Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprechts-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von Claus Müller

aus Ingolstadt

1997

Testdatenanalyse
eines
hadronischen ATLAS-Kalorimeters

Die Diplomarbeit wurde von Claus Müller ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Prof. Dr. E.-E. Kluge

Überblick

In einem Testexperiment am CERN wurde ein Segment des hadronischen Endkappen-Kalorimeters des ATLAS-Detektors untersucht. Das Kalorimetersignal von Positronen wurde von einem schnellen Analog-Digitalwandler (FADC) digitalisiert, der die Signale für das Triggersystem vorbereitet. Die so erhaltenen Signaldaten wurden im Hinblick auf Linearität der Kalorimeterantwort und Stabiliät der Signalform untersucht. Die Signalform wurde anschließend in einem Simulationsprogramm verwendet, das die erste Stufe des ATLAS-Triggersystems untersuchen soll.
Im zweiten Teil der Arbeit wurde diese Simulation, die verschiedenste Effekte wie zum Beispiel Pile-up Rauschen berücksichtigt, um den e/γ-Trigger ergänzt. Erste Studien bezüglich Raten und Effizienzkurven dieses Triggers werden am Ende der Arbeit gezeigt.

Abstract

Test Data Analysis of a Hadronic ATLAS-Calorimeter:
In the framework of a testrun at CERN investigations of a module of the liquid Argon hadronic endcap ATLAS-calorimeter were carried out. Signals of positrons from the calorimeter module were transformed by a shaper and then digitized by a Fast Analog to Digital Converter (FADC). The digitized FADC-data were investigated in an offline analysis, which focused on the linearity of the calorimeter response and the stability of the shape of the produced signal. The typical shape of the signal was inserted into a simulation program used to examine the response of the ATLAS Level 1 trigger, the first stage in the trigger system of ATLAS.
This simulation takes effects like pile up noise into account. In the second part the ATLAS e/γ trigger was added to this simulation. First studies of efficiences and rates of this trigger are presented at the end of my thesis.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Mit dem ATLAS-Detektor soll ein Instrument gebaut werden, das Physik bei noch nicht erreichten Energien bis zu einigen TeV untersuchen soll. Wegen der hohen Leistungsanforderungen ist es notwendig, Prototypen von Detektorteilen bzw. der Signalverarbeitung in Teststrahlexperimenten zu untersuchen. Der erste Teil der Diplomarbeit bestand in der Teilnahme an einem Teststrahlexperiment am CERN für ein Prototyp-Segment des hadronischen Endkappen-Kalorimeters. Die gewonnenen Daten wurden im Rahmen der Diplomarbeit ausgewertet.
Ein bereits existierendes Simulationsprogramm, das Pile-up, elektronisches Rauschen und die Signalverarbeitung berücksichtigt, konnte durch die Ergebnisse des Teststrahlexperiments um das Antwortsignal des hadronischen Kalorimeters erweitert werden. Dies war eine Voraussetzung für den im zweiten Teil der Arbeit implementierten e/γ-Trigger. Er benötigt nämlich sowohl die Information des gesamten elektromagnetischen als auch des hadronischen Detektorsystems.
Im zweiten Kapitel werden der große Hadronenbeschleuniger (LHC = Large Hadron Collider) und der ATLAS-Detektor vorgestellt. Im darauffolgenden Kapitel werden die für den e/γ-Trigger notwendigen Detektor-Komponenten — das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter — genauer besprochen. Auch auf die Signalverarbeitung für die erste Stufe des Triggersystems wird eingegangen. Im vierten Kapitel folgen eine Beschreibung des Teststrahlexperiments und die Auswertung der gewonnenen Daten. Im nächsten Kapitel werden die verschiedenen Trigger mit ihren Algorithmen beschrieben. Das sechste Kapitel stellt die Simulation vor, die verschiedenste Effekte, wie die Vorgeschichte eines interessierenden Ereignisses, Signalumformung, Digitalisierung etc., mitberücksichtigt. Am Ende des Kapitels werden die Resultate, die die Untersuchung des elektromagnetischen Triggers ergeben hat, vorgestellt. Im siebten und letzten Kapitel folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

Kapitel 2

Der große Hadronenbeschleuniger und der ATLAS-Detektor

Mit der Inbetriebnahme des großen Hadronenbeschleunigers LHC, dessen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 14$ TeV betragen soll, können physikalische Vorgänge bei noch nie erreichten Energien untersucht werden. Mit Hilfe des LHC hoffen die Physiker, sowohl Erkenntnisse über die Erzeugung der Masse von Elementarteilchen zu gewinnen (Higgsmechanismus), als auch Erweiterungen des Standardmodells der Teilchenphysik (z.B. Supersymmetrie) bestätigen oder widerlegen zu können.

2.1 Großer Hadronenbeschleuniger (LHC)

Am Europäischen Zentrum für Teilchenforschung (CERN) bei Genf soll der Hadronenbeschleuniger Protonenpakete einer Energie von 7000 GeV mit einer Frequenz von 40 MHz zur Kollision bringen. Die *Luminosität* $\mathcal{L}$ des LHC soll 10^{34} cm^{-2}s^{-1} betragen, wobei $\mathcal{L}$ durch

$$\mathcal{L} = \frac{fkN_1N_2}{4\pi a_h a_v} \tag{2.1}$$

bestimmt ist [1]. Die Anzahl der Teilchenpakete (*bunches*) in einem Strahl wird hier mit k abgekürzt. Die Abkürzungen N_1 und N_2 geben die Anzahl der Protonen in den beiden kollidierenden Teilchenpaketen an, während a_h, a_v die horizontale und vertikale Ausdehnung des Strahls beschreiben. Das Symbol f steht für die Frequenz, mit der die Teilchenpakete umlaufen. Wichtige Maschinenparameter des LHC sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt [2, 3].

Parameter	Zahlenwert	Einheit
Schwerpunktsenergie	14	TeV
max. Luminosität	10^{34}	cm^{-2}s^{-1}
Anzahl der Pakete/Strahl	2835	
Teilchenpaketabstand	25	ns
Teilchen/Paket	10^{11}	
Strahllebensdauer	10.0	h

Tabelle 2.1: *Zusammenstellung wichtiger Maschinenparameter des LHC.*

Vor dem Eintritt in den LHC-Ring werden die Protonen mit einer Vorbeschleunigerkette in mehreren Stufen auf die Energie von 450 GeV gebracht. Zunächst wird ionisierter Wasserstoff mit einem Linearbeschleuniger (LINAC) auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt und in den Booster eingeführt. Von da aus werden die Protonen mit einer Energie von 1.4 GeV in das CERN-Proton-Synchrotron (CPS) eingeschossen. Nach dem Durchlauf im CERN-Proton-Synchrotron haben die Protonen die Energie von $E = 26$ GeV und werden ins Super-Proton-Synchrotron geschickt. Dort werden sie in 16.8 s auf 450 GeV beschleunigt. Mit dieser Energie werden die Protonen abwechselnd in die beiden getrennten Vakuumröhren des LHC-Rings eingeschossen und nach etwa 20 Minuten auf die Endenergie von 7 TeV gebracht [3]. Abbildung 2.1 zeigt den LHC mit der Vorbeschleunigerkette.

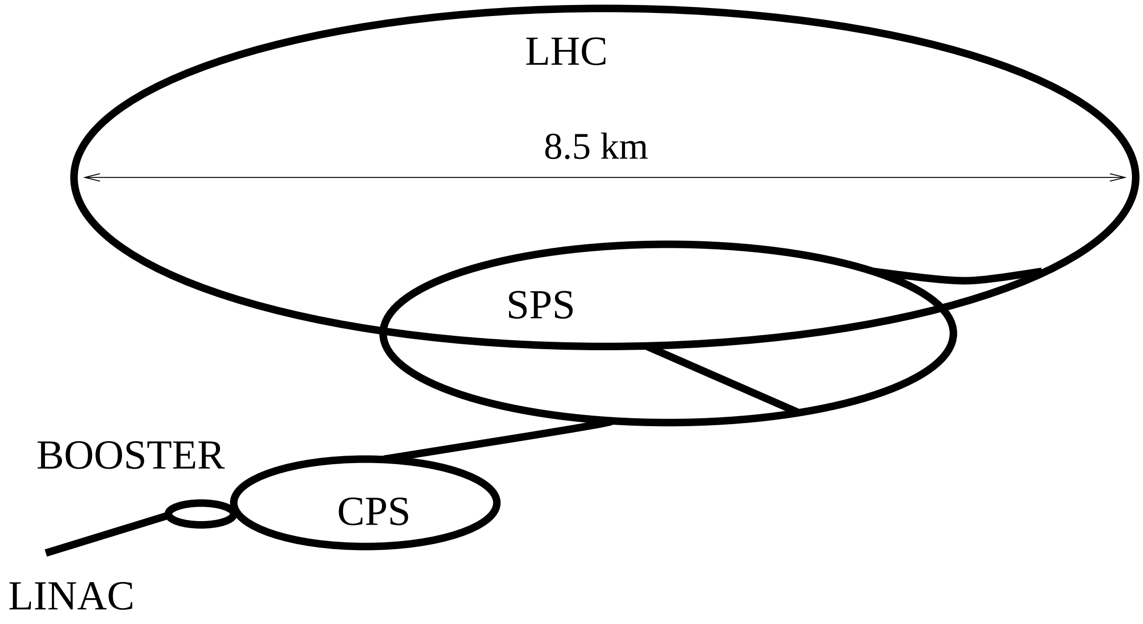

Abbildung 2.1: *Der LHC mit seinen Vorbeschleunigern.*

Die Energie $-\Delta E$, die hochenergetische geladene Teilchen durch die Führung auf einer Kreisbahn in Form von Synchrotronstrahlung abgeben, hängt von der vierten Potenz der Teilchenenergie E ab [1]:

$$-\Delta E \approx \frac{\gamma^4}{R}\ ;\ \ \gamma = \frac{E}{m}. \tag{2.2}$$

Der Energieverlust für Elektronen ist bei derselben Strahlenergie um den Faktor 10^{13} höher als der von Protonen. Trotzdem soll im Vergleich zur Schwerpunktsenergie des LEP-Speicherrings (**L**arge **E**lectron **P**ositron) beim LHC-Ring die Schwerpunktsenergie nur um einen Faktor von etwa 73 größer sein. Der begrenzende Faktor für die Schwerpunktsenergie beim LHC-Ring ist nämlich nicht die Synchrotronstrahlung, sondern die erreichbaren Feldstärken der Dipolmagnete, durch die die Protonen auf einer Kreisbahn gehalten werden müssen.
Die Protonen werden an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht, an denen die Detektoren der Großexperimente die entstehenden Teilchen registrieren. Die Detektoren ATLAS [4] (**A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S**) und CMS [5] (**C**ompact **M**yon **S**olenoid) sind Universaldetektoren, die das gesamte physikalische Potential des LHC untersuchen. Der LHC-B [6] Detektor ist dagegen auf die Messung von B-Mesonen spezialisiert — ein System in dem CP-Verletzung erwartet wird. Da neben Protonen später auch Blei-Ionen bei Schwerpunktsenergien von über 1000 TeV (7.0 TeV pro Ladung) im LHC zur Kollision gebracht werden

[1] Lichtgeschwindigkeit $c = 1$

sollen, ist der vierte Detektor, ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) [7], auf die Untersuchung einer neuen, möglichen Phase der Materie, des Quark-Gluon-Plasmas, ausgerichtet.

2.2 Physik am großen Hadronenbeschleuniger

Das *Standardmodell* der Teilchenphysik, das eine Vielzahl unterschiedlichster experimenteller Daten mit sehr hoher Genauigkeit beschreibt [8], erklärt das Vorhandensein der Ruhemasse von Elementarteilchen durch ihre Wechselwirkung mit einem skalaren Teilchen, dem *Higgs-Teilchen* [9]. Es ist das einzige Teilchen des Standardmodells, das in dem bisher zugänglichen Energiebereich nicht nachgewiesen werden konnte. Deshalb ist die Suche nach dem Higgs-Teilchen eine der beiden wesentlichen Aufgaben des LHC-Projekts.
Das Standardmodell wird als effektive Theorie für die bisher erreichbaren Energien angesehen. Deshalb besteht die zweite wesentliche Aufgabe des LHC-Projekts darin, eine Antwort auf die Frage zu finden, wie das Standardmodell erweitert werden muß, um Physik bei höheren Energien beschreiben zu können. Mögliche Ansätze sind *supersymmetrische Theorien*, die zu jedem Teilchen des Standardmodells mindestens einen supersymmetrischen Partner vorhersagen. Das Teilchen des Standardmodells und sein supersymmetrischer Partner unterscheiden sich dabei nur in ihrem Spin und ihrer Masse. Der Unterschied im Spin der beiden Teilchen ist dabei 1/2. So soll es zum Beispiel zum Gluon g, das den Spin 1 besitzt, den supersymmetrischen Partner, das Gluino $\tilde{g}$, mit Spin 1/2 geben [2]. Theoretische Abschätzungen für die Massen der neuen Teilchen weisen daraufhin, daß die Teilchen bei der Schwerpunktsenergie des LHC nachweisbar sein sollten [10].

Erzeugung von Teilchen am LHC

Protonen sind keine elementaren Teilchen, sondern setzen sich aus farbetragenden Bausteinen, den *Quarks* q, zusammen, die durch Farbwechselwirkung mit masselosen, aber auch Farbe tragenden *Gluonen* g zusammengehalten werden. Quarks und Gluonen werden zusammen als *Partonen* bezeichnet. Die Wechselwirkung zwischen Gluonen und Quarks wird durch die *Quantenchromodynamik* (QCD) beschrieben. Um Berechnungen durchführen zu können, bedient man sich der bei allen Feldtheorien angewandten Methode der *Störungsrechnung*. Störungsrechnung ist aber nur dann möglich, wenn die Kopplungskonstante der Farbwechselwirkung α_s klein ist. Die Kopplungskonstante α_s nimmt mit kleiner werdenden Energie zu. Die Energieabhängigkeit von α_s kann in eine Abhängigkeit vom Abstand der Quarks umgerechnet werden, wobei einer kleineren Energie ein größerer Abstand entspricht. Die Kopplungskonstante α_s kann so groß werden, daß keine Störungsrechnung mehr möglich ist.
In solchen Fällen behilft man sich mit phänomenologischen Modellen. Die nächsten vier Punkte skizzieren die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen für verschiedene Abstands- oder Energiebereiche:

- Die durch die Gluonen vermittelte Kraft ist proportional zur Kopplungskonstante α_s und geht für immer kleiner werdende Abstände der beteiligten Quarks gegen Null (*asymptotische Freiheit*). So verhalten sich z.B. die Quarks im Proton annähernd wie freie Teilchen.

- Wird dagegen der Abstand der beiden Quarks größer, nimmt die Kraft aufgrund der Gluon-Gluon-Selbstwechselwirkung zwischen ihnen immer mehr zu. Dies führt dazu,

[2] Wie an diesem Beispiel zu sehen ist, werden die Abkürzungen für supersymmetrische Teilchen aus den Zeichen der Standardteilchen mit einer darüber gesetzten Tilde gebildet.

daß keine einzelnen Quarks, sondern nur aus Quarks zusammengesetzte, farbneutrale *Hadronen* wie das Proton beobachtet werden *(Confinement oder Einschluß)*.

- Ist α_s und damit der Abstand der Quarks so groß, daß Störungsrechnung nicht mehr angewendet werden kann, werden phänomenologische Modelle zur Beschreibung der experimentellen Beobachtungen eingeführt. Ein Beispiel dafür ist das *String-* oder *Farbschlauchmodell*, das Anregungszustände in Quarksystemen beschreiben kann.

- Entfernen sich die Quarks soweit voneinander, daß die potentielle Energie des Farbfelds ausreicht, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu bilden, brechen die Farbschläuche zwischen den neuen Teilchen auf. Der Prozeß wird als *Fragmentation* bezeichnet. Er wiederholt sich, solange die Energie ausreicht, neue Teilchen zu erzeugen. Die Farbe der neuen Quarks ist dabei immer so, daß der Gesamtprozeß nach außen farbneutral verläuft und am Ende nur Hadronen beobachtet werden *(Hadronisierung)*.

Der Gesamtimpuls $\vec{P}_p$ des Protons verteilt sich auf die einzelnen Partonen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Parton den Impulsbruchteil x des Protonenimpulses besitzt, ist durch die experimentell bestimmte *Strukturfunktion* $F_2(x, Q^2)$ gegeben. Die Abhängigkeit der Strukturfunktion vom *Viererimpulsquadrat* Q^2 des ausgetauschten Gluons ist dabei im Rahmen der QCD berechenbar, siehe z.B. [11].
Kollidieren zwei Protonen, wechselwirken nur zwei Partonen 1 und 2 miteinander, die einen Impulsbruchteil x_1 und x_2 besitzen, während die am Streuprozeß unbeteiligten Partonen fast unbeeinflußt weiterfliegen. Sie hadronisieren zu farbneutralen Teilchen, die als Teilchenbündel (*Jets*) mit hohem longitudinalen Impuls im Detektor beobachtet werden können (Zuschauer-Jets).

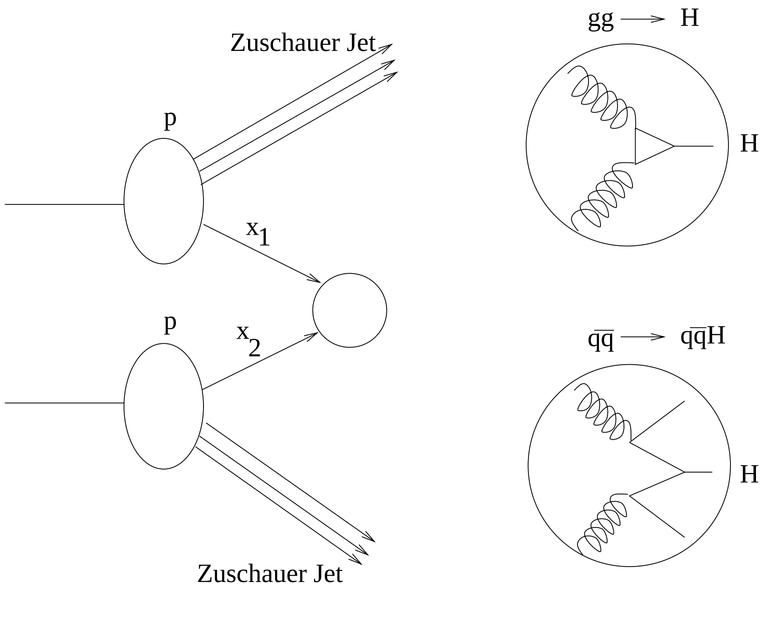

Abbildung 2.2: *Proton-Proton-Kollision. Rechts oben ist die Higg-Teilchen Erzeugung durch eine Gluon-Fusion dargestellt. Darunter befindet sich der Graph für den Vernichtungsprozeß* $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}\ H$

Die Art der Wechselwirkung der beiden beteiligten Partonen läßt sich in zwei Klassen einteilen:

Streuung der Partonen

Streuen die beiden Partonen aneinander, ist der minimale Abstand umgekehrt proportional zu dem Impulsübertrag $\sqrt{Q^2}$ zwischen den beiden Partonen. Es kommt zur Ausbildung eines Gluonfeldes und anschließender Fragmentation und Hadronisierung.
Die häufigsten Ereignisse am LHC stammen aus Streuprozessen, bei denen die beiden beteiligten Partonen wenig Impuls austauschen.Aufgrund des geringen Impulsübertrags kann dieser Prozeß nicht mit Hilfe von Störungsrechnung aus der QCD berechnet werden.

Vernichtung und Fusion der Partonen

Neben der Streuung von Partonen gibt es auch deren Vernichtung oder deren Fusion. Ein Beispiel für die Fusion von zwei Gluonen unter dem Austausch von virtuellen top-Quarks bei dem Prozeß gg $\rightarrow$ H ist in Abbildung 2.2 rechts oben dargestellt. Darunter ist die Erzeugung des Higgs-Teilchens durch die Vernichtung zweier Quarks dargestellt. Die bei der Vernichtung vorhandene *reduzierte Schwerpunktsenergie* $\sqrt{\hat{s}}$ beträgt $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$.
Die Teilchen, die bei der Vernichtung erzeugt werden, besitzen den longitudinalen Impuls $(x_1 - x_2)P_z$ entlang der Strahlachse.

Die Flugbahn von Teilchen mit hohem longitudinalen Impuls $\vec{p_L}$ und kleinem transversalen Impuls $\vec{p_t}$, wie dies zum Beispiel bei den Teilchen der Zuschauer-Jets der Fall ist, verläuft unter kleinem Winkel θ zur Strahlachse.

$$\theta = \arctan\left(\frac{|\vec{p_T}|}{|\vec{p_L}|}\right) \tag{2.3}$$

Solche Teilchen können aber wegen der Aussparung für die Strahlröhre nicht detektiert werden. Der Detektor registriert Teilchen nur in einem Winkelbereich $0.85° < \theta < 179.15°$. Dies entspricht einem Verhältnis der Impulse $|\vec{p_T}|/|\vec{p_L}|$ von 0.015. Da somit weder die Zuschauerjets noch Teilchen mit hohem longitudinalen Impuls aus dem inelastischen Prozeß detektiert werden, ist die Rekonstruktion des gesamten longitudinalen Impulses eines Ereignisses in Detektoren von Hadronen-Speicherringen praktisch nicht möglich.
Teilchen ab einem bestimmten $|\vec{p_T}|/|\vec{p_L}|$ Verhältnis werden dagegen detektiert, außer es handelt sich um Teilchen, die nicht mit dem Detektor wechselwirken (z.B. Neutrinos). Deswegen ist für die Analyse von Ereignissen, die in Proton-Proton-Speicherringen erzeugt werden, nicht der Impuls $\vec{p}$ der bei einem Ereignis detektierten Teilchen, sondern nur dessen transversale Komponente $\vec{p_T}$ physikalisch auswertbar.
Die Teilchen selbst werden über ihre Wechselwirkung mit dem Detektor nachgewiesen. So geben zum Beispiel Elektronen ihre Energie in Form von elektromagnetischen Schauern in den Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters ab. Das Signal der Kalorimeterzellen wird dabei je nach ihrer Position relativ zum Wechselwirkungspunkt so verstärkt, daß es proportional zur transversalen Energie $E_T = \cos\theta \cdot E$ ist. [3]

Mit welcher Wahrscheinlichkeit Streuprozesse oder Vernichtungsprozesse stattfinden, wird durch den *Wirkungsquerschnitt* σ des jeweiligen Prozesses angegeben. Die SI Einheit des

[3]Der unphysikalische Ausdruck transversale Energie E_T hat sich eingebürgert, da jeder Zelle im Bezug auf den Wechselwirkungspunkt eine Richtung zugeordnet werden kann, und für hohe Energien der Impulsbetrag eines Teilchens äquivalent zu seiner Energie ist

Wirkungsquerschnitts ist m^2. In der Hochenergiephysik wird aber häufig die Einheit barn verwendet, wobei gilt:

$$1\text{barn} = 1\text{b} = 10^{-28}\text{m}^2. \tag{2.4}$$

Die folgende Tabelle 2.2 gibt eine Zusammenstellung wichtiger Wirkungsquerschnitte an:

σ_{inel} [mb]		
100		
Masse $\tilde{q}$ (GeV)	$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}$ $(gg,q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q})$ [pb]	
200	7.1	
800	0.1	
M_H(GeV)	σ_H $(gg \rightarrow \text{H})$ [pb]	σ_H $(q\bar{q} \rightarrow \text{q}\bar{\text{q}}\text{H})$ [pb]
100	45.	5.1
500	4.1	0.57
1000	0.13	0.11

Tabelle 2.2: *Oben ist der gesamte Wirkungsquerschnitt für alle möglichen inelastischen Prozesse angegeben. Der Wirkungsquerschnitt von gg, $q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$ für zwei verschiedene Squark Massen. Darunter der Wirkungsquerschnitt σ_H des Higgs für die zwei wichtigsten Erzeugungs-Kanäle bei drei verschiedenen Higgs-Massen. Eine vollständige Übersicht von σ_H ist in [12] zu finden.*

Wieviele Ereignisse im Mittel durch einen bestimmten Prozeß pro Sekunde im Speicherring erzeugt werden, d.h. die *Ereignisrate* $\dot{N}$, ergibt sich aus dem Produkt der Luminosität $\mathcal{L}$ mit dem Wirkungsquerschnitt σ des Prozesses:

$$\dot{N} = \mathcal{L}\,\sigma. \tag{2.5}$$

Der Wirkungsquerschnitt σ_{inel} für alle inelastischen Prozesse, die als Minimum Bias Ereignisse [4] bezeichnet werden, wird bei ungefähr 100 mb liegen. Dieses entspricht einer Ereignisrate von 10^9 Ereignissen/s. Da die Strahlkreuzungsrate des LHC 40 MHz beträgt, werden im Durchschnitt 25 Ereignisse pro Strahlkreuzung an einem Wechselwirkungspunkt des LHC erwartet. Die Ereignisrate für das Higgs-Teilchen wird aber, wird eine Higgsmasse von 500 GeV angenommen, nur ungefähr 10^{-2}/s betragen. Das Signal-Rausch-Verhältnis wird also $1{:}10^{11}$ betragen, wodurch die Anforderungen an ein *Triggersystem*, dessen Aufgabe es ist, mögliche interessante Ereignisse aus der Menge der detektierten Minimum Bias Ereignisse auszuwählen, klar definiert sind.

Das Triggersystem von ATLAS besteht aus drei aufeinanderfolgenden Stufen. Jede Stufe fällt seine Entscheidung nur über Ereignisse, die von der vorhergehenden Stufe akzeptiert

[4]Die Formulierung ist nicht ganz korrekt. Unter Minimum Bias Ereignissen, also Ereignissen, die 'den kleinsten Anforderungen' genügen müssen, versteht man alle vom Detektor registrierbaren Ereignisse. Der Wirkungsquerschnitt σ_{inel} bezieht sich dagegen auf den gesamten 4 π Raumwinkelbereich

wurden. Jeder Stufe steht damit mehr Zeit zur Untersuchung der Daten eines Ereignisses zur Verfügung als der vorhergehenden. Die erste Stufe ist extrem zeitkritisch, da sie mit der Strahlkreuzungsrate des LHC (40 MHz) die Daten der Ereignisse vom Detektor verarbeiten muß. Wegen der kurzen Zeitspanne, die der ersten Stufe zum Fällen einer Entscheidung zur Verfügung steht, werden nur die Daten des Kalorimetersystems (Kalorimeter-Trigger) und zum Nachweis von Myonen die Daten des Myonspektrometers (Myon-Trigger) verarbeitet. Als Kriterien für seine Entscheidung verwendet der Trigger Signaturen, die bei dem Zerfall der interessanten Teilchen auftreten können. Auf diese soll kurz im nächsten Abschnitt eingegangen werden.

Zerfall von Teilchen

Sowohl das Higgs-Teilchen als auch alle supersymmetrischen Teilchen außer dem stabilen LSP, dem leichtesten supersymmetrischen Teilchen, zerfallen nach ihrer Erzeugung wieder, und nur ihre Zerfallsprodukte können vom Detektor registriert werden. Dabei kann das Teilchen über verschiedene *Zerfallskanäle* in unterschiedliche Zerfallsprodukte zerfallen. Tabelle 2.3 zeigt die wichtigsten nachweisbaren supersymmetrischen Zerfallskanäle. Welcher Zerfallskanal des Higgs-Teilchens der wichtigste für seinen Nachweis ist, hängt von seiner Masse ab. Deshalb sind im unteren Teil der Tabelle 2.3 die verschiedenen möglichen Massenbereiche des Higgs-Teilchens mit dem Zerfallskanal dargestellt, der das beste Signal-Rausch-Verhältnis aufweist.

Supersymmetrische Zerfallskanäle	
$\tilde{g}$ und $\tilde{q} \rightarrow$ n-Jets und LSP $\tilde{g}\tilde{g}$,$\tilde{g}\tilde{q}$,$\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 2l^{\pm}$ + n-Jets + LSP und ν $\tilde{\chi}_1{}^{\pm}, \tilde{\chi}_2{}^{0} \rightarrow lll + \nu$ und LSP	
Hauptzerfallskanal des Higgs-Teilchens	
H $\rightarrow$ b$\bar{\text{b}}$	$70 < m_H < 100$ GeV
H $\rightarrow \gamma\gamma$	$90 < m_H < 150$ GeV
H $\rightarrow ZZ^*$	130 GeV $< m_H < 2\ m_Z$
H $\rightarrow ZZ \rightarrow 4l^{\pm}$,$2l^{\pm}2\nu$	$m_H > 2\ m_Z$
H $\rightarrow$ WW,ZZ $\rightarrow l^{\pm}\nu 2j, 2l^{\pm}2j$	$m_H < 1$ TeV

Tabelle 2.3: *Nachweisbare supersymmetrische Zerfallskanäle und nachweisbare Zerfallskanäle des Higgs-Teilchens für verschiedene Massenbereiche.*

Aus der Tabelle wird ersichtlich, daß wichtige Signaturen des Higgs-Teilchens sowie der supersymmetrischen Teilchen Kombinationen von mehreren Photonen, Leptonen und Jets sind. Da das Higgs-Teilchen und auch die supersymmetrischen Teilchen eine relativ hohe Masse besitzen müssen, können die entstehenden Leptonen und Jets einen hohen transversalen Impuls $p_T = \sqrt{{p_x}^2 + {p_y}^2}$ besitzen und werden vom Detektor nachgewiesen.
Es können aber auch Teilchen entstehen, die nicht mit dem Detektor wechselwirken. Ein Beispiel sind Neutrinos, die bei dem Zerfall des Higgs-Teilchens in W's, Z's oder b-Quarks entstehen können.
Auch in supersymmetrischen Theorien erwartet man Teilchen, die nicht mit dem Detektor

wechselwirken, wie kurz erläutert werden soll: Die in supersymmetrischen Theorien neu eingeführte Symmetrie ordnet allen Teilchen eine multiplikative Quantenzahl, die R-Parität [13] zu. Die R-Parität ist für Teilchen des Standardmodells $+1$ und für supersymmetrische Teilchen -1. Die Erhaltung der R-Parität hat zur Folge, daß supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt werden können. Die zweite Konsequenz ist, daß beim Zerfall von supersymmetrischen Teilchen ein supersymmetrisches Teilchen entstehen muß, das stabil ist. Es wird allgemein angenommen, daß dieses Teilchen dem leichtesten supersymmetrischen Teilchen *(LSP)* entspricht. Aufgrund der bisherigen experimentellen Ergebnisse kann behauptet werden, daß das LSP weder Farbladung noch elektrische Ladung trägt und sich wie ein Neutrino verhält.
Trotzdem können sowohl das Neutrino als auch das LSP über die Impulserhaltung indirekt nachgewiesen werden. Da die Protonen fast keinen transversalen Impuls besitzen, muß auch die Summe über die transversalen Komponenten der Impulse der entstehenden Zerfallsprodukte ungefähr Null betragen. Ist diese Summe sehr von Null verschieden, weist das daraufhin, daß nicht alle Zerfallsprodukte mitberücksichtigt wurden. Sie zeigt also fehlenden transversalen Impuls p_T^{miss} an.
Dem Trigger stehen aber nicht die transversalen Impulse, sondern die Energien E_T der Zellen zur Verfügung, die die Zerfallsprodukte in den Zellen der Kalorimeter deponieren. Deshalb ist eine wichtige Aufgabe des Triggers, die Information über die Energien E_T mit Hilfe von Algorithmen physikalischen Objekten wie Elektronen, Photonen oder Jets zuzuordnen. Da auch der Trigger, der Neutrinos und LSPs anzeigen soll, die Energien E_T der Zellen und nicht die Impulse der Teilchen verwenden kann, wird er beim ATLAS-Detektor als E_T^{miss}-Trigger bezeichnet. Zusammenfassend können also folgende charakteristischen Signaturen zum Auffinden von interessanten Ereignissen verwendet werden:

- Elektronen und Photonen mit hohem transversalen Impuls
- Jets mit hohem transversalen Impuls
- Myonen mit hohem transversalen Impuls
- hoher fehlender transversaler Impuls

2.3 ATLAS-Detektor

Der *ATLAS-Detektor* (s. Abbildung 2.3) hat die Form eines Zylinders mit einer Gesamtlänge von 41 m und einem Radius von 11 m. Sein Gewicht beträgt ungefähr 7000 t. Er besteht aus mehreren Detektoruntersystemen, die den im Zentrum des Detektors befindlichen Wechselwirkungspunkt schalenförmig umschließen. Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten befindet sich der innere Detektor, mit dessen Daten sich die Spuren geladener Teilchen rekonstruieren lassen. Die ihn umgebende Spule erzeugt im inneren Detektor ein Magnetfeld von 2T, das entlang der Strahlachse gerichtet ist. Dadurch ist es möglich mit den Daten des inneren Detektors den Impuls geladener Teilchen zu bestimmen. Auf die Spule folgt das Kalorimetersystem: zunächst das elektromagnetische Kalorimeter, mit dem die Energie E_T von Elektronen und Photonen bestimmt wird, gefolgt von dem hadronischen Kalorimeter, in dem Hadronen ihre restliche Energie deponieren. Das hadronische Kalorimeter dient auch als Rückflußjoch für das Magnetfeld. Den ganzen Komplex umgibt ein Myonenspektrometer, das mit Hilfe eines zweiten, toroidalen Magnetfeldes die Bestimmung von Myonenimpulsen ermöglicht.

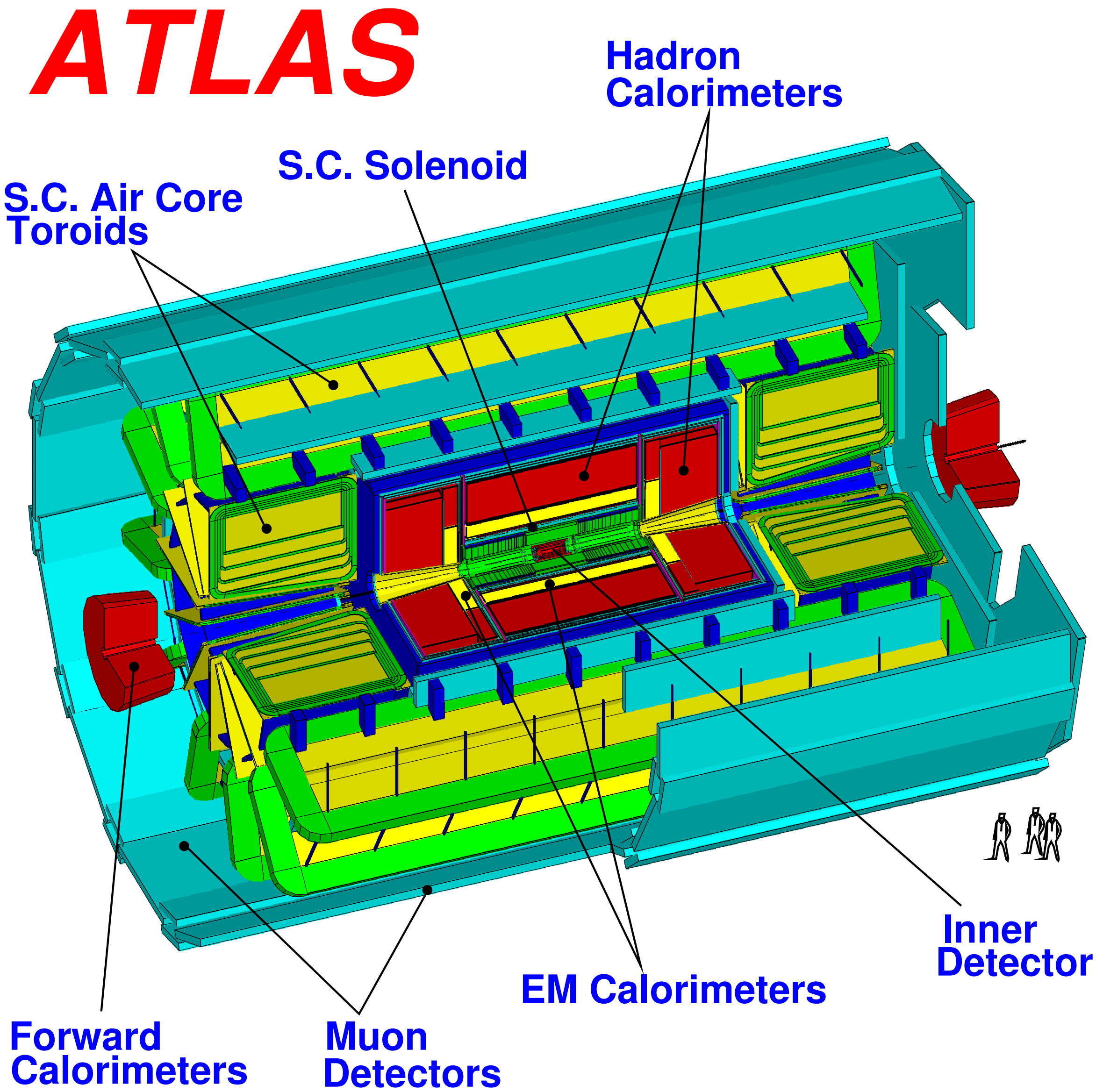

Abbildung 2.3: *Der ATLAS-Detektor [4].*

Kapitel 3

Kalorimetrie am ATLAS-Detektor

Um die Totzeit des Detektors klein zu halten, muß die erste Stufe des Triggersystems von ATLAS seine Entscheidungen in möglichst kurzer Zeit fällen; deshalb werden nur Daten des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimetersystems verwendet. In diesem Kapitel soll genauer auf die physikalischen Prozesse bei der Energiemessung, die verschiedenen ATLAS-Kalorimeter und die Signalverarbeitung für die erste Stufe des Triggersystems eingegangen werden.
Zunächst wird kurz die Schauerbildung, also der Prozeß der Energiemessung von hochenergetischen Teilchen, beschrieben. Es folgt ein Abschnitt über den im ATLAS-Kalorimetersystem ausschließlich verwendeten Kalorimetertyp, das Sampling-Kalorimeter. Im nächsten Unterkapitel werden die ATLAS-Kalorimeter und die an sie gestellten Anforderungen vorgestellt. Abschließend folgt ein Abschnitt über die Signalverarbeitung. Diese hat die Aufgabe, Kalorimetersignale für die Untersuchung durch die erste Stufe des Triggersystems vorzubereiten.

3.1 Schauerbildung

Hochenergetische, geladene Teilchen, aber auch hochenergetische Photonen erzeugen — dringen sie in Materie ein — einen Schauer aus sekundären Teilchen. Die Schauer werden in zwei Klassen eingeteilt, den elektromagnetischen Schauer bzw. den hadronischen Schauer.

Elektromagnetischer Schauer

Dringen hochenergetische Photonen, Elektronen oder Positronen in Materie ein, erzeugen sie aufgrund von Paarbildung (Photonen) bzw. Bremsstrahlung (Elektronen, Positronen) eine Kaskade von Positronen, Elektronen und Photonen *(elektromagnetischer Schauer)*.

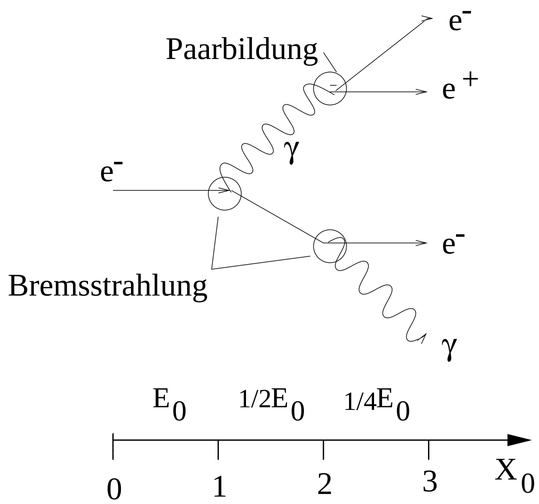

Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers. Die Energie des eindringenden Elektrons wird mit E_0 bezeichnet.*

Die schematische Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in einem Absorber mit der *Strahlungslänge* X_0 ist in Abbildung 3.1 wiedergegeben. Die Abhängigkeit der Energie E von der im Absorber zurückgelegten Strecke x gibt folgende Gleichung wieder (siehe z.B. [14]):

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right). \tag{3.1}$$

Für Materialien mit einer Ordnungszahl $Z > 13$ kann die Strahlungslänge X_0 wie folgt genähert werden (siehe z.B. [15]) :

$$X_0 = 180\frac{A}{Z^2}\ \left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right]. \tag{3.2}$$

Nach jeder Strahlungslänge kommt es, wie oben dargestellt, zu einer Verdopplung der Teilchenzahl. Die anfängliche Energie E_0 verteilt sich dabei auf alle Teilchen. Der Prozeß der Vervielfachung stoppt, wenn die Teilchen die *kritische Energie* E_c erreichen, also die Energie, bei der die Verluste durch Bremsstrahlung und durch Ionisation gleich sind. Auch für E_c läßt sich eine einfache Abschätzung für Materialien mit Z>13 geben (siehe z.B. [15]):

$$E_c = \frac{550\mathrm{MeV}}{Z}. \tag{3.3}$$

Mit Hilfe von E_c kann, abhängig von der Eintrittsenergie E_0 berechnet werden, nach wievielen Strahlungslängen das Schauermaximum erreicht wird [15]:

$$t_{max} = \frac{ln(E_0/E_c)}{ln2}. \tag{3.4}$$

Hier gibt t_{max} die Anzahl der Strahlungslängen an, bei der die Anzahl von erzeugten Teilchen maximal wird. Mit t_{max} kann auch die Anzahl der Strahlungslängen abgeschätzt werden, nach denen 95% Prozent der Energie des Eintrittsteilchens abgegeben worden sind [15]:

$$t(95\%) \simeq t_{max} + 9.6 + .08Z. \tag{3.5}$$

Ein Maß für die transversale Ausdehnung ist der *Molière-Radius* R_m [15]:

$$R_m = \frac{21\text{MeV}}{E_c} X_0 \; [\text{g/cm}^2]. \tag{3.6}$$

Wenn ein Zylinder mit dem Radius $2R_m$ um den Schauer gelegt wird, sind im Mittel 95% der Schauerenergie darin enthalten.

Hadronischer Schauer

Hadronische Schauer entstehen durch inelastische hadronische Wechselwirkungen des einfallenden Hadrons mit den Kernen des Absorbermaterials. Der Kern wird angeregt oder zerstört und es entstehen Pionen und Kernfragmente, die wieder mit Kernen wechselwirken und eine Kaskade erzeugen. Anders als beim elektromagnetischen Schauer wird hier die Energie nicht gleichmäßig auf zwei Teilchen verteilt, sondern es werden mehrere Teilchen pro Wechselwirkung erzeugt. Das führende Teilchen besitzt weiterhin im Mittel die Hälfte der kinetischen Energie. Die Dimension, in der sich dieser Prozeß abspielt, wird durch die materialabhängige *nukleare Absorptionslänge* λ_0 beschrieben.

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma_{inel} N_0 \varrho}; \; 30 \text{ mb} < \sigma_{inel} < 100 \text{ mb}. \tag{3.7}$$

In der Formel steht A für die Molmasse, ϱ für die Dichte, N_A für die Avogadrokonstante und σ_{inel} für den inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt. Mit der Kenntnis von λ_0 lassen sich die charakteristischen Größen für hadronische Schauer berechnen [15]:

$$t_{max}[\lambda_0] \approx 0.2[\text{GeV}] + 0.7. \tag{3.8}$$

$$L_{95\%}[\lambda_0] \approx t_{max} + 2.5E^{0.13}. \tag{3.9}$$

$$R_{95\%} \approx 1\lambda_0. \tag{3.10}$$

Hier steht t_{max} für das Maximum des hadronischen Schauers, $L_{95\%}$ für die Strecke, in der 95% der primären Teilchenenergie in Schauerenergie umgewandelt werden, und $R_{95\%}$ steht

für den Radius in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung des primären Teilchens, innerhalb dessen 95% der Schauerenergie deponiert werden.
Im allgemeinen ist die nukleare Absorptionslänge λ_0 im Vergleich zu X_0 wesentlich größer. Tabelle 3.1 stellt beide Größen für die in den ATLAS-Kalorimetern verwendeten Materialien gegenüber:

Material	Z	A	X_0/ϱ [cm]	λ_0 [cm]	E_c [MeV]
Kupfer	29	63.55	1.43	15.1	18.8
Eisen	26	55.85	1.76	16.8	20.7
Blei	82	207.19	0.56	17.1	7.4
Argon	18	39.9	14.2	83.6	30.5

Tabelle 3.1: *Vergleich von X_0 und λ_0 bei den in der ATLAS-Kalorimetrie verwendeten Absorbermaterialien.*

Kupfer weist mit $\lambda_0 = 15.1$ cm die kürzeste nukleare Absorptionslänge auf. Deswegen wird es z.B. auch als Absorbermaterial bei dem hadronischen Endkappen-Kalorimeter (HEC) von ATLAS eingesetzt, da der dem Kalorimeter zur Verfügung stehende Raum begrenzt ist.

3.2 Sampling-Kalorimeter

Alle ATLAS-Kalorimeter gehören zur Klasse der *Sampling-Kalorimeter.* In Sampling-Kalorimetern wechseln sich Schichten zur Schauererzeugung (passive Schicht oder Absorberschicht) und Schichten zum Nachweis des Schauers (aktive Schicht) ab. Durch geeignete Wahl des Absorber- und Nachweismaterials kann das Kalorimeter den Anforderungen sehr speziell angepaßt werden. Wird zum Beispiel als passive Schicht ein Material mit hoher Kernladungszahl Z verwendet, können durch ein Kalorimeter mit geringer Tiefe Kosten gespart werden. Um möglichst alle, also auch niederenergetische Schauerteilchen nachweisen zu können, wird in der aktiven Schicht ein Material mit kleiner Ionisationsenergie verwendet.
In den ATLAS-Kalorimetern werden zwei unterschiedliche Medien verwendet: Plastikszintillatoren und flüssiges Argon. Von den Plastikszintillatoren werden beim Durchgang von ionisierenden Teilchen Lichtquanten erzeugt, die mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesen werden können. Die Intensität ist proportional zur Teilchenzahl im Schauer. In den ATLAS-Kalorimetern, bei denen als aktive Schicht flüssiges Argon einsetzt wird, werden zur Energiemessung die vom Teilchenschauer durch Ionisation [16, 17] freigesetzten Elektronen und Ionen verwendet.
Um ein Elektron-Ionen-Paar im flüssigen Argon zu erzeugen, wird eine Energie von 26.4 eV benötigt. Ein ionisierendes Teilchen hinterläßt auf seinem Weg durch das Argon, das von den Schichten des passiven Mediums begrenzt wird (Argonspalt), eine Spur aus Ionenpaaren. Wird an die den Spalt begrenzenden Platten eine Spannung angelegt, entsteht ein elektrisches Feld, von dem die Ionen und Elektronen zu den Platten bewegt werden. Die *Driftgeschwindigkeit* v_D hängt dabei von der angelegten Spannung ab. Abbildung 3.2 zeigt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in reinem Argon und in Argon mit Zusatz von Methan oder Ethylen in Abhängigkeit des elektrischen Feldes. Wie aus der Abbildung ersichtlich wird, kann die Driftgeschwindigkeit in Argon durch die Zusätze um einen Faktor von über zwei erhöht werden.

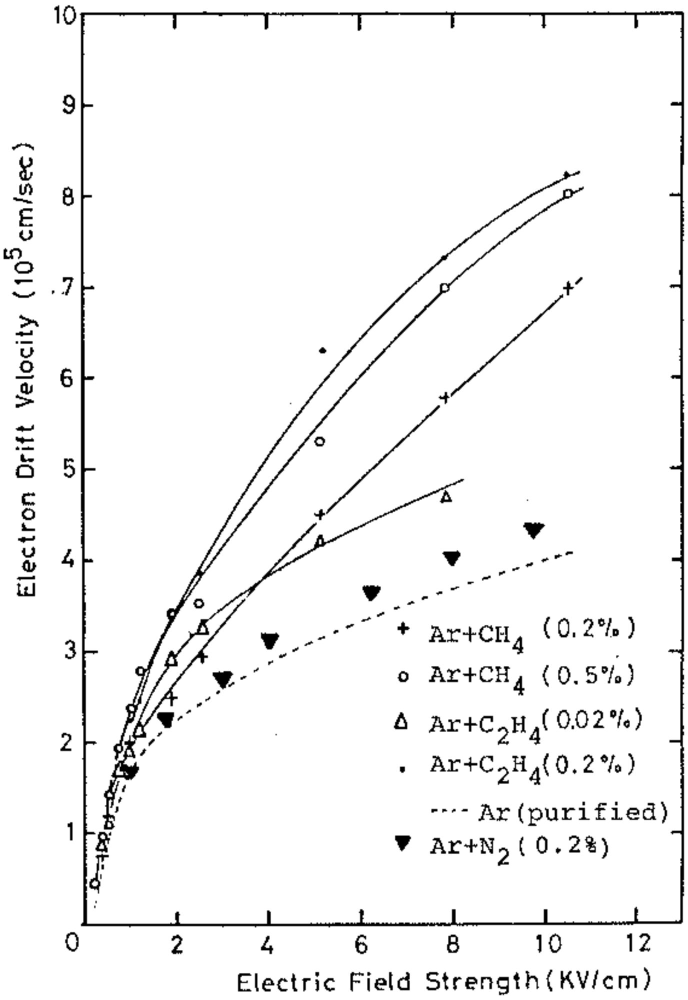

Abbildung 3.2: *Driftgeschwindigkeit der Elektronen in flüssigem Argon in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke [18].*

Für 10 kV/cm beträgt die Driftgeschwindigkeit in reinem Argon v_D ungefähr $4 \cdot 10^5$ cm/s. An den Elektroden wird ein Strom induziert, der wie folgt beschrieben werden kann:

$$i(t) = Ne\frac{v_D}{d}(1 - \frac{t}{t_D}). \tag{3.11}$$

Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger wird hier mit N bezeichnet, e ist die Elementarladung, d die Breite des Argonspalts und t_D die Zeit, die die Elektronen brauchen, um den Spalt zu durchqueren. Der Werte für den Driftabstand d liegen beim HEC (hadronischen Endkappen-Kalorimeter) bei ungefähr 1.8 mm, was bei einem Driftfeld von 10 kV/cm zu einer Driftzeit t_D von 450 ns führt. Da beim ATLAS-Detektor die Energie E_T einer Zelle mit der Strahlkreuzungsrate von 40 MHz ausgelesen wird, können aufgrund der langen Signaldauer t_D, Energiedepositionen, die etwa 20 Strahlkreuzungen zurückliegen, die Messung beeinflussen. Diese Beeinflussung wird als *Pile-up-Rauschen* bezeichnet. Durch eine Umformung des ursprünglichen Dreiecksignals mit Hilfe eines *Signalumformers* kann das Pile-up-Rauschen unterdrückt werden.

Flüssiges Argon hat gegenüber den billigen Plastikszintillatoren den Vorteil, daß es sehr strahlungsresistent ist. Deshalb wird es in der gesamten elektromagnetischen Kalorimetrie, die vor der hadronischen positioniert ist, und allen Endkappen-Kalorimetern verwendet, an deren Position die Rate an zu registrierenden Teilchen höher als im Barrel ist. Weitere Vorteile von flüssigem Argon sind [15]:

- hohe Linearität
- hohe Homogenität
- hoher Sättigungspunkt in der Energiedichte (zwei Größenordnungen über denen von Kristallen)
- große Anzahl an Teilchen pro Einheitslänge

Die Kalorimeter, in denen flüssiges Argon als aktives Medium eingesetzt wird, haben noch einen weiteren Vorteil: Sie lassen sich sehr einfach segmentieren. Die longitudinale Segmentierung ergibt sich auf natürliche Weise aus dem Aufbau in Schichten, während die laterale Segmentierung sich durch die Abmessungen der Ausleseelektroden (*Pads*) definieren läßt. Die laterale Segmentierung folgt in Koordinaten der *Pseudorapidität* η und dem *Azimutwinkel* ϕ. Die Pseudorapidität hängt über eine Transformation direkt mit dem Polarwinkel θ zusammen.

$$\eta = -ln(tan\frac{\theta}{2}). \tag{3.12}$$

Warum es günstig ist, Kalorimeter in der Pseudorapidität zu segmentieren, zeigt Abbildung 3.3.

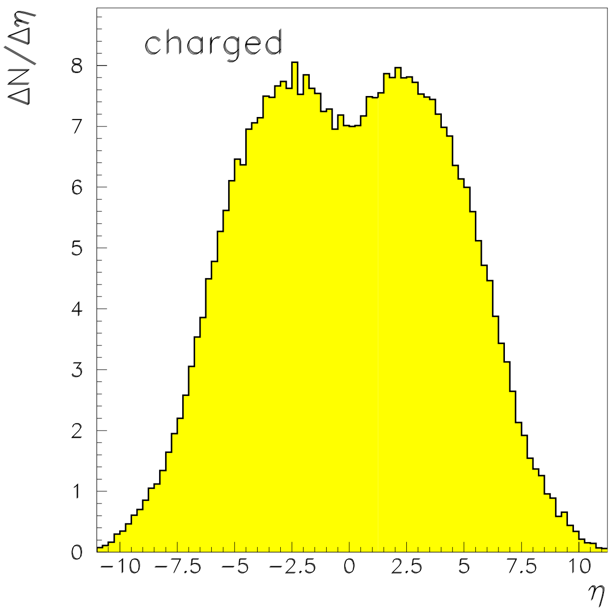

Abbildung 3.3: *Mittlere Anzahl der geladenen Teilchen für ein Minimum Bias Ereignis gegen die Pseudorapidität aufgetragen [19]. Die ATLAS-Kalorimeter werden in einem Bereich zwischen -5< η < 5 Teilchen detektieren.*

In dem Bereich zwischen -5< η < 5 liegt die Anzahl für geladene Teilchen für Minimum Bias Ereignisse pro Einheit in der Pseudorapidität ungefähr zwischen sieben und acht Teilchen/Strahlkreuzung. In der Verteilung für ungeladene Teilchen ist das Plateau im Bereich zwischen -5< η < 5 sogar noch ausgeprägter, und weist keine Eindellung bei $\eta = 0$ auf. Die Segmentierung der Kalorimeter in η hat also den Vorteil, daß in allen Segmenten die Anzahl der zu detektierenden Teilchen ungefähr konstant ist. Auch das E_T-Spektrum, das von in η segmentierten Kalorimetern gemessen wird, ist in einem Bereich von -3 < η < 3 ungefähr konstant. Das bedeutet auch, daß das Pile-up Rauschen, wenn es in der Energie E_T ausgedrückt wird, in dem zentralen Detektorbereich nur schwach variiert.

Auflösung von Kalorimetern

Die Energie E der primär in das Kalorimeter eindringenden Teilchen kann nur indirekt über die erzeugten Schauerteilchen nachgewiesen werden. Ein Faktor, der die Genauigkeit der Messung von E einschränkt, kommt daher, daß die Anzahl der Teilchen, die in dem Schauerprozeß erzeugt werden, statistischen Schwankungen ($\approx 1/\sqrt{E}$) unterworfen ist.
$\mu^{\pm}$ ν_{μ} $\approx 100\%$
Die Energieauflösung des Kalorimeters wird auch durch das Rauschen der Ausleseelektronik *(elektronisches Rauschen)* verschlechtert. Eine zusätzliche Verschlechterung der Auflösung ergibt sich auch aus nicht vollständig absorbierten Schauern. Mit drei Konstanten läßt sich die Energieauflösung σ/E über den gesamten Energiebereich angeben [20]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2 + \frac{C^2}{E^2}}. \tag{3.13}$$

Hier beschreibt der Term mit dem Parameter A den Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung durch statistische Fluktuationen, während der Beitrag zur Verschlechterung wegen elektronischen Rauschens mit dem Parameter C beschrieben wird. Der konstante Term der den Parameter B enthält, gibt die Abhängigkeit der Energieauflösung von nicht vollständig absorbierten Schauern an. Abbildung 3.4 zeigt die Energieauflösung des HEC (hadronisches Endkappen-Kalorimeter des ATLAS-Detektors), wie sie aus der im folgenden Kapitel beschriebenen Teststrahlmessung, bei der insbesondere Elektronen als Strahlteilchen verwendet wurden, bestimmt wurde. In der Abbildung sind auch die Parameter A, B und C nach Anpassung an die gemessenen Datenpunkte eingetragen.

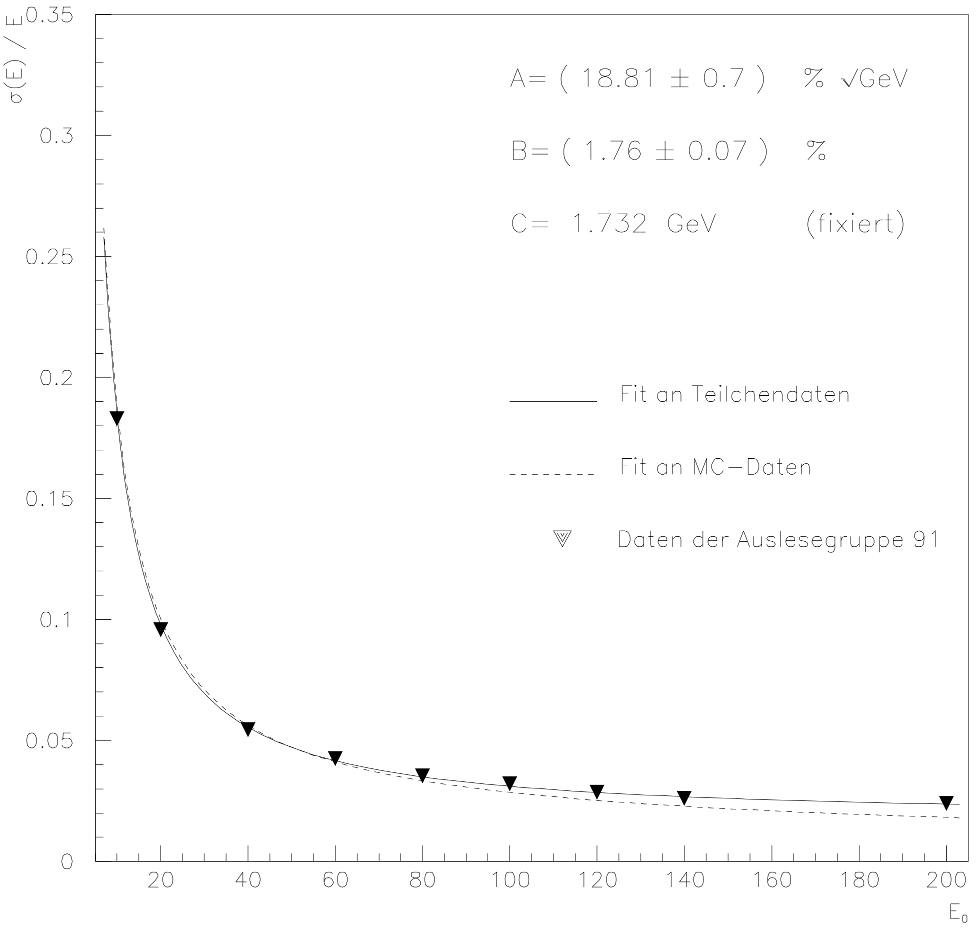

Abbildung 3.4: *Energieauflösung des HEC für Elektronen. Auslesegruppe 91 bezeichnet den in η und ϕ 0.3·0.3 großen Bereich des Kalorimeters, der für die Auswertung ausgelesen wurde. [21]*

Für Pionen sollen die Werte für die Parameter bei A $\approx$ 50% $\sqrt{\text{GeV}}$, B $\approx$ 7% und C $\approx$ 6.5 GeV liegen.

3.3 ATLAS-Kalorimeter

Das Kalorimetersystem von ATLAS kann grob in drei Bereiche eingeteilt werden. Zunächst in den zentralen Bereich *(Barrel)*, in dem sich der Barrel-Kryostat des mittleren Teils des elektromagnetischen Akkordeon-Kalorimeters befindet. Den Barrel-Kryostaten umgibt der Barrel-Teil des hadronischen Tile-Kalorimeters. Links und rechts vom zentralen Barrel-Kryostaten gliedern sich die beiden Kryostaten der *Endkappen-Kalorimeter* an. Diese werden außerhalb von den beiden äußeren Teilen *(äußeres Barrel)* des Tile-Kalorimeters umgeben. Einen Überblick über das Kalorimetersystem bietet Abbildung 3.5.

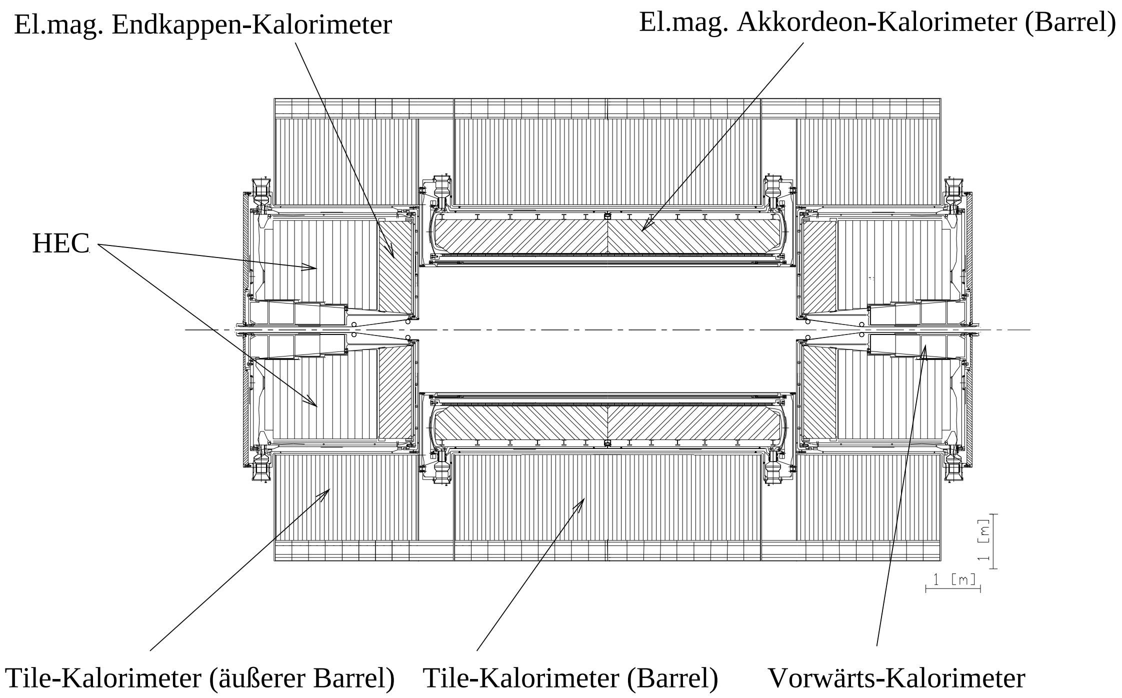

Abbildung 3.5: *Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors.*

Für hochrelativistische Teilchen ($E \gg mc^2$) entspricht die Energiemessung der Messung des Impulsbetrags:

$$E^2 = m^2c^4 + \vec{p}^{\,2}c^2. \tag{3.14}$$

$$E \approx |\vec{p}\,|c \text{ wenn } E \gg mc^2. \tag{3.15}$$

Anders als bei Magnetspektrometern, deren Genauigkeit der Impulsmessung linear mit dem Impuls abnimmt, haben Kalorimeter den Vorteil, daß ihr Auflösungsvermögen mit der Energie gemäß $1/\sqrt{E}$ besser wird. Gerade bei der Auswahl von Higgs-Ereignissen bzw. supersymmetrischen Ereignissen durch den Trigger und deren späteren Rekonstruktion, wird das Kalorimeter die führende Detektorkomponente sein. Spezielle Zerfallskanäle dieser Teilchen definieren sehr hohe Anforderungen sowohl an das elektromagnetische als auch an das hadronische ATLAS-Kalorimeter:

Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter

Pseudorapiditätsbereich. Um möglichst alle Ereignisse von seltenen Prozessen, wie zum Beispiel H $\rightarrow \gamma\gamma$ (s. Tabelle 2.3), mit dem Kalorimeter detektieren zu können, ist eine hohe *Akzeptanz* notwendig. Das bedeutet, daß das Kalorimeter einen möglichst großen η-Bereich überdecken muß. Auch wird gefordert, daß der gesamte ϕ-Bereich sensitiv sein sollte (also keine unsensitiven Stellen aufgrund z.B. von Durchführungen der Kabel).

Photon/Jet Trennung. Der Zerfallskanal H $\rightarrow \gamma\gamma$ definiert auch die Anforderungen an die longitudinale und transversale Segmentierung des Kalorimeters. Die beiden isolierten

Photonen sind von dem Untergrund γ-Jet und Jet-Jet zu unterscheiden, was eine gute Segmentierung des Kalorimeters sowohl in transversaler als auch longitudinaler Richtung erfordert. Zusätzlich ist ein sehr feiner Vorschauerdetektor notwendig, der es ermöglicht, isolierte Photonen von den beiden dicht nebeneinander liegenden Photonen, die beim Zerfall von π_0-Teilchen aus Jets erzeugt werden, zu unterscheiden.

Elektron/Jet Trennung. Die Rate von isolierten Elektronen aus W und Z Zerfällen oder aus Zerfällen schwerer Quarks ist im Vergleich zu der Jet-Rate mit demselben transversalen Impuls um fünf Größenordnungen kleiner (e/Jet $\sim 10^{-5}$). Um isolierte Elektronen mit einer Reinheit von 90% zu erhalten, ist eine Unterdrückung der Jet-Rate um einen Faktor von 10^6 notwendig.

Energieauflösung. Es wird eine hervorragende Energieauflösung im Bereich von 10-300 GeV gefordert, um eine Massenauflösung von $\sim$1% für das Higgs-Teilchen bei den beiden Zerfällen von H $\rightarrow \gamma\gamma$ und H $\rightarrow 4e$ zu erreichen.

Strahlungslängen. Um den Anteil an der Energieauflösung von nicht vollständig im Kalorimeter enthaltenen hochenergetischen Schauern ($E >$ 500 GeV) auf ein akzeptables Maß einzuschränken, sollte die Dicke des Kalorimeters bei $\eta = 0$ mindestens 24 Strahlungslängen betragen.

Anforderungen an das hadronische Kalorimeter

Pseudorapiditätsbereich. Das hadronische Kalorimeter ist vor allem bei zwei Aufgaben extrem wichtig: Bei der Rekonstruktion von Jets und bei der Rekonstruktion des fehlenden transversalen Impulses p_T^{miss}. Um eine möglichst gute Auflösung des fehlenden transversalen Impulses p_T^{miss} zu bekommen und Jets in Vorwärtsrichtung aus den Zerfällen von schweren Higgs-Teilchen detektieren zu können, soll ein möglichst großer η-Bereich überdeckt werden.

Granularität. Die Anforderung an die Ortsauflösung in transversaler Richtung wird durch den Zerfall von W $\rightarrow jj$ bestimmt. Sie sollte $0.1 \cdot 0.1$ in den η- und ϕ-Koordinaten betragen. Die longitudinale Segmentation ist durch die Anforderung gegeben, Teilchen zu identifizieren. Sie ist zusätzlich hilfreich um die Richtung der Jets exakter festzulegen. Es sollte eine Segmentation von drei Lagen ausreichend sein.

Energieauflösung. Die Anforderung an die Energieauflösung, wird durch die Aufgaben bestimmt, Jet-Jet-Massen zu rekonstruieren, beziehungsweise den fehlenden transversalen Impuls p_T^{miss} zu berechnen.

Die Anforderungen an das Auflösungsvermögen sind für die beiden Kalorimetertypen in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Kalorimeter	Auflösungsvermögen	Akzeptanz
El.mag. Akkordeon-Kalorimeter (Barrel) El.mag. Endkappen-Kalorimeter	$10\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \pm 0.7\%$	$\lvert\eta\rvert \leq 1.475$ $1.375 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Had. Tile-Kalorimeter (Barrel-, äußerer Barrel) Had. Endkappen-Kalorimeter HEC	$50\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \pm 3\%$	$\lvert\eta\rvert \leq 1.6$ $1.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$

Tabelle 3.2: *Die verschiedenen Kalorimeter und ihre Anforderungen an die Auflösung.*

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Flüssigargon *Akkordeon-Kalorimeter* besteht aus drei Teilen: Dem mittleren Barrel-Kalorimeter, das die Solenoidspule umgibt, und den beiden an den Seiten des Barrel-Kalorimeters angeordneten Endkappen-Kalorimetern. Der Flüssigargon-Tank mit dem Barrel-Kalorimeter (η-Bereich von $|\eta| \leq 1.475$) besitzt einen äußeren Radius von 2.22 m (Abbildung 3.6). Damit das Kalorimeter entlang der gesamten ϕ-Koordinate sensitiv ist, sind die Absorberplatten aus Blei akkordeonartig angeordnet. Die dünnste Stelle des Kalorimeters, - bei η=0 -, ist $24 \cdot X_0$ lang. Durch die Solenoidspule, die vor dem elektromagnetischen Kalorimeter angeordnet ist, wird die Energiemessung beeinflußt: Die Solenoidspule stellt für durchfliegende Teilchen passives Material mit einer Dicke von $0.63 \cdot X_0$ dar. Die Teilchen geben also schon vor dem Kalorimeter einen Teil ihrer Energie ab. Dabei werden unter anderem in hadronischen Schauern π^0-Teilchen erzeugt, die sofort in zwei Photonen zerfallen. Diese Photonen werden im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen.

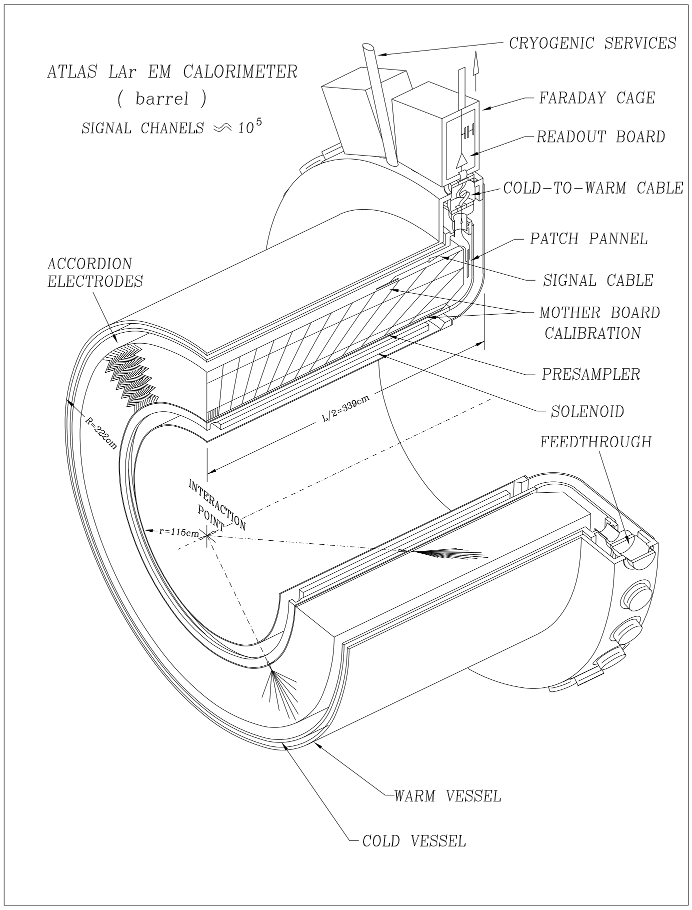

Abbildung 3.6: *Perspektivische Darstellung einer Hälfte des Barrel-Kryostaten. Zu sehen ist die Anordnung des Akkordeon-Kalorimeters in Bezug zum Wechselwirkungspunkt [19].*

Das *elektromagnetische Endkappen-Kalorimeter* deckt den Bereich $|\eta| \leq 1.375$ ab. In dem gesamten η-Bereich sind mindestens $26 \cdot X_0$ an aktivem Material vorhanden. Da sich im Gegensatz zum Barrel-Kalorimeter vor dem Kalorimeter keine Spule befindet, erstreckt sich der Vorschauerdetektor hier nur bis zu einem Bereich von $|\eta| < 1.8$.

Hadronisches Kalorimeter

Auch das hadronische *Tile-Kalorimeter* besteht aus drei Teilen. Links und rechts neben dem mittleren hadronischen Kalorimeter im Barrel-Bereich sind die zylinderförmigen äußeren Barrel-Kalorimeter angeordnet, die die Endkappen-Kalorimeter umgeben (Abbildung 3.7).

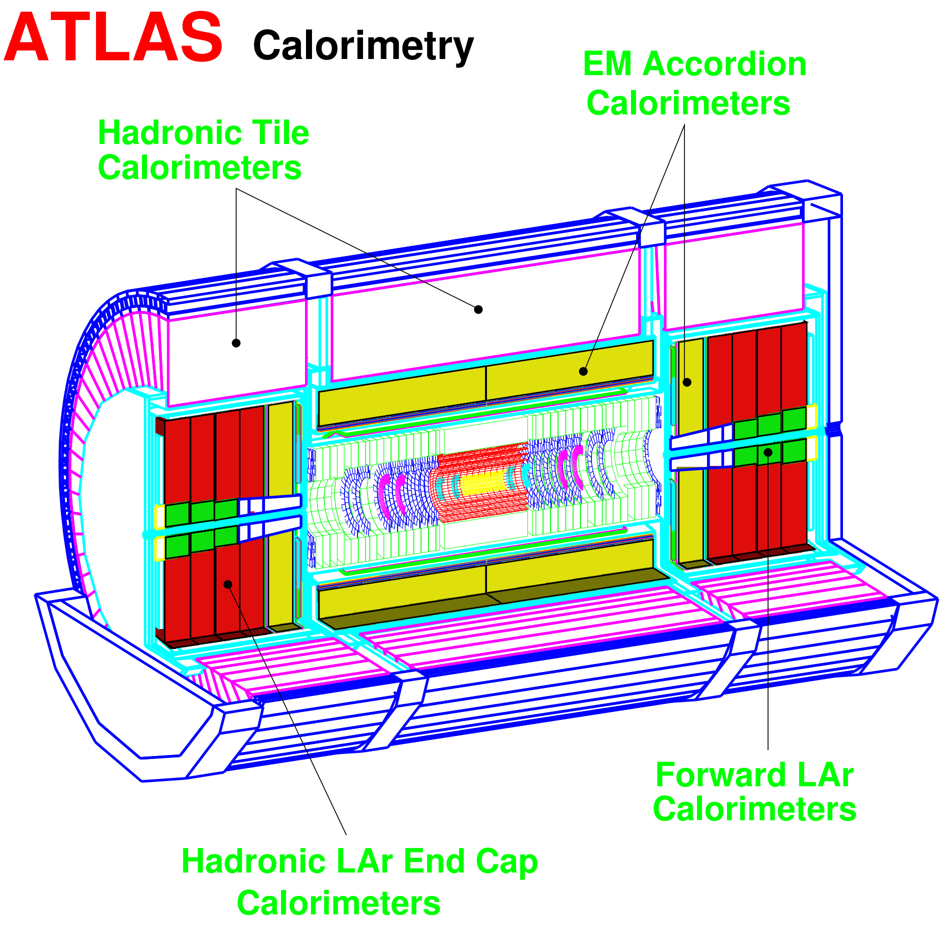

Abbildung 3.7: *Das Tile-Kalorimeter, das das el.mag. Kalorimeter und die Endkappen umgibt.*

Das Tile-Kalorimeter überdeckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1.6$. Der Radius des Kalorimeters beträgt 4.23 m. Bezüglich der ϕ-Koordinate wird das Kalorimeter in 64 Segmente eingeteilt, was einem $\Delta\phi$ von ≈ 0.1 entspricht. Als Absorbermaterial wird Eisen verwendet, das in Platten senkrecht zum Strahl angeordnet ist. Dazwischen befinden sich Plastikszintillatorplatten (tiles), deren Szintillationslicht über Wellenlängenschieber den am äußersten Rand angeordneten Photomultipliern zugeführt wird. Die Photomultiplier befinden sich in Einschüben auf der Außenseite des Kalorimeters.

Hadronisches Endkappen-Kalorimeter

Das hadronische Endkappen-Kalorimeter (*HEC*) besteht aus zwei Rädern (HEC1 und HEC2), die sich jeweils aus 32 gleich großen *Sektoren* zusammensetzen. Abbildung 3.8 zeigt das HEC.

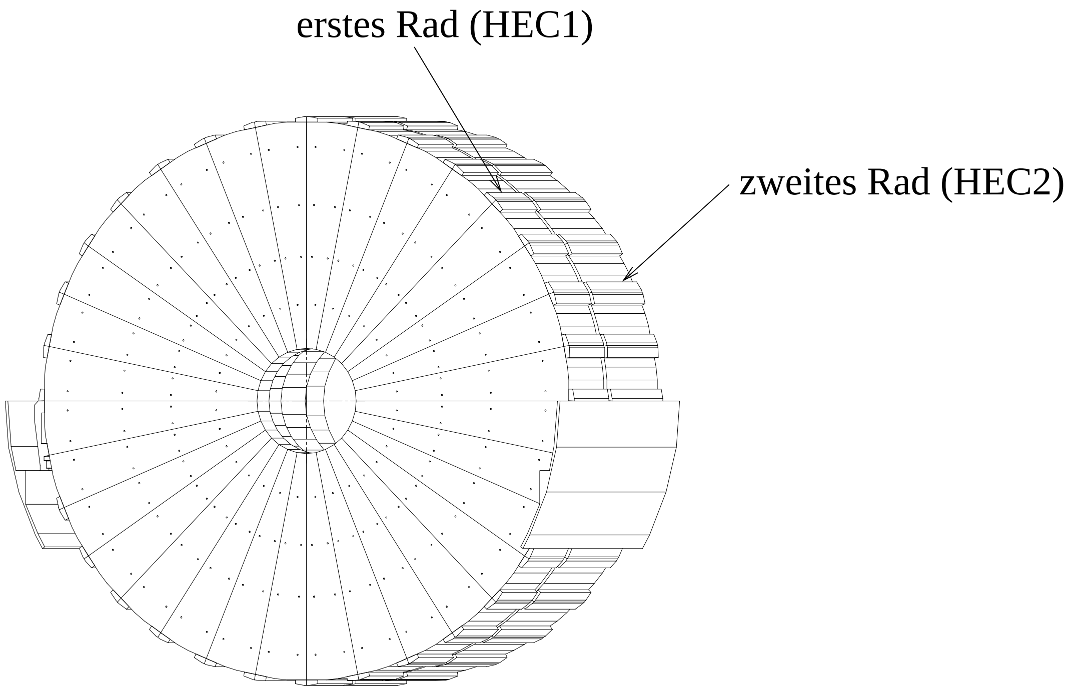

Abbildung 3.8: *Die beiden hintereinander angeordneten Räder des hadronischen Endkappen-Kalorimeters. Jedes besteht aus 32 Sektoren.*

Das hadronische Endkappen-Kalorimeter soll Teilchen in einem η-Bereich von $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$ detektieren. Da mit zunehmendem η die Teilchenrate also auch die Strahlenbelastung pro Einheitsfläche größer wird, muß beim HEC eine erhöhte Anforderung an die Stahlungsresistenz gestellt werden. Deshalb soll das Kalorimeter genauso wie das elektromagnetische in Flüssigargontechnik umgesetzt werden.

Im Gegensatz zum elektromagnetischen Teil werden bei der hadronischen Endkappe gerade Absorberplatten eingebaut. Als passives Material wird Kupfer, anstelle des im Tile-Kalorimeter verwendeten Eisens eingesetzt. Aufgrund einer kleineren Wechselwirkungslänge bei Kupfer können dünnere Absorberplatten verwendet werden. Da zur Unterbringung von ungefähr $13 \cdot \lambda_0$ nur 1.90 m zur Verfügung stehen, kann durch die Wahl von Kupfer anstatt von Eisen der Spalt zwischen den Platten größer gewählt werden. Wegen des größeren Plattenabstands nimmt die Kapazität der Zelle ab. Dadurch nimmt wiederum das elektronische Rauschen ab (Abbildung 3.9).

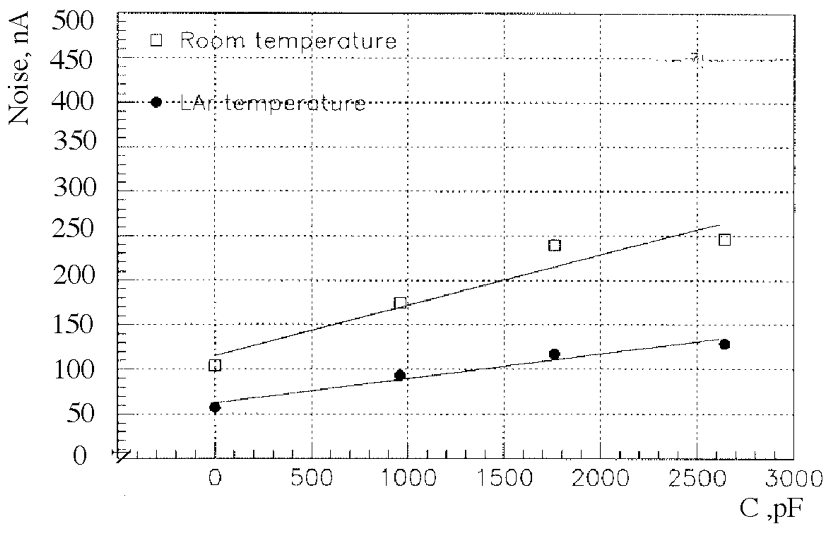

Abbildung 3.9: *Rauschen bei vier verschiedenen Kapazitäten. Die obere Kurve zeigt die Abhängigkeit bei Raumtemperatur, die untere bei der Temperatur von flüssigem Argon [22].*

Die Absorberplatten aus Kupfer werden für das erste Rad eine Stärke von 25 mm und für das zweite eine Stärke von 50 mm besitzen. Für beide Räder ist der Abstand aufeinanderfolgender Platten, also der Spalt, der im Kryostaten mit flüssigem Argon gefüllt ist, 8.5 mm groß. Der Spalt zwischen diesen Kupferplatten ist mit einer Elektrodenstruktur gefüllt, die einen elektrostatischen Transformator bildet. Dieser halbiert die Stärke der für das Driftfeld notwendigen Hochspannung. Neben dem Transformator befinden sich auch die Ausleseelektroden in dem Spalt, welche die geforderte η-ϕ Struktur besitzen.

3.4 Signalverarbeitung

Die Signale der Kalorimeterzellen durchlaufen vor der Untersuchung durch Triggeralgorithmen eine Signalverarbeitung. In Abbildung 3.10 sind schematisch die aufeinanderfolgenden Verarbeitungsschritte der vom Kalorimeter kommenden Signale bis zur ihrer Übergabe an den Trigger dargestellt.

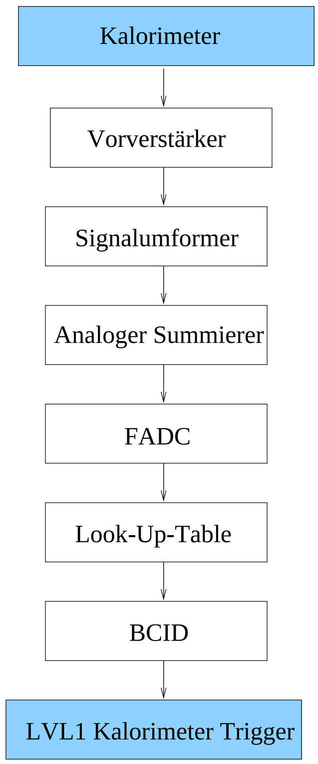

Abbildung 3.10: *Blockdiagramm der Signalverarbeitung.*

Im folgenden sollen die gezeigten Punkte kurz erläutert und damit die Einordnung des im Kapitel 2 beschriebenen HEC-Testexperiments in den Gesamtzusammenhang erleichtert werden:

- Der *Vorverstärker* übersetzt die vom Kalorimeter kommenden Stromsignale in Spannungssignale. Es werden die Signale von mehreren Argon-Spalten zu einem Zellsignal addiert. Das Zellsignal wird zusätzlich noch verstärkt. Die Verstärkung des Signals ist von der η-Position der Zelle im Kalorimeter abhängig und entspricht einer Gewichtung von der in der Zelle deponierten Energie E zu E_T.

- Der *Signalumformer* verstärkt noch einmal das Signal des Vorverstärkers. Seine Hauptaufgabe besteht aber in der Umformung des unipolaren Signals, das zunächst die Form eines Dreiecks hat, in ein bipolares Signal. Die bipolare Signalform bewirkt, daß Pile-up Rauschen und elektronisches Rauschen verringert werden. Das Maximum des Signals ist proportional zur Energie E_T der Zelle.

- Die erste Stufe des Triggers untersucht die E_T-Verteilung der $\eta - \phi$-Ebene. Dazu werden die Signale hintereinander liegender Zellen, sogenannter *Triggertürme*, in einer Summierstufe zu Signalen von *Triggerzellen* aufaddiert. Die Flächen der Triggerzellen sollen dabei eine Granularität $\Delta\eta \cdot \Delta\phi = 0.1 \cdot 0.1$ in der η-ϕ-Ebene betragen.

- In einem nächsten Schritt findet die Digitalisierung der Signale der Triggerzellen statt. Ein 8 Bit Flash-Analog-to-Digital-Konverter (*FADC*) digitalisiert die analogen Signale so, daß einer Energie E_T von 256 GeV der maximale FADC-Wert 256 entspricht. Höhere Energiewerte werden auf den maximalen Wert des FADC gesetzt. Die Abtastrate entspricht der Strahlkreuzungsrate des LHC (40 MHz).

- Von einem digitalen Filter wird nur das Maximum des Signals weitergegeben, so daß der folgende Bunch-Crossing-Identifikations-Algorithmus (*BCID*) eindeutig Strahlkreuzungen identifizieren kann, in denen Energie in dem Triggerturm deponiert wurde.

Kapitel 4

Test eines Prototyps der hadronischen Endkappen

Anfang September 1996 wurden zwei Prototypsegmente des hadronischen Endkappen-Kalorimeters von ATLAS in einer Testmessung untersucht. Ein Triggerturm des Kalorimeters war mit neuentwickelten Vorverstärkern ausgestattet. Die drei Tiefensignale des Turms wurden zunächst durch einen Signalumformer geschickt und in einer Summierstufe addiert. Anschließend digitalisierte ein Flash-Analog-to-Digital Converter (FADC), der zusammen mit der Summierstufe auf einem Versa Module Europe (VME) Modul untergebracht war, die so aufbereiteten Signale. Die Signale wurden über das VME-System ausgelesen und gespeichert.

Dieses Kapitel gliedert sich in drei Teile: Zunächst folgt eine Beschreibung der einzelnen Komponenten, die in dem Testversuch verwendet wurden. Danach wird der Testaufbau und das Zusammenwirken der Komponenten beschrieben. Im Anschluß folgt die Auswertung der aufgezeichneten Signale.

4.1 Komponenten des Testexperiments

Hadronische Endkappe (HEC)

Der Prototyp des HEC besteht aus einem Sektor des ersten Rades und aus einem des zweiten Rades. Der Sektor des ersten Rades besitzt die gesamte für den ATLAS-Detektor vorgesehene Tiefe (3 Module), während der Sektor des zweiten Rades aus Platzmangel im Kryostaten nur halb so tief wie geplant ist (2 Module). Aus demselben Grund ist die Absorberstärke des zweiten Rades genau gleich der im ersten Rad, also anstatt der geplanten 50 mm nur 25 mm in der Dicke (s. Kapitel 1). Das erste Modul besitzt 9 Absorberplatten. Alle übrigen Module besitzen 8 Absorberplatten. Der Spalt zwischen aufeinanderfolgenden Platten beträgt wie im HEC vorgesehen 8.5 mm.

Elektrostatischer Transformator

Wegen der großen Spalte zwischen den Absorberplatten müßte eine hohe Driftspannung angelegt werden, was zu Spannungsüberschlägen führen kann. Dies wird durch den Einsatz von *elektrostatischen Transformatoren* (EST) [24], die die geforderte Spannung halbieren, vermieden. So muß anstatt einer Spannung von 4 kV nur eine Spannung von 2 kV angelegt werden.

Jeder 8.5 mm große Spalt wird mit drei Leiterplatten, die zusammen den elektrostatischen Transformator bilden, in vier Drifträume eingeteilt. Abbildung 4.1 zeigt den Argonspalt zusammen mit den Leiterplatten. Die mittlere Leiterplatte, die sogenannte PAD-Platte, enthält die Auslese-Elektroden und ist umgeben von den beiden sogenannten EST-Platten, an deren dem Absorber zugewandten Seite jeweils die Hochspannung anliegt. Die Oberfläche aller Platten ist mit einer *Hochwiderstandsschicht* (HRC) beschichtet, um den Spannungsabfall, der bei Ionisationsstrom auftritt, klein zu halten und über die ganze Oberfläche zu verteilen. Durch die Hochwiderstandsschicht wird auch der in der Auslese folgende Vorverstärker im Falle von Überschlägen der Hochspannung geschützt. Zwischen den Spalten befindet sich als Abstandhalter eine Matte mit Wabenstruktur aus Kapton.

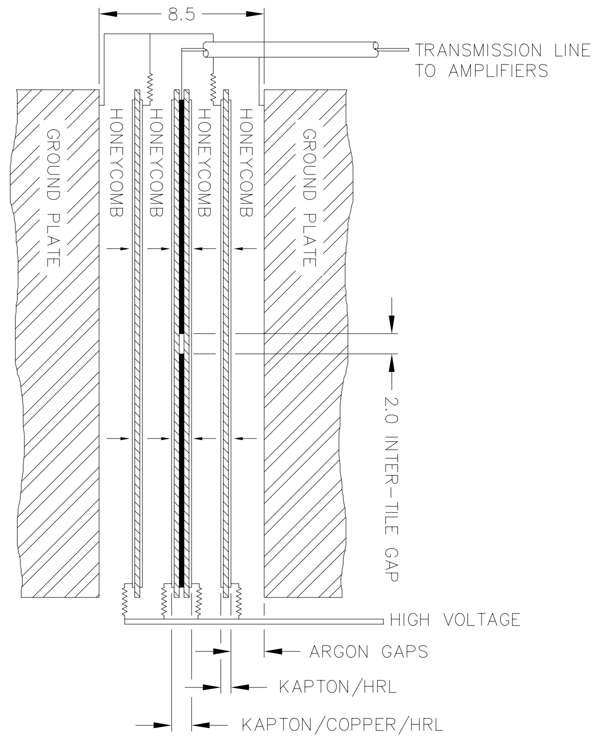

Abbildung 4.1: *Der elektrostatische Transformator im Argonspalt.*

Strahlungsharte Vorverstärker

Die Verstärkung des Signals, das von den PAD-Platten kommt, übernehmen *Vorverstärker*, die auf der Außenseite der HEC-Räder untergebracht werden. Das bringt zwei große Vorteile mit sich. Einerseits befinden sich die Vorverstärker so im flüssigen Argon, was das elektronische Rauschen des Vorverstärkers unterdrückt [23]. Andererseits ist der Weg zum Verstärker so kurz wie möglich, so daß die Gefahr, daß vor der Verstärkung Rauschen einkoppelt und verstärkt wird, minimiert ist. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist bei Vorverstärkern im flüssigen Argon im Vergleich zu solchen bei Raumtemperatur um den Faktor 1.4 besser. Das könnte eine Messung des Energieverlusts von Myonen im Kalorimeter ermöglichen.
Diese auf den ersten Blick sehr günstige Positionierung der Verstärker birgt aber auch zwei Nachteile. So müssen die Verstärker der Strahlenbelastung, die am äußeren Radius des HEC immer noch hoch ist, über 10 Jahre standhalten (0.3 kGy und $3 \cdot 10^{14}$ n cm^{-2}).

Auch die Wärmeentwicklung des Chips darf nicht so hoch sein, daß sich Blasen im flüssigen Argon bilden, die zu Spannungsüberschlägen führen können. Vorverstärker, die diese Anforderungen erfüllen sollen, wurden im Rahmen des RD33 Projekts in GaAs-Technik entwickelt und in diesem Jahr auf ihre Leistung in einer Umgebung mit hohem Neutronenfluß bis zu $\sim 3{\cdot}10^{14}$ n cm^{-2} überprüft. Die neuen Vorverstärker zeigen ein stabiles Verhalten [26]. Bei der Untersuchung möglicher Blasenbildung wurde festgestellt, daß für die Vorverstärker in der Umgebung des Kryostaten der ATLAS Endkappe (T$\approx$ 87K und P = 1.6 - 2.2 bar) ein Sicherheitsfaktor zwischen 2 bis 3 in der vom Chip verbrauchten Leistung besteht [27].
Um trotz der Länge des Detektorsignals t_D von ungefähr 400 ns eine schnelle Antwort vom Vorverstärker für den darauffolgenden Signalumformer zu erhalten, werden stromsensitive, also nicht integrierende Vorverstärker verwendet, deren Ausgangsspannung V_{out} proportional zum Eingangsstrom I_{in} ist. Dieser Verstärker hat im Gegensatz zu den Verstärkern, die auf Ladung sensitiv sind, ein schnelles Ansprechverhalten. Der Hauptunterschied zwischen beiden Verstärkertypen liegt in der Eingangskapazität, die im Fall des stromsensitiven Vorverstärkers sehr klein ist. Eine wichtige Kenngröße dieser Verstärkerart ist das Verhältnis aus ausgegebener Spannung V_{out} und angelegtem Strom I_{in} $R_f = V_{out}/I_{in}$ (Transimpedanz).

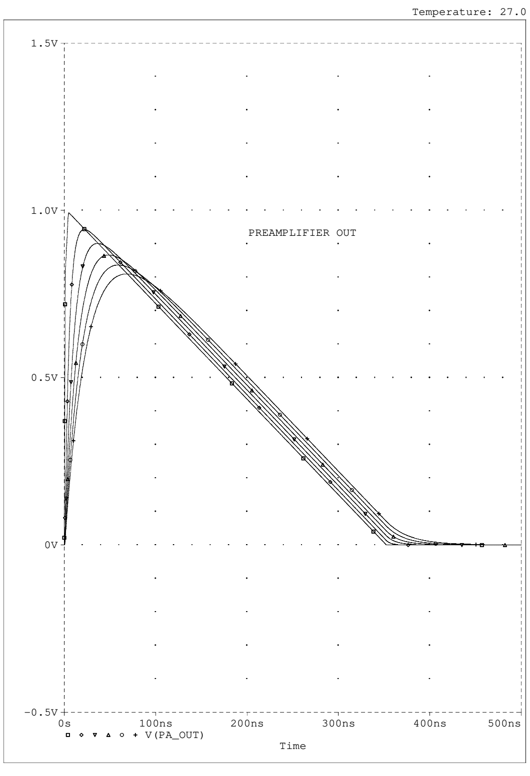

Abbildung 4.2: *Ausgangsspannung des Vorverstärkers für die Detektor-Kapazitäten: 0 pF, 100 pF, 200 pF, 300 pF, 400 pF, 500 pF [28].*

Für einen Dreiecks-Strompuls sind die Ausgangssignale des Vorverstärkers bei verschiedenen Kapazitäten des Detektors in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Signale von jeweils zwei Spalten werden von einem Vorverstärker verstärkt. Ein darauffolgender Verstärker *(Treiber)* addiert die Signale von jeweils vier Vorverstärkern. Das entspricht gerade dem Signal eines Moduls. Der neuentwickelte *GaAs-Chip* enthält acht Vorverstärker und zwei Treiber.

Signalumformer

Das Signal des Vorverstärkers wird durch einen *Signalumformer* geschickt, der sich außerhalb des Kryostaten befindet. Dieser optimiert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, indem er das Signal einmal differenziert (CR) und zweimal integriert (RC). Darum bezeichnet man die Architektur dieses Signalumformers auch mit $CR(RC)^2$. Das Differenzieren minimiert aufgrund der langen Signalabfallszeit t_D im Kalorimeter (≈ 400 ns) den Anteil des Pile-up Rauschens am Signal ($\sim t_p^{1/2}$). Die Integration hat dagegen zur Aufgabe, die hohen Frequenzen herauszufiltern und damit das elektronische Rauschen zu unterdrücken. Das Symbol $t_p(\delta)$ steht für die Pulsanstiegszeit (5%-100%) der Antwort des Signalumformers auf ein $\delta(t)$-förmiges Signal. Dabei entspricht eine Signalanstiegszeit für ein Kalorimetersignal $t_p(\Delta)$ von 40 ns einem $t_p(\delta)$ von etwa 20 ns. Das elektronische Rauschen σ_{elek} nimmt aus zwei Gründen bei einer kleiner gewählten Pulsanstiegszeit $t_p(\delta)$ und damit größeren Bandbreite des Signalumformers zu:

- Das elektronische Rauschen nimmt mit der Bandbreite des Systems mit $\sim 1/\sqrt{t_p(\delta)}$ zu.
- Gleichzeitig verringert sich auch die in dem Kalorimeter nachgewiesene Ladung ($\approx t_p(\delta)/t_D$) und damit die Signalhöhe.

Daraus ergibt sich eine Abhängigkeit des elektronischen Rauschens von insgesamt $\sigma_{elek} \sim t_p^{-3/2}$. Abbildung 4.3 zeigt sowohl das Verhalten des elektronischen und des Pile-up Rauschens in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten $t_p(\delta)$ des Signalumformers als auch das Verhalten des gesamten Rauschens.

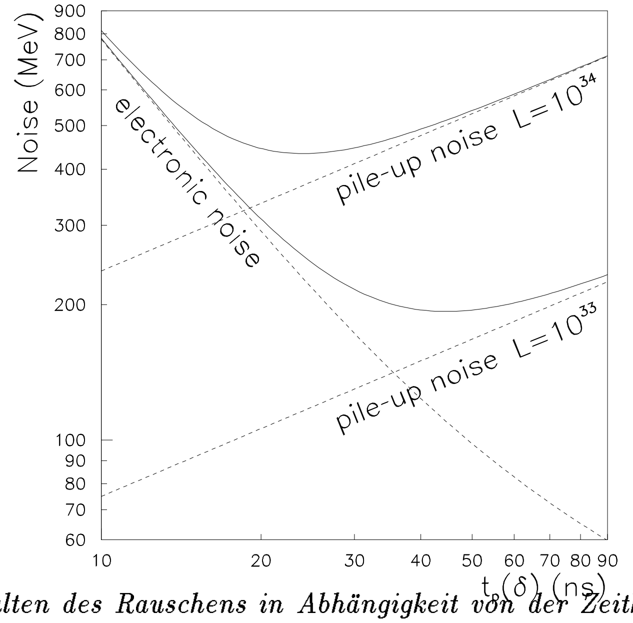

Abbildung 4.3: *Verhalten des Rauschens in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten des Signalumformers für verschiedene Werte der Luminosität.*

Das Pile-up Rauschen wird durch folgende Gleichung beschrieben [29]:

$$\sigma^2_{Pile-up} = \sigma^2_E \frac{I_{Pile-up}}{T_c}. \tag{4.1}$$

Dabei steht σ_E für die Standardabweichung der Energie E_T, die pro Strahlkreuzung durch Minimum Bias Ereignisse in einer Zelle deponiert wird. Dabei variiert σ_E aufgrund der η-Segmentierung der Zellen, wie schon im ersten Kapitel beschrieben, im zentralen Bereich nur schwach, ist aber von der Zellgröße gemäß $\sigma_E \propto (\Delta\eta\Delta\phi)^{0.7}$ abhängig.

Weiterhin ist σ_E im hadronischen Kalorimeter um einen Faktor sechs kleiner als im elektromagnetischen Kalorimeter. Das Zeichen T_c steht für den zeitlichen Abstand zweier Strahlkreuzungen (25 ns im Falle des LHC und des Testexperiments). Der in der Formel auftauchende Ausdruck $I_{Pile-up}$ wird als Pile-up Summe bezeichnet. Er ist wie folgt definiert:

$$I_{Pile-up} = T_c \sum_{k=1}^{N_b} g^2(t_k) \cong \int_{-\infty}^{+\infty} g^2(t)dt. \tag{4.2}$$

In der Formel gibt $g(t_k)$ die Kurvenform des Signalumformers zu den Zeiten der Strahlkreuzungen t_k an. Dabei geht die Summe über N_b Strahlkreuzungen, für die die Kurvenform von Null verschieden ist. Um das Pile-up-Rauschen kleiner zu machen, ist es notwendig, $I_{Pile-up}$ zu verkleinern, die Signalantwort also schneller zu machen ($t_p(\delta)$ also kleiner). Auf der anderen Seite kann, wenn das Pile-up Rauschen gering ist, durch Vergrößern von $I_{Pile-up}$ und damit auch von $t_p(\delta)$ das elektronische Rauschen verringert werden. Die durch T_c geteilte Pile-up Summe $I_{Pile-up}/T_c$ soll für das HEC 2.34 betragen.
Das so bestimmte Maximum des umgeformten Signals ist dabei proportional zu der in den Kalorimeterzellen deponierten Energie E_T. Das Integral über das gesamte Signal soll dagegen Null betragen. Die Signale des Umformers als Antwort auf die in Abbildung 4.2 gezeigten Vorverstärker-Spannungen sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

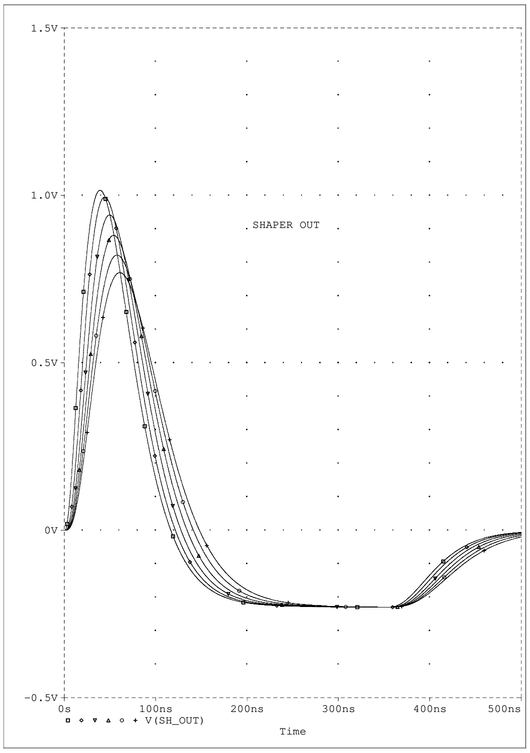

Abbildung 4.4: *Antwort des Signalumformers auf die in Abb. 4.2 gezeigten Signale des Vorverstärkers [28].*

Summierstufe

Nach der Signalumformung werden diejenigen Signale, die zu den Zellen eines Triggerturms gehören, analog addiert. Dazu wird jedes Zellsignal über zwei verdrillte Kabel (*twisted pair*) auf eine *Summierstufe* übertragen, in dem einen Kabel mit positiver, in dem anderen mit negativer Amplitude.
Die Summierstufe besteht aus zwei Komponenten, dem Empfänger und dem Summierer. Der Empfänger besteht aus einem Differenzverstärker, an dessen Eingänge die Signale des Twisted-Pair-Kabels angelegt werden. Koppeln Störungen auf dem Übertragungsweg in die Kabel ein, treten sie in beiden Kabeln symmetrisch auf und werden nicht weiterverstärkt. Der Differenzverstärker wurde mit Widerständen hoher Präzision bestückt, wodurch eine Unterdrückung des Rauschens von 40 dB erreicht wird. Nach der Empfängerstufe werden jeweils vier Zellsignale, die zu einem Triggerturm gehören, von dem Summierer — einem Operationsverstärker — addiert und um den Faktor 2.15 verstärkt (Abbildung 4.5)

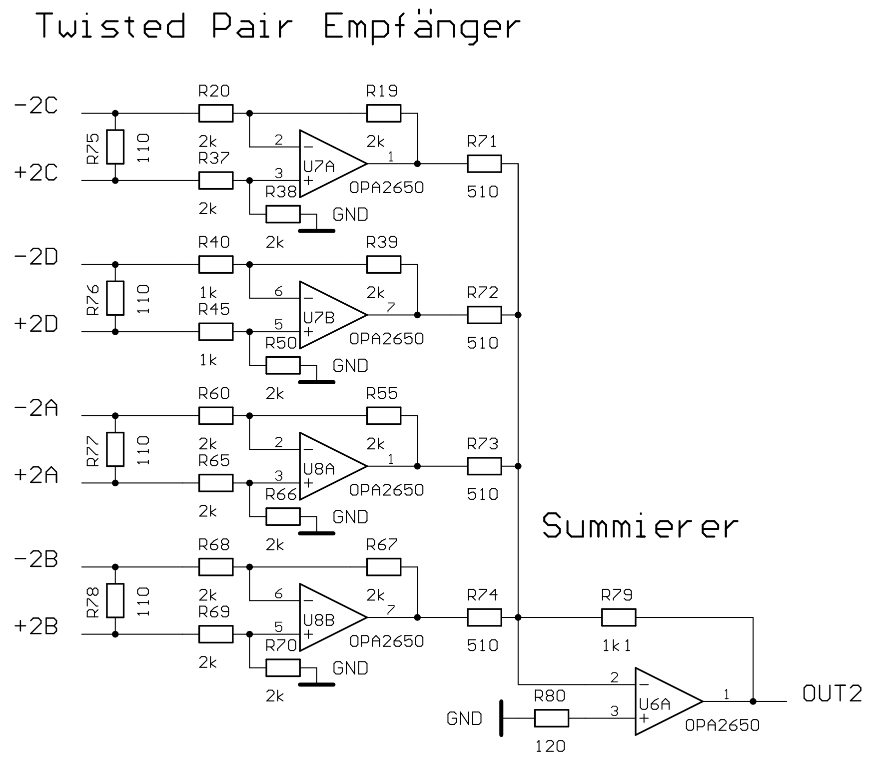

Abbildung 4.5: *Summierstufe, die das Signal einzelner Zellen zu einem Triggerturm-Signal addiert. Links die vier Differenzverstärker des Empfängers. Rechts unten im Bild der Operationsverstärker, der die Summierung durchführt [31].*

Bandpaß-Filter

In einem nächsten Schritt wird das Signal durch einen Bandpaß geschickt, der zwei Aufgaben zu erfüllen hat:

a) Unterdrückung von nieder-und hochfrequentem Rauschen.

b) Um eine fehlerhafte Digitalisierung (Aliasing) zu verhindern, werden Frequenzen, die das Abtasttheorem [30] nicht erfüllen, also größer als 20 MHz sind, aus dem Signal herausgefiltert.

Abbildung 4.6 zeigt den aus Hoch- und Tiefpaß gebildeten Bandpaß-Filter zusammen mit einem niederohmigen Operationsverstärker, der als Treiber den FADC-Baustein mit dem Signal beliefert.

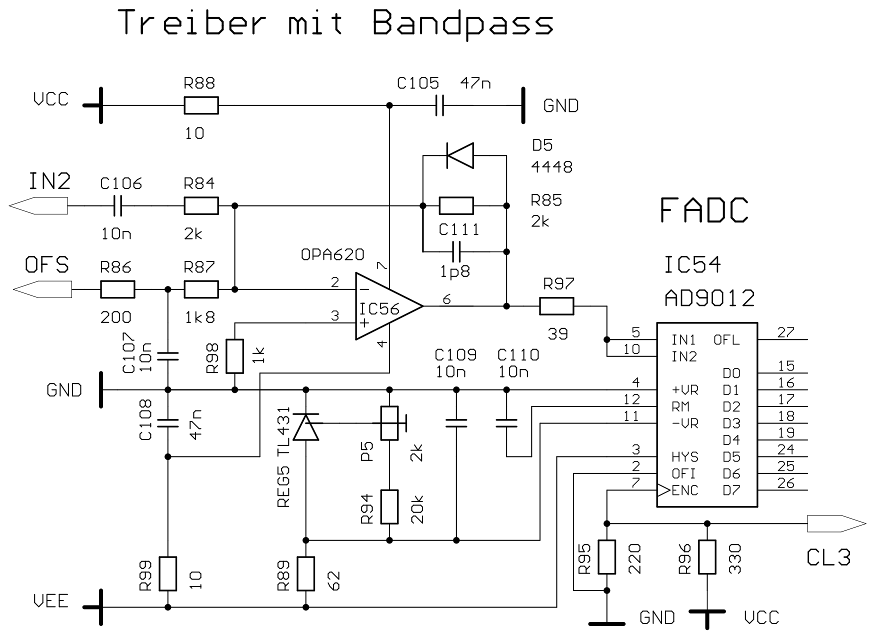

Abbildung 4.6: *Bandpaß und Treiber zusammen mit dem FADC-Chip [31].*

Flash Analog-Digital Konverter

Der 8 Bit-FADC ist ein AD9012-Chip mit einer maximalen Abtastrate von 100 MHz [32]. Diese hohe Abtastrate wird durch das parallele Vergleichen des Signals mit 256 Voltpegeln (Komperatoren) erreicht. Das Ergebnis wird in der darauffolgenden Logik wieder binär kodiert.

FADC-Modul

Das *FADC-Modul* wurde im Rahmen des RD27 Projekts entwickelt. Es enthält vier Kanäle mit einer Auflösung von 8 Bit. Das FADC-Modul ist bis zu einer Abtastfrequenz von 80 MHz, also der doppelten LHC Strahlkreuzungsrate, getestet. Der FADC soll das vom Umformer kommende bipolare Signal digitalisieren. Um auch den negativen Ast des Signals digitalisieren zu können, ist es notwendig, den Null-Pegel zu justieren.

Zum Einstellen des Nullpegels wird ein Digital-Analog-Umwandler eingesetzt (DAC). Der DAC überdeckt einen Bereich von 8 Bit. Die Genauigkeit, mit der der Null-Pegel eingestellt werden kann, beträgt 1/2 des Least Significant Bit (LSB). Abbildung 4.7 zeigt das FADC-Modul.

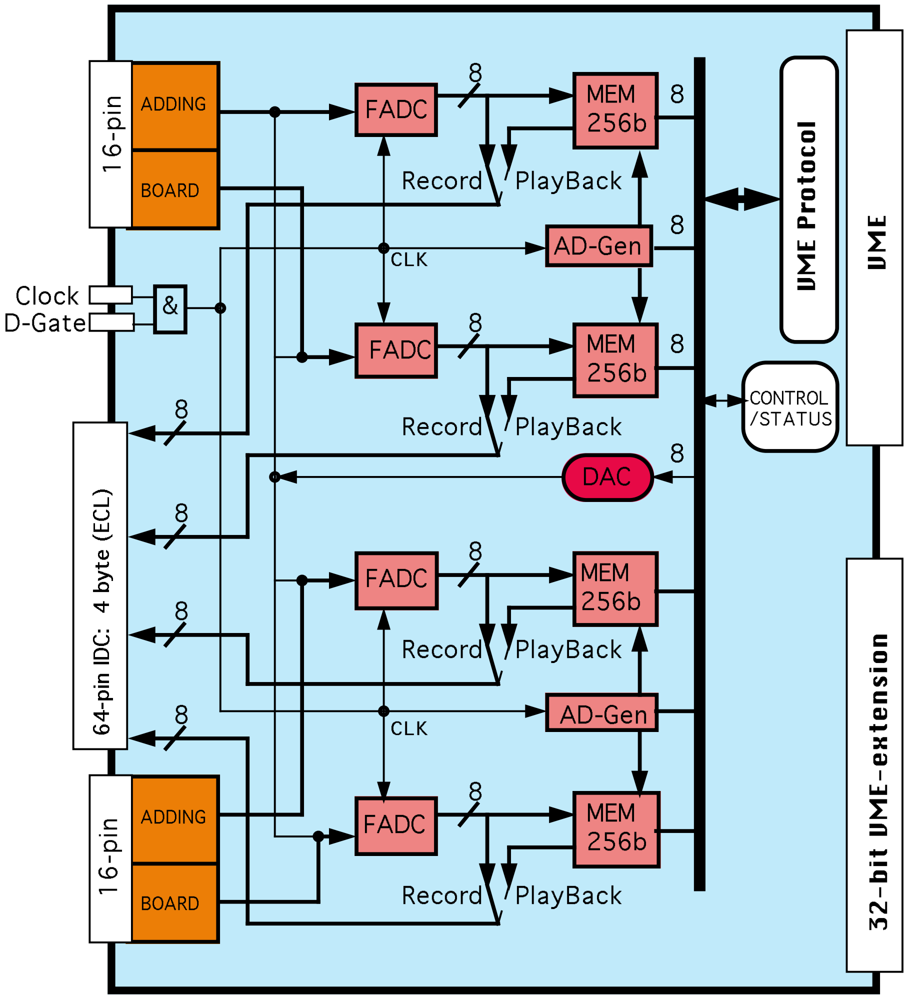

Abbildung 4.7: *FADC-Modul. An der Vorderseite des Moduls (linker Rand des Bildes) sind das Digitalisierungsgatter und der Eingang für das Uhrsignal dargestellt. Auch die Stecker für die Verbindungen zu den Signalumformern (16-pin) und die Summierstufen sind links im Bild zu sehen. In der Mitte sind die vier FADC eingezeichnet. Weiter rechts befinden sich die vier Speicher der einzelnen FADC und der DAC. Auf der rechten Seite sind die Verbindungsstecker für den VME-Bus dargestellt.*

VME-Zugriff auf das Modul/Funktionen

Es wird kurz erklärt, wie der Zugriff auf das VME-Modul funktioniert. Das FADC-Modul ist ein Standard-VME-Slave-Modul, kann also nur auf Anfrage eines Masters Funktionen ausführen.
Das Modul wird über eine 23 Bit lange Basisadresse, die sich in 3 Abschnitte gliedert, vom Master über den VME-Bus angesprochen. Die oberen 8 Bit (A23-A16) sind in einem programmierbaren Speicherbaustein GAL (Generic Array Logic) fest gespeichert

und spezifizieren den speziellen VME-Modul-Typ. Im hier verwendeten Fall ist es der Typ C1. Für die Adressierung der verschiedenen Module werden die mittleren 8 Bit der Basisadresse (A15-A8) verwendet, deren untere 5 Bit (A12-A8) per Hand durch kleine Schalter (Jumper), die sich mit auf dem VME-Modul befinden, eingestellt werden. Das letzte Byte der Basisadresse beinhaltet einen Funktionskode, der das Modul veranlaßt, spezielle Funktionen auszuführen. In der folgenden Liste sind die wichtigsten Funktionskode zusammengefaßt, die während des Testversuchs verwendet wurden.

Funktionskode	Bedeutung
04: Wort/ Langwort D16/D32	Lesen/Schreiben des Speicher-Adresszählers.
06: Wort/ Langwort D16/D32	Schreiben eines Wertes für den DAC. Der Wert muß immer in dem unteren Byte geschrieben werden.
80: Wort/ Langwort D16/D32	Lesen und Schreiben des Kontroll-/Statusregisters

Tabelle 4.1: *Zusammenstellung der wichtigsten Funktionskode des FADC-Modul für den Testversuch.*

4.2 Versuchsaufbau am CERN

Das Teststrahl-Experiment fand in der Nordhalle des Europäischen Zentrums für Teilchenphysik CERN statt. Ein Strahl (H6) vom SPS stand als Teststrahl zur Verfügung [35].

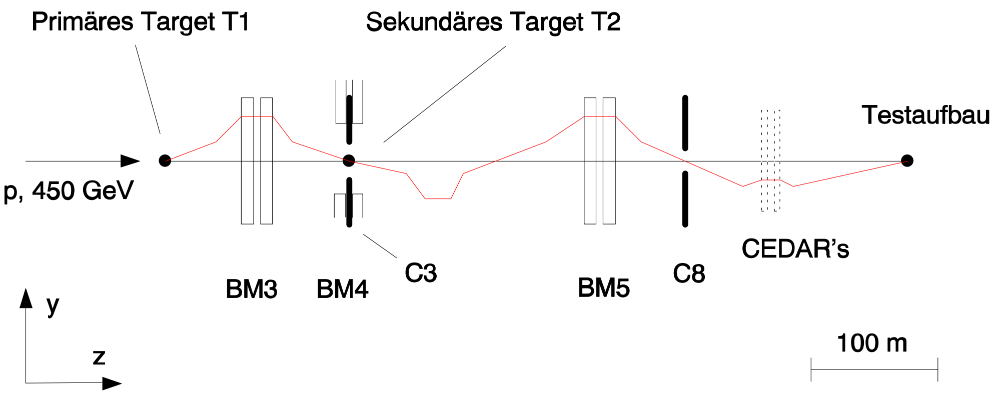

Abbildung 4.8: *Verlauf des H6 Teststrahls [21].*

Der Strahl kann Teilchen mittlerer Energien (5 GeV - 205 GeV) liefern. Abbildung 4.8 zeigt den Strahlgang des H6 schematisch im Überblick. Erzeugt wird der H6 zusammen mit zwei weiteren Sekundärstrahlen durch Beschuß des Targets T1 mit Protonen, die im SPS auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt werden. Die Sekundärteilchen besitzen im allgemeinen eine Energie von über 100 GeV. Um Teilchen mit einer geringeren Energie (5 GeV - 80 GeV) zu erzeugen, kann noch ein zweites Target T2 in den Strahlgang gebracht werden. Damit das Kalorimeter mit Teilchen beschossen wird, deren Impuls genau definiert ist, wählt eine Abfolge von Ablenkmagneten (BM3, BM4, BM5) und Kollimatoren C Teilchen mit einem bestimmten Impuls aus. Darauf folgt ein Čerenkov-Zähler, der aus einem mit CO_2 gefüllten rechteckigen Tank besteht, an dessen einer Seite ein Ring aus Photomultipliern angeordnet ist. Diesem Ring wird das Čerenkovlicht über eine achromatische Optik zugeführt. Fliegt ein geladenes Teilchen durch den **Č**erenkov **D**ifferential **C**ounter mit **A**chromatic **R**ing Focus (CEDAR), sendet es unter einem Winkel Θ, der von der Geschwindigkeit v des Teilchens und dem Brechungsindex n des Gases abhängt, Photonen aus.

$$\Theta = \arccos \frac{c}{vn}. \tag{4.3}$$

Hat das Teilchen nun die richtige Geschwindigkeit, treffen die Photonen den Ring aus Photomultipliern, und der CEDAR gibt einen Triggerimpuls.

Um Teilchen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit auswählen zu können, kann der Gasdruck und damit auch der Brechungsindex im CEDAR eingestellt werden. Zusammen mit der vorherigen Impulsselektion können sowohl die Teilchensorte als auch deren Impulse ausgewählt werden.

Der Teststrahlaufbau ist in Abbildung 4.9 vereinfacht wiedergegeben. Der Trigger des Teststrahls besteht neben dem CEDAR aus zwei Szintillations-Detektoren (B1, B2) und zwei Szintillations-Zählern (F1, F2), die eine hohe Zeitauflösung von $\sigma \approx 70$ ps besitzen [36]. Mit vier Vieldraht-Propotionalkammern (MWPC1-MWPC4) kann die Strahlposition und der Eintrittswinkel in den Kryostaten genau bestimmt werden.

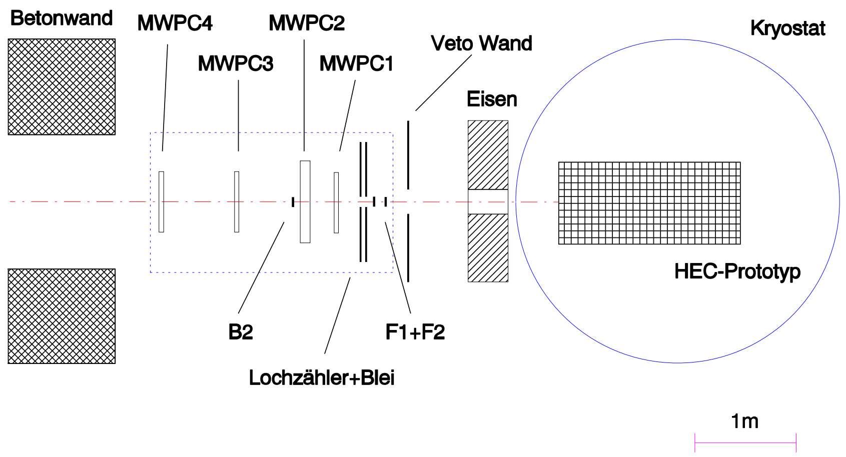

Abbildung 4.9: *Versuchsaufbau [21].*

Der Kryostat, der mit flüssigem Argon gefüllt wurde, besitzt einen Innendurchmesser von 2.50 m und eine ausnutzbare Höhe von 2.00 m. Um die Energieabgabe der Teilchen vor dem Eintritt ins Kalorimeter zu minimieren, wird ein Flüssig-Argon-Verdränger aus Styropor eingebaut. Der Kryostat enthielt die beiden Segmente des Prototyps der hadronischen Endkappe, die um einen Winkel von 18.8°, was $\eta = 1.8$ entspricht, gegen den ankommenden Strahl gekippt wurden. Abbildung 4.10 zeigt den Einbau eines Segmentes in den Kryostaten.

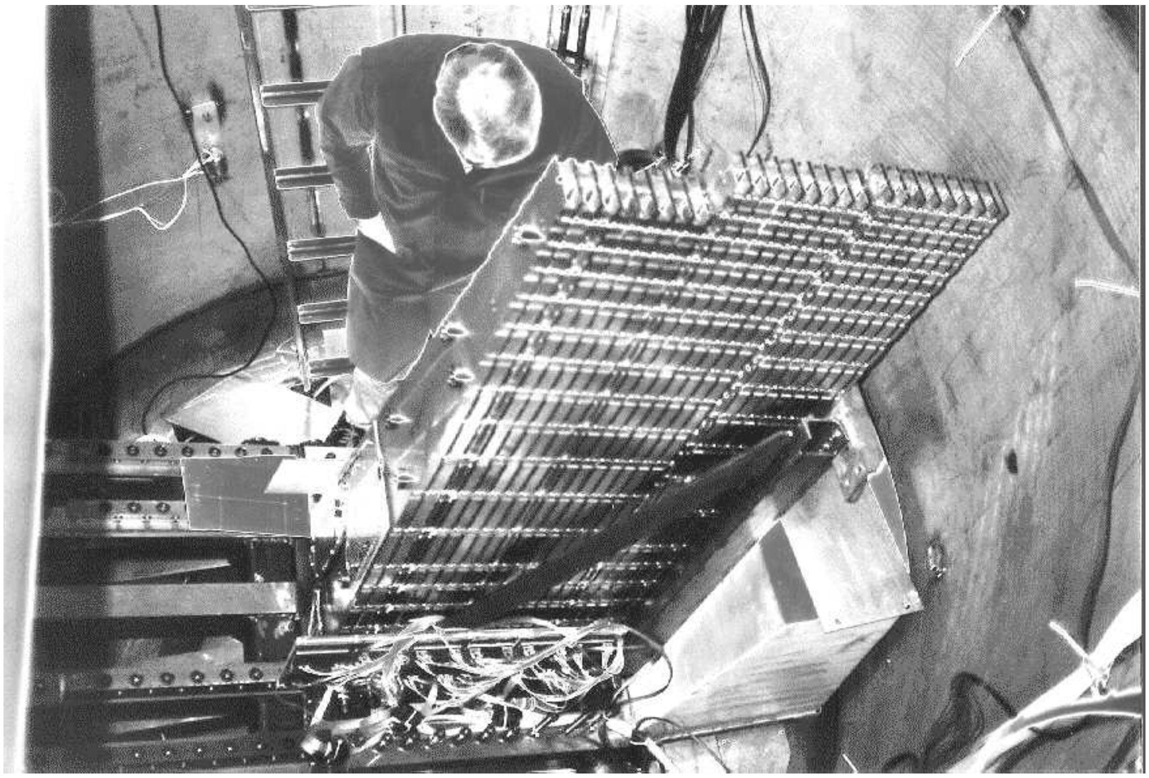

Abbildung 4.10: *Segment des ersten Rades des HEC im Kryostaten [21].*

Der Auftreffpunkt des Strahls wird in vertikaler Richtung über die Magetfeldstärke eines Dipolmagnets gesteuert. Horizontal wird er durch eine Verschiebung des gesamten Kryostaten ausgewählt. Damit kann eine Fläche von $60 \cdot 60$ cm^2 für Strahluntersuchungen überstrichen werden [37].
Abbildung 4.11 zeigt eines der beiden Segmente in Front- bzw. Seitenansicht, wie sie sich im Kryostaten befunden haben. Die Seitenansicht zeigt sieben Tiefenmodule. Für das Testexperiment werden fünf Module hintereinander angeordnet. Die Abmessungen der Triggertürme sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Tatsächlich verlaufen sie aber in Stufen, die jeweils gerade die Länge eines Moduls haben.

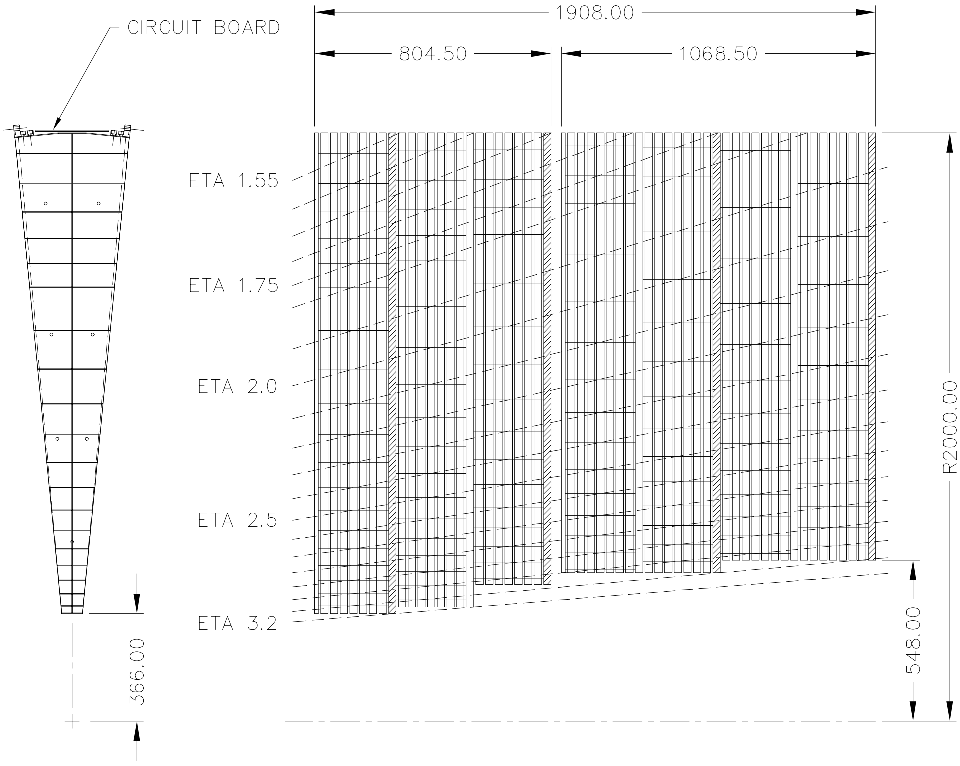

Abbildung 4.11: *Links die Frontansicht eines Sektors des HEC. Rechts dargestellt ein Seitenaufriß des HEC mit den 3 Modulen von HEC1 und den 4 von HEC2 (beim Testexperiment wurden nur 2 Module von HEC 2 verwendet).*

Während des Testexperiments wurde der Triggerturm, der einem Pseudorapiditätsbereich von $1.8 < \eta < 1.9$ entspricht, mit Positronen und Pionen beschossen. Er hat einen fast quadratischen Querschnitt von ungefähr $14 \cdot 14$ cm^2.

Der Triggerturm ist mit drei Vorverstärkern des oben beschriebenen Typs ausgestattet, die zusammen mit dem Kalorimeter im flüssigen Argon untergebracht sind. Mit ihnen werden die Signale der Module 1, 2 und 4 verstärkt. Positronen geben 95% ihrer Energie in einem Bereich mit einem Radius $2R_m$ von 3.2 cm (Gl. 3.6) ab. Daher erwartet man bei zentralem Einschuß, daß nur wenig Energie in die nicht bestückten Triggertürme verlorengeht. Für Positronen mit einer Energie von 100 GeV befindet sich das Maximum des Schauers im ersten Modul (ungefähr siebte Platte) (Gl. 3.4). Bis zur sechsten Platte im zweiten Modul sind 95% der Schauerenegie enthalten (Gl. 3.5). Pionen deponieren nahezu ihre gesamte Energie (95%) über einen Kegel mit einem Radius $R_{95\%}$

von ungefähr 15.1 cm (Gl. 3.10), was mehr als dem doppelten Radius des Triggerturms entspricht. Das Schauermaximum t_{max} (Gl. 3.9) liegt für Pionen mit einer Energie von 60 GeV zu Beginn des zweiten Moduls (neunte Platte) und der Wert für $L_{95\%}$ (Gl. 3.8) beträgt 87.2 cm, geht also ungefähr bis zur 3. Platte des 5. Moduls. Daraus wird ersichtlich, daß die Energie von Pionen nur unzureichend vermessen werden kann. Sie werden daher in dieser Studie nicht untersucht.
Die drei Tiefensignale der Vorverstärker des Turms werden durch den Signalumformer geschickt und in der Summierstufe addiert. Anschließend digitalisiert der FADC, der zusammen mit der Summierstufe auf einem VME Modul untergebracht ist, die analogen Signale. Der FADC wird durch eine externe, mit Strahlteilchen *synchronisierbare Uhr* getaktet. Die Uhr wird für die Testuntersuchung aus mehreren Diskriminatoren in NIM-Logik, einem in der Teilchenphysik verwendeten Standard für Elektronikbauteile [34], aufgebaut. Die Diskriminatorschwellen werden so eingestellt, daß das von der Uhr ausgegebene Signal symmetrisch wird. Die Taktrate der Uhr beträgt 40 MHz. Die Zeitspanne zwischen dem Taktsignal und dem Zeitpunkt des Eindringens der Teilchen ins Kalorimeter wird durch die beiden Szintillations-Zähler F1 und F2 mit jedem registrierten Strahlteilchen neu synchronisiert, was erst durch die gute Zeitauflösung der Zähler ermöglicht wird. Abbildung 4.13 zeigt den Aufbau der Uhr und den Signalverlauf.

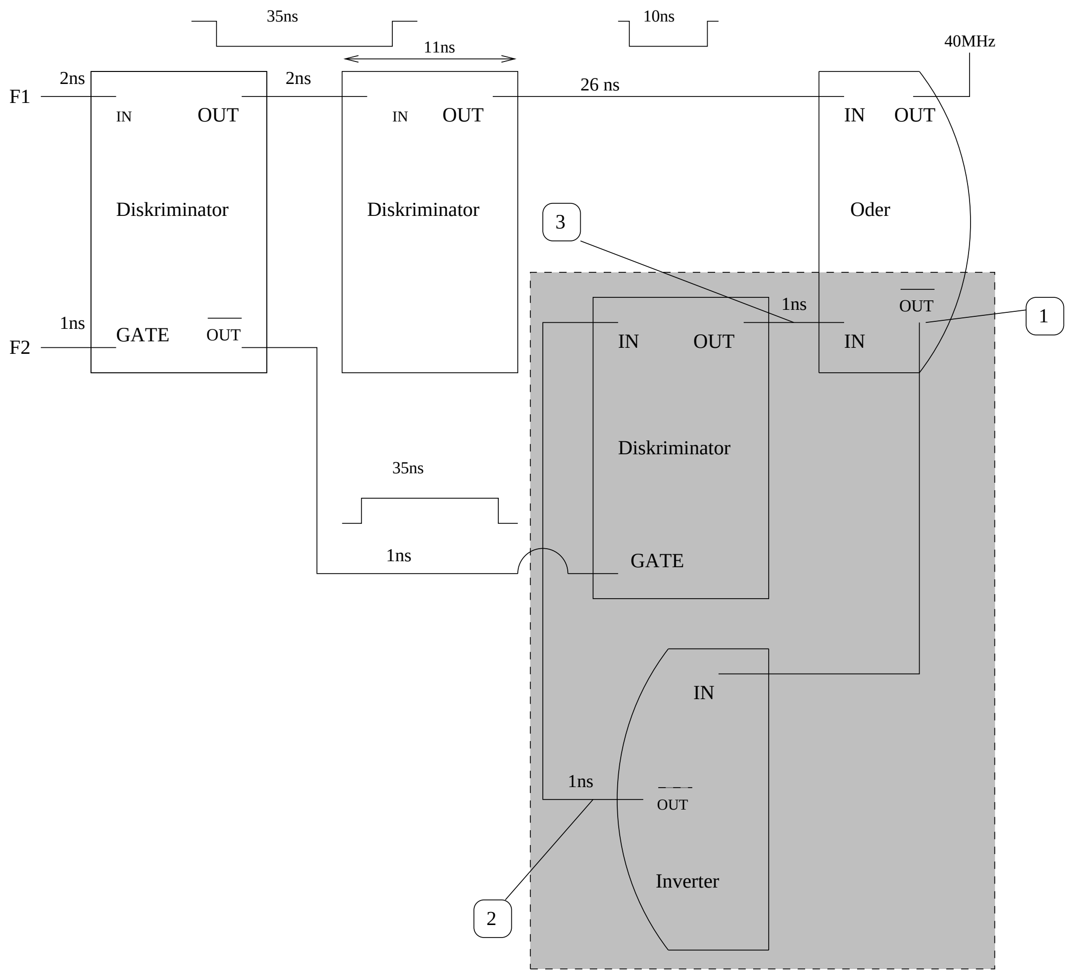

Abbildung 4.12: *Taktgeber (grau hinterlegt) mit Synchronisationsstufe. Über den einzelnen Elementen (Kabel und NIM-Bauteile) sind die Zeitspannen eingetragen, um die sie ein Signal verzögern. Darüber ist die jeweilige Pulslänge und Form zu sehen.*

Die Uhr besteht aus zwei Teilen, dem eigentlichen Taktgeber, der an seinem Ausgang ein 40 MHz Vierecksignal ausgibt, und aus der Resynchronisierungsstufe. Die F1- und F2-Zähler sind die strahldefinierenden Zähler. Es soll nur dann eine Resynchronisierung der Uhr stattfinden, wenn ein Teilchen beide Zähler durchquert hat. F2 wird mit dem *Gatter* und F1 mit dem Eingang eines Diskriminators verbunden. Das Gatter bewirkt, daß nur dann vom Diskriminator Normsignale erzeugt werden, wenn an dem Gatter zur selben Zeit ein Signal wie am Eingang anliegt. Damit das Gatter auf jeden Fall offen ist, wenn das Signal von F1 anliegt, wird das F1-Signal im Vergleich zum F2-Signal um 1 ns verzögert.
Der Diskriminator hat zwei Ausgänge, wobei der eine ein invertiertes Signal ausgibt. Mit seinem Signal wird der Taktgeber angehalten, während das Signal des nichtinvertierten Ausgangs ihn wieder anstößt. Die Länge des vom Diskriminator erzeugten Normsignals ist auf 35 ns eingestellt, also um 10 ns länger als die Periodenlänge des vom Taktgeber erzeugten Signals. Diese Länge reicht aus, um das Signal im Taktgeber anzuhalten. Das Signal, das den Taktgeber wieder anstößt, muß dagegen von einem zweiten Diskriminator auf eine Pulslänge von 10 ns verkürzt werden. Durch zusätzliche Kabel muß es insgesamt um mehr als 35 ns verzögert werden. Nur so kann es zu keiner Überlappung zwischen dem Anhalten des Taktgebers (35 ns) und dem erneuten Anstoßen (10 ns) kommen.
Der Taktgeber selbst besteht aus einem Diskriminator und zwei Invertern, wobei einer der Inverter zwei Eingänge und auch nichtinvertierende Ausgänge besitzt, an denen das Uhr-Signal des Taktgebers für den FADC abgenommen werden kann. Die drei Elemente sind ringförmig miteinander verbunden, so daß ein Signal — ist es einmal in dem Ring — periodisch umläuft. Das Signal setzt sich aus 12.5 ns logisch 1 und 12.5 ns logisch 0 zusammen. Logisch eins wird von einem Diskriminator erzeugt, dessen Signallänge auf 12.5 ns eingestellt ist. Die Zeit für logisch 0 setzt sich aus den Laufzeiten des Signals zwischen und in den Invertierern und dem Diskriminator zusammen. An dem Gatter des Diskriminators liegt das Signal vom invertierten Ausgang des F1- und F2-Diskriminators der Resynchronisierungsstufe an. Der Diskriminator läßt also immer das Uhr-Signal durch, außer wenn F1 und F2 ein Signal schicken. In diesem Fall wird das im Kreis laufende Uhr-Signal unterbrochen und der Taktgeber steht still.
Kurz danach erreicht aber das Signal des nichtinvertierten Ausgangs, das in einem zweiten Diskriminator von 35 auf 10 ns gekürzt wird, den zweiten Eingang des Invertierers und stößt den Taktgeber wieder an, dessen Gatter in der Zwischenzeit wieder freigeschaltet ist. Abbildung 4.13 zeigt den Signalverlauf an drei verschiedenen Stellen im Taktgeber, nachdem dieser gerade wieder angestoßen wird.

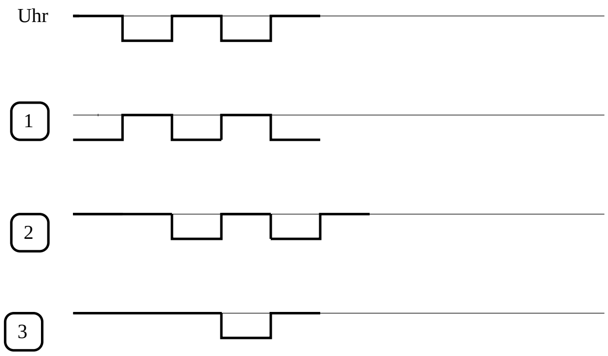

Abbildung 4.13: *Taktverlauf der Uhr.*

Im ATLAS-Experiment wird die Uhr mit den Strahlkreuzungen synchronisiert und bedarf keiner aufwendigen Resynchronisation. Die FADC-Abtastung wird so eingestellt,

daß das Signal am Maximum abgetastet wird.
Die von der Uhr kommenden NIM-Signale müssen von einem NIM-ECL (**E**mitter **C**oupled **L**ogic)-Konverter auf die vom Eingang des FADC-Modul verlangten Pegel von -0.9V (High) und -1.7V (Low) umgewandelt werden.
Bei jedem Taktzyklus der Uhr wird das Adressregister des FADC's um eins erhöht und der digitalisierte Wert in den 32 kByte großen Speicher geschrieben. Ist der Speicher nach 0.8 ms vollgeschrieben, wird der Adresszeiger wieder auf den Speicheranfang zurückgesetzt (*Ringspeicher*). Dadurch kann der FADC durchgehend Daten digitalisieren, wird aber, wenn der Trigger ein gewünschtes Strahlteilchen anzeigt, vom Datennahmesystem gestoppt (der Pegel am Digitalisierungs-Gatter wird auf Aus gesetzt). Im Teststrahlexperiment wurden lediglich die letzten 100 Abtastdaten über den VME-Bus aus dem FADC-Speicher ausgelesen und auf ein lokales Speichermedium geschrieben.
Die Datensätze enthalten Typ und Impuls der Strahlteilchen, genauso wie die genaue Position des Kryostaten und die Anzahl der Ereignisse. Jedem Datensatz wird zur eindeutigen Identifikation eine fortlaufende Nummer (Runnummer) gegeben.

4.3 Auswertung der Daten

Wie oben bereits beschrieben, können in dieser Analyse nur Daten vom Positron-Beschuß verwendet werden, weil nur sie ihre Energie fast vollständig im Kalorimeter deponieren. Da das Signal ungefähr 30 Taktzyklen der Uhr lang ist, für jedes Teilchen aber 100 Taktzyklen abgespeichert werden, kann zusätzlich zum Signal auch das elektronische Rauschen untersucht werden. Die Abbildung 4.14 zeigt eine typische, vom FADC digitalisierte Signalformerkurve mit Kennzeichnung der für die Auswertung wichtigen Begriffe.

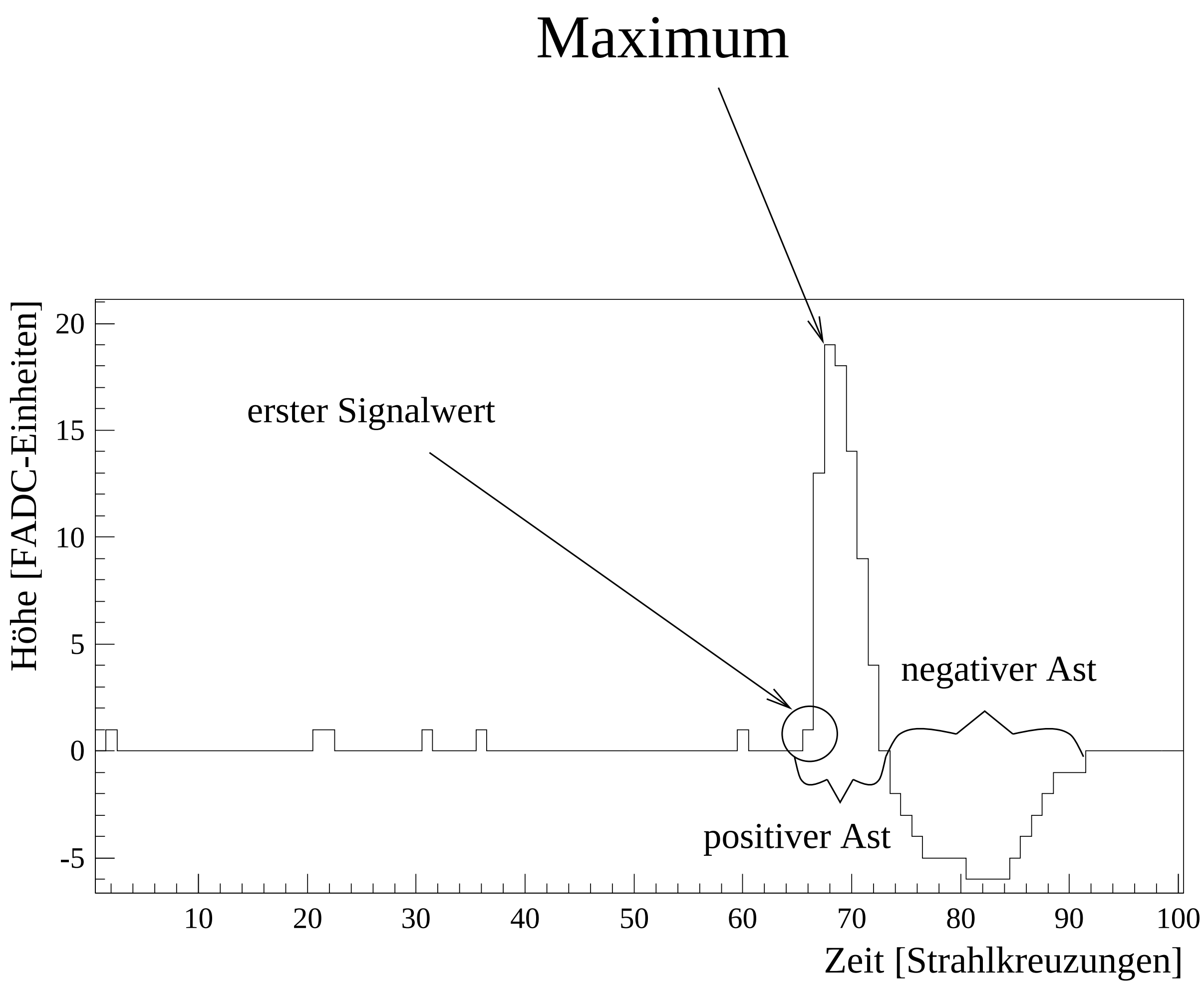

Abbildung 4.14: *Typisches Umformungssignal nach FADC-Digitalisierung.*

Zur Abbildung ist anzumerken, daß der konstante Null-Pegel, der im Experiment auf 50 FADC Einheiten eingestellt war, bereits subtrahiert wurde.

Die Auswertung gliedert sich in drei Teile: Im 1. Teil werden Daten ohne Signal auf *elektronisches Rauschen* hin untersucht. Im 2. Teil wird die *Linearität* des Signals überprüft — eine der wichtigsten Forderungen an das Kalorimetersignal. Im 3. Teil werden *Besonderheiten der Signalform* genauer analysiert.

Rauschen

Das elektronische Rauschen hat zwei Ursachen: Entweder es wird vom Detektor, Verstärker, Signalumformer oder auch FADC erzeugt, oder es koppelt von außen über Leitungen ein. Da der FADC am Ende der Signalverarbeitung steht, kann hier nicht bestimmt werden, an welcher Stelle und wie das elektronische Rauschen entsteht. Abbildung 4.15 zeigt eine Verteilung der FADC-Werte des elektronischen Rauschens. Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma = 0.25$ FADC-Einheiten. Bestimmt wurde der Wert aus den ersten 50 Datenwerten, da diese, wie in Abbildung 4.14, deutlich vor dem eigentlichen Signal liegen, und nur Rauschen beitragen kann.

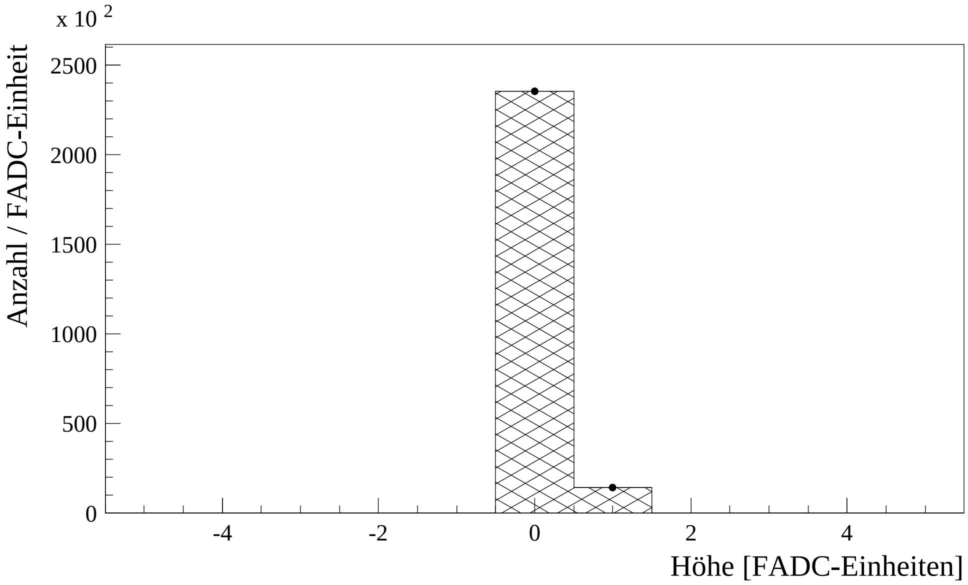

Abbildung 4.15: *Verteilung des elektronischen Rauschens.*

Das elektronische Rauschen beträgt, wie in der Verteilung zu sehen ist, höchstens eine FADC-Einheit. Wenn man bedenkt, daß das *LSB* (**L**east **S**ignificant **B**it) eine FADC Einheit beträgt, kann man daraus schließen, daß das Rauschen deutlich unter einer FADC-Einheit liegt. Eine wichtige Beobachtung ist, daß das Rauschen nur positiv ist. Eine wahrscheinliche Erklärung liefert die Ungenauigkeit für den ausgegebenen analogen Pegel des DAC von 1/2 Einheit, der im Teststrahlexperiment positiv gewesen sein muß.

Überprüfung der Linearität

Anhand der Positron-Daten wird untersucht, ob die Antwort des Kalorimeters sich linear zur Energie der eingeschossenen Teilchen verhält. Um die Verschlechterung der Auflösung, die durch die Digitalisierung entstand, zu verringern, wird eine Funktion an das Signal angepaßt.

Da das Maximum des Signals die Information über die Energie enthält, genügt es, eine Funktion an den positiven Ast des Signals anzupassen. Für die Anpassung wurde zunächst eine Gaußfunktion ausgewählt, deren Form dem Ast ähnlich ist. Mit dem χ^2-Test[39] wird überprüft, ob die anzupassende Funktion die Daten beschreibt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{y_i - f_i}{\sigma_i} \right)^2 . \tag{4.4}$$

Hier entsprechen die y_i den im Experiment bestimmten Werten unter der variablen Bedingung i, während die f_i die theoretischen Werte angeben. Der Fehler oder die Unsicherheit im Experiment von y_i wird in der Formel mit σ_i bezeichnet. Alle Anpassungen der Auswertung wurden in der Programmumgebung Minuit [38] mit einem Gradientenverfahren, das die Funktion χ^2 minimiert, durchgeführt.

Zur Bestimmung der Linearität ist es notwendig, nur solche Signale auszuwerten, die von Positronen stammen, deren gesamte Energie in dem untersuchten Triggerturm deponiert wurde. Signale, die auf Fluktuationen im Rauschen oder auf Positronen, die ihre Energie teilweise in benachbarten Zellen deponierten, zurückzuführen sind, werden aus den Datensätzen entfernt. Um Signale zu entfernen, die nur erhöhtes Rauschen enthalten, wird für die einzelnen Signale die Summe der FADC-Wert über den positiven Ast gebildet. Es werden nur die Signale weiter untersucht, deren Summe größer als der maximale Wert der Verteilung des Rauschens in dem Bereich ist.
In einem nächsten Schritt wird an den positiven Ast jedes Signals eine Gaußfunktion angepaßt. Das Maximum der Gaußfunktion wird als Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie genommen. Für jeden Datensatz läßt sich so eine Häufigkeitsverteilung der Maxima angeben. In Abbildung 4.16 wird die Häufigkeitsverteilung der Maxima für den Datensatz der Positronen mit einer Energie von 100 GeV gezeigt. Da der CEDAR Positronen und Pionen nur bis zu einer Positronenergie von ungefähr 80 GeV zuverlässig unterscheiden kann, sind in der Abbildung zwei getrennte Verteilungen zu sehen. Die rechte entspricht den Positronen mit einer Energie von 100 GeV, die linke Pionen, die vom Triggersystem nicht als solche erkannt wurden. Sie sind ebenfalls nicht in die Analyse einbezogen worden.

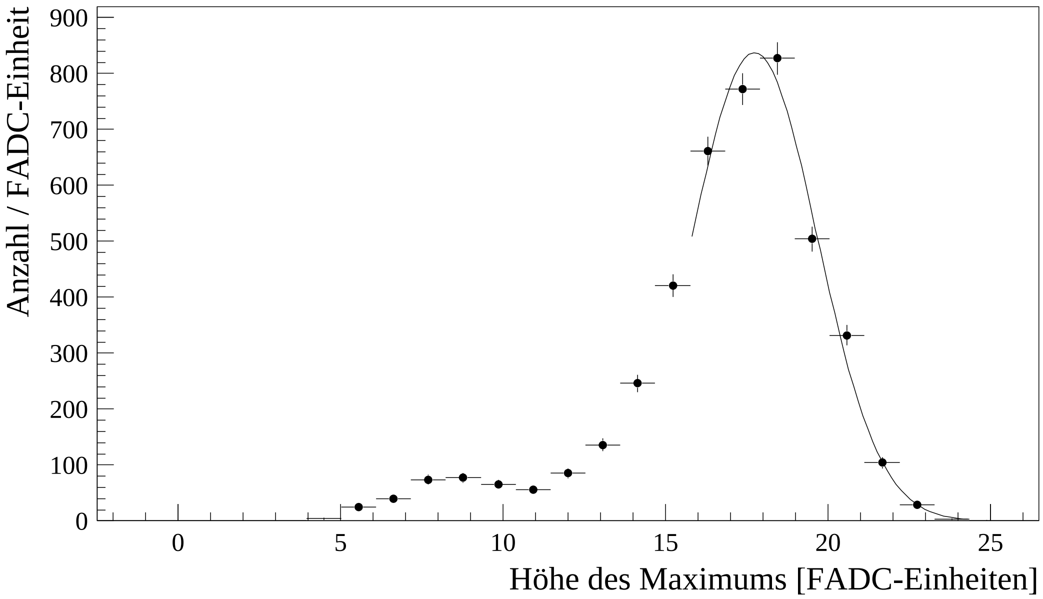

Abbildung 4.16: *Verteilung der Maxima für den Datensatz der Positronen mit einer Energie von 100 GeV.*

Die Häufigkeitsverteilung der Positronen hat, abgesehen von der linken Flanke, die Form einer Gaußfunktion, was durch statistische Fluktuationen im Schauer erklärt

werden kann. Die linke Flanke zeigt einen asymmetrischen Ausläufer zu niedrigeren Energien hin. Dieser stammt sehr wahrscheinlich von Positronen, die ihre Energie in Nachbarzellen deponiert haben oder trotz des Argonverdrängers einen Teil ihrer Energie schon vor dem Eintritt ins Kalorimeter durch Wechselwirkung mit dazwischenliegendem Material verloren haben. Diese Signale wurden, wie oben erwähnt, für die Linearitätsüberprüfung nicht verwendet. Nur der obere Teil der linken Schulter, der das Maximum enthält, und die rechte Flanke werden angepaßt. Dabei wird zunächst der optimale Bereich der Verteilung zur Anpassung verwendet, nämlich der, bei dem das χ^2 am kleinsten wird. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird der Bereich um ± 1 FADC-Einheiten variiert.
Die Ergebnisse der Anpassung für alle drei Datensätze sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Energie [GeV]	Mittelwert [FADC-Einheiten]$\pm\Delta_{stat.} \pm \Delta_{sys.}$	χ^2 pro d
60	$11.54 \pm 0.044 \pm 0.23$	0.92
80	$14.89 \pm 0.062 \pm 0.14$	1.24
100	$17.92 \pm 0.120 \pm 0.18$	3.32

Tabelle 4.2: *Zusammenstellung der Ergebnisse der Anpassung mit der Gaußfunktion.*

Die in den Datensätzen des Runs bei Positronenenergien von 60, 80 und 100 GeV entsprechenden Mittelwerte der Gaußfunktion werden gegen die nominelle Energie des jeweiligen Runs aufgetragen. Mittels einer linearen Regression wird eine Gerade durch die drei Punkte gelegt, wie es in Abbildung 4.17 zu sehen ist.

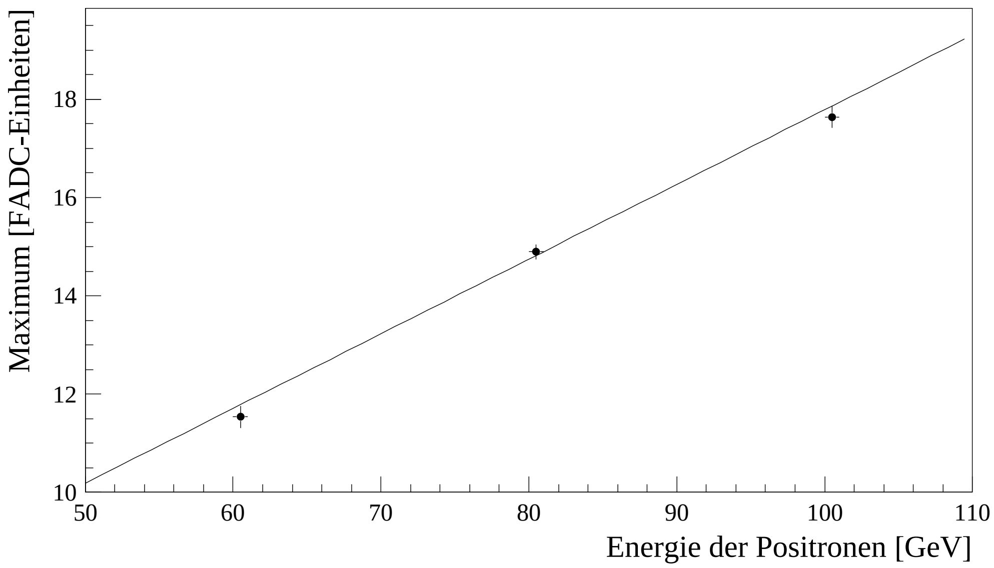

Abbildung 4.17: *Die Mittelwerte der drei Gaußfunktionen und eine daran angepaßte lineare Funktion.*

Die Gerade geht nicht durch den Nullpunkt, sondern besitzt einen positiven Achsenabschnitt von 2.6 FADC-Einheiten. Die folgende Gleichung zeigt die erhaltene Geradengleichung:

$$E = (2.6 \pm 0.6) + (0.152 \pm 0.008) \cdot x; \quad E \text{ in [FADC-Einheiten] und } x \text{ in [GeV]}. \quad (4.5)$$

Ein Grund für den positiven Achsenabschnitt der Gerade könnte in einer von der geplanten Form des Signals abweichenden Verformung liegen. Eine einfache Möglichkeit, die Form des Signals zu testen, besteht darin, das Integral über das Signal zu bilden, das, wie erwähnt, Null ergeben sollte.

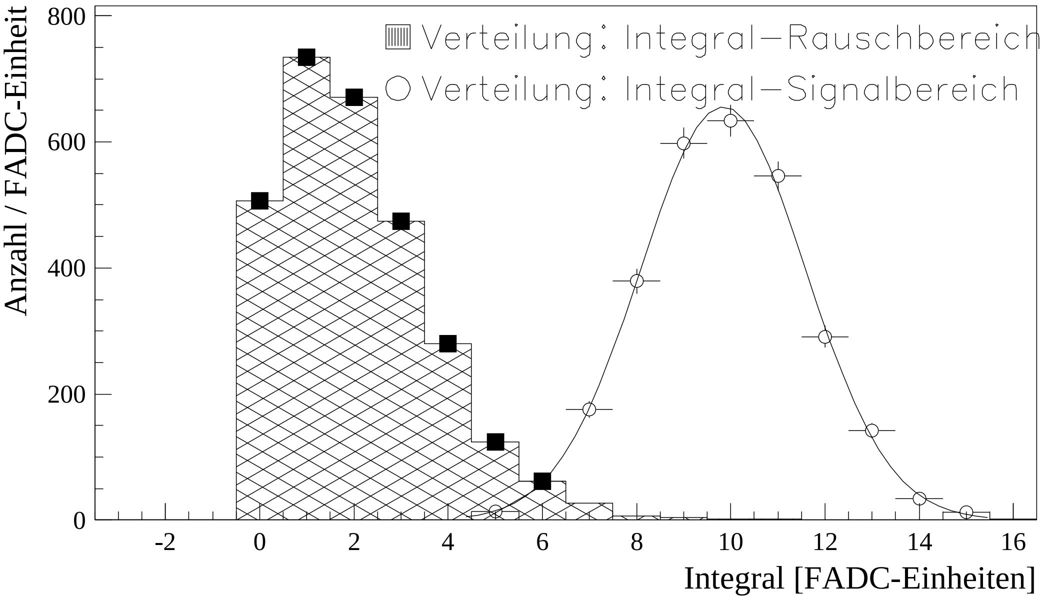

Abbildung 4.18: *Verteilung des Integrals des Signalumformersignals. Links die Verteilung des elektronischen Rauschens eines Bereichs, der genauso lange wie das Signal ist.*

Abbildung 4.18 zeigt auf der rechten Seite die Verteilung des Integrals über die von 60 GeV Positronen erzeugten Signale. Die Parameter der an die Verteilungen aller drei Datensätze angepaßten Gaußfunktion sind in der folgenden Tabelle 4.3 dargestellt. Die schraffierte Verteilung links in Abbildung 4.18 zeigt die Summe über das elektronische Rauschen in einem Bereich, der die Länge des Signals hat. Im Vergleich ist zu erkennen, daß die Rauschverteilung einen wesentlich kleineren Mittelwert (≈ 1.7 FADC-Einheiten) besitzt als die Verteilung der Integrale über die Signale. Auch die Form ist unterschiedlich.

Energien [GeV]	Mittelwert [FADC-Einheiten]$\pm\Delta_{stat.}$	$\sigma \pm\Delta_{stat.}$	χ^2 pro d
60	9.41 ± 0.03	1.70 ± 0.02	1.9
80	9.83 ± 0.03	1.75 ± 0.02	0.7
100	9.40 ± 0.03	1.72 ± 0.02	1.6

Tabelle 4.3: *Zusammenstellung der Parameter der Anpassung mit der Gaußfunktion an die Verteilung der Integrale über die Umformungssignale.*

Zum beobachteten mittleren Integralwert von $\simeq 10$ FADC-Einheiten trägt sicherlich auch der Null-Pegel bei, der — wie vorher erklärt — über dem digitalen Wert von 50 liegt und nach der Digitalisierung nicht mehr direkt beobachtet werden kann.

Unter diesen Annahmen setzt sich das analoge Signal aus drei Anteilen zusammen:

- dem nicht zu korrigierenden positiven Null-Pegel
- dem elektronischen Rauschen
- dem bipolaren Signal

Die Verteilung des elektronischen Rauschens ist nur für hohe Rauschimpulse bekannt (s. 4.18), ist aber sicher auch für kleine Impulse ungleich Null und symmetrisch bzgl. Null. Der Signalwert zu einem bestimmten Zeitpunkt ist gaußförmig verteilt. Im Bereich des Rauschens, das — wie beobachtet — klein gegenüber dem Least Significant Bit des FADCs sein muß, wird der positive Null-Pegel im Mittel als 0 digitalisiert. Erst wenn ein Signal vorliegt, kann der jeweilige analoge Wert aufgerundet werden und würde zu einem größeren Integralwert führen. Nimmt man also an, daß das erhaltene mittlere Integral des Signals vollständig auf den positiven Null-Pegel zurückgeführt werden kann, läßt sich der DAC-Pegel nachträglich bestimmen. Dazu ist es nötig, den erhaltenen Mittelwert des Signals durch die mittlere Signallänge (28 Strahlkreuzungen) zu dividieren. Der DAC-Pegel beträgt unter diesen Annahmen 0.34 ± 0.02 FADC-Einheiten. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß durch die Integralbildung keine offensichtliche Signalverformung festgestellt werden konnte. Unter Berücksichtigung des positiven Null-Pegels, der sich als positiver Achsenabschnitt in der Linearitätsgeraden bemerkbar machen würde, und des Fehlers des entsprechenden Parameters, kann im Rahmen dieser Analyse keine Aussage über Nichtlinearitäten und Achsenabschnitte gemacht werden. Ihre Untersuchung muß also zentraler Punkt von weiteren Testmessungen sein. Weitere Besonderheiten sollen in dem nächsten Auswertungsabschnitt behandelt werden.

Besonderheiten der Signalform

Trägt man die Zeitpunkte der Maxima der angepaßten Gaußfunktionen auf, so werden zwei nebeneinanderliegende, sich nur wenig überlappende Verteilungen sichtbar. Um zu untersuchen, was die Ursache dafür ist, daß es zwei Verteilungen gibt, werden die Signale beider Gruppen überlagert. Es stellt sich heraus, daß die Signale der ersten Verteilung in zwei Schritten das Maximum erreichen, während die Signale der zweiten Verteilung fast immer drei Schritte bis zum Maximum aufweisen. Der erste Schritt kann dabei bis zu drei FADC-Einheiten hoch sein.

Eine Verteilung der ersten Abtastung für die zweite Gruppe ist in Abbildung 4.19 dargestellt.

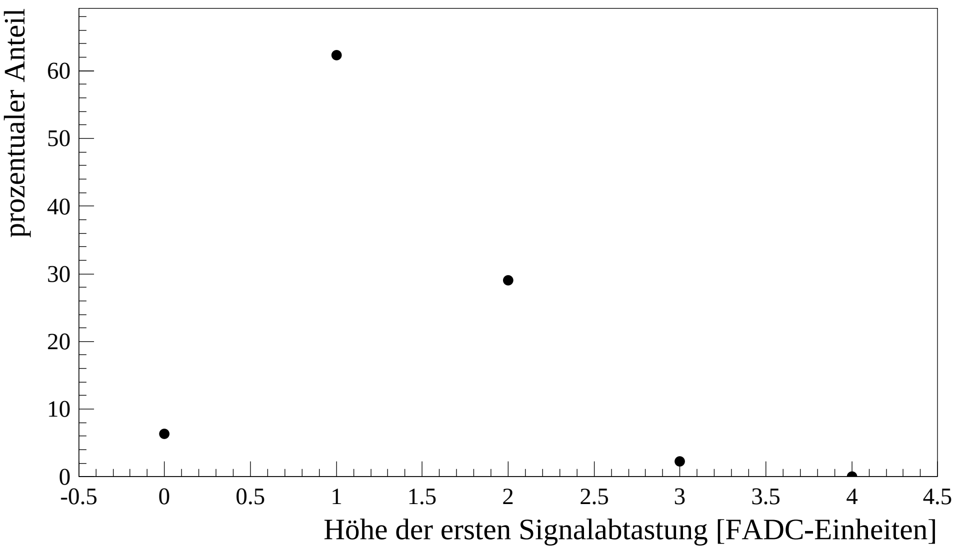

Abbildung 4.19: *Verteilung der Höhe der ersten Abtastung des Signals für die zweite Gruppe.*

Aus der Abbildung wird ersichtlich, daß in der zweiten Gruppe die erste Abtastung bis zu drei FADC-Einheiten hoch ist, was nicht durch elektronisches Rauschen erklärt werden kann, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde. Für die erste Gruppe ist die Höhe des Signals zu dieser Abtastung immer Null.

Um diese Beobachtung genauer zu untersuchen, wurde nun statt der bisher verwendeten Gaußfunktion eine Parametrisierung der Umformungskurve als Anpassungsfunktion [40] verwendet. Sie beschreibt die Antwort des Vorverstärkers und Signalumformersystems auf eine dem Kalorimetersignal entsprechende Dreiecksfunktion. Erhalten wird sie durch eine inverse Laplace-Transformation der Transferfunktion des Vorverstärkers und des Signalumwandlers zusammen mit der Beschreibung des Signals im Frequenzraum. Die Parametrisierung besitzt zwei freie Parameter:

- Die Zeitkonstante des $CRRC^2$ Signalumformers τ=RC
- Der Parameter λ, der das Verhältnis der Zeitkonstanten des Vorverstärkers τ_{pa} zu τ angibt:

$$\lambda = \frac{\tau_{pa}}{\tau}. \tag{4.6}$$

Die Zeitkonstante des Vorverstärkers ist $\tau_{pa}=R_f C_f$.

$$h_1(x) = \frac{\lambda^2 e^{\frac{-x}{\lambda}}}{(\lambda-1)^3} - \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\lambda x}{\lambda-1} + \frac{\lambda^2}{(\lambda-1)^2}\right] \frac{e^{-x}}{\lambda-1}. \tag{4.7}$$

$$h_2(x) = 1 - \frac{\lambda^3 e^{\frac{-x}{\lambda}}}{(\lambda-1)^3} + \left[\frac{x^2}{2} + \frac{2\lambda-1}{\lambda-1}x + \frac{3\lambda^2-3\lambda+1}{(\lambda-1)^2}\right] \frac{e^{-x}}{\lambda-1}. \tag{4.8}$$

Für den positiven Ast gilt:

$$V_\Delta(x) = \left[h_1(x) - \frac{1}{x_{dr}} h_2(x)\right] ; x \leq x_{dr}. \tag{4.9}$$

während der negative durch

$$V_\Delta(x) = \left[h_1(x) - \frac{1}{x_{dr}}(h_2(x) - h_2(x - x_{dr})\right] ; x \geq x_{dr}. \tag{4.10}$$

beschrieben wird.
Daß die erste Abtastung für verschiedene Signale unterschiedlich hoch ist, könnte an einer unstabilen Phasenbeziehung zwischen erster Abtastung und dem Signalbeginn liegen. Um die Zeitstabilität, also die Stabilität des Abstandes zwischen dem Beginn des Signalformersignals und dem davorliegenden Digitalisationszeitpunkt zu untersuchen, wurde die theoretische Beschreibung des Umformungssignals an die einzelnen experimentell bestimmten digitalisierten Werte des positiven Asts des Signals angepaßt. Beide Gruppen werden getrennt auf ihre Zeitstabilität hin betrachtet. Um die Anpassungsfunktion mit den experimentellen Signaldaten vergleichbar zu machen, werden sie beide auf den Integralwert ihres positiven Bereichs normiert. Weiterhin werden Werte der Anpassungsfunktion für alle 25 ns berechnet. Der Zeitpunkt der ersten Digitalisierung t_{start} wird variabel gehalten und zusammen mit den Parametern des Signals angepaßt.

Eine erste Untersuchung, die alle Signalwerte berücksichtigt, zeigt erneut deutlich getrennte Verteilungen. Um den Einfluß auf die Anpassung, den der erste Signalwert besitzt, auszublenden, wird eine weitere Untersuchung durchgeführt. Diese Untersuchung geht davon aus, daß im Falle einer verschobenen Abtastung alle digitalisierten Werte eine Zeitverschiebung anzeigen müssen, das Ergebnis also auch ohne den ersten Wert auf eine Zeitverschiebung hindeuten muß. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung.

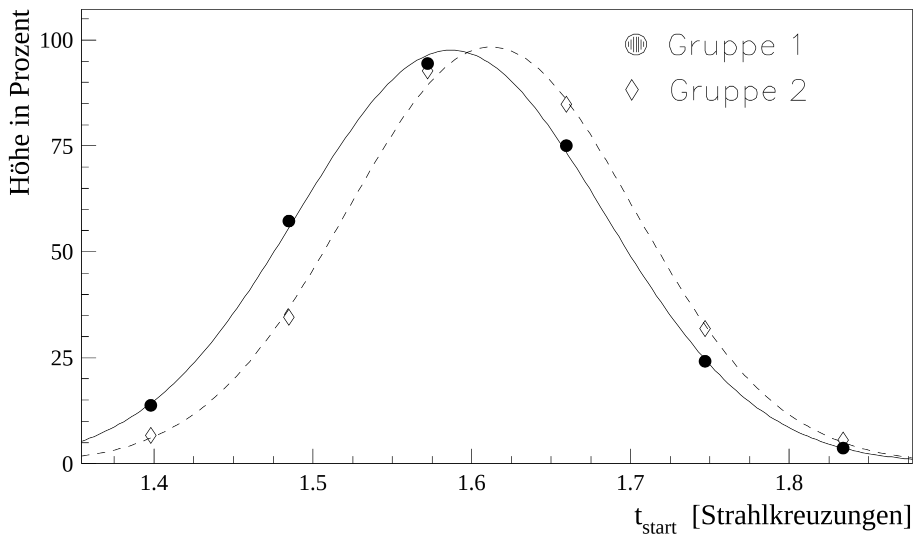

Abbildung 4.20: *Ergebnisse der Parameteranpassung für beide Gruppen, wobei bei der zweiten Gruppe das erste Zeitintervall nicht mitberücksichtigt wird.*

Die Parameter der Anpassung an die beiden Verteilungen sind aus Tabelle 4.4 zu entnehmen.

Verteilung	Mittelwert [25 ns] $\pm\Delta_{stat.}$	χ^2 pro d
1.	1.589± 0.002	2.6
2.	1.612± 0.002	2.5

Tabelle 4.4: *Zusammenstellung der Ergebnisse der Anpassung an die t_{start}-Verteilungen der beiden Gruppen.*

Die Mittelwerte der Verteilungen liegen um $0.023 \cdot 25$ ns also nur 575 ps auseinander. Auch ist die mögliche Verschiebung klein gegenüber dem Digitalisierungszeitraum von 25 ns und würde bei ATLAS keine Auswirkungen haben. Da aber nachfolgende Elektronikbauteile von einer gleichen Signalform ausgehen, muß im nächsten Testexperiment die Ursache für das unterschiedliche Ansteigen bis zum Maximum erklärt werden. Eine mögliche Ursache könnte zum Beispiel der nicht durchgeführte Abgleich der Modulsignale sein, die zu einem Triggersignal aufsummiert wurden. Deshalb wird vorgeschlagen, während der Strahlzeit die drei Signalkanäle unabhängig voneinander auszulesen, d.h. ohne daß diese summiert werden. Nur so kann sichergestellt werden, daß die Maxima der Signale vom Signalumformer aufeinanderliegen. Da die Auflösung der beiden Zähler F1F2 nicht neu vermessen wurde, kann nicht völlig ausgeschlossen werden, daß die Resynchronisation so spät erfolgt, daß der Beginn des Signals nicht mehr im FADC-System gesehen wird.

Kapitel 5

Gesamtkonzept der ersten Stufe des ATLAS-Triggersystems

Würden bei jeder Strahlkreuzung des LHC die gemessenen Signale des ATLAS-Detektors aufgezeichnet werden, müßte ein Datenstrom von mehr als 1200 GB pro Sekunde auf Speichermedien geschrieben werden, was in technischer und finanzieller Hinsicht nicht realisierbar ist. Das ATLAS-Triggersystem hat deshalb die Aufgabe, nur die physikalisch interessanten Ereignisse auszuwählen. Das erfordert, die Daten von Ereignissen schon vor der Offlineanalyse auf ihren physikalischen Gehalt hin zu untersuchen. Dies erfolgt in drei aufeinanderfolgenden Triggerstufen. Jede Stufe analysiert nur Ereignisse, die von der vorherigen Stufe akzeptiert wurden, so daß Stufe für Stufe die dem Trigger für eine Entscheidung zur Verfügung stehende Zeit zunimmt, und somit komplexere Analysen durchgeführt werden können. Die Daten eines Ereignisses werden erst dann gespeichert, wenn das Ereignis von allen drei Triggerstufen akzeptiert wurde.

5.1 Erste Stufe des Triggersystems

Die erste Stufe des Triggersystems, der sogenannte Level-1-Trigger (LVL1), bekommt Daten vom Detektor mit der Strahlkreuzungsrate des LHC (40 MHz). Seine Aufgabe besteht darin, die Eingangsrate von 40 MHz auf die von der zweiten Stufe (LVL2) geforderte Rate von maximal 100 kHz zu verringern. Innerhalb von 1 μs muß die Entscheidung gefällt werden, ob ein Ereignis an die nächste Stufe weitergeleitet werden soll oder nicht. Diese Zeitspanne wird von der Länge der teuren Pipelinespeicher vorgegeben, in denen die gesamten Detektordaten bis zur Übergabe an die zweite Stufe zwischengespeichert werden.

Um die Entscheidung in so kurzer Zeit fällen zu können, werden nur Daten des Kalorimetersystems und des Myonspektrometers verarbeitet. Das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter wird von dem Trigger getrennt behandelt. Die feinste Granularität in der ersten Stufe beträgt $0.1 \cdot 0.1$ in η und ϕ, so daß die Signale zuerst zu Triggersignalen — im folgenden als Zellsignale bezeichnet — zusammengefaßt werden müssen. Um die Entscheidungszeit so kurz wie möglich zu halten, werden die Daten parallel nach den in Kapitel 1 beschriebenen charakteristischen Signaturen untersucht. Es gibt vier *Untereinheiten* der ersten Stufe, die getrennt sowohl nach Elektronen und Photonen als auch Myonen und Jets mit hohem transversalen Impuls suchen. Die vierte berechnet den fehlenden transversalen Impuls.

Die so gefundenen Objekte werden an eine *Zentraleinheit* übergeben. Diese fällt dann die Gesamtentscheidung der ersten Stufe des Triggersystems. Abbildung 5.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der ersten Stufe.

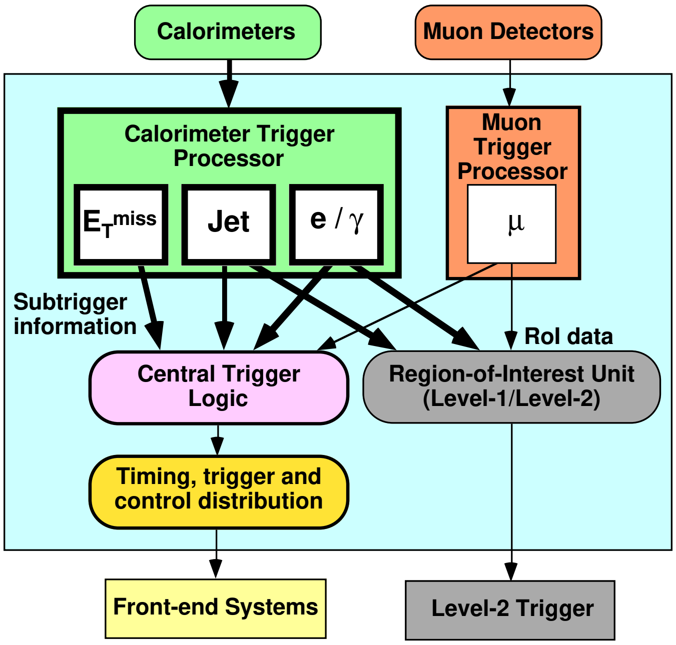

Abbildung 5.1: *Prinzipieller Aufbau der ersten Stufe des Triggersystems. Links die drei Untereinheiten (e/γ, Jet, E_T^{miss}.), die ihre Informationen aus dem Kalorimeter bekommen. Rechts die Myontriggereinheit. Eingezeichnet ist auch die Übergabe der Region of Interest an die zweite Stufe.*

Eine weitere Aufgabe der Untereinheiten ist es, die Koordinaten, der von ihnen im Detektor gefundenen interessanten Objektregionen, sogenannte Region of Interest (ROI), an die zweite Stufe zu übermitteln.

Untereinheiten der ersten Stufe und ihre Algorithmen

Im weiteren Verlauf des Kapitels sollen die Untereinheiten vorgestellt werden, deren Aufgabe es ist, Objekte mit hohem transversalen Impuls in den vom Kalorimeter- und Myonsystem übermittelten Daten zu finden. Zunächst wird die Triggereinheit erklärt, die Elektronen und Photonen mit hohem transversalen Impuls in den Daten des elektromagnetischen Kalorimeters identifizieren und anzeigen soll (e/γ-Triggereinheit). Der Algorithmus der e/γ-Triggereinheit wurde während der Diplomarbeitszeit in eine Simulation des Triggersystems eingebaut.
Um die Übersicht zu vervollständigen, folgt eine Beschreibung der Jet-Triggereinheit, die Jets mit hohem transversalen Impuls in den Daten des hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeters identifizieren soll. Auf die Myon-Triggereinheit wird ebenfalls kurz eingegangen. Zuletzt wird die E_T^{miss}-Triggereinheit vorgestellt, die den fehlenden transversalen Impuls berechnen soll und dazu die Information aus allen Regionen des Detektors benötigt.

5.2 e/γ-Triggereinheit

Der e/γ-Triggereinheit kommt die Aufgabe zu, Elektronen und Photonen mit hohem transversalen Impuls anzuzeigen. Diese Elektronen und Photonen sind von Jets und isolierten Hadronen zu unterscheiden, welche Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren können und somit fälschlicherweise als Elektronen oder Photonen idenifiziert werden können.
Charakteristisch für Elektronen und Photonen ist, daß sie ihre Energie fast vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter abgeben, d.h., daß in dem hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter angeordneten hadronischen Kalorimeter wenig oder gar keine Energie deponiert wird. Diese Eigenschaft macht es möglich, sie von Hadronen zu unterscheiden.
Des weiteren kann der Untergrund unterdrückt werden, wenn gefordert wird, daß ab einer gewissen Entfernung um das Schauerzentrum des Teilchens keine weitere Energie E_T deponiert sein soll, es also isoliert ist. Man kann die Aufgabe, die der e/γ-Triggereinheit zukommt, in drei Punkten zusammenfassen:
Sie soll engbegrenzte Objekte in der η-ϕ-Ebene suchen, die

a) nahezu ihre gesamte Energie E_T allein im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert haben.

b) im elektromagnetischen Kalorimeter isoliert sind.

c) im dahinterliegenden hadronischen Kalorimeter praktisch keine Energie deponiert haben.

Diese Forderungen erfüllt der Algorithmus der e/γ-Triggereinheit, der ein $0.4 \cdot 0.4$ großes Fenster in der η-ϕ-Ebene in Bezug auf die oben aufgeführten Kriterien untersucht (Abbildung 5.2).

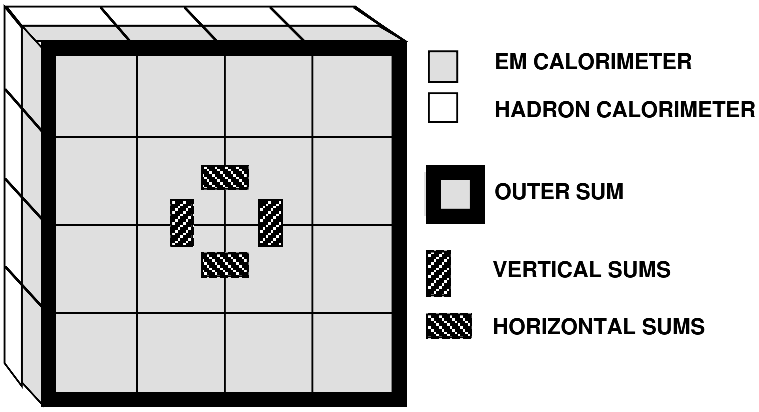

Abbildung 5.2: *Darstellung des $0.4 \cdot 0.4$ großen Fensters in der η-ϕ-Ebene. In der Abbildung sind die vier E_T Summen eingezeichnet (schwarz gestreifte Bereiche), die von der e/γ-Triggereinheit aus den E_T Depositionen im zentralen Bereich des Fensters berechnet werden.*

Trifft ein Elektron den Randbereich einer Zelle wird sich der Schauer über benachbarte Zellen ausdehnen. Man trägt dem Rechnung, indem man im zentralen Bereich des Fensters die E_T-Summen (E_T-Cluster) horizontal und vertikal benachbarter Zellen bildet.

Erst die Energie E_T des Zellpaares mit dem höchsten E_T wird mit einem einstellbaren Schwellwert verglichen. Liegt die Energie E_T über dem Schwellwert, wird sie nach Überprüfung, ob diese Objekte isoliert und rein elektromagnetisch sind, den Koordinaten der linken unteren Ecke des zentralen Fensterbereichs zugeordnet.
Durch das Isolationskriterium wird getestet, inwieweit der elektromagnetische Schauer isoliert ist. Dazu werden die E_T-Werte der 12 Zellen, die den Rahmen des Fensters bilden, addiert und die Summe mit der Isolationsschwelle verglichen.
Ähnlich wird mit den Energien E_T in den 16 Zellen des hadronischen Kalorimeters verfahren, die hinter dem η-ϕ-Fensterbereich des elektromagnetischen Kalorimeters liegen. Deren E_T-Summe wird mit einer Schwelle verglichen, die sicherstellen soll, daß es sich bei der Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter nicht um Hadronen handelt.
Abbildung 5.3 zeigt als Beispiel die E_T-Verteilung in der η-ϕ-Ebene des elektromagnetischen Kalorimeters für ein Ereignis $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$. Pile-up-Rauschen, elektronisches Rauschen und die gesamte Signalverarbeitung wurden bei der Simulation mitberücksichtigt. Die größte Energiedeposition von etwa 30 GeV (E_T) stammt vom Elektron des W-Zerfalls. Das Neutrino deponiert keine Energie im Kalorimeter, so daß die Gesamtsumme-E_T^{miss} ebenfalls von 0 verschieden ist. Das Augenmerk der Darstellung der η-ϕ-Ebene nach der Signalverarbeitung soll vor allem benachbarten Energiedepositionen gelten (z.B. bei $\eta = 36$, $\phi = 6$). Diese sollen von dem Algorithmus des e/γ-Triggers zu E_T-Clustern zusammengefaßt werden.

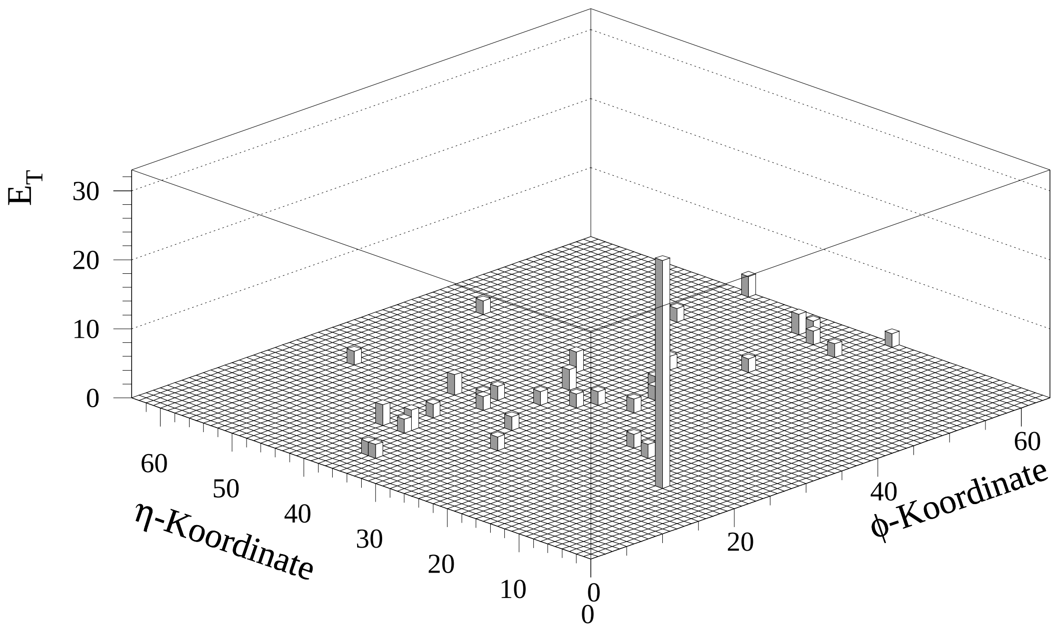

Abbildung 5.3: *Dargestellt $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$ mit Pile-up Rauschen nach Digitalisierung durch den FADC und einer E_T Schwelle von 1 GeV pro Zelle.*

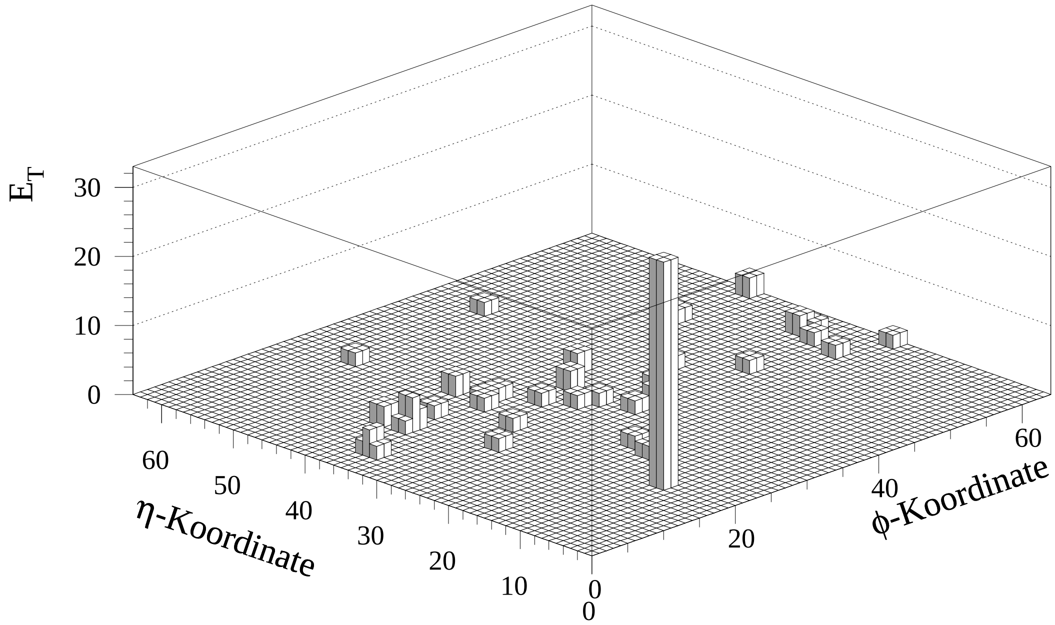

Abbildung 5.4: *Dasselbe Ereignis nach Anwendung des Cluster-Algorithmus.*

Das Fenster wird in 0.1 Schritten durch die gesamte η-ϕ-Ebene geschoben und für jeden Schritt die oben beschriebene Prozedur — der sogenannte *Cluster-Algorithmus* — durchgeführt.
Durch die Wahl der Schrittweite von 0.1 in η und ϕ wird eine Energiedeposition bis zu viermal gezählt und benachbarten Triggertürmen zugeordnet. Dies ist in Abbildung 5.4 erkennbar.
Es ist nun notwendig, mit einer zweiten Prozedur, dem *Decluster-Algorithmus*, eine eindeutige Beziehung zwischen den Koordinaten der Energiedeposition von Teilchen und den Koordinaten der Cluster nach dem Cluster-Algorithmus in der η-ϕ-Ebene herzustellen.
Dazu wird ein Fenster der Größe $\Delta\eta \cdot \Delta\phi = 3{\cdot}3$ über die η-ϕ-Ebene bewegt. Hat der Cluster, der der zentralen Zelle des Fensters zugeordnet ist, mehr Energie E_T als die einzelnen Cluster, die den Zellen des Fensterrahmens zugeordnet sind, wird er vom Decluster-Algorithmus akzeptiert und weiterverarbeitet. In dem mehrdeutigen Fall, in dem der zentral liegende Cluster dieselbe Energie E_T wie ein Cluster im Fensterrahmen hat, wird er in der η-ϕ-Ebene durch den Cluster-Algorithmus auf Null gesetzt.

Dadurch wird auch in dieser Situation die richtige Zuordnung in den Koordinaten getroffen, wie in Abbildung 5.5 für das gezeigte Beispiel zu sehen ist.

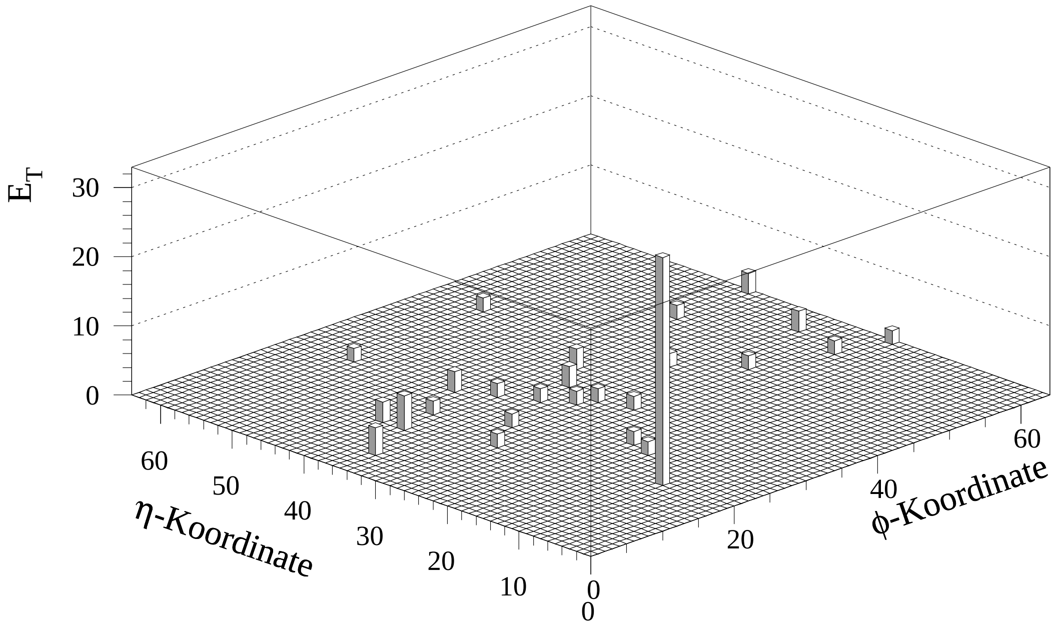

Abbildung 5.5: *η-ϕ-Ebene des elektromagnetischen Kalorimeters. Zu sehen ist das $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$ Ereignis nach dem Decluster-Algorithmus.*

Im Vergleich von Abbildung 5.5 mit der E_T-Verteilung in Abbildung 5.3 ist zu erkennen, daß benachbarte Energiedepositionen (z.B. bei $\eta = 36$, $\phi = 6$) zu einem Cluster zusammengefaßt wurden. Die η- und ϕ-Koordinaten dieser Cluster werden dann, falls die Isolationskriterien und Schwellenbedingungen erfüllt sind, als *RoI* (Region-of-Interest) der zweiten Stufe des Triggersystems übergeben.

5.3 Die Jet-Triggereinheit

Die Jet-Triggereinheit hat die Aufgabe, die Energie von Jets abzuschätzen. Jets bestehen sowohl aus elektromagnetisch als auch aus hadronisch wechselwirkenden Teilchen, weshalb Daten von beiden Kalorimetern verwendet werden. Zunächst wird die Energie E_T in einem $\Delta\eta \cdot \Delta\phi = 0.4 \cdot 0.4$, getrennt für das elektromagnetische und für das hadronische Kalorimeter aufsummiert. Die beiden Energiesummen werden nun gewichtet mit dem e/π-Verhältnis addiert. Die Ausdehnung der Energiedepositionen von Jets in der η-ϕ-Ebene kann aufgrund der unterschiedlichen Öffnungswinkel der Teilchenbündel stark variieren. Deshalb ist die Größe des Fensterbereichs, in dem der Jetalgorithmus E_T-Cluster berechnet, nicht einfach anzugeben. Wird das Fenster zu groß gewählt, führt dies zu einer Überschätzung der Jetenergie, wohingegen ein zu klein gewähltes Fenster genau den umgekehrten Effekt hat.
Auch die Größe der Schrittweite, mit der die η-ϕ-Ebene untersucht wird, spielt eine Rolle. Zu groß gewählt, kann es vorkommen, daß ein einzelner Jet mit hohem transversalen Impuls in Jets mit geringem transversalen Impuls zerlegt wird.
Solche Fehlinterpretationen beeinflussen entscheidend die Güte der Triggereinheit, verschlechtern also die Schärfe der Effizienzkurve. Da die Rate, mit der Jets entstehen,

um Größenordnungen über den Raten der anderer Signaturen liegt, und der Wirkungsquerschnitt für Jets mit kleineren transversalen p_T-Werten stark zunimmt, ist eine hohe Schärfe der Effizienzkurve genauso wie die richtige Wahl der Triggerschwelle von hoher Bedeutung. Auf Isolationskriterien, die beim e/γ-Trigger notwendig waren, kann dagegen komplett verzichtet werden, da es keinen Untergrund für Jets gibt.
Eine Aussage, welche Schrittweite bzw. Fenstergröße die beste für LHC Verhältnisse ist, kann nur mit Hilfe von Simulationen gewonnen werden. Die Fenstergrößen, die zur Zeit untersucht werden, gehen von 3·3 bis 6·6 in den η- und ϕ-Koodinaten aus. Da nach der schrittweisen Untersuchung der Kalorimeterdaten wie bei der e/γ-Triggereinheit auch hier die Energie des Jets mehreren η- und ϕ-Koordinaten zugeordnet sein kann, ist es notwendig, eine klare Zuordnung Jet-Zelle (Declustering) durchzuführen. Da diese Untersuchungen nicht Ziel dieser Arbeit sind, wird hier nicht näher darauf eingegangen.

5.4 Myon-Triggereinheit

Die Myon-Triggereinheit der ersten Stufe untersucht die Daten in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2.2$. Die Granularität soll $\Delta\eta \cdot \Delta\phi = 0.1 \cdot 0.1$ betragen. Die Triggereinheit besteht für die hohe Luminosität aus zwei Teilen, dem niedrigen p_T- und dem hohen p_T-Trigger. Der niedrige p_T-Trigger akzeptiert Myonen mit einem Impuls von mehr als 6 GeV, während der hohe p_T-Trigger einen Schwellenwert von ungefähr 20 GeV besitzen soll. Durch eine Kombination der beiden Trigger wird der Untergrund durch zufällige Myonenereignisse größtenteils unterdrückt. Abbildung 5.6 zeigt eine schematische Darstellung des Triggers im Barrelbereich.

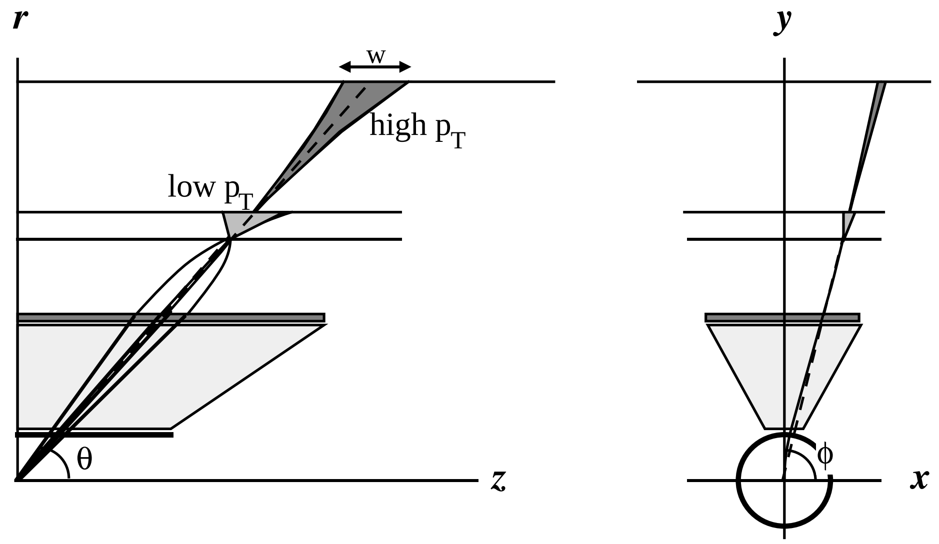

Abbildung 5.6: *Schematische Darstellung des Myon-Trigger Algorithmus der ersten Stufe. Zu sehen sind die Spuren von positiv und negativ geladenen Myonen, die zuerst durch den grau dargestellten Kalorimeterbereich gehen und dann die beiden Triggerschichten für den niedrigen und hohen transversalen Impuls durchqueren.*

5.5 E_T^{miss}-Triggereinheit

Wie im ersten Kapitel erklärt, entstehen bei supersymmetrischen Prozessen immer auch Teilchen, die nicht mit dem Detektor wechselwirken und somit nicht meßbaren Impuls tragen. Wird nun die Vektorsumme über die transversalen Impulse der detektierten Teilchen N gebildet, kann der transversale Impuls, den diese Teilchen tragen, als fehlender transversaler Impuls rekonstruiert werden.

$$p_T^{miss} = \sqrt{(\sum_N p_x)^2 + (\sum_N p_y)^2}$$

Dieser kann als Signatur für die entsprechenden Prozesse verwendet werden, weswegen in der ersten Stufe des Triggersystems ein Trigger eingebaut werden soll, der diesen anzeigt.
Wie schon im ersten Kapitel erwähnt, werden nicht die transversalen Impulse der Teilchen sondern das E_T der Kalorimeterzellen vom Trigger verarbeitet. Deswegen wird der Trigger auch als E_T^{miss}-Trigger bezeichnet. Die Berechnung von E_T^{miss} soll in fünf Schritten geschehen:

- Bilden von E_T^{miss}-Zellen, die größer als die Triggerzellen sind
- Evtl. E_T einer E_T^{miss}-Zelle unter einer Schwelle auf Null setzen
- E_T der E_T^{miss}-Zellen bezüglich der η-Koordinate summieren
- Wichtung von E_T mit cosϕ und sinϕ
- Eigentliche E_T^{miss}-Berechnung.

Welche Granularität die E_T^{miss}-Zellen besitzen sollen, das heißt wieviele Triggerzellen eine E_T^{miss}-Zelle bilden sollen, wird zur Zeit in einem speziell für die E_T^{miss}-Berechnung entwickelten Programm untersucht. Das Programm wird im folgenden Kapitel vorgestellt. Zu untersuchen ist zum Beispiel, ob eine zusätzliche Energieschwelle auf die E_T^{miss}-Zellen die Auflösung verbessern kann. Um möglichst wenig Rechenoperationen durchführen zu müssen, erfolgt auf der E_T^{miss}-Triggereinheit zunächst die Summation der Energien $E_T(\phi,\eta)$ der E_T^{miss}-Zellen bezüglich der η-Koordinate.

$$E_T(\phi) = \sum_\eta E_T(\phi, \eta)$$

Anschließend werden die erhaltenen Energiesummen $\mathrm{E}_T(\phi)$ mit $\cos(\phi)$ bzw. $\sin(\phi)$ gewichtet:

$$E_x(\phi) = E_T(\phi)\cos(\phi)$$
$$E_y(\phi) = E_T(\phi)\sin(\phi)$$

Zuletzt erfolgt die Berechnung von E_T^{miss}

$$E_T^{miss} = \sqrt{(\sum_\phi E_x(\phi))^2 + (\sum_\phi E_y(\phi))^2}.$$

Kapitel 6

Simulationsprogramm des Triggersystems

In Heidelberg am IHEP wird ein Simulationsprogramm des Triggersystems des ATLAS-Detektors entwickelt, mit dem insbesondere der E_T^{miss}-Trigger der ersten Stufe studiert werden soll. In der Simulation werden verschiedenste Effekte berücksichtigt, die auf die Summe des E_T^{miss}-Triggers Auswirkungen haben können. Ein Beispiel dafür ist das Pile-up-Rauschen. Das Programm ist modular aufgebaut, es besteht aus:

a) Einem Ereignis-Generator zur Simulation der Proton-Proton-Kollision

b) Einer Kalorimeter-Simulation mit Berücksichtigung des Magnetfelds

c) Dem eigentlichen Simulationsprogramm, das Pile-up-Rauschen zu den vom Ereignis-Generator erzeugten Ereignissen und elektronisches Rauschen hinzufügt, Signalübertragung, Signalumformung und die Digitalisierung des FADC für alle Triggerzellen des hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeters simuliert. Zusätzlich wird der Effekt von Pile-up-Ereignissen, die vor dem interessierenden Ereignis stattgefunden haben, mitberücksichtigt.

d) Triggeralgorithmen der ersten Stufe

6.1 Ereignis-Generator und Kalorimeter-Simulation

Aufgabe des verwendeten *Ereignis-Generators* ISAJET [42] ist es, Vorgänge der Proton-Proton-Kollision auf Parton-Niveau zu simulieren. Aber auch die Fragmentation der Partonen in Hadronen und deren weiterer Zerfall wird von dem Generator mit Hilfe von phänomenologischen Modellen und den schon bekannten Verzweigungsverhältnissen simuliert. Dem Generator können Parameter übergeben werden, mit denen sich die zu simulierenden Prozesse genau definieren lassen. Einstellen läßt sich beispielsweise:

- die Schwerpunktsenergie der Proton-Proton-Kollision
- der Ereignistyp (W, Jet, SUSY)
- der p_T-Bereich.

Die vom Generator bestimmten stabilen Teilchen werden zusammen mit den *Viererimpulsen* der schnellen Detektorsimulation ATLFAST [43] übergeben. In diesem Programm werden die endliche Auflösung der Kalorimeter und der Einfluß des Magnetfeldes auf die Teilchen berücksichtigt. Beispielsweise sind in Abbildung 6.1 die Werte für 1000

Elektronen der Energie von 100 GeV dargestellt, wobei die Auflösung des elektromagnetischen Kalorimeters durch ATLFAST mitberücksichtigt wird.

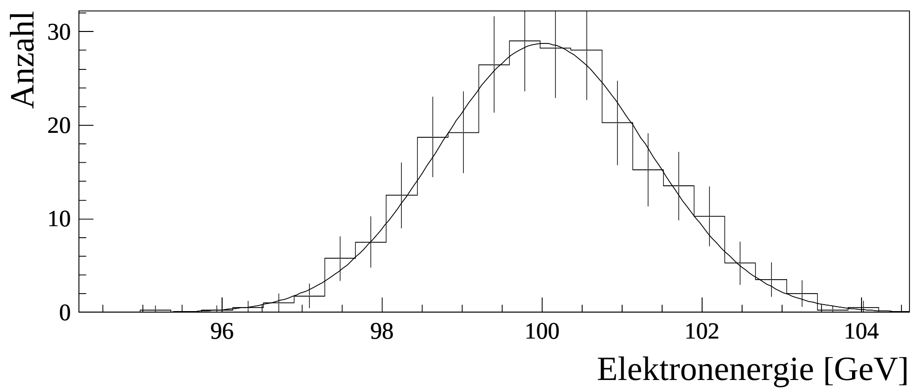

Abbildung 6.1: *Simulierte Energieverteilung für Elektronen mit einer Energie von 100 GeV überlagert mit der daran angepaßten Gaußfunktion.*

6.2 Simulationsprogramm

Im eigentlichen Hauptprogramm findet der Übergang von der Impuls-Information der Teilchen zu der Energie- und Orts-Information der Zellen der Kalorimeter statt. Die Energien der Teilchen in einem 0.1·0.1 großen Bereich in η und ϕ (Größe einer Kalorimeter-Triggerzelle) werden addiert. Dabei wird ein Kalorimeter-Bereich von $|\eta| < 3.2$ erfaßt. Die Energie-Information liegt in Form von zwei 64·64 großen Matrizen vor, die eine Matrix entspricht den Daten des elektromagnetischen, die andere denen des hadronischen Kalorimeters. Die Energien von Myonen, Neutrinos und des LSP, also den Teilchen, die ihre Energie nicht in den Kalorimetern deponieren, werden nicht mitberücksichtigt. Wenn ein Teilchen seine Energie in einer Zelle des Kalorimeters deponiert, wird von dem Signalumformer der Puls des Kalorimeters in ein bipolares Signal umgewandelt, das ungefähr 25 Strahlkreuzungen lang ist. Die Messung der Energie eines Ereignisses wird also von den Energiedepositionen von Ereignissen, die bis zu 25 Strahlkreuzungen davor stattgefunden haben, beeinflußt, weswegen es wichtig ist, auch die *Geschichte des Ereignisses*, das einen interessiert, zu simulieren. Die davorliegenden Ereignisse sind in der Regel Minimum Bias Ereignisse. Im Programm wird die Geschichte des Ereignisses folgendermaßen berücksichtigt:
Für eine beliebige Zelle Z setzt sich der Energieinhalt E_Z zur Strahlkreuzung $i = 1$ aus der Summe der Energiepositionen D_i in Z während der aktuellen und den 24 vorhergegangenen Strahlkreuzungen i=1...24 zusammen, jeweils gewichtet mit dem Wert der normierten Umformungskurve w_i.

$$E_Z = \sum_{i=1}^{25} D_i \cdot w_i$$

Abbildung 6.2 zeigt die Werte der normierten Umformungskurven des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters zu den Zeitpunkten von 25 aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen.

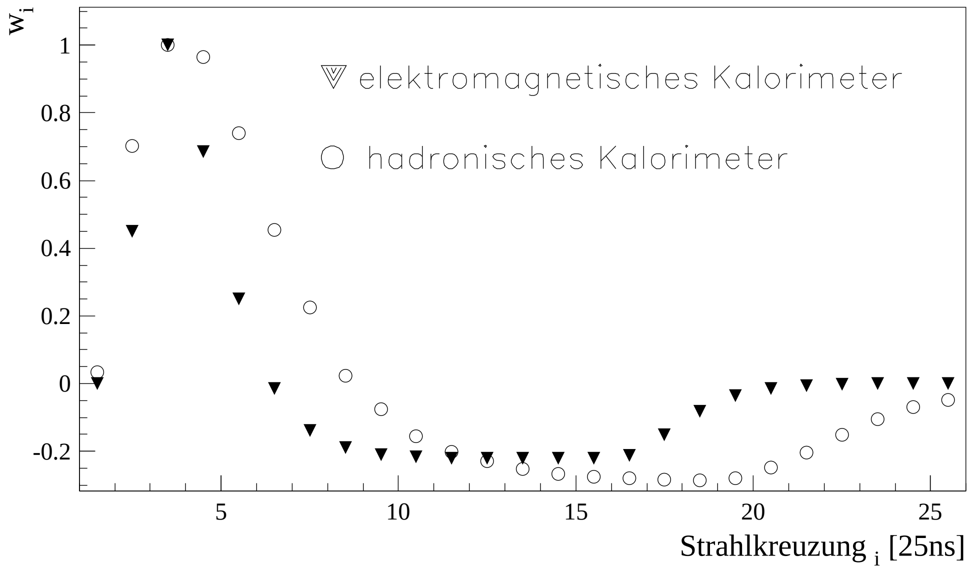

Abbildung 6.2: *Werte der normierten Umformungskurven für beide Kalorimetertypen für 25 aufeinanderfolgende Strahlkreuzungen.*

Die Werte für die Umformungskurve des hadronischen Kalorimeters wurden dabei durch Mittelung über die FADC-Signale erhalten, die während der Teststrahlmessung des HEC (s. Kapitel 3) aufgezeichnet wurden. Die Werte der normierten Umformungskurve für das elektromagnetische Kalorimeter stammen aus einer Teststrahlmessung des Thin Gap Turbine Kalorimeters [44]. In einem nächsten Schritt wird der Energieinhalt E_Z der Zelle Z in Abhängigkeit ihrer Position in der η-ϕ-Ebene gewichtet:

$$E_T = E_Z \cdot \sin(\theta)$$

Dabei entspricht θ dem Winkel zwischen der Strahlachse und der Verbindungsgeraden Kollisionspunkt-Mittelpunkt der Zelle. Neben der Geschichte des Ereignisses und dem Pile-up-Rauschen wird noch das elektronische Rauschen der Verstärker und der Verarbeitungskette bei jeder Strahlkreuzung berücksichtigt. Das elektronische Rauschen ist normalverteilt, wobei die Breite der Verteilung auf 0.4 festgesetzt ist, was den bisherigen Ergebnissen der Teststrahlmessung des elektromagnetischen Kalorimeters entspricht. Anschließend erfolgt die Digitalisierung durch den FADC. Einer FADC-Einheit entspricht dabei ein GeV. Für Energiewerte über 256 GeV geht der FADC in Sättigung. Um das elektronische und das Pile-up-Rauschen zu verringern, werden Signale von Zellen, die eine bestimmte, einstellbare *Abschneideschwelle* nicht übersteigen, auf Null gesetzt. Für die in der Diplomarbeit durchgeführten Studien wurde die Abschneideschwelle auf den Wert des LSB, also auf 1 GeV, festgesetzt.

6.3 Filter und BCID

Um die Signalform, die durch den Signalumformer entsteht, schmäler zu machen und auf eine einzige Strahlkreuzung i zu reduzieren, wird das digitalisierte Signal durch einen Filter geschickt. Der Filter ist ein **F**inite **I**mpulse **R**esponse (FIR) Filter [45], wobei 'finite' darauf hindeutet, daß der Filter ohne Rückkopplung arbeitet und so mit einem Pipelinespeicher realisiert werden kann. Er bildet die gewichtete Summe S aus den E_T-Werten der Zelle von fünf aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen. Die Gewichte w_j^{fir} mit j = [-2,2] des Filters sind [-1,0,4,0,-1].

$$S_i = \sum_{j=-2}^{2} E_{T_{i+j}} w_j^{fir}$$

In einem nächsten Schritt werden mit Hilfe der Summen S_i die Strahlkreuzungen identifiziert, in denen große Energiedepositionen stattgefunden haben. Die Aufgabe übernimmt der BCID (**B**unch **C**rossing **I**dentification)-Algorithmus, indem er aus jeweils drei aufeinanderfolgenden S_i solche Kombinationen heraussucht, bei denen die mittlere Summe die größte ist. Das E_T der Zelle zur Zeit der Strahlkreuzung mit einer solchen Kombination wird der Triggerzelle übergeben.

6.4 Triggerroutinen

E_T^{miss}-Trigger

Der E_T^{miss}-Trigger arbeitet bei einer Granularität von 0.4·0.4 in der $\eta - \phi$-Ebene, weshalb die E_T Werte von jeweils 16 Triggerzellen addiert werden. Die E_T-Werte hintereinanderliegender Zellen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters werden addiert. Diese neuerhaltenen E_{T4}-Werte werden in ihre X- bzw. Y-Komponenten E_X und E_Y bezüglich der Mitte der 0.4·0.4 großen Zelle zerlegt. Anschließend wird E_T^{miss}, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, berechnet.

e/γ-Trigger

Der Algorithmus der e/γ-Triggereinheit ist — wie im vorherigen Kapitel beschrieben — in das Simulationsprogramm implementiert. Die Güte eines Triggers läßt sich anhand der Schärfe seiner *Effizienzkurve* ausdrücken. Die Effizienzkurve gibt den prozentualen Anteil der Teilchen an, auf die der Trigger bei einer eingestellten Schwelle anspricht. Auf der Abszissenachse ist dabei der transversale Impuls p_T der Teilchen aufgetragen. Abbildung 6.3 zeigt die Effizienzkurve des Triggers auf elektromagnetische Energiedepositionen bei einer Triggerschwelle von 30 GeV.

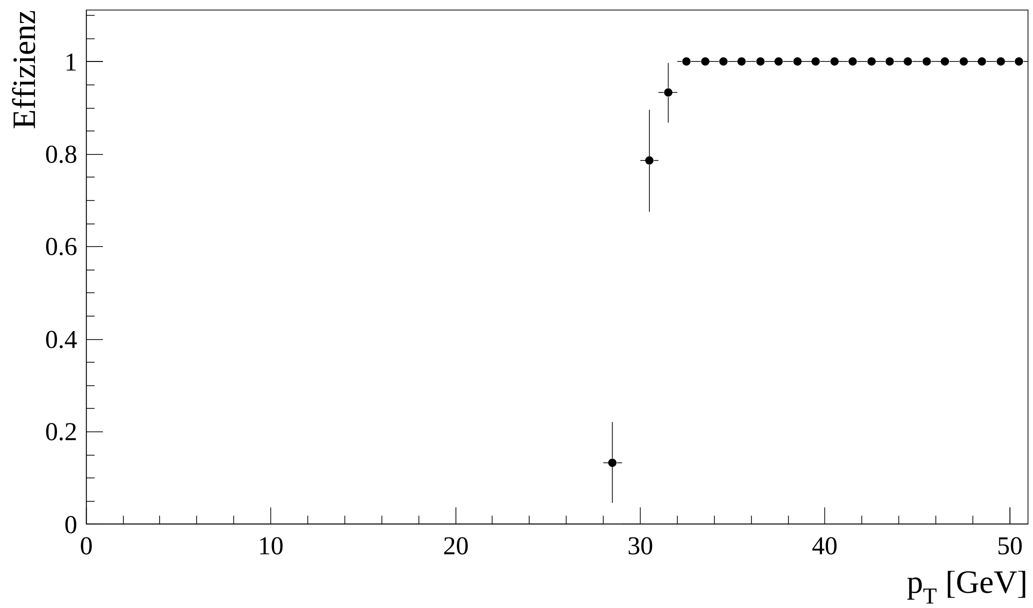

Abbildung 6.3: *Effizienz der e/γ-Triggereinheit bei einer Triggerschwellevon 30 GeV.*

Die der Effizienzkurve zugrundeliegenden Ereignisse sind vom Typ: $W^+ \to e^+ + \nu$. Die Effizienzkurve hat in dem Effizienzbereich von 10% bis 90% eine Breite von 3 GeV.

Raten

Da Jets von allen Signaturen den höchsten Wirkungsquerschnitt aufweisen ($\approx 10^{-6}$ mb für einen $p_T - Bereich$ von 250 GeV< p_T <6000 GeV), und damit die Rate der e/γ Triggereinheit bestimmen, wurde die Abhängigkeit der Raten für diesen Prozeß bei verschiedenen Schwelleneinstellungen studiert (Abb.6.4).

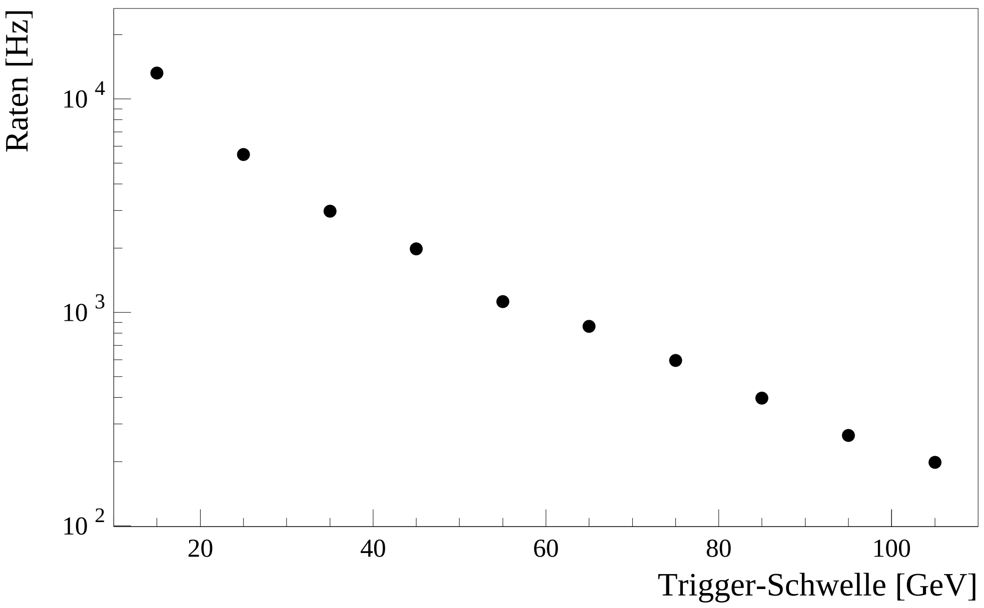

Abbildung 6.4: *Raten der e/γ Triggereinheit bei verschiedenen Triggerschwellen.*

Der Einfluß der beiden Isolationsschwellen wurde bei der Untersuchung sehr klein gehalten. Energiedepositionen wurden nur dann verworfen, wenn in dem Bereich des Isolations-Rahmens mehr als 100 GeV Energie E_T im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert war, oder in dem gesamten Fenster-Bereich im hadronischen Kalorimeter mehr als 300 GeV E_T deponiert war.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen eines Teststrahlexperiments für einen Prototypen des hadronische Endkappen-Kalorimeters des ATLAS Experimentes durchgeführt. Dabei wurden zunächst ein FADC-Modul in Genf am Experiment installiert und in das Datennahmesystem integriert.
Die vom FADC-Modul digitalisierten Kalorimetersignale wurden anschließend ausgewertet. Dabei wurde untersucht, ob in dem mit Positronen untersuchten Energiebereich von 60, 80 und 100 GeV, die vom FADC digitalisierte Antwort des Kalorimeters linear von der Energie abhängt. Eine an die Meßpunkte angepaßte Gerade zeigt, daß in der Tat im untersuchten Bereich die Triggersignale linear mit der Energie anwachsen. Ein positiver Achsenabschnitt von 2.6 ± 0.6 FADC Einheiten könnte aber auf Nichtlinearität oder auf bislang nicht berücksichtigte Signalbeiträge hinweisen. In diese Richtung weist auch die Beobachtung, daß das Integral über den gesamten Signalbereich nicht verschwindet und im untersuchten Energiebereich im Mittel bereits doppelt so groß, wie das Integral des Rauschens über einen äquivalenten Zeitbereich ist. Bei der Untersuchung des Signalverlaufs zeigt sich, daß dieser entgegen der Erwartung nicht immer gleich ist: so zeigte sich, daß der Anstieg zum Maximum entweder in zwei oder drei Schritten erfolgte und dabei nicht durch Rauschen zu erklären war. Es wird vermutet, daß diese Instabilität entweder durch eine zeitlich nicht abgestimmte Summierung einzelner Detektorsignale oder durch das Synchronisationssignal verursacht wurde. Weitere Tests sollen hierüber Aufschluß geben. Die im Teststrahlexperiment gewonnen Ergebnisse des Signalverlaufs wurden anschließend in einer Simulation des ATLAS-Triggers weiterverwendet. Diese Simulation, in der Effekte von Pile-up, BCID, Digitalisierung mitberücksichtigt werden, wurde durch eine realistische Beschreibung des e/γ-Triggers erweitert.

Dieser Trigger, dessen Aufgabe es ist, Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter anzuzeigen, überprüft neben der Triggerschwelle eine Schwelle auf die in einem Isolationsring deponierte Energie. Zusätzlich wird mit einer dritten Schwelle überprüft, ob der Schauer wenig Energie im hadronische Kalorimeter aufweist. Gerade wegen der zuletzt genannten Schwelle ist es notwendig, in der Simulation elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen getrennt zu behandeln. So wird nun das hadronische Detektorsignal durch die im Teststrahl beobachtete Signalform gebildet.
Um zusätzlich den Effekt einer endlichen Kalorimeterauflösung auf Teilchenniveau zu berücksichtigen, wurde das verwendete Detektorprogramm, an die Trigger-Simulation angepaßt. Anschließend wurden erste Untersuchungen des Raten- und Effizienz-Verhalten des Triggers vorgenommen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] R. C. Fernow, „Introduction to Experimental Particle Physics ", Cambridge University Press (1986).

[2] G. Brianti und K. Hübner, „The Large Hadron Collider in the LEP Tunnel ", CERN 87-05 (1987).

[3] P. Lefèvre et al., „LHC ", CERN/AC/95-05 (LHC) (1995).

[4] The ATLAS Collaboration, „ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN ", CERN/LHCC/94-43 (1994).

[5] The CMS Collaboration, „The Compact Muon Solenoid Technical Proposal ", CERN/LHCC/94-38 (1994).

[6] The LHC-B Collaboration, „Letter of Intent, A Dedicated LHC Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation ", CERN/LHCC/95-5 (1995).

[7] The ALICE Collaboration, „ALICE - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC ", CERN/LHCC/95-71 (1995).

[8] G. Altarelli, „Status of Precision Tests of the Standard Model ", CERN-TH/96-265 (1996).

[9] P. W. Higgs, „Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields ", Phys. Lett. **12** (1964) 132.

[10] G. Anderson, D. Castano und S. Ferrara, Phys. Rep. **B32** (1977) 249.

[11] O. Nachtmann, „Elementary Particle Physics ", Springer-Verlag (1989).

[12] Z. Kunszt et al., „Higgs Production at the LHC : an Update on Cross Sections and Branching Ratios", hep-ph 9611391(1996).

[13] S. Dimopoulos und L. Hall, Phys. Lett. **B207** (1988) 210.

[14] C. Grupen, „Teilchendetektoren ", BI Wissenschaftsverlag, Mannheim (1993).

[15] F. Sauli (Editor), „Instrumentation in High Energy Physics ", World Scientific (1992).

[16] H. Bethe, Ann. Physik **5** (1930) 325.

[17] F. Bloch, Ann. Physik **16** (1933) 930.

[18] T. Ferbel, „Experimental Techniques in High Energy Physics ", Addison-Wesley Company (1987).

[19] ATLAS-Kollaboration, „Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report ", CERN/LHCC/96-41, ATLAS TDR 2 (1996).

[20] J. Engler, Nucl. Instrum. Meth. **225** (1984) 525.

[21] D. Striegel, „Energiemessung von Elektronen und Myonen mit dem Prototypen eines hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters des ATLAS Detektors im Teststrahl “, Diplomarbeit TU München (1997).

[22] J. Ban, private Mitteilung.

[23] R. Donaldson und M. G . D. Gilchriese, „Experiments, Detectors, and Experimental Areas for the Supercollider“, Berkeley, California (1987) 638.

[24] J. Colas, M. Pripstein und W. A. Wenzel, Nucl. Instrum. Meth. **A294** (1990) 583.

[25] V. Radeka, S. Rescia, Nucl. Instrum. Meth. **A265** (1988) 228.

[26] A. Cheplakov, „Radiation Hardness of GaAs Preamplifiers for Liquid Argon Calorimetry at LHC “, ATLAS Internal Note LARG-NO-054 (1996) 12.

[27] D. H. Jung, „Study of Bubbling on the Housing of the GaAs PA Chip in LAr “, ATLAS Internal Note LARG-NO-049 (1996) 3.

[28] H. Brettel, private Mitteilung.

[29] W. E. Cleland, E. G. Stern, Nucl. Instrum. Meth. **A 338** (1994) 467.

[30] B. Jähne, „Digitale Bildverarbeitung “, Springer Verlag (1993).

[31] J. Krause, persönliche Mitteilung.

[32] Data Converter Reference Manual Volume II, Analog Devices (1992).

[33] B. Rensch, private Mitteilung.

[34] AEC Report No. TID-20893.

[35] P. Coet, „H6-Tertiary Test Beam “, SPS/EBS/Note 85-14, CERN-SPS Division (1986).

[36] A. Dannenmann, „Aufbau und Test von Szintillationszählern mit hoher Zeitauflösung “, Staatsexamensarbeit Universität Heidelberg (1994).

[37] C. Berger et al., RD33 Kollaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A357** (1995) 339.

[38] F. James, „MINUIT, Function Minimization and Error Analysis “, Reference Manual Version 94.1, CERN Program Library Long Writeup D506,, CERN (1994).

[39] J. R. Taylor, „Fehleranalyse “, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim (1988) 198.

[40] R.L Chase et al., ATLAS Internal Note LARG-NO-10 (1995).

[41] I.P. Brawn et al. , „The Level-1 Calorimeter Trigger System for ATLAS“, ATLAS note DAQ-NO-30 / RD27 note 34 (1995).

[42] F. E. Paige und S. D. Protopopescu, „ISAJET 7.13 A Monte Carlo Event Generator For p-p And $\bar{\text{p}}$-p Reactions “.

[43] E. Richter-Wąs, D. Froidevaux und L. Poggioli, ATLAS Internal Note PHYS-NO-079 (1996).

[44] W. Braunschweig et al., RD33 Kollaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A378** (1996) 479.

[45] P. Horowitz und W. Hill, „The Art of Electronics “, Cambridge University Press (1989).

[46] D. Buskulic et al., „Mass Limit for the Lightest Neutralino “, Z. Phys. **C72** (1996) 549.

[47] B. Lee, C. Quigg und H. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519. D. Dicus und V. Mathur, Phys. Rev. **D7** (1973) 3111.

[48] P. Fayet, Phys. Lett. **B69** (1977) 489; **B84** (1979) 416.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. E.-E. Kluge danke ich für die herzliche Betreuung und seine Unterstützung in jeder Hinsicht.

Bei Herrn Prof. Dr. J. v. Krogh bedanke ich mich, daß er sich gerne bereit erklärt hat, die Zweitkorrektur der Arbeit zu übernehmen.

Bei Herrn PD Dr. M. Wunsch bedanke ich mich für das Einarbeiten in das wissenschaftliche Arbeiten, die fachliche Unterstützung und alle Anregungen. Besonders bedanke ich mich für das intensive Korrigieren der Arbeit.

Bei Dr. G. Graefe und J. Sommer bedanke ich mich für die Tips und Ratschläge in allem, was mit dem Computer zusammenhängt und die netten und aufbauenden Unterhaltungen, die wir während der Diplomarbeitszeit geführt haben. Bei D. Topaj bedanke ich mich für den Austausch interessanter Anschauungen.

Bei S. Dhamotharan bedanke ich mich für das Lesen der Arbeit und die gemeinsamen Ausflüge am CERN.

Bei Herrn Dr. P. Hanke und Herrn J. Krause bedanke ich mich für die geduldige Beantwortung meiner vielen Fragen bezüglich des FADC.

Bei Fr. I. Spinnler bedanke ich mich für ihre Hilfe beim Scannen und Überarbeiten der Bilder.

Bei Dr. A. Mass bedanke ich mich für die erfrischenden Gespräche von Quarks über Alltägliches bis hinzu Canetti.

Bei Herrn Dr. C. Geweniger bedanke ich mich für die Erklärung der Uhr am CERN.

Bei Herrn Dr. J. Huber möchte ich mich bedanken, der durch unermüdlichen Einsatz beim Teststrahlexperiment die Datennahme des FADC-Systems ermöglicht hat.

Bei Herrn Ladigin bedanke ich mich dafür, daß er durch einen Kunstgriff die Verstärkung des Signalumformers so erhöht hat, daß eine Auswertung der Daten möglich wurde.

Bei D. Striegel bedanke ich mich, der mir in Gesprächen und Emails den Aufbau des Testexperiments und der hadronischen Endkappe nähergebracht hat.

Bei der ALEPH-Gruppe bedanke ich mich für die Aufnahme in ihrer Mitte — als ATLAS Mitglied.

Bei Herrn Prof. Dr. K. Tittel bedanke ich mich für die Aufnahme in seinem Institut.

Schließlich bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts für die angenehme und freundliche Atmosphäre.

Bei H. Rader, A. Breiter, M. Koller und anderen möchte ich mich fürs Fehlersuchen bedanken.

Meinen Eltern und A. Paris danke ich für ihre Unterstützung in jeder Hinsicht.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)