimeter bestehen aus 2 Materialien, wobei eine Komponente als Absorbermedium und die andere als Nachweismedium dient. Für ein Samplingkalorimeter ist der Schauer nur im aktiven Medium sichtbar, er wird an bestimmten Stellen abgetastet. Daher der Name Samplingkalorimeter.

Die folgende Diskussion beschränkt sich auf Samplingkalorimeter, da das VLQ-Kalorimeter von diesem Typ ist.

Die Energieauflösung eines Samplingkalorimeters setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Der erste Beitrag zur Energieauflösung, der besprochen wird, ist der Samplingterm. Der Samplingterm ist ein Beitrag zur Energieauflösung, der durch statistische Fluktuationen der Abtastung zustande kommt. Ein Samplingkalorimeter sieht nur die Spurlänge der geladenen Schauerteilchen im aktiven Medium, und bestimmt darüber die Anzahl N der Teilchen im Schauer, die durch das aktive Medium fliegen. Diese Anzahl fluktuiert gemäß der Poissonstatistik mit $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Da N proportional zur Anfangsenergie E_0 ist, ergibt sich für die relative Energieauflösung ein Beitrag der Form

$$\frac{\sigma}{E} = P_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{E_0}}\bigg|_{Sampl.} \tag{3.6}$$

Das ist der Samplingterm, wobei P_1 eine Proportionalitätskonstante ist. Diese Proportionalitätskonstante charakterisiert ein Kalorimeter und hängt von der Größe des Bruchteils der Energie ab, die im aktiven Medium absorbiert wird. Das Verhältnis der Energie, die im aktiven Medium absorbiert wird, zur gesamten im Kalorimeter absorbierten Energie wird Abtastrate (Sampling fraction) genannt. Je größer die Abtastrate wird, um so kleiner wird der Samplingterm (P_1) und umgekehrt.

Einen weiteren Beitrag zur Energieauflösung bringt die Fluktuation der Anzahl der aus einem endlich ausgedehnten Kalorimeter austretenden Schauerteilchen mit sich. Das Austreten von Schauerteilchen bedeutet einen Energieverlust im Kalorimeter, der von Ereignis zu Ereignis variieren kann. Das liefert einen Beitrag zur relativen Energiauflösung. Die Fluktuationen aufgrund von Energieverlusten wachsen etwa linear mit der Energie an. Deshalb ergibt sich für die relative Energieauflösung ein konstanter Beitrag.

$$\frac{\sigma}{E}\bigg|_{Konst.} = P_2 = const \tag{3.7}$$

Dieser Beitrag zur Energieauflösung wird konstanter Term genannt. Weitere Beiträge zum konstanten Term liefern Energieverluste durch totes Material vor dem Kalorimeter und Fehler in der Kalibration des Kalorimeters. Unter der Kalibration eines Kalorimeters wird die Umrechnung der vom Kalorimeter gelieferten Daten (digitalisierte Meßwerte von Ladung, Spannung, etc.) in Teilchenenergien verstanden. Hat das Kalorimeter mehrere Auslesekanäle, so müssen diese relativ zueinander kalibriert werden. Das ist notwendig, weil, z.B. durch Toleranzen von elektronischen Bauteilen, optischen oder mechanischen Komponenten, die Auslesekanäle untereinander Unterschiede im Ausgangssignal für gleiche Eingangssignale aufweisen können. Das führt zu einer Abhängigkeit des Ausgangssignales vom Auftreffort des Elektrons auf dem Kalorimeter, da für verschiedene Auftrefforte unterschiedliche Kanäle zur Energiesumme beitragen. Wird dieser Effekt nicht oder falsch korrigiert, so ergibt sich ein Beitrag zum konstanten Term aus der Fehlkalibration.

Der nächste Beitrag zur Energieauflösung rührt von einem von der aktiven Kalorimeterstruktur unabhängigen Effekt her. Damit ist das Rauschen der das Kalorimeter auslesenden Elektronik gemeint. Dieses Rauschen liefert eine von der Energie unabhängige Schwankung des ausgelesenen Kalorimetersignales. Das bedeutet für die relative Energieauflösung einen Beitrag von der Form:

$$\frac{\sigma}{E} = \left.\frac{P_3}{E}\right|_{Rauschen} \tag{3.8}$$

Für große Energien spielt dieser Term, da E im Nenner steht, fast keine Rolle mehr. Das Rauschen eines Kalorimeters beeinflußt auch die Ortsauflösung, da die Energieinhalte der einzelnen Kanäle, die zur Berechnung des rekonstruierten Auftreffpunktes herangezogen werden, durch das Rauschen verfälscht werden.

Alle drei genannten Beiträge zur Energieauflösung sind unabhängig voneinander. Deshalb können sie quadratisch zur Gesamtauflösung addiert werden. Es ergibt sich:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (P_2)^2 + \left(\frac{P_3}{E}\right)^2} \tag{3.9}$$

Das ist die gesamte Energieauflösung eines Samplingkalorimeters.

3.2 Optimierung der Geometrie der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters

Für die Optimierung der in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters stellen sich folgende Fragen:

- Wie dick müssen die Szintillator- bzw. Wolframschichten sein, damit bei vorgegebener Länge der aktiven Struktur die geforderte Energieauflösung erreicht wird ?
- Wie breit müssen die Szintillatorstreifen sein, um die geforderte Ortsauflösung zu erreichen ?

Diese beiden Fragen werden in den beiden folgenden Abschnitten mit Hilfe von Schauersimulationen diskutiert.

3.2.1 Optimierung des Absorber-Szintillator-Verhältnisses

Für die Optimierung des Dickeverhältnisses zwischen Wolfram und Szintillator wird folgendermaßen vorgegangen:

Da das gesamte Kalorimeter einschließlich Auslese nicht länger als 160 mm sein darf, wird nach Abzug des Platzbedarfs für das Gehäuse und die Ausleseelektronik die Länge für die aktive Struktur auf 130 mm festgelegt. Innerhalb dieser vorgegebenen longitudinalen Ausdehnung muß die in Abschnitt 2.2.4 erläuterte Struktur aus sich abwechselnden Wolfram- und Szintillatorschichten des VLQ-Kalorimeters aufgebaut werden. Um das Verhältnis zwischen Absorber- und Szintillatordicke zu optimieren, werden beide Dicken variiert und mit verschiedenen Dickekombinationen die aktive Struktur des Kalorimeters aufgebaut. Die Beschreibung der sich ergebenden jeweiligen Struktur wird dann in eine GEANT-Schauersimulation [11] eingebunden. Aus den Simulationsergebnissen kann anschließend die Information über den konstanten und den Samplingterm der Kalorimeterstruktur gewonnen werden. Aus dem Vergleich dieser Informationen für die verschiedenen Dickekombinationen kann das Optimum ausgewählt werden.

Die aktive Kalorimeterstruktur wird nach folgenden Regeln zusammengesetzt: Innerhalb der zur Verfügung stehenden Länge von 130 mm werden, beginnend mit einer einzelnen Szintillatorschicht, Doppelschichten aus Wolfram und Szintillator mit ihrer jeweiligen Dicke aufgefüllt. Die Doppelschicht, die nicht mehr in die vorgegebene Länge paßt, wird ganz weggelassen. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.1 illustriert. Es wird immer mit einer einzelnen Szintillatorschicht begonnen, weil die Frontplatte des Kalorimetergehäuses (5 mm Messing) die erste Absorberschicht bildet. Sowohl die Messingplatte als auch ein

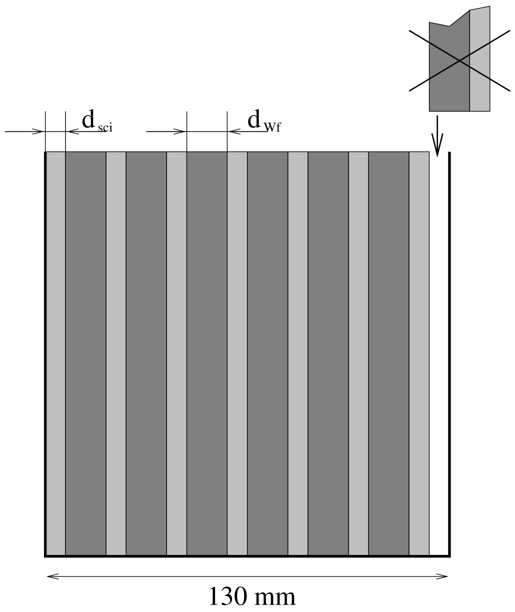


Abbildung 3.1: Illustration zur Optimierung des Wolfram-Szintillatorverhältnisses. Immer mit einer einzelnen Szintillatorschicht beginnend wird die zur Verfügung stehende Länge mit Wolfram-Szintillator-Doppelschichten aufgefüllt. Die letzte Doppelschicht, die nicht mehr in die zur Verfgüng stehende Länge paßt, wird ganz weggelassen.

Luftspalt von 10 mm Breite zwischen der Platte und der aktiven Struktur, in der sich im realen Kalorimeter die Ausleseelektronik befindet, ist in der Strukturbeschreibung für die Simulation enthalten. Es ist nicht sinnvoll, am Schluss der Struktur eine Wolframplatte anzuordnen, da sich dahinter keine aktive Schicht mehr anschließt. Deshalb wird die ganze Doppelschicht, die nicht mehr in die Länge paßt, weggelassen.

Diese Prozedur wird mit verschiedenen Dicken der Wolfram- und Szintillatorschichten wiederholt. Die Wolframdicke wird von 1.5 bis 4 mm in Schritten von 0.5 mm und die Szintillatordicke von 2.5 bis 3.5 mm ebenfalls in Schritten von 0.5 mm variiert. Anschließend wird das Kalorimeter in der GEANT-Simulation mit Elektronen der Energien 5, 15 und 25 GeV beschossen und die im Szintillator deponierte Energie berechnet. Aus den sich ergebenden Energieverteilungen für die verschiedenen Energien kann jeweils die Energieauflösung berechnet und gegen die Einschußenergie aufgetragen werden. An diese Meßpunkte wird dann eine Kurve der Form von Gleichung 3.9 ohne den Rauschterm angepaßt. Der Rauschterm wird in dieser Betrachtung weggelassen, weil er ein Effekt der Kalorimeterauslese darstellt und nicht in der Schauersimulation enthalten ist. Die sich aus der Anpassung ergebenden Parameter P_1 für den Samplingterm und P_2 für den konstanten Term sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Diagramme auf der linken Seite

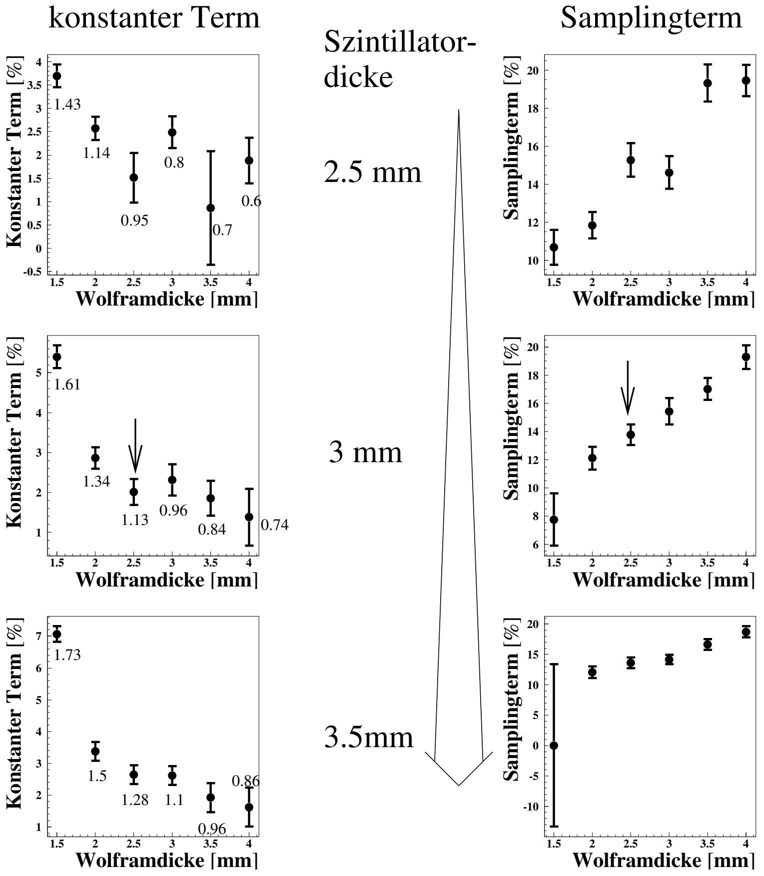


Abbildung 3.2: Ergebnis der Optimierung des Dickeverhältnisses von Szintillator und Wolfram. Links ist der konstante Term aufgetragen, rechts der Samplingterm. Von oben nach unten steigt die Dicke des Szintillators. Von links nach rechts steigt die Dicke des Wolfram.

von Abbildung 3.2 stellen auf der y-Achse den konstanten Term dar, die Diagramme auf der rechten Seite den Samplingterm. Auf der x-Achse aller Diagramme ist die Dicke der Wolframschichten aufgetragen. Von oben nach unten steigt die Dicke der Szintillatorschichten an. Es ist leicht zu erkennen, daß der konstante Term mit wachsender Dicke der Wolframplatten abnimmt und der Samplingterm zunimmt. Die Erklärung hierfür ist, daß bei wachsender Dicke der Wolframplatten die Energieverluste und damit der konstante Term kleiner werden. Im Gegenzug wird die Anzahl der beobachteten Teilchen im Schauer kleiner, da weniger aktives Material im Volumen enthalten ist. Deshalb nimmt der Samplingterm zu. Weiterhin sind die Punktverläufe in den Diagrammen nicht monoton, sondern weisen kleine Sprünge auf. Dieser Effekt kommt von der Längenbeschränkung des aktiven Volumens. Bei manchen Dickekombinationen paßt gerade noch eine Doppelschicht in die erlaubte Länge, was bei anderen nicht der Fall ist. Falls die letzte Doppelschicht gerade noch in die vorgegebene Länge paßt, drückt sich das in einem Abfall des konstanten Terms aus, da die Energieverluste kleiner werden. Genau das ist der Fall für den Punkt bei der Szintillatordicke von 3 mm und der Wolframdicke von 2.5 mm, der in Abbildung 3.2 mit einem Pfeil gekennzeichnet ist. Der konstante Term für diese Kombination beträgt 2 % und der Samplingterm 13.8 %. Dies ergibt für 30 GeV Elektronen eine Energieauflösung von 3.2 %, was der Anforderung entspricht.

Der Rauschterm wurde in der bisherigen Betrachtung nicht diskutiert. Es muß jedoch sichergestellt werden, daß der Beitrag des Rauschtermes zur Energieauflösung das oben besprochene Verhalten nicht wesentlich verändert. Die Zahlen, die in Abbildung 3.2 bei den Meßpunkten stehen, sind die aus der Simulation bestimmte Energie in GeV, die ein 25 GeV Elektron im Mittel im Szintillator deponiert. Die im Szintillator deponierte Energie ist proportional zur Lichtausbeute aus dem Kalorimeter, die wiederum proportional zu der in den Photodioden freigesetzten Ladung ist. Die Größe des Rauschsignales wird in Einheiten von Elementarladungen angegeben, die in der Photodiode erzeugt werden müßten, um die Amplitude des Ausgansrauschsignales zu erzeugen. Diese Rauschladung muß wesentlich kleiner sein als die Ladung, die vom Licht des Elektronschauers erzeugt wird. Ansonsten ergibt sich ein nicht zu vernachlässigender Beitrag zur Energieauflösung.

Um den Rauschbeitrag abzuschätzen, muß bekannt sein, welche Energie wieviel Ladung auf der Photodiode freisetzt. Diese Zahl ist aus Vergleichen mit Simulationen des BEMC-Kalorimeters [12] gewonnen. Das BEMC-Kalorimeter war ein Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter, das ebenfalls über Wellenlängenschieber und Photodioden ausgelesen wurde. Die Ladungsausbeute dieses Kalorimeters ist bekannt. Wird diese ins Verhältnis mit der aus der Simulation bestimmten, im Szintillator deponierten Energie gesetzt, erhält man die pro GeV im Szintillatormaterial deponierter Energie erzeugte Ladung in der Photodiode. Unter der Annahme, daß die Ladungsausbeute beider Kalorimeter etwa gleich ist, ist die Ladungsausbeute des VLQ-Kalorimeters abschätzbar. Diese Abschätzung liefert eine Ladungsausbeute von ca. $\xi = 332000 \frac{e^-}{\mathrm{GeV}}$ Elektronen pro GeV im Szintillator absorbierter Energie. Wie in Kapitel 4 gezeigt werden wird, ist das Rauschen eines Auslesekanals ca. 600 Elektronen. Da die Energie aus der Summe von 20 Auslesekanälen rekonstruiert wird, muß diese Zahl mit $\sqrt{20}$ multipliziert werden, um das Gesamtrauschen von ca. 2700 Elektronen zu erhalten. Diese Zahl zusammen mit der abgeschätzten Ladungsausbeute und der aus der Simulation bestimmten, im Szintillator deponierten Energie ergibt einen Beitrag des Rauschtermes von ca. $\frac{\xi \cdot 1.13}{2700} \approx 0.7\%$ für 25 GeV Elektronen. Dieser Beitrag ist vernachlässigbar. Der Beitrag des Rauschterms ist um so geringer, je größer die in Abbildung 3.2 eingetragene im Szintillator deponierte Energie ist. Wie aus Abbildung 3.2 zu entnehmen ist, hat der ausgewählte Punkt eine hohe Lichtausbeute bei gleichzeitig akzeptablen Werten für den konstanten und den Samplingterm. Das heißt, daß diese Dickekombination optimal für den Aufbau der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters geeignet ist.

3.2.2 Optimierung der Streifenbreite der Szintillatoren

Das VLQ-Kalorimeter hat die Besonderheit, daß die Samplingschichten des Kalorimeters, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, in einzelne Streifen segmentiert sind. Aufgrund dieser Segmentierung der Ausleseebenen kann der Auftreffpunkt der Elektronen auf das Kalorimeter bestimmt werden. Die erreichbare Ortsauflösung hängt dabei von der gewählten Breite der Streifen ab. Im Prinzip wird die Ortsauflösung um so genauer, je schmaler die Streifen sind. Es muß aber auch beachtet werden, daß bei kleinerer Streifenbreite die Lichtmenge, die im Streifen erzeugt wird, kleiner wird. Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis schlechter. Das wirkt der Verbesserung der Ortsauflösung entgegen, weil bei der Rekonstruktion des Auftreffpunktes die Energiewerte in den einzelnen Kanälen benutzt werden und diese durch das relativ gesehen höhere Rauschen verfälscht sind. Für die Wahl der endgültigen Streifenbreite muß auch beachtet werden, daß die Anzahl der Auslesekanäle mit sinkender Streifenbreite ansteigt. Dadurch entsteht ein höherer Platzbedarf für die Ausleseelektronik und auch ein höherer Leistungsverbrauch. Aus diesen Betrachtungen wird klar, daß die Streifenbreite so gewählt werden muß, daß die Ortsauflösung die Anforderungen an die Meßgenauigkeit erfüllt und die Zahl der Auslesekanäle in einem angemessenen Rahmen bleibt.

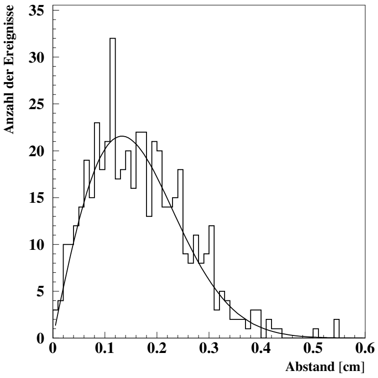


Abbildung 3.3: Verteilung des Abstandes zwischen rekonstruiertem und dem aus der Simulation bekannten Auftreffpunkt auf das Kalorimeter. An die Verteilung ist eine Kurve der Form von Gleichung 3.10 angepaßt. Die Anpassung liefert eine Ortsauflösung σ von ca. 1.4 mm.

Um die Streifenbreite zu optimieren, wird die aktive Struktur mit den im vorigen Abschnitt ermittelten Dicken aufgebaut, und die Breite der Szintillatorstreifen von 3 bis 9 mm in Schritten von 2 mm variiert. Die sich jeweils ergebende Geometrie wird dann für den Einschuß von Elektronen der Energie 5, 15 und 25 GeV simuliert, und die Ortsauflösung extrahiert. Die Ortsauflösung für die jeweiligen Energien wird gemessen, indem der Abstand zwischen dem aus den simulierten Kalorimeterdaten rekonstruierten und dem aus der Simulation bekannten Auftreffpunkt für jedes Ereignis bestimmt wird. Bei der Rekonstruktion des Auftreffpunktes muß das Rauschen mit berücksichtigt werden, weil die Rauschsignale die Ermittlung des energiegewichteten Schwerpunkts in den Histogrammen der Schauerprojektionen aus Abbildung 2.9 verfälschen und somit Einfluß auf die Ortsauflösung haben. Das Rauschen ist nachträglich auf die Daten aus der Simulation addiert. Die Rauschverteilung wird gaußförmig angenommen. Die Breite der gaußischen Rauschverteilung wird mit Hilfe der abgeschätzten Ladungsausbeute und dem Rauschwert von 600 Elektronen pro Kanal auf 1.8 MeV im Szintillator deponierter Energie abgeschätzt. Um den Einfluß des Rauschens auf die Ortsrekonstruktion zu minimieren, werden zur Rekonstruktion des Auftreffortes durch energiegewichtete Schwerpunktsberechnung nur Kanäle herangezogen, die ein Signal zeigen, das größer als die zweifache Breite der Rauschsignale in einem Kanal ist. Die Abstandsverteilung von rekonstruiertem und tasächlichen Auftreffpunkt hat die Form

$$H(d) = C\,d\,e^{-\frac{d^2}{2\sigma^2}}\,, \tag{3.10}$$

wobei C eine Normierungskonstante und σ die Ortsauflösung ist. Aus der Anpassung von Gleichung 3.10 an die gemessene Verteilung aus der Simulation ergibt sich die Ortsauflösung. Das ist in Abbildung 3.3 an einer Verteilung von Elektronen mit 5 GeV Energie gezeigt.

Die mit der erklärten Methode ermittelten Ortsauflösungen für die unterschiedlichen Streifenbreiten sind in Abbildung 3.4(a) als Funktion der Einschußenergie der Elektronen aufgetragen.

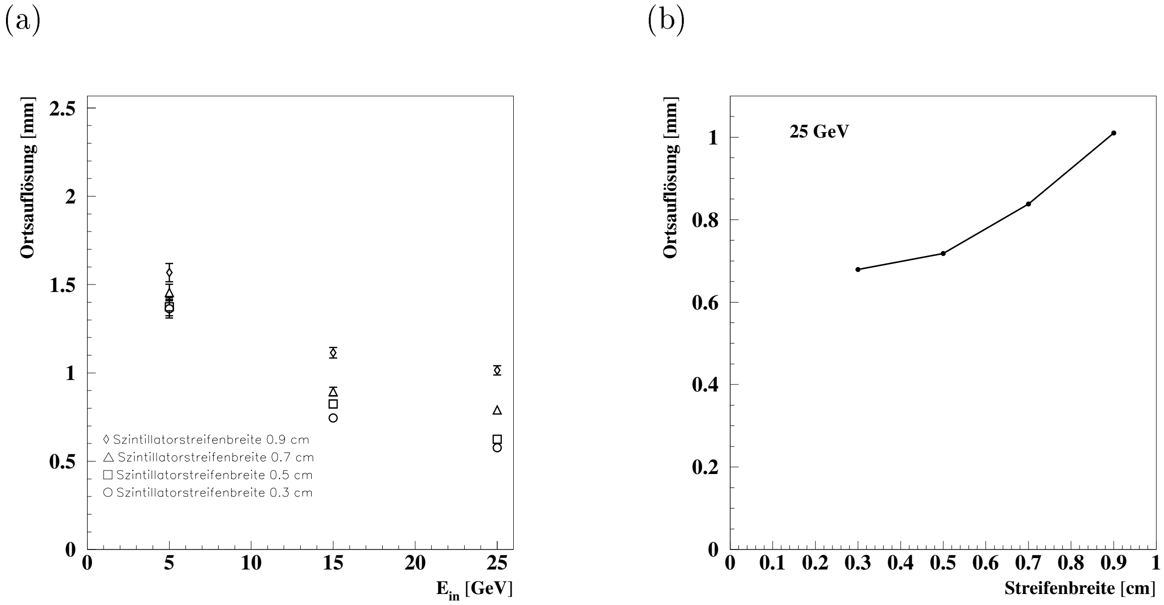


Abbildung 3.4: (a) Ergebnis der Optimierung der Streifenbreite. Aufgetragen ist die Ortsauflösung als Funktion der Energie für verschiedene Streifenbreiten. (b) Die Ortsauflösung als Funktion der Streifenbreite bei einer Einschußenergie von 25 GeV.

Es ist offensichtlich, daß bei kleinerer Streifenbreite die Ortsauflösung besser wird, weil das Schauerprofil besser abgetastet wird. Das muß jedoch mit einer höheren Anzahl an

Auslesekanälen und somit auch Platzbedarf für die Ausleseelektronik bezahlt werden. Aus Abbildung 3.4(b) ist sichtbar, daß der Schritt von 5 auf 3 mm Streifenbreite relativ zu den anderen Schritten gesehen nicht mehr sehr viel an Verbesserung bringt. Außerdem steigt die Anzahl der erforderlichen Auslesekanäle bei der Verkleinerung der Streifenbreite von 5 auf 3 mm von 84 auf 110 Kanäle pro Modul. Die Verbesserung der Ortsauflösung ist nicht so groß, daß sie diesen Mehraufwand rechtfertigt, zumal die mit 5 mm breiten Streifen erreichte Ortsauflösung den Anforderungen genügt. Deshalb wird die Streifenbreite 5 mm für das Kalorimeter gewählt. Die Ortsauflösung beträgt in diesem Fall ca. 1.4 mm bei 5 GeV und fällt für höhere Energien unter 1 mm.

3.3 Simulation der optimierten Kalorimetergeometrie

3.3.1 Die optimierte Geometrie der aktiven Struktur

Die im letzten Abschnitt besprochenen Optimierungen führen zu dem in Abbildung 3.5 gezeigten Aussehen der aktiven Struktur. Die aktive Struktur besteht aus 23 Absorber-

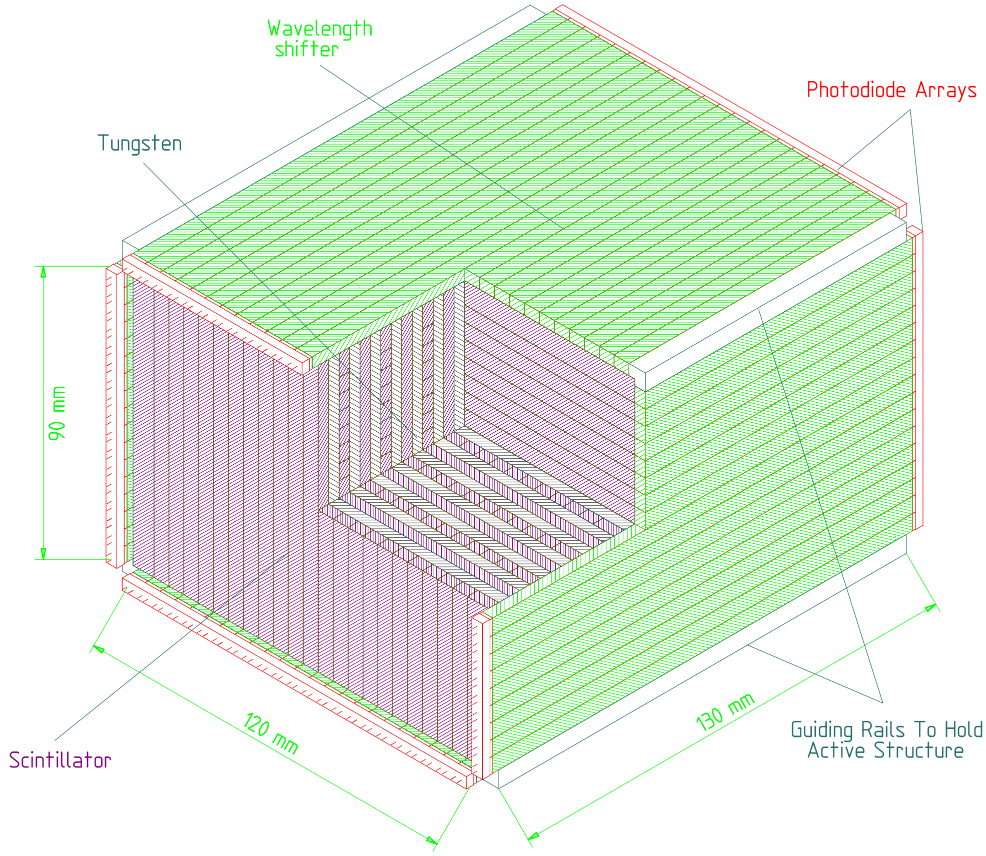


Abbildung 3.5: Die aktive Struktur des VLQ-Kalorimeters. Die technischen Daten sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

schichten von 2.5 mm Dicke, 124 mm Breite und 94 mm Höhe und je 12 Schichten aus 3 mm dicken Szintillatorstreifen, die in x- und y-Richtung orientiert sind. Die Absorberplatten sind aus preislichen Gründen und aus Gründen der Lieferbarkeit nicht aus reinem Wolfram, sondern aus einem gesinterten Material, das von der Firma NHT Negele[1] geliefert wurde. Dieses Material besteht aus 95 % Wolfram und 5% Rest von Nickel-Kupfer-Binder. Es hat eine Dichte von 18 g/cm^3. Die Strahlungslänge für dieses Material ist 3.9 mm. Die ganze Struktur wird von 4 Führungsschienen, die jeweils in den Ecken angebracht sind, getragen. Aufgrund der Breite dieser Führungsschienen von 2 mm müssen die äußeren Szintillatorstreifen in jeder Schicht 2 mm breiter sein als die Streifen in der Mitte. Das ist notwendig, um dem Wellenlängenschieber am äußeren Rand, der auch 5 mm breit ist, die entsprechende Auslesefläche zur Verfügung zu stellen, da ein Teil des Szintillators von der Führungsschiene verdeckt wird. Die in x-Richtung orientierten Szintillatorebenen bestehen aus 16 Szintillatorstreifen von 5 mm Breite und jeweils zwei Randstreifen von 7 mm Breite. Die in y-Richtung orientierten Szintillatorebenen bestehen aus 22 Szintillatorstreifen von 5 mm Breite und jeweils zwei Randstreifen von 7 mm Breite. Die horizontalen Szintillatorstreifen werden rechts und links mit jeweils 18 fünf mm breiten Wellenlängenschieberstreifen ausgelesen. Die vertikalen Szintillatoren werden

Parameter	Wert
Länge	129.5 mm
Breite	124 mm
Höhe	94 mm
Gewicht	12.9 kg
Anzahl der Absorberplatten	23
Anzahl der horizontalen Szintillatorschichten	12
Anzahl der vertikalen Szintillatorschichten	12
Anzahl der horizontalen Streifen pro Ebene	18
Anzahl der vertikalen Streifen pro Ebene	24
Gesamtanzahl der horizontalen Streifen	216
Gesamtanzahl der vertikalen Streifen	288
Dicke der Absorberplatten	2.5 mm
Dicke der Szintillatorebenen	3 mm
Dichte des Absorbers	18 g/cm^3
Dichte des Szintillators	1.03 g/cm^3
Mittlere Dichte der aktiven Struktur	8.6 g/cm^3
Strahlungslänge Absorber	3.9 mm
Strahlungslänge Szintillator	42.4 cm
Gesamttiefe in Strahlungslängen	15.3
Molière-Radius	1.25 cm
Anzahl des Auslesekanäle	84

Tabelle 3.1: Kenndaten der aktiven Struktur eines Kalorimetermoduls, wie sie für die Simulation der aktiven Struktur verwendet werden.

---

[1] NHT Negele Hartmetall-Technik GmbH, 70573 Stuttgart

mit jeweils 24 fünf mm breiten Wellenlängenschieberstreifen ausgelesen, so daß sich eine Gesamtzahl von 84 Auslesekanälen pro Kalorimetermodul ergeben. Die technischen Daten der aktiven Stuktur, wie sie für die Simulation verwendet werden, sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.3.2 Die Linearität

Eine wichtige Eigenschaft des VLQ-Kalorimeters ist seine Linearität. Unter der Linearität des Kalorimeters wird der Zusammenhang zwischen der Einschußenergie der Elektronen und dem Ausgangssignal des Kalorimeters verstanden. Ist dieser Zusammenhang nicht linear, so muß diese Nichtlinearität bei der Rekonstruktion der Energie der Elektronen aus den Kalorimeterdaten bekannt sein. Durch systematische Unsicherheiten in der Kenntnis des genauen Zusammenhangs zwischen Einschußenergie und Ausgangssignal des Kalorimeters kann es deshalb zu systematischen Fehlern kommen. Ein weiterer Nachteil von Nichtlinearität ist, daß die Unschärfe der Triggerschwellen vom eingestellten Wert der Schwelle abhängig wird. Das erklärt sich daraus, daß, wenn das Ausgangssignal des Kalorimeters durch das Rauschen eine Fluktuation für eine feste Einschußenergie der Elektronen aufweist, die Fluktuation der Energiemessung aus dem Kalorimeter vom Umrechnungsfaktor des Ausgangssignales des Kalorimeters (ADC-Werte) zur Energie in GeV abhängt. Nichtlinearität bedeutet aber, daß dieser Umrechnungsfaktor von der Energie, also der eingestellten Triggerschwelle, abhängt.

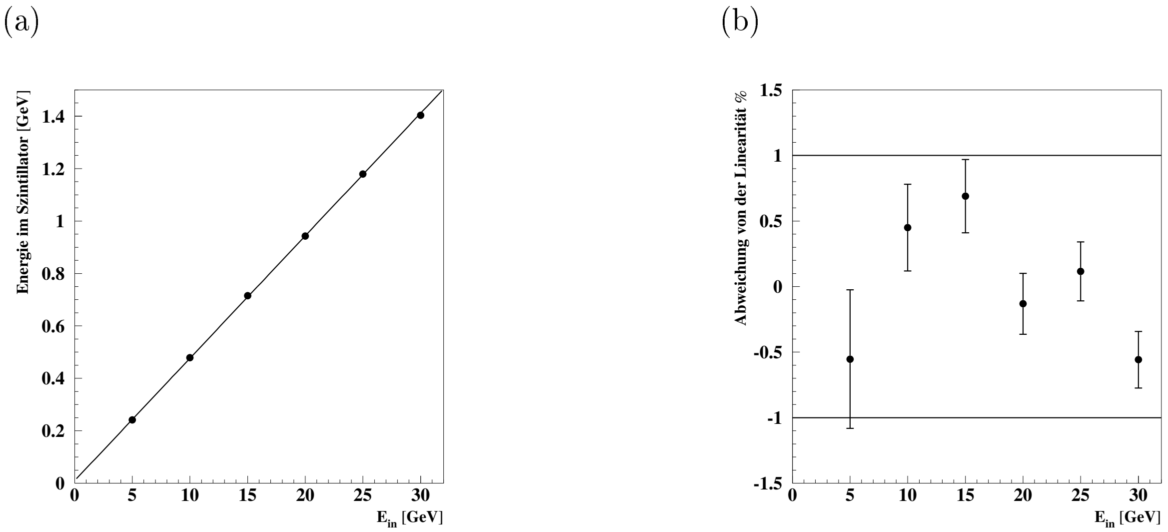


Abbildung 3.6: (a) Die im Szintillator deponierte Energie gegen die Einschußenergie aufgetragen. (b) Die Abweichung vom idealen linearen Verhalten in Prozent als Funktion der Einschußenergie. Alle Daten sind aus der Simulation gewonnen.

Für das Triggersignal wird die Summe einer gewissen Anzahl von Kanälen gebildet. Die in dieser Summe enthaltenen Kanäle haben nicht alle den gleichen Energieinhalt. Im Falle einer nichtlinearen Kalorimeterantwort bedeutet das, daß die Kanäle in der Summe mit unterschiedlichem Gewicht eingehen. Das bedeutet, daß durch Fluktuationen in der Schauerform das Triggersignal verschmiert wird, und damit die Triggerschwelle unschärfer wird.

In Abbildung 3.6(a) ist die aus der Simulation bestimmte Energie, die im Szintillator deponiert wird, gegen die Einschußenergie aufgetragen. Im Teil (b) der Abbildung ist die Abweichung der Meßpunkte vom ideal linearen Verhalten gegen die Einschußenergie aufgetragen. Die Abweichung vom idealen linearen Verhalten ist über den gesamten Dynamikbereich des Kalorimeters kleiner als 1 %.

3.3.3 Die Energieauflösung

In Abbildung 3.7 ist die Energieauflösung als Funktion der Energie des einfallenden Elektrons aufgetragen. Die Energieauflösung wird bestimmt, indem die Breite der Verteilung der im Szintillator deponierten Energie, die aus der Simulation bestimmt ist, ins Verhältnis zum Mittelwert der Verteilung gesetzt wird. Die Meßpunkte in Abbildung 3.7 sind aus einer Simulation von Elektronen, die zentral und senkrecht zur Oberfläche des Kalorimeters auftreffen, gewonnen. An die Meßpunkte ist eine Kurve der Form von Gleichung 3.9 angepaßt. Aus der Anpassung können die Parameter P_i, die in Gleichung 3.9 vorkommen, bestimmt werden. Die Parameter ergeben sich zu:

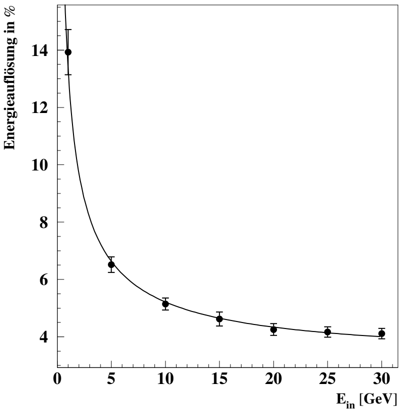


Abbildung 3.7: Die Energieauflösung aus der Schauersimulation als Funktion der Energie des einfallenden Elektrons. An die Punkte ist eine Kurve der Form von Gleichung 3.9 angepaßt. Der Rauschterm ist nicht mit berücksichtigt.

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{12.9\,\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (3.2\,\%)^2} \tag{3.11}$$

Der Samplingterm beträgt also 12.9 % und der konstante Term 3.2 %. Der Rauschterm ist hier nicht berücksichtigt, weil er künstlich auf die Simulationsdaten addiert werden muß. Er ist also nicht für die aktive Struktur charakteristisch, sondern beschreibt eine Eigenschaft der Kalorimeterauslese. Der Beitrag des Rauschterms zur Energieauflösung läßt sich mit Hilfe der in Abschnitt 3.2.1 abgeschätzten Ladungsausbeute bestimmen. Die Berechnung des Rauschterms aus $P_3 = noise/\xi$ ergibt einen Rauschbeitrag von $\frac{200\,\mathrm{MeV}}{E}$. Die Energieauflösung für Elektronen mit 30 GeV ergibt sich zu 4 %. Der Rauschterm darf bei diesen hohen Energien vernachlässigt werden, da er proportional zu $\frac{1}{E}$ ist. Dieser Wert der Energieauflösung erfüllt die in Abschnitt 2.4 gestellte Anforderung.

3.3.4 Die Ortsauflösung

In der Abbildung 3.8 ist die aus den Simulationsdaten extrahierte Ortsauflösung als Funktion der Einschußenergie der Elektronen aufgetragen. Auch diese Simulation ist mit senkrecht in der Mitte des Kalorimeters auftreffenden Elektronen durchgeführt. Die Ortsauflösung wird aus der gemessenen Differenz zwischen tatsächlichem und rekonstruiertem Auftreffpunkt nach der gleichen Methode wie bei der Optimierung der Streifenbreite bestimmt. In dieser Analyse ist das elektronische Rauschen mit berücksichtigt. Das Rauschen, das als gaußförmig angenommen wird, ist nachträglich auf die Simulationsdaten addiert. Bei der Berechnung des rekonstruierten Ortes wird, wie schon weiter oben erwähnt, ein Rauschschnitt angewendet. Das heißt, es werden in der Berechnung nur Kanäle berücksichtigt, die ein Signal zeigen, das größer als die zweifache Breite der gaußischen Rauschverteilung ist. Die Ortsauflösung fällt für eine Einschußenergie von ca. 10 GeV unter 1 mm. Das erfüllt ebenfalls die in Abschnitt 2.4 gestellte Anforderung.

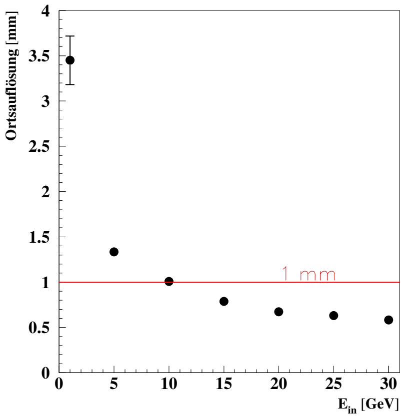


Abbildung 3.8: Die Ortsauflösung aus der Schauersimulation als Funktion der Einschußenergie.

3.3.5 Leckverluste

Eine wichtige Eigenschaft des Kalorimeters ist seine Kompaktheit sowohl in den geometrischen Abmessungen als auch im besonderen hinsichtlich des Einschlusses der Schauerenergie im Kalorimeter. Es ist wichtig, daß möglichst die ganze Energie des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter absorbiert wird, um eine gute Energieauflösung zu erhalten. Nähert sich der Auftreffpunkt des Elektrons auf das Kalorimeter dem Rand des Kalorimeters, so kommen zu den Energieverlusten in longitudinaler Richtung noch Energieverluste des Schauers in lateraler Richtung hinzu. Diese Energieverluste in lateraler Richtung hängen von der genauen Position des Auftreffpunktes auf dem Kalorimeter ab und verursachen deshalb eine ortsabhängige Verschiebung der Energieskala. Diese kann mit Hilfe der Ortsauflösung des Kalorimeters vermessen und dann korrigiert werden. Die zusätzlichen Energieverluste verursachen aber auch eine Verschlechterung der Energieauflösung am Rand des Kalorimeters, die nicht korrigiert werden kann. Diese

Verschlechterung der Energieauflösung wirkt sich auch auf die Rekonstruktion der kinematischen Variablen aus, so daß ab einem gewissen Abstand des Auftreffpunktes zum Rand des Kalorimeters keine sinnvollen Messungen mehr möglich sind. Um die nutzbare Fläche des Kalorimeters möglichst nahe an den Rand auszudehnen, müssen die Schauer sehr kompakt sein.

In Abbildung 3.9 ist die Energieauflösung und die auf den zentralen Einschuß normierte, im Kalorimeter enthaltene Energie als Funktion des Auftreffpunktes aufgetragen. Die Auftreffpunkte werden von der Mitte des Kalorimeters in y-Richtung bis zum Rand des Kalorimeters hin variiert, wobei die x-Koordinate fest bleibt. Die Simulation ist für senkrecht auf das Kalorimeter auftreffende Elektronen mit 30 GeV Energie durchgeführt. Es ist zu erkennen, daß noch in einem Abstand von ca. 2 mm vom Rand des Kalorimeters ca. 80 % der Schauerenergie, die bei zentralem Einschuß im Kalorimeter deponiert wird, noch im Kalorimeter enthalten sind. Aufgrund dieser Tatsache verschlechtert sich die Energieauflösung nur wenig, weil die Energieverluste nicht sehr groß sind. Aus diesen Simulationen des Kalorimeters kann geschlossen werden, daß die Elektronen bis zu Auftreffpunkten, die nur wenige Millimeter vom Rand entfernt sind, verläßlich gemessen werden.

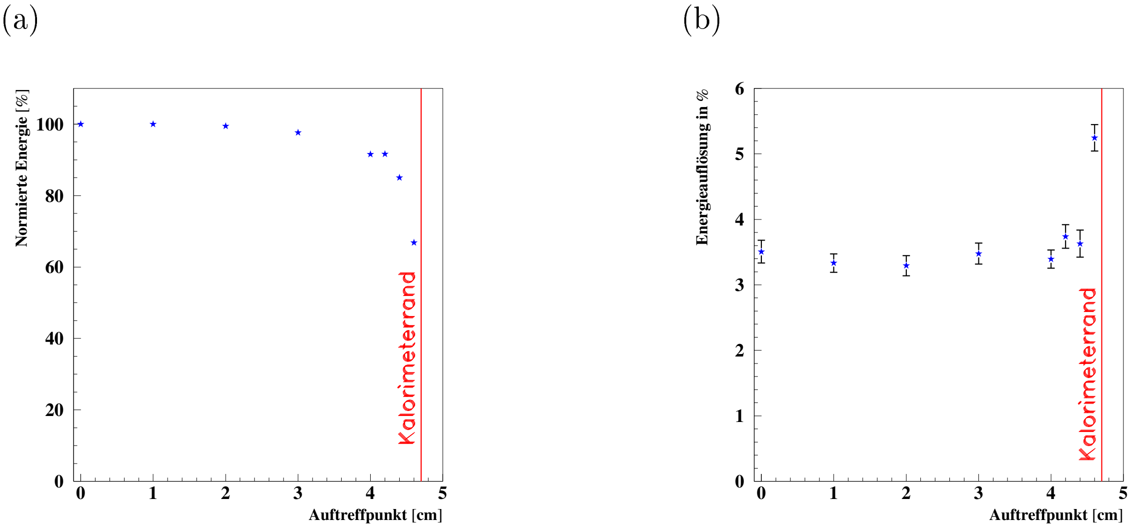


Abbildung 3.9: (a) Die auf zentralen Einschuß normierte, im Kalorimeter deponierte Energie als Funktion des Auftreffpunktes. (b) Die Energieauflösung als Funktion des Auftreffpunktes. Alle Daten sind aus der Schauersimulation gewonnen.

Der gute laterale Energieeinschluß im VLQ-Kalorimeter wird verständlich, wenn das laterale Schauerprofil in Abbildung 3.10(b) betrachtet wird. In Abbildung 3.10 ist das laterale und longitudinale Schauerprofil von zentral und senkrecht auf das Kalorimeter auftreffenden Elektronen mit 30 GeV Energie gezeigt. Aus der Abbildung 3.10(b) ist ersichtlich, daß die Energiedeposition im Schauer sehr stark um die Schauerachse konzentriert ist. Bereits in einem Radius von 0.6 cm um die Schauerachse sind 70 % der gesamten im Schauer enthaltenen Energie enthalten. Dem Schauerprofil überlagert ist eine angepaßte Kurve der Form

$$\frac{dE}{dr} = C_1 \cdot e^{-\lambda_1 r} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 r} \tag{3.12}$$

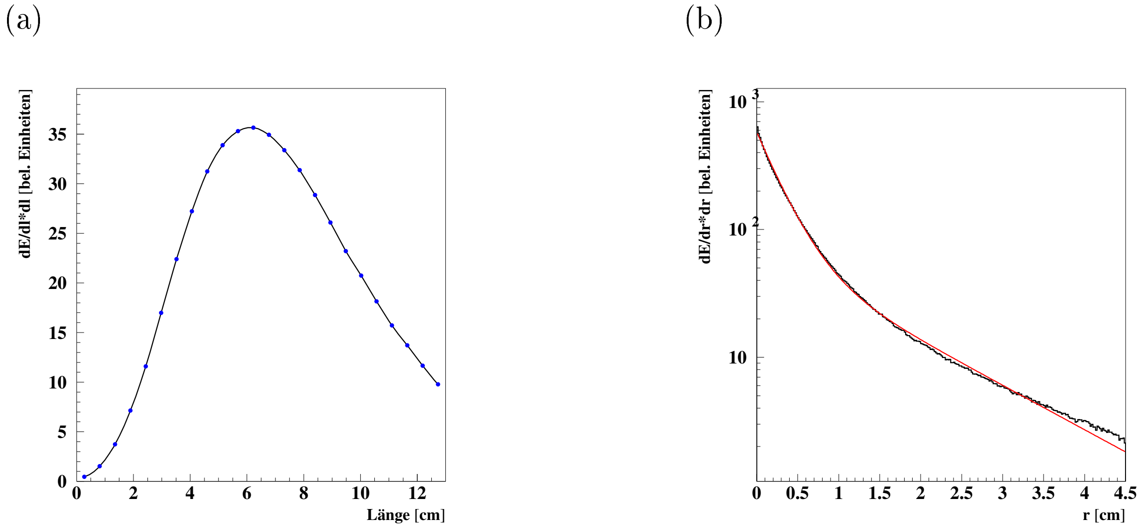


Abbildung 3.10: (a) Longitudinales Schauerprofil von Elektronen mit 30 GeV Energie im VLQ-Kalorimeter.(b) Laterales Schauerprofil von Elektronen mit 30 GeV Energie im VLQ-Kalorimeter. Alle Daten sind aus der Schauersimulation gewonnen.

C_1	515±9
C_2	66±6
λ_1	3.7±0.1 1/cm
λ_2	0.80±0.03 1/cm

Tabelle 3.2: Parameter der Anpassung von Gleichung 3.12 an das simulierte radiale Schauerprofil.

Aus der Anpassung der Kurve an die Werte aus der Simulation ergeben sich die in Tabelle 3.2 angegebenen Werte für die Parameter. Das Schauerprofil kann also mit der Summe von zwei Exponentialfunktionen mit unterschiedlich starken Abfällen parameterisiert werden. Die stark abfallende Exponentialfunktion (zentrale Komponente) sorgt für die hohe Konzentration der Energiedeposition um die Schauerachse, die schwach abfallende Exponentialfunktion (periphäre Komponente) beschreibt die Ausläufer der Verteilung.

Aus der Darstellung des longitudinalen Schauerprofils in Abbildung 3.10(a) ist klar zu ersehen, daß ein Teil der Schauerenergie nicht mehr im Kalorimeter deponiert wird, sondern hinten aus dem Kalorimeter herausleckt. In Abbildung 3.11 ist der Energieverlust durch Herauslecken als Funktion der Einschußenergie der Elektronen aufgetragen. Der Energieverlust beträgt ca. 10 % der Einschußenergie. Die Energieskala kann leicht auf diesen Verlust korrigiert werden. Die Fluktuationen des Energieverlustes können jedoch nicht mehr korrigiert werden. Das ist die Ursache für den Beitrag dieser Fluktuationen zum konstanten Term. Der konstante Term wird deshalb groß und trägt mit 3.2% zur Energieauflösung bei (siehe Gleichung 3.11).

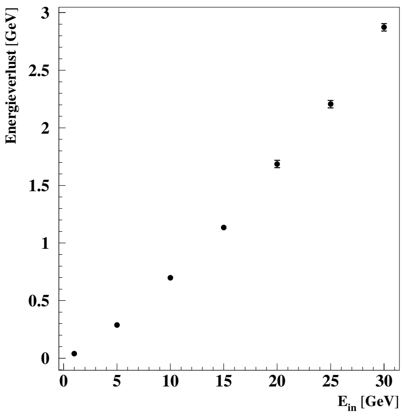


Abbildung 3.11: Aus der Schauersimulation bestimmte, nicht im Kalorimeter absorbierte Schauerenergie als Funktion der Einschußenergie der Elektronen.

Kapitel 4

Die Ausleseelektronik des VLQ-Kalorimeters

In diesem Kapitel wird die Entwicklung der Ausleseelektronik für das VLQ-Kalorimeter besprochen. Dazu wird zuerst das optische System des Kalorimeters, bestehend aus den Szintillatoren, den Wellenlängenschiebern und den Photodioden, beschrieben. Anschließend wird eine Einführung in die Theorie rauscharmer Vorverstärker gegeben. Mit Hilfe dieser Grundlagen wird dann das Design des Auslechips "FroPhoDiChi" für die Photodioden erklärt. Der Name des Auslesechips bedeutet **Fro**ntend **Pho**to **Di**ode Readout **Chi**p. Dieser Chip ist eine wichtige Komponente der gesamten Ausleseelektronik, die anschließend besprochen wird. Am Schluß des Kapitels wird auf die Triggerelektronik und die Slow-Control des VLQ-Kalorimeters eingegangen. Unter Slow-Control wird die Steuerung langsam veränderlicher Parameter, wie z.B. die Betriebsspannung, verstanden.

4.1 Das optische System des VLQ-Kalorimeters

4.1.1 Der Weg des im Kalorimeter erzeugten Lichtes

Die Entstehung des Lichtes im Szintillator

Das VLQ-Kalorimeter ist, wie schon in Kapitel 2.2.4 beschrieben, ein Wolfram-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter mit Photodiodenauslese. Der elektromagnetische Schauer regt mit seinen vielen geladenen Teilchen die in den Plastikszintillatorstreifen des Kalorimeters enthaltenen szintillierenden organischen Substanzen an. Die Szintillatormoleküle kehren mit großer Wahrscheinlichkeit unter Emission von Photonen im blauen Spektralbereich in ihren Grundzustand zurück. Dieser Prozeß läuft in der Regel für organische Szintillatoren auf einer Zeitskala von ca. 1-100 Nanosekunden ab. Für den Einsatz bei HERA, wo alle 96 ns ein Bunch-Crossing stattfindet, sind also nur Szintillatoren mit kleineren Abklingzeiten geeignet, da sich ansonsten Ereignisse überlappen können und auch die Triggerentscheidung nicht schnell genug getroffen werden kann. Der im VLQ-Kalorimeter eingesetzte Szintillatortyp BC-408 der Firma Bicron hat eine Abklingzeit von 2.1 ns. Das Emissionsspektrum des Szintillators ist in Abbildung 4.1 zu sehen [13]. Das Maximum der Emission liegt bei einer Wellenlänge von 425 nm. Um das Licht nachweisen zu können, muß es aus dem Kalorimeter zu den Photodioden transportiert werden. Für diesen Transport wird die Totalreflexion an der Grenzschicht Luft-Szintillator ausgenutzt. Das im Szintillator entstehende Licht wird isotrop abgestrahlt. Alle Photonen, die unter

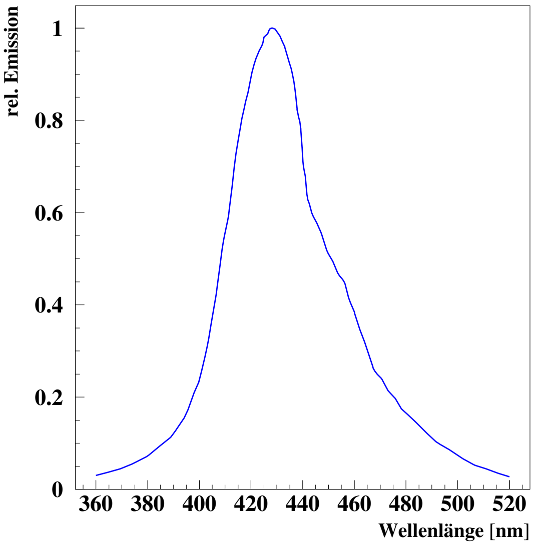


Abbildung 4.1: Das Emissionsspektrum des Szintillators BC-408. Das Maximum der Emission liegt bei einer Wellenlänge von 425 nm.

Winkeln zur Grenzflächennormalen auftreffen, die größer als der Grenzwinkel für Totalreflexion α_T sind, werden an der Grenzfläche reflektiert und durch diesen Prozeß an die Stirnseiten der Szintillatorstreifen transportiert. Das ist in Abbildung 4.2 bildlich dargestellt. Der Grenzwinkel α_T berechnet sich aus der Brechzahl $n_{sci} = 1.58$ des Szintillators

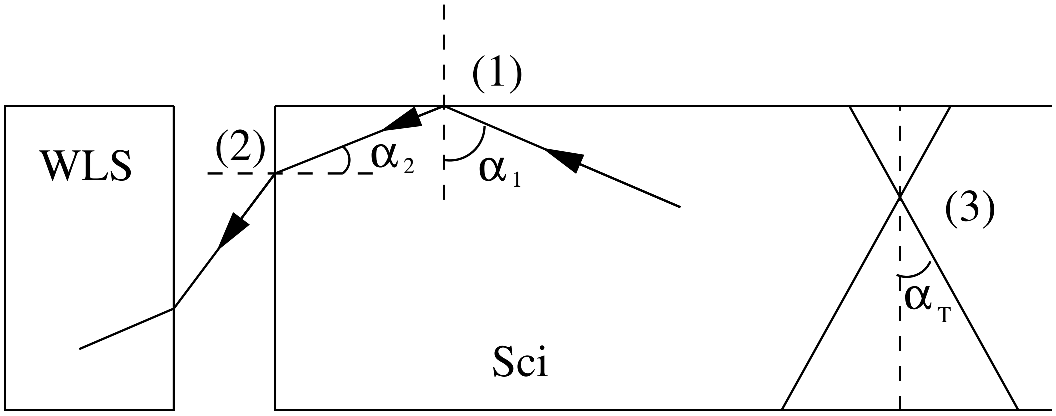


Abbildung 4.2: Totalreflexion an der Grenzfläche Luft-Szintillator. Strahlen, die an einer Grenfläche(1) total reflektiert werden, treten an der dazu senkrechten Grenzfläche(2) aufgrund der Bedingung $\alpha_2 = 90° - \alpha_1 < \alpha_T$ aus dem Szintillator aus. Dort dringen sie durch einen Luftspalt in den Wellenlängenschieber (WLS) ein und werden dort absorbiert. Das Licht, das den Szintillator verläßt, wird in einen Doppelkegel mit dem Öffnungswinkel α_T abgestrahlt(3).

über $\alpha_T = \arcsin\left(\frac{1}{n_{sci}}\right)$ zu $\alpha_T = 39°$. Bedingung für das Funktionieren des Lichttransportes auf diesem Wege ist, daß die Totalreflexion an der Grenzschicht Luft-Szintillator durch nichts gestört ist. Das bedeutet, daß die Oberfläche des Szintillators nicht verschmutzt sein darf und daß kein optischer Kontakt zu anderen Gegenständen an der Oberfläche bestehen darf. Daraus folgt, daß kein mechanischer Kontakt zu den Wolframplatten des Kalorimeters, zwischen denen sich die Szintillatorstreifen befinden, bestehen darf. Das gilt ebenso für die benachbarten Szintillatorstreifen. Um optischen Kontakt zu verhindern, sind alle Szintillatorstreifen mit weißem Papier umwickelt. Das Papier liegt durch seine rauhe Oberfläche nur an sehr wenigen Stellen der Szintillatoroberfläche auf und stört deshalb die Totalreflexion nur wenig. Das Papier verhindert gleichzeitig optischen Kontakt zwischen den Szintillatorstreifen und mit dem Wolfram des Kalorimeters. Das weiße Papier hat noch den weiteren Vorteil, daß es an den Stellen, an denen es optischen Kontakt zum Szintillator hat, aus dem Szintillator austretendes Licht diffus in den Szintillator reflektiert. Dieses rückreflektierte Licht trägt zur Erhöhung der Lichtausbeute bei. Das Papier verhindert auch, daß das Licht, das die Szintillatorstreifen verläßt, nicht in benachbarte Szintillatorstreifen eindringt. Das Licht wird vom Papier entweder zurückreflektiert oder absorbiert.

Der Anteil der Lichtes, das die Szintillatorstreifen verläßt, kann folgendermaßen berechnet werden. Wird eine unendlich ausgedehnte Szintillatorplatte einer endlichen Dicke betrachtet, so verläßt alles Licht, das in einen Doppelkegel mit dem Öffnungswinkel α_T nach oben oder unten abgestrahlt wird (siehe Abbildung 4.2 (3)), den Szintillator. Da das Licht isotrop emittiert wird, kann der Lichtverlust über das Raumwinkelverhältnis bestimmt werden.

$$\frac{I_{loss}}{I_0} = \frac{2\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\alpha_T} \sin\vartheta d\vartheta}{4\pi} = 0.22 \tag{4.1}$$

Dabei ist I_0 die ursprünglich erzeugte Lichtmenge und I_{loss} die Lichtmenge, die aus dem Szintillator entweicht. Die Abmessungen der Szintillatorstreifen des VLQ-Kalorimeters sind 124 bzw. 94x3x5 mm, so daß die oben gemachte Annahme, daß der Szintillator in zwei Richtungen sehr weit im Gegensatz zur dritten Dimension ausgedehnt ist, nicht zutrifft. Dadurch treten zusätzliche Lichtverluste auf. Dieser zusätzliche Verlust kann in grober Näherung durch Multiplikation des in Gleichung 4.1 gefundenen Wertes mit dem Faktor zwei abgeschätzt werden. Das ist gerechtfertigt, da der Lichtverlust jetzt in vier anstatt nur zwei Richtungen erfolgt. Aus diesen Betrachtungen folgt also, daß nur ca. 50% des entstandenen Lichtes durch Totalreflexion im Szintillatorstab verbleibt.

Die Lichtausbeute wird durch die Abschwächung des Szintillationslichtes im Szintillatorstab weiter verringert. Die Abschwächungslänge[1] des Szintillators BC-408 beträgt 210 cm [13]. Aufgrund der kleinen Abmessungen der Szintillatorstreifen erfolgt der Transport des Lichtes zum Ende des Stabes über sehr viele Reflexionen. Da der Szintillator mit Papier eingewickelt ist, steigt dadurch die Gefahr, daß die Photonen eine Stelle des Szintillators treffen, die optischen Kontakt mit dem Papier hat, und dadurch verloren gehen. Auch durch Unregelmäßigkeiten an der Oberfläche des Szintillators, die nie ideal ist, können Verluste auftreten. Deshalb wird erwartet, daß die Abschwächung in den Szintillatorstreifen größer ist als im Datenblatt des Szintillators angegeben. Eine Messung der Lichtausbeute als Funktion der Entfernung des Ortes der Entstehung des Lichtes von

---

[1] Die Abschwächungslänge ist mit einem Szintillator mit den Abmessungen 1x20x200 cm gemessen, der an einem Ende mit einem Photomultiplier ausgelesen wird.

der Auslesefläche ergibt das in Abbildung 4.3 gezeigte Ergebnis [14]. Der starke Anstieg der Meßpunkte, wenn der Abstand zwischen dem Entstehungsort des Lichtes und der Auslesefläche gegen Null geht, erklärt sich dadurch, daß, wenn sich der Entstehungsort der Auslesefläche nähert, viel mehr Licht direkt ohne Reflexionen an den Stabwänden die Auslesefläche erreicht. Für Entstehungsorte, die weiter weg liegen, gilt das nicht mehr, fast das ganze Licht, das die Auslesefläche erreicht, wird durch Reflexionen dorthin transportiert. Den gemessenen Punkten in Abbildung 4.3 ist die Summe aus zwei Exponentialfunktionen wie in Gleichung 3.12 angepaßt. Aus dieser Anpassung ergeben sich zwei Abschwächungslängen. In der Nähe der Auslesefläche dominiert der stark abfallende Anteil mit einer Abschwächungslänge von 2.7 mm. Mehr zur Mitte des Stabes hin beschreibt der schwach abfallende Anteil mit einer Abschwächungslänge von 101 mm die Absorption im Szintillatorstab.

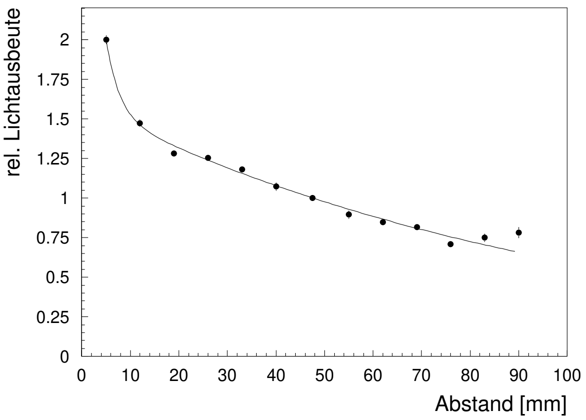


Abbildung 4.3: Die Lichtausbeute als Funktion des Abstandes Entstehungsort-Auslesefläche für den 94 mm langen Szintillatorstab. Die Werte sind auf den Meßpunkt in der Mitte des Szintillators normiert [14].

Der Weitertransport im Wellenlängenschieber

Das in den Szintillatorstäben entstandene und zu deren Enden transportierte Licht tritt dort in einen Luftspalt von ca. 0.2 mm Breite ein, der durch eine zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber gespannte Nylonschnur aufrecht erhalten wird. Dieser Luftspalt verhindert optischen Kontakt zwischen den Enden der Szintillatoren und den längs über diese hinweg laufenden Wellenlängenschieberstreifen. Aufgrund der Gleichheit der Brechungsindizes von Wellenlängenschieber und Szintillator dringt fast alles Licht in den Wellenlängenschieber ein. Nur ein geringer Anteil des Lichtes wird an den Luft-Szintillator- bzw. Luft-Wellenlängenschieber-Grenzschichten reflektiert. Im Wellenlängenschieberstab ist eine Substanz gelöst, die das blaue Licht aus dem Szintillator absorbiert und im grünen Wellenlängenbereich wieder isotrop reemittiert. Das Absorptions- und Emissionsspektrum des verwendeten Wellenlängenschiebers BC-482A der Firma Bicron ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Ebenfalls in diese Abbildung eingezeichnet ist das Emissionsspektrum des Szintillators. Dieses paßt gut zum Absorptionsspektrum des Wellenlängenschiebers, was die

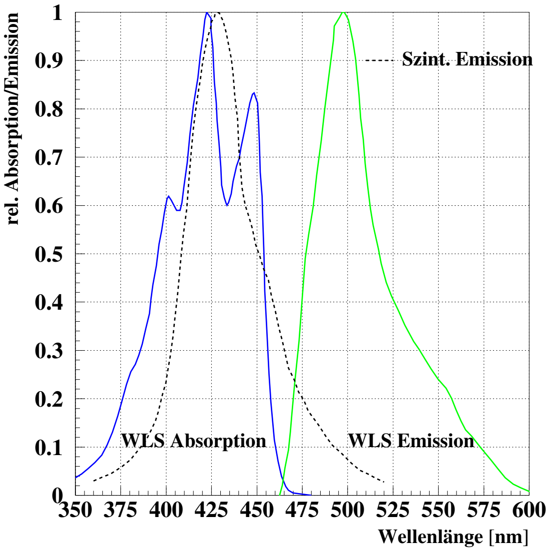


Abbildung 4.4: Das Emissions- und Absorptionsspektrum des Wellenlängenschiebers BC-482A. Ebenfalls eingezeichnet ist das Emissionsspektrum des Szintillators (gestrichelt).

Verluste durch nicht absorbiertes Licht aus den Szintillatorstreifen minimiert. Die Effizienz der Umwandlung des Lichtes liegt bei ca. 80-90%.

Die längs der aktiven Struktur angeordneten Wellenlängenschieber erfüllen drei Funktionen. Zum einen absorbieren sie das Licht aus sämtlichen Szintillatorstreifen, die auf sie treffen. Das bedeutet, daß das Licht über die ganze Länge der aktiven Struktur aufsummiert wird. Die zweite Funktion ist, daß durch die isotrope Reemission die Vorzugsrichtung des Lichtes, die in Richtung der Szintillatorstreifen orientiert ist, aufgehoben wird. Mit genau den gleichen Mechanismen wie bei den Szintillatoren wird das reemittierte Licht zu den Stirnseiten der Wellenlängenschieber geleitet, wo es von den Photodioden absorbiert wird. Die Wellenlängenschieber drehen also die Vorzugsrichtung der Lichtausbreitung von der Orientierung der Szintillatorstreifen in die Orientierung der Wellenlängenschieber. Das ist allerdings wieder, wie bei den Szintillatoren, mit Lichtverlusten durch die Sammeleffizienz von ca. 50% verbunden. Die dritte Funktion der Wellenlängenschieber besteht in der Verschiebung der Wellenlänge des aus dem Kalorimeter austretenden Lichtes in den grünen Spektralbereich. In diesem Wellenlängenbereich ist die Photodiode empfindlicher (siehe Abbildung 4.8).

4.1.2 Der Wellenlängenschieber-Photodioden-Array

Das aus den Wellenlängenschieberenden austretende grüne Licht wird von Photodioden nachgewiesen. Da die Wellenlängenschieber im Kalorimeter in einem Abstand von 0.2 mm auf jeder Ausleseseite nebeneinander liegen, können keine einzelnen Photodioden zur Auslese benutzt werden. Das ist nicht möglich, weil durch den Platzbedarf des Photodiodengehäuses die einzelnen Photodioden nicht in einem so engen Abstand nebeneinander angeordnet werden können. Aus diesem Grund werden zur Auslese des Wellenlängenschieberarrays speziell angefertigte Photodiodenarrays der Firma HAMAMATSU verwendet, die der Geometrie des Kalorimeters angepaßt sind. In Abbildung 4.5 ist ein Foto eines solchen Photodiodenarrays zu sehen. Es gibt zwei Arten von Photodiodenarrays mit Kanalzahlen von 18 bzw. 24 Kanälen. Das entspricht den zwei verschieden langen Ausleseseiten des Kalorimeters mit den entsprechenden Kanalzahlen. Als Träger für die Photodioden dient eine stabile Platine von 2.4 mm Dicke, auf die die Photodioden aufgeklebt sind. Die Platine muß so dick sein, damit sie sich unter mechanischer Belastung nicht verformt. Bei der Verformung des Trägers kann es nämlich passieren, daß die aus sprödem Silizium gefertigten Photodioden zerbrechen. Die Größe der aktiven Fläche einer einzelnen Photodiode ist 4.2x3.4 mm. Der Abstand zwischen den aktiven Flächen ist 0.8 mm. Zum Schutz der Photodioden ist der ganze Array mit Glas von 0.5 mm Dicke abgedeckt.

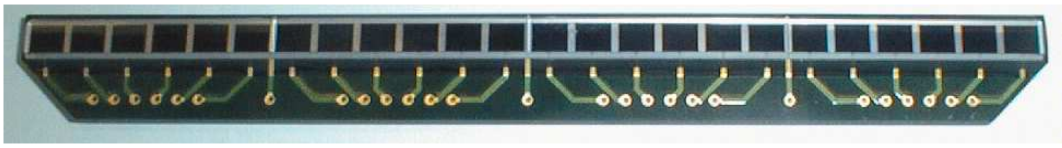


Abbildung 4.5: Ein Foto eines Photodiodenarrays mit 24 Kanälen. Die aktiven Flächen sind als dunkle Rechtecke zu erkennen. Die Photodioden sind durch eine Glasabdeckung von 0.5 mm Dicke geschützt. Der Maßstab der Abbildung ist ungefähr 1:1.

Das Licht, das aus den Wellenlängenschiebern austritt, muß zum Nachweis auf die aktive Fläche der Photodioden gekoppelt werden. Um eine mechanisch und optisch stabile Verbindung zwischen den Photodioden und den Wellenlängenschiebern zu erhalten, werden die Wellenlängenschieber mit einem Epoxidharzkleber auf die Photodioden geklebt. Dabei ist zu beachten, daß der Kleber sowohl an den Brechungsindex $n_{Glas} = 1.5$ des Glases, das die Photodioden abdeckt, als auch an den Brechungsindex $n_{WLS} = 1.58$ der Wellenlängenschieber angepaßt ist. Weiterhin muß der Klebstoff transparent für das von den Wellenlängenschiebern emittierte Licht sein. Der Brechungsindex des verwendeten Klebers EPO-TEK 302-3M der Firma Polytec ist $n_{Glue} = 1.56$. Die Transparenz einer 25.4 μm dicken Schicht des Klebers ist in Abbildung 4.6 gezeigt [15]. Ebenfalls in dieser Abbildung eingezeichnet ist das Emissionsspektrum der Wellenlängenschieber. Es ist zu erkennen, daß über den gesamten Wellenlängenbereich der Emission der Wellenlängenschieber die Transparenz größer als 99% ist. Das heißt, daß bei der Einkopplung des Lichtes in die Photodioden nur wenig Verluste entstehen.

Ein kompletter Wellenlängenschieber-Photodioden-Array besteht entweder aus 18 oder 24 4.8 mm breiten Wellenlängenschieberstreifen, die jeweils in einem Abstand von 0.2 mm voneinander entfernt parallel zueinander auf die jeweils passenden Photodiodenarrays aufgeklebt sind. An jedem Ende der Wellenlängenschieberstreifen ist je ein Photodiodenarray aufgeklebt, da beide Seiten der Wellenlängenschieberstreifen ausgelesen werden. In dem Spalt zwischen den Wellenlängenschieberstreifen befindet sich genauso wie auf deren Rückseite weißes Papier, das die gleiche Funktion wie bei den Szintillatoren erfüllt. Nur die Seite des Arrays, die zu den Szintillatoren zeigt, ist nicht mit Papier bedeckt. Dort befindet sich der durch die schon angesprochenen Nylonfäden aufrechterhaltene Luftspalt.

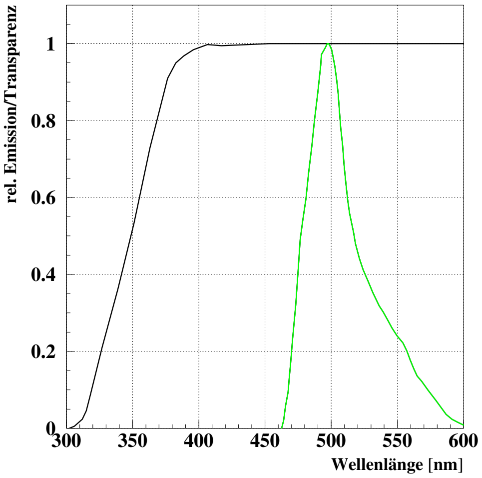


Abbildung 4.6: Die Transparenz einer 25.4 μm dicken Schicht des Klebers 302-3M als Funktion der Wellenlänge. Ebenfalls eingezeichnet ist das Emissionsspektrum der Wellenlängenschieber. Im gesamten Bereich der Emission der Wellenlängenschieber ist die Transparenz größer als 99%.

In der Abbildung 4.7(a) ist der Bereich der Klebung der parallelen Wellenlängenschieberstreifen auf den Photodiodenarray schematisch dargestellt. Dadurch, daß sich das Licht in den Wellenlängenschiebern durch vielfache Totalreflektionen fortbewegt, kann es am Ende des Wellenlängenschiebers unter einem maximalen Winkel von $90° - \alpha_T = 51°$ austreten. Die aktive Fläche der Photodioden ist nicht direkt mit dem Ende der Wellenlängenschieber verbunden, sondern hat einen Abstand von ca. 0.7 mm, der durch das Glas auf den Photodioden und der Dicke des Kleberauftrages gegeben ist (siehe Abbildung 4.7(a)). Durch diesen Abstand kann sich der Lichtkegel so weit verbreitern, daß das Licht aus einem Wellenlängenschieber in die benachbarte Photodiode eindringen kann und dadurch Übersprechen verursacht. Die Abbildung 4.7(b) zeigt eine Messung dieses Übersprechens [16]. Die Messung wird durchgeführt, indem ein Wellenlängenschieber durch Einkopplung von blauem Licht angeregt wird, und die Ausgangsströme der Photodioden gemessen werden. Die Meßwerte sind auf die Amplitude des Einkoppelkanals Nr. 4 normiert. Es ist zu erkennen, daß die nächsten Nachbarn ein Übersprechen von ca. 10% zeigen. Die durchgeführten Simulationen des Kalorimeters zeigen, daß die benachbarten Kanäle des getroffenen Kanals durchschnittlich 30% der Amplitude des getroffenen Kanals aufweisen. Das bedeutet, daß das Übersprechen den Schauer nicht wesentlich verbreitert und damit fast keinen Einfluß auf die Ortsauflösung hat.

Um eine möglichst große Ladungsausbeute von dem in die Photodioden eingekoppelten Licht zu erzielen, muß die Quanteneffizienz der Photodioden im Bereich der Emission der Wellenlängenschieber möglichst hoch sein. Die Quanteneffizienz und die Sensitivität der verwendeten Photodioden ist aus der Abbildung 4.8 zu entnehmen [17]. Die Sensitivität einer Photodiode ist definiert als das Verhältnis des von der Photodiode gelieferten Stromes zur eingestrahlten Lichtleistung. Die Sensitivität $s(\lambda)$ hängt mit der Quanteneffizienz

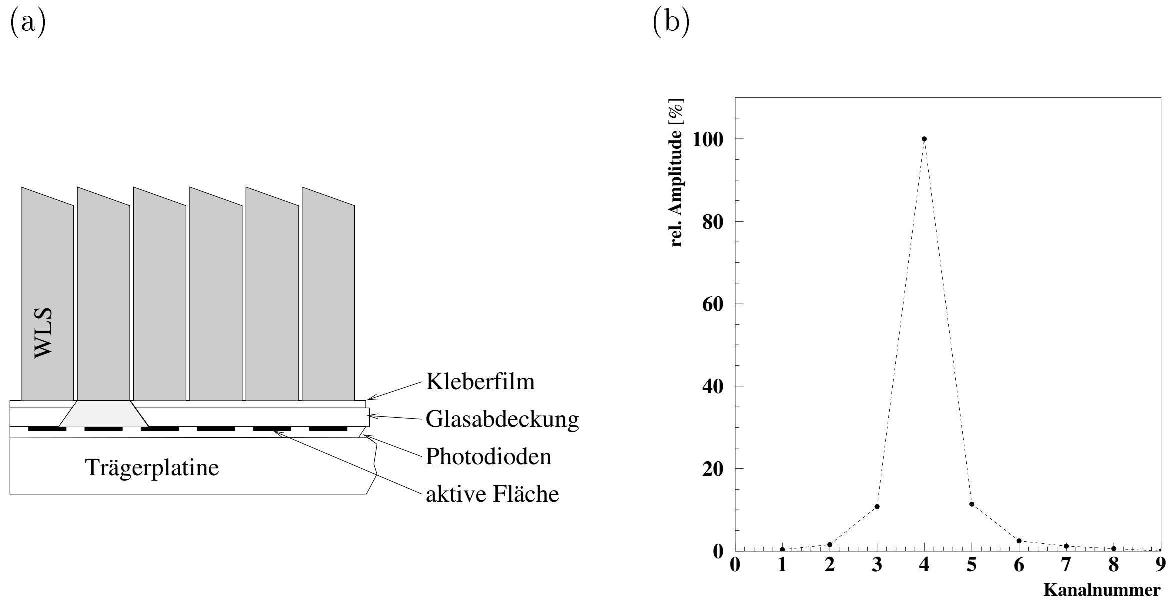


Abbildung 4.7: (a)Die Klebestelle der Wellenlängenschieberstreifen (WLS) auf die Photodioden schematisch dargestellt. Durch den Austrittstrichter des Lichtes aus den Wellenlängenschiebern kommt es zum Übersprechen auf Nachbarkanäle. (b) Übersprechen zwischen den Auslesekanälen. Die Meßwerte sind auf die Amplitude des Kanals(4) normiert, in den das Licht eingekoppelt wird [16].

$\eta(\lambda)$ über

$$s(\lambda) = \frac{\lambda \cdot e \cdot \eta(\lambda)}{h \cdot c} \tag{4.2}$$

zusammen. Dabei ist e die Elementarladung, h das Plancksche Wirkungsquantum, λ die Wellenlänge des Lichtes und c die Lichtgeschwindigkeit. In Abbildung 4.8 ist das Emissionsspektrum der Wellenlängenschieber mit eingezeichnet. Es ist zu erkennen, daß die Quanteneffizienz der Photodioden über den gesamten Wellenlängenbereich der Emission der Wellenlängenschieber bei 80% liegt.

Die elektrischen Eigenschaften der Photodioden sind wichtig für das Rauschverhalten der Elektronik. Wie in Abschnitt 4.3.3 gezeigt werden wird, trägt sowohl der Dunkelstrom als auch die Sperrschichtkapazität der Photodioden zum Rauschen der verstärkenden Elektronik bei. Das Rauschen des Vorverstärkers, der die Photodiodensignale verstärkt, steigt linear mit der Kapazität der Photodioden und mit der Wurzel aus dem Dunkelstrom an. Die Abbildung 4.9 zeigt die Messung dieser beiden Größen in Abhängigkeit der an die Photodiode angelegten Sperrspannung. Es ist zu erkennen, daß die Kapazität der Photodiode mit steigender Sperrspannung ab- und der Dunkelstrom zunimmt. Die Abnahme der Kapazität kommt von der Zunahme der Dicke der pn-Sperrschicht. Die Dicke der Sperrschicht ist proportional zu $\sqrt{U_{bias}}$. Setzt man für die Sperrschicht das einfache Modell eines Plattenkondensators voraus, so ist die Kapazität der Sperrschicht umgekehrt proportional zu ihrer Dicke, also proportional zu $1/\sqrt{U_{bias}}$. Der Anstieg des Dunkelstromes erklärt sich aus dem mit steigender Sperrspannung größer werdenden elektrischen Feld in der Sperrschicht.

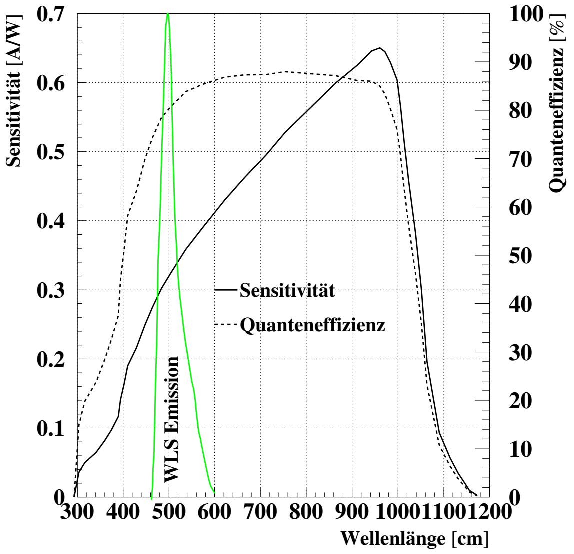
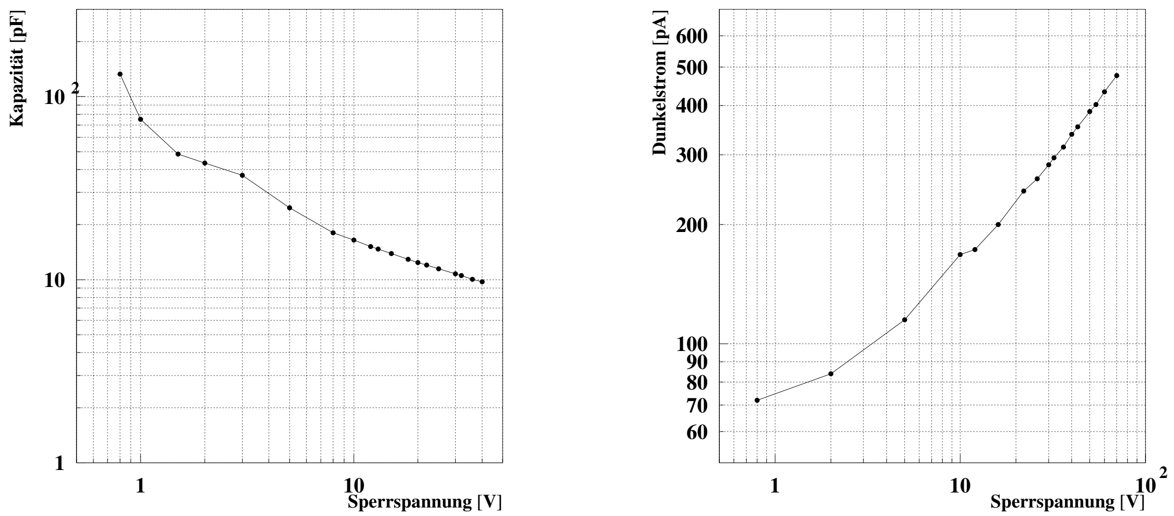


Abbildung 4.8: Die Quanteneffizienz und die Sensitivität der verwendeten Photodioden. Mit eingezeichnet ist das Emissionsspektrum der Wellenlängenschieber [17].


(a)

(b)

Abbildung 4.9: (a) Die gemessene Kapazität der Photodioden in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung. (b) Der gemessene Dunkelstrom der Photodioden in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung.

4.1.3 Auswirkungen von Strahlenschäden auf die Szintillatoren und Wellenlängenschieber

Wie schon in Abschnitt 2.2.5 erwähnt, wird eine Strahlenbelastung des Kalorimeters außerhalb des Gehäuses von ca. 100 krad/Jahr erwartet. Der Hauptanteil dieser Strahlenbelastung besteht aus Synchrotronstrahlungsphotonen von einigen bis einigen hundert keV Energie. Diese Photonen werden wirkungsvoll vom Kalorimetergehäuse abgeschirmt. Das Kalorimetergehäuse besteht aus massivem Messing. Die Synchrotronstrahlungsphotonen, die das Gehäuse durchdringen, können in den Szintillatoren und Wellenlängenschiebern Strahlenschäden verursachen, die die Lichtausbeute verringern können [18]. Um zu testen, ob die erwartete Strahlendosis einen Effekt in der Lichtausbeute verursachen kann, sind Bestrahlungstests sowohl mit den Szintillatoren als auch mit den Wellenlängenschiebern durchgeführt worden [19]. Die Szintillatoren und Wellenlängenschieber wurden mit einer Kobalt-60 Photonenquelle bis zu einer Dosis von 5 Mrad in Schritten von 1 Mrad bestrahlt. Nach jeder Bestrahlung wurde die Transparenz des Materials in Abhängigkeit der Wellenlänge gemessen. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Aus der Abbildung 4.10(a) ist zu erkennen, daß die Transparenz des Szintillators im Wellenlängenbereich seiner Emission bei ca. 425 nm abnimmt. Bei einer Bestrahlungsdosis von 5 Mrad verkleinert sich die Transparenz um ca. 16%. Der Wellenlängenschieber BC-482A verhält sich ähnlich (Abbildung 4.10(b)). Werden strahlengeschädigte Szintillatoren oder Wellenlängenschieber eine Zeit lang ohne Bestrahlung gelagert, so kann beobachtet werden, daß die Strahlenschäden teilweise ausheilen. Das heißt, daß die Transparenz wieder ansteigt [18]. Um diesen Effekt für die verwendeten Szintillatoren und Wellenlängenschieber zu untersuchen, wurden die bestrahlten Szintillatoren und Wellenlängenschieber 5 Tage bei Raumtemperatur in Dunkelheit gelagert. An jedem Tag wurde die Transparenz gemessen. Das Ergebnis dieser Messung zeigt, daß die Transparenz des Szintillators BC-408 und des Wellenlängenschiebers BC-482A langsam wieder ansteigt und nach fünf Tagen 90% ihres Ursprungswertes erreicht [19]. Aus diesen Messungen läßt sich schließen, daß für die erwarteten Strahlendosen keinerlei Verschlechterung der Lichtausbeute

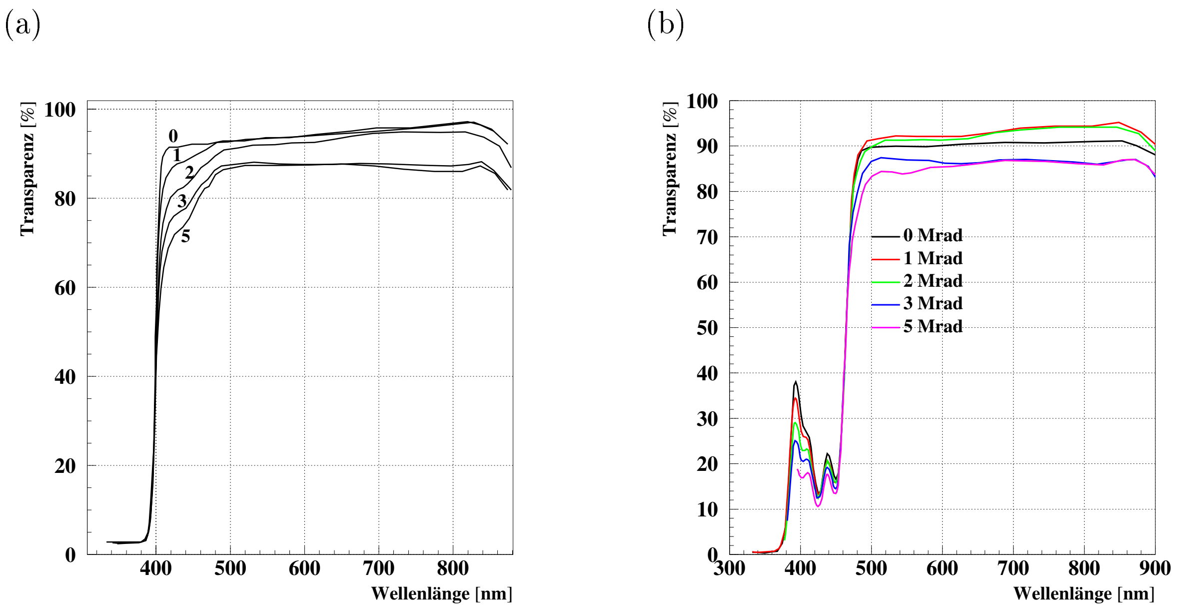


Abbildung 4.10: (a) Die Transparenz des Szintillators BC-408 als Funktion der Wellenlänge mit der applizierten Strahlendosis als Parameter. Die Zahlen bei den Kurven geben die Strahlendosis in Mrad an. (b) Die Transparenz des Wellenlängenschiebers BC-482A als Funktion der Wellenlänge mit der applizierten Strahlendosis als Parameter [19].

zu beobachten ist.

4.2 Einführung in die Theorie rauscharmer Vorverstärker

Aus dem vorstehenden Kapitel 4.1 ist klar geworden, daß nur ein kleiner Bruchteil des ursprünglich vom Schauer erzeugten Lichtes bei den Photodioden ankommt. Dieser Anteil läßt sich unter Berücksichtigung der Lichtverluste abschätzen. Es müssen die Verluste bei der Lichtsammlung in Szintillator und Wellenlängenschieber, die Effizienz der Konversion des Lichtes im Wellenlängenschieber, die Abschwächung in den Szintillatoren und Wellenlängenschiebern und die Quanteneffizienz der Photodioden berücksichtigt werden. Mit den jeweiligen Abschätzungen für die Effizienzen ergibt sich, daß nur ca. 5-10% des vom Schauer erzeugten Lichtes ein Signal in den Photodioden verursachen. Mit der Abschätzung für die Ladungsausbeute ξ aus Abschnitt 3.2.1 ergibt sich für eine Energiedeposition von 5 GeV im Kalorimeter ein Ladungssignal von 75000 e^- auf den Photodioden des Kalorimeters. Da sich diese Ladung auf mehrere Kanäle aufteilt (ca. 20), muß ein einzelner Auslesekanal in der Lage sein, eine Ladung von ca. 1000 Elektronen sicher zu messen. Diese Forderung stellt hohe Ansprüche an die Ausleseelektronik, besonders, was deren Rauschverhalten angeht. Um die Photodioden auszulesen, wurde deshalb ein speziell dafür entwickelter Auslesechip in einer 1.2 μm CMOS-Technologie der Firma AMS (Austria Micro Systeme) gebaut. Um das Design dieses Chips verstehen zu können, werden zunächst einige technologische Grundlagen erläutert, bevor dann das Design des Chips besprochen wird.

4.2.1 Der MOS-Transistor

Die Funktionsweise eines MOS-Transistors

Das grundlegende Bauelement der CMOS-Technologie ist der MOS-Transistor. Die Abkürzung MOS bedeutet Metal-Oxide-Semiconductor und wird verständlich, wenn der Aufbau des MOS-Transistors in Abbildung 4.11 im Querschnitt betrachtet wird. Der MOS-Transistor ist auf einem Substrat aus vordotiertem p-Silizium aufgebaut. Er besteht aus zwei hochdotierten n-Gebieten, die durch das Substrat getrennt sind und Source (S) und Drain (D) genannt werden. Über dem Spalt zwischen Source und Drain befindet sich durch eine Isolatorschicht getrennt das Gate (G) des MOS-Transistors. Wird an das Gate des Transistors eine positive Spannung angelegt, so sammeln sich unter dem Gate negative Ladungen aus dem Substrat an, die direkt an der Grenzfläche zwischen Isolator und Substrat einen leitenden Kanal zwischen Source und Drain ausbilden. Dadurch kann zwischen Source und Drain ein Strom fließen, dessen Stärke durch die Anzahl der Ladunsträger im Kanal, also der Gatespannung, geregelt werden kann. Es gibt zwei Arten von MOS-Transistoren, den nMOS-Transistor und den pMOS-Transistor. Diese unterscheiden sich lediglich in der Polarität des leitenden Kanals. In Abbildung 4.11 ist ein nMOS-Transistor dargestellt. Für einen pMOS-Transistor müssen sämtliche Dotierungen und Spannungen invertiert werden.

Bevor sich der leitende Kanal ausbildet, muß die Gate-Source-Spannung V_{GS} zuerst

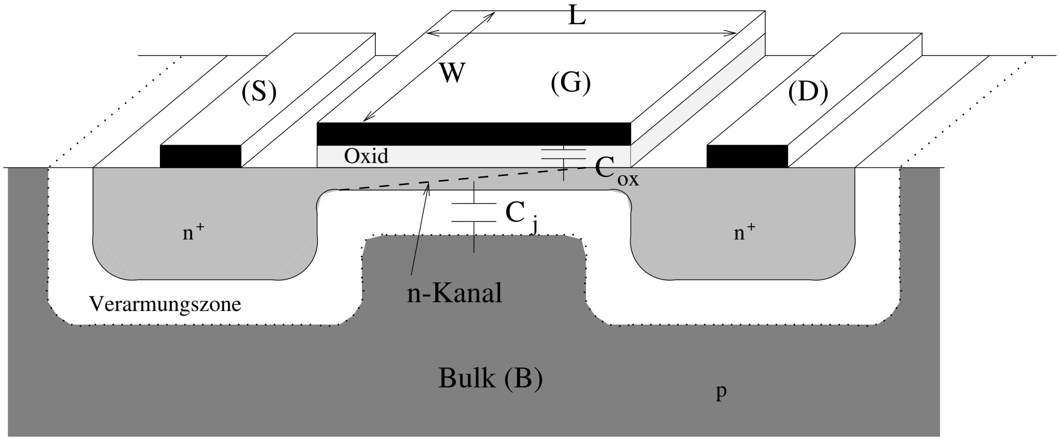


Abbildung 4.11: Ein nMOS-Transistor im Querschnitt, das Gate (G) des Transistors ist durch eine Isolatorschicht vom Substrat (B) getrennt. Soure (S) und Drain (D) sind durch den leitenden n-Kanal verbunden, dessen Leitfähigkeit mit der Gatespannung kontrolliert werden kann.

eine Schwellenspannung V_T überschreiten. Diese Schwellenspannung ist gegeben durch

$$V_T = V_{T0} \pm \gamma(\sqrt{2|\phi_F| - V_{BS}} - \sqrt{2|\phi_F|}) \tag{4.3}$$

Dabei ist V_{T0} ein Prozessparameter, der durch den verwendeten Fertigungsprozeß vorgegeben ist. Dieser Parameter hängt von der Dotierung des Substrats ab. V_{BS} ist die Bulk(Substrat)-Source-Spannung. Diese ist immer negativ, da ansonsten die Bulk-Source-Diode in Durchlaßrichtung gepolt ist. Das Pluszeichen in Gleichung 4.3 gilt für nMOS- und das Minuszeichen für pMOS-Transistoren. Der Faktor γ ist ebenfalls durch den Prozeß vorgegeben und läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\epsilon_{Si} q N_{SUB}}}{C_{ox}} \tag{4.4}$$

Dabei ist $\epsilon_{Si} = 1.06$ pF/cm die Dielektrizitätskonstante von Silizium, q die Elementarladung, N_{SUB} die Dotierungskonzentration des Substrates und C_{ox} die Kapazität der Oxidschicht zwischen Gate und Kanal pro Einheitsfläche. Das Oberflächenpotential des Kanals an der Source $2\phi_F$ ist gegeben durch

$$2\phi_F = \pm 2\frac{kT}{q} \ln \frac{N_{SUB}}{n_i} \tag{4.5}$$

k ist die Boltzmann Konstante, T die absolute Temperatur und n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte von Silizium. Das Pluszeichen steht für den nMOS- und das Minuszeichen für den pMOS-Transistor. Auch diese Größe ist nur von dem verwendeten Prozeß abhängig. Wenn von der Temperatur abgesehen wird, ist die Bulk-Source-Spannung V_{BS} der einzige veränderliche Parameter in Gleichung 4.3. Es ist zu bemerken, daß bei einer absoluten Vergrößerung von V_{BS} die Schwellenspannung V_T ansteigt. Dieser Effekt wird Bulk- oder Body-Effekt genannt.

Zwischen dem n-Kanal, Source und Drain und dem Substrat befindet sich, wie bei jedem pn-Übergang, eine Verarmungszone, die keine freien Ladungsträger enthält. Diese

Schicht isoliert das Substrat von den leitenden Bereichen des Transistors. Die Dicke der Schicht ist von der Sperrspannung, die zwischen dem n-Kanal und dem Substrat anliegt, abhängig. Die Dicke der Sperrschicht ist proportional zur Wurzel der Sperrspannung. Verändert sich die Spannung zwischen Substrat und Kanal, so variiert die Dicke der Sperrschicht. Wird die Dicke, also die Sperrspannung variiert, so dehnt sich die Sperrschicht mehr oder weniger in den n-Kanal aus und beeinflußt so seine Leitfähigkeit. Der Strom zwischen Gate und Drain kann also nicht nur mit der Gatespannung, sondern auch durch die Source-Bulk(Substrat) Spannung V_{BS} geregelt werden. Der MOS-Transistor besitzt also zwei steuernde Eingänge. Genau diesem Effekt wird in der Erhöhung der Schwellenspannung V_T bei absolut größerem V_{BS} Rechnung getragen. Der Einfluß des Substrates auf die Leitfähigkeit des Kanals ist jedoch wesentlich geringer als die des Gates. Das wird klar, wenn die in Abbildung 4.11 eingezeichnete Gatekapazität $C_{ox} = \epsilon_{ox}/t_{ox}$ zwischen Gate und Kanal relativ zu der Sperrschichtkapazität $C_j = \epsilon_{Si}/t_{Si}$ zwischen Substrat und Kanal betrachtet wird. Die Dicke der Oxidschicht t_{ox} liegt typischerweise bei 50 nm, wogegen die Sperrschichtdicke t_{Si} bei 1 μm liegt. Das bedeutet, daß C_{ox} viel größer ist als C_j und damit eine Änderung der Gatespannung viel größeren Einfluß auf die Ladung im Kanal hat als eine Änderung der Substratspannung. Dies drückt sich in einer relativ schwachen Abhängigkeit der Schwellenspannung V_T von V_{BS} aus. Das Verhältnis der beiden Kapazitäten kann berechnet werden und ergibt

$$n - 1 := \frac{C_j}{C_{ox}} = \frac{\gamma}{2\sqrt{2|\phi_F| - V_{BS}}} \tag{4.6}$$

Hier ist der Parameter n definiert, der später verwendet wird.

In Abbildung 4.12 ist das Ausgangskennlinienfeld eines nMOS-Transistors aufgetragen. Aufgetragen ist der Drainstrom I_D als Funktion der Drain-Source-Spannung V_{DS} mit der Gate-Source-Spannung V_{GS} als Parameter. Es ist zu beobachten, daß für kleine Werte von V_{DS} der Strom linear mit der Spannung ansteigt. Das ist verständlich, wenn Abbildung 4.11 betrachtet wird. Für kleine V_{DS} ändert sich das Potential längs des Kanals nur wenig. Deshalb ändert sich auch die Kanal-Bulk-Spannung V_{BC} nicht. Wenn sich diese Spannung aber nicht ändert, so bleibt auch die Schwellenspannung V_T und damit die Ladungsdichte über den gesamten Kanal konstant. Deshalb bildet der Kanal einen ohmschen Widerstand. Dieser Arbeitsbereich des Transistors wird aus diesem Grund linearer Bereich genannt.

Wird V_{DS} größer, so wird V_{BC} längs des Kanals größer, so daß sich an der Drainseite die Substrat-Kanal Sperrschicht immer weiter in den Kanal ausdehnt, bis dieser schließlich abgeschnürt wird. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.11 durch den gestrichelten Verlauf der Kanal-Substrat-Sperrschicht angedeutet. Der Punkt, an dem der Kanal abgeschnürt wird, ist genau dann erreicht, wenn V_{DS} größer als die Differenz zwischen der Gate-Source-Spannung und der Schwellspannung $V_{GS} - V_T$ wird. Nachdem der Kanal abgeschnürt wurde, kann der Strom I_D zwischen Source und Drain nicht weiter ansteigen, weil die Potentialdifferenz zwischen der Source und der Stelle der Abschnürung immer gleich $V_{GS} - V_T$ bleibt und der Rest von V_{DS} über die Sperrschicht zwischen dem Kanal und dem Draingebiet abfällt. Die Drain-Source-Spannung, bei der der Kanal abgeschnürt wird, wird Sättigungsspannung $V_{sat} = V_{GS} - V_T$ genannt. Der Arbeitsbereich, in dem sich der Transistor jetzt befindet, wird Sättigungsbereich genannt. Die dargestellte Modellvorstellung entspricht der Wirklichkeit nicht ganz exakt, da, wie in Abbildung 4.12 zu sehen, der Drainstrom I_D im Sättigungsbereich leicht ansteigt. Das kommt daher, daß sich nach Erreichen der Sättigung bei weiterer Erhöhung von V_{DS} die Sperrschicht

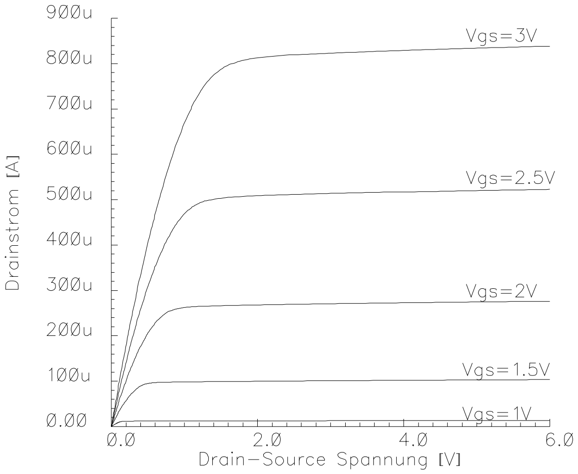


Abbildung 4.12: Das Ausgangskennlinienfeld eines nMOS-Transistors. Der Drainstrom I_D steigt bis zu einem Sättigungswert an. Nach Erreichen der Sättigung steigt der Drainstrom nur noch schwach aufgrund der Kanallängenmodulation an.

noch weiter in den Kanal ausdehnt und dieser deshalb kürzer wird. Der Potentialabfall über die Kanallänge bleibt jedoch konstant, so daß das im Kanal vorhandene elektrische Feld ansteigt. Das hat eine Erhöhung des Drainstromes zur Folge. Dieser Effekt wird Kanallängenmodulation genannt. Der Effekt hängt von der Gesamtlänge des Kanals ab, da die Änderung der Kanallänge, relativ zur Gesamtlänge des Kanals gesehen, für große Kanallängen immer kleiner wird. Für große Kanallängen steigt der Strom in der Sättigung also kaum an.

Der Drainstrom I_D kann im linearen Arbeitsbereich folgendermaßen beschrieben werden.

$$I_D = \beta(V_{GS} - V_T - \frac{n}{2}V_{DS})V_{DS} \tag{4.7}$$

Dabei ist $\beta = K_p \frac{W}{L}$. W und L sind die Breite bzw. Länge des Gate. K_p ist ein Prozeßparameter und ist das Produkt aus Beweglichkeit μ der Ladungsträger und der Oxidkapazität $K_p = \mu C_{ox}$. Der Parameter n ist in Gleichung 4.6 definiert. Dieser Parameter berücksichtigt, daß sich die Schwellenspannung längs des Kanals aufgrund der sich ändernden Kanal-Substrat-Potentialdifferenz ändert. Bisher wurde immer stillschweigend angenommen, daß sich die Schwellenspannung über die Kanallänge nicht ändert. Wird in Gleichung 4.7 für V_{DS} der oben hergeleitete Wert für die Sättigungsspannung $V_{sat} = V_{GS} - V_T$ eingesetzt, ergibt sich der Drainstrom für den Sättigungsbereich. Hierbei muß jedoch auch berücksichtigt werden, daß sich diese Spannung durch den Anstieg der Schwellenspannung längs des Kanals verringert. Dieser Effekt wird berücksichtigt, indem V_{sat}/n in Gleichung 4.7 eingesetzt wird. Es ergibt sich

$$I_{Dsat} = \frac{\beta}{2n}(V_{GS} - V_T)^2 \tag{4.8}$$

Diese Gleichung beschreibt den langsamen Anstieg des Stromes in der Sättigung nicht. Um dieses Verhalten ebenfalls zu beschreiben, wird in Gleichung 4.8 ein zusätzlicher Parameter λ eingeführt.

$$I_{Dsat} = \frac{\beta}{2n}(V_{GS} - V_T)^2(1 + \lambda V_{DS}) \tag{4.9}$$

Der Parameter λ hängt von der Kanallänge ab. Der Zusammenhang zwischen I_D und V_{GS} in der Sättigung wird Übertragungskennlinie genannt. Die Übertragungskennlinien sind Parabeln, deren Scheitel bei der Schwellenspannung V_T liegt. Da V_T von V_{BS} abhängt, verschieben sich die Parabeln mit V_{BS}. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.13 zu sehen.

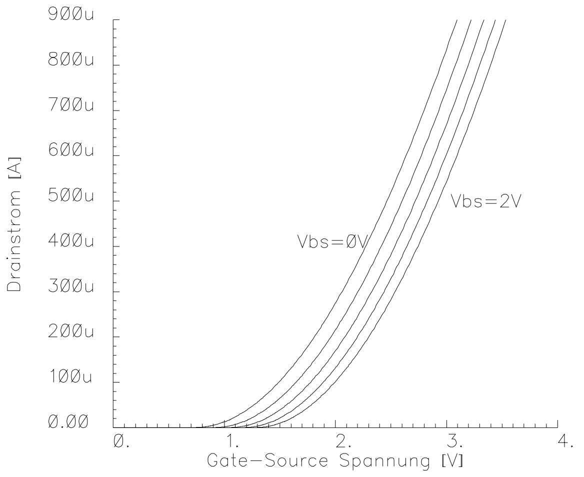


Abbildung 4.13: Die Übertragungskennlinie eines nMOS Transistors für verschiedene V_{BS} von 0 bis 2 V in Schritten von 0.5 V.

Das Kleinsignalersatzschaltbild eines MOS-Transistors

In elektronischen Schaltungen werden meistens Signale verarbeitet, die kleinen Störungen auf Gleichspannungen entsprechen. Das bedeutet, daß das eigentliche Signal nur eine kleine Störung des Arbeitspunktes der Schaltung verursacht. Aus diesem Grund müssen nicht die Gleichungen aus dem vorstehenden Abschnitt zur Berechnung der Schaltung verwendet werden, sondern es kann ein linearisiertes Modell angenommen werden. Die Linearisierung bedeutet, daß die Schaltung um ihren Arbeitspunkt bis zur linearen Ordnung entwickelt wird. Im folgenden stehen groß geschriebene Symbole wie z.B. V_{GS} für die Absolutwerte der Spannungen und Ströme, klein geschriebene Symbole v_{GS} für die Kleinsignalkomponente.

Wird eine kleine Auslenkung der Gate-Source-Spannung v_{GS} betrachtet, so ergibt sich aus der Linearisierung der Übertragungskennlinie (Gleichung 4.9) die Steilheit $g_m =$

dI_{Dsat}/dV_{GS} des Transistors in Sättigung

$$g_m = 2\frac{K_p}{2n}\frac{W}{L}(V_{GSQ} - V_T) \tag{4.10}$$

V_{GSQ} ist die Gate-Source-Spannung im Arbeitspunkt. Andere Ausdrücke für g_m sind

$$g_m = \frac{2I_{DSQ}}{V_{GSQ} - V_T} \tag{4.11}$$

$$g_m = 2\sqrt{\frac{K_p}{2n}\frac{W}{L}I_{DSQ}}\,, \tag{4.12}$$

wobei I_{DSQ} der Drainstrom im Arbeitspunkt ist.

Da die Schwellenspannung von der zweiten Steuerspannung V_{BS} des MOS-Transistors abhängig ist, kann auch für kleine Änderungen dieser Spannung eine Steilheit für den Body-Effekt berechnet werden. Durch Einsetzen von Gleichung 4.3 in Gleichung 4.9 und ableiten nach V_{BS} ergibt sich

$$g_{mb} = \frac{\gamma}{2\sqrt{2|\phi_F| - V_{BSQ}}}g_m = (n-1)g_m \tag{4.13}$$

Der Ausgangswiderstand des Transistors ergibt sich durch Ableiten von Gleichung 4.9 nach V_{DS} zu

$$r_o = \frac{1}{\lambda I_{Dsat}} \tag{4.14}$$

Das sich ergebende Kleinsignalersatzschaltbild eines MOS-Transistors ist in Abbildung 4.14 zu sehen. In diesem Ersatzschaltbild sind keine parasitären Kapazitäten des Transistors mit berücksichtigt. Es gilt deshalb nur für kleine Signalfrequenzen.

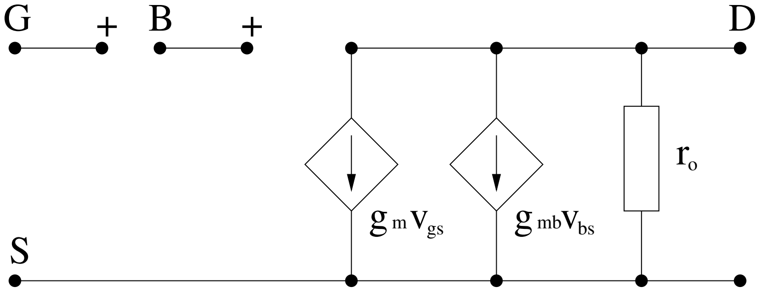


Abbildung 4.14: Das Kleinsignalersatzschaltbild eines MOS-Transistors. Es sind keine Kapazitäten mit berücksichtigt.

Rauschquellen in einem MOS-Transistor

Die mittlere Rauschleistung pro Frequenzintervall eines thermisch rauschenden Widerstandes mit dem Wert R ist nach dem Nyquist-Theorem durch

$$v_n^2 = 4kTR \tag{4.15}$$

gegeben. Dabei ist k die Boltzmannkonstante und T die absolute Temperatur. In diesem Fall ist das Rauschen durch eine Spannungsquelle in Serie mit dem Widerstand beschrieben. Das Rauschen kann auch durch eine zum Widerstand parallele äquivalente Stromquelle modelliert werden. Die Umrechnung ergibt

$$i_n^2 = \frac{v_n^2}{R^2} = \frac{4kT}{R} \tag{4.16}$$

Im linearen Arbeitsbereich eines MOS-Transistors stellt der Kanal einen homogenen Widerstand dar, und das Kanalrauschen kann mit Gleichung 4.16 berechnet werden. Im Falle der Sättigung ändert sich jedoch der Kanalwiderstand längs des Kanals, und das Rauschen muß durch Aufsummieren des Rauschens infinitesimaler Kanalstücke über die gesamte Kanallänge berechnet werden. Das Ergebnis dieser Rechnung für das thermische Kanalrauschen i_d^2 ist

$$i_d^2 = 4kT\frac{2}{3}g_m \tag{4.17}$$

Diese Gleichung wurde unter der vereinfachenden Annahme gewonnen, daß die Schwellenspannung sich längs des Kanals nicht ändert. Dieses Stromrauschen im leitenden Kanal des MOS-Transistors kann mit Hilfe der Steilheit g_m des Transistors in ein Spannungsrauschen am Gateeingang des Transistors umgerechnet werden. Es ergibt sich

$$v_i^2 = \frac{8}{3}kT\frac{1}{g_m} \tag{4.18}$$

Eine weitere Rauschquelle im MOS-Transistor ist durch das sogenannte 1/f-Rauschen gegeben. Der Beitrag des 1/f-Rauschens eines MOS-Transistors ist durch folgende Gleichung gegeben

$$i_f^2 = \frac{K_F I_D}{C_{ox} L^2 f} \tag{4.19}$$

Dabei ist K_F ein Prozessparameter. Mit Hilfe der Steilheit kann auch dieses Stromrauschen in ein Spannungsrauschen am Eingang umgerechnet werden.

$$v_f^2 = \frac{K_f}{C_{ox}^2 W L f} \tag{4.20}$$

Dabei ist $K_f = K_F/2\mu$. Das 1/f-Rauschen ist umgekehrt proportional zur Gatefläche WL des Transistors und zur Frequenz f.

Die bisher besprochenen Rauschquellen im MOS-Transistor kommen durch seine Funktionsweise zustande und sind prinzipiell nicht vermeidbar. Außer diesen Rauschquellen gibt es jedoch noch einige, die von parasitären Effekten herrühren und unter speziellen Bedingungen dominant werden können. Das Gate eines MOS-Transistors ist im allgemeinen aus stark n-dotiertem Polysilizium. Dieses Material hat einen endlichen Widerstand und damit verbunden ein thermisches Rauschen, das nach Gleichung 4.15 berechnet werden kann. Dieses Rauschen trägt direkt zum Eingangsrauschen bei und wird wichtig, wenn der Gatewiderstand R_G groß wird. Der Gatewiderstand wird groß, wenn der Transistor ein großes Verhältnis $\frac{W}{L}$ hat, da sich der Gatewiderstand aus $R_G = \frac{W}{L} \cdot R_{sq}$, wobei $W > L$ gilt und R_{sq} der Widerstand pro Einheitsfläche des Gatematerials ist. Dieser Umstand kann umgangen werden, wenn Transistoren mit großem $\frac{W}{L}$ aus einer Parallelschaltung vieler Transistoren mit kleinem $\frac{W}{L}$ realisiert werden. Weiterhin hat auch das Substrat, das, genau wie das Gate, ein Steuereingang ist, einen Widerstand, der ein thermisches Rauschen verursacht. Das Rauschen dieses Widerstandes R_B kann in ein äquivalentes Stromrauschen des Drainstromes umgerechnet werden. Die Rauschspannung des Bulkwiderstandes v_{dB}^2 übersetzt sich mit der Steilheit g_{mb} in das zusätzliche Stromrauschen des Drainstromes

$$i_{dB}^2 = 4kTR_B g_{mb}^2 \tag{4.21}$$

Dieser Beitrag kann also minimiert werden, wenn g_{mb} klein gemacht werden kann. Aus Gleichung 4.13 ist ersichtlich, daß g_{mb} für betragsmäßig große V_{BS} klein wird. Deshalb kann dieser Beitrag zum Rauschen durch geschickte Layouttechniken, die R_B verringern, und der Vergrößerung von V_{BS} verkleinert werden.

In Abbildung 4.15 ist das vollständige Kleinsignalersatzschaltbild eines MOS-Transistors mit den Rauschquellen und Kapazitäten gezeigt. Die in der Abbildung eingezeichneten Kapazitäten erklären sich wie folgt. Die Gate-Source-Kapazität repräsentiert die Kapazität des Kanals zum Gate des Transistors. Der Wert dieser Kapazität für den Transistor in Sättigung ist $C_{GS} = 2/3 C_{ox} WL$. Die Gate-Drain-Kapazität C_{GD} kommt durch den teilweisen Überlapp zwischen dem Gate und dem Draingebiet zustande. Die Drain-Bulk- und Source-Bulk-Kapazitäten C_{BD} und C_{BS} sind jeweils die Sperrschichtkapazitäten der pn-Übergänge. Die Bulk-Kanal-Kapazität C_{BC} ist die Sperrschichtkapazität des Kanal-Bulk-pn-Überganges. Sämtliche Rauschquellen können in eine äquivalente Rauschquelle am Eingang des Transistors umgerechnet werden. Die gesamte Rauschleistung am Eingang berechnet sich zu

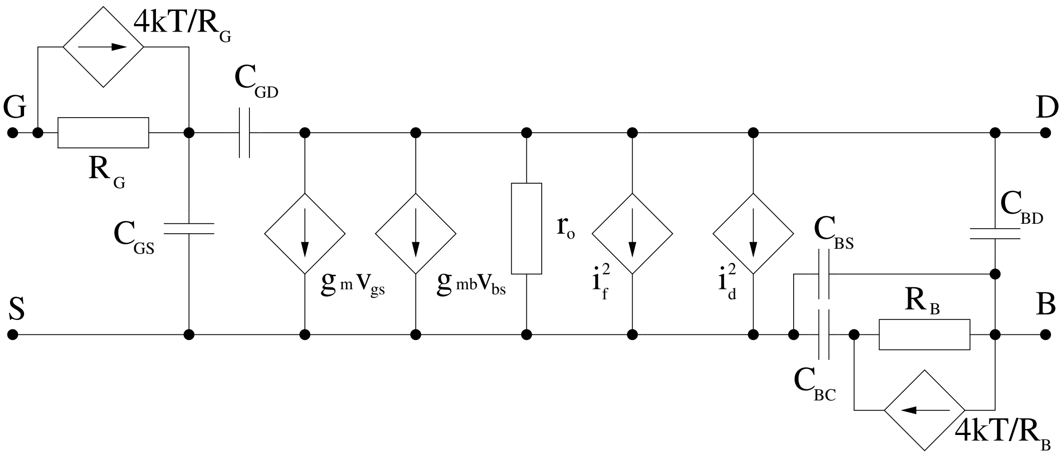


Abbildung 4.15: Das vollständige Kleinsignalersatzschaltbild eines MOS-Transistors mit seinen Rauschquellen und den Kapazitäten.

$$v_i^2 = \frac{i_d^2 + i_{dB}^2}{g_m} + v_f^2 + 4kTR_G \tag{4.22}$$

4.2.2 Das Prinzip eines Ladungsverstärkers

In Abbildung 4.16 ist eine Prinzipschaltskizze eines Ladungsverstärkers gezeigt. In Abbildung 4.16 repräsentiert das Dreieck einen idealen invertierenden Spannungsverstärker mit

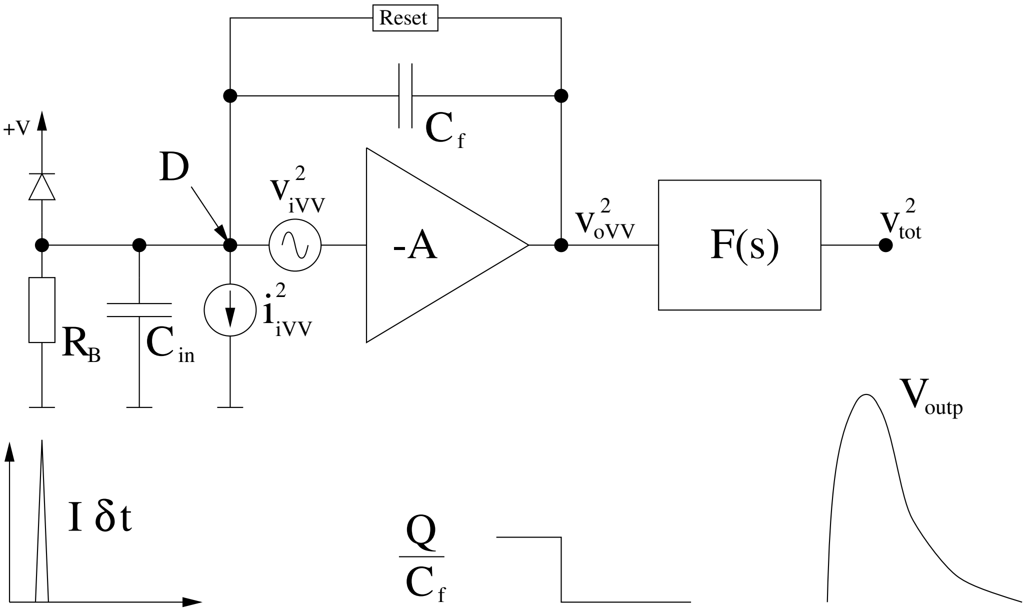


Abbildung 4.16: Prinzipschaltbild eines Ladungsverstärkers. Das Dreieck repräsentiert einen idealen invertierenden Spannungsverstärker mit der Verstärkung A. Das Rauschen jedes realen Verstärkers kann mit einer Rauschspannungsquelle und einer Rauschstromquelle am Eingang beschrieben werden.

Verstärkung A. Da ein realer Verstärker sowohl bei kurzgeschlossenem als auch bei offenem Eingang ein Rauschen am Ausgang aufweist, kann das Rauschverhalten durch eine Rauschspannungsquelle und eine Rauschstromquelle am Eingang eines idealen rauschfreien Verstärkers modelliert werden. Bei offenem Eingang trägt nur die Rauschstromquelle zum Rauschen bei, und bei kurzgeschlossenem Eingang kann nur die Rauschspannungsquelle zum Ausgangsrauschen beitragen. Im allgemeinen ist am Eingang eines jeden Verstärkers eine Kapazität C_{in} angeschlossen, die sich aus der Eingangskapazität des Verstärkers C_{inV}, der Kapazität der Signalzuleitungen C_p und der Detektorkapazität(Photodioden) C_d zusammensetzt. Es gilt also

$$C_{in} = C_{inV} + C_p + C_d \tag{4.23}$$

Das Eingangssignal eines Ladungsverstärkers besteht aus einem Eingangsstrom. Der Spannungsverstärker ist über eine Kapazität C_f zurückgekoppelt, auf der, wie gleich gezeigt werden wird, der Eingangsstrom integriert wird. Der Ausgang des Ladungsverstärkers wird im allgemeinen durch ein Filter mit der Übertragungsfunktion $F(s)$ geleitet, um Rauschfrequenzen, die nicht im Frequenzbereich der Signalfrequenz liegen, zu unterdrücken.

Die Übertragungsfunktion der Schaltung aus Abbildung 4.16 läßt sich durch Anwendung der Kirchhoffschen Knotenregel auf den Punkt D berechnen. Dabei werden zunächst die eingezeichneten Rauschquellen außer acht gelassen. Die Knotenregel ergibt

$$I_{in} = (V_{out} - V_{in})sC_f - V_{in}sC_{in} \ , \tag{4.24}$$

wobei $s = i\omega$ gilt und ω die Kreisfrequenz bedeutet. Wenn die Beziehung zwischen der Eingangs- und Ausgangsspannung des Verstärkers $V_{out} = -AV_{in}$ eingesetzt wird, ergibt sich die Übertragungsfunktion zu

$$\frac{V_{out}}{I_{in}} = \frac{A}{s((A+1)C_f + C_{in})} \tag{4.25}$$

Dieses Ergebnis kann so interpretiert werden, daß durch den Spannungsverstärker mit der Verstärkung $-A$ die Rückkoppelkapazität vom Eingang her gesehen mit dem Faktor A multipliziert, zu C_{in} parallel geschaltet erscheint. Die Spannungsverstärkung A ist im allgemeinen sehr groß (> 1000), so daß der Wert der Eingangskapazität C_{in} gegenüber AC_f praktisch keine Rolle mehr spielt und vernachlässigt werden kann. Das heißt, daß der ganze Eingangsstrom auf die Rückkoppelkapazität fließt, und dort integriert wird. Die unter der Annahme $A >> 1$ vereinfachte Übertragungsfunktion des Integrators lautet demnach

$$\frac{V_{out}}{I_{in}} = \frac{1}{sC_f} \tag{4.26}$$

Die Signale aus den Photodioden des Kalorimeters sind näherungsweise deltaförmige Strompulse. Mit Hilfe der Laplacetransformation [20] kann aus der Übertagungsfunktion und der Laplacetransformierten des deltaförmigen Eingangssignales das Ausgangssignal durch Produktbildung berechnet werden. Die Laplacetransformierte des Deltaimpulses ist sein Ladungsinhalt, also ergibt sich

$$V_{out}(s) = \frac{Q}{sC_f} \tag{4.27}$$

Wird diese Gleichung in den Zeitbereich zurücktransformiert, so ergibt sich

$$V_{out}(t) = \frac{Q}{C_f}\Theta(t) , \tag{4.28}$$

wobei $\Theta(t)$ die Sprungfunktion ist. Die Sprungfunktion ist die Laplacetransformierte von $1/s$. Dieses Ergebnis bedeutet, daß ein Strompuls der Ladung Q am Eingang des Ladungsverstärkers einen Spannungssprung der Höhe $\frac{Q}{C_f}$ am Ausgang des Verstärkers verursacht. Wird die Rückkoppelkapazität nicht entladen, so addieren sich die Spannungssprünge am Ausgang des Verstärkers sukzessive. Da reale Verstärker nur einen endlichen Ausgangsspannungsbereich zur Verfügung haben, bedeutet das, daß der Verstärker nach einer gewissen Zeit in die Sättigung geht. Um das zu verhindern, ist der Rückkoppelkapazität C_f ein großer Widerstand R_f parallel geschaltet, der bewirkt, daß sich der Spannungssprung durch Entladung von C_f langsam mit der Zeitkonstanten $\tau = R_f C_f$ abbaut.

Der Spannungssprung aus dem Vorverstärker wird anschließend durch das Filter $F(s)$ in seiner Form verändert. Als Filter werden üblicherweise Kombinationen aus Integratoren und Differenzierern verwendet, die hintereinander geschaltet sind. Hier soll beispielhaft die etwas verallgemeinerte Anordnung besprochen werden, die für den "FroPhoDiChi"-Verstärker gewählt wurde. Diese Anordnung besteht aus einer Differenzierstufe und einer nachfolgenden Kette aus n Integratoren. Sowohl der Differenzierer als auch die Integratoren arbeiten mit der gleichen Zeitkonstante τ_0. Die Übertragungsfunktion eines Differenzierers ist durch

$$H(s) = \frac{s\tau_0}{1 + s\tau_0} \tag{4.29}$$

gegeben, die eines Integrators durch

$$H(s) = \frac{A}{1 + s\tau_0} \, , \tag{4.30}$$

wobei A die Gleichspannungsverstärkung des Integrators ist. Die Übertragungsfunktion der ganzen Kette ergibt sich aus dem Produkt der Übertragungsfunktionen der einzelnen Glieder zu

$$F(s) = \left[\frac{s\tau_0}{1 + s\tau_0}\right] \left[\frac{A}{1 + s\tau_0}\right]^n \tag{4.31}$$

Ein Filter mit dieser Übertragungsfunktion wird auch semi-gaußischer Shaper genannt. Das Ausgangssignal des Shapers für die Sprungfunktion aus dem Vorverstärker läßt sich durch das Produkt der Laplacetransformierten der Sprungfunktion mit $F(s)$ berechnen. Das Ergebnis lautet

$$V_{out}(s) = \left[\frac{s\tau_0}{1 + s\tau_0}\right] \left[\frac{A}{1 + s\tau_0}\right]^n \frac{Q}{sC_f} \tag{4.32}$$

Wird diese Funktion in den Zeitbereich zurücktransformiert, ergibt sich

$$V_{out}(t) = \frac{QA^n n^n}{C_f n!} \left(\frac{t}{\tau_s}\right)^n e^{-nt/\tau_s} \, , \tag{4.33}$$

wobei $\tau_s = n \cdot \tau_0$ ist. τ_s wird Shaperzeit genannt. Das ist das Ausgangssignal, das ein deltaförmiger Stromimpuls am Eingang des Ladungsverstärkers an dessen Ausgang erzeugt. Für große n nähert sich das Aussehen der Kurve aus Gleichung 4.33 immer mehr einer Gaußkurve. Das ist auch der Grund, warum dieses Filter semi-gaußischer Shaper genannt wird. Das Maximum der Kurve aus Gleichung 4.33 berechnet sich zu

$$V_{outp} = \frac{QA^n n^n}{C_f n! e^n} \tag{4.34}$$

Die maximale Ausgangsspannung ist also direkt proportional zur Ladung Q des deltaförmigen Strompulses aus der Photodiode. Durch die Messung dieser Amplitude kann also die Eingangsladung bestimmt werden. Das Maximum wird für $t = \tau_s$ angenommen. Die vorstehenden Rechnungen sind für eine ideale Sprungfunktion am Eingang des Shapers gemacht. In der Realität ist das Eingangssignal aber keine Sprungfunktion, sondern durch die langsame Entladung des Rückkoppelkondensators ein Spannungssprung, der sich mit der Zeitkonstanten $\tau = R_f C_f$ abbaut. Durch diesen Abfall wird ein Unterschwinger im Ausgangssignal des Shapers verursacht, dessen Zeitdauer der Abfallzeit der Stufenfunktion entspricht. Auch die Ausgangsamplitude des Signals wird verringert, ist aber immer noch proportional zu der Eingangsladung. Ein Nachteil dieses Verhaltens ist, daß die Signaldauer verlängert wird und damit die Gefahr steigt, daß kurz aufeinanderfolgende Strompulse sich überlagern und dadurch Meßfehler entstehen. Dieser Effekt wird "pile-up" (dt. Anhäufung) genannt. In Abbildung 4.17 ist das Ausgangssignal des Shapers für eine ideale Sprungfunktion und für eine langsam abfallende Sprungfunktion gezeigt.

In der bisherigen Betrachtung wurde noch nicht auf die beiden Rauschquellen am Eingang des Verstärkers eingegangen. Es stellt sich die Frage, wie sich die Signale dieser Quellen auf den Ausgang übertragen. Für die Rauschstromquelle ergibt sich genau die gleiche Übertragungsfunktion wie für den Eingangsstrom, da beide Stromquellen parallel

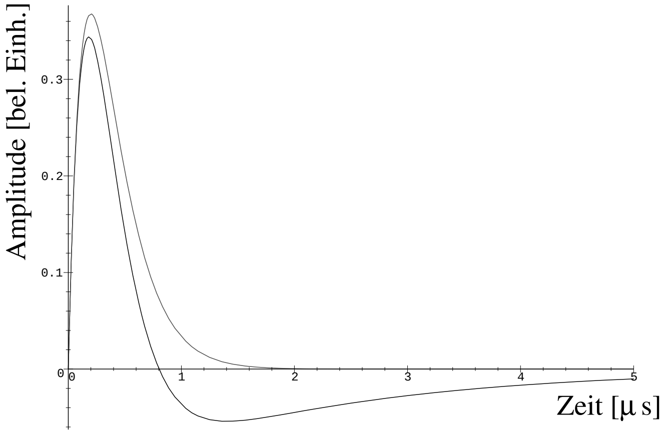


Abbildung 4.17: Das Ausgangssignal des Shapers(n=1, A=10) bei einer idealen Sprungfunktion als Eingang und bei einer langsam abfallenden Sprungfunktion als Eingang.

geschaltet sind und sich prinzipiell nicht unterscheiden. Das heißt, daß die am Ausgang des Vorverstärkers durch die Rauschstromquelle verursachte Rauschleistung mit Hilfe von Gleichung 4.26 zu

$$v_{oVV}^2(s) = \left|\frac{1}{sC_f}\right|^2 i_{iVV}^2 \tag{4.35}$$

berechnet werden kann. Das Rauschen, das durch die Rauschstromquelle am Eingang verursacht wird, wird auch paralleles Rauschen genannt. Um die Übertragungsfunktion der Rauschspannungsquelle am Eingang zu ermitteln, wird die Kirchhoffsche Knotenregel auf den Punkt D in Abbildung 4.16 angewendet. Es ergibt sich

$$V_D s C_{in} = V_{out} \frac{sC_{in}C_f}{C_{in} + C_f} \tag{4.36}$$

Unter Verwendung der Beziehungen $V_D = V_{in} + v_{iVV}$ und $V_{out} = -AV_{in}$ kann die vorstehende Gleichung in

$$\frac{v_{iVV}}{V_{out}} = \frac{C_f}{C_f + C_{in}} + \frac{1}{A} \tag{4.37}$$

umgeformt werden. Für große Verstärkungen A kann der letzte Term in Gleichung 4.37 vernachlässigt werden, und für die am Ausgang durch die Rauschspannungsquelle am Eingang erzeugte Rauschleistung gilt

$$v_{oVV}^2(s) = \left|\frac{C_{in} + C_f}{C_f}\right|^2 v_{iVV}^2 \tag{4.38}$$

Wenn die beiden Rauschquellen i_{iVV}^2 und v_{iVV}^2 unabhängig voneinander sind, können beide Rauschbeiträge aus den Gleichungen 4.35 und 4.38 zum Gesamtrauschen am Ausgang addiert werden.

$$v_{oVV}^2(s) = \left|\frac{C_{in} + C_f}{C_f}\right|^2 v_{iVV}^2 + \left|\frac{1}{sC_f}\right|^2 i_{iVV}^2 \tag{4.39}$$

Es ist zu bemerken, daß die Rauschleistung in Gleichung 4.39 näherungsweise linear mit C_{in}^2 ansteigt, wenn $C_{in} >> C_f$ gilt. Diese Bedingung ist für den "FroPhoDiChi"-Vorverstärker gut erfüllt ($C_f = 150\,\text{fF}, C_{in} \approx 12\text{pF}$). Je größer also die Eingangskapazität des Vorverstärkers ist, um so größer ist das Rauschen am Ausgang des Vorverstärkers. Um die Rauschleistung am Ausgang des Vorverstärkers zu minimieren, muß also darauf geachtet werden, daß ein Spannungsverstärker verwendet wird, der eine sehr kleine Eingangskapazität C_{inV} hat, da diese nach Gleichung 4.23 zur Gesamteingangskapazität C_{in} beiträgt. Außerdem müssen die vom Spannungsverstärker erzeugten Rauschleistungen i_{iVV}^2 und v_{iVV}^2 möglichst klein sein, um ein gutes Rauschverhalten zu erreichen.

Um die mittlere quadratische Abweichung der Rauschspannung am Ausgang des Gesamtsystems aus Vorverstärker und Shaper zu berechnen, muß die in Gleichung 4.39 gefundene Rauschleistung mit der Übertragungsfunktion des Shapers multipliziert und über alle Frequenzen integriert werden.

$$v_{tot}^2 = \int_0^\infty |v_{oVV}^2(i2\pi f)|^2 |F(i2\pi f)|^2 df \tag{4.40}$$

Das Rauschen eines Ladungsverstärkers wird üblicherweise in der Anzahl der Elementarladungen ausgedrückt, die als Eingangssignal nötig sind, um eine Ausgangsamplitude von der Höhe der mittleren quadratischen Abweichung $\sqrt{v_{tot}^2}$ zu erzeugen. Diese Kennzahl wird ENC (Equivalent Noise Charge) genannt. Die ENC berechnet sich durch Division von v_{tot} durch die Amplitude, die eine Elementarladung als Eingangssignal am Ausgang erzeugt. Diese Amplitude kann durch Einsetzen von $Q = q$, wobei q die Elementarladung ist, in Gleichung 4.34 berechnet werden.

$$ENC = \frac{v_{tot}}{V_{outp}(q)} \tag{4.41}$$

Es ist noch anzumerken, daß alle vorstehenden Betrachtungen unter der Annahme, daß die Verstärkung A des Spannungsverstärkers im Ladungsverstärker frequenzunabhängig ist. Für reale Spannungsverstärker ist das jedoch nicht der Fall. Die Spannungsverstärkung eines realen Verstärkers hängt im allgemeinen von der Signalfrequenz ab, und zwar dergestalt, daß A bei hohen Frequenzen abnimmt. Liegt die Frequenz, bei der A so niedrig wird, daß die oben gemachten Näherungen nicht mehr gelten, höher als die Grenzfrequenz des Shapers, ändert die Frequenzabhängigkeit von A nichts an der geführten Diskussion. Deshalb muß immer sichergestellt werden, daß diese Bedingung erfüllt ist.

4.3 Das Design des Auslesechips "FroPhoDiChi" für das VLQ-Kalorimeter

4.3.1 Der Ladungsverstärker

In Abbildung 4.18 ist das Prinzipschaltbild der Architektur des Ladungsverstärkers des Auslesechips für das VLQ-Kalorimeter gezeigt. Wie schon in Abbildung 4.16 zu sehen, ist der Ladungsverstärker zweistufig aus Vorverstärker und Shaper aufgebaut. An den

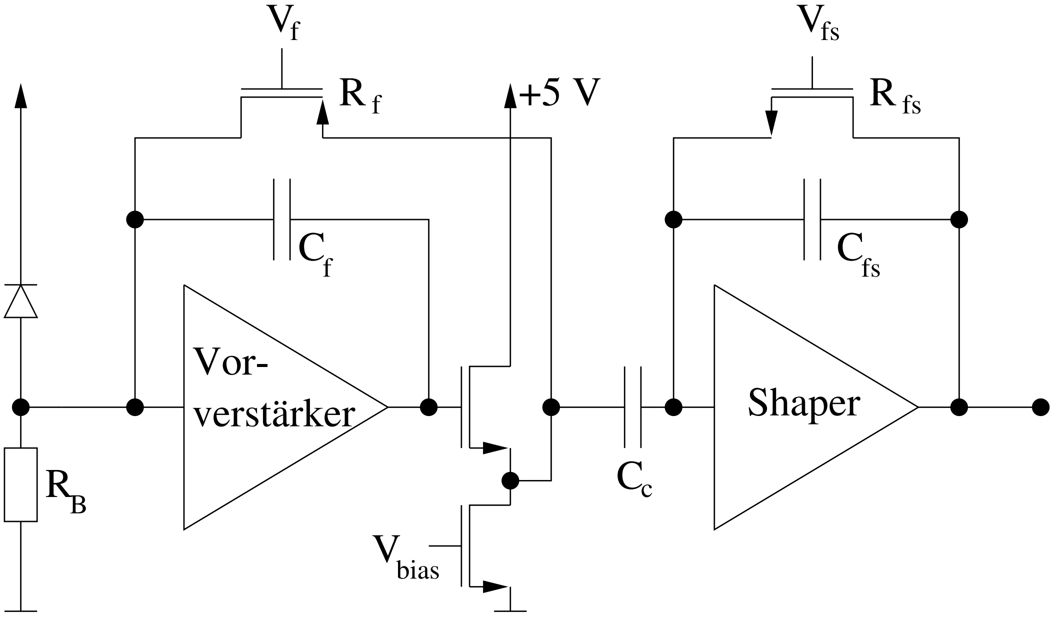


Abbildung 4.18: Prinzipschaltbild des Ladungsverstärkers für FroPhoDiChi. Der Ladungsverstärker ist wie in Abbildung 4.16 zweistufig aus Ladungsverstärker und Shaper aufgebaut.

Ausgang des Vorverstärkers ist ein Spannungsfolger geschaltet, der die Gleichspannung am Ausgang, die über den Widerstand R_f zum Eingang zurückgekoppelt wird, so verschiebt, daß sich der Vorverstärker in einem günstigen Arbeitspunkt befindet. Der Sourcefolger dient auch als Treiber für die Last des Vorverstärkers. Die Rückkoppelwiderstände R_f und R_{fs} sind mit im linearen Bereich betriebenen Transistoren realisiert. Diese Widerstände können mit den Spannungen V_f und V_{fs} geregelt werden.

Die Vorverstärkerschaltung

In Abbildung 4.19 ist die Schaltung gezeigt, die sich hinter dem Dreieck verbirgt, das in Abbildung 4.18 den Vorverstärker symbolisiert. Die Schaltung ist eine sogenannte “gefaltete Kaskode”. Das Funktionsprinzip der Schaltung ist folgendes. Am Gate des Transistors M2 liegt eine fest eingestellte Gleichspannung V_{M2} an. Da er in Sättigung arbeitet, bedeutet das, daß nach Gleichung 4.8 ein fester Drainstrom fließt. Dieser Transistor stellt also eine Stromquelle dar, die bei der gewählten Dimensionierung des Transistors und der gewählten Gatespannung einen Strom von 500 μA fließen läßt. Die Transistoren M4 und M5 sind ebenfalls als Stromquellen geschaltet, wobei M4 dazu dient den Ausgangswiderstand dieser Stromquelle zu erhöhen. Wird z.B. die Spannung am Drain von M4 erhöht, so bewirkt das aufgrund der schwachen Abhängigkeit des Drainstromes von der Drain-Source-Spannung (siehe Gleichung 4.9), daß der Drainstrom leicht abfällt. Dieser Abfall kann mit Hilfe des Ausgangswiderstandes von M4 aus Gleichung 4.14 berechnet werden. Da die Gatespannung an M4 fest ist, bewirkt der Abfall im Drainstrom nach Gleichung 4.8, daß sich die Gate-Source-Spannung von M4 vergrößert und damit das Potential am Drain von M5 ansteigt. Das wiederum hat zur Folge, daß aufgrund des

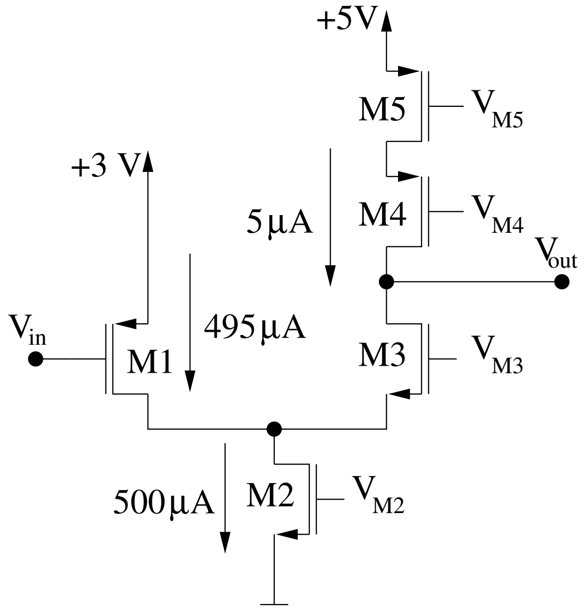


Abbildung 4.19: Das Schaltbild des Vorverstärkers

Ausgangswiderstandes von M5 der Drainstrom von M5 ansteigt. Da durch M4 und M5 der gleiche Strom fließen muß, arbeitet der Anstieg des Drainstromes in M5 gegen den Abfall des Drainstromes in M4. Aus diesem Grund ändert sich der Strom aus M4 und M5 bei einer Ausgangsspannungsänderung weniger, als wenn nur ein Transistor an dieser Stelle vorhanden wäre. Das heißt, daß an dieser Stelle ein sehr großer Ausgangswiderstand vorhanden ist. Für die gewählten Dimensionierungen und die gewählten Gatespannungen von M4 und M5 liefert die aus ihnen gebildete Stromquelle einen Strom von 5 μA. Die Differenz aus diesem Strom und dem Drainstrom von M2 muß nach Kirchhoff durch M1 fließen.

Wird auf das Gate von M1 ein Spannungssignal gegeben, so ändert sich dessen Gate-Source-Spannung und damit der Drainstrom. Da sich der Strom durch M2 nicht ändert, muß nach Kirchhoff diese Stromänderung eine entgegengesetzte Stromänderung durch M4 und M5 bewirken. Da diese jedoch einen hohen Ausgangswiderstand haben, ist damit eine große Ausgangsspannungsänderung verbunden. Das ist das Funktionsprinzip dieser Schaltung. Die Gleichspannungsverstärkung berechnet sich durch das Produkt der Steilheit von M1 g_{mM1} und dem Ausgangswiderstand R_l zu $g_{mM1}R_l$. Da die Verstärkung groß sein muß, müssen diese beiden Parameter groß gemacht werden. Das bedeutet nach Gleichung 4.12, daß $\frac{W}{L}$ und der Drainstom von M1 groß gemacht werden müssen.

Um die Schaltung genau zu berechnen, wird das aus Abbildung 4.19 abgeleitete vereinfachte Kleinsignalersatzschaltbild verwendet. Dieses ist in Abbildung 4.20 gezeigt. Durch die Anwendung der Kirchhoffschen Knotenregel auf den Eingangs- und Ausgangsknoten in Abbildung 4.20 ergeben sich die beiden folgenden Gleichungen:

$$g_m v_{in} + \frac{v_{out}}{Z_{out}} + \frac{v_{out} - v_{in}}{Z_f} = 0 \tag{4.42}$$

$$i_{in} + \frac{v_{out} - v_{in}}{Z_f} - \frac{v_{in}}{Z_{in}} = 0 \tag{4.43}$$

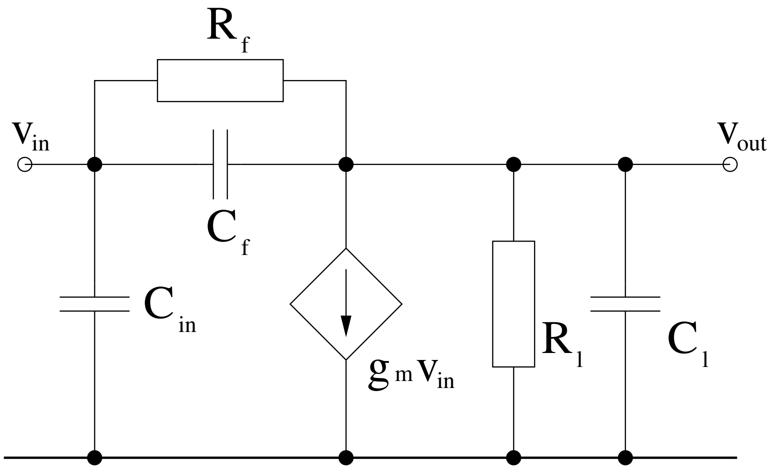


Abbildung 4.20: Das vereinfachte Kleinsignalersatzschaltbild des Vorverstärkers aus Abbildung 4.19.

Dabei bedeutet $Z_f = 1/(sC_f + g_f)$, $Z_l = 1/(sC_l + g_l)$ und $Z_{in} = 1/sC_{in}$, wobei C_{in} durch Gleichung 4.23 gegeben ist. g_f und g_l sind die Leitwerte des Rückkoppel- bzw. Lastwiderstandes. Die Steilheit g_m ist die Steilheit des Eingangstransistors M1. Aus diesen beiden Gleichungen kann die Übertragungsfunktion des Vorverstärkers berechnet werden. Unter der Annahme, daß $g_m R_l >> 1$ und $g_m R_f >> 1$ gilt, und der Vernachlässigung entsprechender Terme ergibt sich für die Übertragungsfunktion

$$\frac{v_{out}}{i_{in}} = -\frac{g_m}{g_m g_f + g_m s C_f + s^2 (C_l C_f + C_{in} C_f + C_{in} C_l)} \tag{4.44}$$

Wird mit Hilfe der Laplacetransformation das Ausgangssignal berechnet, das ein deltaförmiger Strompuls am Eingang hervorruft, so ergibt sich

$$V_{out}(t) = \frac{Q\tau_1}{C_f(\tau_1 - \tau_2)} \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) , \tag{4.45}$$

wobei

$$\tau_1 = R_f C_f \tag{4.46}$$

$$\tau_2 = \frac{C_l C_f + C_{in} C_f + C_{in} C_l}{g_m C_f} \approx \frac{C_{in}}{C_f GBW} \tag{4.47}$$

$$GBW = \frac{g_m}{C_l + C_f} \tag{4.48}$$

gilt. Dieses Ausgangssignal ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Das Signal steigt schnell mit der Zeitkonstanten τ_2 an. Die Anstiegsgeschwindigkeit ist durch die Bandbreite GBW des Vorverstärkers begrenzt. Die Bandbreite GBW (Gain Bandwidth) ist die Frequenz, bei der der Verstärker im Open-Loop-Betrieb die Verstärkung eins hat. Nach Durchlaufen des Maximums fällt das Signal wieder langsam durch die Entladung von C_f über R_f mit der Zeitkonstanten τ_1 ab. Diese Signalform ist einer Sprungfunktion, die der Signalform eines idealen Integrators aus Gleichung 4.28 entspricht, sehr ähnlich. Es muß noch angemerkt

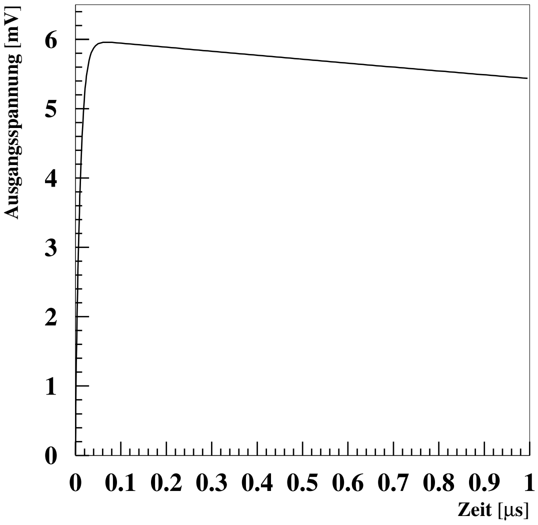


Abbildung 4.21: Das durch einen deltaförmigen Strompuls am Eingang des Vorverstärkers erzeugte Ausgangssignal. Das Signal steigt schnell an und fällt dann langsam durch die Entladung des Rückkoppelkondensators über den Rückkoppelwiderstand wieder ab. Die Anstiegsgeschwindigkeit ist durch die Bandbreite des Vorverstärkers begrenzt.

werden, daß das Kleinsignalersatzschaltbild in Abbildung 4.20 vereinfacht ist. In diesem Schaltbild wird der Pol, der durch den Kaskodetransistor M3 in Abbildung 4.19 verursacht wird, vernachlässigt. Als Pol wird eine Nullstelle im Nenner der Übertragungsfunktion bezeichnet. Dieser zusätzliche Pol kommt dadurch zustande, daß die parasitären Kapazitäten, die an der Source von M3 angeschlossen sind, umgeladen werden müssen, wenn sich die Spannung an diesem Punkt ändert. Dieser Pol liegt also bei dem Frequenzwert g_{mM3}/C_{SM3}, wobei g_{mM3} die Steilheit von M3 ist und C_{SM3} die angeschlossene Kapazität. Ist diese Frequenz jedoch viel größer als der Frequenzwert für den dominanten Pol $g_m/(C_l + C_f)$, so ist die gemachte Vernachlässigung gerechtfertigt. Im Design muß also darauf geachtet werden, daß diese Bedingung immer erfüllt ist. In Tabelle 4.1 sind die Kenndaten des Vorverstärkers zusammengefaßt.

4.3.2 Der Shaper

Der Shaper, der in Abbildung 4.18 eingezeichnet ist, ist ein Shaper erster Ordnung. Das heißt, daß in Gleichung 4.31 der Parameter n gleich eins gesetzt werden muß. Der interne Aufbau des Shapers ist exakt derselbe wie der des Vorverstärkers. Deshalb kann zur Berechnung der Übertragungsfunktion ebenfalls das Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.20 verwendet werden. Der einzige Unterschied ist, daß am Eingang des Shapers die Koppelkapazität zwischen Vorverstärker und Shaper noch mit zu berücksichtigen ist. Die mit den Kirchhoffschen Regeln berechnete Übertragungsfunktion ergibt sich zu

$$F(s) = -\frac{sC_c g_m}{C_1 s^2 + (g_m C_{fs} + \frac{C_2}{R_{fs}})s + \frac{g_m}{R_{fs}}}\,, \tag{4.49}$$

Parameter	Wert
Gleichspannungsverstärkung [$= g_m R_l$]	77.8 dB
Lastwiderstand R_l	1.1 MΩ
Rückkoppelwiderstand R_f	10 MΩ
Rückkoppelkapazität C_f	150 fF
$\frac{W}{L}$ Eingangstransistor	2960 μm/1.2μm
Steilheit Eingangstransistor g_m	7.1 mS
Leistungsaufnahme	2.5 mW

Tabelle 4.1: Die Kenndaten des Vorverstärkers für den Auslesechip “FroPhoDiChi” für das VLQ-Kalorimeter.

mit

$$\begin{aligned} C_1 &= C_{fs}C_l + C_lC_c + C_lC_{in} + C_cC_{fs} + C_{in}C_{fs} && (4.50) \\ C_2 &= C_l + C_c + C_{in} && (4.51) \end{aligned}$$

Der Ausgangswiderstand R_l in Abbildung 4.20 wurde vernachläsigt. Die Übertragungsfunktion des Shapers hat vier freie Parameter. Diese sind R_{fs}, g_m ,C_c und C_{fs}. Diese Parameter müssen so eingestellt werden, daß die Übertragungsfunktion aus Gleichung 4.49 mit der Übertragungsfunktion aus Gleichung 4.31 für $n = 1$ übereinstimmt. Dadurch wird R_{fs} als Funktion der anderen Parameter durch Koeffizientenvergleich festgelegt. Für R_{fs} muß

$$R_{fs} = \frac{1}{g_m C_{fs}^2}(2C_1 - C_2C_{fs} + 2\sqrt{C_1(C_1 - C_{fs}C_2)}) \qquad (4.52)$$

gelten. Weiterhin gilt für die Shaperzeit τ_s und die Gleichspannungsverstärkung A

$$\begin{aligned} \tau_s &= \frac{1}{2}(R_{fs}C_{fs} + \frac{C_2}{g_m}) && (4.53) \\ A &= \frac{C_cR_{fs}}{\tau_s} && (4.54) \end{aligned}$$

Das bedeutet, daß durch die Vorgabe der Gleichspannungsverstärkung und der Shaperzeit nur noch ein frei wählbarer Parameter übrig bleibt. Die Shaperzeit für den Ladungsverstärker wurde auf 200 ns festgelegt. Dieser Wert ist ein Kompromiß zwischen Rauschoptimierung und Pile-up-Effekten. Wie noch gezeigt werden wird, verringert sich das Rauschen bei längerer Shaperzeit. Wird die Shaperzeit zu lang, steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit, daß sich aufeinanderfolgende Pulse überlappen und zu Pile-up-Effekten führen. Da der zeitliche Abstand zwischen den Bunch-Crossings bei HERA 96 ns beträgt, wurde als Kompromiß 200 ns Shaperzeit gewählt. Die Gleichspannungsverstärkung wurde auf 10 festgesetzt. Diese darf nicht zu groß gewählt werden, da ansonsten der Transistor, der als Rückkoppelwiderstand dient, in den Arbeitsbereich der Sättigung kommen kann. Dadurch können Nichtlinearitäten verursacht werden. In Tabelle 4.2 sind die Shaperparameter zusammengefaßt.

Parameter	Wert
Gleichspannungsverstärkung	10
Shaperzeit	200 ns
g_m	95 μS
R_{fs}	625 kΩ
C_{fs}	531 fF
C_c	3 pF

Tabelle 4.2: Die Kenndaten des Shapers für den Auslesechip “FroPhoDiChi” für das VLQ-Kalorimeter.

4.3.3 Das Rauschen des Vorverstärkers

In Abbildung 4.22 ist die Schaltung des Vorverstärkers mit den Rauschquellen der einzelnen Transistoren gezeigt. Im folgenden wird diskutiert, wie sich die in Abbildung 4.22 eingezeichneten Rauschquellen auf das Ausgangsrauschen auswirken. Dazu wird zuerst der Beitrag jeder einzelnen Rauschquelle zu den äquivalenten Eingangsrauschquellen berechnet, die in Abbildung 4.22 eingezeichnet sind. Mit Hilfe von Gleichung 4.39 kann dann das Rauschen am Ausgang berechnet werden. Als erstes wird die Rauschstromquelle i^2_{dM3} des Transistors M3 betrachtet. Diese Rauschstromquelle sieht an der Source von M3 die Ausgangswiderstände von M2 und M1. Diese Ausgangswiderstände haben im allgmeinen Werte im Bereich von 100 kΩ bis zu einigen Megaohm. Deshalb fließt dieser Rauschstrom im Kreis durch den Transistor M3, da dessen Widerstand $1/g_{mM3}$ viel kleiner ist als die Ausgangswiderstände von M1 und M2. Das bedeutet, daß der Rauschstrom i^2_{dM3} nicht

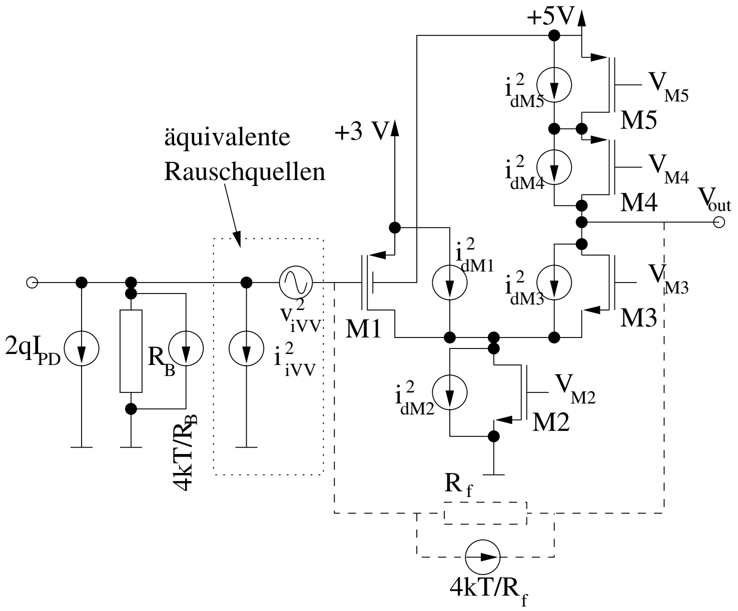


Abbildung 4.22: Das Schaltbild des Vorverstärkers mit allen Rauschquellen.

durch M4 und M5 fließt und deshalb keinen Beitrag zum Gesamtrauschen liefert. Diesen Mechanismus bezeichnet man als Degeneration von Rauschquellen. Die Rauschstromquelle i^2_{dM3} ist degeneriert. Genau das gleiche ist für die Rauschstromquelle i^2_{dM4} der Fall, da diese den hohen Ausgangswiderstand des Transistors M5 sieht. Die Rauschquellen i^2_{dM3} und i^2_{dM4} können also für die Betrachtung des Rauschens außer acht gelassen werden. Die restlichen Rauschstromquellen i^2_{dM1},i^2_{dM2} und i^2_{dM5} können, da sie unabhängig voneinander sind, zum Gesamtrauschen addiert werden. Wird der resultierende Rauschstrom mit der Steilheit in ein Eingangsspannungsrauschen umgerechnet, so ergibt sich

$$v^2_{iVV} = \frac{K_f}{C^2_{ox}(WL)_{M1}f} + \frac{8}{3}kT\frac{1}{g_{mM1}} + \frac{i^2_{dM2} + i^2_{dM5}}{g^2_{mM1}} \tag{4.55}$$

Die ersten beiden Terme in der vorstehenden Gleichung 4.55 repräsentieren die Rauschbeiträge des Eingangstransistors M1, wobei der erste Term den Beitrag des 1/f-Rauschens und der zweite Term den Beitrag des thermischen Kanalrauschens darstellt. Das Rauschen des Gate- und Bulkwiderstandes des Transistors M1 ist hier vernachlässigt. An dieser Stelle ist anzumerken, daß der Beitrag von M1 zum Gesamtrauschen der dominierende ist. Das kommt daher, daß dieser Transistor für die Verstärkung der Signale über seine Steilheit g^2_{mM1} verantwortlich ist und diese deshalb groß gewählt werden muß. Da sich das Rauschen von den Transistoren M2 und M5 mit dem Faktor $1/g^2_{mM1}$ an den Eingang transformiert, sind diese Beiträge stark unterdrückt. Die Rauschbeiträge i^2_{dM5} und i^2_{dM2} setzen sich jeweils aus dem thermischen und 1/f-Anteil des Rauschens zusammen.

In Abbildung 4.22 sind auch die Rauschquellen, die von der Signalquelle herrühren, mit eingezeichnet. Diese sind das Schrotrauschen des Photodiodendunkelstromes I_{PD} und das thermische Rauschen des Biaswiderstandes R_B der Photodiode. Diese können, da sie unabhängig voneinander sind, addiert werden. Zu dieser Summe kommt noch das thermische Rauschen des in Abbildung 4.22 angedeuteten Rückkoppelwiderstandes R_f hinzu. Für die äquivalente Eingangsstromquelle ergibt sich also

$$i^2_{iVV} = 2qI_{PD} + \frac{4kT}{R_B} + \frac{4kT}{R_f} \tag{4.56}$$

Nachdem die Zusammensetzung der äquivalenten Eingangsstrom- und Spannungsquellen bekannt ist, kann das Ausgangsrauschen am Shaper berechnet werden. Der Shaper selbst trägt zum Rauschen nichts bei, da die Signale, die ihn erreichen, schon verstärkt sind und deshalb das Rauschen relativ zu den Signalen so klein ist, daß es vernachlässigt werden kann. Das Ausgangsrauschen wird durch Einsetzen der Gleichungen 4.55 und 4.56 in Gleichung 4.39 und Berechnung des Integrals aus Gleichung 4.40 bestimmt. Um dieses Rauschen in ENC angeben zu können, wird das Ergebnis dieser Rechnung anschließend durch die Amplitude $V_{outp}(q)$ aus Gleichung 4.34 für die Ordnung $n = 1$ des Shapers geteilt. Für den thermischen Anteil der äquivalenten Eingangsrauschspannungsquelle v^2_{iVV} ergibt sich das Ausgangsrauschen in ENC zu

$$ENC^2_d = \left(\frac{8}{3}kT\frac{1}{g_{mM1}}\right)\left(\frac{C^2_{in}e^2 \cdot 1.57}{4\pi\tau_s q^2}\right) , \tag{4.57}$$

wobei

$$C_{in} = C_{M1} + C_d + C_p + C_f \tag{4.58}$$

gilt. Die Rauschbeiträge von M2 und M5 sind hier vernachlässigt. C_{M1} ist die Eingangskapazität des Transistors M1, C_d die Detektorkapazität (Photodiode) und C_p die Kapazität der Zuleitung von der Photodiode zum Vorverstärker.

Es ist anzumerken, daß dieser Beitrag zum Ausgangsrauschen von der Steilheit des Eingangstransistors g_{mM1} abhängt. Je größer die Steilheit wird, um so kleiner wird das Rauschen. Es ist jedoch zu beachten, daß die Steilheit g_{mM1} des Eingangstransistors nach Gleichung 4.12 nicht unabhängig von seiner Eingangskapazität C_{M1} erhöht werden kann, da das Verhältnis $\frac{W}{L}$ erhöht werden muß und damit auch $C_{M1} = 2/3 C_{ox} W L$ ansteigt. Die Eingangskapazität C_{M1} trägt nach Gleichung 4.58 zu C_{in} bei, was nach Gleichung 4.57 zu einer Erhöhung des Rauschens führt. Aus diesen Betrachtungen folgt, daß es eine optimale Dimensionierung für den Eingangstransistor gibt, bei der das thermische Rauschen minimal wird. Werden die Rauschbeiträge von M2 und M5 in Gleichung 4.57 vernachlässigt, ergibt die Berechnung des Minimums, daß für die Bedingung

$$C_{M1} = \frac{C_d + C_p + C_f}{3} \tag{4.59}$$

das Rauschen minimal wird. Die Kapazität des Eingangstransistors sollte also, um optimales Verhalten für thermisches Rauschen zu erhalten, ca. 1/3 der an den Eingang angeschlossenen Kapazität betragen. Eine weitere Eigenschaft des thermischen Rauschens ist, daß es linear mit C_{in} ansteigt.

Die gleiche Rechnung, die für den thermischen Anteil der Eingangsrauschspannungsquelle v_{iVV}^2 durchgeführt wurde kann auch für das 1/f-Rauschen ausgeführt werden. Das Ergebnis für den Beitrag des 1/f-Rauschens lautet

$$ENC_f^2 = \frac{K_f}{C_{ox}^2 W L} \frac{C_{in}^2 e^2}{2q^2} \tag{4.60}$$

Das 1/f-Rauschen wird also kleiner, wenn die Gatefläche WL von M1 größer wird. Andererseits steigt dadurch auch C_{in}, was einen Anstieg des Rauschens verursacht. Das heißt, daß auch für diese Art des Rauschens eine optimale Geometrie des Eingangstransistors gefunden werden kann. Das Minimum des Rauschens wird erreicht für die Bedingung

$$C_{M1} = C_d + C_p + C_f \tag{4.61}$$

Wenn die Eingangskapazität des Transistors M1 gleich der am Eingang angeschlossenen Kapazität wird, ist das Rauschverhalten bezüglich des 1/f-Rauschens optimal. Das steht im Gegensatz zu der Bedingung aus Gleichung 4.59 für das thermische Rauschen. Um die optimale Dimensionierung des Eingangstransistors zu ermitteln, muß also das Gesamtrauschen, das der Summe der beiden Rauschanteile entspricht, betrachtet werden. Die otimale Eingangskapazität liegt dann zwischen den beiden Optimalwerten für thermisches und 1/f-Rauschen.

Nachdem der Beitrag der äquivalenten Eingangsrauschspannungsquelle v_{iVV}^2 betrachtet wurde, ist jetzt noch der Beitrag der Eingangsrauschstromquelle i_{iVV}^2 zu diskutieren. Die Berechnung dieses Beitrags nach der obigen Methode ergibt

$$ENC_0^2 = (2qI_{PD} + \frac{4kT}{R_B} + \frac{4kT}{R_f}) \frac{1.57 \cdot e^2 \tau_s}{4\pi q^2} \tag{4.62}$$

Dieser Rauschbeitrag hängt nicht von der Geometrie des Eingangstransistors ab, sondern nur vom Rückkoppelwiderstand und den Rauschbeiträgen der Signalquelle (I_{PD} R_B).

Die drei diskutierten Beiträge zum Rauschen am Ausgang des Vorverstärkers haben bezüglich der Wahl der Shaperzeit τ_s grundsätzlich verschiedene Verhaltensweisen. Das thermische Rauschen wird bei größerer Shaperzeit kleiner, das 1/f-Rauschen ist unabhängig von der Shaperzeit, und das Rauschen der Eingangsstromquelle steigt bei längerer Shaperzeit an. Das bedeutet, daß je nachdem welche Art des Rauschens dominierend ist, die Abhängigkeit des Ausgangsrauschens von der Shaperzeit anders sein kann. Für den "FroPhoDiChi"-Vorverstärker ist das thermische Rauschen dominierend, so daß es günstig ist, bei langen Shaperzeiten zu arbeiten. Dadurch wird jedoch die Wahrscheinlichkeit für "Pile-up"-Effekte größer. Die gewählte Shaperzeit von 200 ns stellt einen Kompromiß zwischen diesen beiden Anforderungen dar.

Da die einzelnen betrachteten Rauschquellen unabhängig voneinander sind, können die Rauschbeiträge zum Gesamtrauschen addiert werden.

$$ENC_{tot} = \sqrt{ENC_d^2 + ENC_f^2 + ENC_0^2} \tag{4.63}$$

Die Optimierung der Geometrie des Eingangstransistors für den Auslesechip ergibt die Dimensionierung $\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{L}} = \frac{2960\mu\mathrm{m}}{1.2\mu\mathrm{m}}$. Dabei ist $C_d = 10$ pF, $C_p = 2$ pF und $C_f = 150$ fF. Die große Breite dieses Transistors macht es notwendig, auf die in Abschnitt 4.2.1 diskutierten Rauschbeiträge zu achten, die durch den Gatewiderstand und den Bulkwiderstand des Eingangstransistors M1 verursacht werden. Diese Rauschbeiträge können durch geschickte Layouttechniken des Transistors vernachlässigbar klein gemacht werden. Um den Beitrag des Bulkwiderstandes zum Rauschen zu minimieren, muß nach Gleichung 4.21 der Bulkwiderstand und g_{mb} minimiert werden. In Abbildung 4.22 ist zu erkennen, daß der Bulk des Eingangstransistors an die positive Betriebsspannung von 5 V angeschlossen ist. Das bedeutet, daß die Bulk-Source-Spannung -2 V beträgt und deshalb g_{mb} nach Gleichung 4.13 verkleinert wird. In Abbildung 4.23 ist ein Ausschnitt aus dem Layout des Eingangstransistors gezeigt. Es ist zu erkennen, daß das Gate des Transistors (rot) in viele parallele mit Metall (blau) verbundene Streifen unterteilt ist. Das reduziert den Gatewiderstand. Um den Substratwiderstand zu minimieren, ist das Substrat über Diffusionsstreifen (grün), die an Metall kontaktiert sind, angeschlossen. Die schwarzen Flächen in Abbildung 4.23 sind Kontakte zwischen übereinanderliegenden Lagen (z.B. Diffusion (grün) und Metall1 (blau)). Die rosa Flächen repräsentieren Durchkontaktierungen (Vias) zwischen der ersten (blau) und zweiten Metallage. Die zweite Metallage ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in Abbildung 4.23 eingezeichnet.

Der Eingangstransistor ist als pMOS-Transistor ausgeführt. Der Grund dafür ist, daß für pMOS-Transistoren der Prozeßparameter K_f für das 1/f-Rauschen ca. 100 mal kleiner ist als für nMOS-Transistoren.

Das totale Rauschen am Ausgang des Ladungsverstärkers kann, wie aus den Gleichungen 4.57, 4.60 und 4.62 hervorgeht, wenn sie in Gleichung 4.63 eingesetzt werden, näherungsweise in folgender Form geschrieben werden

$$ENC_{tot} = a + b \cdot C_d\,, \tag{4.64}$$

wobei C_d die Kapazität der Photodiode ist. In Abbildung 4.24 ist die Messung des totalen Rauschens am Ausgang des Ladungsverstärkers des Chips "FroPhoDiChi" als Funktion der am Eingang angeschlossenen Kapazität gezeigt. Den Meßpunkten in Abbildung 4.24 ist eine Gerade angepaßt. Aus der Anpassung dieser Geraden ergeben sich die Parameter a und b aus Gleichung 4.64. Der Rauschoffset beträgt $a = 226$ e$^-$, die Steigung $b =$

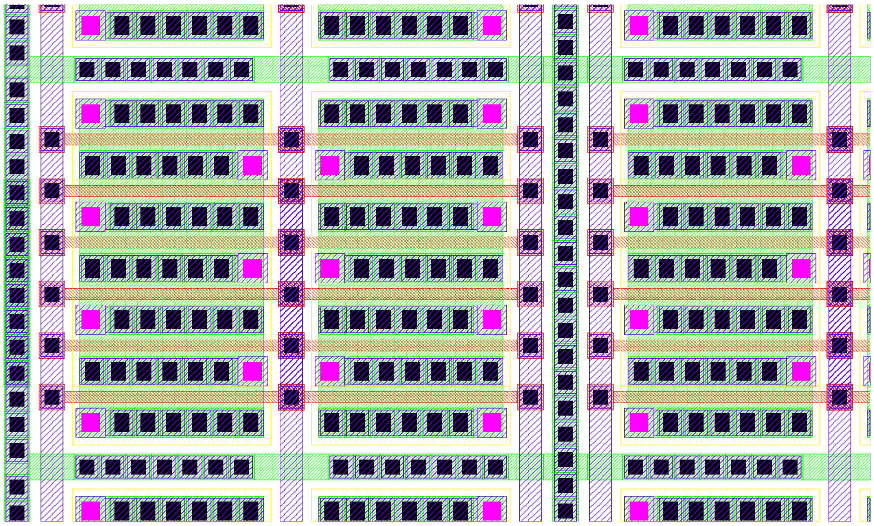


Abbildung 4.23: Ein Ausschnitt aus dem Layout des Eingangstransistors. Die roten Linien entsprechen dem Gate des Transistors. Es ist zu erkennen, daß das Gate in viele durch die blauen Metallinien verbundene parallele Streifen unterteilt ist. Das minimiert den Gatewiderstand. Die schwarzen Flächen sind Kontakte. Die rosa Flächen sind Vias, die Kontakt zwischen den Metallagen herstellen. Es ist auch zu erkennen, daß das Substrat mit Diffusionsstreifen (grün) , die an niederohmiges Metall (blau) angeschlossen sind, kontaktiert ist. Das reduziert den Bulkwiderstand.

19 e^-/pF. Wird die Photodiode an den Vorverstärker angeschlossen, so liegt am Eingang, wenn die Zuleitungen mit eingerechnet werden, eine Kapazität von ca. 12 pF. Das führt zu einem Ausgangsrauschen von ca. 450 e^-. Mit der in Abschnitt 3.2.1 abgeschätzten Lichtausbeute kann der Beitrag des Rauschens zum Rauschterm der Energieauflösung berechnet werden. Dazu muß berücksichtigt werden, daß das Energiesignal aus der Summe von ca. 20 Kanälen gebildet wird, die jeweils die Summe zweier Ladungsverstärker bilden. Es werden also die Signale von ca. 40 Ladungsverstärkern summiert. Das bedeutet, daß, um das Rauschen im Energiesignal zu bestimmen, das Einzelrauschen eines Kanals mit dem Faktor $\sqrt{40}$ multipliziert werden muß. Für den Rauschterm ergibt sich dann ein Wert von ca. 190 MeV. In diesem Wert ist allerdings noch nicht der Beitrag des Biaswiderstandes der Photodiode und deren Dunkelstrom zum Rauschen berücksichtigt, da die Messung in Abbildung 4.24 ohne angeschlossene Photodiode durchgeführt wurde.

4.3.4 Das Gesamtkonzept des Auslesechips

In Abbildung 4.25 ist das Blockschaltbild des gesamten Auslesechips dargestellt. Auf dem Chip sind 6 Ladungsverstärker angeordnet, die jeweils aus einem Vorverstärker und einem Shaper bestehen. Um die Ausgangslast treiben zu können, ist jeder Ladungsverstärker mit einem Ausgangstreiber versehen. Die Signale der 6 Vorverstärker können mittels eines Summierverstärkers zu einem Summensignal zusammengefaßt werden. Dieses Merkmal des Chips wird benötigt, um ein Triggersignal zur Verfügung zu stellen. Aufgrund dieses Triggersignales oder dem Triggersignal eines anderen Detektors in H1 kann die Auslese des

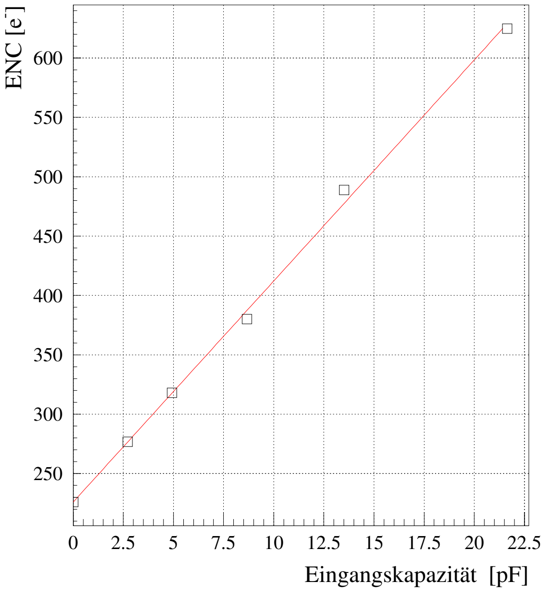


Abbildung 4.24: Das gemessene Rauschen am Ausgang des Ladungsverststärkers des Auslesechips als Funktion der am Eingang des Verstärkers angeschlossenen Kapazität. Den Meßpunkten ist eine Gerade angepaßt. Der Rauschoffset ergibt sich zu 226 e^-, die Steigung der Kurve beträgt ca. 19 e^-/pF [21].

H1-Detektors gestartet werden. Bei HERA können alle 96 ns Ereignisse auftreten. Um das zum gelieferten Triggersignal gehörige Ereignis auslesen zu können, muß das Triggersignal eindeutig einem Bunch-Crossing zugeordnet werden können. Das bedeutet, daß die Triggersignale schneller als 96 ns sein müssen. Die Shaperzeit für die Ladungsverstärker ist jedoch 200 ns. Deshalb wird das Triggersignal über einen speziellen Shaper mit einer Shaperzeit von 90 ns über einen Treiber nach außen gegeben. Auf dem Auslesechip befindet sich ein 12-Bit-Schieberegister, das durch eine serielle Schnittstelle programmiert werden kann. Sechs Bit dieses Schieberegisters dienen dazu, einzelne Kanäle in der Triggersumme zu- und abschalten zu können. Durch dieses Merkmal des Chips ist es möglich, bestimmte Kalorimeterbereiche für den Trigger blind zu machen. Ein weiterer Vorteil ist, daß offenbar beschädigte Kanäle aus der Triggersumme herausgenommen werden können. Durch die Summierung vieler Kanäle steigt das Rauschen im Triggersignal. Dieses kann durch Abschalten von Kanälen in der Summe ebenfalls verringert werden. Die restlichen 6 Bit des Schieberegisters werden dazu verwendet, Kanäle des Chips zu selektieren, in die, wenn ein Kalibrationssignal (cal) angelegt wird, eine Probeladung am Eingang des Vorverstärkers injiziert wird. Die Größe dieser Probeladung kann über eine von außen zugeführte Gleichspannung (vcal) eingestellt werden. Die Injektion der Ladung erfolgt, indem die angelegte Gleichspannung bei Vorhandensein eines Kalibrationssignales auf einen Kondensator geschaltet wird, der mit dem Eingang des Ladungsverstärkers verbunden ist. Die eingekoppelte Ladung ist dann $Q = C \cdot vcal$, wobei $C = 100\,\mathrm{fF}$. Dieses Merkmal des Ausleschips kann dazu benutzt werden, um die elektronische Auslesekette auf Funktion und Stabilität zu überprüfen.

Der Auslesechip wurde in einem 1.2 μm CMOS-Prozeß der Firma AMS realisiert. Das

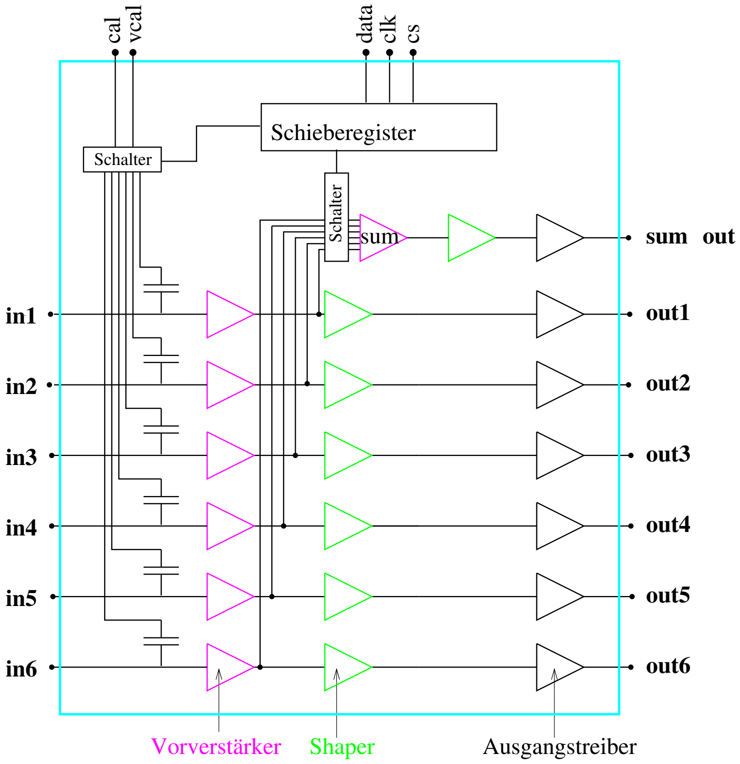


Abbildung 4.25: Das Blockschaltbild des Auslesechips "FroPhoDiChi". Auf dem Chip befinden sich 6 Ladungsverstärker, die jeweils aus Vorverstärker und Shaper bestehen. Jeder Ladungsverstärker besitzt einen Ausgangstreiber. Die Signale der Vorverstärker werden zum Triggersignal summiert. Über Koppelkapazitäten können Kalibrationssignale in die Vorverstärker eingespeist werden.

Layout des Chips ist in Abbildung 4.26 zu sehen. Im oberen Teil der Abbildung ist der Digitalteil des Chips zu sehen, dieser besteht im wesentlichen aus der seriellen Schnittstelle und dem Schieberegister. Unterhalb des Digitalteils können sieben gleichartige von links nach rechts verlaufende Strukturen erkannt werden. Das sind die Ladungsverstärker. Der große Eingangstransistor der Ladungsverstärker ist auf der linken Seite als gleichmäßige Struktur zu erkennen. Zur rechten Seite hin schließen sich dann der Rest des Vorverstärkers, der Shaper und der Ausgangstreiber an. Der siebte Kanal am unteren Rand ist der Triggerkanal mit Summierverstärker, Triggershaper und Ausgangstreiber. Rund um den Chip sind die Anschlußpads für die Spannungsversorgungen und Ein- und Ausgangssignale angeordnet. Die Chipfläche beträgt 2x3 mm.

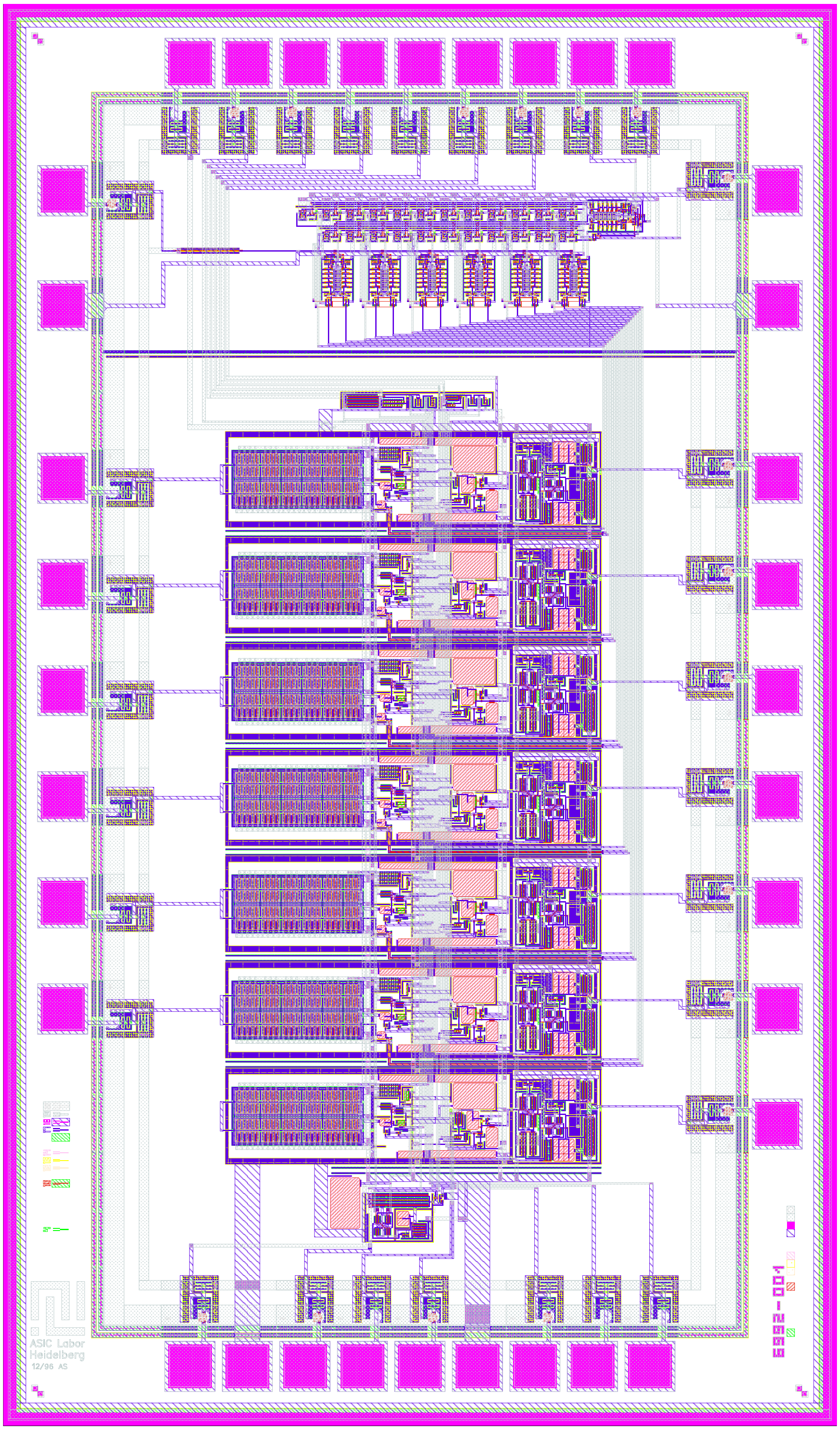


Abbildung 4.26: Das Layout des Auslesechips

Ergebnisse von Testmessungen des Auslesechips

Das Rauschen des Ladungsverstärkers in Abhängigkeit von der Eingangskapazität C_d ist schon in Abbildung 4.24 gezeigt. Das Rauschen läßt sich folgendermaßen beschreiben

$$ENC = 226\ \mathrm{e}^- + 19\ \frac{\mathrm{e}^-}{\mathrm{pF}} \cdot \mathrm{C_d} \tag{4.65}$$

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Linearität der Ladungsverstärkung. In Abbildung 4.27(a) ist die Ausgangsspannung gegen die eingekoppelte Ladung aufgetragen. In Abbildung 4.27(b) ist die Abweichung der Meßpunkte vom idealen linearen Verhalten aufgetragen. Die Abweichungen sind innerhalb des Fehlers mit dem idealen Verhalten verträglich. In Tabelle 4.3 sind die Ladungsverstärkungen der 6 verschiedenen Kanäle auf einem Auslesechip zusammengefaßt. Der maximale Unterschied in der Verstärkung der Kanäle liegt bei 5%. Diese Unterschiede in der Verstärkung können später bei der Energierekonstruktion durch Anwendung von Kalibrationskonstanten korrigiert werden. Die

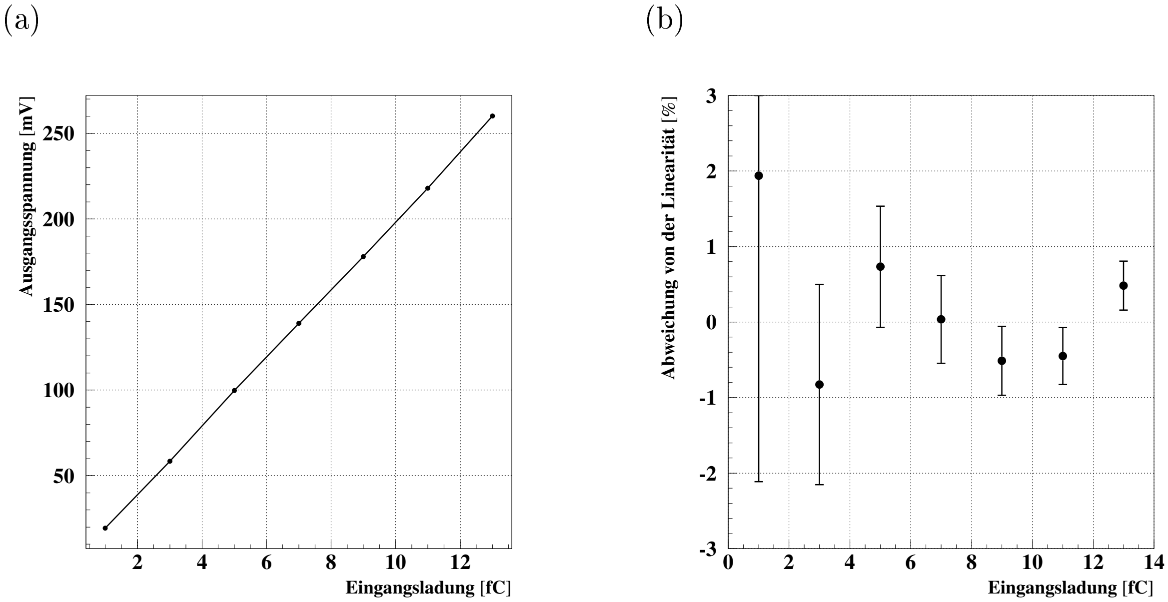


Abbildung 4.27: (a) Die Ausgangsspannung in Abhängigkeit der eingekoppelten Ladung. (b) Die Abweichung der Meßpunkte aus (a) vom idealen linearen Verhalten [21].

Kanalnummer	Ladungsverstärkung $\frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{fC}}$
1	20.3 ± 0.1
2	20.0 ± 0.1
3	20.6 ± 0.1
4	21.0 ± 0.1
5	20.9 ± 0.1
6	20.3 ± 0.1

Tabelle 4.3: Die Ladungsverstärkung auf den 6 Kanälen eines Auslesechips [21].

Unterschiede in der Verstärkung kommen durch Inhomogenitäten der Prozeßparameter über die Chipfläche zustande. Diese sind durch die Güte des Halbleiterherstellungsprozesses gegeben.

Die Abbildung 4.28 zeigt das Linearitätsverhalten des Triggerkanals. Zunächst ist festzustellen, daß die Ausgangsspannung des Triggerkanals negativ ist. Das kommt daher, daß der Summierverstärker des Triggerkanals das Signal invertiert. Auch beim Triggerkanal sind die Abweichungen mit ideal linearem Verhalten innerhalb der Fehler verträglich. Die Verstärkung des Triggerkanals bei Einkopplung des Signals in verschiedene Kanäle des Chips ist in Tabelle 4.3.4 aufgeführt. Der maximale Unterschied in der Verstärkung beträgt ca. 2.5%. Das beweist, daß die Summierung im Triggerkanal funktioniert. Die Unterschiede in der Verstärkung bei der Einkopplung von Signalen in verschiedene Kanäle trägt jedoch zur Unschärfe der Triggerschwelle bei.

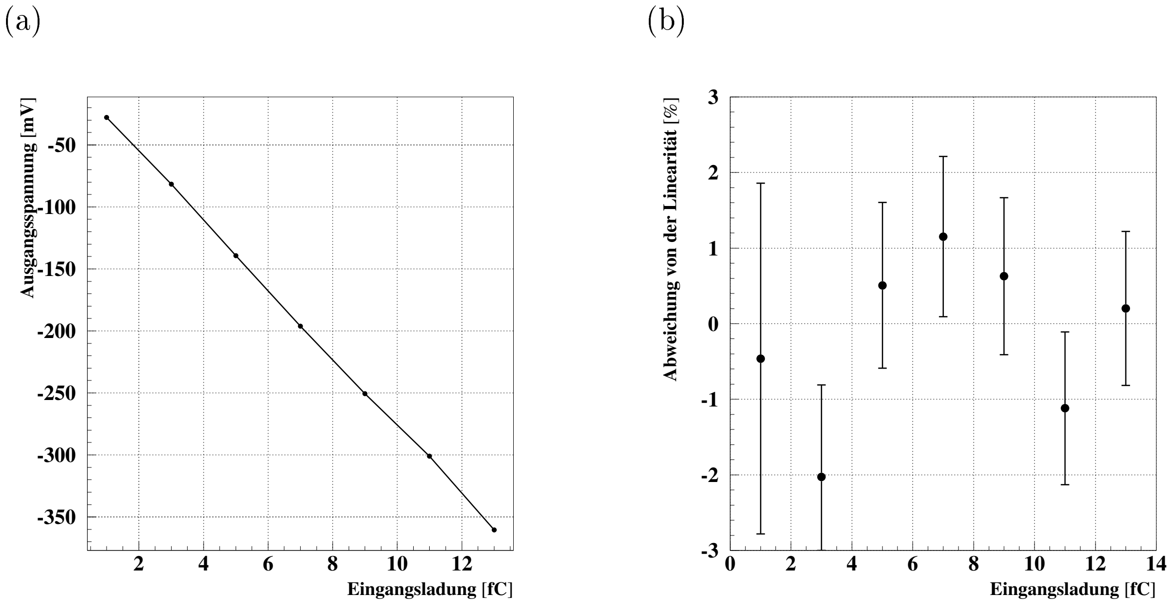


Abbildung 4.28: (a) Die Ausgangsspannung des Triggerkanals in Abhängigkeit der eingekoppelten Ladung. (b) Die Abweichung der Meßpunkte aus (a) vom idealen linearen Verhalten [21].

Einkoppelkanal	Ladungsverstärkung Trigger $\frac{\text{mV}}{\text{fC}}$
1	29.7 ± 0.1
2	29.4 ± 0.1
3	29.4 ± 0.1
4	29.5 ± 0.1
5	29.2 ± 0.1
6	29.0 ± 0.1

Tabelle 4.4: Die Ladungsverstärkung des Triggerkanals bei Einkopplung des Signals in die 6 verschiedenen Eingänge [21].

Insgesamt wurden 150 dieser Chips geliefert. Alle Chips wurden auf Ihre Funktion getestet. Von den 150 gelieferten Chips waren zwei Stück defekt.

4.4 Die gesamte elektronische Auslesekette des VLQ-Kalorimeters

Der Auslesechip ist der erste Teil der elektronischen Auslesekette des VLQ-Kalorimeters. Der Signalverlauf für einen Auslesekanal ist in Abbildung 4.29 abgebildet. Jeder Wellenlängenschieber wird an beiden Enden von je einer Photodiode ausgelesen. Die Photodiodensignale werden dann von den Ladungsverstärkern auf den Auslesechips verstärkt. Anschließend werden die beiden verstärkten Signale eines Wellenlängenschiebers summiert und durch einen Leitungstreiber über ca. 30 m Kabel differentiell an die sogenannte Analog-Box übermittelt. Die ganze Elektronik bis zum Leitungstreiber ist im Kalorimetergehäuse enthalten. Die elektronischen Komponenten des Kalorimeters sind auf drei Platinen untergebracht. Davon sind zwei Platinen baugleich und vor bzw. hinter der aktiven Struktur montiert. Auf diesen Platinen werden die Signale der Photodioden durch die direkt auf die Platinen montierten Auslesechips verstärkt und auf die dritte obere Platine weitergeleitet. Die Auslesechips sind mit einem leitfähigen silbergefüllten Epoxidharzkleber [2] direkt auf die Ausleseplatinen geklebt. Die Verbindungen von den Chips auf die Leiterbahnen der Platinen werden durch Bonddrähte hergestellt. Um die Bonddrähte

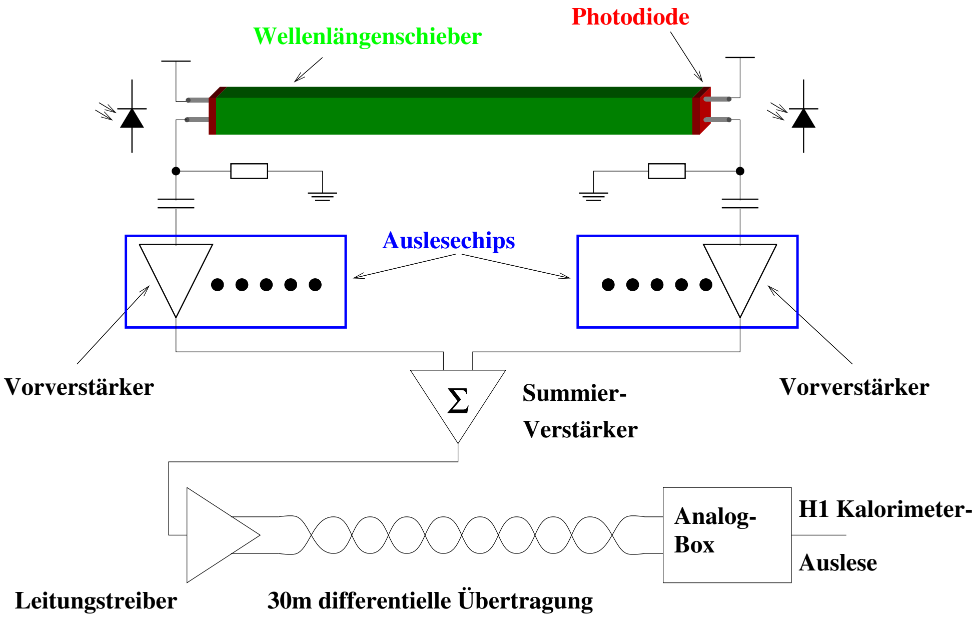


Abbildung 4.29: Die Auslesekette des VLQ-Kalorimeters für einen Kanal. Jeder Wellenlängenschieber wird an beiden Enden von je einer Photodiode ausgelesen. Das Photodiodensignal wird durch die Ladungsverstärker auf den Auslesechips verstärkt und anschließend die Signale von beiden Enden summiert. Das Summensignal wird dann über einen Leitungstreiber differentiell über ca. 30 m Kabel zur Analog-Box transportiert.

---

[2] Klebertyp H20-S der Firma Polytec

gegen äußere mechanische Einflüsse zu schützen, sind die Chips mit einem thermisch gut leitfähigen Epoxidharzkleber[3] vergossen. Ein Foto eines auf die Platine geklebten und gebondeten Chips ist in Abbildung 4.30 zu sehen. Auf der oberen Platine, die direkt über der aktiven Struktur montiert ist, befinden sich die Summierverstärker und Leitungstreiber. Die vordere bzw. hintere Platine sind mit der oberen Platine durch Steckerleisten verbunden. Fast der gesamte Leistungsverbrauch der Ausleseelektronik wird von den Summierverstärkern und Leitungstreibern auf der oberen Platine verbraucht. Der Leistungsverbrauch beträgt ca. 25 W. Dieser Leistungsverbrauch führt aufgrund dessen, daß die Elektronik in einem geschlossenen Gehäuse montiert ist, dazu, daß eine Kühlung erforderlich ist.

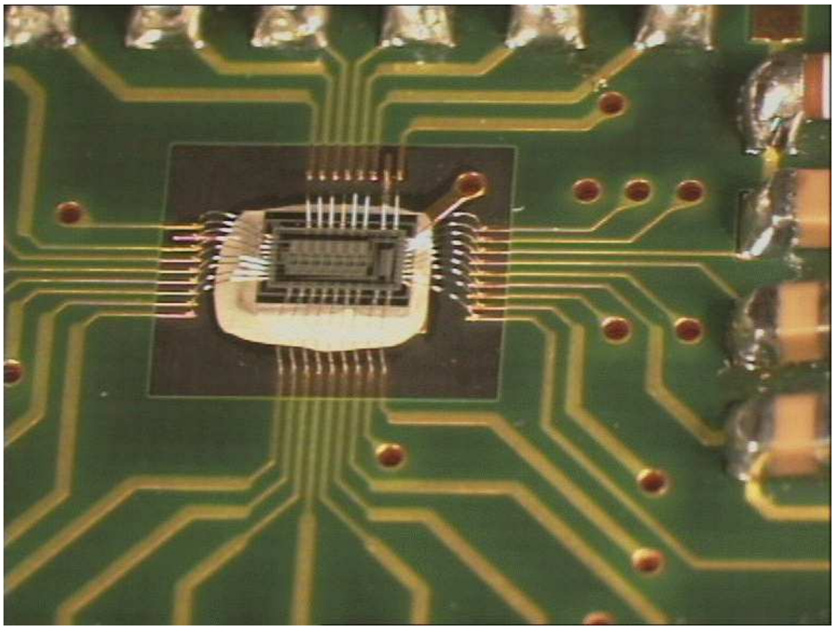


Abbildung 4.30: Ein auf die Ausleplatine geklebter und gebondeter Auslesechip. Der Chip ist noch nicht vergossen.

Die Analog-Box ist ein Gehäuse, in dem sich 8 sogenannte Analogkarten befinden, deren Funktion in Abbildung 4.31 in einem Blockschaltbild dargestellt ist. Die Signale aus dem Kalorimeter werden auf der Analogkarte von einem differentiellen Empfänger wieder in unipolare Signale verwandelt. Anschließend werden die Signale in einer LC-Kette um 2.2 μs verzögert. Durch diese Verzögerung werden die analogen Signale über die Verzögerungszeit zwischengespeichert. Diese Zwischenspeicherung ist notwendig, um die Zeit zu überbrücken, die der Trigger des H1-Detektors für die Triggerentscheidung braucht. Die Signale aus der analogen Pipeline werden nachverstärkt und bei positiver Triggerentscheidung in einem Sample-and-Hold-Schaltkreis als analoge Spannungen gespeichert. Der Sample-and-Hold-Schaltkreis speichert immer die Spannung ab, die gerade an seinem Eingang anliegt, wenn das Triggersignal ankommt. Das bedeutet, daß genau in dem Moment, in dem das Triggersignal ankommt, der Spannungspuls aus dem Kalorimeter am Eingang des Sample-and-Hold-Schaltkreises sein Maximum erreichen muß.

---

[3] Klebertyp 87GT der Firma Polytec

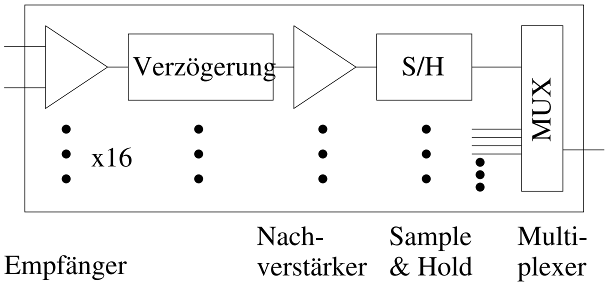


Abbildung 4.31: Die Funktion einer Analogkarte in einem Blockschaltbild dargestellt. Die Kalorimetersignale werden von einem Empfänger aufgenommen und mit einer LC-Kette 2.2 μs verzögert. Nach der Verzögerung werden die Signale nachverstärkt und mit einem Sample-and-Hold-Schaltkreis analog gespeichert. Die gespeicherten Signale werden bei Bedarf über einen Multiplexer ausgegeben.

Das wird durch das korrekte Einrichten des Zeitpunktes erreicht, an dem das Triggersignal anliegt. Auf einer Analogkarte sind 16 gleiche Kanäle untergebracht. Die in den 16 Sample-and-Hold-Schaltkreisen gespeicherten Spannungen werden bei der Auslese nach einem Triggersignal über einen Multiplexer zur weiteren H1-Standard-Kalorimeter-Auslese übermittelt [3], in der die Signale mit einem 12 Bit-ADC digitalisiert und abgespeichert werden.

Auf die beschriebene Weise werden die jeweils 84 Auslesekanäle sowie 10 Triggerkanäle beider VLQ-Kalorimeter-Module ausgelesen.

4.5 Der VLQ-Kalorimeter-Trigger

Die schon öfter erwähnten Triggersignale dienen dazu, interessante Ereignisse zu erkennen und die H1-Detektor-Auslese zu starten. Interessante Ereignisse sind für das VLQ-Kalorimeter solche, bei denen es eine Energie mißt, die über einer gewissen Schwelle liegt. Um solche Ereignisse erkennen zu können, muß die Information über die im Kalorimeter deponierte Energie innerhalb der Bunch-Crossing-Zeit von HERA vorliegen. Die Energieinformation steckt im Prinzip in der Summe aus allen Kalorimeterkanälen. Da jedoch nicht alle Kalorimeterkanäle ein Signal zeigen, tragen zu dieser Summe sehr viele Kanäle nur Rauschen bei. Das führt dazu, daß das Triggersignal, wenn es aus der Summe aller Kanäle gebildet wird, sehr verrauscht ist. Deshalb wird die Triggerschwelle unscharf. Unter der Unschärfe der Triggerschwelle wird der Effekt verstanden, daß, wenn z.B. die Triggerschwelle auf 10 GeV eingestellt ist, auch auf Elektronen getriggert wird, die z. B. nur 9 GeV Energie haben, durch das Rauschen aber ein Signal von 10 GeV vorgetäuscht wird. Genauso kann es passieren, daß auf ein 11 GeV Elektron nicht getriggert wird, weil durch das Rauschen das Energiesignal verringert wird. Aus diesem Grund ist die Triggerauslese so weit segmentiert, daß zu einem Triggersignal fast nur solche Kanäle beitragen, die auch ein Signal zeigen. Die Segmentierung der 10 Triggersignale eines VLQ-Kalorimeter-Modules ist in Abbildung 4.32 gezeigt. Alle vier Ausleseseiten des Kalorimeters sind jeweils in Gruppen von 6 Kanälen zusammengefaßt. Eine 6er-Gruppe repräsentiert dabei die Triggersumme eines Auslesechips, die ja die Summe aus den 6

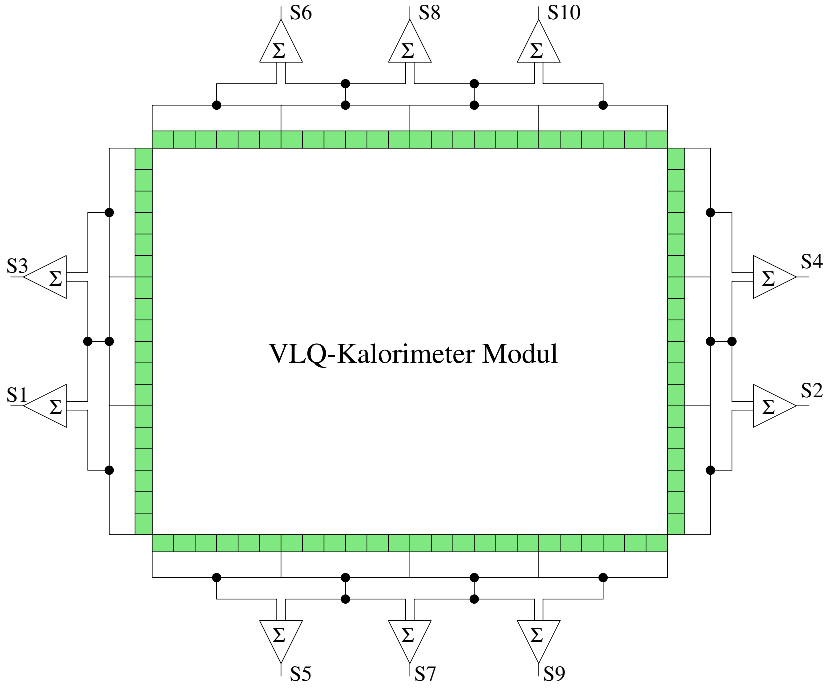


Abbildung 4.32: Die Segmentierung der Triggersignale eines VLQ-Kalorimeter-Moduls. Jeder Wellenlängenschieberarray der vier Seiten ist in Gruppen von 6 Kanälen eingeteilt. Von den jeweils benachbarten 6er-Gruppen wird die Summe gebildet. Jede solche Summe bildet ein Triggersignal.

Kanälen auf dem Chip bildet. Hierbei muß noch beachtet werden, daß die beiden Triggersignale der vorderen und hinteren Wellenlängenschieberenden einer 6er-Gruppe summiert sind. Die 14 so gebildeten Signale werden weiter aufsummiert, und zwar in der Weise, daß immer die Summe aus zwei benachbarten 6er-Gruppen gebildet wird. Auf diese Art werden einander überlappende Summen gebildet. Das ist notwendig, weil wenn ein Elektron genau zwischen zwei 6er-Gruppen auftrifft, es im Mittel die Hälfte seiner Energie in jeder 6er-Gruppe deponiert. Das führt dazu, daß dieses Elektron, wenn es eine Energie hat, die knapp über der Schwelle liegt, nicht akzeptiert wird, wenn die Signale der 6er-Gruppen als Triggersignale verwendet werden würden, weil ja jeder Triggerkanal nur die Hälfte der Energie sieht. Dieses Problem wird durch die einander überlappenden Summen gelöst. Ist die Fläche, die eine solche Summe abdeckt, so groß, daß die gesamte Schauerenergie in dieser Fläche absorbiert wird, so zeigt automatisch die Summe, deren Fläche zentral getroffen wird, die Energie des Elektrons an und löst damit den Trigger aus. Da der Molière-Radius des Kalorimeters 1.25 cm beträgt, ist die Größe der Flächen der Summen von 6x6 cm ausreichend. Das Prinzip der überlappenden Summen wird auch für die Trigger anderer Detektoren in H1 verwendet und wird auch mit dem Schlagwort “Sliding Windows” bezeichnet. Für das VLQ-Kalorimeter ist jedoch der Ausdruck “Sliding Strips” treffender, da nur eindimensionale Projektionen des Schauerprofils gemessen werden. Aus den Signalen der 14 6er-Gruppen werden durch die Summierung zu überlappenden Summen pro Kalorimetermodul 10 Triggersignale gebildet. Diese Signale haben aufgrund der kurzen Shaperzeit für den Triggershaper auf dem Auslesechip eine Anstiegszeit von ca. 100 ns. Das ist ausreichend schnell, um das getriggerte Ereignis eindeutig einem Bunch-Crossing zuzuordnen. Die 10 Triggersignale der zwei Module werden wie die Signale der Auslesekanäle differentiell über 30 m Kabel zu der Analog-Box übertragen. Dort wird das Signal vom Empfänger aufgespalten. Eines der aufgespaltenen Signale wird wie die normalen Auslesekanäle über die Analogkarte ausgelesen. Das andere Signal wird an die Triggerlogik übermittelt. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.33 dargestellt. In Abbildung 4.33 ist auch die Triggerlogik skizziert. Die 20 Triggersignale aus den beiden Kalorimetermodulen werden an das Triggermodul übermittelt. In diesem Triggermodul befinden sich 40 Diskriminatoren, deren Schwellen mit Hilfe des Threshold-Modules eingestellt werden können. Das Threshold-Modul ist über den VME-Bus von einem Rechner aus ansprechbar, so daß die Triggerschwellen variabel mit Software eingestellt werden können. 20 der Diskriminatoren sind direkt an die 20 Triggerkanäle angeschlossen. Die Ausgangssignale dieser Diskriminatoren sind direkt mit einer sogenannten GPTP-Karte (GPTP - General Purpose Trigger Pipe [23]) verbunden, die diese Ausgänge in einem 32 Bit tiefen Schieberegister speichert.

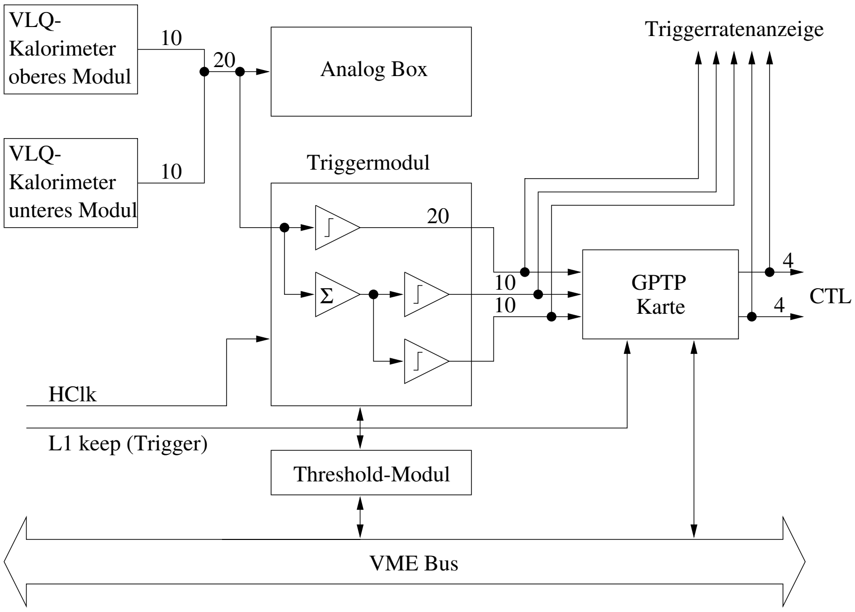


Abbildung 4.33: Der Verlauf der Triggersignale des VLQ-Kalorimeters. Jeweils 10 Triggersignale von beiden Modulen werden an die Analog-Box übertragen, dort aufgespalten und an die Triggerlogik übermittelt.

Auf den Triggermodul werden gegenüberliegende Triggersignale summiert. Das bedeutet, daß die Triggersignale S1 und S2, S3 und S4 (siehe Abbildung 4.32) usw. zusammengefaßt werden. Der Grund hierfür ist, daß dadurch die Antwort des Kalorimeters homogenisiert wird. Trifft nämlich ein Elektron z. B. am rechten Rand des Kalorimeters auf, so sehen die Kanäle auf der linken Seite aufgrund der Abschwächung im Szintillator (siehe Abbildung 4.3) weniger Signal als die auf der rechten Seite. Da für eine positive Triggerentscheidung aufgrund der Redundanz der Auslese immer eine Koinzidenz gegenüberliegender Signale gefordert wird, kann es passieren, daß dadurch gute Ereignisse verworfen werden. Um das zu verhindern, wird die Summe gegenüberliegender

Triggerkanäle gebildet. Die summierten Signale werden dann jeweils auf 2 Diskriminatoren gegeben, die unterschiedliche Schwellen haben, eine hohe und eine niedrige. Diese beiden Schwellen entsprechen unterschiedlichen Energien, auf die getriggert werden soll. Auch die Ausgänge dieser Diskriminatoren werden in die GPTP-Karte weitergeleitet und zwischengespeichert. Auf dem Triggermodul wird auch die Zeit zwischen der HERA-Clock (HClk), und dem Auftreten der Triggersignale gemessen und somit das zugehörige Bunch-Crossing bestimmt.

Die GPTP-Karte hat die Eigenschaft, daß sie die in ihrem Schieberegister gespeicherten Daten logisch verknüpfen kann. Durch geeignete Verknüpfungen werden acht Triggerbits abgeleitet, die an die zentrale Triggerlogik (CTL) des H1-Detektors weitergeleitet werden. Die Bedeutung dieser acht Bits ist in Tabelle 4.5 erläutert. Diese Triggerbits sowie die Ausgänge aller Diskriminatoren werden auch zur Triggerratenanzeige weitergeleitet.

Triggerbit Nr.	Bedeutung
1	Hohe Energie im oberen Kalorimetermodul
2	Niedrige Energie im oberen Kalorimetermodul
3	Hohe Energie im unteren Kalorimetermodul
4	Niedrige Energie im unteren Kalorimetermodul
5	Single-Diode-Ereignis in einem vertikalen Wellenlängenschieberarray des oberen Kalorimetermoduls
6	Single-Diode-Ereignis in einem horizontalen Wellenlängenschieberarray des oberen Kalorimetermoduls
7	Single-Diode-Ereignis in einem vertikalen Wellenlängenschieberarray des unteren Kalorimetermoduls
8	Single-Diode-Ereignis in einem horizontalen Wellenlängenschieberarray des unteren Kalorimetermoduls

Tabelle 4.5: Die Bedeutung der VLQ-Kalorimeter Triggerbits

Ein großer Vorteil dieses Kalorimeters ist es, daß Single-Diode-Events vom Trigger erkannt werden können. Das ist aufgrund der Redundanz in der Auslese möglich. Single-Diode-Events können daran erkannt werden, daß sie nur in einem Wellenlängenschieberarray ein Triggersignal hinterlassen. Um herauszufinden, ob das Ereignis ein Single-Diode-Event war, muß also nur nachgesehen werden, ob beide gegenüberliegenden Triggersignale angesprochen haben. Für diesen Zweck sind die Einzeldiskriminatoren im Triggermodul gedacht.

Die für das VLQ interessanten Ereignisse sind solche, bei denen ein hochenergetisches (> 5 GeV) Elektron das Kalorimeter trifft. Diese Ereignisse werden selektiert, wenn gefordert wird, daß Bit 1 oder Bit 3 und keines der Bits 5-8 gesetzt sind. Sollen QED-Compton-Ereignisse [24] mit dem VLQ untersucht werden, so trifft ein hochenergetisches Elektron gleichzeitig mit einem Photon etwas niedrigerer Energie auf die VLQ-Module auf. Diese Ereignisse kommen zustande, wenn der Stoßpartner des Elektrons (Quark) ein quasi-reelles Photon abstrahlt und das Photon anschließend am Elektron gestreut wird. Durch diese Comptonstreuung gibt das Photon seinen überschüssigen Viererimpuls ab und wird dadurch reell. Im Endzustand sind also außer den hadronischen Komponenten ein Elektron und ein Photon zu finden, die in den VLQ-Kalorimetermodulen nachgewiesen werden können, wenn sie diese treffen. Diese Ereignisse können mit dem Trigger selektiert werden, indem gefordert wird, daß Bit 1 und Bit 14 oder Bit 2 und Bit 3 gesetzt sind.

4.6 Die Slow-Control des VLQ-Kalorimeters

Unter der Slow-Control eines Detektors wird die Einstellung und Kontrolle von langsam in der Zeit veränderlichen Parametern des Detektors verstanden. Für das VLQ-Kalorimeter sind diese Parameter die Versorgungsströme und Spannungen, die Kalorimetertemperatur und die Einstellungen der Schieberegister auf den Auslesechips und der Triggerschwellen.

Die Versorgungsspannungen des Kalorimeters werden von zwei programmierbaren Gleichspannungsnetzgeräten geliefert, die über den sogenannten GPIB-Bus [22] (General Purpose Interface Bus) gesteuert werden können. Die Netzgeräte werden von einer VME-Workstation über eine VME-GPIB-Schnittstellenkarte gesteuert und ausgelesen. Die Ströme und Spannungen werden ständig überwacht, und die Meßwerte von Zeit zu Zeit abgespeichert. Falls Ströme oder Spannungen festgelegte Grenzwerte überschreiten, werden die Netzgeräte sofort abgeschaltet, um Schäden an der Kalorimeterelektronik zu vermeiden. In jedem Kalorimetermodul sind vier Temperatursensoren untergebracht, die mit einem VME-ADC ausgelesen werden. Auch die Temperaturen werden von Zeit zu Zeit abgespeichert, um deren Verlauf nachvollziehen zu können. Beim Überschreiten vorgegebener Temperaturgrenzwerte wird das Kalorimeter ebenfalls abgeschaltet, um Schäden zu vermeiden. Auch dieser Prozeß wird von der VME-Workstation gesteuert. Die Schieberegister der Auslesechips werden über ein VME-Ausgaberegister vom Rechner aus über ihre serielle Schnittstelle programmiert. Die Triggerschwellen, die das Threshold-Modul liefert, können von der Workstation aus direkt über den VME-Bus eingestellt werden. Die ganzen Slow-Control-Aufgaben werden also von der zentralen VME-Workstation ausgeführt.

Kapitel 5

Der mechanische Aufbau des VLQ-Kalorimeters

In diesem Kapitel wird der mechanische Aufbau des VLQ-Kalorimeters besprochen. Dazu wird zuerst der detaillierte Aufbau der aktiven Struktur diskutiert. Anschließend wird auf den genauen Aufbau des schon in Abschnitt 4.1 erwähnten Wellenlängenschieber-Photodioden-Arrays eingegangen. Am Schluß des Kapitels wird dann der Gesamtaufbau des VLQ-Kalorimeters, bestehend aus der aktiven Struktur, dem Kalorimetergehäuse und der Elektronik, besprochen.

5.1 Der Aufbau der aktiven Struktur

Der Aufbau der aktiven Kalorimeterstruktur wurde schon im Abschnitt 2.2.4 besprochen. In Abschnitt 2.2.4 wurde jedoch nur auf deren prinzipiellen Aufbau eingegangen. Die genaue mechanische Realisierung des Aufbaus dieser Struktur wird hier dargestellt.

In Abbildung 5.1 ist die Haltestruktur der aktiven Kalorimeterstruktur abgebildet. Die Haltestruktur besteht aus 4 Führungsschienen, an deren Enden je eine 2 mm dicke Messingplatte angeschraubt ist. In die Messingplatten sind jeweils an der Position, an der die Mitte eines Wellenlängenschiebers zu liegen kommt, kleine Nuten eingefräst. In diese Nuten können Nylonfäden eingeklebt werden, die von der vorderen zur hinteren Messingplatte gespannt werden. Diese Fäden dienen dazu, einen Luftspalt zwischen den Szintillatoren der aktiven Struktur und den Wellenlängenschiebern aufrechtzuerhalten, damit kein optischer Kontakt zwischen Szintillatoren und Wellenlängenschieber entsteht. Die Schichten aus Wolframplatten und Szintillatorstreifen sind nacheinander in diese Struktur einsortiert und werden von den beiden Messingplatten zusammengehalten. Eine Fotografie der zusammengebauten aktiven Struktur ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Auf dem Foto ist die Haltestruktur aus Führungsschienen und Messing-Front- und -Endplatte deutlich zu erkennen. Die Schichten aus Wolfram und den in Papier eingewickelten Szintillatorstreifen werden durch diese Haltestruktur im Verbund zusammengehalten. Die Wellenlängenschieberarrays kommen zwischen den Führungsschienen zu liegen und sind durch diese in ihrer Position fixiert. Auf dem Foto der Abbildung 5.2 ist bereits ein Wellenlängenschieberarray auf der Unterseite eingebaut.

In Abbildung 5.3 ist ein Querschnitt durch den Aufbau der aktiven Struktur gezeigt. Der Querschnitt zeigt je eine horizontale und eine vertikale Szintillatorschicht, die durch eine Wolframplatte getrennt sind. Es ist zu erkennen, daß jeweils die beiden äußeren Szin-

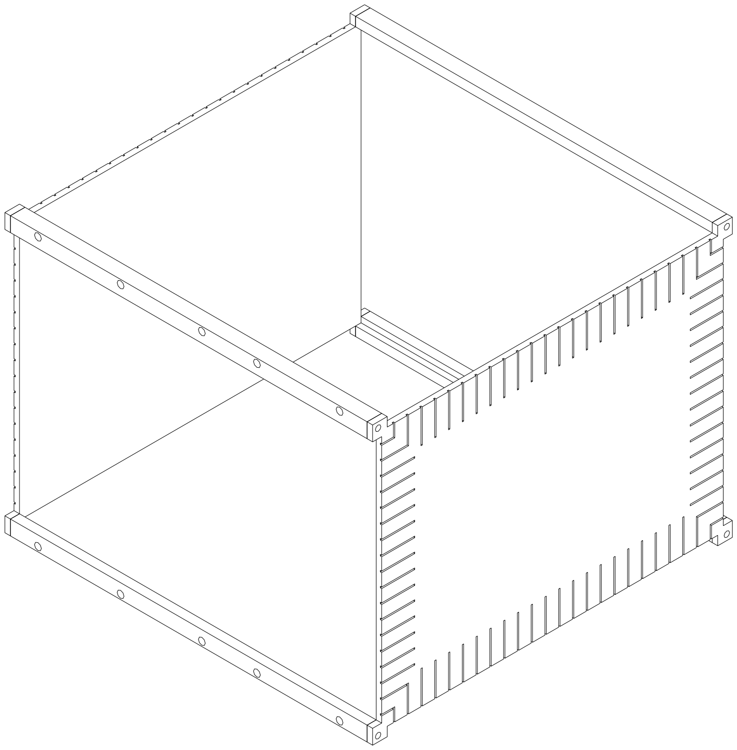


Abbildung 5.1: Die Haltestruktur des aktiven Kalorimetervolumens. Diese Struktur besteht aus vier Führungsschienen und zwei Messingplatten, zwischen die die Wolfram- und Szintillatorschichten eingespannt werden.

tillatorstreifen einer Schicht 2 mm breiter sind als die restlichen Streifen der Schicht. Das kommt daher, daß durch die Führungsschiene eine Breite von 2 mm der äußeren Streifen abgedeckt wird. Die mittleren Szintillatorstreifen haben eine Breite von 4.8 mm. Die äußeren Streifen haben eine Breite von 6.8 mm. Wird die Dicke des umwickelten Papiers von ca. 0.1 mm mit eingerechnet, so ergibt sich für die Gesamtbreite einer vertikalen Szintillatorschicht, die aus 22 4.8 mm breiten und 2 6.8 mm breiten Streifen aufgebaut ist, eine Breite von 124 mm. Das ist genau die Breite der Wolframplatten. Eine horizontale Szintillatorschicht ist aus 16 4.8 mm breiten und 2 6.8 mm breiten Szintillatorstreifen aufgebaut. Das ergibt mit dem Papier eingerechnet eine Breite von 94 mm, was der Höhe einer Wolframplatte entspricht. Alle Wellenlängenschieber haben die gleiche Breite von 4.8 mm und sind zwischen den Führungsschienen angeordnet. Zwischen den Szintillatorenden und den längs angeordneten Wellenlängenschieberstreifen sind die zwischen den beiden Messingplatten der Haltestruktur gespannten Nylonfäden von 0.15 mm Dicke zu erkennen. In Tabelle 5.1 sind die Maße der verwendeten Szintillatoren und Wellenlängenschieber aufgeführt.

Die aktive Struktur besteht aus 24 Schichten von Szintillatorstreifen und 23 Wolframplatten. Durch diese hohe Anzahl von Schichten wirken sich kleine Toleranzen in den einzelnen Schichtdicken stark auf die Gesamtlänge der aktiven Struktur aus. Die Toleranzen der Wolframplatten können im Fertigungsprozeß sehr genau kontrolliert werden und waren mit ±0.05 mm Dicketoleranz angegeben. Die Wolframplatten sind aus gesintertem Wolframpulver hergestellt, das einen Rest an Nickel-Kupfer-Binder enthält. Der

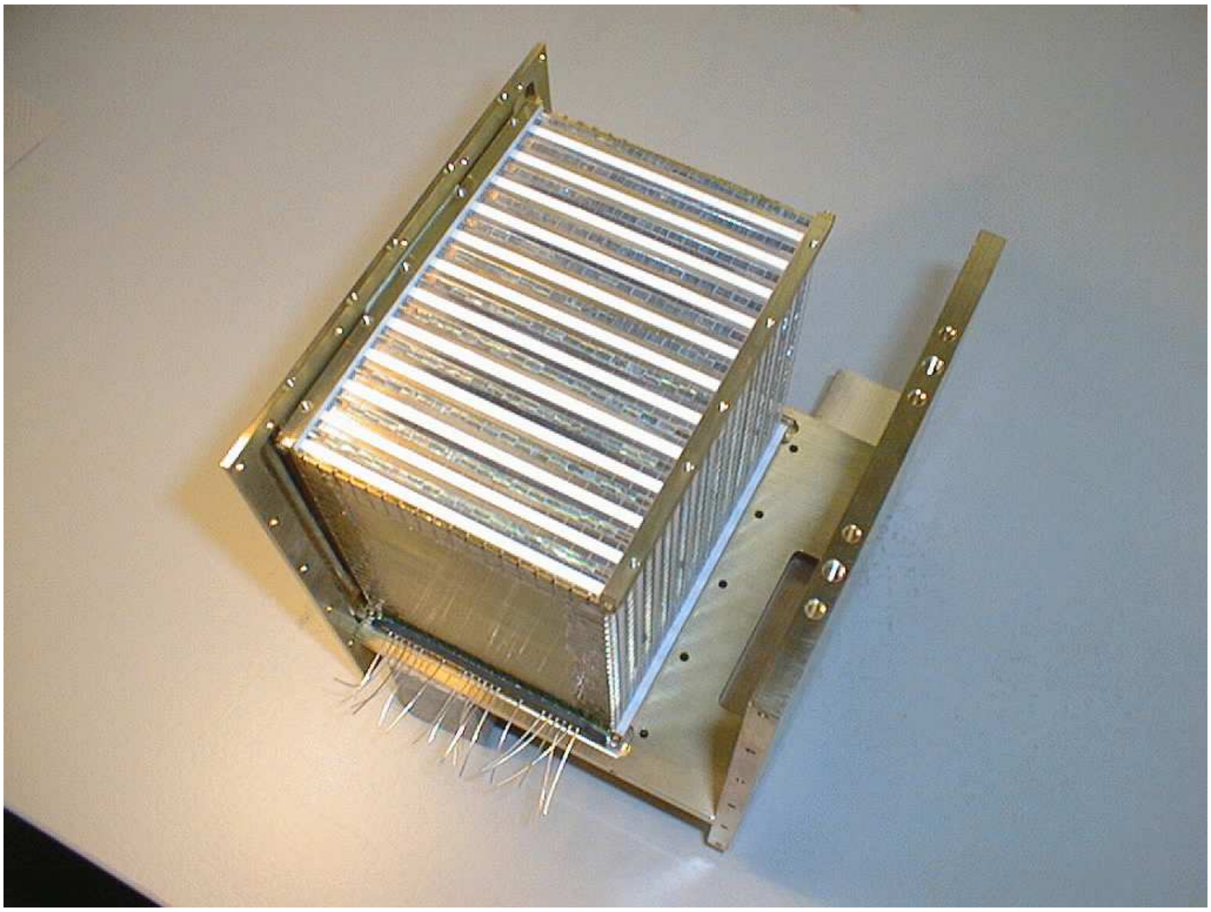


Abbildung 5.2: Ein Foto der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters. Zu erkennen ist die Haltestruktur bestehend aus den Führungsschienen und den Messingendplatten. Durch diese Struktur werden die Schichten aus Wolfram und den in Papier eingewickelten Szintillatorstreifen zusammengehalten.

Wolframgehalt beträgt 95 %, die Dichte 18 g/cm^3. Nach dem Sinterprozeß wurden die Wolframplatten auf ihr Fertigmaß von 124x94x2.5 mm bearbeitet. Die Dicke jeder Platte wurde jeweils in allen vier Ecken der Platte nachgemessen. Die Dickeverteilung aller 55 gelieferten Platten ist in Abbildung 5.4 abgebildet. Die eingetragenen Werte entsprechen dem Mittelwert der vier gemessenen Werte einer Platte. Der Mittelwert der Dicken liegt bei 2.54 mm, ist also an der Obergrenze der Toleranz. Vier Platten liegen außerhalb der Toleranz. Da die mittlere Dicke der Wolframplatten um 0.04 mm zu groß ist, bedeutet das, daß die Dicke von 23 Wolframplatten ca. 1 mm größer ist als geplant.

Die Dicke der Szintillatorstreifen kann aufgrund des Herstellungsprozesses nicht so gut kontrolliert werden wie die Dicke der Wolframplatten. Die Szintillatorstreifen werden hergestellt, indem eine Szintillatorplatte mit der Dicke der kleinsten Dimension der Szintillatorstreifen gegossen wird. Aus der gegossenen Platte werden dann die Szintillatortreifen geschnitten. Die Dicke einer Szintillatorschicht beträgt 3 mm. Da die Szintillatorstreifen mit Papier eingewickelt sind, dessen Dicke ca. 0.1 mm beträgt, dürfen die Szintillatoren also nur 2.8 mm dick sein. Die Dicke von 2.8 mm war als Solldicke für die Herstellung angegeben. Die durch die Herstellung durch Gießen verursachten Toleranzen

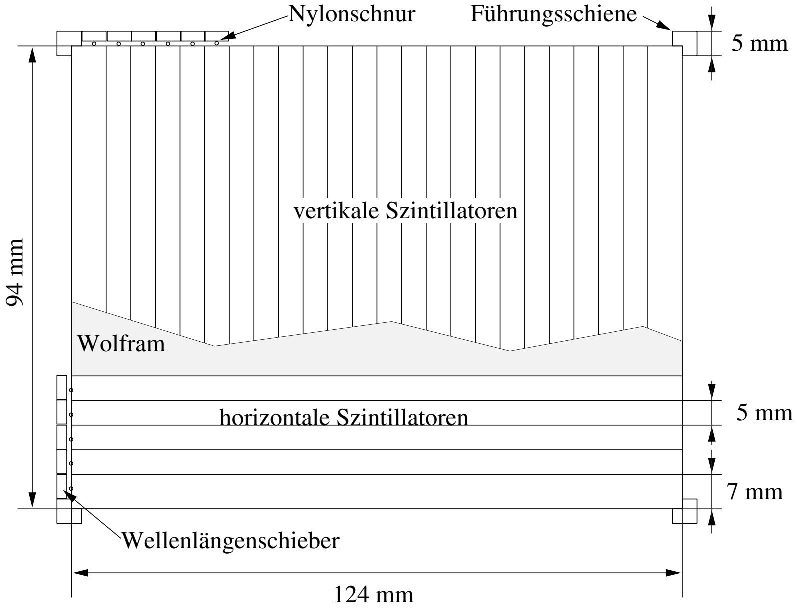


Abbildung 5.3: Querschnitt durch den Aufbau der aktiven Struktur. Die äußeren Szintillatorstreifen einer Schicht sind aufgrund der Breite der Führungsschienen 2 mm breiter als die Szintillatorstreifen in der Mitte des Kalorimeters. Alle Wellenlängenschieber sind gleich breit.

Material	Maße	Anzahl (geliefert)	Anzahl pro Modul
Szintillator BC-408	124x4.8x2.8	430	192
Szintillator BC-408	124x6.8x2.8	70	24
Szintillator BC-408	94x4.8x2.8	580	264
Szintillator BC-408	94x6.8x2.8	70	24
Wellenlängenschieber BC-482A	134.5x4.8x2.9	200	84

Tabelle 5.1: Maße und Stückzahlen der zum Bau des VLQ-Kalorimeters verwendeten Szintillatoren und Wellenlängenschieber.

konnten von seiten des Herstellers nur auf ±10% eingeschränkt werden. Die Toleranzen der Maße der Szintillatorstreifen, die durch nachträgliche Bearbeitung hergestellt wurden, betragen ±0.15 mm. Die Dicketoleranz von 10% hätte nur unter erheblichem Aufpreis für die Herstellung der Szintillatorstreifen verbessert werden können und wurde deshalb akzeptiert. Im VLQ-Kalorimeter sind Szintillatorstreifen mit vier verschiedenen Maßen verwendet, die in Tabelle 5.1 aufgeführt sind. In Abbildung 5.5 ist die Verteilung der Dicken der Szintillatoren für die verschiedenen Maße aufgetragen. Aus der Abbildung 5.5 ist zu ersehen, daß die Toleranz von ±10% eingehalten wird. Bei der Einsortierung der Szintillatorschichten ist zu beachten, daß der dickste Szintillator aus der Schicht die Gesamtdicke der Schicht bestimmt. Deshalb ist es notwendig, alle Szintillatoren nach ihrer Dicke zu sortieren und für jede Schicht, die dicker als der Nominalwert von 2.8 mm

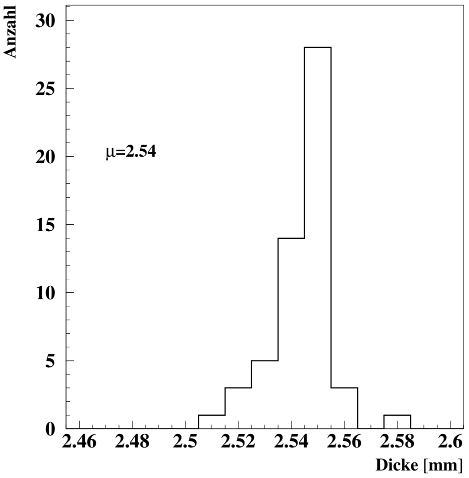


Abbildung 5.4: Die Dickeverteilung der gelieferten Wolframplatten. Der Sollwert für die Dicke ist 2.5 mm.

ist, eine dünnere Schicht einzusortieren. Für eine Szintillatorschicht werden jeweils zwei breite (6.8 mm) und die je nach Orientierung entsprechende Anzahl schmaler (4.8 mm) Szintillatoren benötigt. In Abbildung 5.5 ist generell zu sehen, daß die Toleranzen nach oben hin ausgenutzt werden. Aufgrund der Tatsache, daß immer der dickste Szintillator die Schichtdicke bestimmt, bestimmt die Verteilung aus Abbildung 5.5, die ihren Mittelwert bei der höchsten Dicke hat, die mittlere Dicke der Szintillatorschichten. Für die vertikalen Szintillatorschichten ist das die Verteilung 5.5(a) und für die horizontalen Lagen die Verteilung 5.5(d). Diese Verteilungen haben ihren Mittelwert bei höheren Dickewerten als der Nominaldicke von 2.8 mm. Deshalb ist es nicht möglich, mit der gegebenen Dickeverteilung der gelieferten Szintillatoren aus Abbildung 5.5 die Kalorimetermodule mit der vorgegebenen Länge der aktiven Struktur von 129.5 mm zu bauen. Aus diesem Grund wurde für die Umwicklung der Szintillatoren sehr dünnes Papier mit einer Dicke von 0.065 mm verwendet. Das bringt eine Längenersparnis von 1.7 mm gegenüber einer Papierdicke von 0.1 mm. Das ist jedoch noch nicht ausreichend, so daß es notwendig war, die Dicke der letzten Wolframplatte der aktiven Struktur beider Kalorimetermodule auf 1.4 mm zu reduzieren.

Ein weiteres Problem beim Aufbau der aktiven Struktur ist das Einwickeln der Szintillatorstreifen mit Papier. Aufgrund der kleinen Toleranzen muß sichergestellt werden, daß sich das Papier nicht wellt oder Falten schlägt und so unnötig dick aufträgt. Außerdem sollte das Papier, um Inhomogenitäten zu vermeiden, an allen Szintillatorstreifen gleich anliegen. Das bedeutet, daß das die Szintillatoren umgebende Papier genau auf die Maße der Streifen gefalzt werden muß. Zu diesem Zweck wurde eine Faltvorrichtung entwickelt, die in Abbildung 5.6 gezeigt ist. Das Arbeitsprinzip dieser Vorrichtung ist folgendes. Ein Papierstreifen, dessen Breite genau auf die Länge der Szintillatorstreifen zugeschnitten ist, wird mit einem Stempel eingeklemmt, der mit Excentern gegen die Grundplatte gepreßt werden kann. Der Stempel hat genau die gleichen Abmaße (Dicke und Breite) wie die Szintillatorstreifen. Anschließend kann mit einem Fallmesser der Pa-

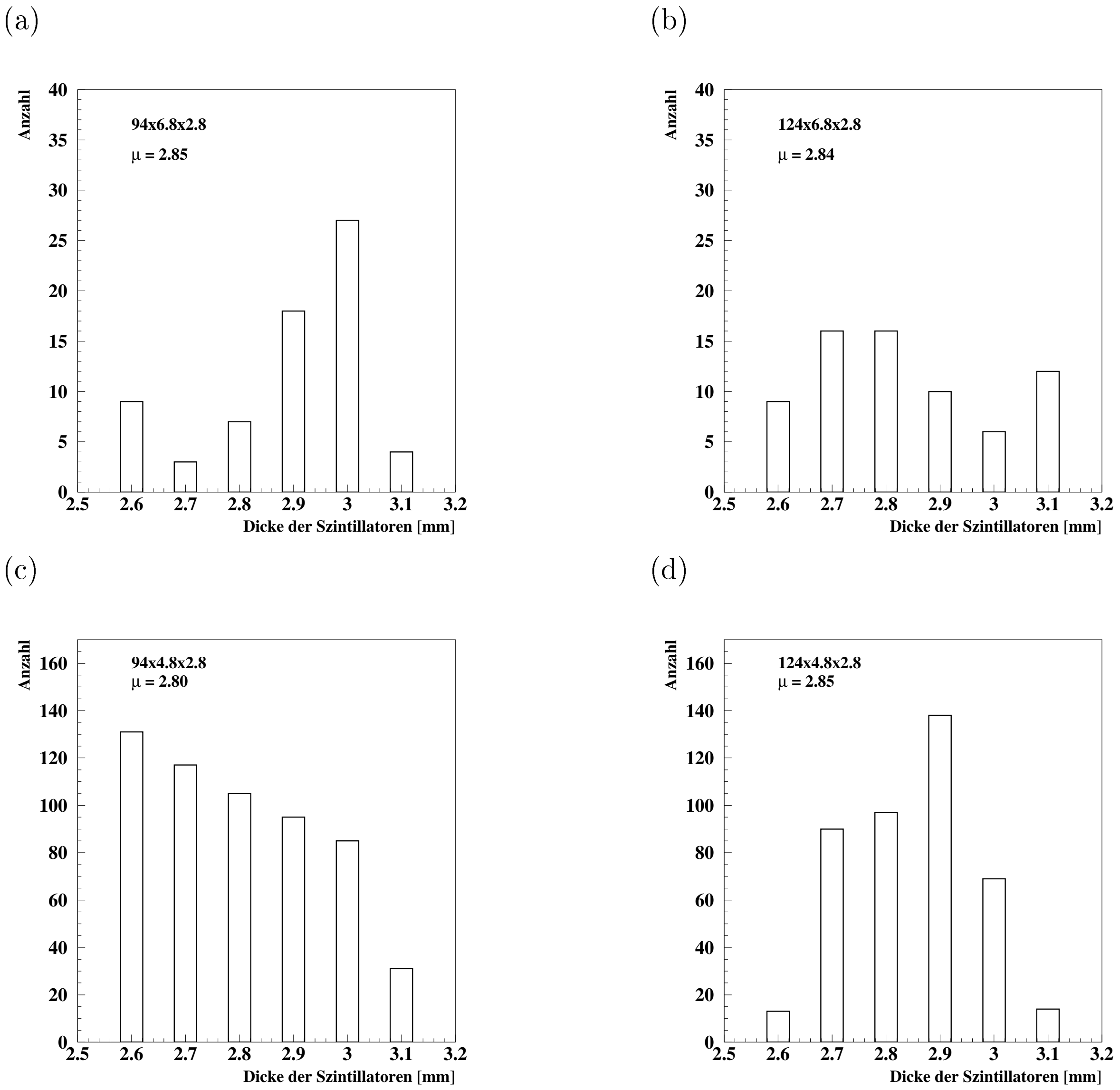


Abbildung 5.5: Die Dickeverteilung der Szintillatoren mit den verschiedenen Maßen.

pierstreifen so abgeschnitten werden, daß die Länge des abgeschnittenen Papierstückes genau dem Umfang eines Szintillatorstreifens entspricht. Die gleichbleibende Länge des abgeschnittenen Papierstreifens wird durch das Anlegen an einen Anschlag garantiert. Der auf den Umfang zugeschnittene und mit dem Stempel an die Grundplatte geklemmte Papierstreifen kann jetzt um den Stempel herum gewickelt und an dessen Kanten gefalzt werden. Das Ergebnis dieser Prozedur ist eine sauber gefalzte Papierhülse, in die genau der Szintillatorstreifen paßt. Der beschriebene Vorgang des Papierfaltens ist in Abbildung 5.7 illustriert.

Abbildung 5.6: Die Faltvorrichtung zum Zuschneiden und Falzen des die Szintillatorstreifen umgebenden Papiers. Das Schneidmesser steht senkrecht nach oben. Die Excenter dienen zum Klemmen des Stempels auf die Grundplatte.

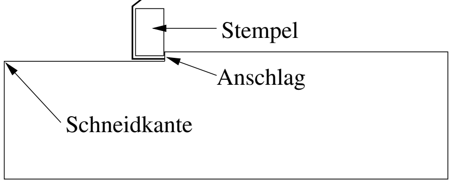


Abbildung 5.7: Illustration zum Vorgang des Papierfaltens für das Umwickeln der Szintillatorstreifen.

5.2 Der Wellenlängenschieber-Photodioden-Array

In diesem Abschnitt wird der mechanische Aufbau des schon in Abschnitt 4.1.2 angesprochenen Wellenlängeschieber-Photodioden-Arrays besprochen. Wie in der Abbildung 5.3 zu erkennen, liegen die 4.8 mm breiten Wellenlängenschieber in einem Abstand von 0.2 mm nebeneinander. Der Zwischenraum zwischen den Wellenlängenschieberstreifen wird durch zwei Papierstreifen von 0.1 mm Dicke ausgefüllt, von denen einer auf der Rückseite mit Toner geschwärzt ist. Die Schwärzung dient dazu, das optische Übersprechen zwischen benachbarten Wellenlängenschiebern zu verhindern. An die Wellenlängenschieberzeilen sind an beiden Enden Photodiodenarrays geklebt, die die Zeile im Verbund halten und mechanisch stabil machen. Für die beiden verschieden langen Seiten des VLQ-Kalorimeters mit je 18 bzw. 24 Ausleskanälen gibt es zwei verschieden breite Photodiodenarraytypen mit den entsprechenden Kanalzahlen. Ein Foto eines 24 Kanäle breiten Photodiodenarrays ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die aktiven Flächen der Photodioden sind 3.4x4.2 mm groß. Der Abstand zwischen den aktiven Flächen der Photodioden beträgt 0.8 mm. Die Wellenlängenschieber einer kompletten Seite müssen gleichzeitig auf das Photodiodenarray aufgeklebt werden. Bei der Klebung müssen die Wellenlängenschieberstreifen stabil in ihrer endgültigen Lage gehalten werden. Die Dicke des Kleberauftrages muß bei der Klebung unter Kontrolle sein, damit alle Klebestellen gleich geartet sind und keine Inhomogenitäten durch unterschiedliche optische Kontakte zwischen den Photodioden und den Wellenlängenschieberstreifen entstehen. Aus diesen Gründen wurde eine Vorrichtung zum Kleben der Wellenlängenschieberstreifen auf die Photodiodenarrays gebaut. Ein Foto dieser Vorrichtung während eines Klebevorgangs ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Die Vorrichtung besteht aus einer Grundplatte, auf der zwei vertikale Führungsschienen angebracht sind. Auf diesen Führungsschienen kann ein Schlitten mit Hilfe einer Spindel bewegt werden. Die Bewegung des Schlittens wird mit einer Meßuhr kontrolliert. In den beweglichen Schlitten werden die Wellenlängenschieberstreifen einzeln einsortiert und in der ausgerichteten Position eingespannt. Der Abstand zwischen den Wellenlängenschiebern wird durch die zwei Papierstreifen aufrechterhalten, die zwischen je zwei Streifen gelegt werden. Diese Papierstreifen sind ca. 15 mm kürzer als die Wellenlängenschieberstreifen. Das muß so sein, da es ansonsten passieren kann, daß das Papier an den Klebestellen mit den Wellenlängenschiebern verklebt und optischen Kontakt herstellt. Dies würde unreproduzierbare Lichtverluste und damit Inhomogenitäten nach sich ziehen. Eine weitere Schwierigkeit bei der Klebung ist, daß, wenn keine vorkehrenden Maßnahmen getroffen werden, durch den Kapillareffekt der Kleber in die Spalte zwischen den Wellenlängenschiebern hochläuft und optischen Kontakt zwischen diesen herstellt. Das verursacht unerwünschtes Übersprechen zwischen den Wellenlängenschiebern. Um das zu vermeiden, wurde deshalb kurz oberhalb der Klebestelle Teflonfolie zwischen die Wellenlängenschieber gelegt. Diese Teflonfolie hat die Eigenschaft, daß sie nicht an dem verwendeten Epoxidharzkleber haftet und so leicht nach dem Aushärten des Klebers entfernt werden kann. Gleichzeitig dichtet die Teflonfolie die Kapillare zwischen den Wellenlängenschiebern nach oben hin ab, so daß kein Kleber mehr hochlaufen kann. Der Photodiodenarray wird auf der Grundplatte mittels Spannkrallen genau so fixiert, daß die Enden der in den beweglichen Schlitten eingespannten Wellenlängenschieberstreifen genau auf die aktiven Flächen passen. Sind die Wellenlängenschieberstreifen und der Photodiodenarray ausgerichtet und eingespannt, erfolgt mittels einer Dosiereinrichtung der Auftrag exakt der gleichen Klebermenge von ca. 4 mm^3 auf jede Klebestelle des

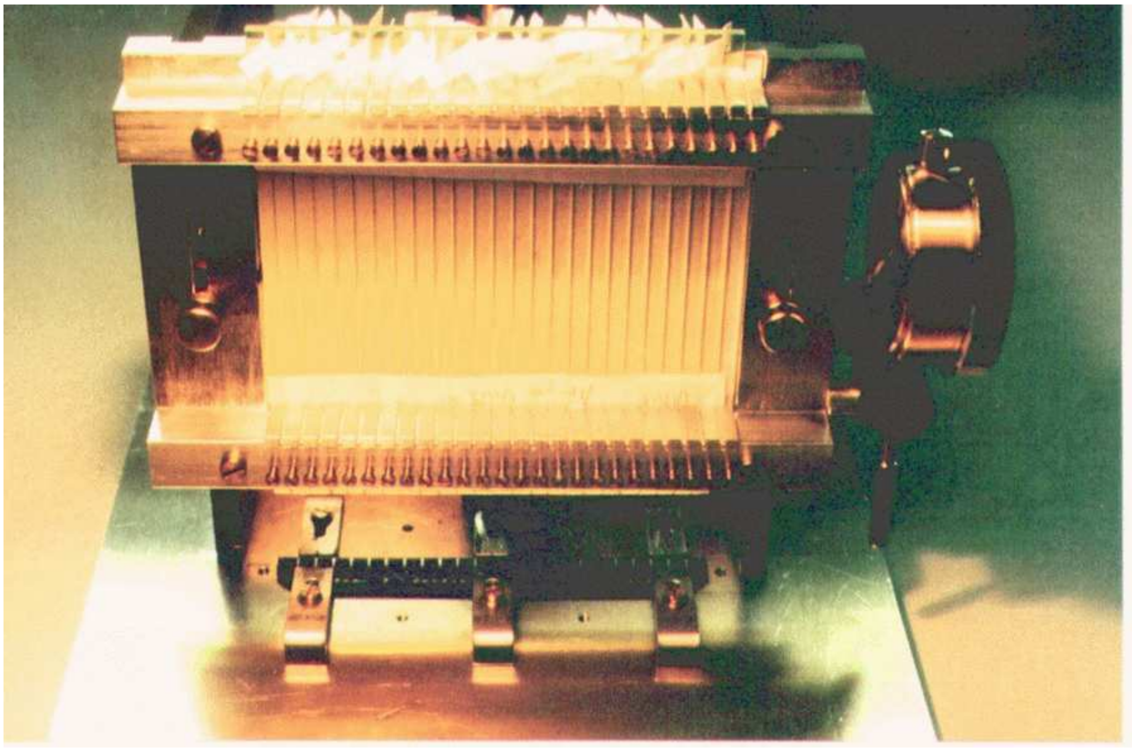


Abbildung 5.8: Eine Fotografie der Klebevorrichtung für die Wellenlängenschieberstreifen des VLQ-Kalorimeters. Die Wellenlängenschieberstreifen sind in einem vertikal verschiebbaren Schlitten einzeln eingespannt. Der Photodiodenarray ist auf die Grundplatte gespannt. Nach dem Kleberauftrag auf den Photodiodenarray wird der Schlitten mit Hilfe der angebrachten Meßuhr kontrolliert in den Kleber abgesenkt.

Photodiodenarrays. Anschließend werden die in den beweglichen Schlitten der Klebevorrichtung eingespannten Wellenlängenschieber mit Hilfe der Spindel so weit abgesenkt, daß die Wellenlängenschieberenden ca. 0.2 mm über der das Photodiodenarray abdeckenden Glasplatte angeordnet sind. Der verbleibende Spalt wird vom Kleber ausgefüllt. Die gewählte Kleberschichtdicke garantiert eine gute mechanische Stabilität der Verbindung bei gleichzeitig guter Transparenz und Reproduzierbarkeit der Verbindungen. Ist ein Photodiodenarray an die Wellenlängenschieber angeklebt, so kann der Photodiodenarray von der Grundplatte gelöst werden. Der bewegliche Schlitten ist so konzipiert, daß er für die Klebung des zweiten Photodidenarrays an das andere Ende der Wellenlängenschieber einfach umgedreht werden kann. Die beschriebene Klebeprozedur wird dann nochmal für diese Seite wiederholt. Ein auf diese Weise fertiggestellter Photodiodenarray ist in Abbildung 5.9 zu sehen.

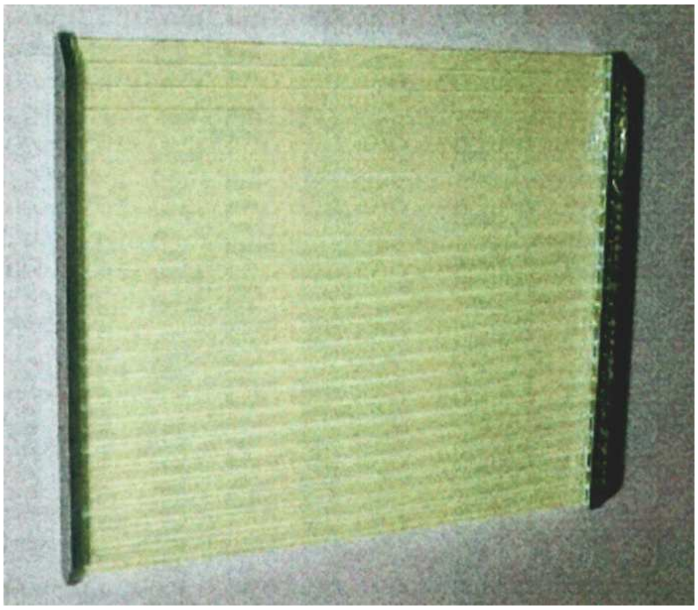


Abbildung 5.9: Eine Fotografie eines fertiggestellten Wellenlängenschieber-Photodioden-Arrays mit 24 Kanälen.

5.3 Der gesamte mechanische Aufbau des VLQ-Kalorimeters

Die bisher besprochenen Teile der aktiven Struktur des VLQ-Kalorimeters müssen zusammen mit der in Abschnitt 4.4 besprochenen Ausleseelektronik in ein Gehäuse eingebaut werden. Das Gehäuse hat die Funktion, die aktive Struktur des Kalorimeters, die ca. 12 kg wiegt, zu tragen und alle Kalorimeterkomponenten in einer stabilen mechanischen Lage zu halten. Eine Zeichnung der tragenden Gehäuseteile eines VLQ-Kalorimetermodules ist in Abbildung 5.10 zu sehen. Die tragende Struktur des Gehäuses besteht aus 8 mm dicken Messingplatten. Es gibt eine Deckelplatte, an die zwei Seitenplatten geschraubt sind. An diese Seitenplatten werden die Führungsschienen der aktiven Struktur befestigt, die das Gewicht der Wolframplatten tragen. Zwischen den Seitenplatten der Tragestruktur ist eine weitere 10 mm dicke Messingplatte angebracht, die allerdings keine tragende Funktion hat. Diese Platte ist direkt über der aktiven Struktur angebracht und beherbergt ein Leitungssystem, durch das Kühlwasser fließen kann. Die Kühlung ist notwendig, um die Leistung von ca. 25 W abzuführen, die die Ausleseelektronik (Leitungstreiber) verbraucht. Die Wellenlängenschieber-Photodioden-Arrays werden zwischen die Führungsschienen der aktiven Struktur gelegt und bilden mit diesen zusammen eine bündige Außenkante. Das ist auch in dem Querschnitt durch die aktive Struktur von Abbildung 5.3 zu erkennen. Sind die Führungsschienen an die tragenden Seitenplatten geschraubt, ist dadurch der Wellenlängenschieberarray fixiert. Die seitlichen Wellenlängenschieberarrays werden von den Seitenplatten, der obere Wellenlängenschieberarray von der Kühlplatte und der untere Wellenlängenschieberarray von der Bodenplatte gehalten. Das ist auch auf der Fotografie eines VLQ-Kalorimeter-Moduls in der Abbildung 5.11 zu sehen. In Abbildung 5.11 sind die an die Photodiodenarrays angelöteten Drähte zu sehen, über die die Signale von

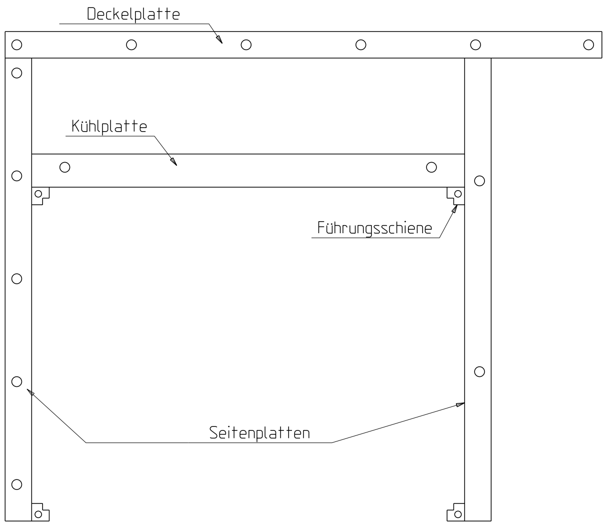


Abbildung 5.10: Zeichnung der tragenden Gehäuseteile. Die tragende Struktur besteht aus einer 8 mm dicken Deckelplatte aus Messing, an die zwei Seitenplatten aus 8 mm dicken Messing angeschraubt sind. An diese Seitenplatten werden die Führungsschienen der Tragestruktur der aktiven Kalorimeterstruktur geschraubt. Diese tragen dann das Gewicht der Wolframplatten.

den Photodioden zu den Platinen, die die Auslesechips tragen, transportiert werden. An beiden Enden der aktiven Struktur ist jeweils eine Platine angebracht. Die Platine wird fixiert, indem sie an die Kühlplatte geschraubt wird. Werden dann die Drähte der Photodiodenarrays mit der Ausleseplatine verlötet, so sind die Wellenlängenschieberarrays auch in longitudinaler Richtung befestigt. Die aktive Struktur mit montierten Ausleseplatinen ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Die Kühlplatte ist in der Abbildung 5.12 entfernt. An der Oberkante der Ausleseplatinen sind Steckerleisten zu erkennen. Diese dienen zur Übertragung der auf den Ausleseplatinen über die Auslesechips verstärkten Signale auf die obere Platine, auf der sich die Leitungstreiber befinden. Die obere Platine wird direkt über der Kühlplatte montiert, so daß die von den Leitungstreibern verbrauchte Leistung gut abgeführt werden kann. Das geöffnete Kalorimetergehäuse mit montierten Ausleseplatinen sowie montierter oberer Platine ist in Abbildung 5.13 zu sehen. In der Abbildung sind links die Zuführungen für das Kühlwasser zu erkennen, zur rechten Seite hin treten die Signalkabel aus. Diese Signalkabel werden an Steckverbinder kontaktiert, die an die äußere Seitenplatte des Kalorimeters geschraubt sind. Das Kalorimetergehäuse mit komplett montierter Elektronik und entfernter Front- und Rückplatte ist in Abbildung 5.14 gezeigt.

Nur die tragende Struktur des Kalorimetergehäuses und die Seitenplatte, an der die Steckverbinder befestigt sind, sind aus 8 mm dicken Messingplatten gefertigt. Die Front- und Rückplatte sind aus 5 mm dickem Messing. Die Bodenplatte ist aus 2mm dickem Messing gefertigt. Die Dicke der Bodenplatte wurde möglichst gering gewählt, um den Rand der aktiven Kalorimeterstruktur möglichst nahe an die durch das Gehäuse gegebene äußere Begrenzung des Kalorimeters zu bringen. Der Grund hierfür liegt darin, daß bis zu sehr kleinen Winkeln gemessen werden soll. Das Kalorimeter kann aber nur so nahe an das Strahlrohr herangefahren werden, bis das Gehäuse des Kalorimeters an dieses stößt.

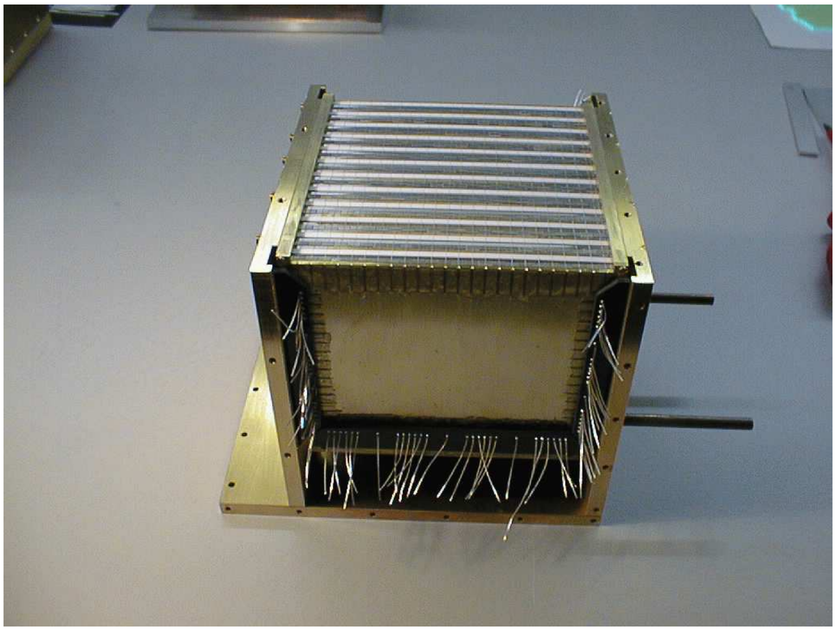


Abbildung 5.11: Fotografie der tragenden Gehäuseteile mit montierter Kühlplatte und montierter aktiver Struktur mit Wellenlängenschieberarrays.

Deshalb wäre es ideal, wenn die aktive Struktur des Kalorimeters gleich beim Gehäuserand beginnen würde. Da das aber nicht möglich ist, muß die Gehäusewand an der Unterkante so dünn wie möglich gehalten werden.

Ein Foto der wie beschrieben aufgebauten, fertiggestellten VLQ-Kalorimetermodule ist in Abbildung 5.15 zu sehen.

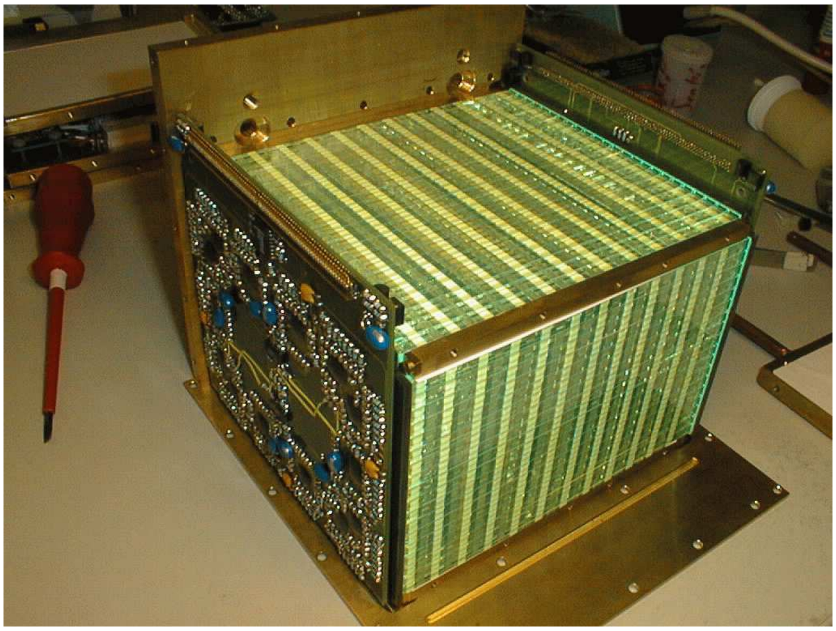


Abbildung 5.12: Die aktive Struktur mit montierten Ausleseplatinen. Die Kühlplatte ist entfernt. An der Oberkante der Ausleseplatinen sind die Steckerleisten zu sehen, über die die verstärkten Signale aus den Photodioden zu der oberen Platine gelangen. Auf der oberen Platine befinden sich die Leitungstreiber, die die Signale nach außen weiterleiten.

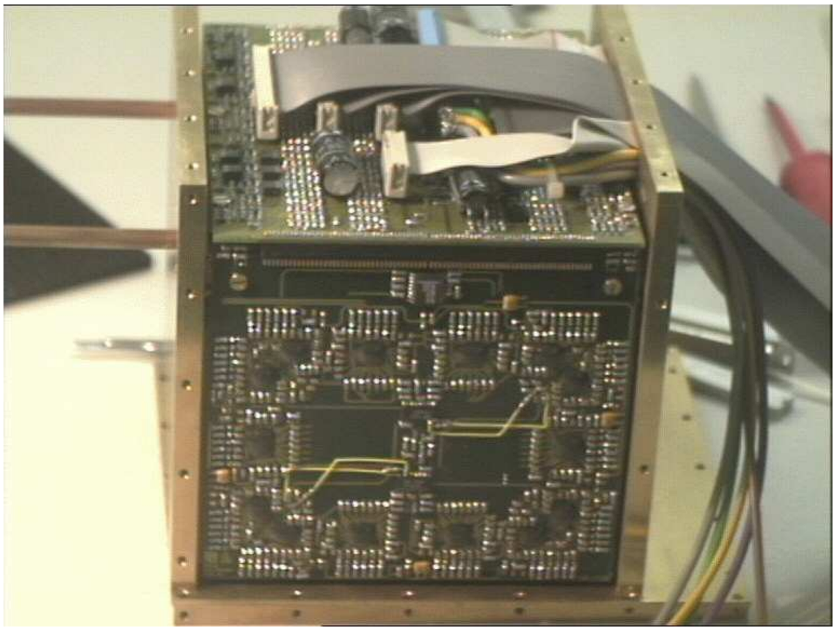


Abbildung 5.13: Das geöffnete Kalorimetergehäuse mit montierten Ausleseplatinen und montierter oberer Platine.

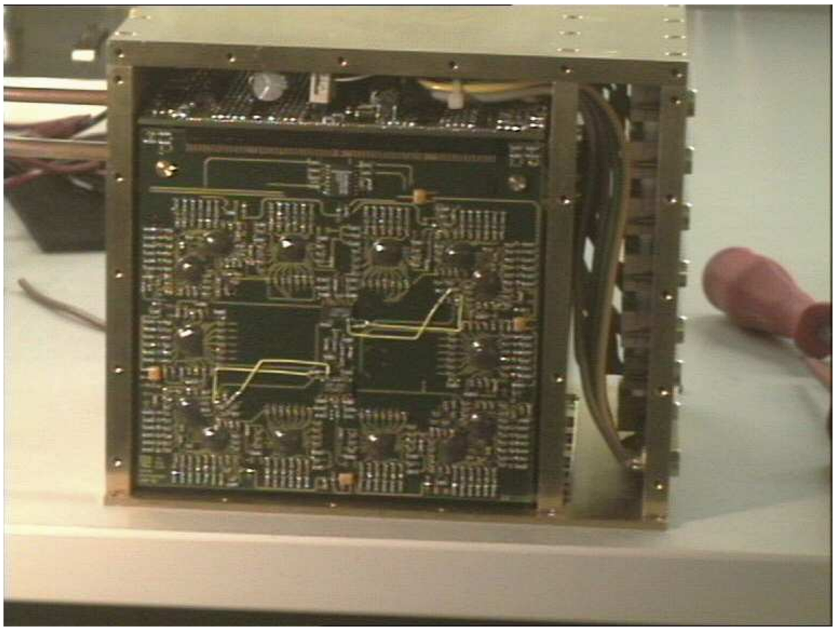


Abbildung 5.14: Das geöffnete Kalorimeter mit komplett montierter Elektronik.

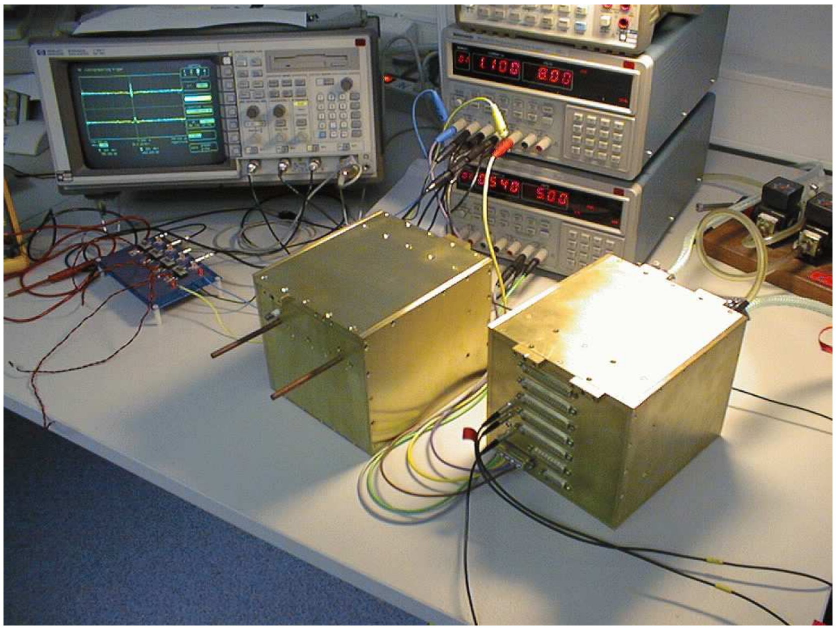


Abbildung 5.15: Die beiden komplett fertiggestellten VLQ-Kalorimeter-Module.

Kapitel 6

Ergebnisse von Teststrahlmessungen mit den VLQ-Kalorimetermodulen

Die beiden VLQ-Kalorimetermodule wurden nach ihrer Fertigstellung im Elektronenteststrahl Nr. 22 des DESY-Synchrotrons getestet. Der Testzeitraum beider Module erstreckte sich mit kurzen Unterbrechungen von August bis November 1997. Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse dieser Testmessungen vor. Zuerst wird auf den Meßaufbau im Teststrahl eingegangen. Anschließend werden dann die gewonnenen Daten über die Energie- und Ortsauflösung besprochen. Am Schluß des Kapitels werden die lateralen Leckverluste des Kalorimeters und die mit dem Kalorimeter gemessenen Schauerprofile diskutiert.

6.1 Der Meßaufbau

6.1.1 Der Elektronenteststrahl 22 am DESY

Die beiden VLQ-Kalorimetermodule wurden im Teststrahlgebiet Nr. 22 des DESY-Synchrotrons getestet. Der vom Synchrotron zur Verfügung gestellte Teststrahl besteht aus Elektronen oder Positronen und hat eine von 1-6 GeV einstellbare Energie. Für die Tests mit dem VLQ-Kalorimeter wurden sowohl Elektronen als auch Positronen benutzt. Die Erzeugung dieses Teststrahles ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Im DESY-Synchrotron

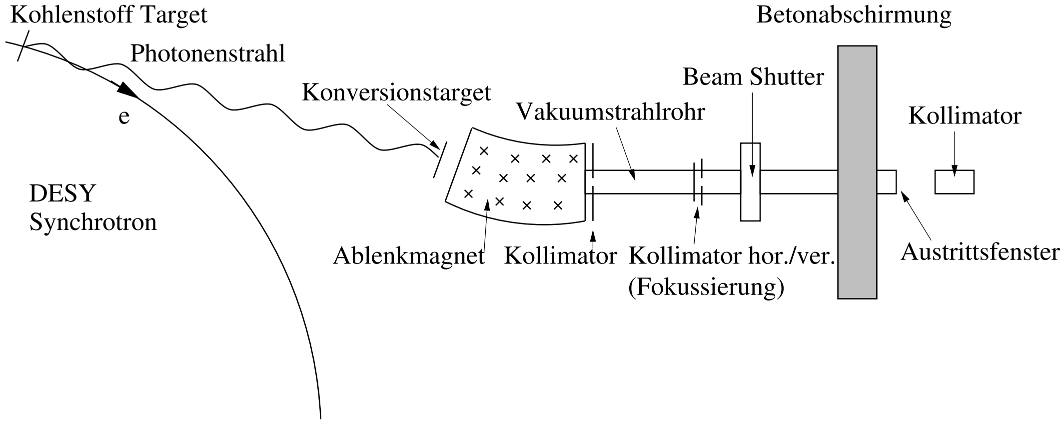


Abbildung 6.1: Die Erzeugung des Elektronentestrahles am DESY-Synchrotron.

werden Elektronen auf eine Endenergie von 7 GeV beschleunigt. Diese Elektronen fliegen durch ein primäres im Synchrotron befindliches Kohlenstoff-Target. An diesem Target finden Bremsstrahlungsereignisse statt. Die durch Bremsstrahlung entstandenen Photonen haben eine maximale Energie von 7 GeV, die der Strahlenergie der Elektronen im Synchrotron entspricht. Die Bremsstrahlungsphotonen treffen, nachdem sie aus dem Vakuum des Synchrotrons ausgetreten sind, auf ein in Luft befindliches sekundäres Target. Als sekundäres Target können vom Teststrahlbenutzer verschiedene Materialien mit verschiedenen Dicken gewählt werden. An diesem sekundären Target finden Konversionen der Bremsstrahlungsphotonen in Elektron-Positron-Paare statt. Die maximale Energie der entstehenden Teilchen kann wieder nur höchstens 7 GeV betragen, da dies die Maximalenergie der Bremsstrahlungsphotonen ist. Durch Variation der Targetdicke kann die Strahlintensität beeinflußt werden. Die bei den Konversionen entstehenden Elektronen und Positronen haben ein Energiespektrum, das sich von der Maximalenergie bis zu Null GeV erstreckt. Das Spektrum hat in der Mitte des Energiebereichs ein Maximum. Aus diesem Spektrum wird die Energie des Teststrahls durch einen Dipolmagneten selektiert. Die Elektronen treten durch ein Vakuumfenster in den Magneten ein. Im Magneten werden die Teilchen je nach ihren Impulsen abgelenkt. Die Elektronen mit dem gewünschten Impuls werden am Ausgang des Magneten mit einem Kollimator ausgewählt. Der Kollimator absorbiert alle Elektronen, die den Kollimatorspalt nicht treffen und somit nicht den ausgewählten Impuls haben. Die Impulsselektion erfolgt, da der Kollimatorspalt fest steht, über die Variation der Magnetfeldstärke durch den Strom im elektrischen Dipolmagneten. Der auswählbare Energiebereich liegt zwischen ein und sechs GeV. Nachdem die Elektronen den Kollimator passiert haben, treten sie in eine Vakuumröhre ein, die im Teststrahlgebiet endet. In dieser Vakuumröhre ist ein zweites Kollimatorpaar angebracht, durch das der Strahl in x- und y-Richtung fokussiert werden kann. Das sogenannte "Beam Shutter", das ebenfalls im Vakuumstrahlrohr eingebaut ist dient dazu, den Strahl an- und abzuschalten, indem er einfach von einer Eisenplatte, die in den Strahl geschoben wird, absorbiert wird. Es ist wichtig, daß der impulsselektierende Magnet und die nachfolgende Strahlröhre evakuiert sind. Ist das nicht der Fall, so befindet sich innerhalb des Magneten ein zweites Target, das aus Luft besteht. An diesem Target können, ebenso wie am Sekundärtarget, Konversionen stattfinden. Der Ort dieser Konversionen im Magneten ist jedoch nicht definiert, so daß das zu durchlaufende Magnetfeld je nach Entstehungsort der Elektronen kürzer oder länger ist. Das führt dazu, daß auch Elektronen mit kleinerer Energie den Kollimator passieren können, die im Magnetfeld einen kleineren Krümmungsradius haben, aber eine nicht so weite Strecke im Magnetfeld durchlaufen müssen. Dieser Effekt führt zu einer Unschärfe in der Strahlenergie. Die nach dem Magneten folgendene Strahlröhre muß evakuiert sein, um zu gewährleisten, daß die Elektronen durch Streuprozesse in der Luft keine Energie verlieren, was einen weiteren Beitrag zur Unschärfe der Strahlenergie bedeuten würde. Nachdem die Elektronen aus der Vakuumstrahlröhre durch ein Fenster aus Kaptonfolie ausgetreten sind, werden sie nochmals zur Fokussierung durch einen Kollimator geleitet. Die aus diesem Kollimator austretenden Elektronen können dann über eine kurze Luftstrecke (3-5 m) auf den Meßaufbau geschossen werden.

6.1.2 Der Meßaufbau im Teststrahlgebiet

Im Meßaufbau im Teststrahl wurde für die Halterung der VLQ-Kalorimetermodule die Original-Fahrmechanik verwendet, wie sie auch für den Betrieb im H1-Detektor verwendet wird. Dazu war die Fahrmechanik für ein VLQ-Kalorimetermodul auf einem Gestell aufgebaut, so daß immer nur ein Kalorimetermodul getestet werden konnte. Da die Original-Fahrmechanik das Kalorimeter nur in der y-Achse vertikal nach oben und unten bewegen kann, war für den Teststrahlaufbau die Grundplatte des Gestells, an dem die Fahrmechanik montiert war, durch einen Schrittmotor definiert bewegbar. Dadurch war es möglich, das Kalorimetermodul in x- und in y-Richtung relativ zum Elektronenstrahl zu bewegen, so daß die ganze Kalorimeterfläche mit Elektronen beschossen werden konnte. Das Gestell war zum Elektronenstrahl so ausgerichtet, daß die Elektronen ungefähr senkrecht zur Kalorimeteroberfläche auftrafen.

Zur Messung der Ortsauflösung des VLQ-Kalorimeters wurde ein Silizium-Teleskop verwendet, das auf einem vom Kalorimeter unabhängigen Fahrtisch aufgestellt war. Der Fahrtisch, auf dem das Teleskop stand, wurde nur zum Ausrichten des Teleskops im Elektronenstrahl benutzt und dann in seiner festen Position belassen. Das Silizium-Teleskop besteht aus acht Silizium-Streifendetektoren mit einer Fläche von je 2x2 cm^2. Die Streifen der acht hintereinander angeordneten Streifendetektoren sind abwechselnd in x- und in y-Richtung orientiert. Die Orientierung und z-Position der einzelnen Detektorlagen ist aus Tabelle 6.1 zu entnehmen. Aus den Angaben in Tabelle 6.1 ist zu ersehen, daß die acht Detektoren in je zwei dicht gepackte Bündel angeordnet sind, innerhalb deren die Siliziumstreifendetektoren untereinander einen Abstand von ca. 10 mm haben. Die beiden so gebildeten Bündel haben untereinander einen größeren Abstand von 17 cm. In jedem Bündel sind je zwei Streifendetektoren in x- und in y-Richtung orientiert. Ein einzelner Streifendetektor des Silizium-Teleskops hat 384 Streifen. Der Abstand der Streifenmitten beträgt 50 μm. Die Gesamtkanalzahl des Silizium-Teleskops mit acht Streifendetektoren beläuft sich auf 3072 Kanäle. Im Silizium-Teleskop ist vor dem ersten und nach dem letzten Streifendetektor je ein $2x2\,cm^2$ großer Szintillator eingebaut. Diese Szintillatoren werden durch Photomultiplier ausgelesen. Die Signale der Photomultiplier werden anschließend in der Ausleseelektronik des Silizium-Teleskops zu einem Triggersignal verarbeitet. Das Triggersignal kommt dann zustande, wenn in beiden Szintillatoren gleichzeitig ein Signal beobachtet werden kann, das eine gewisse Größe überschreitet. Die Signalgröße wird so gewählt, daß sie der Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht. Dieses Triggersignal löst dann sowohl die Auslese des Kalorimeters als auch die Auslese des Silizium-Teleskops aus.

Lage Nr.	Orientierung	z-Position [mm]
1	y-Richtung	0
2	x-Richtung	9.9
3	y-Richtung	23.9
4	x-Richtung	33.5
5	x-Richtung	199.3
6	y-Richtung	208.9
7	x-Richtung	222.5
8	y-Richtung	232

Tabelle 6.1: z-Position und Orientierung der Silizium-Streifendetektoren des Silizium-Teleskops

Der Abstand von der Vorderseite des Silizium-Teleskops bis zur Vorderseite des Kalorimeters betrug ca. 90 cm. Die Entfernung der Vorderseite des Silizium-Teleskops vom Austrittsfenster des Vakuumstrahlrohres war 4.8 m. Der gesamte Teststrahlaufbau ist in Abbildung 6.2 schematisch abgebildet.

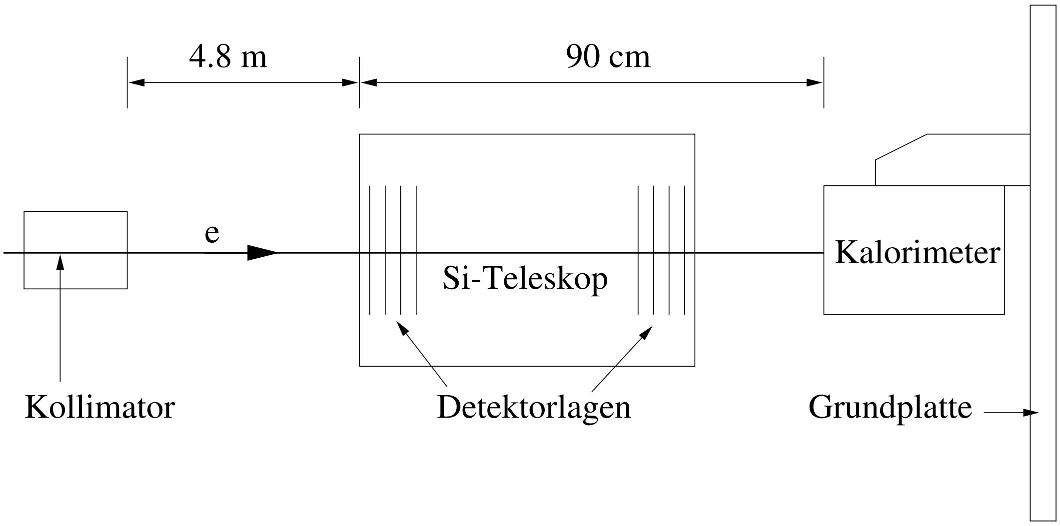


Abbildung 6.2: Der Meßaufbau im Teststrahlgebiet schematisch dargestellt. Das zu testende Kalorimetermodul ist in die Fahrmechanik eingebaut. Das Silizium-Teleskop steht vor dem Kalorimeter. Die Zeichnung ist nicht maßstäblich.

6.1.3 Die Ausleseelektronik im Teststrahl

Im Teststrahl wurde für das Kalorimeter die gleiche Auslesekette benutzt, wie sie auch für die Auslese des VLQ-Kalorimeters im H1-Detektor verwendet wird. Wie schon in Abschnitt 4.4 beschrieben, werden die Signale aus dem Kalorimeter über ca. 30 m Kabel zur Analog-Box übertragen. Im Teststrahl wurden dafür bereits die Kabel verwendet, die für den Einbau in H1 vorgesehen sind. In Abbildung 6.3 ist die Ausleseelektronik schematisch dargestellt. Die gesamte Auslese läuft mit der HERA-Bunch-Crossing-Frequenz von 10.4 MHz. Die von den Elektronen erzeugten Triggersignale sind jedoch im Teststrahl völlig asynchron zu dem Takt der Auslese. Das ist nicht der Fall, wenn die Detektoren im H1-Detektor betrieben werden, denn dort sind die Ereignisse mit dem HERA-Takt (HERA-Clock) synchronisiert. Da die Triggersignale im Teststrahl asynchron auftreten, müssen diese mit der HERA-Clock, mit der die Auslese läuft, synchronisiert werden. Das geschieht in dem sogenannten STC-Modul (SubTrigger-Controller). Dieses Modul gibt mit dem nächstfolgenden HERA-Clock-Zyklus, nachdem ein Triggersignal vom Silizium-Teleskop aufgetreten ist, ein Startsignal für die Auslese an das Service-Modul weiter. Das Service-Modul steuert, nachdem es das Auslesesignal erhalten hat, das ADC-Modul (Analog to Digital Converter) und den Sequenzer an. Der Sequenzer steuert das Multiplexen der auf den Analogkarten gespeicherten Auslesespannungen der Kanäle des Kalorimeters. Diese sequentiellen analogen Signale aus der Analog-Box werden zur ANRU (Analog Receiving Unit) übertragen. Die zur ANRU übertragenen analogen Signale werden nach

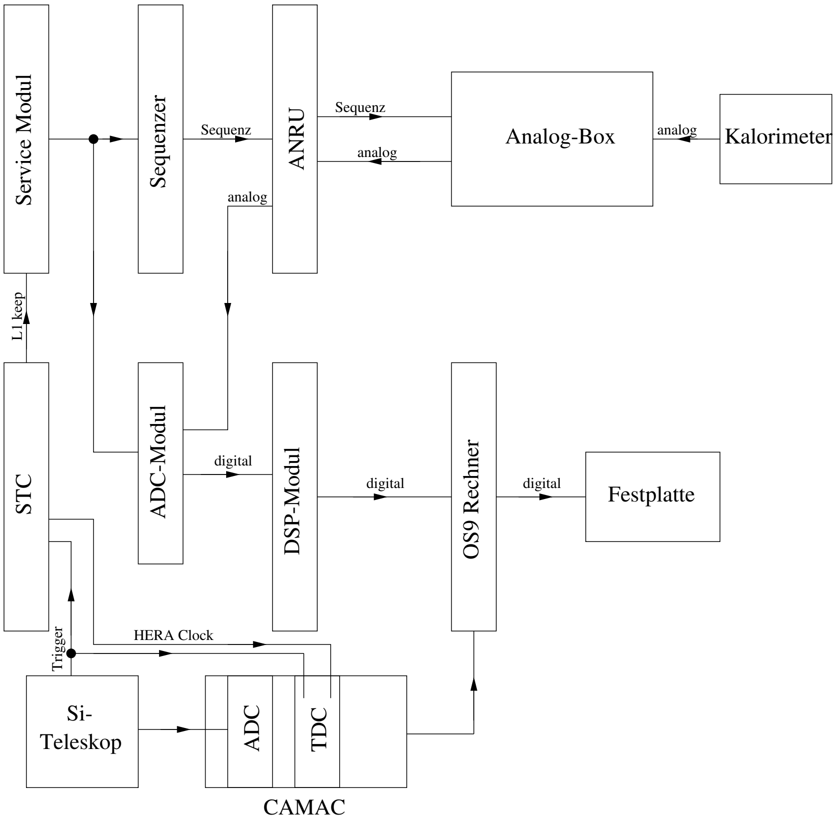


Abbildung 6.3: Die Ausleseelektronik im Teststrahl

einer dort stattfindenden analogen Pedestalkorrektur zum ADC-Modul weitergeleitet, wo die analogen Signale digitalisiert werden. Die vom ADC-Modul digitalisierten Daten werden vom DSP-Modul (Digital Signal Processor) ausgelesen. Das Service-Modul dient dazu, die analoge Auslesesequenz, die vom Sequenzer erzeugt wird, und die digitale Auslese, die vom ADC-Modul ausgeführt wird, aufeinander abzustimmen. Der Sequenzer, das Service-Modul und die ADC- und DSP-Module sind über den VME-Bus mit einem zentralen OS-9-Rechner verbunden, der sämtliche Vorgänge steuert und kontrolliert. Von diesem Rechner aus wird auch die Auslese des Silizium-Teleskops gesteuert. Das Silizium-Teleskop wird von 6-bit CAMAC-ADC's sequentiell ausgelesen. In dem CAMAC-Crate, das die Silizium-Teleskop-Auslese beherbergt, ist auch ein TDC-Modul (Time to Digital Converter) enthalten, das den Zeitunterschied zwischen Triggersignal und darauffolgendem HERA-Clock-Zyklus mißt. Das ist notwendig, weil wegen der Asynchronität der Triggersignale der Abtastzeitpunkt der Kalorimetersignale um maximal einen Clock-Zyklus, also 96 ns, schwanken kann. Da sich während dieser Zeit die Amplitude des Kalorimetersignales verändert, ändert sich je nach dem Auslesezeitpunkt die rekonstruierte Elektronenenergie. Das bedeutet einen zusätzlichen Beitrag zur Energieauflösung. Mit Hilfe der Zeitmessung zwischen Triggerzeitpunkt und Auslesezeitpunkt läßt sich dieser Effekt jedoch aufgrund der bekannten Signalform der Kalorimetersignale korrigieren.

Der schon erwähnte OS-9-Rechner schreibt die ausgelesenen Daten auf eine Festplatte, wo sie dann zur Analyse bereit stehen. Über den OS-9 Rechner können die Runs gestartet und gestoppt und auch verschiedene Einstellungen der Ausleseelektronik vorgenommen werden.

6.2 Die Energierekonstruktion des VLQ-Kalorimeters

Die Aufgabe der Energierekonstruktion ist es, aus den gemessenen Kalorimeterdaten auf die Energie des einlaufenden Elektrons zurückzuschließen. Die vom Kalorimeter gemessenen Daten sind digitalisierte Werte der Ausgangsspannungen der Kalorimeterkanäle. Dabei ist zu berücksichtigen, daß wenn die Ausgangsspannung eines Kalorimeterkanals Null Volt beträgt, der ausgelesene ADC-Wert des Kanals nicht Null ist, sondern einen bestimmten Wert hat. Dieser Wert legt den Nullpunkt der ADC-Skala fest und wird als Pedestal bezeichnet. Um den pedestalkorrigierten Meßwert zu erhalten, muß also der Pedestalwert jedes Kanals vom gemessenen ADC-Wert des Kanals abgezogen werden. Werden die pedestalkorrigierten Meßwerte der Kanäle graphisch dargestellt, ergibt sich das Eventdisplay aus Abbildung 2.9. In dieser Abbildung ist ein gemessenes Ereignis eines Elektrons mit 5 GeV Energie dargestellt. In Abbildung 6.4 ist ein anderes Ereignis eines Elektrons mit 4 GeV Energie dargestellt. Aus der Diskussion der Funktionsweise von Kalorimetern in Abschnitt 3.1 ist klar, daß die im VLQ-Kalorimeter entstehende Lichtmenge proportional zur Energie des einfallenden Elektrons ist. Das bedeutet, daß aufgrund dessen, daß die Ausgangsspannung eines Kanals nach der Diskussion in Abschnitt

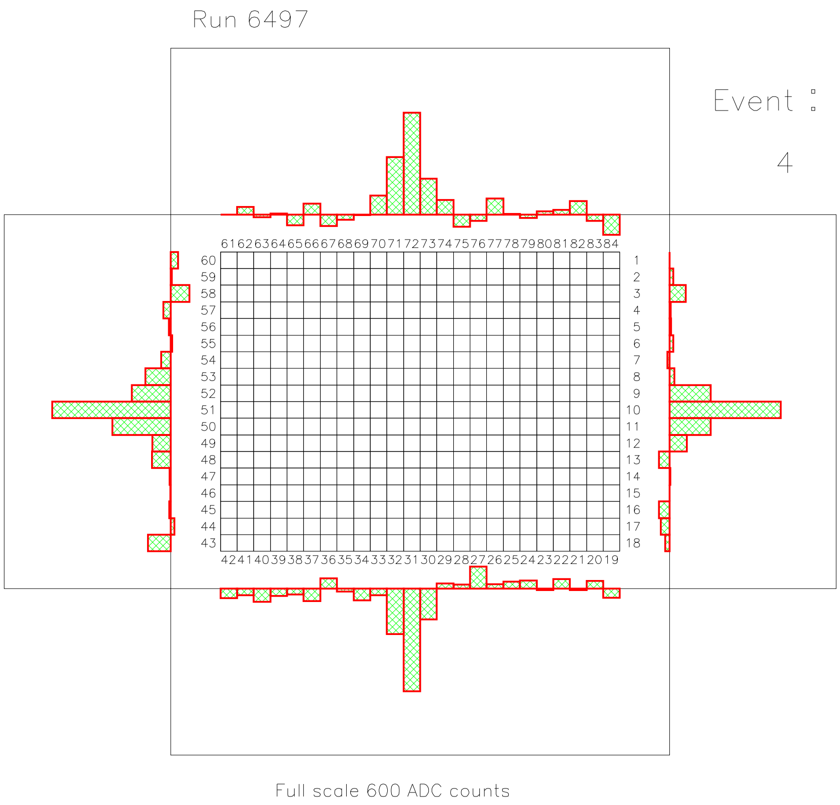


Abbildung 6.4: Ein Ereignis eines Elektrons mit 4 GeV Energie. Dargestellt sind die pedestalkorrigierten ADC-Werte.

4.2.2 proportional zu der auf die Photodioden auffallenden Lichtmenge ist, die Summe der ADC-Werte aller Kanäle proportional zur Energie der einfallenden Elektronen ist. Das bedeutet, daß zur Energierekonstruktion des einfallenden Elektrons die Summe aller Einträge in den Histogrammen von Abbildung 6.4 gebildet werden muß.

6.2.1 Die Kalibration des VLQ-Kalorimeters

Aufgrund von Inhomogenitäten in der Kalorimeterauslese kann es dazu kommen, daß die Kanäle untereinander, wenn sie von Elektronen mit der gleichen Energie getroffen werden, verschiedene Ausgangssignale liefern. Das kann z.B. durch unterschiedliche Güte von optischen Übergängen im Kalorimeter oder Bauteiletoleranzen in der Ausleseelektronik verursacht werden. Erfahrungsgemäß liefert die Streuung in der Güte der optischen Übergänge den größten Beitrag zu den Inhomogenitäten. Diese Inhomogenitäten führen dazu, daß die Summe aus allen Kanälen unterschiedliche Ergebnisse liefert, wenn das Elektron auf verschiedene Bereiche des Kalorimeters auftrifft. Das ist so, weil nur die Kanäle des Kalorimeters wesentlich zur Summe beitragen, die vom Schauer des Elektrons getroffen werden. Trifft das Elektron auf verschiedene Bereiche des Kalorimeters auf, so tragen jeweils andere Kanäle, die unterschiedliches Verhalten zeigen können, hauptsächlich zur Summe bei. Deshalb liefert die Summierung ortsabhängige Ergebnisse. Diese Unschärfe in der Energierekonstruktion verursacht einen Beitrag zum konstanten Term der Energieauflösung. Dieser Beitrag kann jedoch eliminiert werden, wenn das Ausgangssignal jedes Kanals für gleiche Eingangssignale bestimmt wird. Aus dem Ergebnis dieser Messung kann dann für jeden Kanal ein Kalibrationsfaktor bestimmt werden, so daß, wenn das Ausgangssignal des Kanals mit diesem Faktor multipliziert wird, die Ausgangssignale aller Kanäle den gleichen Wert haben, wenn sie das gleiche Eingangssignal sehen.

Es stellt sich nun die Frage, wie im speziellen Fall des VLQ-Kalorimeters die Ausgangssignale der Kanäle für gleiche Eingangssignale bestimmt werden können. Zunächst ist anzumerken, daß im VLQ-Kalorimeter zwei unabhängige Subsysteme vorhanden sind, die separat kalibriert werden können. Die beiden Subsysteme sind die physikalisch getrennten horizontal und vertikal orientierten Szintillatorlagen. Die horizontal orientierten Szintillatorlagen werden von den vertikalen 18 Kanäle breiten Wellenlängenschieberarrays ausgelesen. Die vertikal orientierten Szintillatorschichten werden von den horizontalen 24 Kanäle breiten Wellenlängenschieberarrays ausgelesen. Die Vorgehensweise bei der Kalibration wird beispielhaft für die horizontal angeordneten Wellenlängenschieberarrays besprochen. Dieses Vorgehen kann dann analog auf die vertikale Richtung übertragen werden.

Wird ein horizontaler Wellenlängenschieberarray betrachtet, so muß die Summe aus allen Kanälen dieses Arrays unabhängig davon sein, auf welchen Kanal des Arrays Elektronen der gleichen Energie im gleichen Abstand vom Rand des Kalorimeters auftreffen. Es ist wichtig, daß die Elektronen im gleichen Abstand vom Rand des Kalorimeters, also dem Ende der Szintillatoren, auftreffen, da sich das Ausgangssignal bei Variation dieses Abstandes durch die Abschwächung im Szintillator ändert (siehe Abbildung 4.3). Um die Kalibrationskonstanten zu bestimmen, muß also die Energiesumme aller Kanäle in Abhängigkeit des getroffenen Kanals bestimmt werden. Dazu wurden im Teststrahl spezielle Runs genommen, bei denen der Elektronenstahl horizontal über die Kalorimeterfläche bewegt wurde. Für jedes Ereignis dieser Runs wird der Kanal, auf dem das Elektron aufgetroffen ist, bestimmt. Das geschieht durch die Bestimmung des Kanals, der das maximale Signal im Array zeigt. Anschießend wird die Summe der Signale dieses Kanals und seiner beiden Nachbarkanäle in ein Histogramm eingetragen, das diesem Kanal zugeordnet ist. Aus den Mittelwerten der den Kanälen zugeordneten Histogramme können dann die Kalibrationsfaktoren bestimmt werden. Diese Mittelwerte müßten alle gleich sein. Im allgemeinen sind sie dies aufgrund von Inhomogenitäten jedoch nicht. Durch die Anwendung der Kalibrationsfaktoren wird die Gleichheit der Mittelwerte der Histogramme erzwungen.

Diese Methode der Bestimmung der Kalibrationsfaktoren hat einen Nachteil. Dieser Nachteil ist, daß die Kanäle am Rand des Arrays nur einen Nachbarkanal haben und somit die Summe über zwei Nachbarkanäle nicht gebildet werden kann, was dazu führt, daß die äußeren Kanäle systematisch unterdrückt sind. Um diesem Problem aus dem Weg zu gehen, ist es möglich, nur das Ausgangssignal des getroffenen Kanals ohne die Signale seiner Nachbarn in die Histogramme zu füllen. Nach der Diskussion in Abschnitt 4.1.2 gibt es zwischen den Kanälen eines Photodiodenarrays jedoch ein Übersprechen. Die Größe dieses Übersprechens kann durch Montagetoleranzen zwischen verschiedenen Kanälen variieren. Wird für die Bestimmung des Ausgangssignales eines von einem Elektron getroffenen Kanals nur das Signal des Kanals selbst herangezogen, so kann es bei der Bestimmung der Kalibrationskonstante aufgrund des Übersprechens zu Fehlern kommen. Zeigt nämlich dieser Kanal großes Übersprechen, ist das Signal des Kanals unterdrückt, da ein Teil des entstandenen Lichtes in den Nachbarkanälen nachgewiesen wird. Die Summe aller Kanäle jedoch bleibt von der Unterdrückung des Signales in dem Kanal mit großem Übersprechen weitgehend unberührt, da das Licht in den Nachbarkanälen nachgewiesen wird. Die Kalibrationskonstante für den Kanal mit großem Übersprechen wird also zu groß bestimmt, wenn nur sein eigenes Signal in Betracht gezogen wird. Ist das Übersprechen für alle Kanäle des Wellenlängenschieberarrays gleich, trifft dies für alle Kanäle des Arrays gleichermaßen zu, und es entsteht kein Fehler in der Gesamtsumme aller Kanäle, da alle Kanäle mit dem gleichen Faktor unterdrückt sind. Im allgemeinen kann aber nicht davon ausgegangen werden, daß das Übersprechen für jeden Kanal gleich ist, und so entstehen Kalibrationsfehler, wenn in die Histogramme zur Bestimmung der Kalibrationsfaktoren nur die Inhalte des maximalen Kanals eingefüllt werden. Im Prinzip ist es für die Kalibration am besten, die gesamte Energiesumme des Arrays in die Histogramme zu füllen, da diese unabhängig vom Auftreffort sein muß. Aufgrund des oben erwähnten systematischen Fehlers durch die endliche Ausdehnung des VLQ-Kalorimeters ist das in diesem Fall jedoch nicht sinnvoll. Deshalb wird zum Füllen der Histogramme die Summe aus dem maximalen Kanal und seinen beiden Nachbarn verwendet, da dies sowohl das Übersprechen berücksichtigt als auch die Auswirkung der Randeffekte auf die Kalibrationskonstanten minimiert. Um den Fehler des Randeffektes für die äußeren Kanäle zu dämpfen, wird in die zu den äußeren Kanälen gehörigen Histogramme die Summe des Maximums, das im Randkanal liegt, mit dem zweifachen Signal des Nachbarkanals gefüllt.

Da in die Histogramme die Summe aus drei Kanälen eingeht, ändern sich die Einträge dieser Histogramme, wenn die oben beschriebene Prozedur zur Bestimmung der Kalibrationsfaktoren ein zweites Mal nach der Anwendung der im ersten Durchgang bestimmten Kalibrationskonstanten durchgeführt wird. Das heißt, daß im allgemeinen die in der zweiten Iteration ermittelten Kalibrationskonstanten nicht gleich Eins sind. Die Korrekturfaktoren müssen jedoch aufgrund der Anwendung der ersten Korrektur näher bei Eins liegen. Das bedeutet, daß die Kalibrationskonstanten durch einen iterativen Prozeß bestimmt werden müssen, der abgebrochen werden kann, wenn die im n-ten Schritt ermittelten Kalibrationsfaktoren hinreichend nahe bei Eins liegen. In Abbildung 6.5 ist die Entwicklung der Mittelwerte der Histogramme der einzelnen Kanäle während der Iteration aufgetragen. In der Abbildung ist die Kalibration des oberen horizontalen Wellenlängenschieberarrays dargestellt. Es ist gut zu sehen, wie sich die Mittelwerte der Histogramme im Laufe der Iteration immer mehr angleichen, bis sie schließlich innerhalb der Genauigkeit der Bestimmung der Kalibrationskonstanten gleich sind. Der Fehler der Kalibrationskonstanten ergibt sich aus der Abbruchbedingung für die Iteration. Diese Abbruchbedingung fordert, daß die maximale Korrektur der Kalibrationsfaktoren, die im nächsten Kalibrationsschritt angewendet werden müßte, kleiner als 0.5% ist. Es ist nicht sinnvoll, diese Grenze weiter herunterzusetzen, da der maximale statistische Fehler bei der Bestimmung der Mittelwerte der Histogramme bei ca. 0.8% liegt. Außerdem zeigt sich, daß bei Verschärfung der Abbruchbedingung die Iteration nicht mehr abbricht. Der Gesamtfehler der Kalibrationskonstanten ergibt sich aus dem Fehler der Abbruchbedingung und dem statistischen Fehler der Bestimmung der Mittelwerte zu 1%.

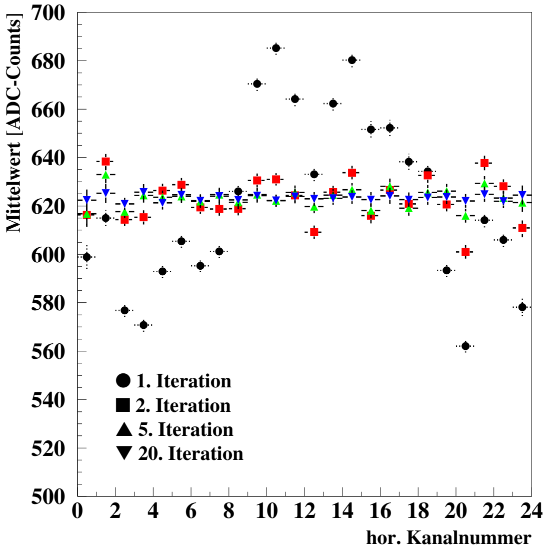


Abbildung 6.5: Die Verteilung der Mittelwerte der Histogramme zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten während der Iteration. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich die Mittelwerte im Laufe der Iteration immer mehr angleichen.

Die obige iterative Bestimmung der Kalibrationskonstanten wird für beide horizontale Arrays durchgeführt. Anschließend müssen die beiden Arrays gegeneinander abgeglichen werden. Das geschieht, indem Elektronen, die exakt in der Mitte des Kalorimeters auftreffen, vermessen werden. Es wird jeweils die Energiesumme des oberen und unteren Arrays bestimmt und in ein Histogramm gefüllt. Aufgrund der Symmetrie des Kalorimeters müssen die Mittelwerte beider Histogramme gleich sein. Im allgemeinen wird dies nicht der Fall sein, so daß dieser Zustand durch Anwendung von globalen Kalibrationsfaktoren für das obere und untere Array hergestellt werden muß. Die horizontalen Kanäle sind mit diesem Schritt vollständig kalibriert. Um direkt einen Energiewert aus der Messung zu erhalten, muß nur noch der globale Faktor für die Umrechnung von ADC-Counts in Energie angewendet werden. Die besprochene Kalibrationsprozedur kann in analoger Weise für die vertikalen Wellenlängenschieberarrays durchgeführt werden. Die Ergebnisse für die Kalibrationskonstanten der 84 Kanäle eines VLQ-Kalorimetermodules sind in Abbildung 6.6 gezeigt. Die Numerierung der Kanäle kann aus dem Eventdisplay in Abbildung 6.4 entnommen werden. Die Verteilung aller 84 ermittelten Kalibrationskonstanten ist in Abbildung 6.7 gezeigt. Der Mittelwert aller Kalibrationskonstanten liegt erwartungsgemäß ca. bei einem Wert von Eins. Die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert beträgt 10%. Das bedeutet, daß die Streuung in der Güte der optischen Übergänge im Kalorimeter in dieser Größenordnung liegt.

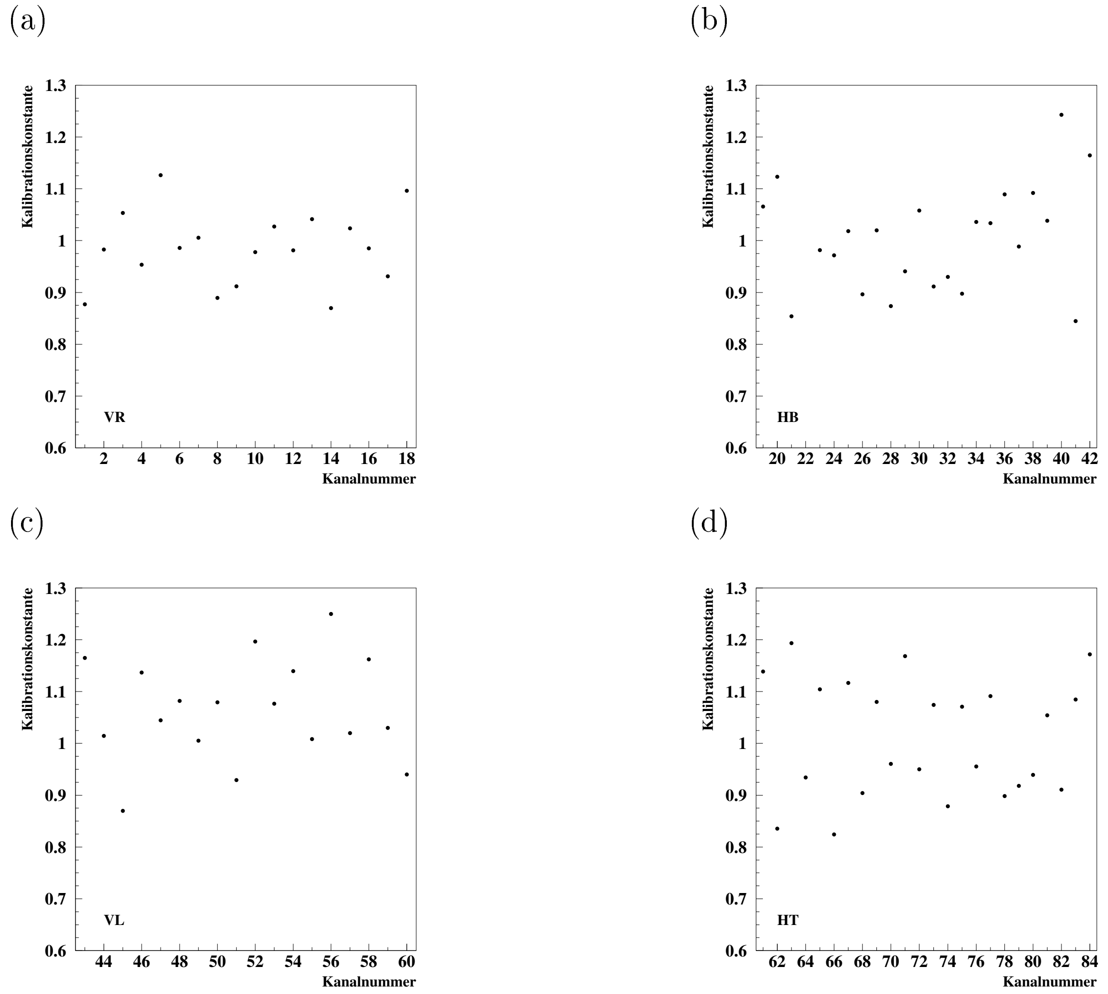


Abbildung 6.6: Die Kalibrationskonstanten für die vier Wellenlängenschieberarrays eines VLQ-Kalorimetermoduls. Die Numerierung der Kanäle kann aus Abbildung 6.4 entnommen werden. Die Kennzeichnungen in den Bildern bezeichnen das jeweilige Wellenlängenschieberarray (VR=vertcal right, VL=vertical left, HB=horizontal bottom, HT=horizontal top).

Um die Richtigkeit der Kalibrationskonstanten nachzuprüfen, wird der erste Iterationsschritt der Kalibrationsprozedur auf andere Teststrahlruns angewendet, die unabhängig von denen sind, die zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten herangezogen wurden.

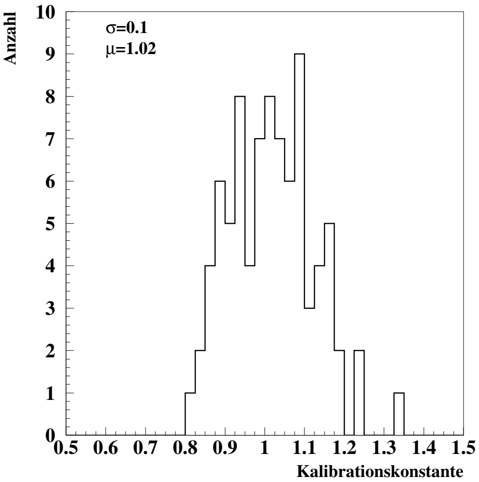


Abbildung 6.7: Die Verteilung aller 84 ermittelten Kalibratioskonstanten. Der Mittelwert liegt etwa bei Eins. Die mittlere quadratische Abweichung der Kalibrationskonstanten vom Mittelwert beträgt 10%

Dabei werden zum Vergleich einmal die ermittelten Kalibrationskonstanten vorher angewendet und das andere Mal nicht. In Abbildung 6.8 ist die Verteilung der Mittelwerte der Histogramme, die zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten herangezogen werden, mit und ohne vorherige Anwendung der Kalibrationskonstanten nach dem ersten Iterationsschritt gezeigt. In Abbildung 6.8 sind der rechte und linke Wellenlängenschieberarray aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß nach der Anwendung der Kalibrationskonstanten die Situation deutlich verbessert ist. Die Mittelwerte sind innerhalb der Fehler nach der Anwendung der Kalibrationskonstanten mit einem konstanten Verlauf verträglich. Dagegen sind ohne Anwendung der Kalibrationskonstanten signifikante Abweichungen vom konstanten Verlauf zu erkennen. Es ist zu sehen, daß der Wert der Mittelwerte der Histogramme, der nach der Anwendung der Kalibrationskonstanten angenommen wird, für die linke Seite (Abbildung 6.8(a)) und die rechte Seite (Abbildung 6.8(b) des Kalorimeters unterschiedlich ist. Das liegt daran, daß die für diese Untersuchung verwendeten Runs nicht in der Mitte des Kalorimeters genommen wurden, so daß sich die unterschiedliche Abschwächung des Lichtes in den Szintillatoren bemerkbar macht. Diese unabhängige Überprüfung der Richtigkeit der Kalibrationskonstanten demonstriert die positive Wirkung der Anwendung der Kalibrationskonstanten sehr deutlich und beweist zugleich, daß die Kalibrationskonstanten richtig bestimmt wurden.

6.2.2 Schnitte zur Optimierung der Energieauflösung

Mit den ermittelten Kalibrationskonstanten kann nun im Prinzip durch Bildung der Summe über alle Kanäle die Energie des aufgetroffenen Elektrons ermittelt werden. Wird jedoch das Eventdisplay aus Abbildung 6.4 betrachtet, erscheint diese Methode als wenig sinnvoll. In Abbildung 6.4 ist zu erkennen, daß nur ca. 5 Kanäle jedes Wellenlängenschieberarrays ein Signal zeigen, das deutlich über dem Rauschpegel liegt. Das kommt daher,

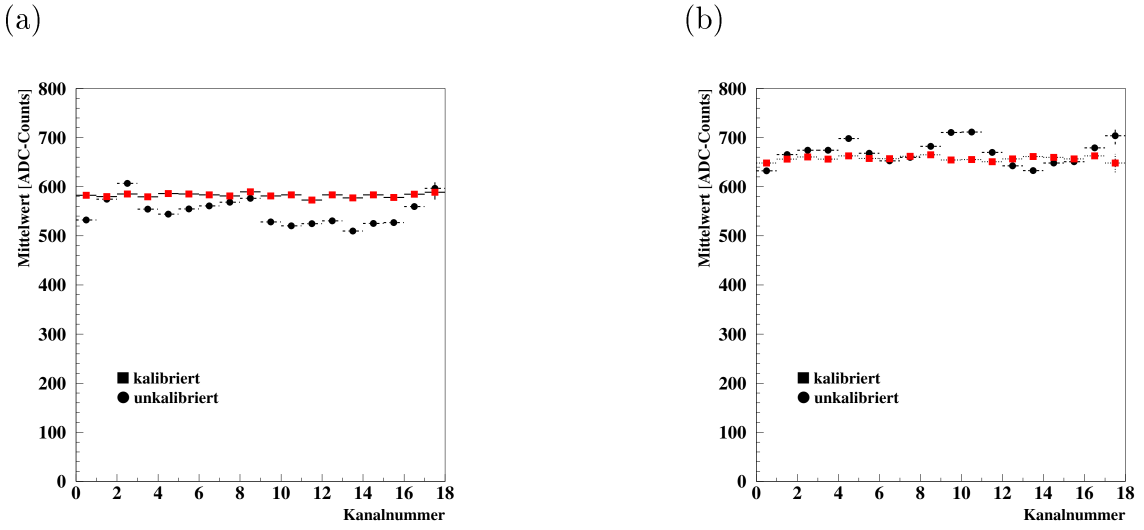


Abbildung 6.8: Verteilung der Mittelwerte der Summe aus dem maximalen und seinen beiden Nachbarkanälen über die Kanalnummern aufgetragen. Die runden Punkte ergeben sich, wenn die Kalibrationskonstanten nicht angewendet werden. Die quadratischen Punkte werden nach Anwendung der Kalibrationskonstanten erhalten. Es sind der linke (a) und rechte (b) vertikale Wellenlängenschieberarray aufgetragen.

daß die Schauer aufgrund des kleinen Molière-Radius von 1.25 cm des Kalorimeters sehr klein sind. Es ist also nicht sinnvoll, die Summe über alle Kanäle eines Wellenlängenschieberarrays zu bilden, da die Mehrheit der Kanäle nur Rauschen zeigt und damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verschlechtert. Deshalb wird in der Energierekonstruktion nur der maximale Kanal eines Arrays und eine gewisse Anzahl seiner Nachbarkanäle aufsummiert. Die Anzahl der Nachbarkanäle, die in der Summe berücksichtigt werden, muß so gewählt werden, daß die Energieauflösung optimal ist. Eine weitere Methode, das Rauschen zu unterdrücken, ist die Anwendung eines Rauschschnittes. Das bedeutet, daß in der Bildung der Energiesumme nur solche Kanäle berücksichtigt werden, deren absolutes Signal über einer Schwelle liegt. Die Höhe dieser Schwelle muß optimiert werden und liegt typischerweise bei ein bis zwei mal der Breite der Rauschverteilung eines Kanals. Untersuchungen zur Optimierung der erklärten Schnitte ergeben, daß es für den Energiebereich der Elektronen im Teststrahl am besten ist, den maximalen Kanal und seine beiden Nachbarkanäle zur rechten und linken Seite hin aufzusummieren [25]. Die Anwendung eines Rauschschnittes zusätzlich zu dieser Methode bringt keine Verbesserung der Energieauflösung. Das ist verständlich, da in den Kanälen, die zur Summe beitragen, immer Energie enthalten ist, so daß durch Anwendung eines Rauschschnittes sowohl das Rauschen als auch das Signal verringert wird.

Wird mit der besprochenen Methode der Energierekonstruktion ein Run mit Elektronen von 4 GeV Energie, die in der Mitte des Kalorimeters eingeschossen werden, analysiert, so ergibt sich die gemessene Energieverteilung von Abbildung 6.9. Es ist eine breite Verteilung mit einer hohen und einer niedrigen Spitze zu sehen. Außerdem gibt es auch einige Einträge bei sehr hohen Energien. Die Form dieser Verteilung ist untypisch für monoenergetische Elektronen, die von einem Kalorimeter gemessen werden. Für diesen Fall

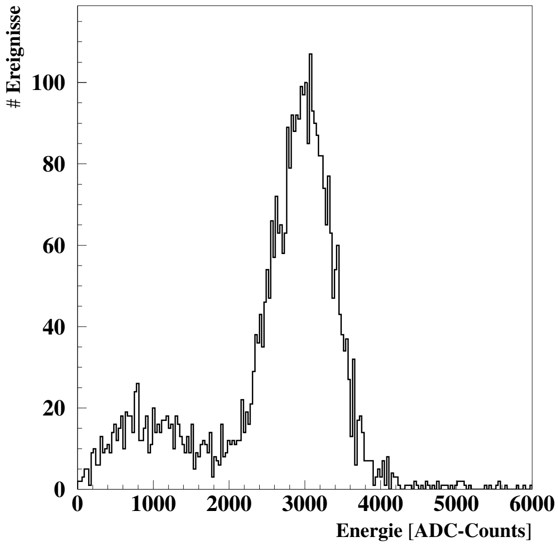


Abbildung 6.9: Die Energieverteilung von Elektronen mit 4 GeV nomineller Strahlenergie gemessen mit dem VLQ-Kalorimeter. Die Untergrundereignisse sind durch den Teststrahl verursacht.

wird eine gaußförmige Verteilung erwartet, deren Breite der Auflösung des Kalorimeters entspricht. Offensichtlich war der Elektronenstrahl nicht monoenergetisch, sondern hatte einen Untergrund der sich bis zu Energien von 0 GeV erstreckt. Der Grund hierfür ist, daß kein Vakuum im impulsselektierenden Magneten und dem nachfolgenden Strahlrohr vorhanden war. Das Vakuum konnte nicht erzeugt werden, da ein Leck vorhanden war. Dadurch tritt der schon in Abschnitt 6.1.1 erwähnte Effekt auf, daß im impulsselektierenden Magneten ein zweites Konversionstarget vorhanden ist, was zu einer Verschmierung der Strahlenergie führt. Das wird sehr eindrucksvoll in Abbildung 6.9 deutlich. Die Form der Energieverteilung macht die Bestimmung der Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters schwierig, da die gemessene Verteilung eine Mischung aus Eigenschaften des Strahles und des Kalorimeters ist. Es müssen also, um die Energieauflösung des Kalorimeters messen zu können, diese beiden Eigenschaften getrennt werden. Zu diesem Zweck wird ein zusätzlicher Schnitt eingeführt, der fordert, daß für jedes der vier Wellenlängenschiebearrays der Kanal mit der maximalen Energiedeposition eine Schwelle überschreitet. Die Höhe dieser Schwelle hat für jede Einschußenergie einen anderen Wert. Die Werte für diesen Schnitt für die verschiedenen Energien können aus Tabelle 6.2 entnommen werden. In dieser Tabelle ist auch die Anzahl der weggeschnittenen Ereignisse angegeben. Die Gesamtanzahl der Ereignisse pro gemessener Energie beträgt 4000. Die Anzahl der Untergrundereignisse steigt stetig mit der eingestellten Strahlenergie an. Das ist verständlich, da für höhere Strahlenergien der Phasenraum für die Untergrundereignisse größer wird. Es können nämlich nur Elektronen mit kleineren Energien als der nominellen Energie den impulsselektierenden Magneten passieren. Bei einer Nominalenergie von 6 GeV sind ca. zwei Drittel der Ereignisse Untergrundereignisse. Die Verteilung der durch den Schnitt eliminierten und akzeptierten Ereignisse für eine Nominalenergie von 4 und 5 GeV ist

Einschußenergie [GeV]	Schnitt [ADC-Counts]	Untergrundereignisse
1	0	0
2	70	322
2.5	90	276
3	130	493
3.5	165	693
4	180	837
4.5	200	1122
5	245	1525
5.5	300	2181
6	340	2830

Tabelle 6.2: Der Wert des Schnittes für die Entfernung der Untergrundereignisse für die verschiedenen Einschußenergien und die damit identifizierte Anzahl von Untergrundereignissen aus 4000 Ereignissen.

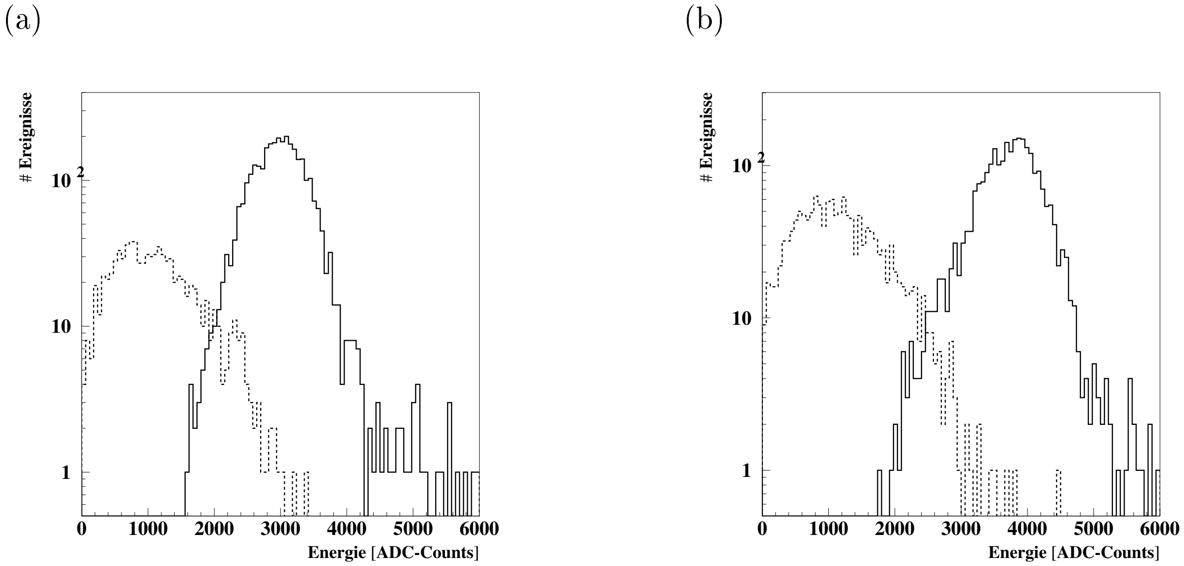


Abbildung 6.10: Verteilung der durch den Schnitt zur Entfernung der Untergrundereignisse eliminierten (gestrichelt) und akzeptierten (durchgezogen) Ereignisse bei einer Nominalenergie von 4 (a) und 5 GeV (b).

in Abbildung 6.10(a) bzw. 6.10(b) zu sehen. Es ist zu sehen, daß durch den Schnitt zur Entfernung der Untergrundereignisse für hohe Energien der Untergrund relativ gut vom Signal getrennt werden kann. Die Anwendung des Schnittes ist jedoch mit systematischen Fehlern für die Meßwerte des Mittelwertes und der Breite der sich ergebenden Verteilung verbunden. Um diesen Fehler abschätzen zu können, werden die in Tabelle 6.2 angegebenen Werte des Schnittes um ihren Nominalwert variiert und beobachtet, wie sich der Mittelwert und die Breite der geschnittenen Verteilungen ändert. Bei einer Variation der Schnitte um ±20 ADC-Counts ändert sich der Mittelwert der Verteilungen um 18

ADC-Counts und deren Breite um 12 ADC-Counts. Diese Fehler sind unabhängig von der Einschußenergie und müssen bei allen folgenden Betrachtungen mit berücksichtigt werden.

Der Mittelwert und die Breite der Verteilungen werden durch Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilungen gewonnen. Da der Schnitt zur Unterdrückung der Untergrundereignisse nicht mit 100 % Effizienz arbeitet, entsteht durch die wenigen verbleibenden Untergrundereignisse in den Verteilungen ein weiterer systematischer Fehler bei der Bestimmung der Breite und des Mittelwertes aus der Anpassung der Gaußkurve. Wird angenommen, daß die Untergrundereignisse nur zu kleinen Energien hin verschoben sind, so bleibt die hochenergetische Flanke der Verteilung von Verfälschungen durch Untergrund unberührt. Der systematische Fehler wird abgeschätzt, indem eine Gaußkurve einmal nur an die hochenergetische Flanke der Verteilung angepaßt wird und einmal an die ganze Verteilung. Die unterschiedlichen Ergebnisse für den Mittelwert und die Breite der Verteilungen ergeben dann eine Abschätzung für den systematischen Fehler. Der nach dieser Methode bestimmte systematische Fehler für die Bestimmung des Mittelwertes ist 0.5 %. Der Fehler für die Bestimmung der Breite beträgt 5 %. Die Fehler sind weitgehend unabhängig von der Einschußenergie der Elektronen.

In den Signalverteilungen von Abbildung 6.10 sind immer noch die schon in Abbildung 6.9 zu beobachtenden Ereignisse mit sehr hohen rekonstruierten Energien vorhanden. Ein Eventdisplay eines solchen Ereignisses ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Es ist zu sehen, daß in diesem Ereignis im unteren Wellenlängenschieberarray in einem Kanal ein sehr großes Signal vorhanden ist. Im gegenüberliegenden Kanal des oberen Wellenlängenschieberarrays ist jedoch nur Rauschen zu erkennen. Das große Signal im unteren Kanal kann also nicht durch Licht aus dem Szintillator erzeugt worden sein, sondern rührt von einem "Single-Diode-Ereignis" her. Ein geladenes Teilchen hat die Photodiode durchquert und durch Ionisation in der Sperrschicht dieses Signal erzeugt. Um diese Ereignisse zu eliminieren, wird zusätzlich zu den bis jetzt erwähnten Schnitten gefordert, daß die Maxima gegenüberliegender Wellenlängenschieberarrays im gleichen Kanal liegen müssen. Durch diese Forderung werden klarerweise Ereignisse wie das von Abbildung 6.11 unterdrückt. Durch den Schnitt werden aber auch Ereignisse eliminiert, bei denen das Elektron genau in die Mitte zwischen zwei Kanälen auftrifft und somit beide Kanäle ungefähr die gleiche Energiedeposition haben. Durch das Rauschen kann es dann dazu kommen, daß die Maxima in verschiedenen Kanälen liegen. Es stellt sich heraus, daß diese Ereignisse die überwiegende Mehrheit der Ereignisse sind, die durch den Schnitt unterdrückt werden. Aufgrund der geringen Anzahl der "Single-Diode"-Ereignisse wird deshalb der Schnitt für die weiteren Untersuchungen nicht mehr angewendet.

Das Vorhandensein der "Single-Diode"-Ereignisse ist ein weiterer Hinweis auf die schlechte Qualität des Teststrahls, da bei den untersuchten Runs nur auf Elektronen getriggert wurde, die in einer Fläche von 2x2 cm im Zentrum des Kalorimeters auftrafen. Da sich die Photodioden am Rand des Kalorimeters befinden, muß also das Teilchen, das das "Single-Diode"-Ereignis ausgelöst hat, in einem Abstand von ca. 5 cm parallel zu dem Teilchen geflogen sein, das den Trigger ausgelöst hat. Das bedeutet, daß dieses Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit durch einen Streuprozeß des Primärteilchens auf seinen langen Weg von ca. 20 m durch die Luft entstanden ist.

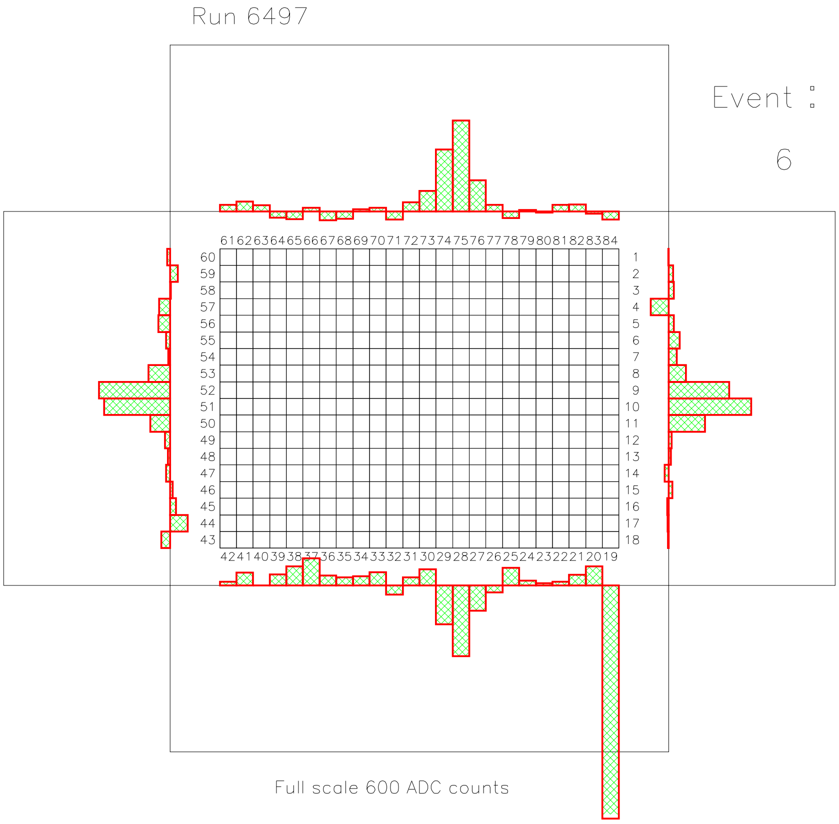


Abbildung 6.11: Ein Ereignis eines Elektrons mit 4 GeV Nominalenergie, in dem ein “Single Diode Event” enthalten ist.

6.2.3 Unterdrückung von Gleichtaktrauschen

Zur Bestimmung der Pedestalwerte und zur Überprüfung der Stabilität derselben wurden von Zeit zu Zeit (ca. alle 2-3 Stunden) Pedestalruns genommen. In diesen Pedestalruns wurde die Auslese mit einem Pulsgenerator zufällig ausgelöst, so daß das Rauschen der Elektronik ausgelesen wurde. Bei der genaueren Analyse dieser Runs fällt auf, daß die Kanäle eines Wellenlängenschieberarrays einen korrelierten Anteil im Rauschen enthalten. Das ist in Abbildung 6.12 zu sehen. In dieser Abbildung ist im Teil (a) die Korrelation der zwei benachbarten Kanäle 1 und 2 aufgetragen. Aus der ovalen Form der Verteilung kann geschlossen werden, daß dem weißen Rauschen der Kanäle ein korrelierter Anteil überlagert ist. Wäre das nicht der Fall, so müßte die Verteilung eine runde Form haben. Im Teil (b) der Abbildung 6.12 ist das Rauschspekrum des Kanals 2 aufgetragen. Die mittlere quadratische Abweichung σ der Verteilung beträgt 32.7 ADC-Counts. Der Mittelwert liegt bei Null, da das Pedestal korrekt abgezogen wurde. Es ist festzustellen, daß nur Korrelationen innerhalb eines Wellenlängenschieberarrays zu beobachten sind. Wird die Korrelation von zwei Kanälen aus unterschiedlichen Wellenlängenschieberarrays betrachtet, so ist keine Korrelation beobachtbar. Das liegt daran, daß die Auslesechips, die einen Wellenlängenschieberarray auslesen, alle durch eine gemeinsame Referenzspannung versorgt werden. Ist diese Referenzspannung nicht stabil oder wird diese von äußeren Einkopplungen beeinflußt, so überträgt sich das auf die Ausgänge aller Vorverstärker eines

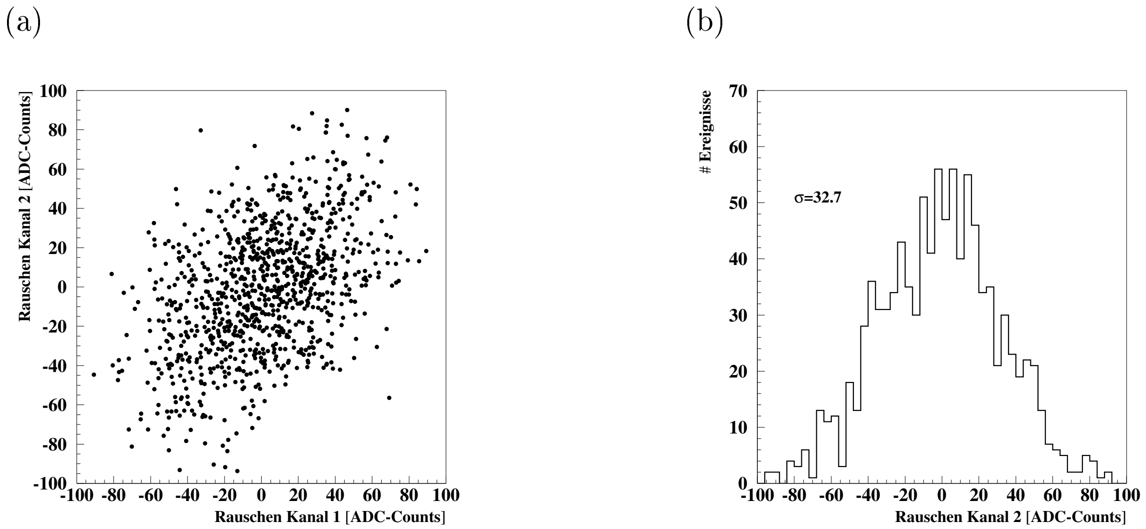


Abbildung 6.12: (a) Die Korrelation im Rauschen der beiden benachbarten Kanäle 1 und 2. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine leichte Korrelation besteht. (b) Das Rauschspektrum des Kanals 2.

Wellenlängenschieberarrays gleichermaßen.

Das σ der Rauschverteilung jedes Kanals setzt sich also aus dem kohärenten Anteil des Rauschens in einem Wellenlängenschieberarray und dem weißen Anteil des Rauschens der Vorverstärker auf den Ausleschips zusammen. Der kohärente Anteil des Rauschens hat pro gemessenem Ereignis für alle Kanäle eines Arrays den gleichen Wert. Wird also der Mittelwert aller Kanäle eines Wellenlängenschieberarrays gebildet, so mittelt sich das weiße Rauschen heraus, da es für jeden Kanal unabhängig ist, und der errechnete Mittelwert entspricht dem Wert des kohärenten Rauschens für das jeweilige Ereignis. Diese Prozedur ermöglicht es, den kohärenten Rauschanteil für jedes Ereignis zu bestimmen und zu korrigieren. In der Mittelwertbildung für die Berechnung des kohärenten Rauschanteils dürfen nur solche Kanäle berücksichtigt werden, die nur Rauschen enthalten. Für Pedestalruns können also bedenkenlos alle Kanäle zur Berechnung herangezogen werden. Da aber das kohärente Rauschen auch für Ereignisse, bei denen Energie im Kalorimeter deponiert wurde, bestimmt werden soll, müssen die vom Schauer getroffenen Kanäle aus der Berechnung ausgenommen werden. Das wird dadurch erreicht, daß zur Berechnung des Mittelwertes nur Kanäle berücksichtigt werden, die weiter als drei Kanäle vom Kanal mit der maximalen Energiedeposition entfernt liegen. Wird mit dieser Methode die Verteilung des kohärenten Rauschanteils für einen Pedestalrun bestimmt, so ergibt sich die Verteilung von Abbildung 6.13(a). Diese Verteilung ist für den rechten vertikalen Wellenlängenschieberarray berechnet, in dem sich der Kanal 2 befindet. Die Breite σ der Verteilung des kohärenten Rauschens beträgt 20.5 ADC-Counts, der Mittelwert liegt bei Null. Wäre das Rauschen aller Kanäle eines Wellenlängenschieberarrays reines weißes Rauschen, so würde eine Breite σ der Verteilung des Mittelwertes aus 11 Kanälen von $32.7/\sqrt{11} = 9.8$ ADC-Counts erwartet werden. Aufgrund des kohärenten Anteils jedoch ist die Breite auf 20.5 ADC-Counts erhöht. Wird die Verteilung des kohärenten Rauschanteils nicht für einen Pedestalrun, sondern für einen Run mit Elektronen aufgetragen, so ist festzustellen, daß der Mittelwert der Verteilung nicht mehr bei Null liegt,

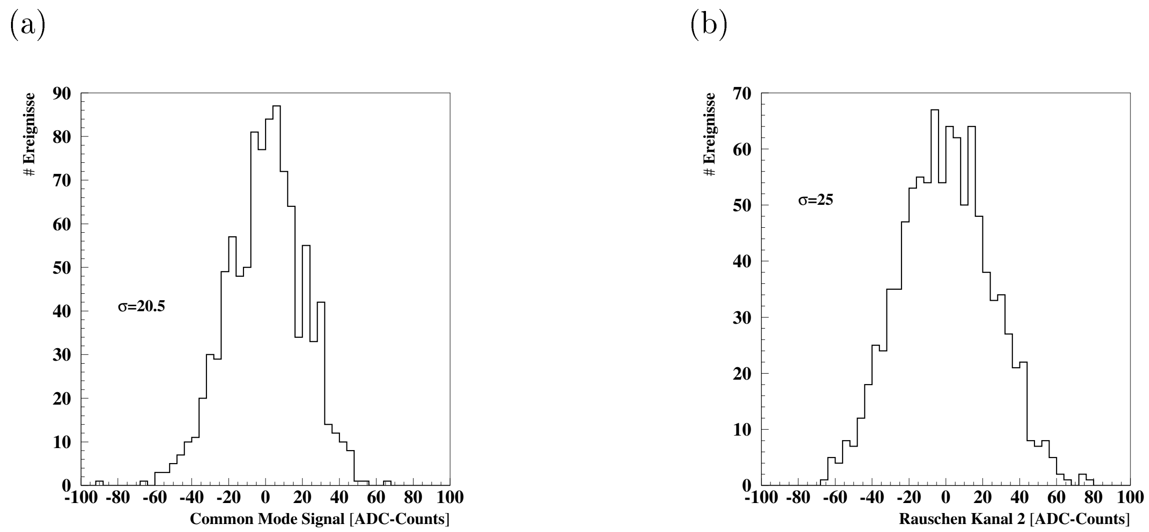


Abbildung 6.13: (a) Die Verteilung des kohärenten Rauschanteils für den rechten vertikalen Wellenlängenschieberarray. (b) Die gleiche Rauschverteilung wie in Abbildung 6.12(b) mit abgezogenem kohärentem Anteil.

sondern leicht zu positiven Werten hin verschoben ist. Das kommt daher, daß Ausläufer des Schauers sehr wenig Energie in den Kanälen deponieren, die zur Berechnung des Mittelwertes herangezogen werden (siehe Abbildung 6.33). Der Mittelwert der Verteilungen des kohärenten Rauschens verschiebt sich deshalb einschußenergieabhängig um ca. einen ADC-Count pro GeV zu positiven Werten. Das bedeutet, daß beim Abzug des kohärenten Rauschanteils im Mittel zuviel abgezogen wird. Da dieser Fehler energieabhängig ist, verursacht er Nichtlinearitäten. Um das zu vermeiden, wird zu jedem Kanal bei der Energierekonstruktion der Mittelwert der ermittelten kohärenten Rauschverteilung des Arrays hinzugezählt, in dem sich der Kanal befindet. Das eliminiert den Fehler in der Linearität.

Im Teil (b) der Abbildung 6.13 ist die gleiche Verteilung des Rauschens für Kanal 2 wie in Abbildung 6.12(b) mit dem Unterschied gezeigt, daß jetzt der kohärente Rauschanteil abgezogen ist. Die Breite der Verteilung verringert sich dadurch von 32.7 auf 25 ADC-Counts. Durch das Abziehen des kohärenten Anteils kann also das Rauschen reduziert werden. Das hat zur Folge, daß sich die Energieauflösung verbessert, da der Rauschterm kleiner wird. Diese Tatsache verdeutlicht Abbildung 6.14. In dieser Abbildung sind die Verteilungen aufgetragen, die sich ergeben, wenn die volle Energierekonstruktion ohne den Schnitt zur Entfernung der Untergrundereignisse auf einen Pedestalrun angewendet wird. Dabei ist in Abbildung 6.14(a) das kohärente Rauschen noch enthalten und in Abbildung 6.14(b) abgezogen. Durch das Abziehen des kohärenten Rauschanteils verringert sich die Breite der Verteilung, die dem Rauschterm der Energieauflösung entspricht, von 236.5 auf 175.8 ADC-Counts.

6.2.4 Die Zeitkorrektur

In Abschnitt 6.1.3 wurde schon erwähnt, daß durch die Synchronisation der Triggersignale mit dem Auslesetakt die Signale aus dem Kalorimeter nicht immer zum gleichen Zeitpunkt abgetastet werden. Das führt aufgrund des sich während der Zeitdiffernz ändernden Ka-

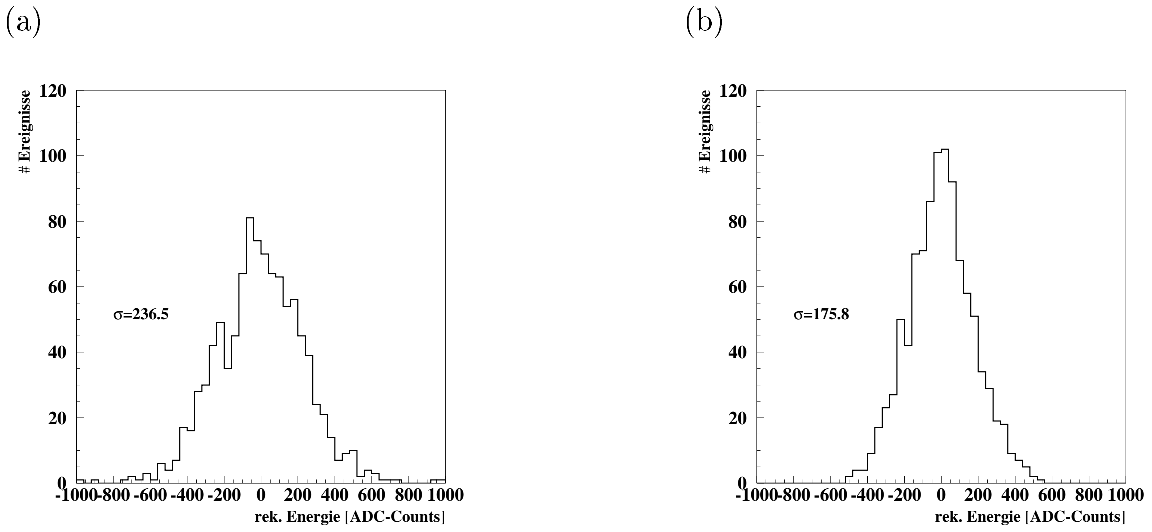


Abbildung 6.14: (a) Die Verteilung, die sich ergibt, wenn die Energierekonstruktion auf einen Pedestalrun angewendet wird und der kohärente Rauschanteil nicht abgezogen wird. (b) Die gleiche Verteilung wie in (a) mit abgezogenem kohärentem Rauschanteil.

lorimetersignals zu einer Abhängigkeit der rekonstruierten Energie vom Auslesezeitpunkt. Da die Information über den Auslesezeitpunkt durch eine TDC-Messung vorhanden ist, kann diese Abhängigkeit vermessen und korrigiert werden. In Abbildung 6.15 ist die rekonstruierte Energie als Funktion des Ausleszeitpunktes aufgetragen. Es ist zu sehen,

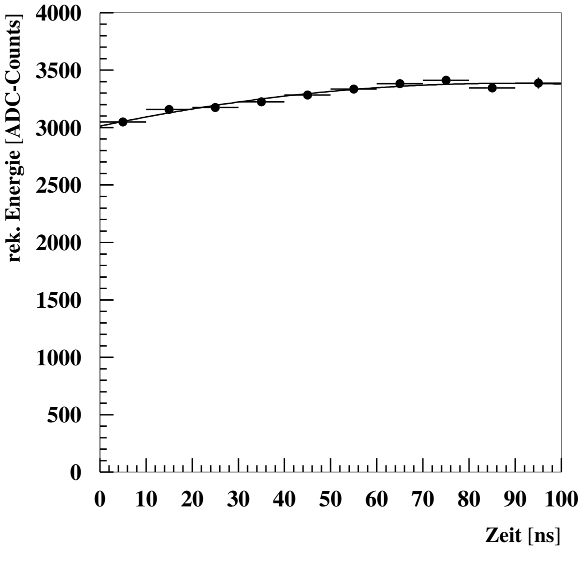


Abbildung 6.15: Die rekonstruierte Energie als Funktion des Auslesezeitpunktes. Das Maximum des Kalorimeterausgangssignales liegt im Abtastzeitraum.

daß das Signal zu seinem Maximum hin ansteigt und danach wieder abfällt. Das Maximum liegt innerhalb des Abtastzeitraumes, was beweist, daß der Abtastzeitpunkt richtig eingestellt war. Die Form der Kurve in Abbildung 6.15 entspricht der Pulsform des semigaußisch geformten Ausgangssignales der Ladungsverstärker auf den Auslesechips, wobei zu beachten ist, daß in Abbildung 6.15 viele Kanäle summiert sind. Um die zu früh und zu spät abgetasteten Ereignisse auf die richtige Energie korrigieren zu können, ist den Meßpunkten in Abbildung 6.15 eine Parabel angepaßt. Die Formel für die Energiekorrektur lautet dann

$$E_{corr} = \frac{E_{max}}{P_2(t)} \cdot E \,, \tag{6.1}$$

wobei E_{corr} die korrigierte und E die rekonstruierte Energie des Ereignisses darstellt. $E_{max} = P_2(t_{max})$ ist das Maximum der angepaßten Parabel $P_2(t)$, deren Wert vom Auslesezeitpunkt t abhängig ist. Diese Korrektur verbessert die Energieauflösung um 0.5%.

In Abbildung 6.15 ist die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit des Auslesezeitpunktes aufgetragen. Die rekonstruierte Energie setzt sich aus der Summe von 20 Kanälen zusammen. Welche Kanäle genau zu dieser Summe beitragen, hängt davon ab, wo das Elektron auf das Kalorimeter aufgetroffen ist. In Abschnitt 4.4 wurde erwähnt, daß auf den Analogkarten die Kalorimetersignale um 2.2 μs verzögert werden. Da die Verzögerung durch analoge LC-Ketten realisiert wird, kommt es durch Bauteiletoleranzen zu Schwankungen in der Verzögerungszeit. Deshalb ist es möglich, durch Hinzuschalten von Verzögerungsgliedern auf den Analogkarten die Verzögerungszeiten für alle Kanäle gegeneinander abzugleichen. Jedes Verzögerungsglied erzeugt eine zusätzliche Verzögerung des Signales um 20 ns. Sind die Verzögerungszeiten nicht gegeneinander abgeglichen, so ergibt das einen Beitrag zum konstanten Term der Energieauflösung. Trifft nämlich ein Elektron auf einen Kanal, der genau im Maximum des Signales abgetastet wird, ist die rekonstruierte Energie größer, als wenn das Elektron auf einen Kanal trifft, der zu früh oder zu spät abgetastet wird. Um zu überprüfen, ob die Verzögerung der einzelnen Kanäle gut gegeneinander abgeglichen ist, wird für jeden Kanal der Zeitpunkt bestimmt, an dem das Ausgangssignal sein Maximum erreicht. Dieser Zeitpunkt kann bestimmt werden, indem das Signal jedes Kanales, der von einem Elektron getroffen wird, gegen den Auslesezeitpunkt aufgetragen wird. Aus dieser Prozedur ergibt sich für jeden Kanal eine Kurve der Form wie in Abbildung 6.15, aus der der Zeitpunkt, an dem das Maximum erreicht wird, bestimmt werden kann. In Abbildung 6.16 ist die Abweichung der für die Kanäle bestimmten Zeitpunkte, an denen das Maximum erreicht wird, und dem nominellen Auslesezeitpunkt aufgetragen. Diese Verteilung entspricht genau der Streuung der Verzögerungszeiten auf den Analogkarten. Es ist zu erkennen, daß fast alle Ausleskanäle innerhalb der Einstellgenauigkeit von ±20 ns liegen. Die Ausreißer zu großen Zeiten kommen durch Fehler bei der Bestimmung des Zeitpunktes an dem das Maximum erreicht wird zustande. Diese Fehler basieren auf mangelnder Statistik in den betroffenen Kanälen. Aus Abbildung 6.16 kann also geschlossen werden, daß der konstante Term der Energieauflösung keinen nennenswerten Beitrag durch eine falsche Einstellung der Verzögerungen auf den Analogkarten enthält.

6.2.5 Korrektur der Abschwächung in den Szintillatoren

Wie schon in Abschnitt 4.1 besprochen wurde, zeigt die Lichtausbreitung im Szintillator eine Abschwächung. Aufgrund dieser Abschwächung ändert sich das von einem Kanal des

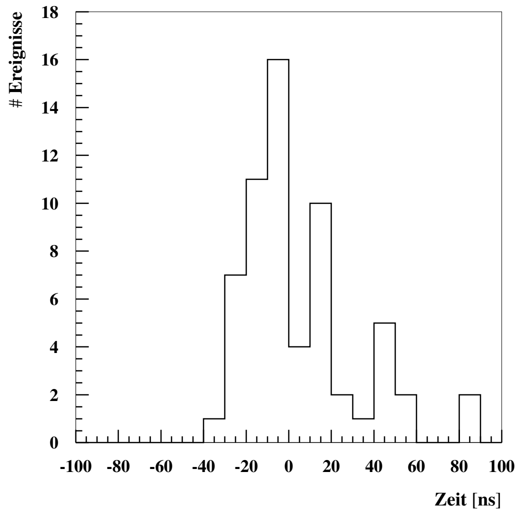


Abbildung 6.16: Die Streuung der Verzögerungszeiten auf den Analogkarten für die Auslesekanäle.

Kalorimeters ausgelesene Signal in Abhängigkeit davon, wie weit entfernt das Elektron von der Auslesekante des Kalorimeters, an der der Kanal liegt, aufgetroffen ist. Diese Abhängigkeit kann aus den im Teststrahl gemessenen Daten extrahiert werden. Um diese Messung durchzuführen, wird zum Beispiel ein Kanal des Kalorimeters, der aus horizontalen Streifen gebildet wird, betrachtet. Für alle Elektronen, die diesen Kanal direkt treffen, wird das Ausgangssignal des Kanals in Abhängigkeit vom Auftreffort, der durch die gleichzeitige Messung mit den vertikalen Wellenlängenschieberstreifen gegeben ist, aufgetragen. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 6.17 gezeigt. Auf der x-Achse ist die Kanalnummer des jeweils in der anderen Richtung vom Elektron getroffenen Kanals aufgetragen. Das gemessene Verhalten der Abschwächung ist prinzipiell das gleiche wie in Abbildung 4.3, jedoch mit dem Unterschied, daß der Abfall für größere Entfernungen von der Auslesekante geringer ist. Das kommt daher, daß die beiden Meßmethoden, mit denen die Abbildungen 4.3 und 6.17 gewonnen wurden, unterschiedlich sind. Der wesentliche Unterschied ist, daß das Licht bei der Messung für Abbildung 4.3 an einem genau definierten Punkt durch einen Laser erzeugt wurde, wogegen für die Messung der Abbildung 6.17 Schauer von Elektronen verwendet wurden, die in einem gewissen ausgedehnten Bereich Licht erzeugen. Dadurch wird der Abfall für weite Entfernungen von der Auslesekante gedämpft.

In Abbildung 6.17 ist auch der Effekt von Leckverlusten am Kalorimeterrand zu sehen. Jeweils der letzte Punkt in den Abbildungen 6.17(a) und (b) ist überproportional unterdrückt. Das kommt daher, daß am Kalorimeterrand Energie verloren geht. Dieser Effekt tritt selbstverständlich auch am anderen Kalorimeterrand auf, wird dort aber von dem Antieg in der Lichtausbeute überdeckt.

Für die Energierekonstruktion muß der Effekt der Abschwächung in den Szintillatoren korrigiert werden. Zu diesem Zweck ist in den Abbildungen 6.17(a) und (b) den

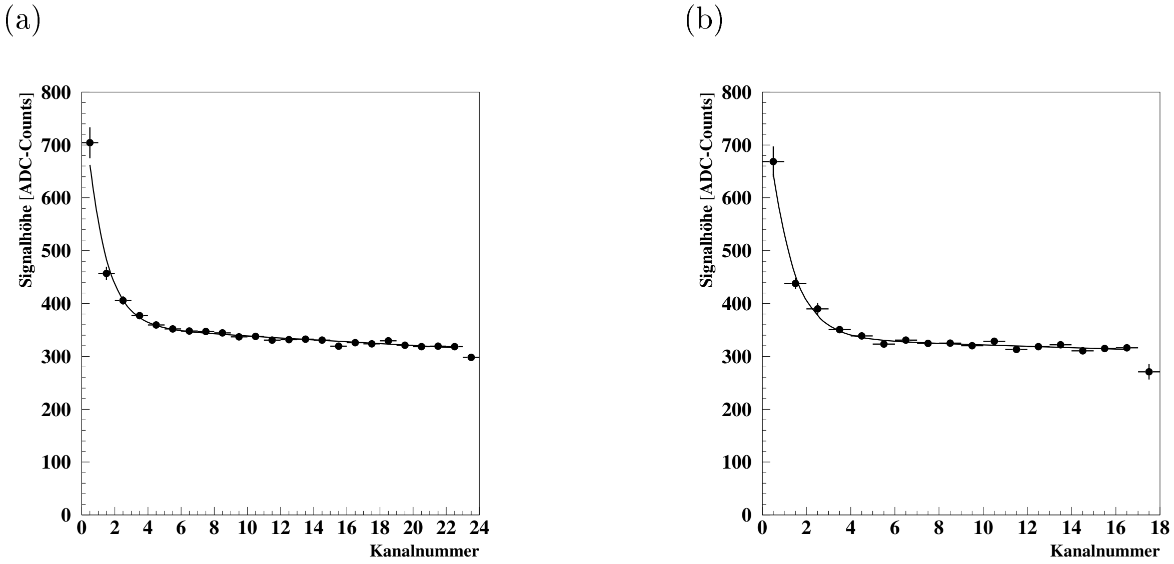


Abbildung 6.17: (a) Das Ausgangssignal der horizontalen Kanäle in Abhängigkeit der Kanalnummer des vertikalen Kanals, in dem das Elektron aufgetroffen ist. (b) Das Ausgangssignal der vertikalen Kanäle in Abhängigkeit der Kanalnummer des horizontalen Kanals, in dem das Elektron aufgetroffen ist.

Meßpunkten die Summe aus zwei Exponentialfunktionen nach Gleichung 6.2 angepaßt.

$$F(r)_{x,y} = C_1 \cdot e^{-\lambda_1 r} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 r} \tag{6.2}$$

Die aus der Anpassung bestimmten Parameter sind aus der Tabelle 6.3 zu entnehmen. Da die Abschwächung für alle Kanäle gleich ist, kann die Korrektur durch die Anwendung eines globalen Faktors auf die jeweilige Energiesumme einer Ausleseseite erfolgen. Die Korrekturfaktoren können aus den an die Meßpunkte angepaßten Kurven berechnet werden.

horizontale Kanäle (a):

λ_1	$(0.0128 \pm 0.0008)\frac{1}{cm}$
λ_2	$(1.8 \pm 0.2)\frac{1}{cm}$
C_1	343 ± 2
C_2	446 ± 50

vertikale Kanäle (b):

λ_1	$(0.012 \pm 0.002)\frac{1}{cm}$
λ_2	$(2.00 \pm 0.2)\frac{1}{cm}$
C_1	345 ± 4
C_2	525 ± 54

Tabelle 6.3: Parameter aus der Anpassung von Gleichung 6.2 an die Abbildungen 6.17(a) und (b).

6.3 Die Linearität des VLQ-Kalorimeters

An dieser Stelle wird noch einmal kurz zusammengefaßt, wie die Energierekonstruktion aus den VLQ-Kalorimeterdaten durchgeführt wird. Zuerst wird, um das Gleichtaktrauschen zu unterdrücken, von jedem Kanal der pro Ereignis ermittelte Wert für das kohärente Rauschen abgezogen und, um Nichtlinearitäten zu vermeiden, der Mittelwert der Verteilung des kohärenten Rauschens zugezählt (siehe Abschnitt 6.2.3). Anschließend wird der ermittelte Wert mit dem Kalibrationsfaktor für den jeweiligen Kanal multipliziert. Die Kanäle aller Wellenlängenschieberarrays werden dann mit dem für das jeweilige Array ermittelten Korrekturfaktor für die Abschwächung im Szintillator multipliziert. Auf diese Ergebnisse wird schließlich der globale Faktor für die Korrektur des Auslesezeitpunktes für das jeweilige Ereignis aufmultipliziert. Die so erhaltenen Energien pro Kanal werden für die Energierekonstruktion aufsummiert. Summiert werden allerdings nur der maximale Kanal und zwei Nachbarkanäle auf beiden Seiten des maximalen Kanals für jeden Wellenlängenschieberarray.

Wird die beschriebene Energierekonstruktion auf Runs mit unterschiedlicher nomineller Einschußenergie zwischen 1 und 6 GeV angewendet und der Mittelwert der sich aus der Rekonstruktion ergebenden Verteilungen gegen die Einschußenergie aufgetragen, so ergibt sich Abbildung 6.18(a). Den Meßpunkten in Abbildung 6.18(a) ist eine Gerade angepaßt. Im Teil (b) der Abbildung 6.18 ist die Abweichung der Meßpunkte von dieser Geraden aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß die mit dem Kalorimeter gemessene Energie keine signifikanten Abweichungen von einem idealen linearen Verhalten zeigt. Die Fehler in Abbildung 6.18 enthalten sowohl die statistischen als auch systematischen Fehler. Mit dem Ergebnis für die Steigung der an die Meßpunkte angepaßten Geraden können die vom Kalorimeter gemessenen Energien von der Einheit ADC-Counts auf die Einheit GeV umgerechnet werden. Der ermittelte Faktor ist 777 ± 5 ADC-Counts/GeV.

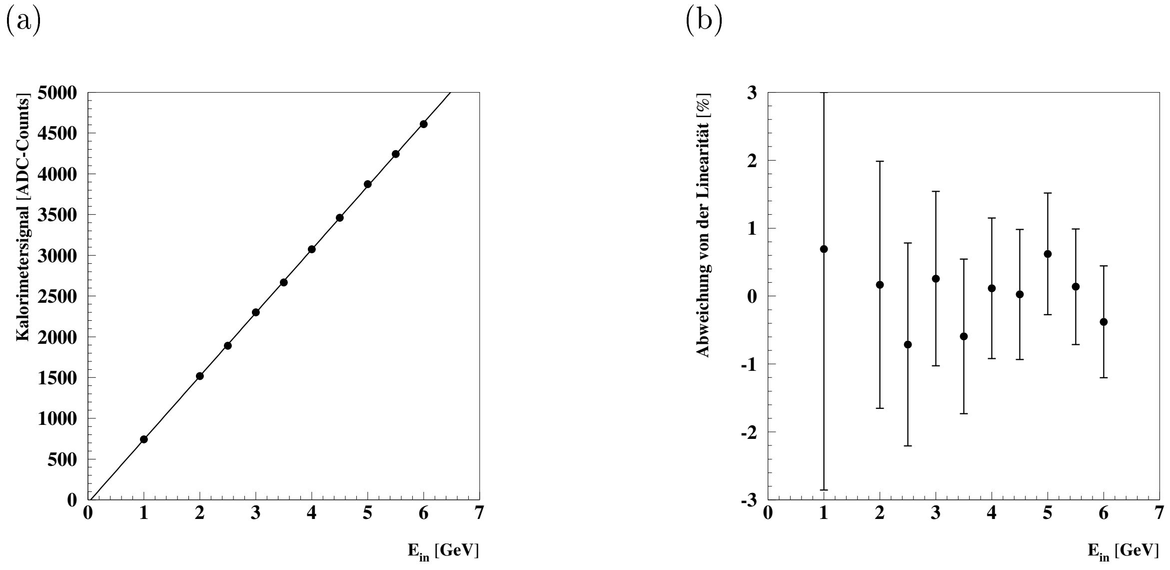


Abbildung 6.18: (a) Aus der Energierekonstruktion bestimmter Mittelwert aufgetragen gegen die Einschußenergie. (b) Die Abweichung der Meßpunkte von einem idealen linearen Verhalten. Die Größe der Fehler ist im wesentlichen durch den systematischen Fehler gegeben, der durch die Untergrundereignisse des Teststrahles verursacht wird.

6.4 Die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters

In Abbildung 6.19 sind die mit einem VLQ-Kalorimetermodul gemessenen Energieverteilungen für eine Einschußenergie von 2, 4 und 6 GeV gezeigt. Die Verteilung bei einer Energie von Null GeV ist die Verteilung, die sich ergibt, wenn die Energierekonstruktion auf einen Pedestalrun angewendet wird. In der Breite dieser Verteilung ist einzig und allein das elektronische Rauschen des Kalorimeters enthalten. Deshalb entspricht die Breite dieser Verteilung von (234 ± 9) MeV exakt dem Rauschterm der Energieauflösung. Das heißt, daß für den Parameter P_3 in Gleichung 3.9 im Falle des VLQ-Kalorimeters $P_3 = (234 \pm 9)$ MeV gilt. Die Energieauflösung für eine bestimmte Einschußenergie wird bestimmt, indem den Verteilungen in Abbildung 6.19 eine Gaußkurve angepaßt wird. Das Verhältnis von Breite zu Mittelwert der angepaßten Gaußkurve gibt dann die Energieauflösung an. Wird die ermittelte Energieauflösung gegen die Energie aufgetragen, so ergibt sich Abbildung 6.20. Den Meßpunkten in Abbildung 6.20 ist eine Kurve der Form von Gleichung 3.9 angepaßt, wobei der Parameter P_3 auf den oben ermittelten Wert festgelegt ist, so daß also nur P_1 und P_2 als freie Parameter zur Verfügung stehen. Das Ergebnis dieser Anpassung ist in Abbildung 6.20 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Der Parameter P_1, also der Samplingterm, ergibt sich aus der Anpassung zu $P_1 = (19 \pm 1)\%$ und der Parameter P_2, also der konstante Term, zu $P_2 = (0 \pm 3)\%$. Dieses Ergebnis stimmt nicht mit den aus der Simulation in Abschnitt 3.3.3 erhaltenen Werten von 12.9% für den Samplingterm und 3.2% für den konstanten Term überein.

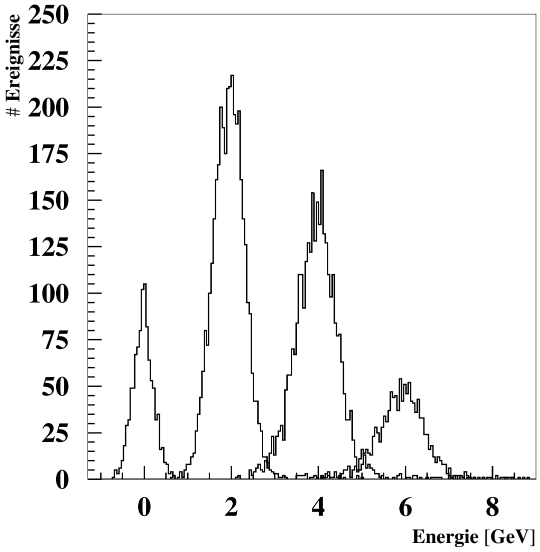


Abbildung 6.19: Die mit dem VLQ-Kalorimeter gemessenen Energieverteilungen von Elektronen mit 2, 4 und 6 GeV Energie. Die Verteilung bei Null GeV entspricht einem Pedestalrun.

Die Qualität der Kurvenanpassung in Abbildung 6.20 ist gut, fast jeder Meßpunkt liegt auf der angepaßten Kurve ($\chi^2 = 0.2$). Die Fehlerbalken der Meßpunkte sind jedoch relativ groß. Das ist eine Folge des großen systematischen Fehlers, der durch den Schnitt zur

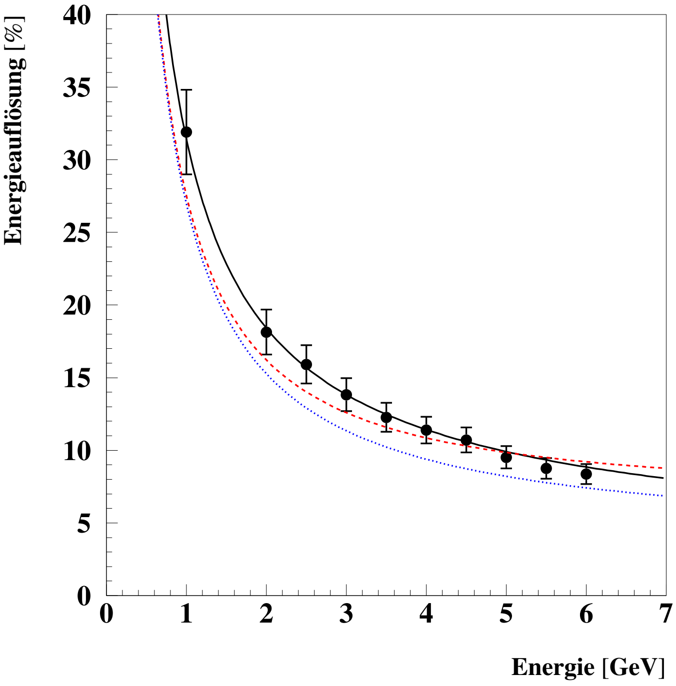


Abbildung 6.20: Die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters aufgetragen als Funktion der Einschußenergie. Die aus der Simulation erwartete Energieauflösung ist gepunktet eingezeichnet. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung einer Kurve der Form von Gleichung 3.9 mit P_1 und P_2 als freien Parametern. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus der Anpassung, wenn nur P_2 frei variieren kann, und P_1 auf den aus der Simulation ermittelten Wert festgelegt wird.

Eliminierung der Untergrundereignisse verursacht wird. Das Vorhandensein der großen Fehlerbalken bedeutet, daß die aus der Anpassung ermittelten Parameter P_1 und P_2 trotz der guten Qualität der Anpassung in einem weiteren Bereich variieren können als durch die Fehler aus der Anpassung angegeben. Der aus der Anpassung ermittelte Wert von Null Prozent für den konstanten Term ist nicht sinnvoll und in der Realität sicher nicht richtig. Der Wert ist aber mit einem großen Fehler von ±3 Prozent aus der Anpassung behaftet. Die Anpassung kann diesen Parameter nur so schlecht bestimmen, da nach Gleichung 3.9 bei kleinen Energien der Samplingterm und der Rauschterm die Energieauflösung völlig dominieren. Das heißt, daß die Form der Kurve im betrachteten Energiebereich, in dem Meßwerte zur Verfügung stehen, nur sehr schwach von P_2 abhängt, und damit nur sehr schlecht bestimmt werden kann. Aus dem Vergleich der gemessenen und simulierten Energieauflösung für das BEMC-Kalorimeter (siehe Abschnitt 3.2.1) ist bekannt, daß die verwendete Simulation den Samplingterm gut beschreibt. Wird deshalb der Samplingterm bei der Anpassung von Gleichung 3.9 an die Meßpunkte aus Abbildung 6.20 auf den Wert von 12.9 % aus der Simulation festgelegt, und nur noch der Parameter P_2 frei gelassen, so ergibt sich die in Abbildung 6.20 gestrichelt eingezeichnete Kurve. Das Ergebnis für den Parameter P_2 ist $P_2 = (6.4 \pm 0.5)\%$. Es ist deutlich zu sehen, daß die gestrichelte Kurve mit den Meßpunkten innerhalb ihres Fehlers verträglich ist. Wird noch bedacht, daß der durch den Untergrund verursachte systematische Fehler die Tendenz hat, die Energieauflösung zu verschlechtern und zwar um so stärker je kleiner die Energie, so macht die gestrichelte Kurve noch mehr Sinn, da die Meßpunkte bei kleinen Energien über der Kurve liegen.

Aus der vorangegangenen Diskussion kann geschlossen werden, daß aufgrund der systematischen Fehler durch die vom Elektronenstrahl verursachten Untergrundereignisse die Fehler für die Parameter P_1 und P_2 aus der Anpassung der Gleichung 3.9 an die Meßpunkte aus Abbildung 6.20 größer sind, als die aus der Anpassung ermittelten. Besonders stark trifft das auf den Samplingterm zu, da dieser bei kleinen Energien, bei denen die Meßpunkte liegen, dominiert und gerade bei diesen Energien der systematische Fehler groß wird. Durch den Strahluntergrund bei kleinen Energien wird die Energieauflösung verschlechtert, was eine Vergrößerung des Samplingterms zur Folge hat. Sowohl ein Samplingterm von 19 Prozent als auch ein Samplingterm von 13 Prozent ist mit den Daten verträglich. Wird als Fehler für den Samplingterm die Differenz dieser beiden Werte angenommen, so ergibt sich die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters zu

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{19 \pm 6\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}\right)^2 + (6.4 \pm 3\%)^2 + \left(\frac{0.234 \pm 0.009\mathrm{GeV}}{E}\right)^2} \tag{6.3}$$

Zum Vergleich mit dem Ergebnis aus der Simulation ist die aus der Simulation erwartete Kurve für die Energieauflösung in Abbildung 6.20 gepunktet eingezeichnet. Diese Kurve liegt durchgehend unter den gemessenen Punkten, wird jedoch aufgrund der großen systematischen Fehler nicht von diesen ausgeschlossen.

6.5 Die Ortsrekonstruktion

Das Ziel der Ortsrekonstruktion ist es, aus den vom Kalorimeter gemessenen Daten den Auftreffpunkt des Elektrons auf die Kalorimeterfläche zu bestimmen. Dabei wird ausgenutzt, daß der elektromagnetische Schauer, den ein Elektron im Kalorimeter auslöst, seine Energie lokal um die Stelle, an der das Elektron aufgetroffen ist, deponiert. Die mittlere radiale Energieverteilung in einem Schauer, der sich im VLQ-Kalorimeter ausbreitet, ist in Abbildung 3.10(b) aus der Simulation bestimmt. Diese Energieverteilung ist radialsymmetrisch um die Ursprungsflugrichtung des Elektrons. Da das VLQ-Kalorimeter bei sehr kleinen Elektronablenkwinkeln ($\approx 1°$) mißt, kann angenommen werden, daß die vom VLQ-Kalorimeter gemessenen Projektionen des Schauerprofiles im Mittel symmetrisch um den Auftreffpunkt des Elektrons verteilt sind. Wird der Schwerpunkt einer symmetrischen Verteilung berechnet, so ist das Ergebnis der Berechnung, daß der Symmetriepunkt gleich dem Schwerpunkt ist. Der Symmetriepunkt ist jedoch mit dem Auftreffpunkt des Elektrons gleichzusetzen, so daß durch energiegewichtete Schwerpunktsberechnung aus den mit dem Kalorimeter gemessenen Verteilungen der Auftreffpunkt rekonstruiert werden kann.

Da die Schauerausbreitung ein statistischer Prozeß ist, sind die Energieverteilungen für einzelne Ereignisse nur näherungsweise symmetrisch. Das kann z.B. in Abbildung 6.4 beobachtet werden. Daraus resultiert ein Fehler in der Ortsrekonstruktion, der um so kleiner ist, je kleiner der Schauer ist, den das Elektron im Kalorimeter auslöst. Weitere Fehlerquellen bei der Ortsrekonstruktion sind durch das Meßprinzip des Kalorimeters bedingt. Die Breite eines Kanals im Kalorimeter ist 5 mm. Das bedeutet, daß der

Elektronschauer nur alle 5 mm abgetastet wird, wodurch ein Abtastfehler entsteht. Die Energiewerte, die die Kanäle anzeigen, enthalten außer dem echten Energiesignal noch das Rauschen der Ausleseelektronik. Diese Signalverfälschungen durch das Rauschen gehen direkt in die Berechnung des energiegewichteten Schwerpunktes mit ein und verursachen einen weiteren Fehler. Bei der Besprechung der Energierekonstruktion in Abschnitt 6.2 wurde festgestellt, daß nur der maximale Kanal und seine beiden Nachbarkanäle zu beiden Seiten in jedem Wellenlängenschieberarray für die Energieberechnung berücksichtigt werden müssen, da alle anderen Kanäle im wesentlichen nur noch Rauschen beitragen. Deshalb werden auch nur diese Kanäle zur Berechnung des rekonstruierten Ortes herangezogen. Durch das Rauschen kann es vorkommen, daß einzelne Kanäle ein negatives Signal zeigen. Das bedeutet, daß in der Berechnung des Schwerpunktes negative Gewichte auftreten. Da dies nicht sinnvoll ist (es gibt keine negative Energie), wird zur Rauschunterdrückung in der Ortsrekonstruktion zusätzlich gefordert, daß die Kanäle, die in die Berechnung des Schwerpunktes eingehen, ein Signal zeigen, das über einer gewissen Schwelle liegt. Aus der Optimierung der Höhe dieser Schwelle ergibt sich, daß die Ortsauflösung am besten wird, wenn die Schwelle 1.5 mal der Breite der Rauschverteilung eines Kanals ist. Des weiteren müssen die Inhalte der Kanäle mit den bestimmten Kalibrationskonstanten multipliziert werden, da sich ansonsten systematische Fehler in der Ortsrekonstruktion durch die Fehlkalibration ergeben würden. Das kommt daher, daß z.B. Kanäle, die eine schlechte Lichtausbeute haben, grundsätzlich weniger Signal zeigen und dadurch den Schwerpunkt nicht so stark an sich ziehen, wie sie das eigentlich sollten. Auch die Subtraktion des kohärenten Rauschanteils muß für die Ortsrekonstruktion durchgeführt werden, da das Rauschen dadurch wesentlich verringert und somit der Fehler verkleinert wird. Die Korrektur der Auslesezeit und der Abschwächung im Szintillator müssen für die Ortsrekonstruktion nicht angewendet werden, da diese Korrekturen global für das ganze Kalorimeter bzw. einen Wellenlängenschieberarray gelten und sich somit bei der Schwerpunktsberechnung wegkürzen.

Nach dem bisher Besprochenen kann also der Auftreffpunkt in jedem Wellenlängenschieberarray separat durch energiegewichte Schwerpunktsberechnung nach der Formel

$$x = \frac{1}{E_{sum}} \sum_{\substack{i=n_{max}-2 \\ E_i > E_s}}^{n_{max}+2} E_i x_i \tag{6.4}$$

berechnet werden. Dabei bedeutet n_{max} den Index des Kanals mit dem maximalen Energieinhalt. E_i ist die kalibrierte und auf kohärentes Rauschen korrigierte Energie des i-ten Kanals und x_i dessen Mittelpunktskoordinate. In der Summe werden nur Beiträge von Kanälen berücksichtigt, die über dem Rauschschnitt E_s liegen. E_{sum} ist die Summe aller in die Berechnung eingehenden Kanalenergien und berechnet sich nach

$$E_{sum} = \sum_{\substack{i=n_{max}-2 \\ E_i > E_s}}^{n_{max}+2} E_i \tag{6.5}$$

Auf diese Weise werden je in der x- und y-Richtung zwei Messungen der Auftreffkoordinate geliefert. Die endgültig rekonstruierte Koordinate in der jeweiligen Richtung wird dann durch Mittelwertbildung aus den beiden Messungen der gegenüberliegenden Wellenlängenschieberarrays gewonnen.

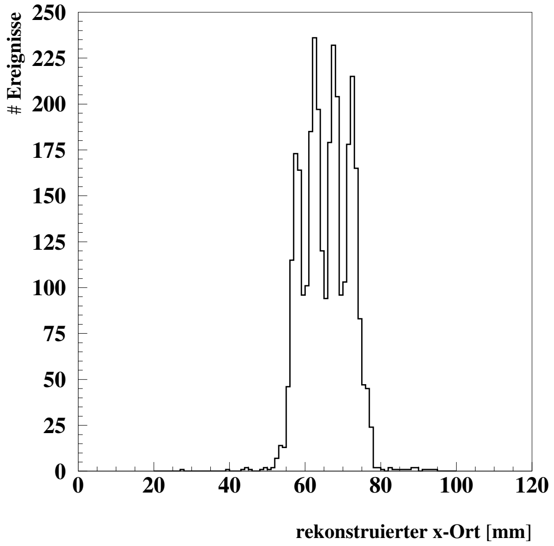


Abbildung 6.21: Die Anzahl der Ereignisse über dem rekonstruierten Ort in x-Richtung aufgetragen. Es ist eine Anhäufung von Ereignissen in den Kanalmitten zu erkennen.

Wird die Anzahl der Ereignisse gegen den mit dieser Methode bestimmten Auftreffort aufgetragen, so ergibt sich die Abbildung 6.21. In der Abbildung 6.21 sind alle Ereignisse eines Runs über der rekonstruierten x-Koordinate eingetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß nur Ereignisse in einem ca. 2 cm breiten Streifen auftreten. Das entspricht genau der Größe der Akzeptanz des Triggerszintillators im Silizium-Teleskop. Die wenigen Ereignisse, die sehr weit von diesem Bereich entfernt liegen, sind alle durch “Single-Diode”-Ereignisse generiert. Wenn ein “Single-Diode”-Ereignis in einem Wellenlängenschieberarray auftritt, so hat das zur Folge, daß aufgrund der hohen in diesem Kanal enthaltenen Energie der Ort an der Stelle des “Single-Diode”-Ereignisses rekonstruiert wird. In der Abbildung 6.21 ist eine deutliche Zackenstruktur innerhalb der Triggerakzeptanz zu erkennen. Bei genauerer Betrachtung kann festgestellt werden, daß diese Zacken oder Anhäufungen von Ereignissen immer in den Mitten der Kanäle auftreten. Da aus der Messung mit dem Silizium-Teleskop bekannt ist, daß das Strahlprofil eine flache Verteilung hat, muß dieses Verhalten ein Effekt der Ortsrekonstruktion sein. Der Grund für die Anhäufung der Ereignisse in den Kanalmitten ist, daß der Kanal mit dem maximalen Energiesignal bei der Berechnung des Schwerpunktes mit Gleichung 6.4 durch sein hohes Gewicht den Schwerpunkt immer anzieht und dadurch der rekonstruierte Ort immer die Tendenz hat, nahe an der Mitte des maximalen Kanals zu liegen. Um das zu vermeiden, wird bei der Berechnung des Schwerpunktes eine andere Gewichtung benutzt. Die Energien der Kanäle gehen nicht mehr linear mit ihrem Energiewert ein, sondern mit dem Logarithmus des Energiewertes. Durch den flachen Verlauf der Logarithmusfunktion bei hohen Werten wird dadurch der Kanal mit dem höchsten Signal relativ zu den Kanälen mit weniger Signal unterdrückt. Der rekonstruierte Ort wird also folgendermaßen berechnet

$$x = \frac{\sum_{i=n_{max}-2}^{n_{max}+2} w_i x_i}{\sum_{i=n_{max}-2}^{n_{max}+2} w_i} , \tag{6.6}$$

mit

$$w_i = \begin{cases} W_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E}\right) & \left(\frac{E_i}{E}\right) > e^{-W_0} \\ 0 & \left(\frac{E_i}{E}\right) \leq e^{-W_0} \end{cases} \tag{6.7}$$

und

$$E = \sum_{i=n_{max}-2}^{n_{max}+2} E_i \tag{6.8}$$

Der Parameter W_0 entspricht der oben eingefürten Schwelle für den Rauschschnitt und hat den Wert 1.9.

Wird mit dieser neuen Art der Ortsrekonstruktion das Strahlprofil erneut berechnet, so ergibt sich die Abbildung 6.22. Die Zackenstruktur aus der Abbildung 6.21 ist in Abbildung 6.22 nicht mehr zu erkennen. Die Verteilung ist annähernd flach, wie es erwartet wird. Die zweite Methode zur Berechnung des rekonstruierten Ortes weist also nicht den systematischen Fehler der ersten Methode auf und wird deshalb im folgenden verwendet werden.

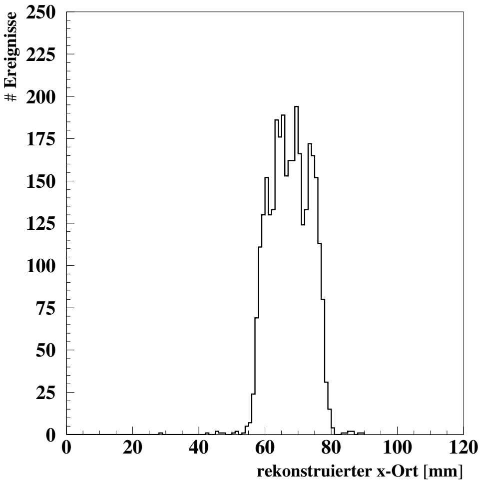


Abbildung 6.22: Die Anzahl der Ereignisse über dem rekonstruierten Ort in x-Richtung aufgetragen. Die Auftreffpunkte sind mit der logarithmischen Gewichtung berechnet. Die Zackenstruktur aus Abbildung 6.21 ist nicht mehr zu erkennen.

6.6 Die Ortsbestimmung mit dem Silizium-Teleskop

Um die Ortsauflösung des VLQ-Kalorimeters zu bestimmen, wurde im Teststrahl die Spur des Elektrons zusätzlich mit dem vom Kalorimeter unabhängigen Silizium-Teleskop vermessen. Aus den so gewonnenen Daten kann der Auftreffpunkt der Elektronen auf das

Kalorimeter mit großer Genauigkeit bestimmt werden. Durch den Vergleich der Ortsmessung aus den Silizium-Teleskop und dem Kalorimeter kann dann die Ortsauflösung des Kalorimeters bestimmt werden. Der Fehler in der Ortsmessung durch das Silizium-Teleskops kann aufgrund seiner hohen Genauigkeit gegenüber dem Kalorimeter vernachlässigt werden.

Das Silizium-Teleskop besteht aus 8 Lagen von Silizium-Streifendetektoren, wobei die Streifen von je vier der Detektoren in x- bzw. y-Richtung orientiert sind. Der Abstand von Streifenmitte zu Streifenmitte beträgt 50 μm. Ein Detektor besteht aus 384 Streifen und hat somit eine Breite von 19.2 mm.

6.6.1 Die Ausrichtung der Si-Detektoren

Um die Spur der Elektronen, die das Teleskop durchqueren, genau zu vermessen, muß zuerst die Lage der einzelnen Detektoren relativ zueinander bestimmt werden. Das ist notwendig, da die Montagetoleranzen größer sind als die Genauigkeit der Detektoren. Werden die Montagetoleranzen nicht korrigiert, so ist die Genauigkeit der Spurbestimmung durch diese und nicht die Genauigkeit der Streifendetektoren gegeben.

Um die gegenseitige Lage der einzelnen Detektoren zueinander herauszufinden, werden die Spuren der Elektronen benutzt, die als gerade Linien angenommen werden. Die freien Parameter, die für jede Detektorlage relativ zum ersten Detektor festgelegt werden müssen, sind die Verschiebung der Streifen der Detektoren gegeneinander senkrecht zu ihrer Orientierung x_o, der Verkippungswinkel α der Streifenorientierung der Detektoren und der Verdrehungswinkel β der Detektoren in der Achse der Streifenorientierung. Die z-Position der Detektoren geht nicht maßgeblich in die Spurrekonstruktion ein, da das Teleskop so ausgerichtet ist, daß die Elektronen senkrecht auftreffen und somit Toleranzen in der z-Position nur sehr schwach in die Spurrekonstruktion eingehen. Die Toleranzen der Angaben in Tabelle 6.1 von ±0.1 mm geben deshalb keinen Anlaß zu einem Beitrag des Fehlers in der Spurbestimmung. Die Verschiebung der Detektoren gegeneinander in Richtung der Streifenorientierung y_o spielt ebenfalls keine Rolle. Die Bedeutung der zu bestimmenden Parameter ist in Abbildung 6.23 verdeutlicht.

Der Winkel α und die Verschiebung x_o der Detektoren können bestimmt werden, indem die Differenz der Ortsmessung des jeweiligen Detektors zum ersten Detektor mit der gleichen Streifenorientierung gegen die Koordinate in der anderen Richtung aufgetragen wird. Durch die Ausnutzung hoher Statistik kann dieser Zusammenhang genau bestimmt werden. In Abbildung 6.24 ist diese Messung beispielhaft für zwei in x-Richtung orientierte Detektoren gezeigt. Wenn die beiden Detektoren exakt gegeneinander ausgerichtet wären, müßte die Differenz der Ortsmessung im Mittel bei Null liegen und unabhängig von der x-Koordinate sein. Das heißt, daß in Abbildung 6.24 die Meßpunkte alle bei Null liegen müßten. Das ist offensichtlich nicht der Fall. Das bedeutet, daß die beiden Detektoren gegeneinander einen Verkippungswinkel und eine Verschiebung aufweisen. Um diese Parameter zu bestimmen, ist den Meßpunkten in Abbildung 6.24 eine Gerade angepaßt. Der Achsenabschnitt der Geraden gibt die Verschiebung der Detektoren an, die Steigung entspricht dem Tangens des Verkippungswinkels α. Diese Parameter können auf die beschriebene Weise für alle Detektoren der beiden Richtungen gewonnen werden. Mit den nun bekannten Parametern der Ausrichtung der Detektoren gegeneinander können die Ortsmessungen der jeweiligen Detektoren korrigiert werden.

Nach der Durchführung dieser Korrektur können dann nur noch Meßfehler aufgrund

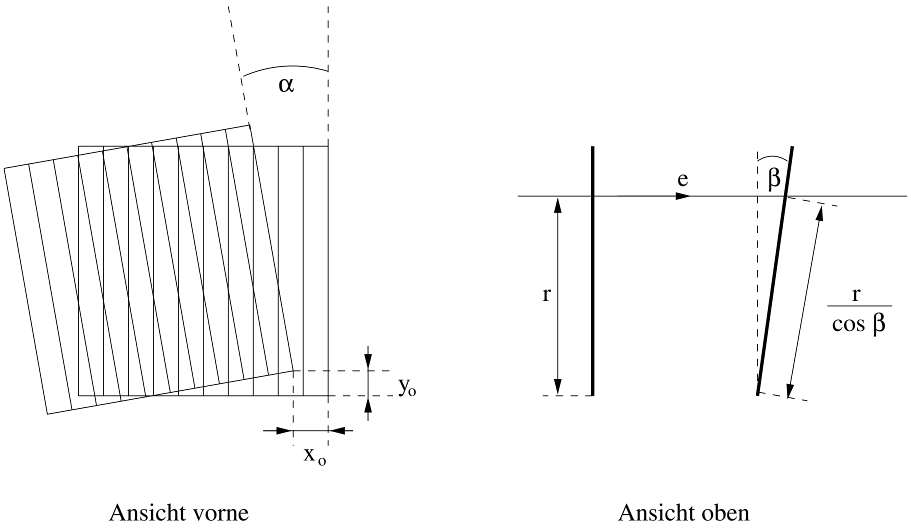


Abbildung 6.23: Die für die Ausrichtung der Detektoren zu bestimmenden Parameter. Werden zwei Detektorlagen von vorne betrachtet, so können sie gegeneinander verschoben sein (x_o), und einen Verkippungswinkel der Streifenorientierungen α aufweisen. Die Verschiebung der Detektoren in Richtung der Streifenorientierung (y_o) spielt keine Rolle, da diese Koordinate nicht gemessen werden kann. Wird die Anordnung von oben betrachtet, so können die Detektoren um eine Achse senkrecht zur Streifenorientierung gegeneinander um den Winkel β verkippt sein.

von Verdrehungen der Streifendetektoren in einer Achse parallel zur Streifenorientierung auftreten. Um den Winkel β dieser Verdrehung zu bestimmen, wird die Differenz der Ortsmessung von zwei auszurichtenden Streifendetektoren gegen die Ortsmessung selbst für viele Ereignisse aufgetragen. Aus der sich ergebenden Korrelation kann dann der Winkel β bestimmt werden. In Abbildung 6.25 ist diese Korrelation für zwei in x-Richtung orientierte Detektoren gezeigt. Aus der Steigung der den Meßpunkten in Abbildung 6.25 angepaßten Geraden kann der Verkippungswinkel β der beiden Streifendetektoren gegeneinander mit der Formel

$$\cos\beta = \frac{1}{1-m} \tag{6.9}$$

berechnet werden. Die Variable m bedeutet hierbei die Steigung der Geraden. Wie diese Formel gewonnen wird, ist in Abbildung 6.23 auf der rechten Seite bei der Ansicht von oben verdeutlicht. In dieser Abbildung sind zwei gegeneinander verdrehte Streifendetektoren skizziert, durch die ein Elektron fliegt. Der gegen den ersten Streifendetektor verdrehte Detektor mißt die Strecke $r/\cos\beta$, wogegen der erste Streifendetektor die Strecke r mißt. Die Steigung m der Geraden in Abbildung 6.25 berechnet sich daraus zu $m = \Delta r/r = (r - r/\cos\beta)/r = 1 - 1/\cos\beta$. Wird diese Gleichung umgeformt, so ergibt sich Gleichung 6.9.

Auch der Verdrehungswinkel β kann für alle Streifendetektoren bestimmt und korrigiert werden, so daß schließlich die Streifendetektoren einer Richtung zueinander ausgerichtet sind und die Genauigkeit der Elektronspurbestimmung durch die Genauigkeit der Streifendetektorauflösung von 50 μm gegeben ist.

Die Spur des Elektrons wird aus den Daten des Silizium-Teleskops rekonstruiert, indem

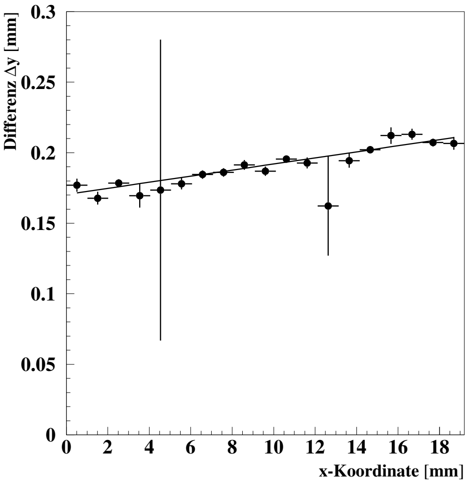


Abbildung 6.24: Der Zusammenhang der Differenz der Ortsbestimmung Δy zweier in x-Richtung orientierter Detektoren mit der x-Koordinate. Der Achsenabschnitt der angepaßten Gerade gibt die Verschiebung x_o und die Steigung den Verkippungswinkel α an. Die Fehlerbalken sind durch die Statistik bestimmt.

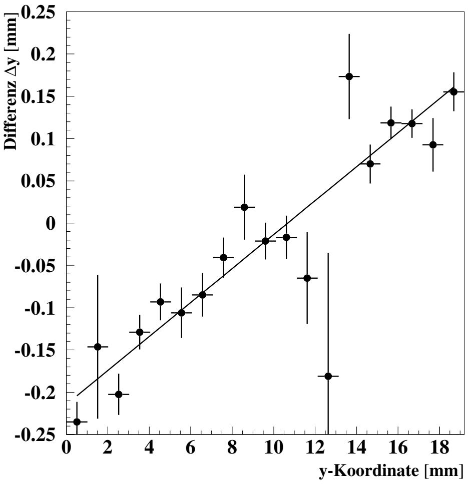


Abbildung 6.25: Die Korrelation der Differenz der Ortsmessung zweier in x-Richtung orientierter Detektoren mit der Ortsmessung selbst. Aus der Steigung der angepaßten Geraden kann der Verdrehungswinkel β bestimmt werden. Die Fehlerbalken sind durch den statistischen Fehler bestimmt.

durch die Punkte, die durch die Ortsmessung in den Streifendetektoren einer Orientierung und deren bekannter z-Position bestimmt sind, eine Gerade gelegt wird. Diese Gerade entspricht der Projektion der räumlichen Elektronspur auf die Ebene senkrecht zu der Streifenorientierung. Sowohl für die x- als auch die y-Richtung kann eine solche Gerade bestimmt werden. Durch die Extrapolation dieser Geraden bis zum Kalorimeter kann dann die x- und y-Koordinate des Auftreffpunktes des Elektrons auf das Kalorimeter bestimmt werden. Um die Genauigkeit dieser Extrapolation abzuschätzen, wird der Abstand zwischen den mit dem Silizium-Teleskop gemessenen Spuren und der gemessenen Koordinate der letzten Detektorlage der entsprechenden Orientierung im Si-Teleskop gemessen. Die hierfür verwendeten Spuren sind nur durch die Messung in den ersten drei Streifendetektorlagen der jeweiligen Orientierung bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.26 beispielhaft für die x-Richtung zu sehen. Das Verhalten in y-Richtung ist analog. In Abbildung 6.26 ist zu erkennen, daß der Mittelwert der Verteilung erwartungsgemäß bei Null liegt. Die mittlere quadratische Abweichung der Spur vom tatsächlichen Auftreffpunkt beträgt (0.0216 ± 0.0004) mm. Diese Abweichung setzt sich aus der quadratischen Summe der Ortsauflösung der Si-Streifendetektoren von ca. 14 μm und dem Fehler der Extrapolation der Spur zum letzten Streifendetektor zusammen. Dieser Fehler ergibt sich also zu 16 μm. Wird davon ausgegangen, daß sich dieser Fehler mit dem Verhältnis des Hebels zur Bestimmung der Spur von 16.6 cm und der Länge von 87.9 cm, über die die Spur extrapoliert wird, vergrößert, so ist der Fehler der Bestimmung des Auftreffpunktes auf dem Kalorimeter durch $\Delta x = 16 \cdot 87.9/16.6 \mu\text{m} \approx 0.1\text{mm}$ gegeben. Die Spur wird über eine Länge von 87.9 cm vom Si-Teleskop zum Kalorimeter bestimmt. Der Hebel zur Spurbestimmung im Si-Teleskop ist 16.6 cm. Dieser Fehler von 0.1 mm in der Bestimmung des Auftreffpunktes auf dem Kalorimeter ist wesentlich kleiner als die Ortsauflösung des Kalorimeters, so daß die Messung der Ortsauflösung des Kalorimeters von diesem Fehler unbeeinflußt bleibt.

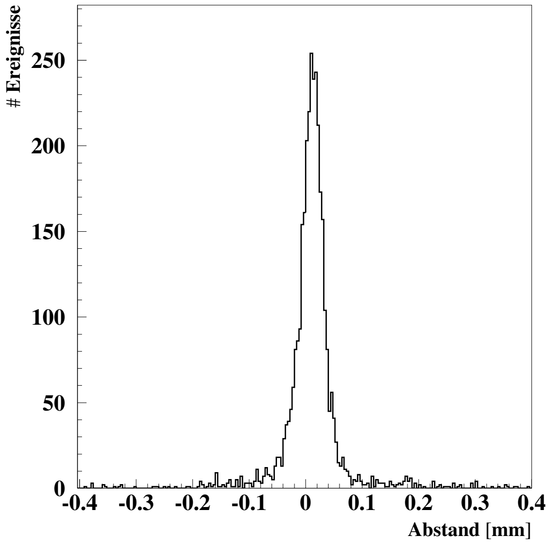


Abbildung 6.26: Der Abstand zwischen der Messung der Elektronkoordinate mit der letzten Streifendetektorlage für die x-Richtung im Si-Teleskop und der aus den anderen Detektorlagen bestimmten Elektronspur. Der Mittelwert der Verteilung liegt erwartungsgemäß bei Null, die mittlere quadratische Abweichung beträgt 0.02 mm.

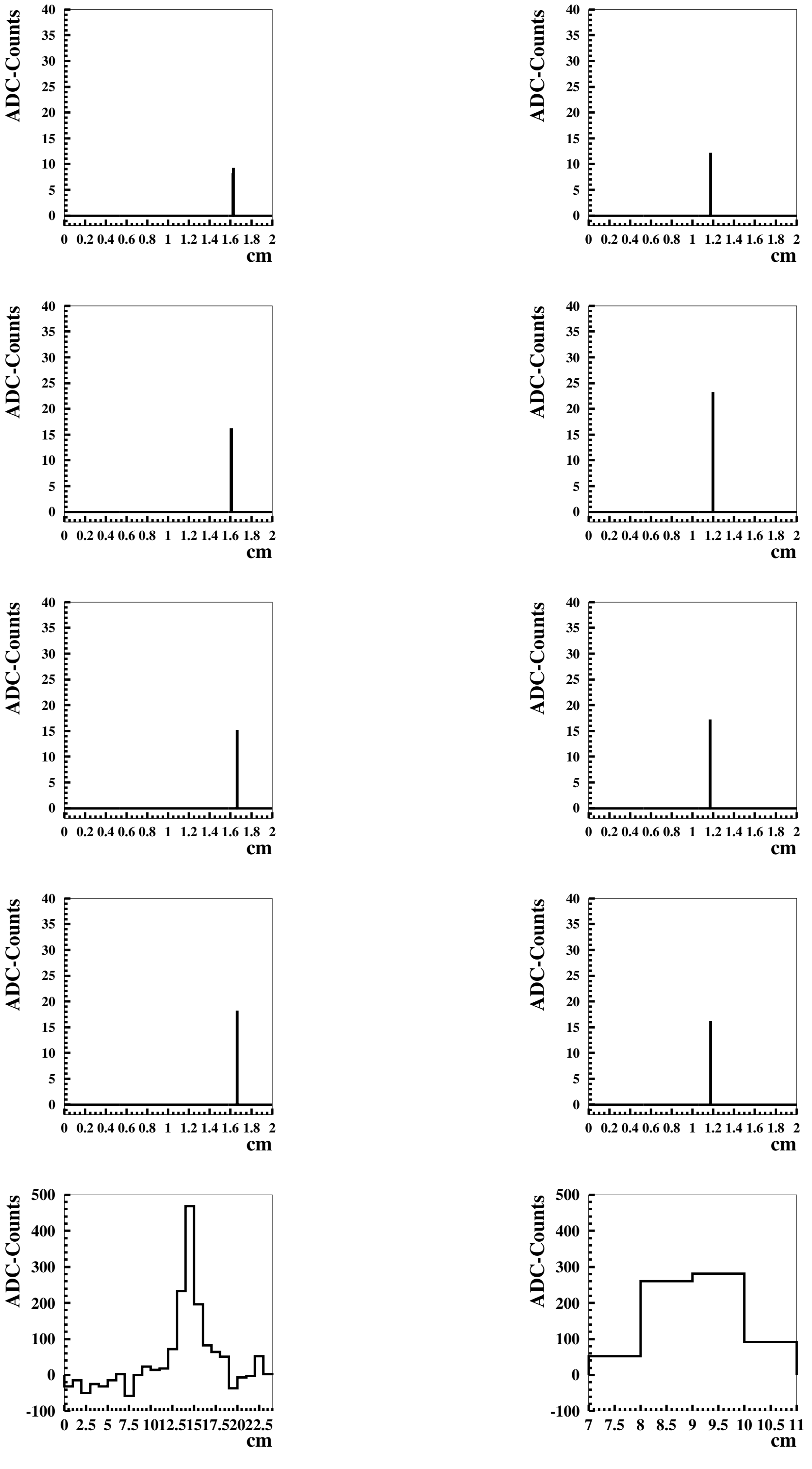


Abbildung 6.27: Ein Ereignis eines Elektrons mit 4 GeV Energie. Die Histogramme auf der linken Seite stellen die x-Koordinate dar und die auf der Rechten die y-Koordinate. Die jeweils oberen vier Histogramme zeigen die Ortsmessung in den vier Streifendetektorlagen des Si-Teleskops und die unteren Histogramme stellen die Energiedeposition im Kalorimeter dar. Es ist zu beachten, daß die Skalen auf der x-Achse unterschiedlich sind.

6.6.2 Die Ausrichtung des Si-Teleskops mit dem Kalorimeter

Genau wie die Lagen des Si-Teleskops untereinander können auch die Szintillatorschichten relativ zu den Silizium-Streifendetektoren die Verkippungen mit den Winkeln α und β wie auch eine Verschiebung aufweisen. Um Fehler bei der Bestimmung der Ortsauflösung zu vermeiden, müssen diese Parameter auch für das Kalorimeter bestimmt werden. In Abbildung 6.27 ist ein Ereignis eines Elektrons mit 4 GeV Energie zu sehen, das sowohl vom Si-Teleskop als auch vom Kalorimeter gemessen wurde. Die Histogramme auf der linken Seite der Abbildung 6.27 stellen die x-Koordinate dar, die Histogramme auf der rechten Seite die y-Koordinate. Die jeweils oberen vier Histogramme stellen die Messung in den Streifendetektoren des Si-Teleskops dar, die unteren Histogramme die Energiedeposition im Kalorimeter. Es ist zu beachten, daß die Skalen auf der x-Achse unterschiedlich sind. Für die y-Richtung ist die Skala des unteren Histogramms bis auf die Verschiebung gleich der der Histogramme der Streifendetektoren. Es ist zu erkennen, daß die gemessene Spur genau mit der Energiedeposition im Kalorimeter zusammenpaßt. Es ist auch deutlich der Auflösungsunterschied zwischen Si-Teleskop und Kalorimeter zu sehen.

Um die vom Si-Teleskop gemessene Spur richtig bis zum Kalorimeter extrapolieren zu können, muß der Abstand zwischen Kalorimeter und Si-Teleskop bekannt sein. Dieser Abstand wurde mit einem Maßband zu (87.9 ± 3) cm gemessen. Der große Fehler in der Messung kommt daher, daß nur der Abstand zwischen den beiden Gehäusen gemessen werden konnte, die Position der Detektoren innerhalb des Gehäuses des Si-Teleskops jedoch nicht genau bekannt ist. Um den Abstand zwischen Kalorimeter und Si-Teleskop zu vermessen, werden deshalb die Meßdaten benutzt. Die aus den Daten bestimmten Elektronspuren sind Geraden mit einer gewissen Steigung. Wäre die Steigung Null, so ist der Abstand des Kalorimeters und des Si-Teleskops gleichgültig für die Bestimmung des Auftreffpunktes des Elektrons durch die Extrapolation der Spur. Bei Steigungen, die ungleich Null sind, geht jedoch dieser Abstand linear in die Extrapolation ein. Wird also der Abstand des aus den Si-Teleskop Daten gewonnenen Aufreffpunktes auf dem Kalorimeter zu dem vom Kalorimeter gemessenen Auftreffpunkt ohne Berücksichtigung der Steigung der Spur gegen die Steigung der Spur aufgetragen, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang, dessen Proportionalitätsfaktor der Abstand zwischen Kalorimeter und Si-Teleskop ist. Diese Messung ist in Abbildung 6.28 gezeigt. Den Meßpunkten ist eine Gerade angepaßt. Der Wert der Steigung dieser Geraden ist (857 ± 20) mm und entspricht dem Abstand zwischen Si-Teleskop und Kalorimeter. Dieser Wert stimmt mit dem mit den Maßband gemessenen Wert innerhalb der Fehler überein und wird für die weitere Analyse benutzt.

Um den Winkel β des Kalorimeters für die x- und y-Richtung zu bestimmen wird, genau wie für die Streifendetektorlagen des Si-Teleskops, der Abstand zwischen dem vom Kalorimeter rekonstruierten und dem vom Si-Teleskop extrapolierten Auftreffpunkt über der jeweiligen Koordinate aufgetragen. Das ist in Abbildung 6.29 gezeigt. In Abbildung 6.29(a) ist die Messung in x-Richtung gezeigt, und in Abbildung 6.29(b) die Messung für die y-Richtung. In beiden Fällen ist die Messung mit der Konstanten Null verträglich, so daß daraus geschlossen werden kann, daß die Winkel β für beide Richtungen gleich Null sind und keine Korrektur angewendet werden muß.

Auch für die Bestimmung des Winkels α für die beiden Koordinatenrichtungen wird analog wie beim Si-Teleskop vorgegangen und der Abstand von extrapoliertem und gemessenem Auftreffpunkt über der jeweils anderen Koordinatenrichtung aufgetragen. Diese

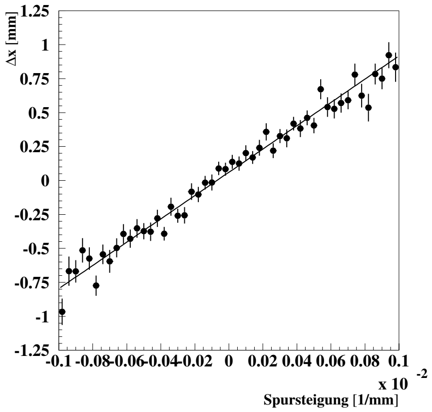


Abbildung 6.28: Der Abstand zwischen dem vom Kalorimeter rekonstruierten zu dem aus den Si-Teleskopdaten extrapolierten Auftreffpunkt, wenn die Steigung der Elektronenspur nicht berücksichtigt wird. Der Wert der Steigung der gemessenen Gerade gibt den Abstand zwischen Kalorimeter und Si-Teleskop an.

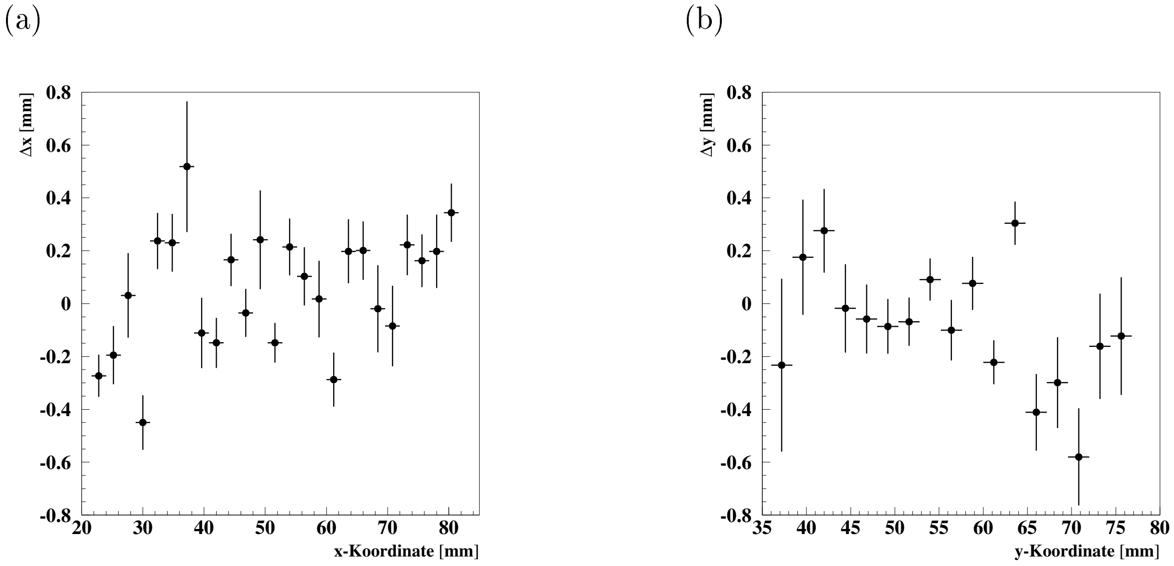


Abbildung 6.29: Der Abstand der aus dem Si-Teleskop und dem Kalorimeter rekonstruierten Auftreffpunkte über der mit dem Si-Teleskop gemessenen x- (a) und y-Koordinate (b) aufgetragen. In beiden Fällen sind alle Meßpunkte mit Null verträglich.

Messung ist in Abbildung 6.30 gezeigt. Es ist zu sehen, daß für die x-Richtung (Abbildung 6.30(a)) der Zusammenhang nicht konstant ist und deshalb korrigiert werden muß. Für die y-Richtung (Abbildung 6.30(b)) ist das nicht der Fall.

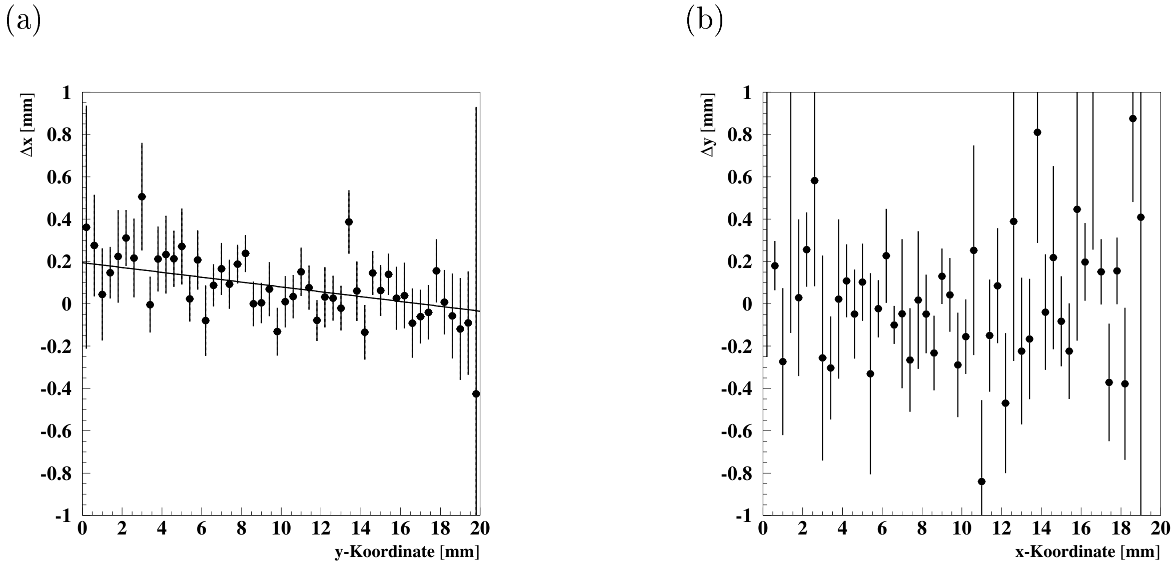


Abbildung 6.30: Der Abstand zwischen extrapoliertem und gemessenem Auftreffpunkt über der jeweils anderen Koordinate aufgetragen für die x- (a) und y-Richtung (b). Die Fehlerbalken sind die statistischen Fehler.

6.7 Die Ortsauflösung des VLQ-Kalorimeters

Nachdem alle Parameter für die Ausrichtung der Streifendetektoren und des Kalorimeters untereinander bekannt sind, kann die Ortsauflösung des Kalorimeters bestimmt werden. Dazu wird die Differenz zwischen dem aus dem Si-Teleskop rekonstruierten Auftreffpunkt auf das Kalorimeter, der mit einer Genauigkeit von 0.1 mm bekannt ist, und dem vom Kalorimeter rekonstruierten Auftreffpunkt gebildet und für jedes Ereignis in ein Histogramm eingetragen. Die sich ergebenden Histogramme für die x- und y-Richtung für Ereignisse mit Elektronen von 4 GeV Energie sind in Abbildung 6.31 zu sehen. Die Breite der Verteilungen in Abbildung 6.31 gibt direkt die Ortsauflösung des Kalorimeters an, da der Fehler aus der Messung mit dem Si-Teleskop von 0.1 mm gegen die Breite der Kurven vernachlässigt werden kann. Die Ortsauflösung in der x- und y-Richtung für Elektronen mit 4 GeV Energie beträgt für beide Richtungen 1 mm.

Wird die Messung der Ortsauflösung für Elektronen mit verschiedenen Energien von 1-6 GeV durchgeführt, so ergibt sich die Abbildung 6.32 als Ergebnis, wenn die bestimmte Ortsauflösung gegen die Energie aufgetragen wird. Die Ortsauflösung des VLQ-Kalorimeters fällt mit wachsender Energie. Für Energien größer als 4 GeV liegt die Ortsauflösung im Submillimeterbereich. Bei einer Energie von 6 GeV ist die Ortsauflösung 820 μm für beide Koordinatenrichtungen. Den Meßpunkten in Abbildung 6.32 sind Kurven der Form

$$f(x) = \frac{P_1}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \tag{6.10}$$

angepaßt. Für den Parameter P_1 ergibt sich aus der Anpassung ein Wert von $P_1 = (2.06 \pm 0.02)$ mm. Die Werte des Parameters P_1 für die Anpassung der Kurve aus Gleichung 6.10 an die Punkte der Ortsauflösung für die x-bzw. y-Richtung ergeben innerhalb des

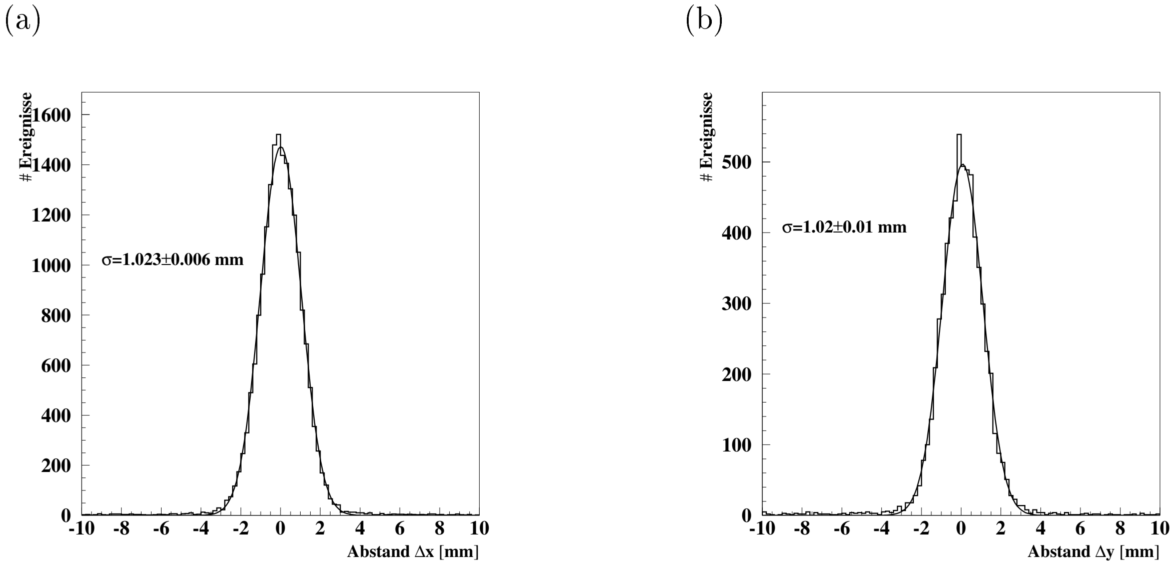


Abbildung 6.31: Der Abstand zwischen dem aus dem Kalorimeter rekonstruierten und aus den Si-Teleskop Daten extrapolierten Auftreffpunkt in x- (a) und y-Richtung. Die Breite der Verteilungen gibt die Ortsauflösung an und beträgt 1 mm.

Fehlers das gleiche Resultat. Für die Energien ein und zwei GeV liegt die Ortsauflösung des Kalorimeters über der sogenannten digitalen Auflösung, die sich ergibt, wenn die Mitte des Kanals mit dem maximalen Signal als Auftreffpunkt angenommen wird. Die digitale Auflösung des Kalorimeters ist gleich 5 mm/$\sqrt{12}$=1.44 mm. Die Verschlechterung der Ortsauflösung über diese Grenze hinweg kommt daher, daß für kleine Energien durch das Rauschen der Kanal mit dem maximalen Signal falsch identifiziert werden kann und somit der Fehler bei der Ortsbestimmung größer als die digitale Auflösung wird.

6.8 Die Energierekonstruktion am Kalorimeterrand

Das VLQ-Kalorimeter hat sehr kleine Abmaße und ist sehr kompakt. Die Größe der aktiven Fläche beträgt 124x94 mm^2. Das Ziel des VLQ-Spektrometers ist es, bis zu möglichst kleinen Winkeln zu messen. Das bedeutet für das Kalorimeter, daß es in der Lage sein muß, die Energie von Elektronen zu messen, die sehr nahe am Kalorimeterrand auftreffen. Durch die dort unvermeidlichen Energieverluste durch Herauslecken von Schauerteilchen aus dem Kalorimeter vermindert sich das Kalorimeterausgangssignal bei gleichbleibender Einschußenergie der Elektronen. Das verursacht eine Verschiebung der Energieskala, die korrigiert werden muß. Durch die am Rand auftretenden Leckverluste verschlechtert sich auch die Energieauflösung, da sich der konstante Term der Energieauflösung verschlechtert. Um festzustellen, ab welchem Abstand zum Rand des VLQ-Kalorimeters die beschriebenen Effekte eine Rolle spielen, wurde im Teststrahl die gesamte aktive Fläche des Kalorimeters abgefahren und mit Elektronen beschossen. Die mit einem Teil dieser Daten gewonnenen Erkenntnisse werden hier vorgestellt.

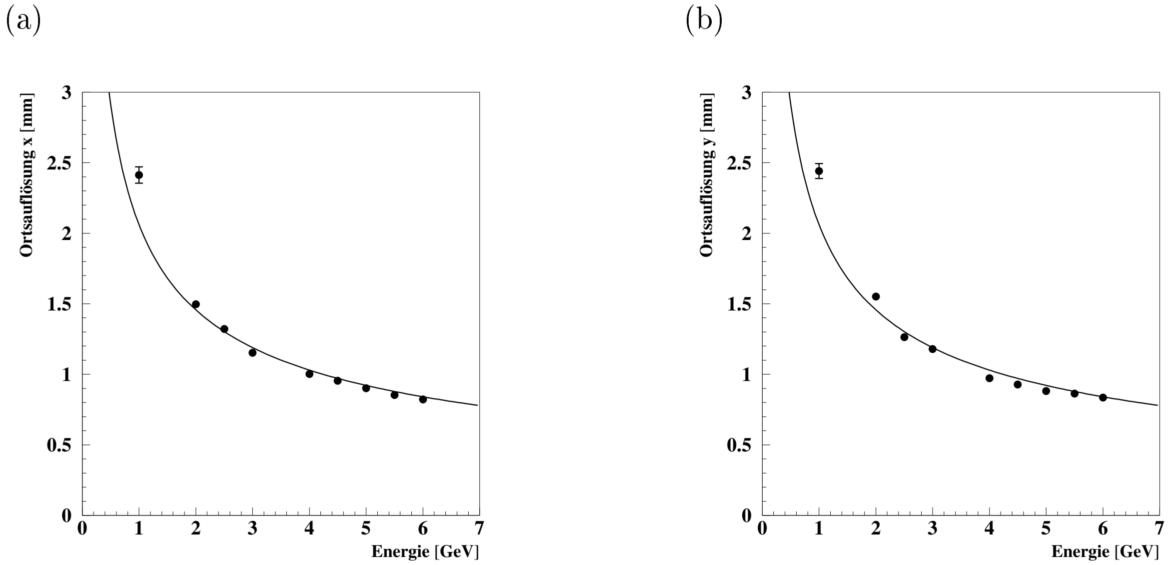


Abbildung 6.32: Die Ortsauflösung des VLQ-Kalorimeters als Funktion der Einschußenergie der Elektronen für die x- (a) und y-Koordinate (b). Bei dem Run mit 3.5 GeV sind die Si-Teleskop Daten fehlerhaft. Deshalb ist diese Meßpunkt weggelassen. Die Größe der Fehler entspricht der Ausdehnung der eingezeichneten Meßpunkte.

6.8.1 Das Schauerprojektionsprofil im VLQ-Kalorimeter

Das VLQ-Kalorimeter ist durch seinen Aufbau in der Lage, die Profile von Schauerprojektionen in x- und y-Richtung zu messen (siehe Abbildungen 2.9, 6.4). Die laterale Ausdehnung dieser Schauerprofile gibt Aufschluß über die Größe der Schauer und ist somit ein Maß dafür, ab welchem Abstand des Elektronenauftreffpunktes vom Kalorimeterrand die Energieverluste eine Rolle spielen. Um die Schauerprojektionsprofile zu messen, wird für sehr viele Ereignisse das Zentrum des Schauers mit Hilfe der Messung des Auftreffpunktes des Elektrons auf das Kalorimeter mit dem Si-Teleskop bestimmt. Alle Schauerprofile der Ereignisse werden dann so übereinandergelegt, daß die Zentren der Schauer exakt übereinander liegen. Durch die große Anzahl der überlagerten Ereignisse mitteln sich statistische Fluktuationen der Schauerform und das Rauschen aus. Für diese Messung werden nur Ereignisse verwendet, die in der Mitte der aktiven Fläche aufgetroffen sind. Das sich aus dieser Messung ergebende Schauerprofil ist in Abbildung 6.33 gezeigt. Die dargestellten Schauerprojektionsprofile wurden mit Elektronen mit 4 GeV Energie gemessen. In Teil (a) der Abbildung 6.33 ist das Schauerprojektionsprofil über der x-Koordinate aufgetragen, in Teil (b) über dem Abstand zur Schauerachse. Dem Schauerprojektionsprofil (b) in Abbildung 6.33 ist eine Kurve der Form von Gleichung 3.12 angepaßt. Die sich aus der Anpassung ergebenden Parameter der Kurve sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. Werden diese Daten mit den aus der Simulation gewonnenen Parameter aus Tabelle 3.2 verglichen, so ist festzustellen, daß die Konstanten λ_2, die den schwachen Abfall beschreiben, innerhalb ihrer Fehler übereinstimmen. Der Parameter λ_1 jedoch ist in den gemessenen Daten kleiner. Das bedeutet, daß das radiale Energieprofil im Zentrum des Schauers nicht so stark abfällt. Der Grund hierfür ist das in Abschnitt 4.1.2 angesprochene Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen im Kalorimeter. Der Molière-Radius des VLQ-Kalorimeters,

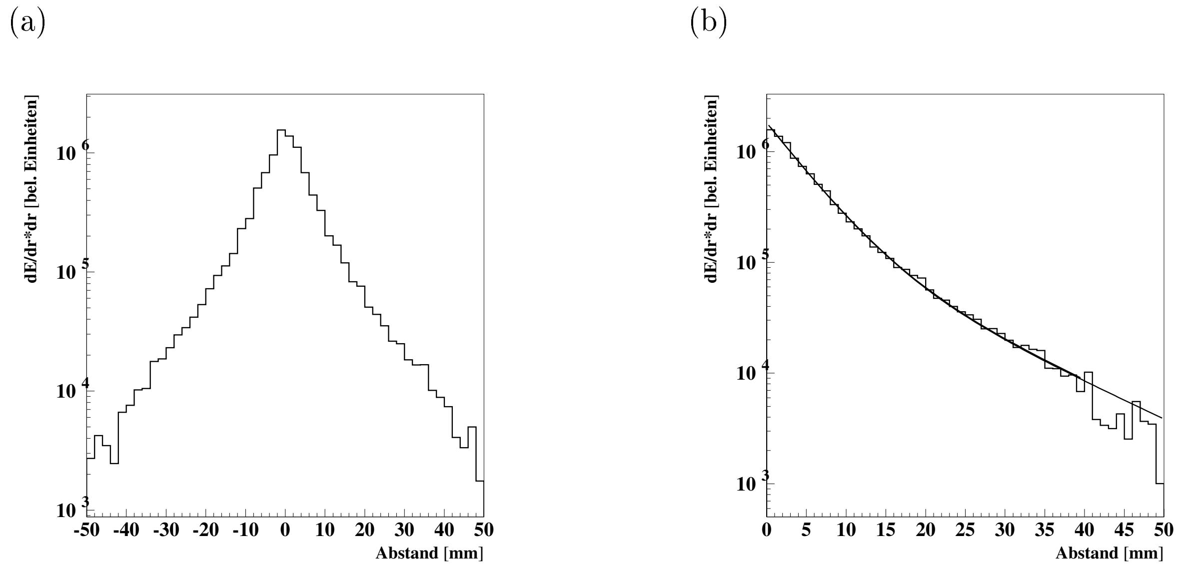


Abbildung 6.33: Das laterale Schauerprojektionsprofil von Schauern von Elektronen mit 4 GeV Energie im VLQ-Kalorimeter. Im Teil (a) der Abbildung ist das Profil über der x-Koordinate aufgetragen, in Teil (b) gegen den Abstand von der Schauerachse. Dem Schauerprofil (b) ist eine Kurve der Form von Gleichung 3.12 angepaßt.

C_1	$1.6 \cdot 10^6$
C_2	$1.8 \cdot 10^5$
λ_1	(2.2 ± 0.1) 1/cm
λ_2	(0.77 ± 0.05) 1/cm

Tabelle 6.4: Parameter der Anpassung von Gleichung 3.12 an das gemessene Schauerprojektionsprofil.

der aus dem Schauerprojektionsprofil bestimmt werden kann, beträgt 1.1 cm. Aus diesen Messungen läßt sich schließen, daß ab einem Abstand von ca. 1.5 cm zum Rand des Kalorimeters die Energieverluste durch Herauslecken von Schauerteilchen in lateraler Richtung nicht mehr vernachlässigt werden können.

6.8.2 Die Energieskala und Energieauflösung am Rand des VLQ-Kalorimeters

Um die Verschiebung der Energieskala und die Energieauflösung am Kalorimeterrand zu untersuchen, werden Elektronen betrachtet, die in y-Richtung in der Mitte des Kalorimeters auftreffen, deren Auftreffpunkt in x-Richtung jedoch vom Zentrum bis zum Rand des Kalorimeters variiert. Für alle diese Ereignisse wird der Auftreffpunkt aus der Messung mit dem Si-Teleskop bestimmt, und die Energie aus den Kalorimeterdaten, wie in Abschnitt 6.2 besprochen, rekonstruiert. Wird die rekonstruierte Energie über der x-Koordinate aufgetragen, so ergibt sich die Abbildung 6.34(a) als Ergebnis. Wird das gleiche für die gemessene Energieauflösung durchgeführt, so ist die Abbildung 6.34(b) das Ergebnis. Diese Messung wurde mit Elektronen von 4 GeV Energie durchgeführt.

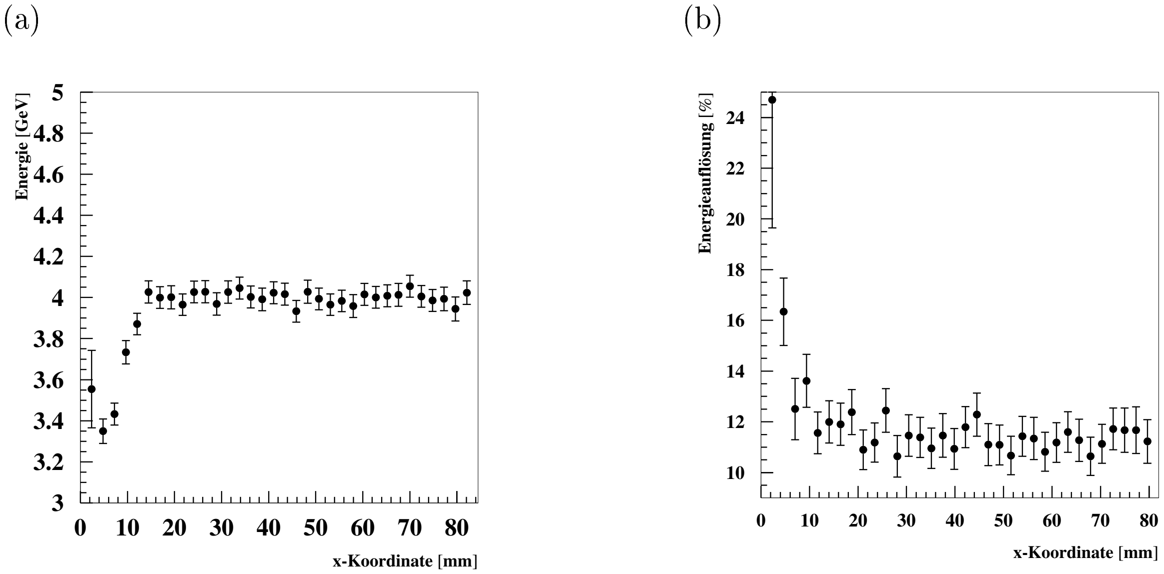


Abbildung 6.34: (a) Die mit dem VLQ-Kalorimeter gemessene Elektronenenergie über der x-Koordinate des Auftreffpunktes aufgetragen. In y-Richtung treffen die Elektronen in der Mitte der aktiven Kalorimeterfläche auf. (b) Die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters über der x-Koordinate aufgetragen.

Aus Abbildung 6.34(a) ist zu erkennen, daß bei einem Abstand von 15 mm vom Kalorimeterrand, der sich am Punkt Null befindet, die rekonstruierte Energie aufgrund der Leckverluste abnimmt. Diese Verschiebung der Energieskala muß bei Kenntnis des Auftreffpunktes korrigiert werden, so daß die Energieskala bis zum Rand hin gleich bleibt. Die Korrekturfaktoren können aus Abbildung 6.34(a) bestimmt werden. In Abbildung 6.34(b) ist zu sehen, daß die Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters ebenfalls bei einem Abstand von 15 mm vom Kalorimeterrand beginnt, schlechter zu werden. Diese Verschlechterung der Energieauflösung ist nicht korrigierbar. Die Energieauflösung am Kalorimeterrand ist um ca. 100 % schlechter als in der Mitte des Kalorimeters.

Aus diesen Messungen kann geschlossen werden, daß mit dem VLQ-Kalorimeter Elektronen, die in einem Abstand von wenigen Millimetern vom Rand entfernt auftreffen, mit gut bestimmter Energieskala und ausreichender Energieauflösung gemessen werden können.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kalorimeter für das VLQ-Spektrometer für den Einsatz im H1-Detektor erfolgreich entwickelt und gebaut. Die durch den bestehenden H1-Detektor vorgegebenen äußeren Bedingungen für das VLQ-Spektrometer machten es erforderlich, ein sehr kompaktes Kalorimeter zu bauen. Um die angestrebten physikalischen Messungen mit der erforderlichen Genauigkeit durchführen zu können, muß das Kalorimeter eine gute Ortsauflösung im Millimeterbereich besitzen. Die Anforderung an die Energieauflösung des Kalorimeters von ca. 4 % für Elektronen mit 30 GeV Energie ist nicht so streng und kann durchaus mit den gegebenen Abmessungen erreicht werden. Um das Kalorimeter so kompakt bauen zu können, wurde eine innovative Kalorimeterstruktur implementiert, die die in vielen Kalorimetern bewährte Sandwichstruktur als Grundlage hat, jedoch mit dem Unterschied, daß die Szintillatorebenen abwechselnd in x- und y-Richtung segmentiert sind. Durch diese Struktur ist es möglich, den Auftreffpunkt des Elektrons zu bestimmen. Um das Kalorimeter möglichst kompakt bauen zu können wurde Wolfram als Absorbermaterial verwendet. Das Licht aus den Szintillatoren wird im VLQ-Kalorimeter über Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen. Um die kleinen Ladungssignale aus den Photodioden nachweisen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Auslesechip entwickelt. Dieser Auslesechip wurde in einem 1.2 μm CMOS-Prozeß der Firma AMS entwickelt und gebaut. Die Ladungsverstärker auf den Auslechips zeigen ein für die Photodiodenauslese optimiertes Rauschen von 450 e^-. Das bedeutet, daß diese Vorverstřker in der Lage sind, Ladungen im Bereich von 1000 Elementarladungen zu detektieren, die in den Photodioden generiert werden. Da in den gegebenen Abmaßen des Kalorimeters von 16x18x15 cm^3 sowohl die aktive Kalorimeterstruktur als auch die Ausleseelektronik enthalten ist, wurden für den Bau der Ausleseelektronik modernste Techniken, wie z.B. die direkte Montage der Auslesechips auf den Ausleseplatinen, angewendet.

Beide Module des VLQ-Kalorimeters wurden nach ihrer Fertigstellung im Teststrahl 22 des DESY-Synchrotrons getestet. Der Samplingterm der Energieauflösung wurde zu $(19 \pm 6)\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ bestimmt, und der konstante Term zu $(6.4 \pm 3)\%$. Die großen angegebenen Fehler sind durch Untergrund des Teststrahles bedingt. Der Rauschterm der Energieauflösung ist $(234 \pm 9)\,\text{MeV}$. Innerhalb der großen systematischen Fehler stimmt die gefundene Energieauflösung mit der aus Simulationen bestimmten Energieauflösung überein und wird den Anforderungen gerecht. Die Ortsauflösung des Kalorimeters liegt für Energien von mehr als 4 GeV im Mikrometerbereich. Die Ortsauflösung für Elektronen mit einer Energie von 6 GeV beträgt 820 μm. Die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung kann mit der Funktion $\Delta x = 2.06\,\text{mm}/\sqrt{\text{E}/\text{GeV}}$ parameterisiert werden. Diese gemessene Ortsauflösung übertrifft die für die benötigte Meßgenauigkeit gestellten Anforderungen. Durch die Kompaktheit des Kalorimeters können Elektronen gemessen werden, die nur wenige Millimeter vom Rand des Kalorimeters entfernt auftreffen. Im untersuchten Energiebereich konnten keine Abweichungen des Kalorimeters von linearem Verhalten festgestellt werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind auch in verschiedenen Konferenzbeiträgen [26], [27] veröffentlicht.

In den nächsten Wochen wird das VLQ-Spektrometer in den H1-Detektor eingebaut werden und ab August 1998 die ersten Daten nehmen. Mit diesen Daten muß dann die endgültige Kalibration der Module ausgeführt, und die Teststrahlergebnisse unter den Einsatzbedingungen in H1 bestätigt werden. Das VLQ-Spektrometer wird bis Ende 1999 Daten liefern und zu den physikalischen Messungen der H1-Kollaboration beitragen.

Literaturverzeichnis

[1] HERA, 'A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY' (1981)

[2] H1 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A **386** (1997) 310.

[3] H1 Calorimeter Group, Nucl. Instr. and Meth. A **336** (1993) 460.

[4] H1 SPACAL-Group, Nucl. Instr. and Meth. A **386** (1997) 397-408.

[5] H1 Collaboration, Nuclear Physics B **497** (1997) 3.

[6] S. Aid et al., preprint DESY 96-023 (1996)

[7] H1 Collaboration, 'Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers' (1996)

[8] K. Kleinknecht, 'Detektoren für Teilchenstrahlung', Teubner Verlag 1987

[9] S. Iwata, Nagoya University preprint, DPNU-13-80 (1980)

[10] E. Longo and I. Sesteli, Nucl. Instr. and Meth. A **128** (1975) 283.

[11] Manual zu GEANT, Cern (1993)

[12] H1 BEMC Group, Nucl. Instr. and Meth. A **372** (1996) 399.

[13] BICRON, Datenblatt BC-408,BC-482A

[14] G. Schmidt, 'Test eines optoelektronischen Kalorimeterauslesesystems', Diplomarbeit Universität Heidelberg, IHEP 97-04 (1997)

[15] POLYTEC, Datenblatt Epoxidharzkleber 302-3M

[16] O. Nix, private Mitteilung

[17] HAMAMATSU, Datenblatt der Photodiode S3590 (1995)

[18] B. Bicken et al., IEEE Trans.Nucl.Sci. **38** (1991) 188.

[19] J. Hladky, private Mitteilung

[20] A.V. Oppenheim, A.S. Willsky, 'Signale und Systeme', Lehrbuch VCH Verlag

[21] G. Schmidt, private Mitteilung

[22] A. Piotrowski, 'IEC-Bus', Franzis-Verlag (1984)

[23] H.T. Duhme et al., H1 internal note, September 1991

[24] A. Coureau, S. Kermiche, H1 internal note, H1-12/92-260 (1992)

[25] A. Streich, Diplomarbeit in Vorbereitung Universität Heidelberg

[26] M. Keller et. al., Beitrag zur Konferenz 'Frontier Detektors for Frontier Physics', zur Veröffentlichung in 'Nuclear Instruments and Methods'

[27] M. Fleischer et. al., Beitrag zur 'VII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics', preprint DESY 98-005 (1998)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die vielfältige Hilfe von dritter Seite sicherlich nicht zustande gekommen. Deshalb möchte ich an dieser Stelle denjenigen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Im einzelnen sind dies:

- Herr Prof. Dr. K. Meier, der mir die Möglichkeit gab diese Arbeit auszuführen. Sein immerwährenedes Interesse an dieser Arbeit und sein Engagement haben wesentlich zum Erfolg beigetragen.

- Herr Prof. Dr. U. Straumann, der freundlicherweise die Aufgabe der Zweitbegutachtung übernommen hat

- Herr Dr. J. Stiewe, der immer hilfsbereit war und den Transport vieler Gerätschaften nach Hamburg und zurück übernommen hat. Auch für die kritische Durchsicht des Manuskripts herzlichen Dank.

- Herr M. Keller, der mit mir die vergangenen drei Jahre das Büro geteilt hat und für manch guten Ratschlag und aufheiternde Kommunikation zur Verfügung stand.

- Herr G. Schmidt, Herr A. Streich und Herr O. Nix, die durch Ihre Mitarbeit in diesem Projekt zu dessen Erfolg beigetragen haben.

- Die Mitglieder der H1-Gruppe am Institut für Hochenergiephysik, die mit Ihren Ratschlägen und Ihrem Interessse an meiner Arbeit zu deren Erfolg beigetragen haben. Herzlichen Dank besonders Herrn Claus Beier, der das Manuskript korrigiert hat.

- Die Mitglieder der anderen am VLQ-Projekt beteiligten Gruppen der RWTH Aachen, vom DESY und aus Prag und Košice, die besonders bei den Teststrahlmessungen tatkräftige Hilfe leisteten.

- Die Mitarbeiter des Instituts für Hochenergiephysik, die die Infrastruktur für die Durchführung dieser Arbeit zur Verfügung stellten.

- Die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt, die sämtliche mechanischen Bauteile für das Kalorimeter anfertigten.

- Die Mitarbeiter der Elektronikwerkstatt, die beim Zusammenbau der Elektronik mithalfen und immer für kompetente Auskünfte zur Verfügung standen.

- Meine Freunde und Bekannten, die mir gezeigt haben, daß es eigentlich auch andere Dinge als Kalorimeter im Leben gibt.

- Meinen Eltern, die zwar hier an letzter Stelle stehen, aber mit ihrer jederzeitigen Unterstützung meiner Ausbildung den größten Beitrag zur Vollbringung dieser Arbeit geleistet haben.