Untersuchungen zum Kalorimetertrigger des H1-Experimentes

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Bernhard Haizinger

München
3. Februar 1998

Erstgutachter: Prof. Dr. Christian Kiesling

Zweitgutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Inhaltsverzeichnis

Anhang

1 Einleitung

> *„Nur durch Übereinkunft gibt es süßes, bitteres, warmes, kaltes und farbiges, in Wirklichkeit gibt es nur Atome und das Leere.“*
> Demokrit [1]

Bereits in der Antike wurden Modelle entwickelt, um den Aufbau der Materie zu erklären. Am bekanntesten ist das Atommodell des Demokrit, der von ca. 460 bis 400 v. Chr. lebte. Die Welt setzt sich nach seinem Modell aus unteilbaren Atomen und Leere zusammen. Die Atome selbst bestehen aus einer homogenen Substanz und unterscheiden sich nur durch ihre Form, ihre Lage und ihre Geschwindigkeit voneinander. Die Idee, daß die Materie aus kleinsten Elementarteilchen besteht, wurde also schon vor über 2400 Jahren im antiken Griechenland diskutiert. Dieses Konzept geriet allerdings wieder in Vergessenheit, bis im 17. Jahrhundert der Atomismus mit dem Beginn der Entwicklung der modernen Physik wiederauflebte [2].

Am Ende des 19. Jahrhunderts wurde durch Physiker wie Lenard und Thomson bewiesen, daß das Atom kein Elementarteilchen sein kann, also eine Substruktur besitzen muß [1]. Um 1910 wurde in einem Experiment, bei dem α-Teilchen an den Atomen einer Goldfolie gestreut wurden, die Grundlagen für das Rutherfordsche Atommodell geschaffen. Der Versuch zeigte, daß fast die gesamte Masse eines Atoms auf den positiv geladenen Kern konzentriert sein muß, der von einer Wolke aus negativ geladenen Elektronen umgeben ist [3].

Mit diesem Experiment begann die Erforschung von subatomaren Strukturen mit Teilchenstrahlen. Analog zum Lichtmikroskop ist die Auflösung von kleinen Strukturen durch Teilchenstrahlen von der Wellenlänge der Teilchen, der sogenannten de Broglie Wellenlänge, abhängig.

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Um höhere Schwerpunktsenergien bei den Streuexperimenten zu erreichen begann Anfang der Dreißiger Jahre die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern. Bedeutende Entwicklungsschritte waren der Van-de-Graaf-Generator (Robert J. Van de Graaf, 1929) mit $8\,MeV$, das Zyklotron (Ernest O. Lawrence, 1932) mit $1,25\,MeV$ und später $20\,MeV$ und das Synchrotron (Wladimir J. Weksler, Edwin M. McMillan, 1945) mit $200 - 400\,MeV$ Schwerpunktsenergie.

Aufgrund dieser Entwicklungen auf dem Gebiet der Beschleunigerphysik konnten schließlich 1968 J. Bjorken und Richard Feynman zeigen, daß die beobachteten Energie- und Winkelverteilungen von an Protonen gestreuten Elektronen,

mit den 1964 von Murray Gell-Mann und Georg Zweig postulierten Bestandteilen des Protons, den Partonen, erklärbar sind [4]. Diese Partonen werden heute mit den Quarks identifiziert.
Bei den bis dahin üblichen Experimenten mit ruhendem Ziel, den sogenannten *Fixed Target*, ist die Schwerpunktsenergie E_{CMS} proportional zur Wurzel der Strahlenergie

$$E_{CMS} \sim \sqrt{E}. \tag{1.1}$$

Völlig neue Energiebereiche konnten mit den Speicherringen erreicht werden. Hier werden zwei gegenläufige Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. Für die Schwerpunktsenergie gilt

$$E_{CMS} \sim \sqrt{E_{Strahl1} E_{Strahl2}}. \tag{1.2}$$

Die Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die großen Speicherringe, die seit dem Anfang der Siebziger Jahre gebaut wurden [5, 6].

Name	Institut	Umfang $[km]$	Teilchen	Strahlenergien $[GeV]$	in Betrieb seit
SPEAR	SLAC, Stanford	0,23	e^-e^+	$4+4$	1972
DORIS	DESY, Hamburg	0,29	e^-e^+	$6+6$	1973
CESR	Cornell, New York	0,77	e^-e^+	$8+8$	1979
PETRA	DESY, Hamburg	2,30	e^-e^+	$23+23$	1978
PEP	SLAC, Stanford	2,20	e^-e^+	$18+18$	1980
Tristan	KEK, Tsukuba	3,02	e^-e^+	$30+30$	1987
SLC	SLAC, Stanford	1,45	e^-e^+	$50+50$	1989
LEP	CERN, Genf	26,66	e^-e^+	$50+50$	1989
				$95+95$	1994
S$p\bar{p}$S	CERN, Genf	6,91	$p\bar{p}$	$310+310$	1981
Tevatron I	Fermilab, Chicago	6,28	$p\bar{p}$	$1000+1000$	1987
HERA	DESY, Hamburg	6,34	$e^{\pm}p$	$27+820$	1992

Tabelle 1.1: Umfang und Energien der größten Speicherringe .

Der erste und bisher einzige Lepton-Proton-Speicherring, die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage (**HERA**) wurde 1992 in Hamburg in Betrieb genommen. Mit der angestrebten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\ GeV$, können Strukturen bis zu $10^{-18}\ m$ aufgelöst werden.
Eines der vier Experiment am **HERA**-Ring ist der **H1**-Detektor. Beim normalen Betrieb des Detektors ergeben sich neben den physikalisch interessanten Ereignissen, die mit einer Rate von $\mathcal{O}(1\ kHz)$ auftreten, Untergrundraten in der Größenordnung von $\mathcal{O}(100\ kHz)$. Da die Physikereignisse aus technischen Gründen nur mit $\mathcal{O}(10\ Hz)$ aufgezeichnet werden können und der Ausleseprozeß die Datennahme des Detektors unterbricht, ist ein mehrstufiges Triggersystem notwendig um die Daten zu selektieren. Dieses Triggersystem bewertet ausgewählte Detektorinformationen und entscheidet ob ein Ereignis relevant ist und aufgezeichnet wird [7].
Eine der Reaktionen, bei der niederenergetische Teilchen im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen werden, ist die elastische Produktion des Vektormesons J/ψ mit einer invarianten Masse von $m = 3,097\ GeV$:

$$e^+p \longrightarrow e^+p\,(J/\psi \longrightarrow e^-e^-). \tag{1.3}$$

Das gestreute Positron und das Proton sind aufgrund der gewählten Kinematik im Detektor nicht sichtbar. Nur die beiden Zerfallselektronen deponieren im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeter jeweils eine Energie von $\mathcal{O}(1-2\ GeV)$. Diese Signale liegen nahe an der Nachweisschwelle des Detektors. Die Schwelle ergibt sich aus dem elektronischen Rauschen, das durch die Kapazität der Kalorimeterzelle erzeugt wird und das Signal überlagert. Kleine Energien werden durch diese Schwelle zusammen mit dem Rauschen verworfen. Dadurch kommt es zu einem Effizienzverlust beim Triggern von niederenergetischen Teilchen. Mit dem Austausch der Vorverstärkerelektronik der Kalorimeterzellen mit großer Kapazität im Winter 1997/98, wird das elektronische Rauschen und damit die Nachweisschwelle gesenkt.
In dieser Arbeit soll untersucht werden ob mit dem absenkten Rauschen und einem neuen lokalen Triggerkonzept auf der ersten Triggerstufe, sowohl die Effizienz beim Erkennen von niederenergetischen Teilchen alsauch die Datenreduktion des Untergrunds erhöht werden kann. Die bisherigen **L1**-Kalorimeter-Trigger bilden zum Teil globale Energiesummen und summieren dabei auch im ganzen Kalorimeter Rauschen auf. Durch die Suche nach lokalen Maxima und Aufsummierung kleiner Kalorimeterbereiche zu Clustern, wird zum einem weniger Rauschen aufsummiert, zum anderen die feine Auflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters ausgenutzt.
Der Speicherring, der Detektor und die Triggerstufen werden im Kapitel 2 vorgestellt. In Kapitel 3 wird eine kurze Einführung in die Physik des **H1**-Experiment und die diffraktive elastische Erzeugung des J/ψ gegeben. Die **L1**-Kalorimeter-Triggerelektronik und die geplanten Veränderungen werden in Kapitel 4 behandelt. Das Kapitel 5 beschreibt die Kriterien nach denen die Daten selektiert wurden, um das neue Konzept des Clustertriggers zu untersuchen. Die Simulation des Rauschens und der Schwellen wird in Kapitel

6 behandelt. Die zwei verwendeten Algorithmen zur Clustersuche werden in Kapitel 7 vorgestellt. Die möglichen Triggerbedingungen für das J/ψ und das Verhalten das Clustertriggers werden in Kapitel 8 untersucht. In Kapitel 9 werden die Effizienz mit der Elektronen und damit die J/ψs getriggert werden ermittelt und die Datenreduktion abgeschätzt.

2 Das H1-Experiment am Speicherring HERA

2.1 Der HERA-Ring

Seit 1959 wird in Hamburg durch die Stiftung **D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron (**DESY**) an Linearbeschleunigern (**Line**a**r** **C**ollider, **LINAC**), den Kreisbeschleunigern **DESY I-III** und an den Speicheringen **DORIS** und **PETRA** physikalische Forschung betrieben.
Im Jahr 1992 wurde der **HERA**-Speichering (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) in Betrieb genommen. Die Leptonen und Protonen werden in zwei getrennten Speicherringen geführt und können an den vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden. Bis Mitte 1994 wurden Elektronen in den Ring injiziert, seitdem wurden aber aus technischen Gründen Positronen verwendet [8].
In der Experimentierhalle Nord wurde der **H1**-Detektor aufgebaut, der in 2.2 vorgestellt wird.
Die Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über die Dimensionen des **HERA**-Ringes und die verschiedenen Vorbeschleuniger. In den folgenden Abschnitten wird kurz auf die technischen Daten und den Status des **HERA**-Speicherringes [9] und des H1-Detektors [10] eingegangen.

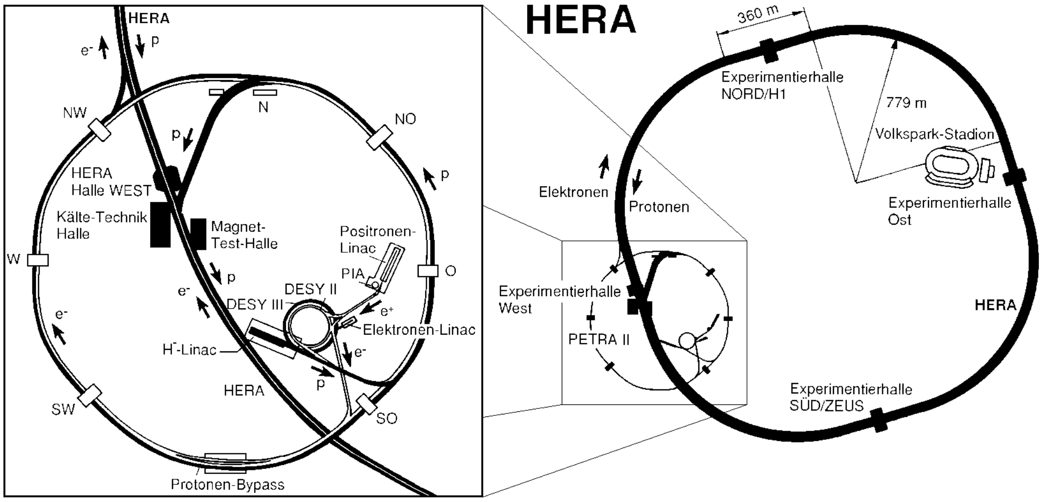


Abbildung 2.1: Der HERA Speicherring (rechts) mit der Vorbeschleunigerkaskade in der Ausschnittsvergrößerung (links).

2.1.1 Die Vorbeschleuniger

Die schon existierenden Anlagen am **DESY** werden genutzt um Protonen und Positronen zu erzeugen, vorzubeschleunigen und in den **HERA**-Ring zufüllen. Zur Produktion der Protonen werden H^--Ionen in einem 50 MeV **LINAC** vorbeschleunigt. Bei der Injektion in **DESY III** werden dann durch eine *Stripperfolie* beide Elektronen abgestreift. **DESY III** reichert die Protonen in 11 Abschnitten (*buckets*) an und beschleunigt sie auf 7,5 GeV. In dem folgenden **PETRA**-Ring werden die Protonen zu maximal 70 Bündeln angesammelt, auf 40 GeV beschleunigt und in **HERA** eingefüllt.
Die Positronen werden in einem 500-MeV-Linearbeschleuniger erzeugt und in den Speicherring **PIA** (**P**ositron-**I**ntensitäts-**A**kkumulator) injiziert. Dort werden sie zu einem 60 mA Bündel angereichert, in **DESY II** auf 7 GeV vorbeschleunigt und zu **PETRA II** weitergeleitet. Dies wird so oft wiederholt, bis **PETRA II** mit 70 Positronenbündel gefüllt ist, dann werden die Positronen in **HERA** injiziert.

2.1.2 Der Speicherring

Der **HERA** Ring befindet sich in einem Tunnel in einer Tiefe von 10 bis 15 Metern im westlichen Teil der Stadt Hamburg. Die Strahlrohre liegen übereinander im Tunnel, der Umfang der Ringe beträgt 6,3 km.
Die Magnetführung des Protonstrahls besteht aus supraleitenden Magneten mit einer Betriebstemperatur von 4,4 K, die eine Flußdichte von 4,68 T erzeugen. Die Protonen werden von Hohlraumresonatoren auf 820 GeV beschleunigt. Die Strahlführung der Positronen besteht aus herkömmlichen Dipolmagneten mit einer magnetischen Flußdichte von 0,165 T. Hohlraumresonatoren, die zum Teil supraleitend ausgeführt sind und mit einer Frequenz von 500 MHz betrieben werden, beschleunigen die Positronen mit einer Leistung von 13,2 MW von 7 auf 27,6 GeV und gleichen die Verluste durch Synchrotronstrahlung aus [9].
In beiden Ringen können jeweils maximal 210 Teilchenbündel umlaufen. Während des gegenwärtigen Betriebes der Ringe werden aus technischen Gründen nur 196 Bündel eingefüllt. In den Wechselwirkungszonen durchdringen sich bei dieser Anzahl von Bündel alle 96 ns ein Elektron- und ein Protonbündel. Der Positronstrahl wird durchschnittlich 5 Stunden im Ring gehalten, bis der Strom unter einen minimalen Wert abgesunken ist. Der Strahl wird dann in einen Stahlblock geleitet (*gedumped*), der die Strahlenergie absorbiert. Falls der Protonstrahl sich noch im einem guten Zustand befindet, kann ein zweitesmal ein Positronstrahl eingefüllt werden, dadurch wird aber der Protonstrahl gestört und die Untergrundrate erhöht. Nach maximal 12 Stunden werden beide Strahlen *gedumped.*

HERA-Parameter	Design		1995		1996	
	e^+	p	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie (GeV)	30.0	820	27.5	820	27.5	820
Schwerpunktsenergie (GeV)	314		300		300	
mittl. Strahlstrom (mA)	58	163	18	54	21	60
kollidierende Teilchenpakete	210	210	174	174	175	175
Max. $\mathcal{L}$ $(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1})$	1.50×10^{31}		0.59×10^{31}		0.84×10^{31}	
Max. Spez. $\mathcal{L}$ $(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2})$	4.0×10^{29}		6.2×10^{29}		7.6×10^{29}	
$\int \mathcal{L}$ dt (HERA) (pb^{-1})	100		10.1		13.3	
$\int \mathcal{L}$ dt (von H1 genutzt) (pb^{-1})	100		6.2		8.9	

Tabelle 2.1: Die Design-Parameter des Speicherrings HERA im Vergleich zu den Bedingungen der Positron-Strahlperioden in den Jahren 1995 und 1996. Die integrierte Luminosität ist einmal die von **HERA** für **H1** gelieferte Luminosität und zum anderen die von **H1** aufgezeichnete Luminosität.

Bei einer Positronenergie von 26,7 GeV und einer Protonenergie von 820 GeV wird eine Schwerpunktsenergie von 296 GeV erreicht, dies entspricht bei einem ruhenden Protonziel einer Positronstrahlenergie von 44 TeV. Da die Stoßrate $\mathcal{R}$ bei einem ruhenden Ziel bedeutend größer ist als bei Speicherringen, ist es notwendig eine hohe Stahlintensität zu erreichen. $\mathcal{R}$ ist gegeben durch

$$\mathcal{R} = \sigma \mathcal{L}, \tag{2.1}$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion und $\mathcal{L}$ die Luminosität ist. Für sie gilt bei frontal kollidierenden Strahlen

$$\mathcal{L} = \frac{f n N_1 N_2}{A}, \tag{2.2}$$

wobei f die Umlauffrequenz, n die Anzahl der Teilchenpakete im Ring, N_1 und N_2 die durchschnittliche Anzahl der Teilchen in einem Paket und A den Querschnitt der sich durchdringenden Strahlen bezeichnet. Die bei der Planung angestrebte Luminosität von $1,5 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ wurde bisher allerdings noch nicht erreicht. Mit der geplanten Umrüstung des **HERA**-Ringes 1999/2000 soll eine Luminosität von $7,4 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ erreicht werden [11].

2.2 Der H1-Detektor

Der **H1**-Detektor soll eine genaue und vollständige Beobachtung der Lepton-Proton-Kollisionen ermöglichen. Dazu muß er eine gute Impuls- und Energieauflösung gewährleisten, einen maximalen Raumwinkel abdecken und die Wechselwirkungszone möglichst hermetisch abschließen. Er ist in Richtung des Protonstrahls wesentlich stärker instrumentiert, um die Asymmetrie der Strahlenergien auszugleichen. Die Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau des Detektors und das **H1** eigene Koordinatensystem.

Das Strahlrohr $\boxed{1}$ im Detektor besteht aus kohlefaserverstärktem Aluminium. In der Wechselwirkungszone umschließt ein Siliziumstreifendetektor das Strahlrohr, der wiederum von zylindrischen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben ist. In Vorwärtsrichtung, der Protonstrahlrichtung, umschließen radiale Spurkammern $\boxed{3}$ das Strahlrohr. In Rückwärtsrichtung dient ein Siliziumstreifendetektor zur Spurerkennung.

Um die Siliziumdetektoren und Spurkammern herum befindet sich ein System von elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern verschiedener Bauart. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ($\boxed{4}$ und $\boxed{5}$) deckt in θ einen Bereich von $4° \leq \theta \leq 155°$ ab. Den rückwärtigen Winkelbereich mit $151° \leq \theta \leq 176°$ erfaßt ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (**SPACAL**) $\boxed{12}$ und den Bereich $0,6° \leq \theta \leq 3,5°$ deckt ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (**PLUG**) $\boxed{13}$ ab.

Entlang der Strahlrohre im Tunnel befinden sich bis in eine Entfernung von hundert Metern Luminositätsdetektoren (Positronen und Photonen) und sogenannte *Roman Pots* (Protonen) um Teilchen unter noch kleineren Ablenkwinkeln zumessen.

Die Spurkammern, Siliziumdetektoren und Kalorimeter befinden sich innerhalb einer supraleitenden Solenoid-Spule $\boxed{6}$, deren Magnetfeld mit 1,15 T stark genug ist, um eine Impulsbestimmung bis zu Transversalimpulsen von 50 GeV/c zu ermöglichen. Das Rückflußjoch aus Eisen ist mit Streamerröhren $\boxed{10}$ instrumentiert, um Myonen zu identifizieren und die Energie von aus dem Kalorimeter hinausreichenden hadronischen Schauern zu messen. In Vorwärtsrichtung schließen Myonkammern $\boxed{9}$ mit eigenem Toroidmagnetfeld den Detektor ab.

2.2.1 Die Spurkammern

Die Spurkammern des **H1**-Detektors haben die Aufgabe anhand der Spuren geladene Teilchen zu identifizieren und zu rekonstruieren. Sie decken einen Winkelbereich von $5° \leq \theta \leq 172°$ ab.

Geladene Teilchen ionisieren beim Durchqueren der Kammern, das darin enthaltene Gas. Die Ladungen der freigesetzten Elektronen werden durch Anodendrähte gemessen. Durch das zur Strahlachse parallele Magnetfeld des Solenoidmagneten bewegen sich die geladenen Teilchen auf einer gekrümmten Flugbahn im Detektor. Anhand dieser Krümmung kann der Impuls und die Ladung des Teilchen bestimmt werden [10].

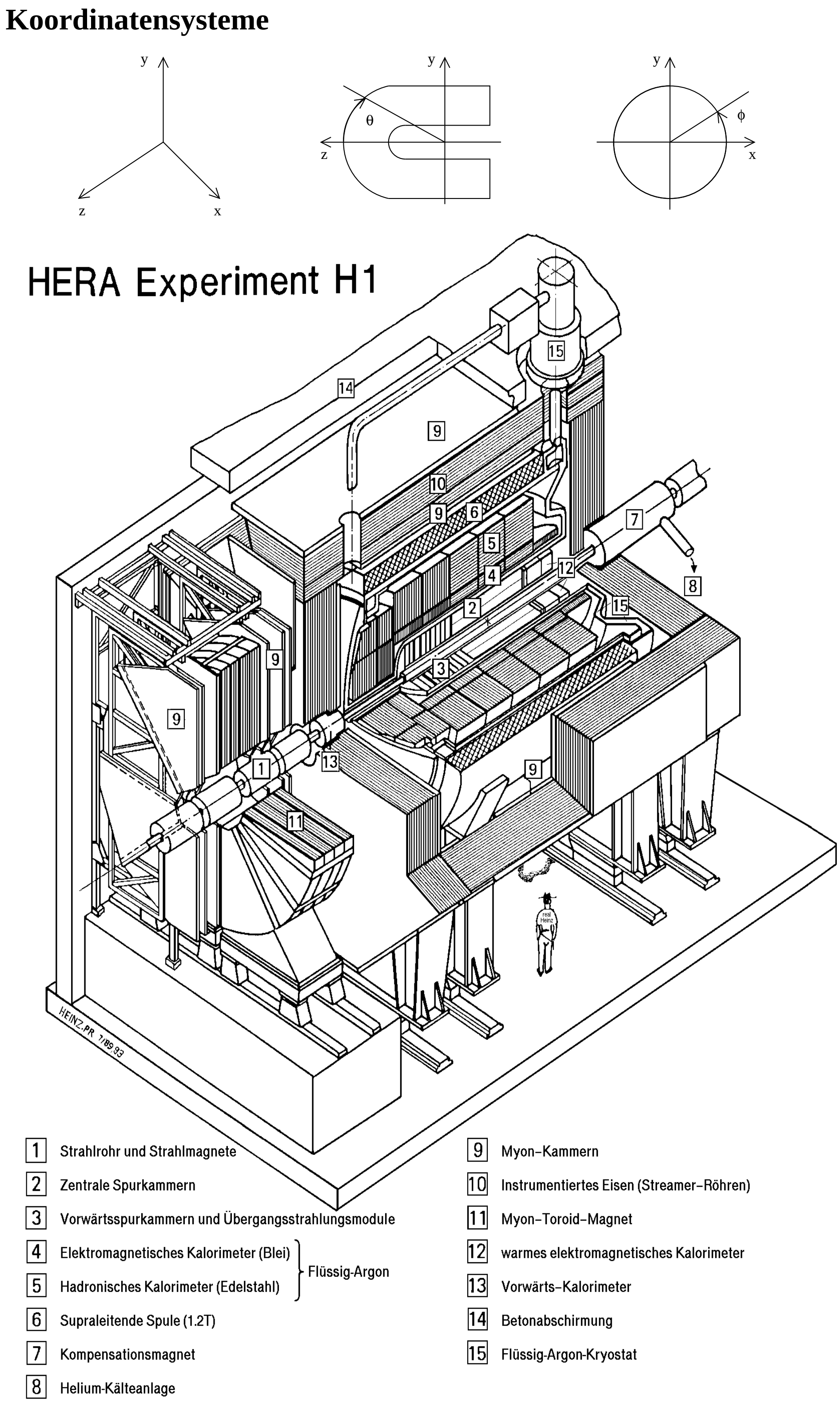


Abbildung 2.2: Schematische Ansicht des H1-Detektors.

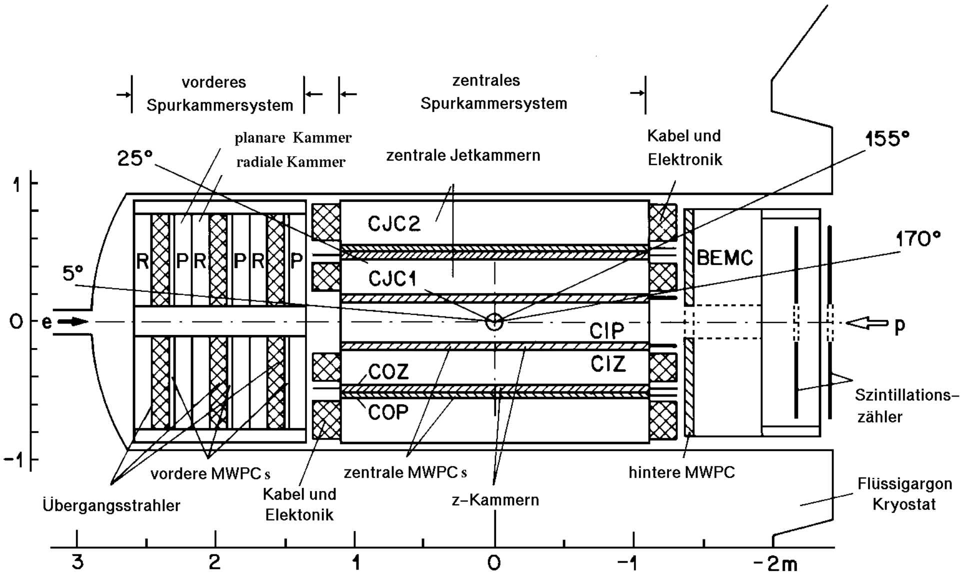


Abbildung 2.3: Schematischer Längsschnitt durch die Spurkammern.

2.2.1.1 Die zentralen Spurkammern

Die zentralen Spurkammern sind in etwa 2,2 m langen, konzentrischen Zylindern um die Strahlachse angeordnet. Der innerste Zylinder besteht aus zwei Lagen von Proportionalkammern (**C**entral **I**nner **P**roprtional chamber, **CIP**). Es folgt eine Driftkammer zur Bestimmung der z-Position (**C**entral **I**nner **Z**-chamber, **CIZ**), sowie eine große Driftkammer (**C**entral **J**et **C**hamber **1**, **CJC1**) für Messungen in der $r\phi$-Ebene. Analog dazu ist der zweite, äußere (**O**uter) Zylinder aufgebaut mit **COZ**, **COP** und **CJC2**.

Die zentralen Driftkammern

Die großen Driftkammern (**CJC1**, **CJC2**) werden zum Vermessen der Spuren von geladenen Teilchen benutzt. Die Signaldrähte sind parallel zur z-Achse gespannt und in 60 Driftzellen zusammengefaßt. Die Zellen sind gegenüber der Radialrichtung um 30° geneigt, damit sich die bei der Ionisation freigesetzten Driftelektronen in einem möglichst großen Winkel zur Teilchenspur bewegen und somit eine hohe Ortsauflösung ermöglichen. Die Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu m$ und in z, auf dem Vergleich der Laufzeiten basierend, $\sigma_z = 22\ mm$. Anhand ihres Energieverlustes dE/dx können die geladenen Teilchen identifiziert werden.

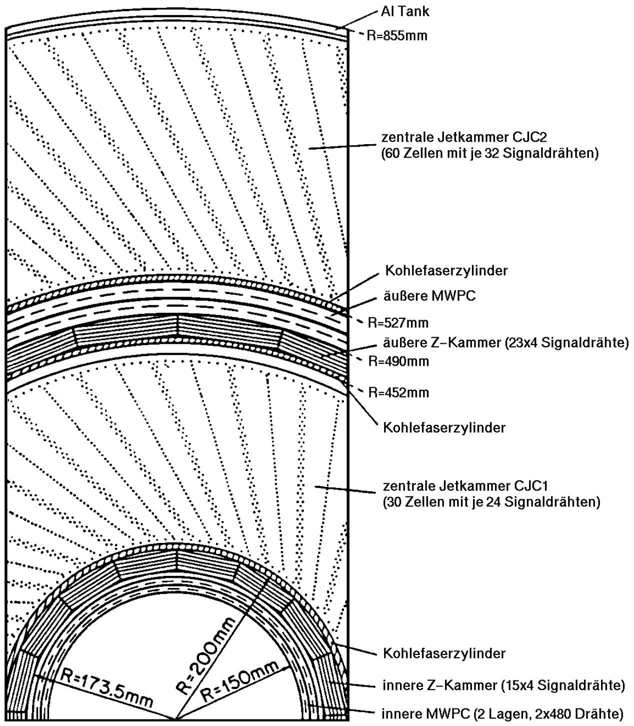


Abbildung 2.4: Schematische Radialansicht der zentralen Spurkammer.

Die z-Kammern

Die Spuren parallel zur Strahlachse können mit den **CJC**s nicht genau genug bestimmt werden. Diese Aufgabe übernehmen die z-Kammern **CIZ** und **COZ**. Es handelt sich dabei um Driftkammern, deren Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse in Ringen gespannt sind. Die Driftelektronen bewegen sich in diesen Kammern parallel zur Strahlachse. Die 15 **CIZ**- und 24 **COZ**-Ringe bestehen jeweils aus vier konzentrisch angeordneten Signaldrähten. Die Ortsauflösung in z-Richtung beträgt 0,26 mm (**CIZ**) bzw. 0,20 mm (**COZ**). Bei der Rekonstruktion ermöglicht die Kombination der Informationen aus den **CJC**s und der **CIZ** bzw. **COZ** eine sehr genau Spurbestimmung.

Die zentralen Proportionalkammern

Die Vieldrahtproportionalkammern **CIP** und **COP** liegen benachbart zu **CIZ** und **COZ** und bestehen aus zwei gegeneinander verschobenen Lagen. Mit ihrer Hilfe wird der z-Vertex für die Triggerentscheidung rekonstruiert. Nach 800 ns stehen die Signale der Proportionalkammern für den Trigger zur Verfügung.

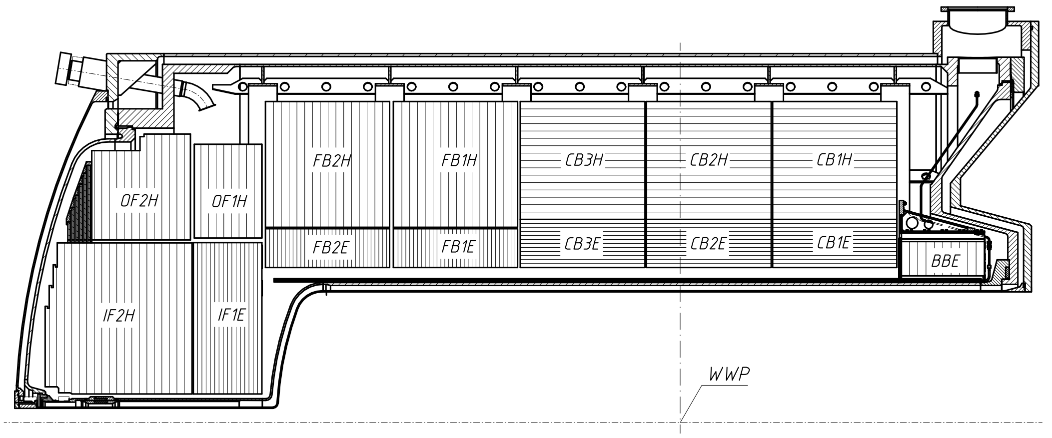


Abbildung 2.5: Schematischer Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Zu sehen ist die Ausrichtung der Absorberplatten gegen den nominellen Wechselwirkungspunkt (WWP).

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Hauptkalorimeter des Detektors deckt eine Winkelbereich von $4° \leq \theta \leq 155°$ ab [12]. Es befindet sich in einem Kyrostaten, gefüllt mit flüssigem Argon mit einer Temperatur von 90 K. Das Kalorimeter besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil. Der Absorber im elektromagnetischen Teil besteht aus 2,4 mm dicken Bleiplatten, zwischen denen eine 2,35 mm dicke Schicht Argon als aktives Medium dient. Im hadronischen Teil besteht der Absorber aus 16 mm starken Edelstahlplatten und das aktive Medium aus einer 2,4 mm dicken Schicht Argon. Die Teilchen die den Kalorimeter durchqueren, verlieren im Absorbermaterial Energie. Elektronen, Positronen oder Photonen geben ihre Energie durch Bremsstrahlung und e^+e^--Paarbildung ab, dabei entstehen elektromagnetische Teilchenschauer. Die hadronischen Teilchen verlieren ihre Energie durch inelastische Stöße mit den Atomkernen, bei denen weitere Hadronen erzeugt werden und damit hadronische Schauer.
Die Energie dieser Schauer, die in den Absorbern entstehen, wird durch die Ionisation des Argon gemessen. Die Ionisationsenergie von flüssigem Argon beträgt $E_{ion} = 23,6\,eV$, bei einer sehr hohen Dichte von $\rho_{LAr} = 1,4\,g/cm^3$. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit ist sehr gering, wodurch eine hohe und sehr effiziente Ladungsausbeute erreicht wird [13]. Die bei der Ionisation des Argons freigesetzten Elektronen werden von Auslesezellen (**G**eometric **P**ads, **GP**) als Stichprobe des Gesamtschauers registriert. Die Energieauflösung im elektromagnetischen Teil beträgt $12\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 1\%$ und im hadronischen Teil $50\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 2\%$ [14]. Allgemein gilt

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \tag{2.3}$$

Abbildung 2.6: Tiefe des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Strahlungslängen (X_0) bzw. in nuklearen Absorptionslängen (λ_{abs})

Um die Teilchen unter einem möglichst großen Winkel auf die Absorberplatten treffen zu lassen, dies soll eine richtungsunabhängige Energieauflösung gewährleisten, sind die Platten im Zentralteil des Kalorimeters parallel zur Strahlachse und im Vorwärts- und extremen Rückwärtsbereich senkrecht ausgerichtet.
Elektromagnetische Teilchen erzeugen im Flüssig-Argon-Kalorimeter bei gleicher Energie ein höheres Signal als hadronische Teilchen, es wird daher als nicht kompensierendes Kalorimeter bezeichnet. Durch geeignete Gewichtungsverfahren, die die Segmentierung des Kalorimeters ausnutzen, kann dies ausgeglichen werden. Die Fläche einer Auslesezelle entspricht in etwa dem Molière-Radius eines Elektrons. Durch die feine Segmentierung ist eine gute Ortsauflösung und Teilchenidentifikation durch die Analyse des Schauerprofils möglich [15]. Es wird versucht in den hadronischen Schauern lokale elektromagnetische Schauer zu identifizieren und dementsprechend das Signal zu korrigieren [16].

2.2.3 Das Triggersystem

2.2.3.1 Raten

Zum vollständigen Auslese der über 270000 elektronischen Kanäle des Detektors wird 1 ms benötigt, die sogenannte *Totzeit*. Das Experiment kann während dieser Zeitspanne keine neuen Daten nehmen. Ein Ereignis benötigt nach der Datenkompression einen Speicherplatz von 50 bis 100 $kbyte$. Bei einer Schreibgeschwindigkeit von 1,2 $Mbyte/s$ auf Magnetband können also etwa 10 Ereignisse pro Sekunde aufgezeichnet werden. Die Totzeit und die begrenzte Schreibgeschwindigkeit sind die zwei Gründe warum die Ereignisrate von einer maximal möglichen Eingangsrate von $\mathcal{O}(10\,MHz)$ auf eine Ausgangsrate von 10 Hz gesenkt werden muß.
Die folgende, unvollständige Aufzählung soll einen Eindruck über die Physik- und Untergrundraten bei einer Luminosität von $10^{31}\,cm^{-2}s^{-1}$ vermitteln [17]:

Photoproduktion

Die Photoproduktion dominiert die ep-Streuung mit einer Rate von mehreren $\mathcal{O}(100\,Hz)$.

Strahl-Gas-Reaktionen

Die Protonen wechselwirken mit dem Restgas im Strahlrohr. Diese sogenannten *Strahl-Gas-Reaktionen* erfolgen mit einer Rate von $\mathcal{O}(1kHz)$.

Strahl-Wand-Reaktionen

Mit einer Rate von $\mathcal{O}(50-100\,kHz)$ finden *Strahl-Wand-Ereignisse* statt. Dabei wechselwirken die äußeren Teilchen eines Protonbündels mit der Strahlrohrwand.

Synchrotronstrahlung

Beschleunigte geladene Teilchen geben Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung, sogenannter *Synchrotronstrahlung* ab. Bei **HERA** ist nur die Strahlung der Positronen von Bedeutung. Sie kann in verschiedenen Detektorkomponenten Signale erzeugen.

Kosmische Höhenstrahlung

Mit einer Rate in der Größenordnung von $\mathcal{O}(1Hz)$ erzeugen Myonen der *kosmischen Höhenstrahlung* Signale im Detektor.

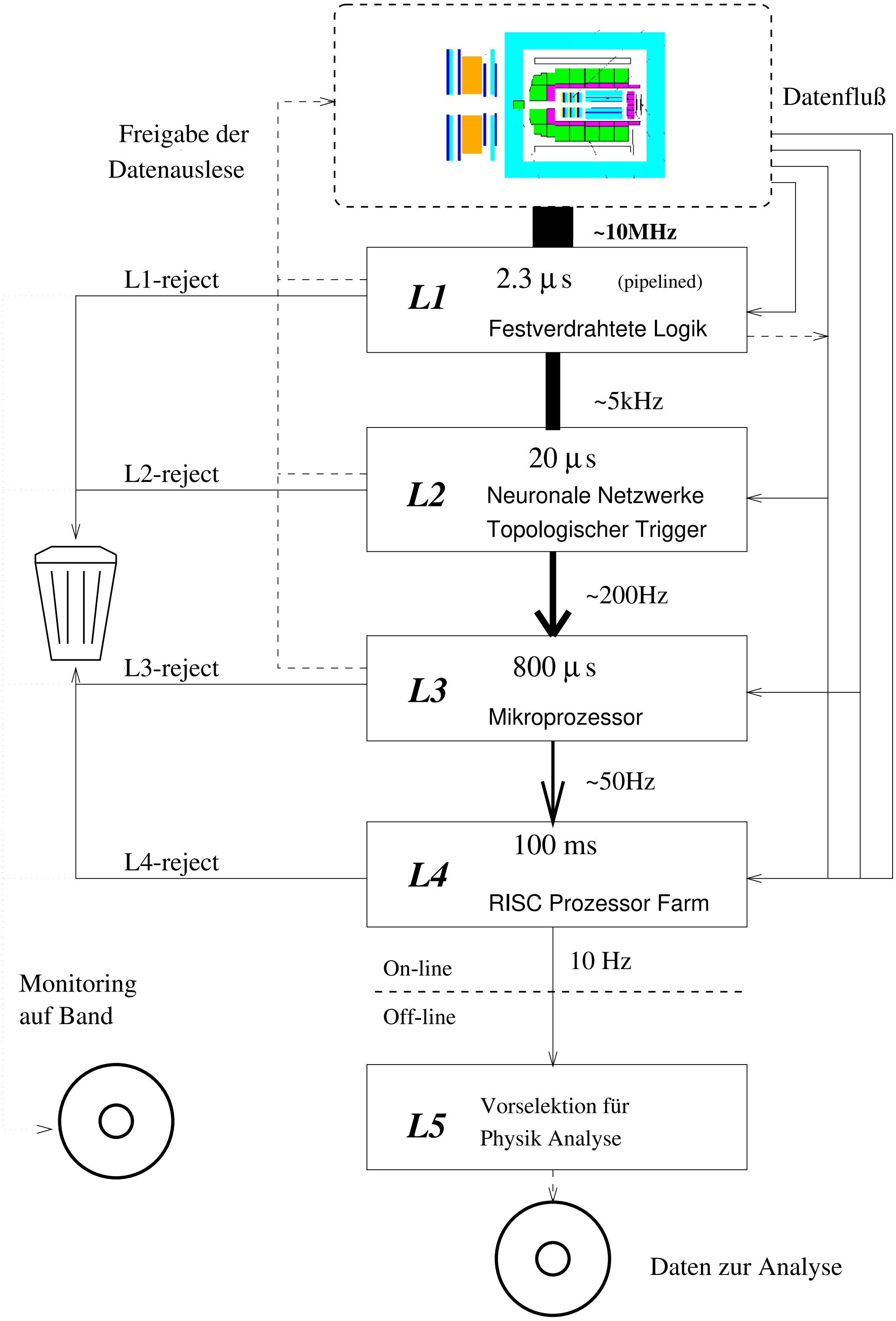


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des H1-Triggersystems.

2.2.3.2 Die Triggerstufen

In den 96 *ns*, der Zeit zwischen zwei Bündeldurchdringungen (**B**unch **C**rossings, **BC**) kann nicht entschieden werden, ob ein Ereignis stattgefunden und es sich um ein physikalisch interessantes Ereignis oder um Untergrund gehandelt hat. Die Signalformung einiger Detektorkomponenten benötigt schon mehrere **BC**s. Die Triggerinformation jeder Detektorkomponente wird deshalb 2,6 μs in einem *Pipeline-Zwischenspeicher* abgelegt. In dieser Zeit entscheidet die Triggerstufe **L1** (**L**evel **1**) ob das Ereignis verworfen oder weiterverarbeitet wird. Akzeptiert die **L1**-Stufe das Ereignis vorläufig, wird die Pipeline angehalten und die Triggerstufen **L1** bis **L4** beginnen ihre Arbeit. Verwerfen die nachfolgenden Stufen das Ereignis, wird die Pipeline neu gefüllt. Abbildung 2.7 zeigt den schematischen Ablauf des Triggersystems und die Eingangs- und Ausgangsraten der verschiedenen Stufen.

Triggerstufe 1 (L1)

Der **L1**-Triggerstufe stehen zur Formung der Triggersignale und zur Digitalisierung $2,3\ \mu s$ zur Verfügung. Für jedes **BC** bilden festverdrahtete Schaltungen aus den Signalen der einzelnen Detektorkomponenten einfache Größen wie Energiesummen, Spurmultiplizitäten und Vertex-Signifikanzen. Bei Überschreiten von Triggerschwellen durch diese Größen werden dazugehörige Triggerelemente aktiv. In der zentralen Triggerlogik (**C**entral **T**rigger **L**ogic, **CTL**) werden aus diesen Elementen *Subtrigger* gebildet, die bei zu hohen Raten durch eine *Prescale-Faktor* reduziert werden. Wird einer der insgesamt 128 möglichen *Subtrigger* gesetzt, beginnt die Auslese des Detektors. In den folgenden 1,5 *ms* der Datenauslese werden die getriggerten Ereignisse einer genaueren Analyse durch die folgenden Triggerstufen unterzogen und unter Umständen verworfen, um die Totzeit zu reduzieren.

Triggerstufe 2 (L2)

Der **L2**-Trigger analysiert die Daten aus dem **L1**-Trigger in einer Zeit von 20 μs. Die Informationen werden nach zwei Prinzipien verarbeitet. Der **L2**-*Topo-Trigger* bildet zweidimensionale topologische Relationen [18], während der **L2**-*Neuro-Trigger* mit Hilfe von künstlichen neuronalen Netzen Mustererkennung im hochdimensionalen Raum der Triggergrößen durchführt [19–21]. Mit der Annahme der Ereignisse durch den **L2**-Trigger beginnen die zeitintensiven Ausleseoperationen, die Nullpunktsunterdrückung der Driftkammersignale und die Digitalisierung der Kalorimetergrößen.

Triggerstufe 3 (L3)

Die dritte Triggerstufe wird zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht verwendet. Geplant ist, daß der **L3**-Trigger in den 800 μs, die ihm zur Verfügung stehen, mit einem freiprogrammierbaren System von Mikroprozessoren, **L1**-, **L2**- und schon ausgelesene Detektorinformationen verarbeitet und Untergrundereignisse verwirft [22].

Triggerstufe 4 (L4)

In der vierten Stufe des Triggers stehen die gesamten Detektorinformationen als Rohdaten zur Verfügung. In einer Prozessorfarm aus 36 parallel arbeitenden Prozessoren werden die Ereignisse teilrekonstruiert und bewertet [23]. Die Ausgangsrate dieser Triggerstufe ist durch die Schreibrate auf Magnetband auf 10 Hz limitiert.

Triggerstufe 5 (L5)

Die **L5**-Stufe ist keine richtige Triggerstufe. Ihre Aufgabe ist es *offline*, die auf Band geschriebenen, teilrekonstruierten Ereignisse unmittelbar nach Aufzeichnung zu klassifizieren und in Physikklassen einzuordnen.

3 Die Physik bei HERA

Im diesem Kapitel werden die Schwerpunkte der Physik bei **HERA** [11], die wichtigsten kinematischen Variablen und die diffraktive elastische Produktion des J/ψ Vektormesons vorgestellt. Die physikalischen Reaktionen, die mit dem **H1**-Detektor untersucht werden, können durch das Standardmodell der elektroschwachen und starken Wechselwirkung [24–29] beschrieben werden. Die Fermionen, aus denen die Materie zusammengesetzt ist, wechselwirken durch den Austausch von Eichbosonen (γ, W^+, W^-, Z^0 und Gluonen).

Neutraler Strom

Wird bei der Wechselwirkung keine Ladung ausgetauscht, spricht man von neutralem Strom oder *neutral current* (**NC**). Das einlaufende Lepton erhalten bleibt und tauscht mit dem Proton ein γ oder ein Z^0 aus. Sowohl das gestreute Lepton, als auch die aus der Reaktion hervorgehenden hadronischen Teilchen sind im Detektor nachzuweisen. Die Summe der transversalen Impulse der erzeugten Teilchen im Detektor ist bei einem solchen Austausch gleich Null.

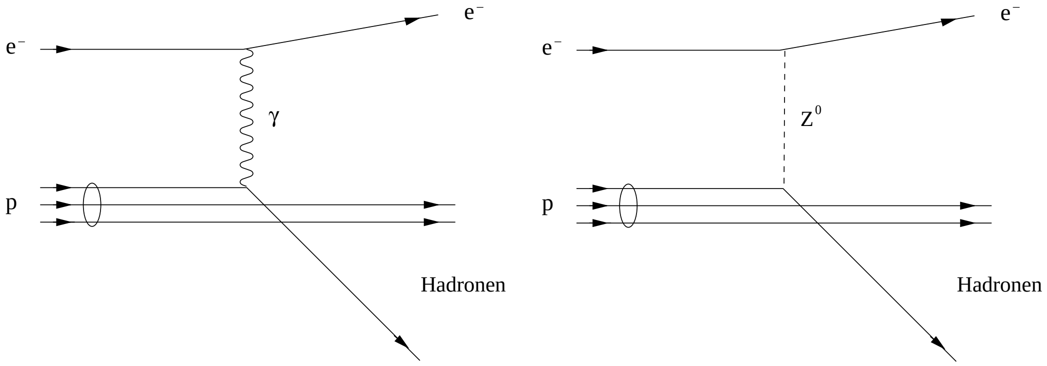


Abbildung 3.1: NC-Ereignisse: Inelastische e^-p-Streuung mit Austausch eines Photons (links), bzw. eines Z^0 (rechts).

Geladener Strom

Bei der Wechselwirkung durch geladene Bosonen, einem W^+ oder ein W^-, spricht man von geladenem Strom oder *charged current* (**CC**). Durch den Austausch wird das Lepton in ein Neutrino oder Antineutrino umgewandelt, das nicht im Detektor gemessen werden kann. Über den fehlenden transversalen Impuls kann das Neutrino indirekt nachgewiesen werden.

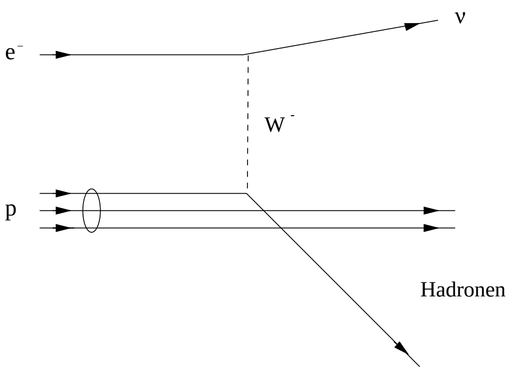


Abbildung 3.2: CC-Ereignis: Inelastische $e^- p$-Streuung mit Austausch eines W^-.

3.1 Die kinematische Variablen der Lepton-Proton-Streuung

Ist die Schwerpunktsenergie bekannt, läßt sich ein elastischer Stoß vollständig durch eine Variable beschreiben. Im hochrelativistischen Fall wird üblicherweise Q^2, das invariante, negative Quadrat des Viererimpulsübertrags vom Lepton auf das Quark gewählt:

$$Q^2 := -q^2 = -(P_l - P_l')^2 \tag{3.1}$$

Die Variablen P_l und P_l' sind der Viererimpuls des einlaufenden, bzw. des auslaufenden Leptons. Vernachlässigt man die Ruhemassen von Elektron und Proton, kann s, das Quadrat der Schwerpunktsenergie E_{CMS}, als

$$s := (P_l - P_p)^2 \approx 4E_l E_P. \tag{3.2}$$

dargestellt werden. P_P und E_P sind der Viererimpuls und die Energie des einlaufenden Protons, P_l und E_l der Viererimpuls und die Energie des einlaufenden Leptons.

Die inelastische Lepton-Proton-Streuung wird als elastischer Stoß des Leptons an einem Parton innerhalb des Protons behandelt [30, 31]. Die Partonen werden mit den Quarks identifiziert. Nach diesem Modell wird die Kinematik durch die dimensionslosen Lorentzskalare x und y festgelegt:

$$x = \frac{Q^2}{2qP_p} \tag{3.3}$$

$$y = \frac{qP_p}{P_l P_p} \tag{3.4}$$

Im einfachen Partonmodell wird x als der Impulsanteil des einlaufenden Partons am Gesamtimpuls des Protons interpretiert. Der relative Energieübertrag des Leptons im Ruhesystem des Protons, die *Inelastizität* des Prozesses, wird durch die Variable y ausgedrückt. Bei einer inelastischen Streuung wird das an der Kollision beteiligte Quark aus dem Proton gestoßen und es entsteht ein in seinem Durchmesser eng begrenztes Hadronenbündel (Stromjet). Die angegebenen Lorentzskalare Q^2, s, x und y sind nach

$$Q^2 = sxy \tag{3.5}$$

voneinander abhängig. Bei bekannter Schwerpunktsenergie läßt sich die Ereigniskinematik durch zwei der drei Größen eindeutig festlegen. Im Experiment geschieht das durch Q^2 und y, durch die Messung des Polarwinkels Θ_l und der Energie E'_l des gestreuten Leptons

$$Q^2 = E_l E'_l \cos^2\left(\frac{\Theta_l}{2}\right) \tag{3.6}$$

$$y = 1 - \frac{E'_l}{E_l}\sin^2\left(\frac{\Theta'_l}{2}\right). \tag{3.7}$$

Im Koordinatensystem des **H1**-Detektors wird der Polarwinkel in Bezug auf die Richtung des Protonstrahls gemessen, der Streuwinkel des Elektrons im Detektor beträgt

$$\Theta_l^2 = 180 - \Theta_l. \tag{3.8}$$

Die Größen Q^2 und y lassen sich auch durch die Messung der Impulskomponenten $P^i_\perp$, $P^i_{||}$ und der Energie E^i aller nachgewiesenen i Hadronen bestimmen:

$$Q^2 = \frac{1}{1-y}\left(\sum_i P^i_\perp\right)^2 \tag{3.9}$$

$$y = \frac{1}{2E_l}\left(\sum_i (E^i - P^i_{||}\right). \tag{3.10}$$

3.2 Physikalische Ereignisklassen

3.2.1 Photoproduktion

Den größten Wirkungsquerschnitt aller Physikklassen bei **HERA** besitzen die Photoproduktionsereignisse, sie dominieren die ep-Streuung. Bei dieser Reaktion wird ein *quasi-reelles* Photon ($Q^2 \approx 0$) ausgetauscht. Das Elektron wird dabei nur geringfügig abgelenkt. Das Photon kann sowohl direkt an ein Quark koppeln, als auch in ein Quark-Antiquark-Paar ($q\overline{q}$) fluktuieren und über Gluonaustausch mit einem Quark des Protons wechselwirken. Diese Ereignisse erlauben Tests der QCD und liefern neue Erkenntnisse über das virtuelle Photon.

3.2.2 Physik bei hohem Q^2 und p_T

Die Präzessionsmessung des ep-Wirkungsquerschnittes bei hohem Q^2 ermöglicht einen Test des raumartigen elektroschwachen Propagators im Standardmodell und damit die Massenbestimmung des W-Bosons und den Vergleich des **NC** mit dem **CC** Wirkungquerschnitt.

3.2.3 Physik bei kleinem x

Das Partonmodell versagt bei kleinem x, die Unabhängigkeit der Strukturfunktion von Q^2 (*Skaleninvarianz*), abgeleitet aus der Punktförmigkeit der Partonen wird verletzt. Durch die Existenz von Gluonen kann dieser Effekt erklärt werden. Die gemessen Abweichung von der *Skaleninvarianz* ermöglicht die Bestimmung der Gluonendichte im Proton. Die störungstheoretischen QCD-Modell sagen zu hohe Wirkungsquerschnitte bei sehr kleinem x voraus. Bei **HERA** soll dieser Übergangsbereichs zwischen störungstheoretischer und nicht störungstheoretischer QCD untersucht werden.

3.2.4 Produktion von schweren Quarks

Schwere Quarks werden bei **HERA** vorwiegend durch Boson-Gluon-Fusion produziert. Dabei wechselwirkt ein virtuelles Gluon mit einem elektroschwachen Boson, es dominiert die Photon-Gluon-Fusion. Das Gluon wird vom Proton abgestrahlt und koppelt über ein $q\overline{q}$-Paar an das Boson. Den Hauptanteil der erzeugten Quarks stellen die leichten Quarks (u, d, s), daneben werden auch die schweren c und b Quarks produziert. Für die t Quarks reicht die Schwerpunktsenergie von 300 GeV nicht aus. Das $q\overline{q}$-Paar kann als Meson oder als Bestandteil von Hadronenpaaren auftreten. Da die Lebensdauer der schweren Quarks sehr gering ist, können sie nur anhand der Zerfallsprodukte nachgewiesen werden.

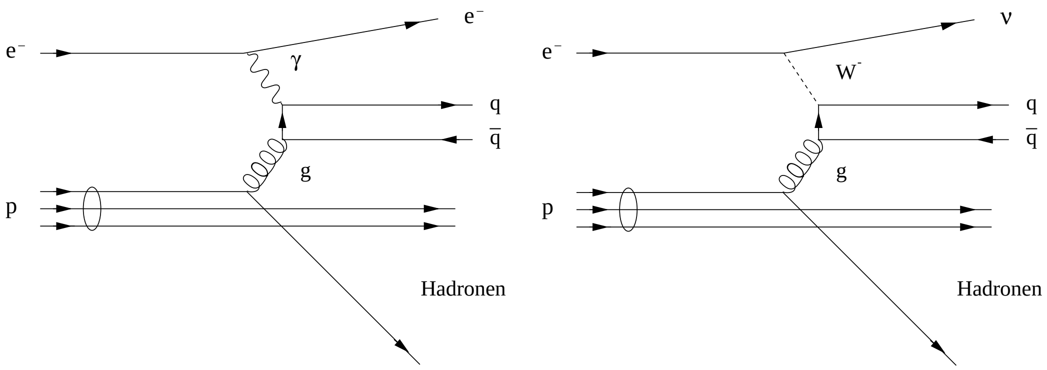


Abbildung 3.3: Boson-Gluon-Fusion durch Austausch eines Photon (links), bzw. eines W^- (rechts).

3.3 Die elastische J/ψ-Produktion bei HERA

3.3.1 Das Vektormeson J/ψ

Im Jahr 1974 wurde am **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter (**SLAC**) und im **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory (**BNL**) eine Vektorresonanz, das $J/\psi(3097)$ entdeckt [32, 33]. Am **BNL**, einem *Fixed Target* Experiment, wurde das Teilchen in der Reaktion

$$pBe \longrightarrow (J/\psi \longrightarrow e^+e^-) + X \tag{3.11}$$

nachgewiesen, während es am **SLAC**, einem e^+e^--Collider, als Resonanz im totalen Wirkungsquerschnitt gemessen wurde. Es handelt sich um ein Vektormeson aus einem $c\bar{c}$-Paar. Die invariante Masse beträgt $m = 3,097GeV$ und die Breite der Resonanz $87keV$, für Hadronen typisch sind Zerfallsbreiten von $\mathcal{O}(10 - 200MeV)$. Es besitzt die gleichen Quantenzahlen wie das Photon, $J^{PC} = 1^{--}$ und $Q = S = B = 0$. Bei **HERA** wird es unter anderem als reelles Teilchen bei der diffraktiven Streuung des Positrons am Proton produziert:

$$e^+p \longrightarrow e^+p\,(J/\psi \longrightarrow e^+e^-). \tag{3.12}$$

Das J/ψ entsteht aus einem virtuellen Photon und kann deshalb wieder über ein virtuelles Photon in ein Leptonpaar zerfallen. Die Zerfallsbreite beträgt bei dieser Reaktion $\Gamma_{ee} = (5,26 \pm 0.37)keV$ mit einem Verzweigungsverhältnis $(6,01 \pm 0,19)\%$ [34].

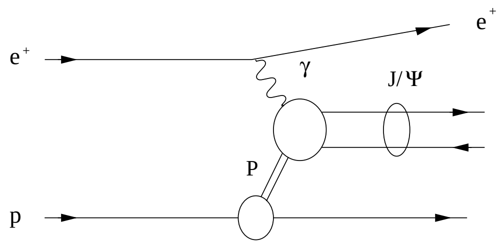


Abbildung 3.4: Die diffraktive, elastische Erzeugung eines J/ψ in der e^+p-Streuung.

3.3.2 Die diffraktive Erzeugung von J/ψ-Mesonen

Die elastische Vektormesonenproduktion in e^+p-Kollisionen ist ein diffraktiver Prozeß, d.h. an den Vertices werden keine Quantenzahlen ausgetauscht. Um diese Reaktionen zu beschreiben wird ein farbneutrales Objekt mit den Quantenzahlen des Vakuums, das Pomeron eingeführt. Die diffraktive J/ψ-Produktion kann sowohl dissoziativ, als auch elastische erfolgen. Bei der elastischen Erzeugung bleiben das Elektron und das Proton intakt, während bei der inelastischen Erzeugung an einem oder zwei Vertices, einer oder beide Stoßpartner dissoziieren. Im folgenden sollen die physikalische Modelle dieses Prozesses, das Vektordominanzmodell, die Regge-Theorie und die QCD-Modelle kurz vorgestellt werden. Für eine ausführlichere Darstellung wird auf [17, 35] verwiesen.

3.3.2.1 Das Vektordominanzmodell

Im Vektordominanzmodell, einem phänomenologischen Modell, werden Photoproduktion und die Hadron-Hadron-Streuung mit einander verknüpft. Das Photon fluktuiert in ein virtuelles Vektormeson, das durch Wechselwirkung mit dem Proton reell wird. Das Photon selbst wird durch eine QED-Komponente und einen hadronischen Vektormesonenanteil beschrieben. Für den Wirkungsquerschnitt eines QED-Prozesses gilt $\sigma_{QED} \sim 1/s$, während der diffraktive Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Schwerpunktsenergie ist. Mit zunehmender Schwerpunktsenergie und damit sinkendem σ_{QED} des γ-Proton-Systems dominiert die hadronische Komponente, daraus leitet sich der Name Vektordominanzmodell ab.
Die Hadron-Hadron-Wechselwirkung kann auf verschiedene Weise behandelt werden, mit der Regge-Theorie oder mit störungstheoretischen QCD-Modelle, die aber Ergebnisse liefern, die dem Vektor-Dominanzmodell wiedersprechen.

3.3.2.2 Die Regge-Theorie

In der Regge Theorie, die vor der Entwicklung der QCD entstand, werden elastische hadronische Streureaktionen zwischen zwei Teilchen A und B

$$A + B \longrightarrow C + D \tag{3.13}$$

durch Trajektorien beschrieben. Alle Austauschteilchen, die unter Erhaltung der gleichen Quantenzahlen, zwischen den an der Streuung beteiligten Teilchen ausgetauscht werden, liegen auf einer Trajektorie der Form

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t. \tag{3.14}$$

Diese Trajektorien werden durch Massen und Spins der Austauschteilchen parametrisiert. Der Trajektorie mit der Quantenzahl des Vakuums, der Pomerontrajektorie, mit der die Hadron-Hadron-Wechselwirkung des Vektordominanzmodells beschrieben werden kann, konnte bisher noch kein Teilchen zugeordnet werden.
Der Wirkungsquerschnitt kann wie folgt angegeben werden:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|A(s,t)|^2 = \frac{1}{16\pi}\beta_A^2(t)\beta_B^2(t)\left(\frac{s_{AB}}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2}. \tag{3.15}$$

Die Streuamplitude wird durch $A(s,t)$ ausgedrückt, β_A und β_B sind die Kopplungskonstanten und s_0 ein Faktor zur Skalierung der Energie. Ausführlich behandelt wird die Regge-Theorie in [36].

3.3.2.3 Modelle der QCD

In der QCD wird die elastische Produktion von J/ψ durch störungstheoretische Modelle beschrieben. Im Ryskin-Modell wird die Wechselwirkung durch ein farbneutrales System von Gluonen vermittelt. Der Wirkungsquerschnitt wird proportional zum Quadrat der Gluondichte angegeben:

$$\frac{d\sigma_T}{dt} = \left[F_N^{sG}(t)\right]^2 \frac{\alpha_s^2 \Gamma_{ee}^V m_V^3}{3\alpha_{em}}\pi^3 \left[\overline{x}G(\overline{x},\overline{q}^2)\frac{2\overline{q}^2 - |p_t^V|^2}{(2\overline{q}^2)^3}\right]^2, \tag{3.16}$$

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = -\frac{q^2}{m_V^2}\frac{\sigma_T}{dt}. \tag{3.17}$$

Es gilt $\overline{x} := 4\overline{q}^2/s$ und $\overline{q}^2 := (|q|^2 + m_V^2 + (p_t^V)^2)/4$, m_V ist die Masse des Vektormesons, p_t^V der Transversalimpuls des Vektormesons im hadronischen Schwerpunktsystem und Γ_{ee}^V die Zerfallsbreite. Das Produkt $\overline{x}G(\overline{x},\overline{p}^2)$ steht für die Gluondichte des Protons. $F_N^{2G}(t)$ ist ein Zwei-Gluon-Formfaktor, der experimentell bestimmt werden muß.

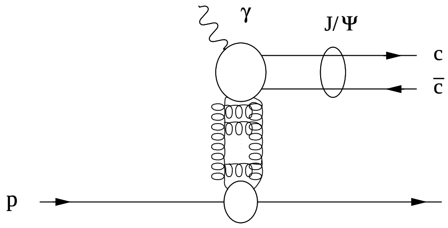


Abbildung 3.5: Ryskin Modell: Beschreibung der Vektormesonenproduktion durch Gluonleitern.

Im Modell von Brodsky dominiert der Zwei-Gluon-Austausch. Zunächst wandelt sich das γ in ein $q\overline{q}$-Paar um, dessen Lebensdauer von Q^2 abhängig ist. Dieses Paar streut am Proton und wandelt sich in ein Vektormesonen um. Der dominierende longitudinale Wirkungsquerschnitt als

$$\frac{d\sigma_T(\gamma^* N \to VN)}{dt}\Big|_{t=0} = \frac{3\pi^3 \Gamma_{ee}^V m_V \eta_V^2}{\alpha_{em} Q^6 N_c^2} \alpha_s^2 \left| \left[1 + i\frac{\pi}{2} \left(\frac{d}{d\,ln\,x} \right) \right] xG(x,Q^2) \right|^2 \quad (3.18)$$

angegeben werden. N_c steht für die Anzahl der Farben, $xG(x,Q^2)$ für die Gluonstrukturfunktion und η_V ist ein Proportionalitätsfaktor zum Wellenvektor des Vektormesons.
In beiden QCD-Modellen verhält sich der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte und fällt schwächer als Q^{-6} ab.

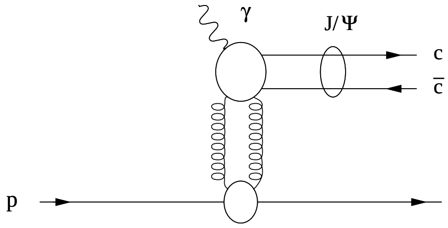


Abbildung 3.6: Brodsky Modell: Beschreibung der Vektormesonenproduktion durch Zwei-Gluon-Austausch.

4 Die L1-Triggerstufe

In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Signalverarbeitung des Flüssig-Argon-Kalorimeter-**L1**-Triggers [14, 37] und die geplanten Umbauten an der Triggerelektronik im *Winter Shutdown* 1997/98 vorgestellt.

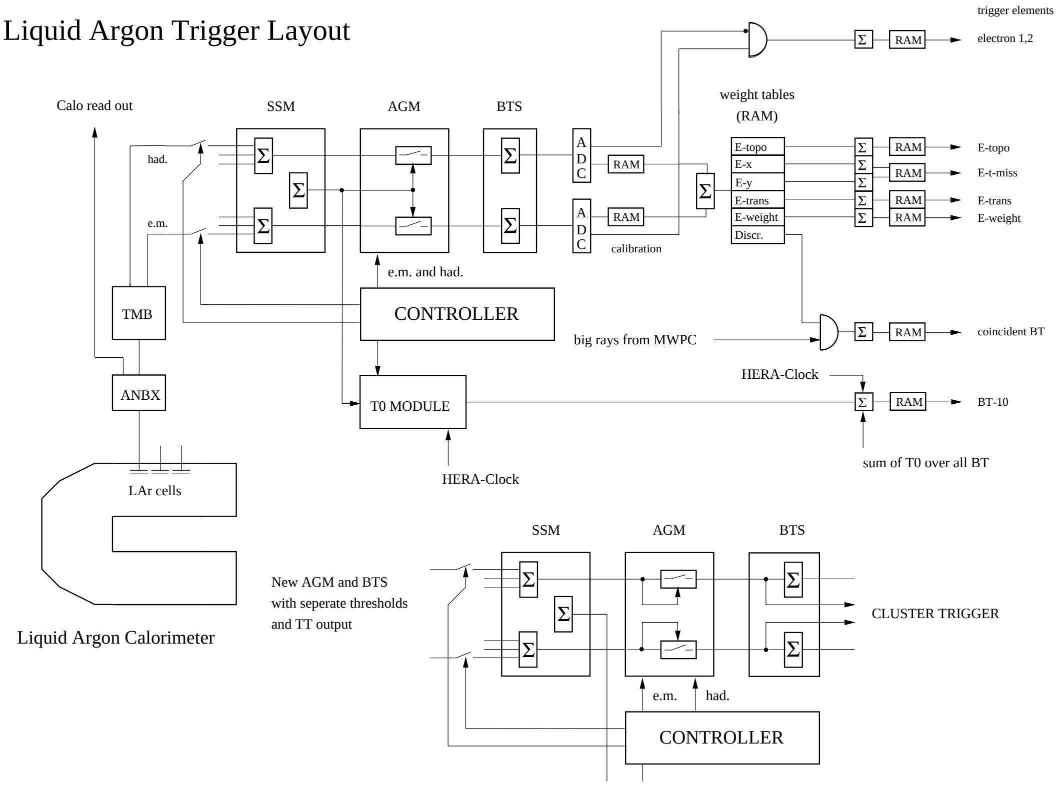


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der bisherigen Triggerelektronik des Flüssig-Argon-Kalorimeters mit den bisherigen **AGM**- und **BTS**-Modulen und die geplanten Veränderungen am Signalfluß (unten rechts).

4.1 Die Signalverarbeitung

Die analogen Signale werden aus den Kalorimeterzellen ausgelesen und verstärkt. In den folgenden Schritten werden die Signale nach geometrischen Aspekten geordnet und aufsummiert. Nach dem Vergleich mit einer Schwelle werden sie weiter verarbeitet und in digitale Signale umgewandelt. Der Signalfluß kann in Abbildung 4.1 verfolgt werden.

Die Analogkarten

Die Analogkarten sind in den **An**alog-**B**o**x**en (**ANBX**) außen am Kyrostaten angebracht, dort wird das Signal jeder Kalorimeterzelle vorverstärkt. Nach diesem Schritt wird die Signalverarbeitung für den Trigger und die Datenauslese getrennt.
Für den Trigger werden die Signale aus den Kalorimeterzellen zu den ca. 5008 Trigger-Zellen (**T**rigger **C**ell, **TC**) aufsummiert. Elektromagnetische **TC** werden aus 16 Kanälen gebildet und hadronische aus vier Kanälen. Diese Summensignale werden in den sogenannten *Trailer* weitergeleitet, in dem der größte Teil der Elektronik des Experimentes untergebracht ist. Er ist unmittelbar am Detektor plaziert um die Laufzeit der Signale möglichst gering zu halten.

Trigger Merging Board

Im **T**rigger **M**erging **B**oard (**TMB**) werden die Triggerzellen zu 656 **T**rigger **T**ürmen (**TT**) umsortiert, aber noch getrennt weitergeleitet. Es werden Einheiten aus bis zu 10 Triggerzellen gebildet, maximal vier elektromagnetische und sechs hadronische Triggerzellen. Die **TT** sind vom Wechselwirkungspunkt aus nach außen gerichtet, damit ein vom nominellen Vertex kommendes Teilchen seine Energie möglichst nur in einem **TT** deponiert. Die Granularität im Kalorimeter variiert in ϕ, die maximale Auflösung ist 32×23 in θ und ϕ.

Shaping and Summing Module

In **S**haping and **S**umming **M**odul (**SSM**) werden die getrennt ankommenden Signale der **TC** synchronisiert, damit bei der Summierung der Signale die Maxima zeitlich genau übereinander liegen. Falls durch Verunreinigungen des flüssigen Argons oder andere Probleme fehlerhafte Signale in den Kalorimeter-Zellen entstehen, können die **TC** in dieser Stufe durch den *Controller* abgeschalten werden. Die Summen der elektromagnetischen und der hadronischen Zellen werden getrennt aus der **SSM** zur nächsten Stufe herausgeführt.

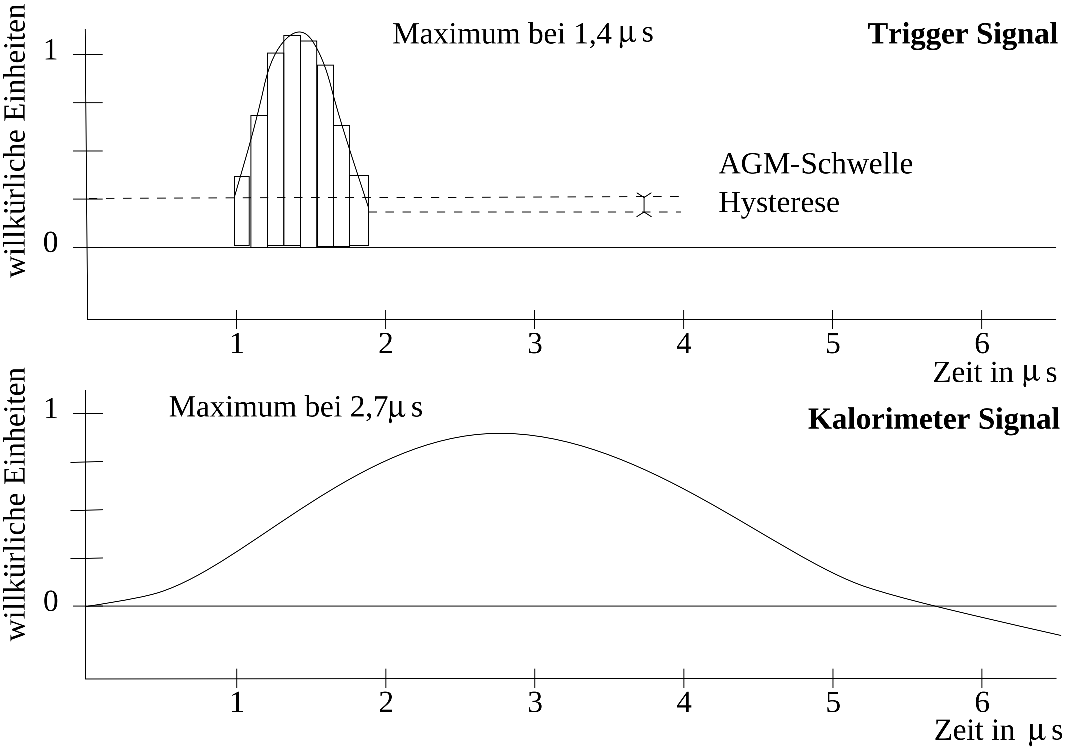


Abbildung 4.2: Signalformen des Flüssig-Argon-Triggers (oben) und der Kalorimeter-Auslese (unten). Das schnelle Ansteigen des Triggersignals ermöglicht eine Entscheidung noch bevor das Kalorimetersignal vollständig ausgelesen ist.

Analog Gating Modul

Im **A**nalog-**G**ating-**M**odul (**AGM**) wird die Summe des hadronischen und des elektromagnetischen Signals mit einer Schwellenspannung, der **AGM**-Schwelle verglichen. Überschreitet die Summe diese Schwelle, werden beide Signale getrennt weiterverarbeitet, ansonsten werden sie bei der Triggerentscheidung nicht beachtet. Damit soll elektronisches Rauschen reduziert und die Triggerraten der **L1**-Stufe gesenkt werden. Liegt der Wert des Summensignals über der Schwelle, wird diese um 140 MeV abgesenkt. Dies verhindert, daß durch verrauschte Signale in der Höhe der **AGM**-Schwelle Schwingungen entstehen. Erst wenn die abgesenkte Schwelle unterschritten wird, wird das **TT**-Signal wieder unterdrückt. Abbildung 4.2 zeigt die Form des Kalorimetersignals, des Triggersignals und dazu im Vergleich die **AGM**-Schwelle mit Hysterese.

Big-Tower-Summing-Unit

Liegt das Signal eines **TT** über der Schwelle wird es bei der Summierung der **TT** zu *Großtürmen* (**B**ig **T**ower, **BT**) berücksichtigt. Diese Summierung wird in der **B**ig-**T**ower-**S**umming-Unit (**BTS**) durchgeführt. Es werden bis zu vier **TT** zu einem **BT** zusammengefaßt. Das Kalorimeter wird in insgesamt 240

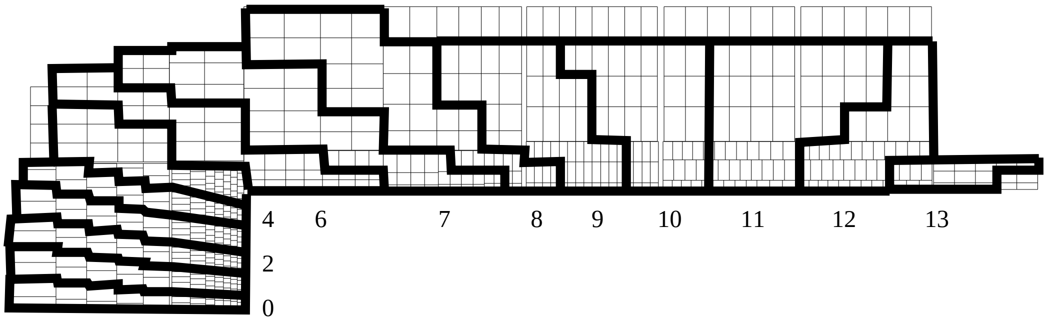


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters mit den Großtürme (**BT**), Längsschnitt durch **BT** mit gleichem Φ-Index. Die Zonen mit dem Φ-Index $0-5$ bilden das **IF** (**I**nner **F**orward Barrel), $6-9$ das **FB** (**F**orward **B**arrel) und $10-13$ das **CB** (**C**entral **B**arrel).

BT eingeteilt mit einer maximalen Granularität von 14×32 in θ und ϕ (Abb. 4.3). Die hadronische und elektromagnetische Signale werden auch in dieser Stufe getrennt bearbeitet.

Analog-Digital-Wandler

Die **BT**-Signale werden in einem schnellen *8-Bit-Analog-Digital-Wandler* (**F**lash-**A**nalog-**D**igital **C**onverter, **FADC**) im Takt der Bündeldurchdringungen (10,4 MHz) digitalisiert. Eine **FADC**-Einheit entspricht auf der elektromagnetischen Energieskala etwa 125 MeV. In Abbildung 4.2 ist das Signal des **FADC** im Vergleich zum Analogsignal skizziert.

4.2 Der Umbau der L1-Trigger-Elektronik

Vorverstärker der Analogkarten

Im *Winter Shutdown* 1997/98 wird der Austausch der Vorverstärkerhybride auf den Analogkarten durch das MPI München durchgeführt. Für die elektronischen Kanäle mit einer Kapazität größer als 5 nF werden neue rauscharme Feldeffekttransistoren eingesetzt. Damit wird nach dem Modell des weißen Rauschens der dominierende Anteil im Signal der Triggerelektronik abgesenkt [38]. Durch das verringerte Rauschen ist es möglich die **AGM**-Schwellen abzusenken und damit die Sensitivität des Kalorimeters gegenüber kleinen Energien zu erhöhen.

Umbau der Signalverarbeitung

Bisher werden die Summe der Signale aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Teil eines **TT** mit einer gemeinsamen **AGM**-Schwellen bewertet. Um die Unterteilung des Kalorimeters in einen hadronischen und einen elektromagnetischen Teil auszunutzen ist es notwendig, daß die elektromagnetischen und hadronischen Signale getrennt verarbeitet werden. Durch neue **AGM**-Module, die bereits eingebaut werden und neue **BTS**-Module, die noch in Planung sind, wird es möglich die **TT**-Granularität für topologische Triggeralgorithmen zu verwenden und sie parallel zu den **BT**-Informationen zu verarbeiten [38].

5 Die Datenselektion

Zur Untersuchung des Clustertiggerkonzepts werden verschiedene Datenselektionen verwendet. Als Testselektion eignen sich die Ereignisse aus der elastischen J/ψ-Produktion. Das Signal der Zerfallselektronen im Kalorimeter bewegt sich in der gleichen Größenordnung wie das Triggerrauschen. Werden nur lokale Energiesummen vom Trigger gebildet, sollten diese Ereignisse davon profitieren. Diese Physikklasse war schon Gegenstand einer Analyse in der **H1**-Gruppe am **MPI**-München, es kann auf die Ergebnisse zurück gegriffen werden und es muß keine Analyse dieses Prozesses durchgeführt werden.
Es werden ausschließlich $J\psi$-Ereignissen aus dem Jahr 1996 verwendet. Mit dieser Selektion wird das Verhalten der Such- und Triggeralgorithmen analysiert. Die Effizienz des Clustertriggers wird mit Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelt.
Als "Untergrund" zur Abschätzung der Datenreduktion werden **L2/L4**-*Transparent Runs* verwendet. Sie dienen auch zum Test der Algorithmen um Hinweise auf das Verhalten bei höheren Energien zu erhalten.
Die Daten, die Selektionskriterien und die verwendeten *Subtrigger* werden in diesem Kapitel vorgestellt.

5.1 L2/L4 Transparent Runs

Um die Datenreduktion des Clustertriggers zu untersuchen sind die J/ϕ-Ereignisse nicht geeignet. Um sie gut abzuschätzen sollte in den verwendeten Daten eine große Bandbreit von Ereignissen vorkommen. Bei den **L2/L4**-*Transparent Run* wird nur die **L1**-Triggerstufe verwendet und **L2** und **L4** umgangen. Dadurch entfällt die Triggerentscheidung der nachfolgenden Triggerstufen. Die Daten der **L2/L4**-*Transparent Runs* enthalten daher neben Ereignissen aus verschiedenen Physikklassen auch wirkliche Untergrundreaktion.
Damit die Rate auf $\mathcal{O}(10\,Hz)$ gesenkt werden kann, werden *Prescale* Faktoren verwendet. Ein *Prescale*-Faktor n bedeutet, daß nur jedes n-te getriggerte Ereignis aufgezeichnet wird.

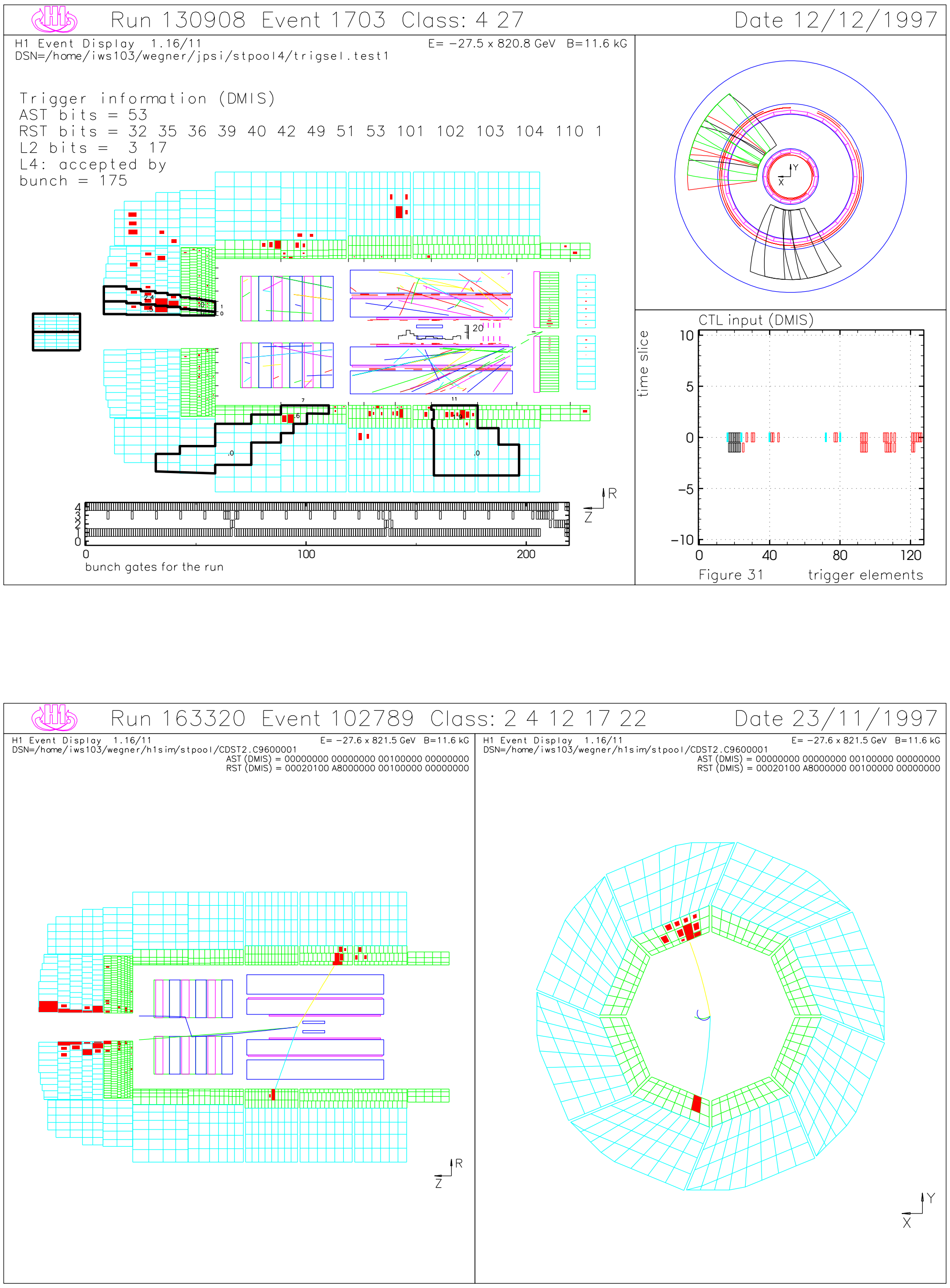


Abbildung 5.1: Ereignis aus den L2/L4-*Transparent Runs* (oben) und der J/ψ-Track-Track-Selektion (unten).

5.2 Die Daten der elastische J/ψ-Ereignisse

Mit Ereignisse der diffraktiven, elastischen J/ψ-Produktion aus dem Prozeß

$$e^+p \longrightarrow e^+p(J/\Psi \longrightarrow e^+e^-). \tag{5.1}$$

wird das Verhalten des Clustertriggers analysiert. Es stehen Daten aus dem Jahr 1996 und Monte-Carlo-Simulationen zur Verfügung. Anhand dieser Physikklasse soll das Verhalten der Algorithmen und die Effizienz untersucht werden. Wichtige Signatur dieser Ereignisse ist das fehlende gestreute Elektron im Detektor, es verläßt ihn wie das Proton durch das Strahlrohr. Die Energie im Detektor ist damit um eine Größenordnung niedriger als bei tiefinelastischen Streuprozessen. Die zwei Zerfallselektronen sind mit einer Energie $\mathcal{O}(1-2\,GeV)$ im Kalorimeter nachzuweisen.

5.2.1 Die J/ψ-Daten aus 1996

Zur Untersuchung der Algorithmen werden nur sogenannte **TT**-Ereignisse (**T**rack-**T**rack) berücksichtigt, bei denen eine kombinierte Teilchenidentifikation mit den Spurkammern und dem Flüssig-Argon-Kalorimeter möglich ist. Getriggert werden diese Ereignisse durch die *Subtrigger* **S52** und **S54**. In der Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Selektionskriterien der **TT**-Selektion kurz aufgeführt. Diese wurden schon in [35] für Daten aus dem Jahren 1994/95 verwendet. Die Rekonstruktion der Kinematik und die Selektionskriterien werden dort ausführlich vorgestellt und diskutiert.

5.2.2 Die L1-Trigger für die TT-Selektion

Die einzelnen Triggerelemente des **L1**-Triggers werden zu *Subtriggern* kombiniert. In der **TT**-Selektion werde die *Subtrigger*

S52 (LAR_BR&&zVTX_cls&&DCrϕ_Tneg) und

S54 (Topo_BR&&zVTX_cls&&DCrϕ_Tneg)

verwendet. Zu beachten ist, daß 1995 die Rate des **S52** mit einem mittlerer *Prescale*-Faktor von $2,90$ und des **S54** mit einem Faktor von $1,24$ gesenkt wurden. Ab dem Jahr 1996 wurden diese Faktoren für den **S52** und **S54** nicht mehr verwendet.

Kriterium	**T-T**
Elastische Selektion	keine Spuren neben den Spuren in Richtung der beiden Schauer keine zusätzlichen Schauer im SpaCal mit $p > 0.5 GeV$
W-Intervall	$30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$
Elektron 1	vertex-angepaßte Spur
Impuls	$p > 0.8\,GeV$
Polarwinkel	$20^0 \leq \theta \leq 155^0$
Elektron 2	vertex-angepaßte Spur
Impuls	$p > 0.8\,\mathrm{GeV}$
Polarwinkel	$20^0 \leq \theta \leq 160^0$
L1-Trigger	`S52/S54`
L5	J/ψ, Ein-Elektron
zVertex	z-Vertex: $\lvert z - z_{nominell} \rvert \leq 50\,cm$

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der wichtigsten Selektionskriterien der **TT**-Selektion.

LAR_BR

Das **L***iquid* **A***rgon* & **B***ig***R***ay* Triggerelement verlangt eine Koinzidenz zwischen einem Proportionalkammerstrahl (*Big Ray*) und einer Energiedeposition $E_{TT} \geq 1,5\,GeV$ in einem **TT** des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Der Strahl, eine Gerade, wird vom Wechselwirkungspunkt und den Treffer in den Proportionalkammern gebildet. Die Granularität beträgt 12×16 in Θ und Φ [39, 40].

Topo_BR

Das **Topo***logical* **B***ig***R***ay* Element fordert die Koinzidenz zweier azimutal gegenüberliegender Proportionalkammerstrahlen mit einer Toleranz von ±30° im azimutalen Öffnungswinkel zwischen den Strahlen. Weitere Strahlen dürfen nicht vorkommen. [39]

zVtx_Cls

Die Strahlen der Proportionalkammern werden auf ein *z-Vertex-Histogramm* mit 16 Intervallen im Bereich $\pm 43,9\,cm$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt abgebildet. Das **zV***er***t***e***x** **Cl***us***t***er* Element fordert im Histogramm Einträge in vier benachbarten Intervallen [41] .

DCrϕ_Tneg

Das Element **D***rift* **C***hamber* **rϕT***rack Trigger for* **neg***ative charges* verlangt mindestens eine Driftkammerspur mit negativer Ladung.

Die zwei *Subtrigger* fordern also beide einen z-Vertex in der nominellen Wechselwirkungszone. Der **S52** verlangt dazu eine eine negative Spur in den Kammern, eine Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter über der Schwelle von $1,5\,GeV$ und eine Spur eines negativ geladenen Teilchens in den Kammern. Es muß nur ein Elektron gefunden werden, das jedoch eine hohe Energie besitzen muß.
Der **S54** fordert neben dem z-Vertex zwei gegenüberliegende Spuren mit einer Winkeldifferenz von mindestens 150° in ϕ, davon muß eine Spur negativ geladen sein. Im Kalorimeter muß keine Energiedeposition nachgewiesen werden, also werden auch Teilchen mit niedrigeren Energien, als die der Zerfallselektronen getriggert.

Kriterium	**J/ψ-Kandidaten aus der TT-Selektion**
Elektron	zwei Kandidaten im Kalorimeter
Elektronspuren	zwei Spuren in den Spurkammern
Elektronimpuls	$p > 1\,GeV$
SpaCal	kein Cluster

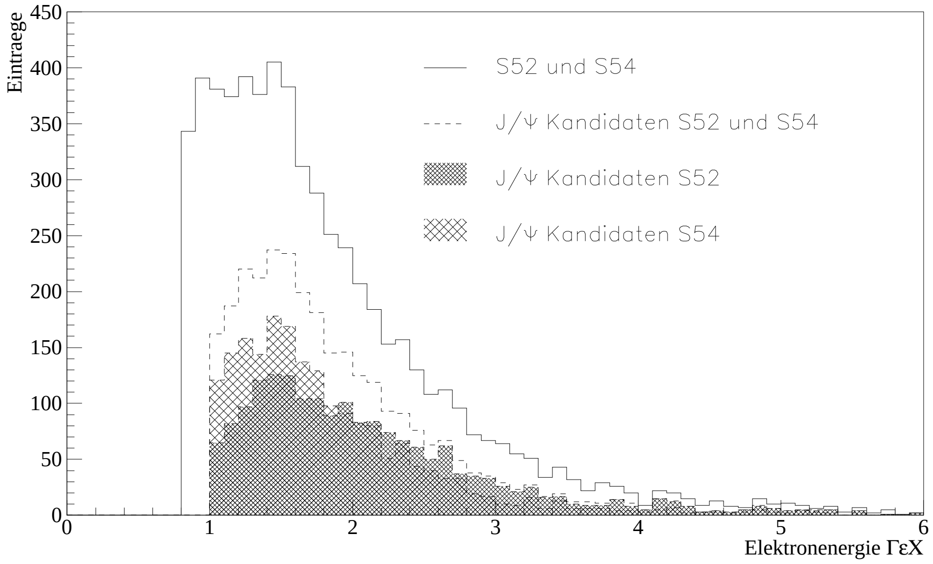
Tabelle 5.2: Definition eines J/ψ-Kandidaten aus der **TT**-Selektion für diese Untersuchung.

5.2.3 Die J/ψ-Kandidaten

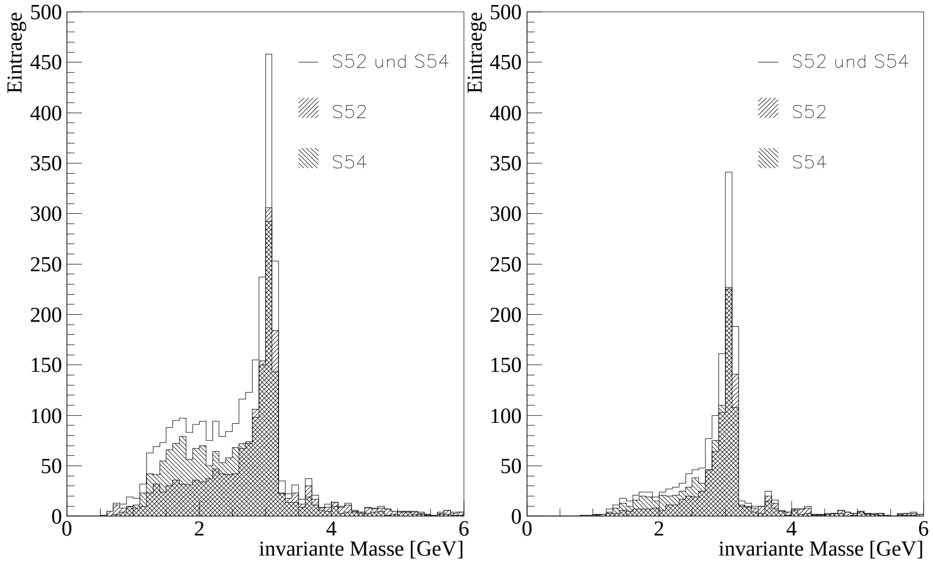
Eine Analyse der J/ψ-Ereignisse konnte in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden, diese wurde in [35] durchgeführt. Zum Testen des Triggers und der Algorithmen wurde eine Klasse von Ereignissen eingeführt, die im folgenden als J/ψ-Kandidaten bezeichnet werden. Für diese Ereignisse werden bei der Rekonstruktion zwei Spuren in den Spurkammern und zwei Cluster im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters gefordert. Im **SPACAL** darf kein weiterer Cluster gefunden werden. Von den 3040 Ereignissen der **TT**-Selektion wurden 1492 als Kandidaten eingeordnet. Die Abbildung 5.2 zeigt die Verteilung der invarianten Masse der selektierten Ereignisse und die Verteilung für die J/ψ-Kandidaten und die rekonstruierte Energie der beiden Zerfallselektronen im Kalorimeter.

5.3 Die Monte-Carlo-Simulation

Die Effizienz des Clustertriggers wird mit durch eine Monte-Carlo-Simulation erzeugte Daten untersucht. Die Vierervektoren des Prozesses wurden mit dem Generator **DIFFVM** [42], die Simulation des Detektors erfolgte mit dem Programmpaket **H1SIM** [35, 43]. Für die Auswahl der MC-J/ψ-Ereignisse wurden, außer den *Subtriggern* **S52** und **S54**, dieselben Selektionskriterien gefordert wie in der **TT**-Selektion.



Spektrum der Energie der Zerfallselektronen



TT-Selektion

J/Ψ Kandidaten

Abbildung 5.2: J/ψ-Selektion: Spektrum der Energie der Zerfallselektronen (oben), Spektrum der invarianten Masse für die **TT**-Selektion (links unten) und die J/ψ-Kandidaten (rechts unten).

6 Die AGM-Schwellen

Die Untersuchung zum Clustertrigger basiert auf dem Austausch der Vorverstärker der Kalorimeterelektronik. Mit den neuen **JFET**s sinkt das Rauschen der Triggerelektronik und damit können die **AGM**-Schwellen abgesenkt werden. Um also Aussagen treffen zu können ist ein Modell nötig, das das Rauschen der neuen Vorverstärker und die neuen **AGM**-Schwellen simuliert.

6.1 Die Simulation des Rauschens und der AGM-Schwellen

6.1.1 Die alten AGM-Schwellen

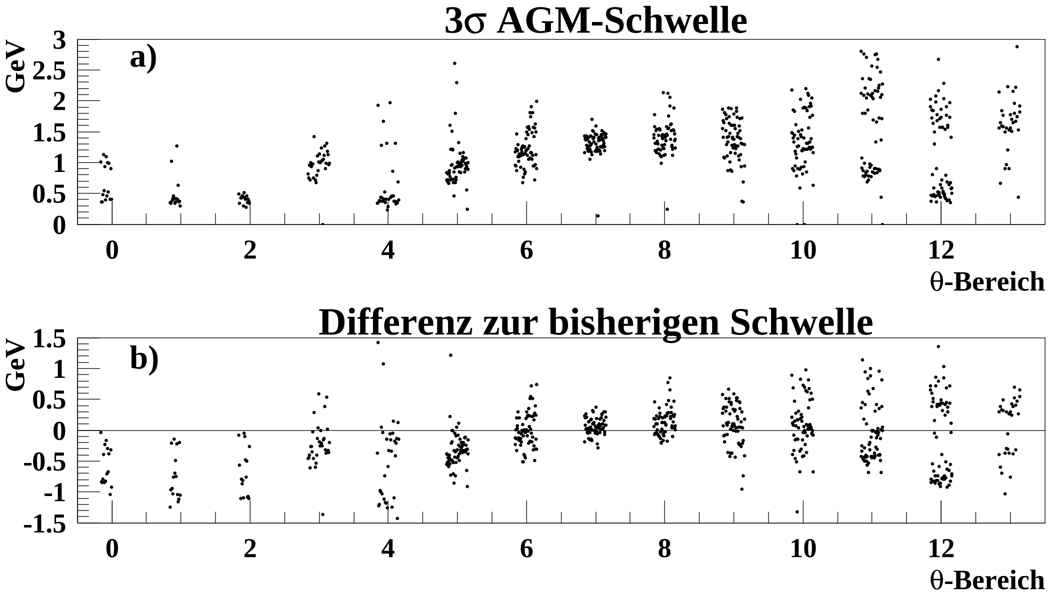
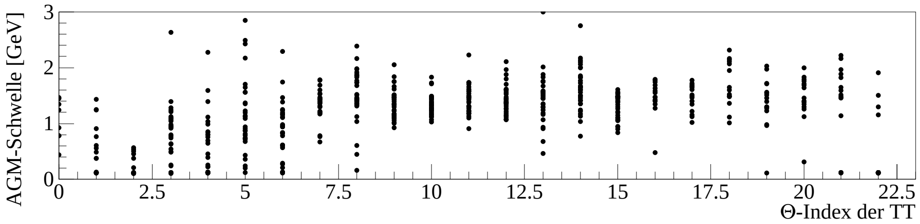


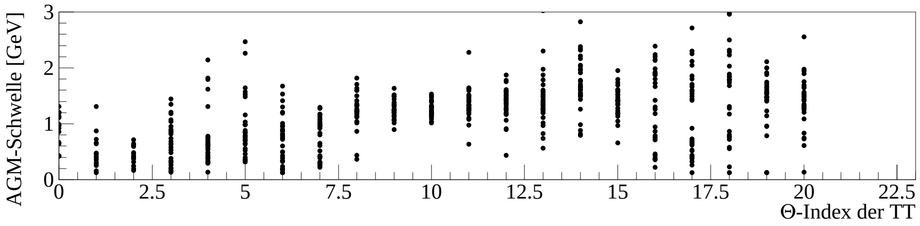
Abbildung 6.1: Die rauschabhängigen **AGM**-Schwellen der **TT** in jeden $\Theta-$Bereichen in GeV a), die Differenz zu den ursprünglich eingestellen **AGM**-Schwellen b).

Für das Jahr 1994 wurden die **AGM**-Schwellen im Flüssig-Argon-Kalorimeter auf einen Wert von $1,2\,GeV$ eingestellt, für einige **TT** mit erhöhtem Rauschen auf $2,4\,GeV$. Untersuchungen [44] zur Effizienz des Kalorimeters ergaben als optimales Kriterium, die Einstellung der Schwellen $t_{AGM}(TT)$ proportional zum Rauschen der **TT**:

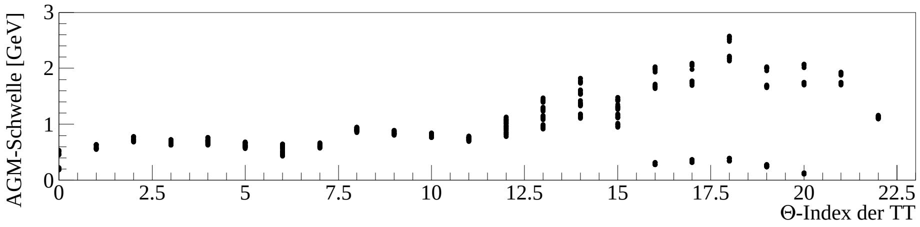
$$t_{AGM}(TT) = n_{AGM} \cdot \sigma_{noise}(TT), \tag{6.1}$$



gemessene AGM-Schwellen (em. TC)



gemessene AGM-Schwellen (had. TC)



mit Modell berechnete AGM-Schwelle

Abbildung 6.2: Die **AGM**-Schwellen in GeV, nach verschiedenen Methoden bestimmt: Mit **TRICAL** gemessene Schwellen, nur mit elektromagnetische **TC** (oben), nur mit hadronische **TC** (Mitte) und mit dem Modell berechnet (unten).

$\sigma_{noise}(TT)$ ist das Rauschen des **TT** und n_{AGM} ein Proportionalitätsfaktor. 1995 wurden die **AGM**-Schwellen im Flüssig-Argon- Kalorimeter für $n_{AGM} = 3$ eingestellt um eine optimale Effizienz des Kalorimeter-Triggers zu erreichen. Die Abbildung 6.1 zeigt die damals eingestellten Schwellen und die Differenz zu den ursprünglichen Schwellen. Im vorderen Teil des Kalorimeters konnten die Schwellen abgesenkt werden, während die im hinteren Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters teilweise erhöht wurden.

Mit dem Programm **TRICAL** ist es möglich die **AGM**-Schwelle im Kalorimeter zu messen und damit die Beziehung zwischen der eingestellten und der tatsächlich wirksamen Schwelle zu untersuchen. Zur Messung der Schwellen werden bis auf eine elektromagnetische oder eine hadronische **TC**, alle Zellen aus der Datenauslese genommen. Spannungspulse der Pulsgeneratoren induzieren Ladungen auf den Kalibrationskapazitäten der Kalorimeterzellen. Durch schrittweises Erhöhen der Pulse wird die Schwelle im **TT** gemessen bis zu der die Pulse unterdrückt werden. Die **AGM**-Schwellen der **TT** werden so, entwe-

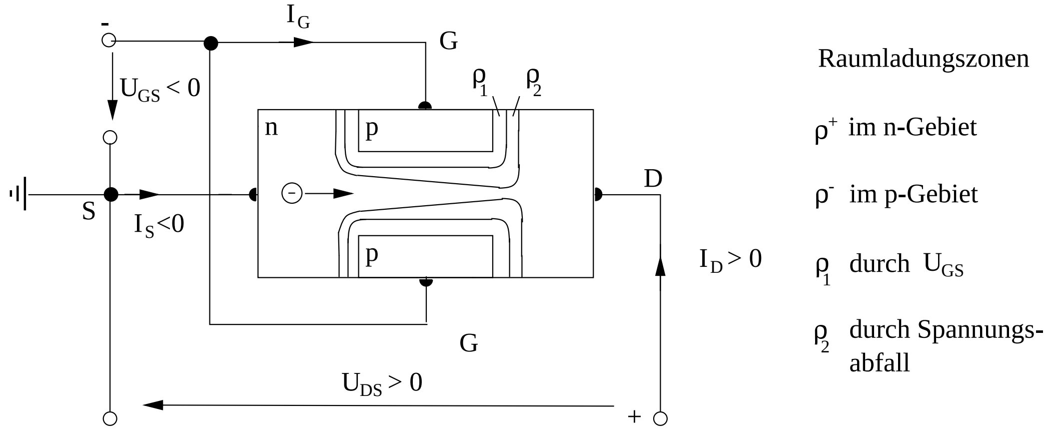


Abbildung 6.3: Schematischer Aufbau eines pnp-Feldeffektransistors.

der mit einer hadronischen oder einer elektromagnetischen **TC** ermittelt. Es handelt sich aber dabei um zwei verschiedene Meßmethoden und nicht um verschiedene Schwellen. Die Abbildung 6.2 zeigt die durch **TRICAL** bestimmten *AGM*-Schwellen [45]. Durch Verfeinerung der Meßmethode konnten die Werte innerhalb der Fehlergrenzen zur Übereinstimmung gebracht werden, in dieser Arbeit jedoch nicht mehr berücksichtigt werden [46].

6.1.2 Das Modell des weißen Rauschens

Um die Schwellen der neuen Vorverstärkerelektronik nach der Beziehung 6.1 zu ermitteln ist ein Modell nötig um das Rauschen nach dem Einbau der neuen **JFET**s zu simulieren. Um die Qualität des Modells zu testen wird zuerst versucht, die Daten für die alten Vorverstärker mit dem Modell in der Triggersimulation zu reproduzieren.

Nach dem Modell des weißen Rauschens wirken die Zellen das Flüssig-Argon-Kalorimeters als kapazitive Spannungsquellen auf die Vorverstärker [38, 45]. Das Signal, das aus den Zellen ausgelesen wird, verursacht thermisches Rauschen, das die Energieauflösung verfälscht. Dieses Rauschen tritt als in der Zeit poisson-verteilte Pulse auf. Den dominanten Anteil an der Entstehung dieser Verteilung tragen die Feldeffekttransistoren oder **JFET**s (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor) auf der Analogkarte bei.

Das Prinzip des Feldeffekttransisors (Abb. 6.3) basiert darauf, daß mit einem Raumladungsfeld der Stromfluß in einem Halbleiter gesteuert wird. Liegt zwischen Drain und Source eine positive Spannung an, wandern die Elektronen durch den Kanal. Mit einer Spannung zwischen Gate und Source können die Raumladungszonen im Halbleiter vergrößert oder verkleinert und dadurch der Drainstrom gesteuert werden.

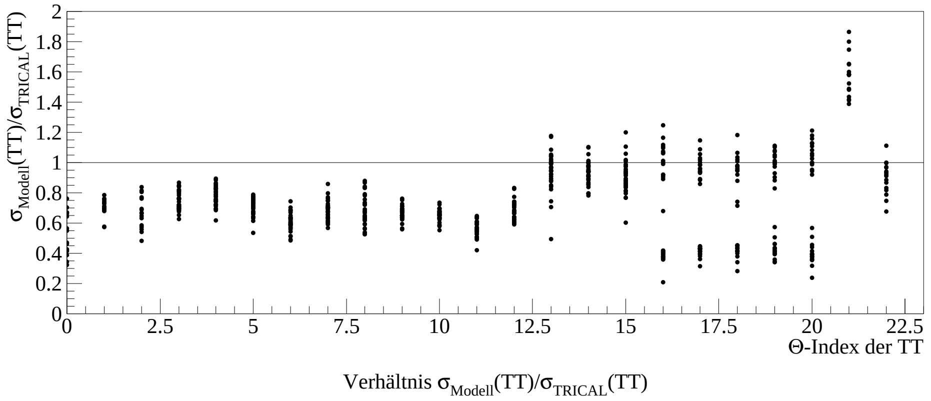


Abbildung 6.4: Modell des weißen Rauschens: Verhältnis aus dem theoretische Rauschen eines **TT** durch das im Kalorimeter mit **TRICAL** gemessenes Rauschen geteilt.

Den Hauptanteil zum Transistorrauschen trägt wiederum das thermische Rauschen am Kanalwiederstand bei, es ist näherungsweise gegeben als:

$$\sigma = a + bC_D \tag{6.2}$$

$$a = \sqrt{\frac{4kT}{g_m}}C_G \tag{6.3}$$

$$b = \sqrt{\frac{4kT}{g_m}}. \tag{6.4}$$

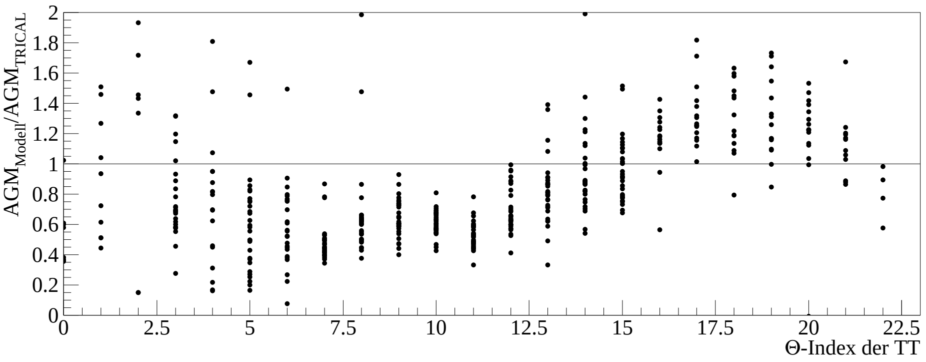
Der Faktor g_m ist als Steilheit des Transistors definiert:

$$g_m = \frac{dI_D}{dV_G}. \tag{6.5}$$

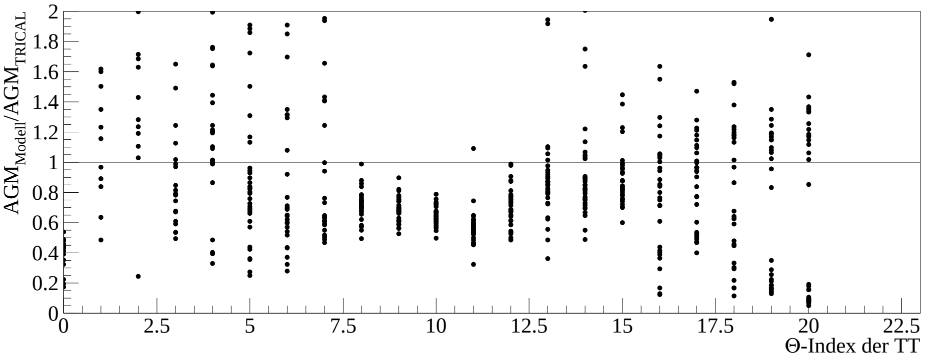
I_D ist der Drainstrom und V_D das Potential an der Source des **JFET**, k die Boltzmannkonstante und T die Betriebstemperatur des **JFET**. C_D ist die Kapazität der Kalorimeterzelle und C_G die Kapazität zwischen Source und Drain. Für den größten Teil der Detektorkapazitäten ist diese Näherung gerechtfertig [38, 45]. Aus 6.2 ergeben sich für das Rauschen einer **TC**, bzw. eines **TT** die Beziehungen:

$$\sigma_{noise_{Modell}}(TC) = \sqrt{n_{GP}}(a_{TRICAL} + b_{TRICAL}\overline{C}_{GP}) \tag{6.6}$$

$$\sigma_{noise_{Modell}}(TT) = \sqrt{\sum_i (\sigma^i_{noise_{Modell}}(TC))^2}. \tag{6.7}$$



Verhältnis $AGM_{Modell}(TT)/AGM_{TRICAL}(TT,em.\ TC)$



Verhältnis $AGM_{Modell}(TT)/AGM_{TRICAL}(TT,had.\ TC)$

Abbildung 6.5: Die Verhältnisse der Schwellen des Modells zu den mit **TRICAL** bestimmten **AGM**-Schwellen

In das Rauschen der **TC** gehen die Anzahl n_{GP} und die mittlere Kapazität $\overline{C}_{GP}$ der Kalorimeterzellen einer **TC** ein. Die Parameter a und b wurden aus Meßergebnissen mit **TRICAL** im hinteren Bereich des Kalorimeters berechnet, in dem schon neue Vorverstärker eingesetzt und getestet wurden [45] [47]. Das theoretische Rauschen eines **TT**s kann mit dem von **TRICAL** ermittelten Rauschen verglichen werden. Das Rauschen wird gemessen, indem die Gaussschen Verteilungen der ausgelesenen digitalisierten Pulse ermittelt werden. Die mittlere quadratische Abweichung dieser Verteilung entspricht dem Rauschen einer **TC**:

$$\sigma(TC) = \sqrt{\left(\frac{\sum_{i=1}^{N} A_{max}^2}{N}\right) - \left(\frac{\sum_{i=1}^{N} A_{max}}{N}\right)^2}. \tag{6.8}$$

N ist die Anzahl der Kalibrationspulse und A_{max} die maximale Anzahl der **FADC**-Signale.

Die Abbildung 6.4 zeigt das Verhältnis aus mit **TRICAL** gemessenem σ_{TRICAL} und dem berechneten σ_{Modell}. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung vor allem im hinteren Bereich des Kalorimeters. Das Rauschen im Bereich mit **TT**-Θ-Index ≤ 11 wird im Modell zu niedrig berechnet.

6.1.3 Die simulierten AGM-Schwellen

Mit der Beziehung 6.1 und den angegebenen Formeln für das Rauschen können die theoretischen Schwellen für die existierende Triggerelektronik berechnet werden. In Abbildung 6.2 sind die **AGM**-Schwellen aus den **TRICAL**-Messungen und die theoretischen Schwellen gegenübergestellt. Abbildung 6.5 zeigt das Verhältnis aus den jeweils mit **TRICAL** ermittelten und den mit dem Modell berechneten Schwellen abgebildet. Deutlich ist die Diskrepanz zwischen den zwei **TRICAL**-Schwellen zuerkennen, die jedoch wie schon erwähnt inzwischen behoben werden konnte.

6.2 Die Triggersimulation

Entscheidend für die Qualität des Modells ist die Übereinstimmung zwischen Daten und der Simulation. Um dies zu testen wurden statt dem bisher in **H1**-Programmpaket **H1UTIL** benutzten **TC**-Rauschen und **AGM**-Schwellen, die Schwellen und das Rauschen aus dem Modell verwendet. Die Simulation des Triggers wird in [44] ausführlich behandelt.
In Abbildung 6.6 wird das **FADC**s-Spektren der bisherigen Triggersimulation, mit gemessenen Daten und den Ergebnissen mit dem simulierten Rauschen und Schwellen aus dem Modell verglichen. Das Verhältnis der **FADC**s zeigt deutlich die Abweichung der Triggersimulation mit den bisher verwendeten Werten im Bereich zwischen 5 und 15 **FADC**s. Die gute Beschreibung der Daten zeigt daß das Modell zur Simulation der Schwellen und des Rauschens der alten Vorverstärker verwendet werden kann. Ein erstes Ergebnis dieser Arbeit ist also die Verbesserung der Triggersimulation. es wird davon ausgegangen das die neuen **AGM**-Schwellen und das niedrigere Rauschen der ausgetauschten **JFET**s für diese Untersuchung durch das Modell simuliert werden können.

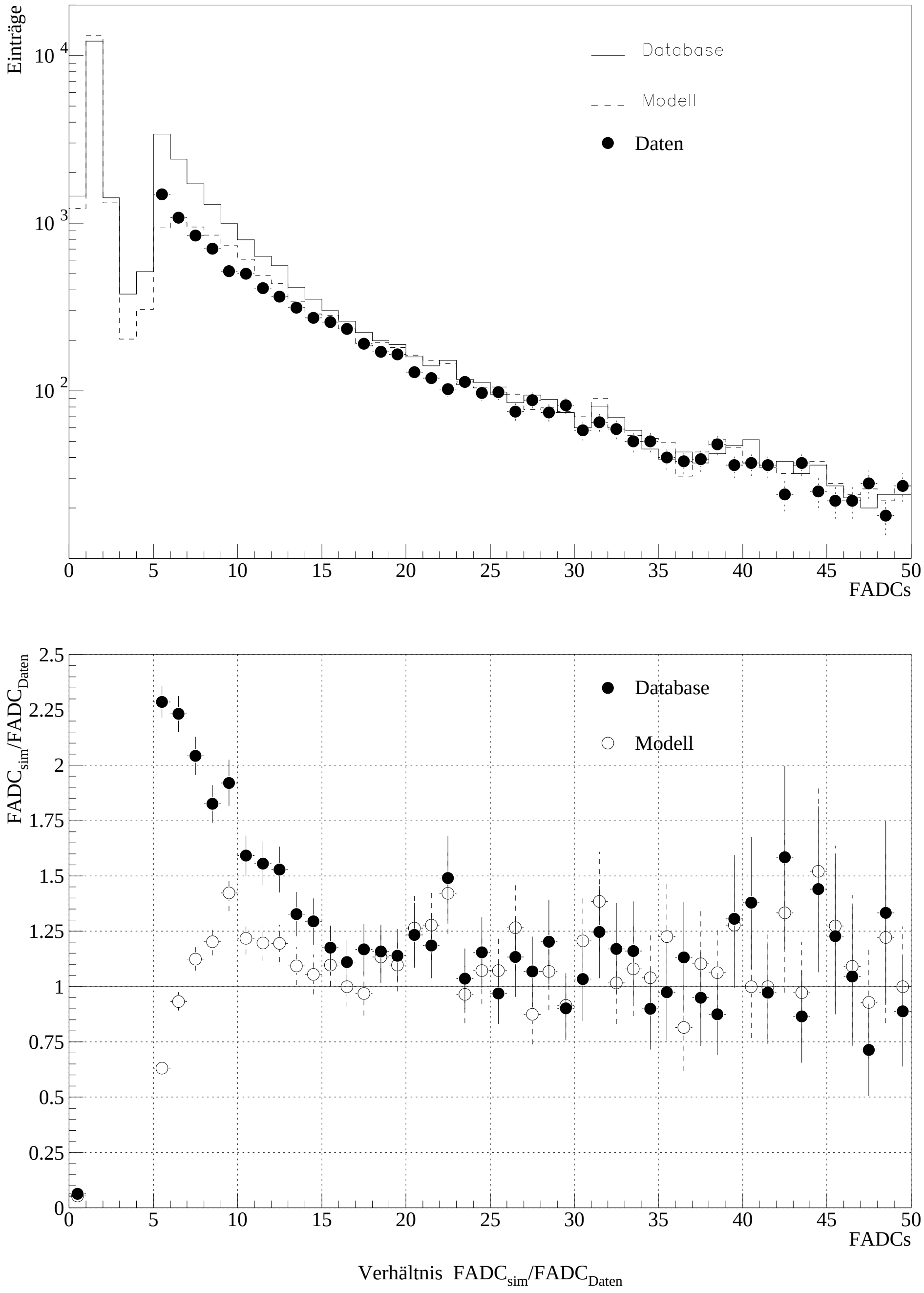
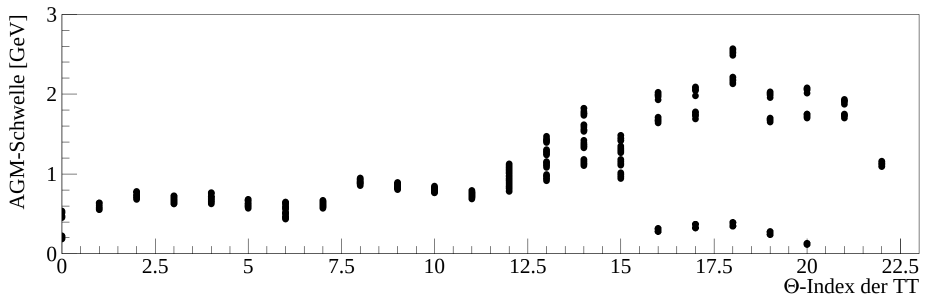
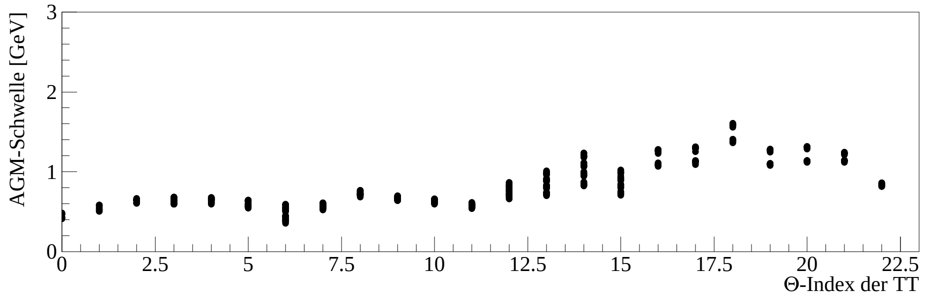


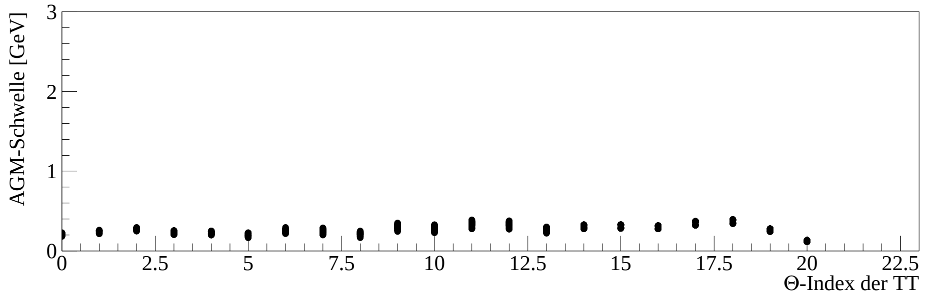
Abbildung 6.6: Das **FADC**-Spektrum (oben): die Punkte (•) zeigen das Spektrum der Daten, im Vergleich dazu die Spektren (Histogramme) der bisherigen und der, durch das Modell verbesserten Simulation; das Verhältnis der simulierten zu den gemessen **FADC**s (unten), alte Simulation (•) und verbesserte Simulation (∘).



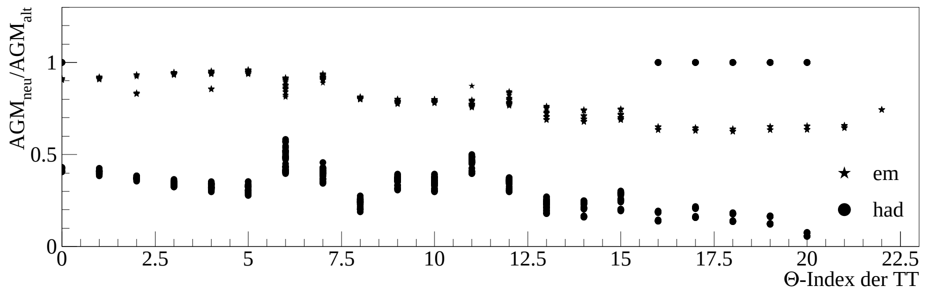
alte AGM-Schwellen



neue elektromagnetische AGM-Schwellen



neue hadronische AGM-Schwellen



Quotient aus neuen und alten AGM-Schwellen

Abbildung 6.7: Die nach dem Modell berechnete alte **AGM**-Schwelle (oben), die neuen seperaten **AGM**-Schwellen (Mitte) und die Faktoren der Absenkung (unten)

6.3 Die neuen AGM-Schwellen

Bei der Simulation des Rauschens der neuen Vorverstärker und der daraus resultierenden **AGM**-Schwellen wird angenommen, daß für alle Zellen die Vorverstärker ausgetauscht werden deren Kapazität größer als $5\,nF$ ist. Es werden getrennte **AGM**-Schwellen für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil eines **TT** simuliert.
Die Abbildung 6.7 zeigt daß die Schwellen im hadronischen Teil auf bis zu 10 % und im elektromagnetischen auf bis zu 60 % der alten Schwellen abgesenkt werden könnten.

6.4 Die Wirkung der neuen AGM-Schwellen

Das Signal eines **TT**, die Energie E_{TT_Kalo}, wird von der Triggerelektronik ausgelesen und mit der **AGM**-Schwelle verglichen. Die **TT**-Energien E_{TT}, deren Wert größer als die Schwelle ist, stehen dem **L1**-Kalorimeter-Trigger zur Verfügung. Die Summen der Energien E_{Kalo} im Kalorimeter und E_{Trig} in Trigger lauten:

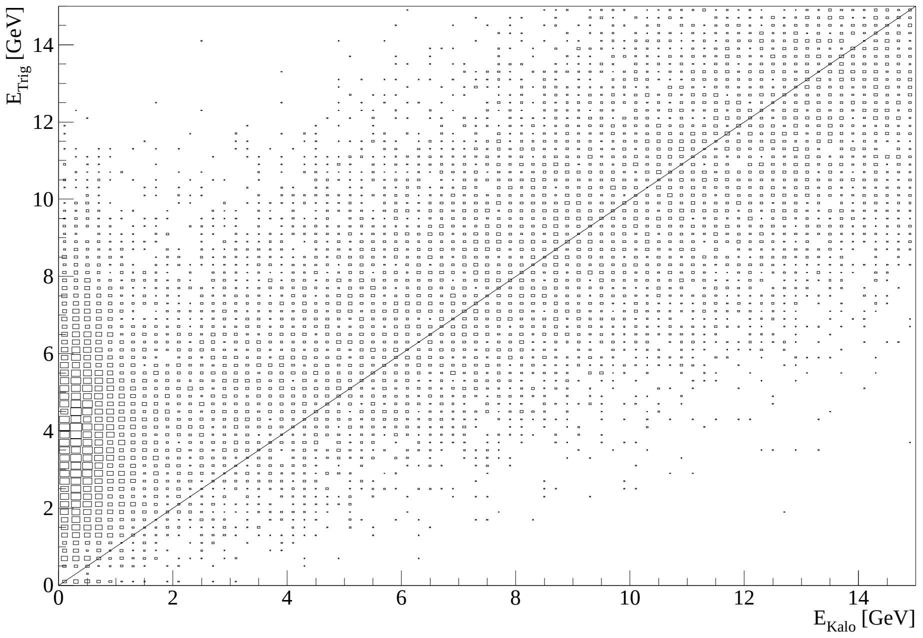
$$E_{Kalo} = \sum_{i}^{N_{TT\_K}} E^{i}_{TT\_K}, \tag{6.9}$$

$$E_{Trig} = \sum_{i}^{N_{TT}} E^{i}_{TT}. \tag{6.10}$$

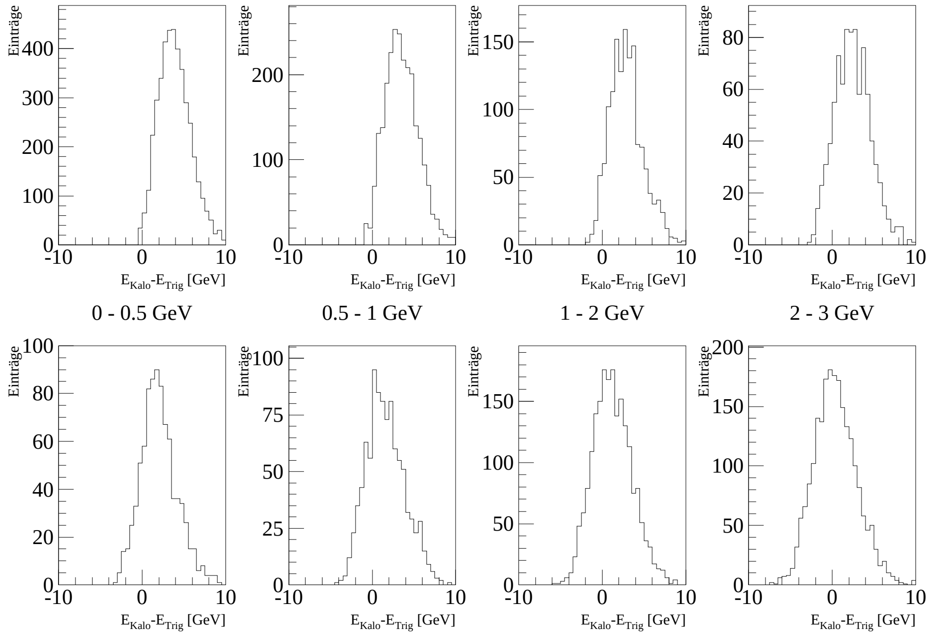
N_{TT_K} ist die Anzahl der **TT** mit $E_{Kalo} > 0\,GeV$ und N_{TT} die Anzahl der **TT** in Trigger, d.h. für sie gilt $E_{TT\_Kalo} > t_{AGM}(TT)$.
Zunächst soll die Wirkung des Rauschens auf die Energie im Kalorimeter betrachtet werden. Die Abbildung 6.8 zeigt die Korrelation zwischen E_{Kalo} und E_{Trig} im elektromagnetischen des Kalorimeters mit **AGM**-Schwellen bei *Transparent Runs*. Die Summe der Energie im Trigger, mit dem Modell für die neuen Schwellen simuliert ist gegen die rekonstuierten elektromagnetischen Energie aufgetragen. Die Differenz der beiden Energien in Abbildung 6.8 (unten) für verschiedene Energieintervalle zeigt, daß das Rauschen besonders kleine Energien stark verfälscht. Die Differenz $E_{Trig} - E_{Kalo}$ geht für höhere Energien gegen Null. Triggerrauschen das nicht von der Schwelle unterdrückt wird wirkt sich also besonders auf Ereignisse mit niedrigen Gesamtenergien aus.
Die Abbildung 6.9 zeigt die Auswirkung des Triggerrauschens und der **AGM**-Schwellen auf das Spektrum der **TT**-Energien im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Abgebildet sind jeweils die rekonstruierten elektromagnetischen und hadronischen **TT**-Energien im Kalorimeter für die *Transparent Runs* und die **TT**-Selektion. Die schraffierten Histogramme zeigen die verrauschten**TT**-Energien mit den alten, bzw. neuen Vorverstärkern und **AGM**-Schwellen. Das Verhältnis aus den Einträgen der Energiespektren zeigt wie stark das Rauschen die

Energien im Kalorimeter verfälscht.

Sowohl bei den hadronischen als auch bei den elektromagnetischen Energien überschätzt der Trigger durch das Rauschen kleine Energien im Bereich der Schwelle. Sehr kleine Energien werden durch die Schwellen verworfen, die neuen getrennten Schwellen sind restriktiver als die alte gemeinsame **AGM**-Schwelle. Ab $1,5\,GeV$ erzielen die neuen Schwellen ein besseres Ergebnis, die Spektren der Energien im Trigger stimmen gut mit denen der rekonstruierten Energie im Kalorimeter überein, obwohl unmittelbar an der Schwelle selbst zu einer stärkeren Überhöhung kommt.



Korrelation zwischen E_{Trig} und E_{Kalo}



0 - 0.5 GeV

0.5 - 1 GeV

1 - 2 GeV

2 - 3 GeV

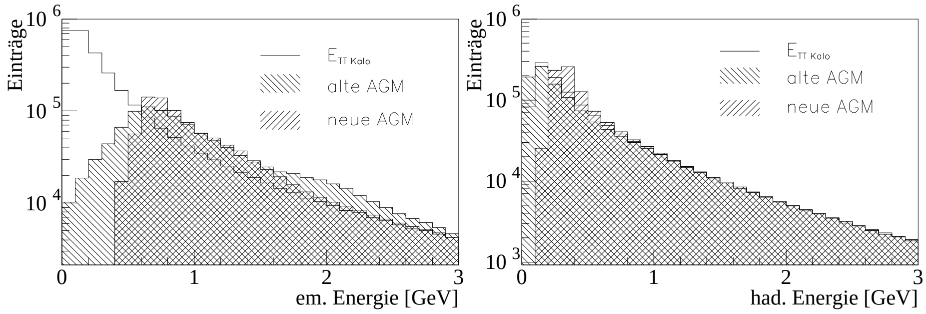
3 - 4 GeV

4 - 5 GeV

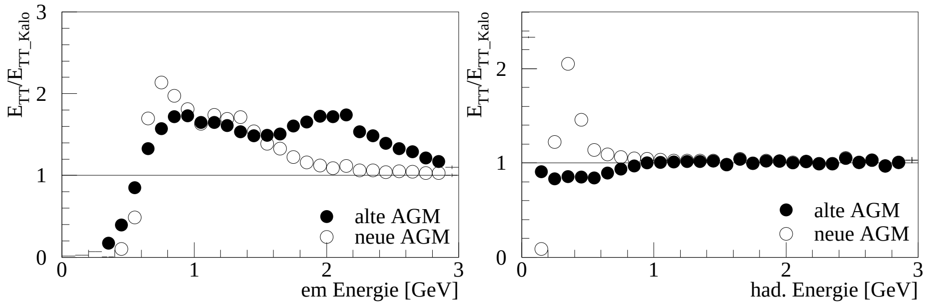
5 - 7 GeV

7 - 10 GeV

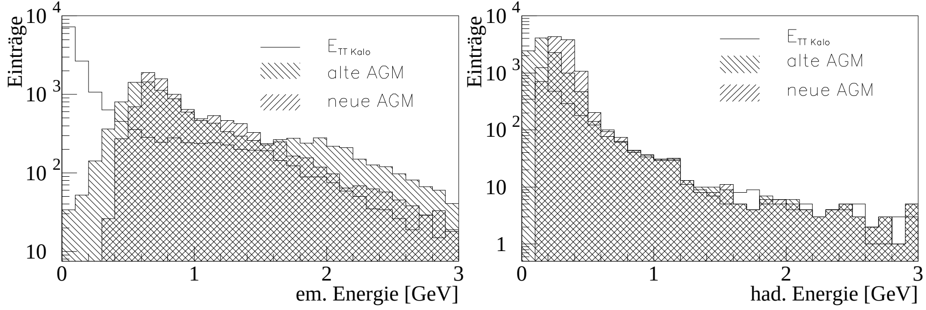
Abbildung 6.8: Korrelation zwischen E_{Kalo} und E_{Trig} (oben): Verschiebung des Energiespektrums durch das Triggerrauschen für verschiedene Energieintervalle von E_{Kalo} (unten). Für kleine Energien im Kalorimeter wird die Energie durch das Triggerrauschen stark überhöht.



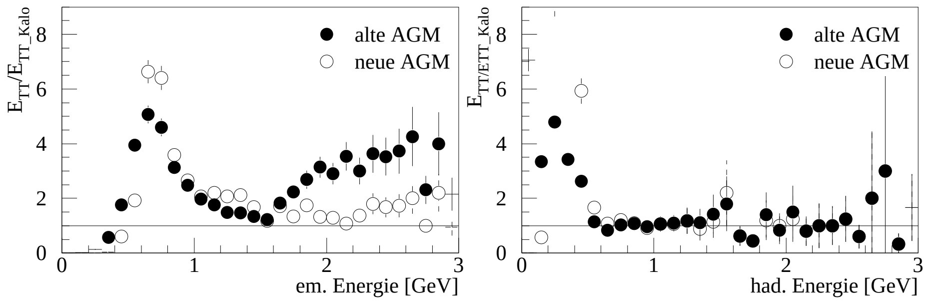
em. TT-Energien (TR) had. TT-Energien (TR)



Verhältnis $E_{TT\_Kalo}/E_{Trigger}$ Verhältnis $E_{TT}/E_{TT\ Kalo}$



em. TT-Energien, J/Ψ had. TT-Energien, J/Ψ



Verhänis E_{TT}/E_{TT_Kalo} Verhältnis E_{TT}/E_{TT_Kalo}

Abbildung 6.9: Auswirkung des Rauschens und der **AGM**-Schwellen auf die **TT**-Energien: Gegenüberstellung der **TT**-Energiespektren der rekonstruierten Energien im Kalorimeter und den simulierten Spektren mit altem und neuen Schwellen für *Transparent Runs* (oben) und J/ψ-Kandidaten (unten), jeweils getrennt für den elektromagnetischen (linke Spalte) und den hadronischen Teil (rechte Spalte) des Kalorimeters.

6.5 Zusammenfassung

Mit den aus **TRICAL**-Messungen gewonnen Parametern und dem Modell läßt sich das Rauschen der alten Vorverstärker und damit die **AGM**-Schwellen gut simulieren. Das Spektrum der **FADC**s aus der Simulation mit dem Modell stimmt besser mit den Daten überein, als die bisherige **H1**-Detektor Simulation. Es wird vorgeschlagen das theoretische Rauschen und die Schwellen aus dem Modell für die offizielle **H1**-Simulation zu verwenden.
Das abgesenkte Rauschen und die abgeleiteten getrennten Schwellen für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil der **TT** im Kalorimeter verbessern die Abbildung der tatsächlichen Energie im Kalorimeter in der **L1**-Kalorimeter-Triggerstufe.

7 Die Triggeralgorithmen

Auf der Grundlage von existierenden Programmpaketen wurde eine Simulation des Clustertriggers entwickelt. Die rekonstruierten hadronischen und elektromagnetischen Energien eines Ereignisses werden eingelesen, das Triggerrauschen und die Entscheidung der **AGM**-Schwellen simuliert. Die Energien werden auf die idealisierten Karten der elektromagnetischen und hadronischen **TT** (Anhang A) abgebildet. Auf diesen Karten sucht ein Algorithmus Cluster aus Trigger Türmen, summiert die Energien auf und stellt sie zusammen mit den geometrischen Informationen dem Trigger zur Verfügung. In diesem Kapitel werden die beiden Suchalgorithmen vorgestellt und mit *Transparent Runs* und J/ψ-Kandidaten aus der TT-Selektion getestet. Verschiedene Modelle eines Clustertriggers werden in diesem Kapitel vorgeschlagen.

7.1 Algorithmen zur Clustersuche

Die Abbildung 7.1 zeigt die Karte der elektromagnetischen **TT** mit den rekonstruierten Energien eines J/ψ-Kandidaten im Kalorimeter und den simulierten Energien im Trigger. Die hadronischen Energien sind bei diesen Ereignissen nicht relevant, die Elektronen deponieren ihre Energie fast vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters, darum wird bei dieser Untersuchung nur dieser Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters betrachtet.

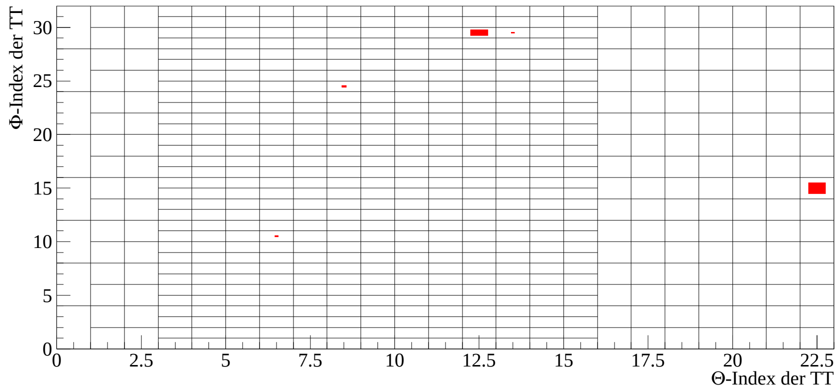
Auf der Karte der **TT** arbeiten der **p**arallel **Cl**usteralgorithmus (**PCL**) und der **s**equentielle **Cl**usteralgorithmus (**SCL**). Diese Algorithmen sollen lokale Maxima finden, die den Kern von Clustern bilden. Ein Cluster besteht aus einem **TT**, dem Clusterkern der ein lokales Energiemaximum darstellt und den benachbarten **TT**. Die Clusterenergie E_{Clu} berechnet sich nach

$$E_{Clu} = E_{CK} + \sum_{i}^{N_N} E_{TT}^{i}. \tag{7.1}$$

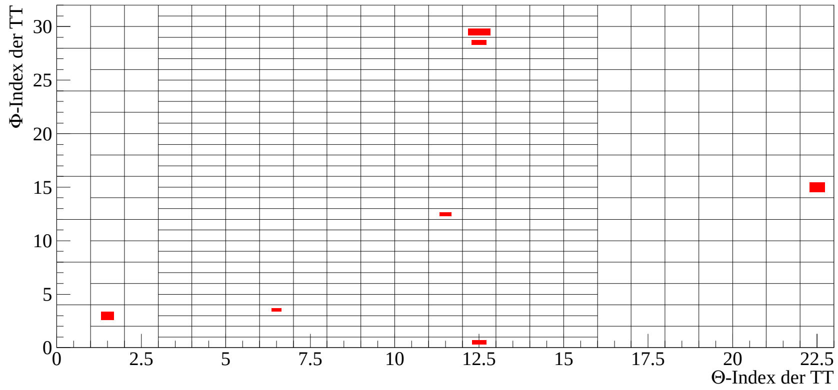
$$6 \leq N_N \leq 9 \text{ im elektromagnetischen Teil}$$
$$5 \leq N_N \leq 8 \text{ im hadronischen Teil}$$

Die Energie des Clusters wird aus der Energie E_{CK} des Clusterkerns und der Energien E_{TT} seiner Nachbarn aufsummiert. Auf Grund der variierenden Granularität schwankt N_N.

Die zwei Algorithmen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und diskutiert. Die Abbildungen 7.2 und 7.3 skizzieren den Suchvorgang und die Summierung der Clusterenergien E_{Clu}. Die resultierenden Clusterenergien eines Ereignisses werden mit dem Θ-, Φ- und **TT**-Indizes in einer Liste geordnet



Karte der elektromagnetischen TT mit den rekonstruiert Energien im Kalorimeter



Karte der elektromagnetischen TT mit den Energien im L1 Trigger

Abbildung 7.1: Karten der elektromagnetischen **TT**-Energien eines J/ψ-Kandidaten:. Die rekonstruierten Energien im Kalorimeter (oben) und die verrauschten Energien im **L1**Trigger (unten) sind dargestellt. Die Fläche des Eintrags ist proportional zur Energiedeposition.

an den Clustertrigger übergeben. Die Gesamtenergie der N_{Clu} Cluster eines Ereignisses ist definiert als:

$$E_{Tot} = \sum_{i}^{N_{Clu}} E^{i}_{Clu}. \tag{7.2}$$

Diese Energie soll im Idealfall mit der Energie E_{Trig} übereinstimmen.

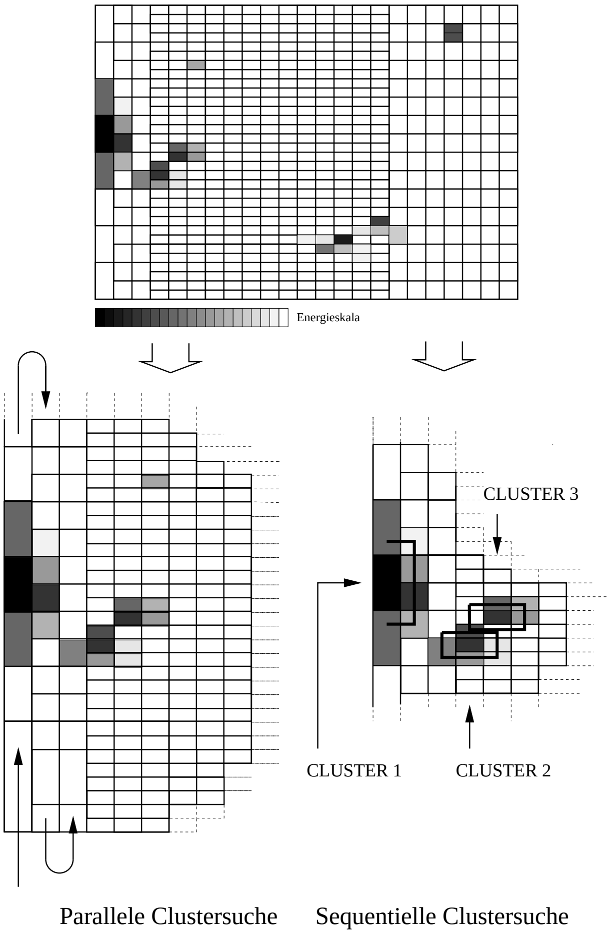


Abbildung 7.2: Schematischer Ablauf der sequentiellen und parallelen Clustersuche. Der **SCL** durchläuft in ersten Schritt den gesamten Kalorimeter und ordnet die Energien E_{TT} (links). Der **PCL** vergleicht parallel für alle **TT** die Energien E_{TT} mit denen ihrer Nachbarn und summiert dabei die Clusterenergien E_{Clu} auf (rechts).

7.1.1 Sequentieller Clusteralgorithmus (SCL)

Der **SCL** sortiert jede Energie E_{TT} dem Betrag nach in eine Liste ein. Die Energie E_{Trig} eines Ereignisses wird so vollständig aus dem Trigger in die Liste abgebildet. Im nächsten Schritt wird der **TT** mit der höchsten Energie E_{TT} zum Clusterkern erklärt. In der Liste wird nun nach den maximal N_N Nachbarn mit einer Energiedeposition $E_{Trig} > t_{AGM}$ gesucht. Wird ein **TT** gefunden, wird seine Energie nach 7.1 zur Energie des Clusterkerns addiert und aus der Liste gestrichen. Ist die Liste für den Clusterkern abgearbeitet, wird der **TT** mit der nächst höheren Energie E_{TT} zum Clusterkern erklärt und die Prozedur wiederholt. Dies wird, wie in 7.3 skizziert solange wiederholt bis die gesamte Liste durchlaufen ist. Das Resultat **SCL** ist für ein einzelnes Ereignis eine Liste mit N_{Clu} Clustern mit ihren Indizes. Die Clusterkerne sind

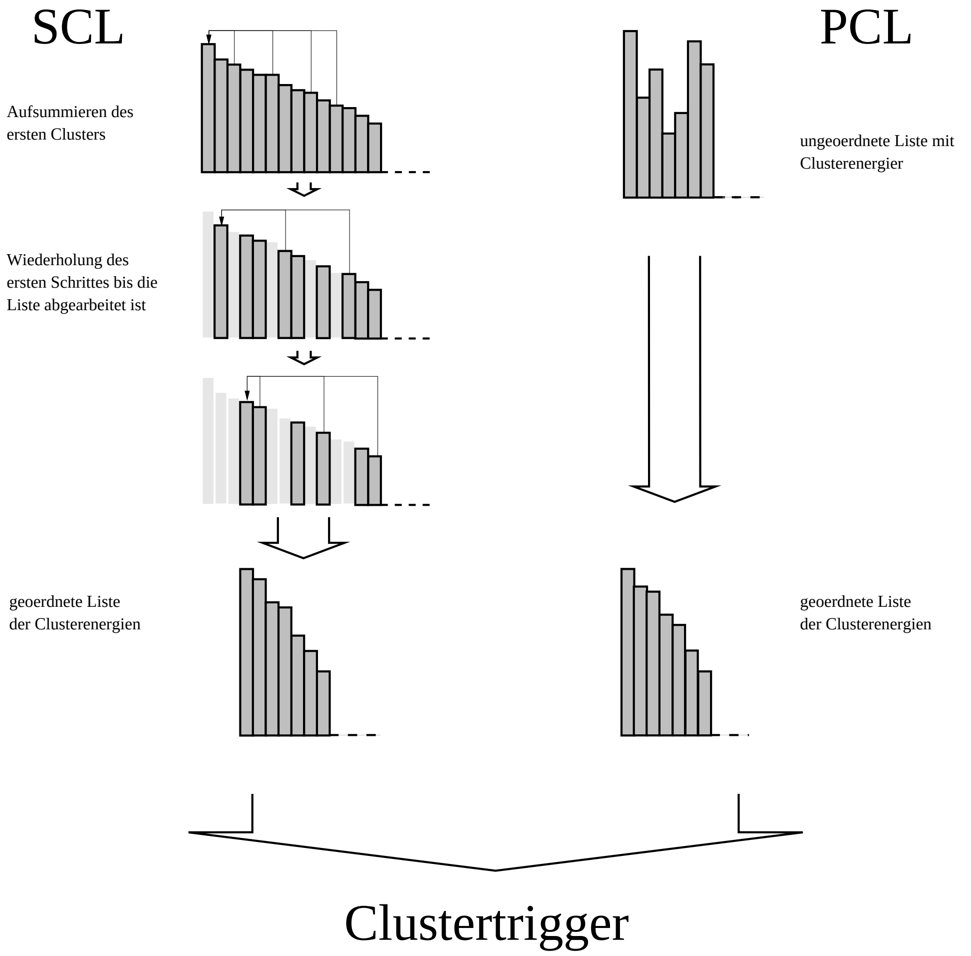


Abbildung 7.3: Schematischer Ablauf der Summation der Clusteralgorithmen. Der **SCL** durchsucht für jeden Clusterkern die Liste der Energien, summiert die Clusterenergie auf und ordnet die Cluster abschließend (links). Der **PCL** summiert die Energien gleichzeitig mit der Clustersuche auf und sortiert sie abschließend.

bei diesem Algorithmus nur in Idealfall bei Ereignissen mit wenig Gesamtenergie im Kalorimeter wirkliche lokale Maxima. Liegen **TT** wie in Abbildung 7.4 skizziert außerhalb von Clustern und ist ihre Energie kleiner, als die ihrer Nachbarn werden sie durch den **SCL** trotzdem zu Clusterkernen erklärt. Der Algorithmus wurde vor allem wegen seiner exakten Abbildung der **TT**-Energien untersucht.

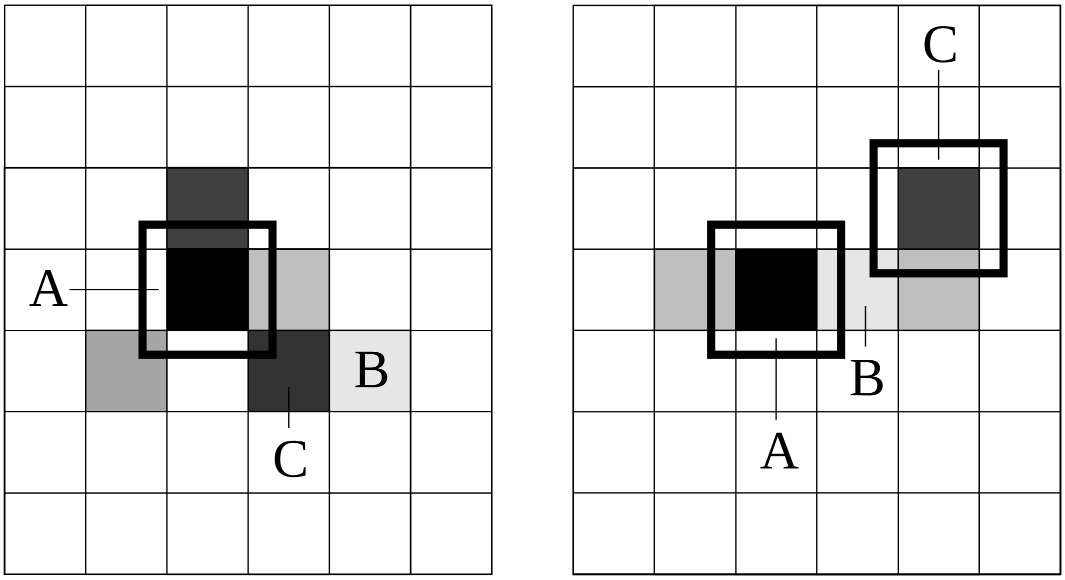
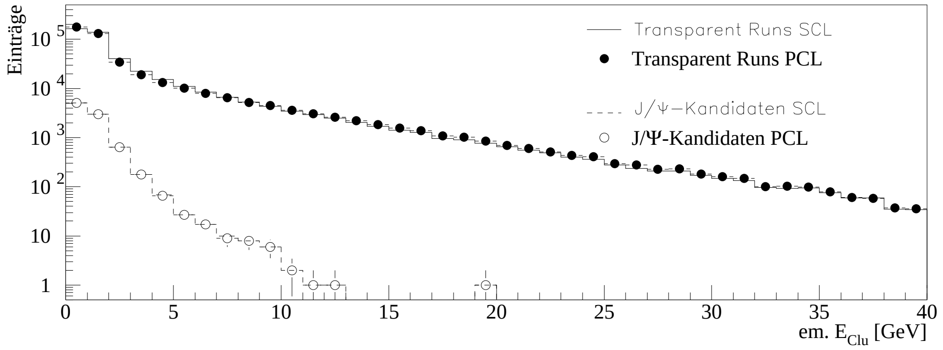


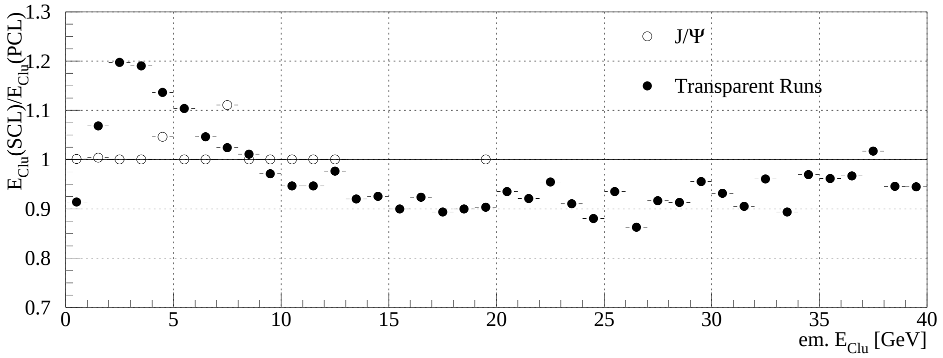
Abbildung 7.4: Aufsummierung der Clusterenergien: Die Energie des **TT** B ist kleiner als die Energie von **TT** C, der in Cluster des **TT** A liegt (links). Der **SCL** bildet aus **TT** B einen neuen Cluster, der **PCL** verwirft diesen **TT**. Liegt ein **TT** B zwischen zwei Clusterkernen A und C, wird seine Energie durch den **PCL** zu beiden Clusterenergien hinzuaddiert, der **SCL** summiert seine Energie zur Clusterenergie des Clusters A und streicht ihn aus der Liste (rechts).

7.1.2 Paralleler Clusteralgorithmus (PCL)

Der **PCL** prüft gleichzeitig für alle **TT**, ob die jeweilige Energie E_{TT} größer ist, als die seiner Nachbarn. Wird eine höhere Energie gefunden, bricht der Suchvorgang ab und der **TT** wird als Clusterkern verworfen. Bei den als Clusterkerne akzeptierten **TT** handelt es sich um lokale Energiemaxima. Schon während des Suchvorgangs können die Energien der Nachbarn mit der Energie des potentiellen Clusterkerns nach 7.1 zur Clusterenergie E_{Clus} aufsummiert werden. Liegt ein **TT** wie in Abbildung 7.4 (rechts) zwischen mehreren Kernen, wird seine Energie zu jeder der Clusterenergien hinzuaddiert. Dies wird als *Doublecounting* bezeichnet, die Gesamtenergie des Ereignisses E_{Tot} wird dann überschätzt. Zuwenig Energie wird aufsummiert, wenn ein **TT** als Clusterkern verworfen wird und außerhalb der Nachbarschaften der Clusterkerne liegt, wie in Abbildung 7.4 (links). Die Energie dieser **TT** wird bei der weiteren Triggerentscheidung nicht mehr berücksichtigt. E_{Tot} kann beim **PCL** also sowohl größer als auch kleiner sein als E_{Trig}. Die resultierenden Clusterenergien werden abschließend in einer Liste geordnet.



Spektren der Clusterenergien



Verhältnis SCL/PCL

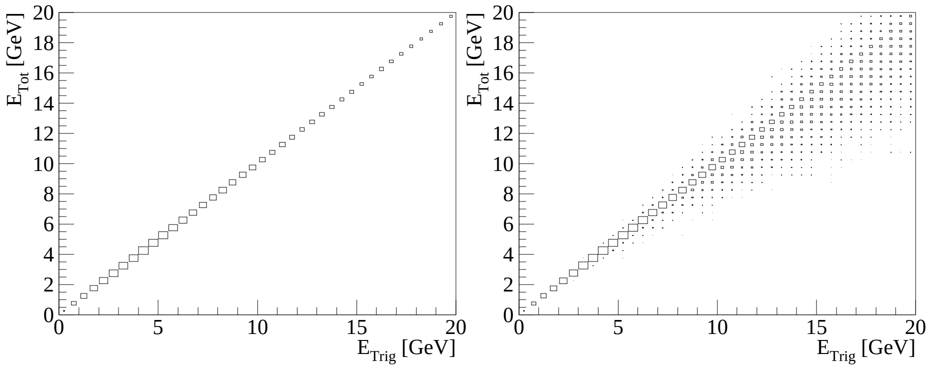
Abbildung 7.5: Vergleich der Spektren elektromagnetischen Clusterenergien E_{Clu} für **L2/L4**-*Transparent Runs* und J/ψ-Kandidaten (oben) für den **SCL** und den **PCL**, Verhältnis **SCL** durch den **PCL** (unten).

7.2 Vergleich und Analyse der Algorithmen

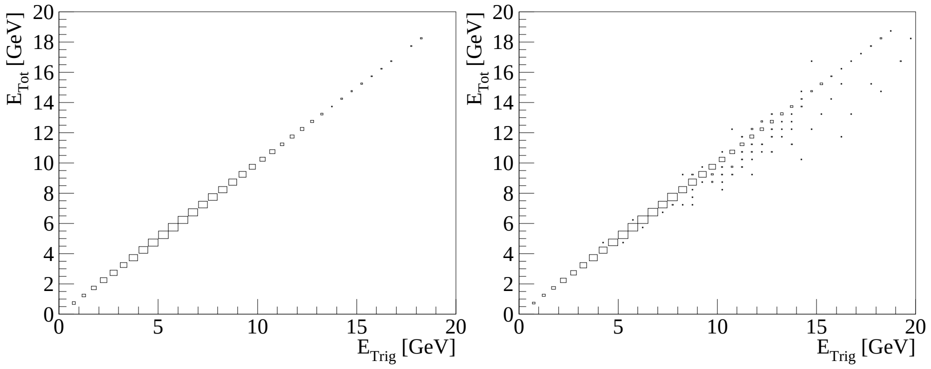
Der **PCL** und der **SCL** unterscheiden sich in der Suche und der Definition eines Clusters. Während der **SCL** nur die Energien sortiert, eine Liste durchläuft, aber dafür die Energie E_{Trig} exakt zu den Clusterenergien aufsummiert, findet der **PCL** lokale Maxima. Für die Summe der Clusterenergien gilt beim **PCL** im allgemeinen $E_{Tot} \neq E_{Trig}$. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der beiden Algorithmen gegenübergestellt.

7.2.1 Spektrum der Clusterenergien

Die Abbildung 7.5 zeigt die Energiespektren der Cluster der zwei Algorithmen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Bei den J/ψ-Kandidaten ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Energien, für die *Transparent Runs* dagegen weichen sie dagegen stark voneinander ab. Im Bereich $1-8\,GeV$ ergeben sich beim **SCL** mehr Einträge als beim **PCL**, für Energien oberhalb



SCL, Transparent Runs PCL, Transparent Runs



SCL, J/Ψ-Kandidaten PCL, J/Ψ-Kandidaten

Abbildung 7.6: Doublecounting: Aufgetragen ist jeweils die Summe der elektromagnetischen Clusterenergie eines Ereignisses E_{Tot} gegen die Summe der **TT**-Energie E_{Trig} für *Transparent Runs* (oben) und J/ψ-Kandidaten (unten). Der **SCL** (linke Spalte) bildet die Energien fehlerfrei ab, der **PCL** (rechte Spalte) summiert sowohl zuviel als auch zu wenig Energien auf.

$8\,GeV$ weniger Einträge. Das Spektrum des **PCL** ist zu höheren Energien hin verschoben. Da der **SCL** die Energien des Triggers exakt abbildet, muß man diesen Effekt dem Fehler des **PCL** bei der Summierung der Clusterenergien zuschreiben. Der **SCL** bildet aus den **TT**, die vom **PCL** verworfen werden neue Cluster die gegenüber dem **PCL** zur Überhöhung bei den kleinen Clusterenergien führen. Zusätzlich führt das *Doublecounting* durch den **PCL** zu einer Verschiebung des Spektrums zu höheren Energien.

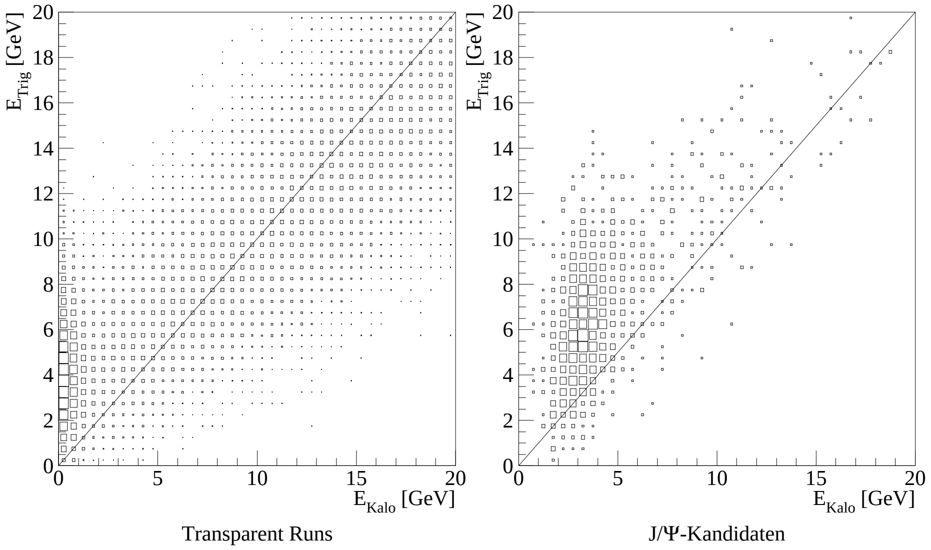


Abbildung 7.7: Korrelation zwischen E_{Trig} und E_{Kalo}: Aufgetragen ist jeweils die Summe der elektromagnetischen Energien eines Ereignisses im Kalorimeter E_{Kalo} gegen die Energie Trigger E_{Trig} für *Transparent Runs* (links) und J/ψ-Kandidaten (rechts).

mittlere Abweichung	L2/L4 Transparent Runs		J/ψ-Kandidaten	
	SCL	**PCL**	**SCL**	**PCL**
σ_{DC} $[GeV]$, $E_{Trig} \leq 20\,GeV$	0.00	1,07	0.00	0,35
σ_{Trig} $[GeV]$, $E_{Kalo} \leq 20\,GeV$	3,40	3,40	3,68	3,68

Tabelle 7.1: Mittlerer Abweichungen der Energien eines Ereignisses aus den *Transparent Runs* und den J/ψ-Kandidaten der **TT**-Selektion durch das *Doublecounting* und das Triggerrauschen.

7.2.2 Fehler bei der Energiesummierung

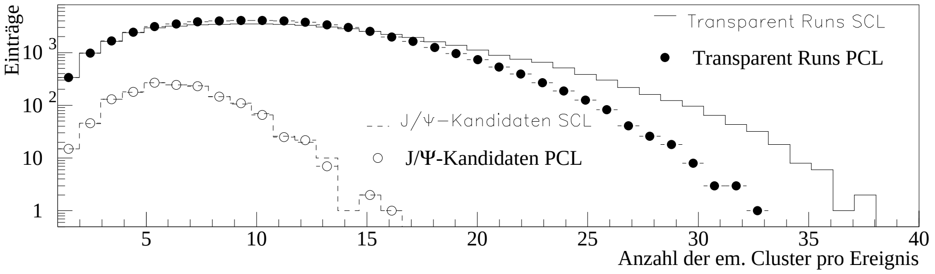
Trägt man die Summe der Clusterenergien eines Ereignisses E_{Tot} gegen die Summe der Energien im Trigger E_{Trig} auf, zeigt sich die fehlerhafte Summierung des **PCL** (Abb. 7.6). Von Bedeutung ist dieser Effekt aber erst bei höheren Energien. Für J/ψ-Kandidaten ist der Fehler zu vernachlässigen. Die mittlere Abweichung σ_{DC} der Summe der Clusterenergien eines Ereignisses gegenüber der Energie im Trigger kann wie folgt berechnet werden:

$$\sigma_{DC} = \sqrt{\frac{\sum_i^{N_{evt}} \left(\sum_j^{N_{Clu}} E_{Clu}^j - E_{Trig} \right)^2}{N_{evt}}}, \tag{7.3}$$

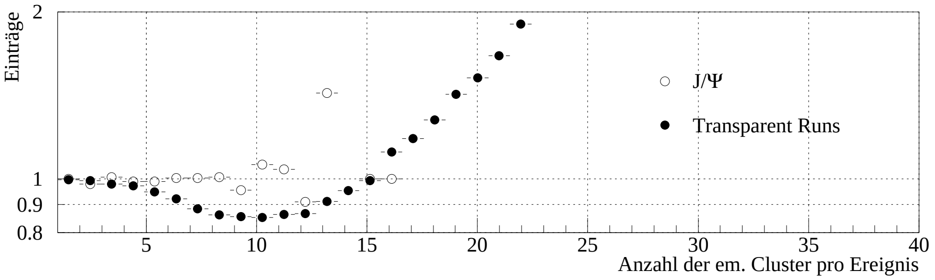
N_{evt} ist dabei die Anzahl der Ereignisse und N_{Clu} die Zahl der elektromagnetischen Cluster pro Ereignis. Die mittlere Abweichung σ_{Trig} für E_{Trig} gegenüber der rekonstruierten Energie E_{Kalo} lautet

$$\sigma_{Trig} = \sqrt{\frac{\sum_i^{N_{evt}} (E_{Trig} - E_{Kalo})^2}{N_{evt}}}, \tag{7.4}$$

mit N_{Trig} als der Zahl der **TT** im Trigger. In Tabelle 7.1 sind die Abweichungen jeweils für *Transparent Runs* und J/ψ-Kandidaten angegeben. Es zeigt sich daß der Fehler des **PCL** bei der Summierung der Clusterenergien gegenüber der Verfälschung der durch das Triggerrauschen vernachlässigt werden kann.

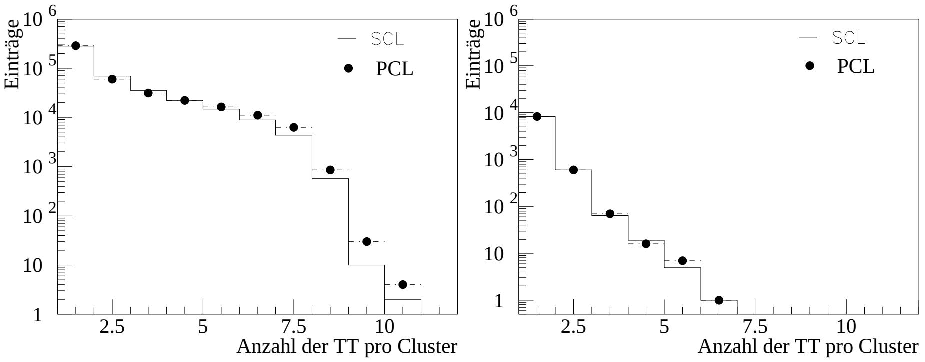


Anzahl der elektromagnetischen Cluster



Verhältnis n_{SCL}/n_{PCL}

Abbildung 7.8: Anzahl der Cluster pro Ereignis. Spektrum der Anzahl der Cluster pro Ereignis für *Transparent Runs* und J/ψ-Kandidaten (oben) und das Verhältnis aus der Spektren (unten).



Anzahl der TT pro em. Cluster, Transparent Runs

Anzahl der TT pro em. Cluster, J/Ψ Kandidaten

Abbildung 7.9: Anzahl der aufsummierten **TT** pro Cluster für Transparent Runs (links) und J/ψ-Kandidaten (rechts).

7.2.3 Signatur der Cluster

Die Abbildung 7.8 zeigt das Spektrum der Clusterzahlen pro Ereignis. Wieder ergibt sich für die J/ψ-Kandidaten eine gute Übereinstimmung, während es für die *Transparent Runs*, besonders für hohe Clusteranzahlen starke Abweichungen gibt. Der **PCL** neigt zu einer kleineren Clusterzahl pro Ereignis, da nur lokale Maxima berücksichtigt werden.
Die Fläche der Cluster schlägt sich in der Anzahl der aufsummierten **TT** pro Cluster nieder. Bei den J/ψ-Kandidaten ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Zahlen. Bei den *Transparent Runs* neigt der **PCL** erwartungsgemäß zu größeren Clustern als der **SCL**. Die Anzahl der aufsummierten **TT** pro Cluster sind in Abbildung 7.9 gegenüber gezeigt.

7.3 Clustertrigger für elastische J/ψs

7.3.1 Triggerbedingungen

Die in 5.2.2 vorgestellten *Subtrigger* **S52** und **S54** stellen Forderungen bezüglich Spuren in den Kammern, Energiedepositionen im Kalorimeter und einem z-Vertex. Mit dem Clustertrigger soll versucht werden, nur mit der Information des Flüssig-Argon-Kalorimeters, die beiden Zerfallselektronen zu triggern. Es kommen verschiedene Triggerbedingungen in Betracht:

Energiebedingungen

Es können untere oder obere Schwellen für die Energiedeposition eines Elektrons oder der Gesamtenergie eines Ereignisses im Kalorimeter gefordert werden.

Topologische Forderungen

Es gibt die Möglichkeit bestimmte Regionen des Kalorimeters auszuschließen. Bei der verwendeten **TT**-Selektion kommen die Zerfallselektronen in einem Winkel zwischen von $20° \leq \theta \leq 160°$ vor. Im Bereich für **TT**-Θ-Index ≤ 5 können keine Elektronen aus der **TT**-Selektion gefunden werden. Wird dieser Teil des **IF** nicht ausgeschlossen ergibt sich, wie sich in 8.1 zeigen wird, eine niedrige *Purity* für den Clustertrigger.
Der *Subtrigger* **S54** fordert eine Winkeldifferenz in ϕ von mindestens 150°, eine sogenannte *Back-to-Back*-Bedingung. Dies ist bei den untersuchten J/ψ-Ereignissen ein gutes Kriterium wie Abbildung 7.10 zeigt. Damit wird jedoch die Bandbreite des Triggers auf bestimmte Physikklassen eingeschränkt. Für die getesteten Clustertriggermodelle wird eine weniger restriktive *Back-to-Back*-Forderung von $\Delta\phi \leq 112,5°$ gestellt, dies entspricht in der Kalorimeter-Granularität einer Differenz von 10 **TT**.

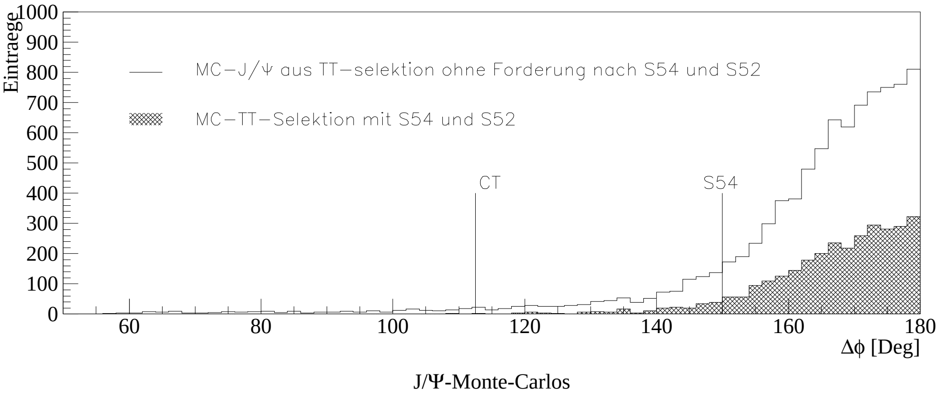


Abbildung 7.10: ϕ-Winkel zwischen den zwei Zerfallselektronen im MC-Ereignissen.

7.3.2 Toplogische Zwei-Elektron-Clustertrigger

Im folgenden werden fünf Modelle als Ausgangsbasis vorgestellt, mit denen die Eigenschaften und Möglichkeiten eines Clustertriggers untersucht werden sollen.

CT

Der gesamte elektromagnetische Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeter wird berücksichtigt. Für die gefundenen Cluster wird gefordert, daß die zwei Cluster mit der größten Energiedeposition eine *Back-to-Back*-Bedingung in ϕ mit $\Delta\,\phi \geq 112,5°$ erfüllen.

CT1

Der Teil des elektromagnetische Kalorimeters mit **TT**-Θ-Index ≤ 5 wird ausgeschlossen. Für die Cluster wird gefordert, daß aus der Liste aller Cluster mindestens zwei eine *Back-to-Back*-Bedingung in ϕ mit $\Delta\,\phi \geq 112,5°$ erfüllen.

CT1&&zVtx_Cls

Zusätzlich zu den Bedingungen des **CT1** wird das Triggerelement **zVtx_Cls** gefordert. Dadurch werden Ereignisse ausgeschlossen deren z-Vertex nicht hinreichend gut mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt übereinstimmen. Diese Forderung soll die Datenreduktion verbessert.

CT2

Wie beim **CT2** wird der Teil des Kalorimeters mit **TT**-Θ-Index ≤ 5 nicht berücksichtigt. Für die zwei Cluster mit der größten Energiedeposition wird eine *Back-to-Back*-Bedingung in ϕ mit $\Delta\,\phi \geq 112,5^\circ$ gefordert.

CT2&&zVtx_Cls

Neben den Bedingungen des **CT2** wird zur Datenreduktion das Triggerelement **zVtx_Cls** verlangt.

7.4 Zusammenfassung

Die vorgestellten Algorithmen **PCL** und **SCL** zur Suche von Clustern im Flüssig-Argon-Kalorimeter liefern im allgemeinen verschiedene Ergebnisse für die Anzahl der Cluster pro Ereignis, die Zahl der aufsummierten **TT** pro Cluster und die Clusterenergie. Bei niedrigen Energien stimmen die Ergebnisse gut überein. Die Unterschiede beruhen vor allem darauf, daß der **PCL** im Gegensatz zum **SCL** nur lokale Maxima als Clusterkerne verwendet. Der **SCL** summiert die Clusterenergien exakt, während der **PCL** sowohl zu kleine als auch zu große Summen bildet. Der Fehler des **PCL** beim Aufsummieren der Cluster kann gegenüber der Abweichung durch das Triggerrauschen jedoch vernachlässigt werden.
Der Zeitbedarf des Suchens und Sortierens ist beim **PCL** von vorneherein geringer, da weniger Suchvorgänge nötig sind als beim **SCL**. Eine technische Realisierung mit einem sequentiellen Algorithmus ist nicht möglich, da die Clustersuche und die Aufsummierung der Clusterenergien in weniger als $400\,ns$ erfolgen muß [48]. Der Geschwindigkeitsvorteil, die Verwendung von lokalen Maxima und die Vernachlässigbarkeit des Fehlers bei der Energiesummierung legen nahe, daß bei der technischen Realisierung des Clustertriggers ein paralleler Algorithmus auf der Basis des **PCL** verwendet wird. Bei der Simulation der fünf vorgestellten Triggermodelle wurde die Clustersuche mit dem **PCL**-Algorithmus durchgeführt.

8 Analyse der Clustertrigger

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorgeschlagenen Clustertriggermodelle gegenübergestellt. Die Effizienz mit der ein einzelnes Elektron getriggert wird, die *Purity* und die Signatur der identifizierten Elektronen, bzw. der Elektronenpaare im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeter werden untersucht.

8.1 Die Elektronidentifikation

8.1.1 Effizienzbestimmung

Die Effizienzbestimmung für einen **L1**-Kalorimeter-Trigger kann mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt werden :

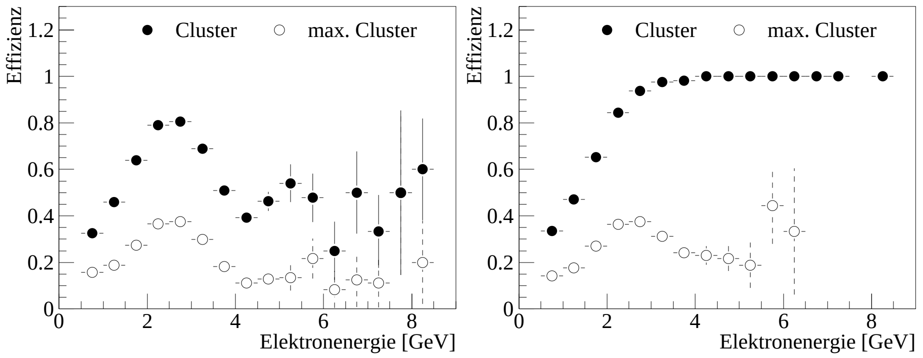
Monte-Carlo-Ereignisse

Durch die Verwendung von simulierten Ereignissen kann die Triggereffizienz mit einer hohen Statistik bestimmt werden. Der Nachteil ist ein zusätzlicher systematischer Fehler durch eine fehlerhafte Simulation des Detektors.

Unkorrelierte Trigger

Mit Hilfe von L1-Triggern, die mit dem untersuchten Trigger unkorreliert sind und deren Effizienz hinreichend hoch ist, kann die Triggereffizienz ermittelt werden. Für den Clustertrigger stehen keine geeigneten Trigger zur Verfügung. Die für die **TT**-Selektion verwendeten Subtrigger S54 und S52 erfüllen beide diese Eigenschaft nicht. Der **S54** benutzt wie der Clustertrigger eine *Back-to-Back*-Bedingung, während der **S52** über das Triggerelement **LAR_BR** und damit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter mit dem Clustertrigger korreliert ist.

Im dieser Arbeit wird die Effizienz mit der Monte-Carlo-Methode bestimmt. Die Definition der Triggereffizienz ist im Anhang B angegeben.



ohne Akzeptanzschnitt

Akzeptanzschnitt, $\Theta < 150^\circ$

Abbildung 8.1: Effizienz des Clustertriggers ein einzelnes Elektron im der **TT**-Selektion zu triggern, abhängig von der Energie des Elektrons, mit Akzeptanzschnitt (rechts) und ohne Schnitt (links). Es wird entweder verlangt, daß der Cluster des Elektrons gefunden wurde (●), oder daß der Cluster des Elektrons gefunden wurde und die größte Clusterenergie besitzt (○).

8.1.2 Die Triggereffizienz für ein einzelnes Elektron

Es wird die Effizienz ermittelt mit der ein Cluster ein rekonstruiertes Elektron triggert. Hier kann entweder gefordert werden, daß einer der gefunden Cluster eines Ereignisses mit dem Elektroncluster übereinstimmt, oder daß der Cluster mit der höchsten Energie das Elektron triggert. Abbildung 8.1 zeigt die beiden Effizienzen abhängig von der rekonstruierten Energie des Elektrons. Für ein Schichtkalorimeter sollte für hohe Teilchenenergien die Effizienz gegen eins gehen. Da Elektronen mit hohen Energien aber unter einem großen Θ-Winkel die Wechselwirkungszone verlassen und die Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters für große Θ-Winkel abnimmt, wird dies nicht erfüllt. Teile des Elektronschauers verlassen den Kalorimeter oder deponieren ihre Energie im **SPACAL**. Wendet man einen Akzeptanzschnitt von $\Theta \leq 150^\circ$ für den Winkel des Elektrons an, erreicht die Effizienz den für hohe Energien geforderten Wert [49].

Soll der dem Elektron zugeordnete Cluster die höchste Clusterenergie eines Ereignisses besitzen verschlechtert sich die Effizienz drastisch. Selbst mit Akzeptanzschnitt erreicht die Effizienz maximal einen Wert von $\mathcal{O}\,(0,45)$. Aufgrund des Triggerrauschens kann der Cluster mit der höchsten Energie nicht selbstverständlich dem Elektron zugeordnet werden. Die beiden Effizienzen bilden die untere und obere theoretische Schwelle eines Zwei-Elektron-Clustertriggers.

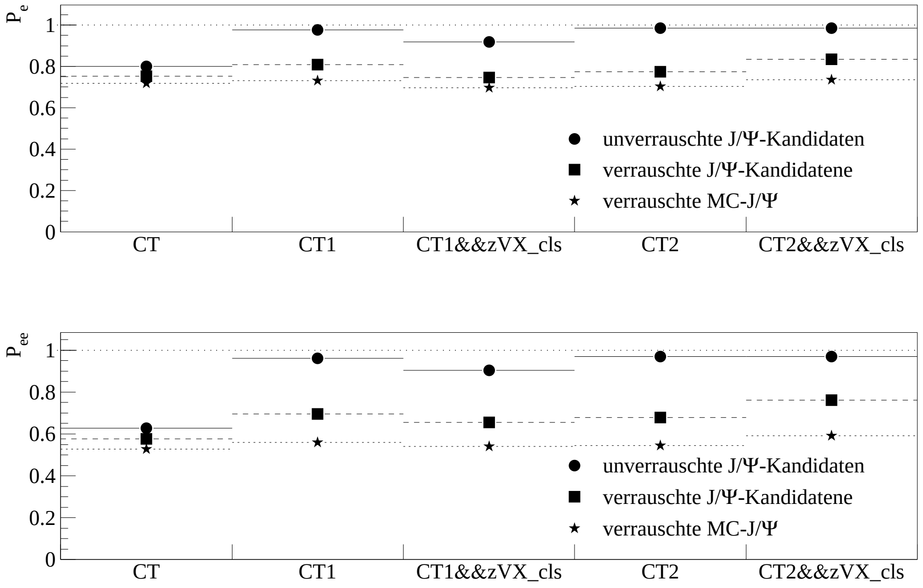


Abbildung 8.2: Die Purity der Elektronidentifierung durch die Clustertrigger: Identifizierung eines einzelnen Elektrons (oben) und eines Elektronpaares (unten).

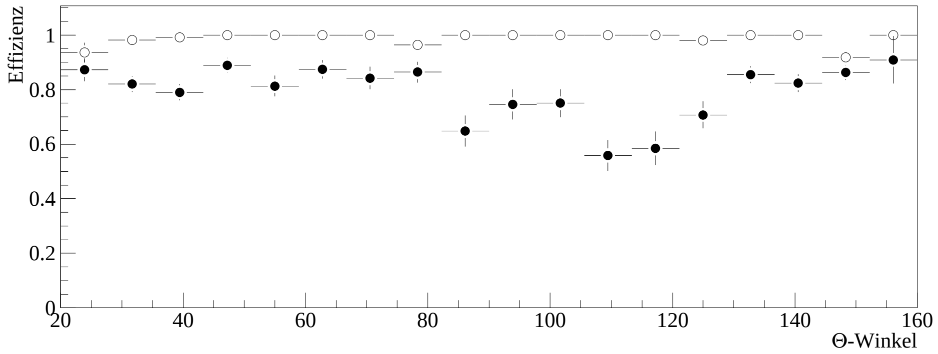


Abbildung 8.3: Elektronidentifizierung abhängig vom Winkel für den **CT** (●) und den **CT2&&zVtx_Cls** (○) abhängig von dem Θ-Winkel des Elektrons bei unverrauschten J/ψ-Kandidaten.

8.1.3 Die Purity der Triggerentscheidung

Wichtig für die Qualität der Triggerentscheidung ist, ob eine Ereignis durch ein Elektron oder Rauschen getriggert wurde. Ein Maß dafür ist die Purity $\mathcal{P}$, sie gibt an wieviele der Cluster auf denen die Triggerentscheidung basiert, tatsächlich Elektronen zugeordnet werden können.

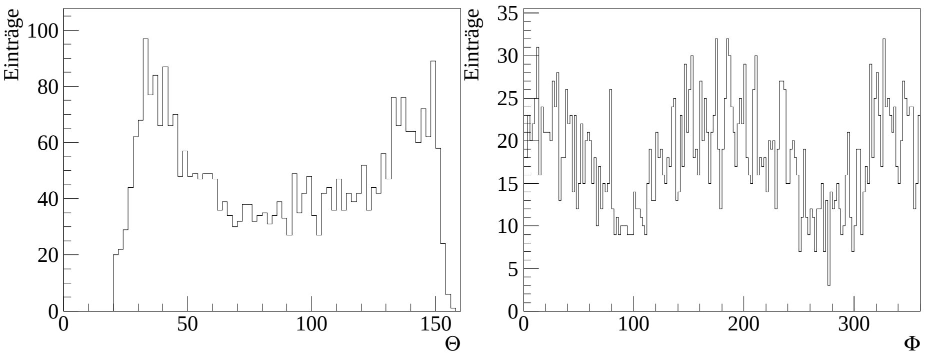
$$\mathcal{P}_e = \frac{n_e}{N_e} \tag{8.1}$$

n_e = Anzahl der identifizierten Elektronen
N_e = Gesamtzahl der Elektronen
= 2× Anzahl der getriggerten Ereignisse

$$\mathcal{P}_{ee} = \frac{n_{ee}}{N_{ee}} \tag{8.2}$$

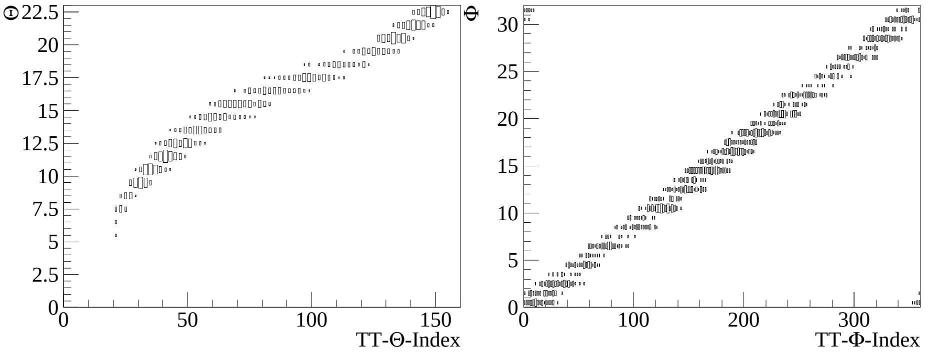
n_{ee} = Anzahl der identifizierten Elektronpaare
N_{ee} = Gesamtzahl der Elektronpaare
= Anzahl der getriggerten Ereignisse

Die Abbildung 8.2 zeigt die Purity der verschiedenen Clustertriggermodelle für J/ψ-Kandidaten aus der **TT**-Selektion und MC-Ereignisse. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Der **CT**, der das gesamte Kalorimeter abdeckt, schneidet am schlechtesten ab. Wie Abbildung 8.3 zeigt zeichnet sich besonders bei unverrauschten Ereignissen die Θ-Abhängigkeit der *Purity* ab. Für Bereiche des Kalorimeters in einem Θ-Bereich mit hoher Schwelle ist die *Purity* am geringsten. Ereignisse werden statt mit einem Elektron, das eine zu geringe Energie besitzt um die Schwelle zu überwinden, mit Clustern aus dem extremen Vorwärtsbereich des Kalorimeters, dem **IF** getriggert. Dort kommen aber keine Elektronen vor, wie die Winkelkorrelation in Abbildung 8.4 zeigt. Für die Realisierung des Clustertriggerkonzeptes ist also ein geeignetes Gewichtungsverfahren für den Bereich **TT**-$\Theta \leq 5$ notwendig. Bei der weiteren Untersuchung wird der **CT** nicht mehr weiter berücksichtigt, da keine geeigneten J/ψ-Ereignisse zur Verfügung stehen.
Der **CT2&&zVtx_Cls** erreicht jeweils das beste Ergebnis der Triggermodelle. Die Abweichung der *Purity* für die **MC**-Ereignisse gegenüber den $J\psi$-Kandidaten der **TT**-Selektion von 1996 erklärt sich mit der Forderung nach den *Subtriggern* **S52** und **S54** bei den Daten. Die Ereignisse werden zugunsten der Clustertrigger vorselektiert und damit ergeben sich bessere Werte, als für die **MC**-Ereignisse.



Θ-Winkelverteilung

Φ-Winkelverteilung



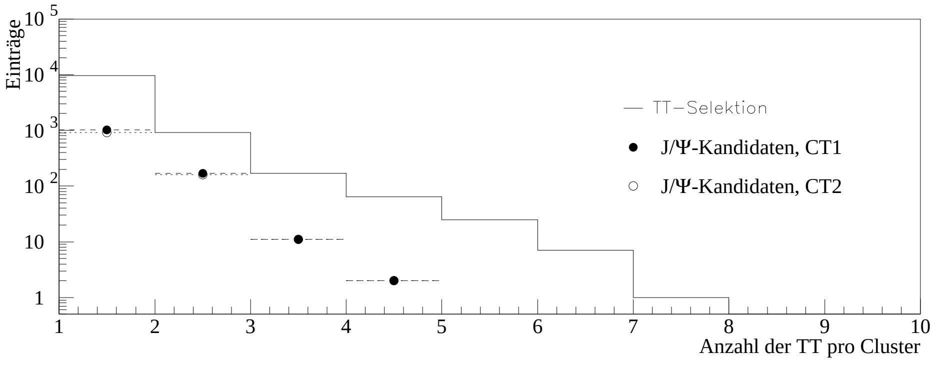
Θ - TT-Θ Korrelation

Φ - TT-Φ Korrelation

Abbildung 8.4: Korrelation zwischen den Winkel der Zerfallselektronen und den Θ- und Φ-**TT**-Indizes der Cluster für MC-Ereignisse.

Trigger	Purity			
	J/ψ-Kandidaten		J/ψ-MC	
	$\mathcal{P}_e$	$\mathcal{P}_{ee}$	$\mathcal{P}_e$	$\mathcal{P}_{ee}$
CT	0,753 ± 0,006	0,577 ± 0,007	0,718 ± 0,005	0,527 ± 0,006
CT1	0,808 ± 0,008	0,696 ± 0,008	0,732 ± 0,005	0,559 ± 0,006
CT1&&zVtx_Cls	0,747 ± 0,009	0,655 ± 0,009	0,696 ± 0,005	0,540 ± 0,007
CT2	0,773 ± 0,009	0,679 ± 0,009	0,704 ± 0,005	0,544 ± 0,006
CT2&&zVtx_Cls	0,834 ± 0,006	0,762 ± 0,007	0,734 ± 0,005	0,591 ± 0,006

Tabelle 8.1: Purity der verschiedenen Triggermodelle für einzelne Elektron und Elektronpaare bei J/ψ-Kandidaten aus der **TT**-Selektion und MC-Ereignissen.



Spektrum der TT pro Cluster

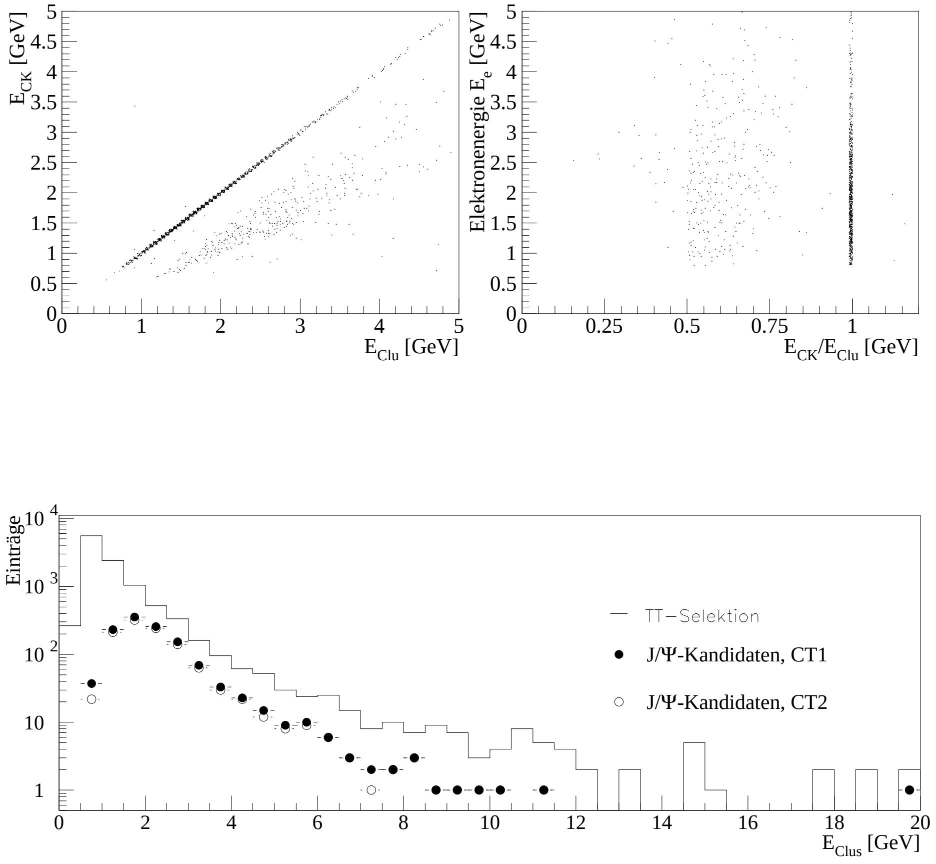


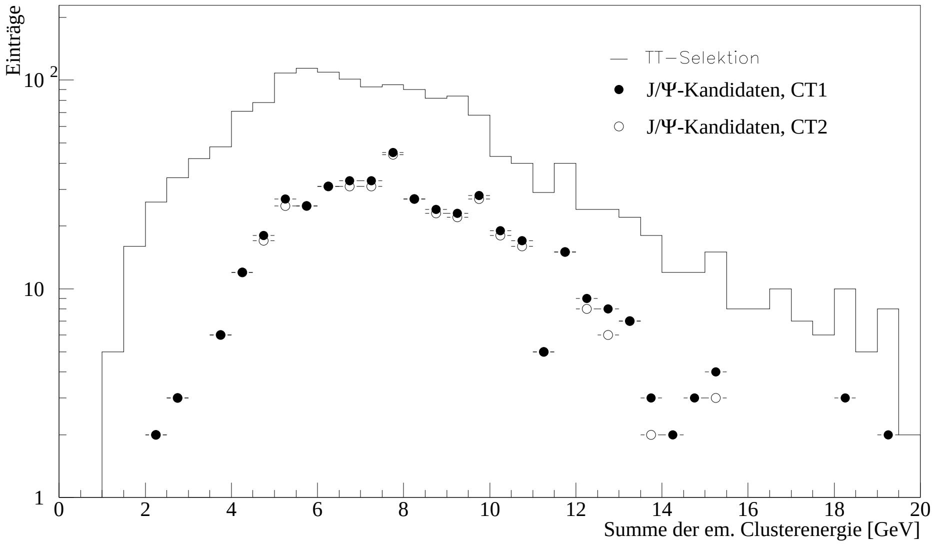
Abbildung 8.5: Merkmale eines identifizierten Elektronclusters: Die Anzahl der aufsummierten TT pro Cluster (oben) und das Spektrum der Clusterenergien für identifizierten Elektroncluster der **TT**-Selektion. Korrelation zwischen der Energie des Clusters und des Clusterkerns (Mitte links) und Verhältnis aus diesen Energien abhängig von der Energie des Elektrons (Mitte rechts).

8.2 Die Signatur der Elektroncluster

In diesem Abschnitt werden die Merkmale der identifizierten Elektroncluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter untersucht. Es werden J/ψ-Kandidaten verwendet, die mit dem **CT1** und dem **CT2** getriggert wurden. Die entsprechenden Clustertrigger mit der Forderung nach dem z-Vertex liefern identische Spektren und werden aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nicht behandelt. Für die Betrachtung der Anzahl der **TT** pro Cluster und der Clusterenergie wird verlangt, daß das jeweilige Elektron durch den Clustertrigger identifiziert wurde. Für die Gesamtenergie und die Anzahl der Cluster pro Ereignis werden beide Elektronen gefordert.
Für die Einzelelektronen ergibt sich daß bei 80 % der Cluster nur der Clusterkern zur Energie beiträgt. Abbildung 8.5 (Mitte) zeigt die Korrelation zwischen der Energie E_{CK} des Clusterkerns und der Gesamtenergie E_{Clu} des Elektronclusters. Dies entspricht der Anforderung an den Flüssig-Argon-Kalorimeter, daß ein Elektron seine Energie nur in einem **TT** deponiert. Abbildung 8.5 zeigt die Spektren der Anzahl der aufsummierten **TT** und der Energie pro Cluster. Die Anzahl N_{Clu} der Cluster und die Gesamtenergie E_{Tot} pro Ereignis gehen aus Abbildung 8.6 hervor. Es zeigt sich jeweils eine gute Übereinstimmung zwischen **CT1** und **CT2**. Die Spektren der identifizierten Elektronen und Elektronpaare unterscheiden sich zum Teil von denen der gesamten **TT**-Selektion. In Tabelle 8.2 sind die Merkmale der Elektroncluster zusammengefaßt.

Kriterium	Elektronsignatur	
	alle Ereignisse	> 10 Einträge pro Intervall
TT pro Cluster	1 - 4	1 - 2
Energie pro Cluster $[GeV]$	0,5 - 11	0,5 - 5,5
Gesamtenergie der Cluster $[GeV]$	2 - 15	4 - 11,5
Gesamtzahl der Cluster	2 - 12	3 - 11

Tabelle 8.2: Signatur eines Elektronclusters, bzw. eines Ereignisses bei dem beide Elektronen identifiziert wurden.



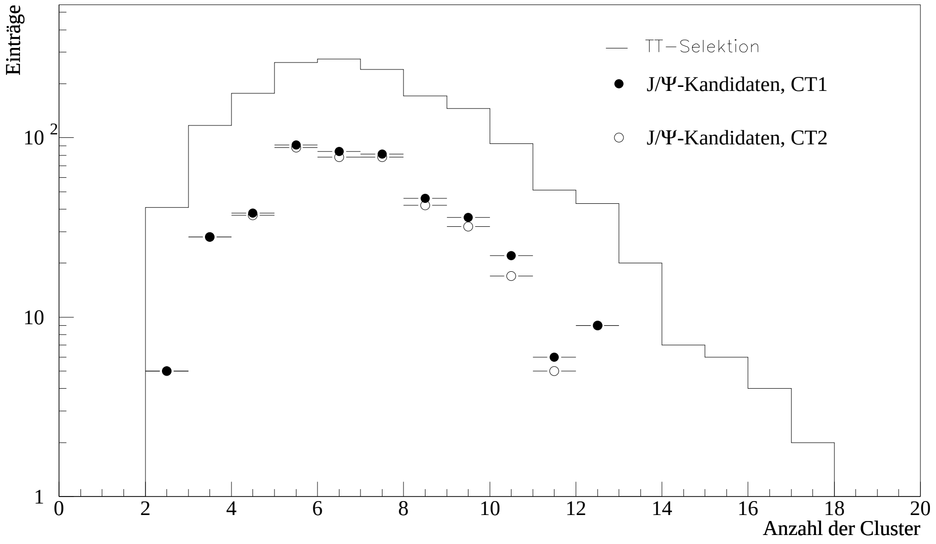


Abbildung 8.6: Spektrum der Summe der Clusterenergien der Ereignisse bei denen zwei Elektronen durch den Clustertrigger identifiziert wurden (oben). Anzahl der Cluster pro Ereignis (unten).

8.3 Zusammenfassung

Die Effizienz der Clustertrigger ein einzelnes Elektron zu triggern erreicht für hohe Elektronenergien, den für ein Schichtkalorimeter erwarteten Wert. Es ergeben sich eine untere und obere Grenze für die Effizienz eines Zwei-Elektron-Triggers durch die Auswahl des Clusters der das Elektron triggern soll.
Die *Purity* der verschiedenen Clustertrigger bewegt bis auf den **CT** in der gleichen Größenordnung. Die schlechten Werte für diesen Trigger leiten sich aus der Berücksichtigung des extremen Vorwärtsbereiches des Flüssig-Argon-Kalorimeters ab. Ein geeignetes Gewichtungsverfahren für diesen Teil des Kalorimeters ist notwendig konnte aber aufgrund der ungeeigneten Daten nicht untersucht werden.
Die Signatur der Elektroncluster im Kalorimeter stimmen für die Clustertrigger gut überein und ermöglichen eine Optimierung des Triggers auf bestimmte Elektronenergien

9 Effizienz und Datenreduktion des Clustertriggers

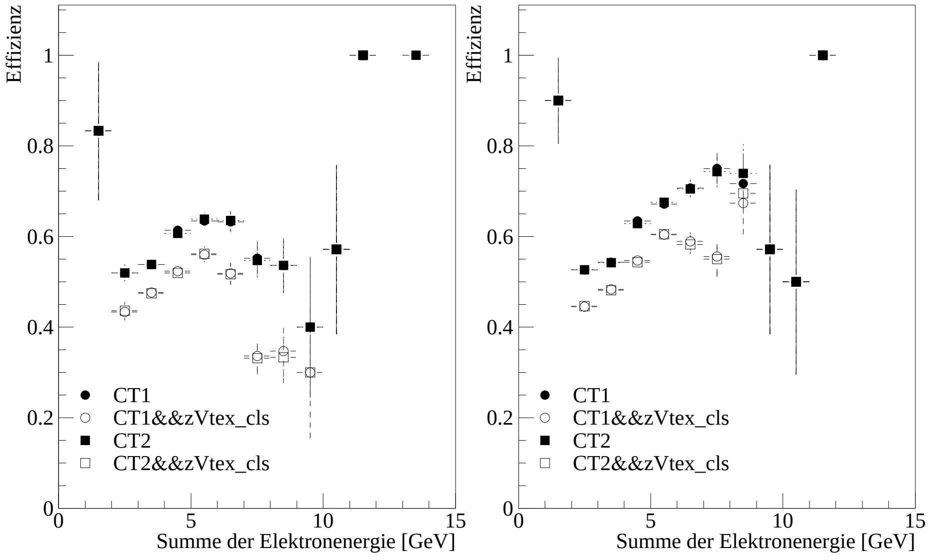
Entscheidend für einen Trigger sind die Effizienz und die Datenreduktion. Die Triggereffizienz wird mit der schon vorgestellten MC-Methode bestimmt, während die Datenreduktion mit den *Transparent Runs* abgeschätzt wird.

9.1 Effizienz des Clustertriggers

Da es sich bei dem hier untersuchten Clustertiggerkonzept um einen Zwei-Elektron-Trigger handelt wird die Effizienz abhängig von der Summe der Energei der zwei Elektron betrachtet. Durch die Korrelation der beiden Zerfallselektronen ergibt sich eine für niedrige Summen ansteigende und für hohe Energien wieder abfallende Effizienz mit einem Maximum um $6\,GeV$ (Abbildung 9.2). Die Abbildung 9.1 (oben) zeigt die Effizienz abhängig von der Summe der rekonstruierten Elektronenergien. In Tabelle 9.1 sind die Effizienzen bezüglich aller MC-J/ψ-Ereignisse angegeben. Für den **CT1** und **CT2** ergeben sich identische Werte, zur Kontrolle sind deshalb die Effizienzen für die **TT**-Selektion angegeben. Hier unterscheiden sich die Werte, es handelt sich also um ine zufällige Übereinstimmung und um keinen Fehler. Durch die Vorselektion der *Subtrigger* **S52** und **S54** ergeben gegenüber der Monte-Carlo-Methode verbesserte Effizienzen. Relevant sind jedoch nur die mit den simulierten Ereignissen bestimmten Werte. Die Effizienzen der untersuchten Clustertrigger bewegen sich in der Größenordnung der *Subtrigger* **S52** und **S54**, die Forderung nach dem z-Vertex um die Datenreduktion zuverbessern verschlechtert die Effizienz etwa um $\mathcal{O}(0.1)$, den maximalen Wert erreichen die Clustertrigger **CT1** und **CT2** mit 0.57 ± 0.01

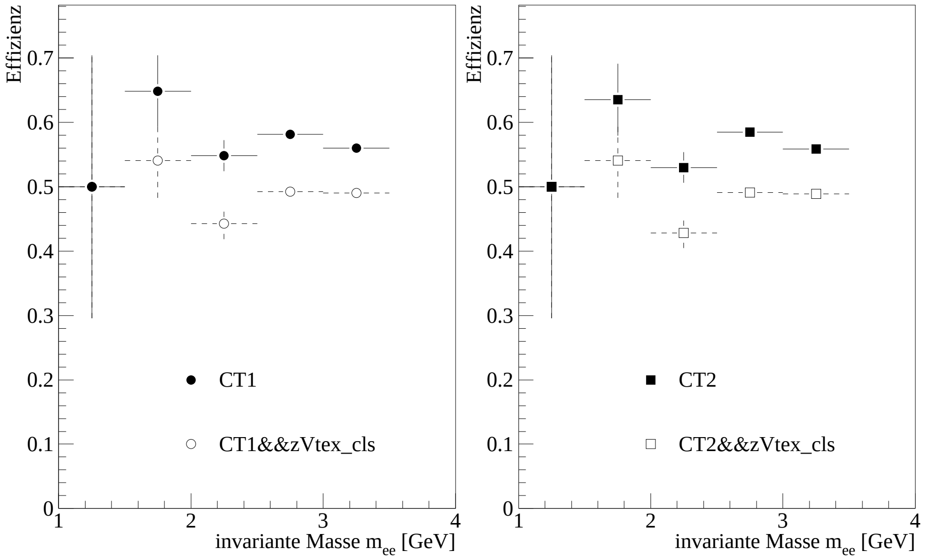
Trigger	Totale Triggereffizienz	
	MC-J/ψ	J/ψ-Daten
CT1	0,57 ± 0.01	0,59 ± 0,02
CT1&&zVtx_Cls	0.49 ± 0,01	0.56 ± 0,02
CT2	0,57 ± 0,01	0.58 ± 0,01
CT2&&zVtx_Cls	0,45 ± 0,01	0.56 ± 0,02

Tabelle 9.1: Triggereffizienz bezüglich aller MC-J/ψ-Ereignisse und J/ψ-Kandidaten.



ohne Akzeptanzschnitt

mit Akzeptanzschnitt, Θ < 150°



CT1 und CT1&&zVtx_Cls

CT2 und CT2&&zVtx_Cls

Abbildung 9.1: Effizienz abhängig von der Summe der rekonstruierten Elektronenergie (oben) und der invarianten Masse (unten).

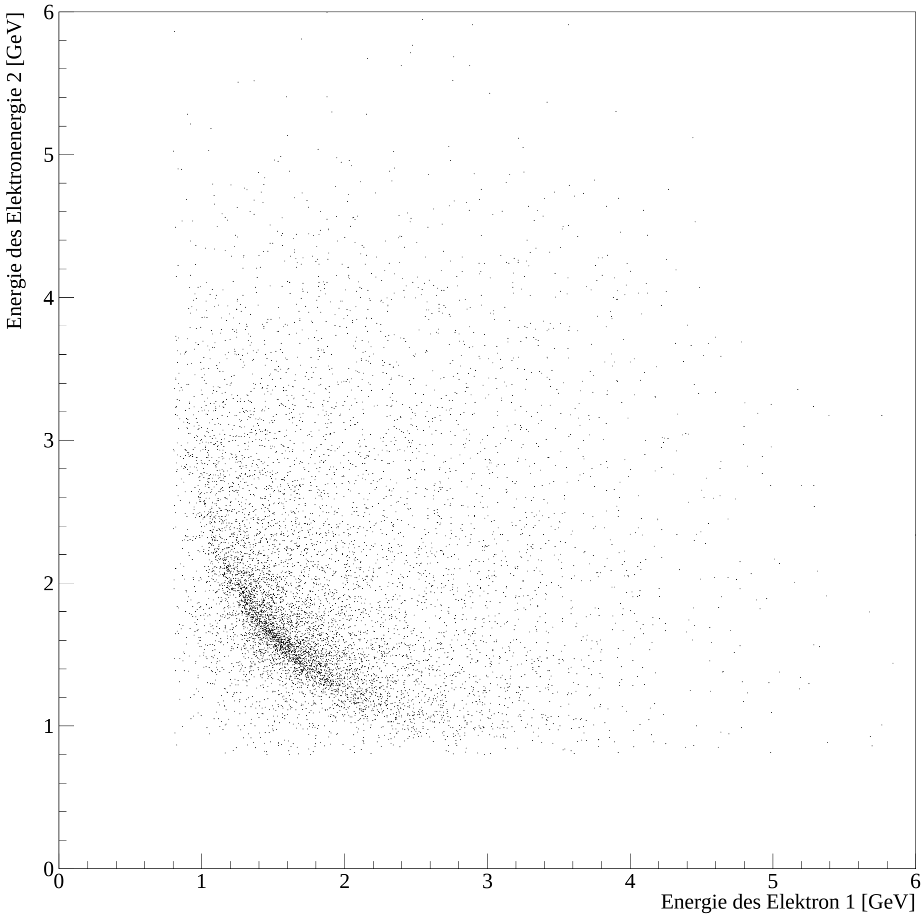
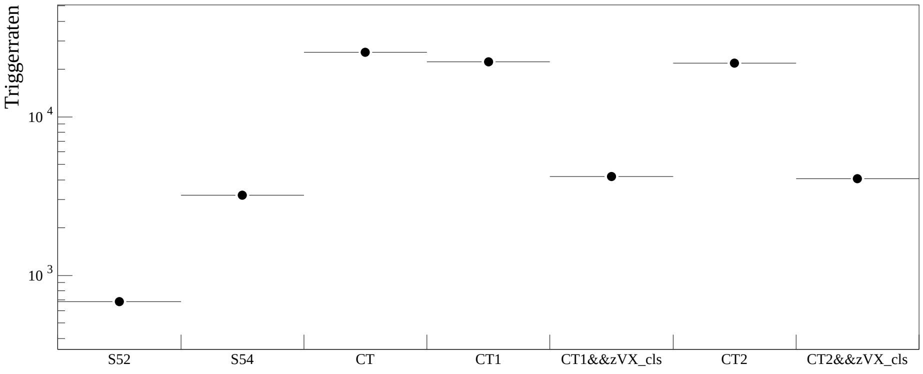


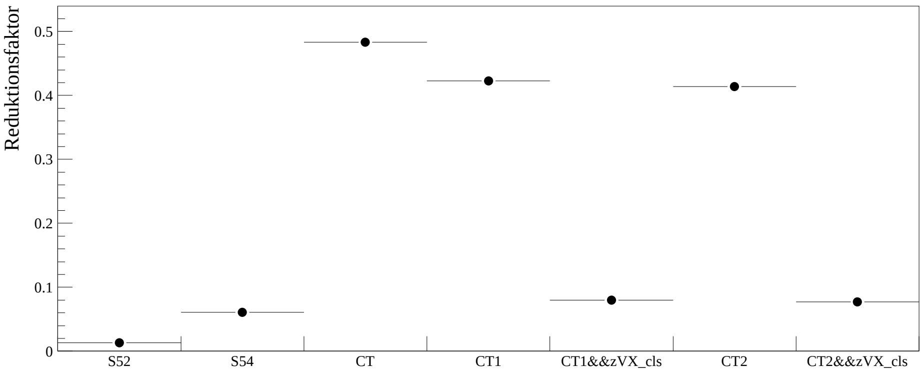
Abbildung 9.2: Korrelation zwischen der Energie der beiden Zerfallselektronen in J/ψ-Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation.

9.2 Datenreduktion des Clustertriggers

Die Datenreduktion des Clustertriggers wird mit **L2/L4**-*Transparent Runs* bestimmt. Die Triggerrate des **S54** beträgt $\mathcal{O}(3\,Hz)$. Dieser *Subtrigger* ist nicht von der Veränderung an der Triggerelektronik betroffen ist, er eignet sich daher um die Rate der Clustertrigger abzuschätzen.
In Abbildung 9.3 sind die Raten in Form der absoluten Zahl der getriggerten Ereignisse und auf die Gesamtzahl normiert dargestellt. Die Forderung nach dem z-Vertex-Triggerelement senkt die Raten der Clustertrigger auf das Niveau des **S54**. Die Werte sind in Tabelle 9.2 für die einzelnen Trigger aufgeführt.



Triggerraten in Anzahl der Ereignisse



Reduktionsfaktor

Abbildung 9.3: Anzahl der getriggerten Ereignisse bei Transparent Runs. Gezeigt sind die absoluten Zahlen und die auf die Gesamtzahl normierte Rate.

Trigger	Triggerrate (auf die Anzahl der Ereignisse normiert)
S52	0,013 ± 0,005
S54	0,06 ± 0,01
CT	0,48 ± 0,02
CT1	0,42 ± 0,02
CT1&&zVtx_Cls	0,07 ± 0,01
CT1	0,41 ± 0,02
CT2&&zVtx_Cls	0,07 ± 0,01

Tabelle 9.2: Reduktionsfaktoren der *Subtrigger* **S52** und **S54** und der Clustertriggermodelle für *Transparent Runs*.

9.3 Zusammenfassung

Die Effizienzen der verschiedenen Modelle eines Zwei-Elektron-Clustertriggers bewegen sich in der Größenordnung der *Subtrigger* **S52** und **S54**. Durch die Korrelation der Elektronenergien erreichen sie einen Maximalwert und sinken füer grosse Energien wieder.
Die Trigger **CT1** und **CT2** erreichen eine Effizienz von $0,57 \pm 0,01$. Auf Grund der hohen Rate muß aber eine zusätzliche Verschärfung im Form des Triggerelements zVtx_Cls gefordert werden.
Die Clustertrigger **CT1&&zVtx_Cls** und **CT2&&zVtx_Cls** erreichen eine Effizienz von $0,49 \pm 0.01$ und $0,45 \pm 0.01$. Die Rate auf die Größenordnung des **S54** von $\mathcal{O}(3\,Hz)$ gesenkt werden. Auf eine Optimierung der Datenreduktion mit Hilfe der Elektronsignatur wurde verzichtet, da dies eine tolerierbare Triggerrate für einen **L1**-Trigger darstellt. Eine weitere Datenreduktion kann auf der **L2**-Stufe mit den Informationen des Clustertrigger durch einem **L2**-Neuro-Trigger erfolgen.

10 Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde ein neues Triggerkonzept für den Flüssig-Argon-Kalorimeter untersucht. Ein sogenannter Clustertrigger soll lokale Energiesummen bilden und dabei weniger elektronisches Rauschen auf zusummieren, als bisherige **L1**-Kalorimeter-Trigger. Die Voraussetzung für dieses neue Triggerkonzept ist die Ausstattung der Triggerelektronik mit neuen rauschärmeren Vorverstärkern, neuen **AGM**- und **BTS**-Modulen, um die Granularität der Trigger Türme und die Aufteilung des Kalorimeters in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil auszunutzen.
Um die neue Elektronik zu simulieren wurde ein Modell entwickelt um das elektronische Rauschen nach dem Austausch der Vorvertstärker zu simulieren. Das Modell wurde für das aktuelle Situation im Kalorimeter getestet und dabei konnte die Triggersimulation verbessert werden, indem theoretisches Rauschen für die Simulation verwendet wurde.
Mit teilweise neuentwickelten Programmen wurde die Triggerelektronik mit getrennten abgesenkten **AGM**-Schwellen simuliert und ein Modell für einen topologischen Zwei-Elektron-Clustertrigger entwickelt der mit Ereignissen der diffraktiven elastischen J/ψ Produktion und *Transparent Runs* getestet wurde. Zwei Suchalgorithmen, der **PCL** und der **SCL** zur Bestimmung der Cluster wurden entwickelt und getestet. Der erfolgreicher der beiden der **PCL** sucht auf der Karte der Trigger Türme des Flüssig-Argon-Kalorimeters nach lokalen Maxima und summiert die Energien zu Clusterenergien auf, die für die Triggerentscheidung verwendet werden. Es konnte gezeigt werden, daß der Fehler durch die Aufsummierung der Cluster gegenüber dem Fehler durch des Rauschen der Triggerelektronik vernachlässigt werden kann.
Die untersuchten Clustertriggermodelle erreichen vergleichbare Werte bei der Purity und Effizienz. Um jedoch die Triggerraten auf das Niveau des *Subtriggers* **S54** zu senken muß das Triggerelement **zVtx_Cls** gefordert werden. Durch diese Einschränkung erweist sich der Clustertrigger **CT2&&zVtx_Cls** mit einer *Purity* $\mathcal{P}_{ee}$ von $0.59 \pm 0,01$, einer Effizienz von $0,45 \pm 0,01$ und einer Rate von $\mathcal{O}(3\,Hz)$ aus aussichtsreiches Konzept. Er fordert eine *Back-to-Back*-Beziehung zwischen den zwei Clustern mit der höchsten Energie in einem Ereignis
Auf eine Optimierung der Reduktionrate mit Hilfe der Elektronsignatur im Kalorimeter wird verzichtet. Dies kann durch den Einsatz eines **L2**-Trigger der Informationen des Clustertriggers verwendet durchführen werden.

Anhang A TT-Karten des Kalorimeters

ϕ-Index	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
31	14	143	271	559	159	445	447	61	63	333	335	621	623	221	223	509	510	252	254	540	542	685	687
30				558	158	444	446	60	62	332	334	620	622	220	222	508							
29		142	270	557	157	441	443	57	59	329	331	617	619	217	219	505	506	248	250	536	538	684	686
28				556	156	440	442	56	58	328	330	616	618	216	218	504							
27	12	141	269	555	155	437	439	53	55	325	327	613	615	213	215	501	502	244	246	532	534	681	683
26				554	154	436	438	52	54	324	326	612	614	212	214	500							
25		140	268	553	153	433	435	49	51	321	323	609	611	209	211	497	498	240	242	528	530	680	682
24				552	152	432	434	48	50	320	322	608	610	208	210	496							
23	10	139	267	551	151	429	431	45	47	317	319	605	607	205	207	493	494	236	238	524	526	677	679
22				550	150	428	430	44	46	316	318	604	606	204	206	492							
21		138	266	549	149	425	427	41	43	313	315	601	603	201	203	489	490	232	234	520	522	676	678
20				548	148	424	426	40	42	312	314	600	602	200	202	488							
19	8	137	265	547	147	421	423	37	39	309	311	597	599	197	199	485	486	228	230	516	518	673	675
18				546	146	420	422	36	38	308	310	596	598	196	198	484							
17		136	264	545	145	417	419	33	35	305	307	593	595	193	195	481	482	224	226	512	514	672	674
16				544	144	416	418	32	34	304	306	592	594	192	194	480							
15	6	135	263	415	31	301	303	589	591	189	191	477	479	93	95	365	366	124	126	396	398	669	671
14				414	30	300	302	588	590	188	190	476	478	92	94	364							
13		134	262	413	29	297	299	585	587	185	187	473	475	89	91	361	362	120	122	392	394	668	670
12				412	28	296	298	584	586	184	186	472	474	88	90	360							
11	4	133	261	411	27	293	295	581	583	181	183	469	471	85	87	357	358	116	118	388	390	665	667
10				410	26	292	294	580	582	180	182	468	470	84	86	356							
9		132	260	409	25	289	291	577	579	177	179	465	467	81	83	353	354	112	114	384	386	664	666
8				408	24	288	290	576	578	176	178	464	466	80	82	352							
7	2	131	259	407	23	285	287	573	575	173	175	461	463	77	79	349	350	108	110	380	382	661	663
6				406	22	284	286	572	574	172	174	460	462	76	78	348							
5		130	258	405	21	281	283	569	571	169	171	457	459	73	75	345	346	104	106	376	378	660	662
4				404	20	280	282	568	570	168	170	456	458	72	74	344							
3	0	129	257	403	19	277	279	565	567	165	167	453	455	69	71	341	342	100	102	372	374	657	659
2				402	18	276	278	564	566	164	166	452	454	68	70	340							
1		128	256	401	17	273	275	561	563	161	163	449	451	65	67	337	338	96	98	368	370	656	658
0				400	16	272	274	560	562	160	162	448	450	64	66	336							

θ-Index

Karte elektromagnetischer Trigger-Türme

Abbildung A.1: Karte der elektromagnetischen Trigger Türme des Flüssig-Argon-Kalorimeters, mit den **TT**-Indices.

ϕ-Index	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
31	15	143	271	559	159	445	447	61	63	333	335	621	623	221	223	509	511	253	255	541	543		
30				558	158	444	446	60	62	332	334	620	622	220	222	508	510	252	254	540	542		
29	14	142	270	557	157	441	443	57	59	329	331	617	619	217	219	505	507	249	251	537	539		
28				556	156	440	442	56	58	328	330	616	618	216	218	504	506	248	250	536	538		
27	13	141	269	555	155	437	439	53	55	325	327	613	615	213	215	501	503	245	247	533	535		
26				554	154	436	438	52	54	324	326	612	614	212	214	500	502	244	246	532	534		
25	12	140	268	553	153	433	435	49	51	321	323	609	611	209	211	497	499	241	243	529	531		
24				552	152	432	434	48	50	320	322	608	610	208	210	496	498	240	242	528	530		
23	11	139	267	551	151	429	431	45	47	317	319	605	607	205	207	493	495	237	239	525	527		
22				550	150	428	430	44	46	316	318	604	606	204	206	492	494	236	238	524	526		
21	10	138	266	549	149	425	427	41	43	313	315	601	603	201	203	489	491	233	235	521	523		
20				548	148	424	426	40	42	312	314	600	602	200	202	488	490	232	234	520	522		
19	9	137	265	547	147	421	423	37	39	309	311	597	599	197	199	485	487	229	231	517	519		
18				546	146	420	422	36	38	308	310	596	598	196	198	484	486	228	230	516	518		
17	8	136	264	545	145	417	419	33	35	305	307	593	595	193	195	481	483	225	227	513	515		
16				544	144	416	418	32	34	304	306	592	594	192	194	480	482	224	226	512	514		
15	7	135	263	415	31	301	303	589	591	189	191	477	479	93	95	365	367	125	127	397	399		
14				414	30	300	302	588	590	188	190	476	478	92	94	364	366	124	126	396	398		
13	6	134	262	413	29	297	299	585	587	185	187	473	475	89	91	361	363	121	123	393	395		
12				412	28	296	298	584	586	184	186	472	474	88	90	360	362	120	122	392	394		
11	5	133	261	411	27	293	295	581	583	181	183	469	471	85	87	357	359	117	119	389	391		
10				410	26	292	294	580	582	180	182	468	470	84	86	356	358	116	118	388	390		
9	4	132	260	409	25	289	291	577	579	177	179	465	467	81	83	353	355	113	115	385	387		
8				408	24	288	290	576	578	176	178	464	466	80	82	352	354	112	114	384	386		
7	3	131	259	407	23	285	287	573	575	173	175	461	463	77	79	349	351	109	111	381	383		
6				406	22	284	286	572	574	172	174	460	462	76	78	348	350	108	110	380	382		
5	2	130	258	405	21	281	283	569	571	169	171	457	459	73	75	345	347	105	107	377	379		
4				404	20	280	282	568	570	168	170	456	458	72	74	344	346	104	106	376	378		
3	1	129	257	403	19	277	279	565	567	165	167	453	455	69	71	341	343	101	103	373	375		
2				402	18	276	278	564	566	164	166	452	454	68	70	340	342	100	102	372	374		
1	0	128	256	401	17	273	275	561	563	161	163	449	451	65	67	337	339	97	99	369	371		
0				400	16	272	274	560	562	160	162	448	450	64	66	336	338	96	98	368	370		

θ-Index

Karte hadronischer Trigger-Türme

Abbildung A.2: Karte der hadronischen Trigger Türme des Flüssig-Argon-Kalorimeters, mit den **TT**-Indices.

Anhang B Akzeptanz, Purity und Effizienz

Die verwendeten Größen Akzeptanz, Purity und Effizienz sind nach [50] definiert. sie werden hier kurz vorgestellt.

Akzeptanz

Die Akzeptanz ist ein Maß wieviele der Ereignisse, die in einem Intervall generiert werden, dort auch rekonstruiert werden:

$$A = \frac{N_{rec}}{N_{gen}} \tag{B.1}$$

N_{rec} = Anzahl der im Intervall rekonstruierten Ereignisse
N_{gen} = Anzahl der generierten Ereignisse

Es gilt:

$$N_{rec} = N_{stay} + N_{come} \tag{B.2}$$

$$N_{gen} = N_{stay} + N_{leave} \tag{B.3}$$

N_{come} = Anzahl der Ereignisse, die außerhalb des Intervalls generiert werden und in den Intervall wandern
N_{stay} = Anzahl der Ereignisse, die im Intervall generiert und rekonstruiert werden
N_{leave} = Anzahl der Ereignisse, die im Intervall generiert werden aber außerhalb gefunden werden.

Purity

Die Purity ist ein Maß für die Reinheit der Ereignisse, es gilt die gleiche Nomenklatur wie für die Akzeptanz

$$\mathcal{P} = \frac{N_{stay}}{N_{stay} + N_{leave}} \tag{B.4}$$

Effizienz

Die Effizienz ist ein Maß, wie viele Ereignisse durch einen verwendeten Schnitt aus der Selektion ausgewählt werden.

$$\epsilon = \frac{N_{pass}}{N_{pass} + N_{cut}} \tag{B.5}$$

N_{pass} = Anzahl der Ereignisse, die durch den Schnitt nicht verworfen werden

N_{cut} = Anzahl der Ereignisse, die durch den Schnitt verworfen werden.

Die Anzahl der Ereignisse in der verwendeten Selektion ist $N_{pass} + N_{cut}$.

Literaturverzeichnis

[1] H. D. Dosch. Einführung. In *Teilchen, Felder und Symmetrien*, p. 1. Spektrum-der-Wissenschaft-Verlagsgesellschaft, Heidelberg, 4. Aufl., 1988.

[2] K. Simonyi. *Kulturgeschichte der Physik*, p. 71 ff. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1990.

[3] E. Rutherford. The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom. Phil. Mag. 21, 1911.

[4] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, p. 214, 1964.

[5] D. H. Perkins. Hochenergiephysik. Addison Wesley Publishing Company, Bonn, 1990.

[6] P. Waloschek. Das Forschungszentrum DESY. *Praxis d. Naturwiss. Phys.*, **7/38**, 1989.

[7] D. Handschuh. Studien zum Protoneninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung. Dissertation, Universität Hamburg, 1993.

[8] DESY. *The Electron Beam Lifetime Problem in HERA*, 1995.

[9] B. H. Wiik. HERA Status. In W. Buchmüller und G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pp. 1–22, Hamburg, 1991. DESY.

[10] H1 Collaboration, I. Abt et al. The H1 Detector at HERA. DESY Report DESY H1-96-01, DESY, 1996.

[11] H1 Collaboration, . ep Physics beyond 1999. DESY Report DESY H1-97, DESY, 1997.

[12] H1 Collaboration, I. Abt et al. The H1 Detector at HERA. DESY Report DESY H1-96-01, DESY, 1996.

[13] N. Tobien. Das Ansprechverhalten des H1-Flüssigargon-Kalorimeters auf niederenergetische Hadronen. H1–Note H1-10/96-497, DESY, 1996.

[14] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. The H1 Liquid Argon Calorimeter System. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 336**, pp. 460–498, 1993.

[15] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. Electron / Pion Separation with the H1 LAr Calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 344**, pp. 492–506, 1994.

[16] H.-P. Wellisch et al. Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques. Technischer Report MPI-PhE/94-03, MPI für Physik, 1994.

[17] D. Samtleben. Untersuchungen zur exklusiven Produktion von ρ^0- und Φ-Mesonen in ep-Streuung am H1 Experiment bei HERA. Dissertation, Universität Hamburg, 1997.

[18] J. C. Bizot et al. Hardware Study for a Topological Level 2 Trigger. H1–Note H1-09/92-240, DESY, 1992.

[19] A. Gruber. Neuronale Netzwerke als L2-Trigger im H1-Experiment. Diplomarbeit, LMU München, 1992.

[20] J. Möck. Einsatz neuronaler Netze als intelligenter Trigger im H1-Experiment. Dissertation, TU München, 1994.

[21] J. Fent et al. A neural network second level trigger for the H1-Experiment at HERA. Internal Report H1-10/95-457, DESY, 1995.

[22] E. Barrelet et al. The hardware implementation of L3 triggers in H1. H1–Note H1-12/88-100, DESY, 1988.

[23] A. Campbell. A RISC multiprocessor event trigger for the data aquisition system of the H1 experiment at HERA. International Conference Real Time '91, Jülich 1991.

[24] S.L. Glashow. Particle-Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, **22**, pp. 579–588, 1961.

[25] S.L. Glashow. Towards a Unified Theory: Threads in a Tapestry. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, p. 539, 1980.

[26] A. Salam. Renormalizability of Gauge Theories. *Phys. Rev.*, **127**, p. 331, 1962.

[27] A. Salam. Gauge Unification of Fundamental Forces. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, p. 525, 1980.

[28] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, pp. 1264–1266, 1967.

[29] Steven Weinberg. Conceptual Foundations of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, p. 5156, 1980.

[30] E.A. Paschos J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, **179**, pp. 1547–1553, 1969.

[31] Richard P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, pp. 1415–1417, 1969.

[32] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle J. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, p. 1404, 1974.

[33] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, pp. 1406–1408, 1974.

[34] M. Aguilar-Benitez et al Particle Data Group. Review of Particle Properties. *Phys. Rev.*, **D 50**, pp. 530–538, 1996.

[35] J. Möck. Untersuchung diffraktiver J/Ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen. Diplomarbeit, TU München, 1997.

[36] P. D. B. Collins. An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics. Cambridge University Press, Heidelberg, 1977.

[37] H. Brettel et al. The First Level Liquid Argon Calorimeter Trigger Technical Realisation. Internal Report H1-TR-301, DESY, 1987.

[38] A. Babaev et al. Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics. H1–Note H1-01/96-470, DESY, 1996.

[39] T. Jansen. Untersuchung diffraktiver J/Ψ-Erzeugung bei HERA. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995.

[40] T. Carli et al. Performance of the H1 LAr Trigger in 1994. H1–Note H1-07/95-445, DESY, 1995.

[41] H.P. Beck. Measurement of the Total Photoproduktion Cross Section at the Elektron Proton Collider HERA. Diplomarbeit, Universität Zürich, 1996.

[42] B. List. Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA. Dissertation, Berlin, 1993.

[43] J. Meyer. Guide to Simulation Programm H1SIM. Technischer report, DESY, 1991-97.

[44] K. Rüter. Untersuchungen des schwachen geladenen Stroms in tiefinelastischen Positron-Proton Kollisionen mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring. Dissertation, TU München, 1995.

[45] B. Reisert. Einsatz neuer Vorverstärkerelektronik im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors am HERA-Speicherring. Diplomarbeit, LMU München, 1997.

[46] B. Reisert. Die Ergebnisse der Verfeinerten **AGM**-Schwellenmessung mit **TRICAL**. mündliche Miteilung.

[47] B. Reisert. Die neuesten Parameter zur Berechnung des Rauschens der Vorverstärkerelektronik im Flüssig-Argon-Kalorimeter. mündliche Miteilung.

[48] T. Carli et al. Proposal for a Novel Calorimeter Trigger at Level 1 for the H1-Experiment: 'The Jet-Trigger'. Vortrag im H1-Upgrade-Meeting, München 1997.

[49] A. Wegner. Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters in der **TT**-Selektion von J/ψ-Kandidaten. Münliche Miteilung, 1998.

[50] B. Laforge et al. Elements of Statistical Methods in High Energy Physics Analyses. H1–Note H1-08/97-528, DESY, 1997.

Abbildungsnachweis

2.1 B. Reisert [45]
2.2 B. Reisert [45]
2.3 K. Rüter [44]
2.4 K. Rüter [44]
2.5 K. Rüter [44]
2.6 K. Rüter [44]
2.7 B. Reisert [45]
3.1 Angefertigt mit Xfig.
3.2 Angefertigt mit Xfig.
3.3 Angefertigt mit Xfig.
3.4 Angefertigt mit Xfig.
3.5 Angefertigt mit Xfig.
3.6 Angefertigt mit Xfig.
4.1 Angefertigt mit Xfig.
4.2 B. Reisert [45]
4.3 K. Rüter [44]
5.1 Angefertigt mit H1LOOK.
5.2 Angefertigt mit PAW++.
6.1 K. Rüter [44]
6.2 Angefertigt mit PAW++.
6.3 B. Reisert [45]
6.4 Angefertigt mit PAW++.
6.5 Angefertigt mit PAW++.
6.6 Angefertigt mit PAW++.
6.7 Angefertigt mit PAW++.
6.8 Angefertigt mit PAW++.
6.9 Angefertigt mit PAW++.
7.1 Angefertigt mit PAW++.
7.2 Angefertigt mit Xfig.
7.3 Angefertigt mit Xfig.
7.4 Angefertigt mit Xfig.
7.5 Angefertigt mit PAW++.
7.6 Angefertigt mit PAW++.
7.7 Angefertigt mit PAW++.
7.8 Angefertigt mit PAW++.
7.9 Angefertigt mit PAW++.
7.10 Angefertigt mit PAW++.
8.1 Angefertigt mit PAW++.
8.2 Angefertigt mit PAW++.
8.3 Angefertigt mit PAW++.
8.4 Angefertigt mit PAW++.

8.5 Angefertigt mit PAW++.
8.6 Angefertigt mit PAW++.
9.1 Angefertigt mit PAW++.
9.2 Angefertigt mit PAW++.
9.3 Angefertigt mit PAW++.
A.1 Angefertigt mit PAW++.
A.2 Angefertigt mit PAW++.

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Physik in München angefertigt. Allen Mitgliedern der Gruppe danke ich für viele interessante und anregende Diskussionen.

Namentlich zu nennen ist zu allererst Prof. Dr. Christian Kiesling. Er vertraute mir eine herausfordernde Aufgabe an. Burkhard Reisert danke ich für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit rund um den Flüssig-Argon-Kalorimeter und Dr. Armin Wegner für die Anleitung und Unterstützung in Fragen der Physik und Datenauswertung. Eine große Hilfe waren Robert Sütterlin in physikalischen Problemen, Uwe Leupold und Günther Manhart bei den vielen Schwierigkeiten mit den Rechnern und Marlene Schaber bei den kleinen Problem rund um die Diplomarbeit.
Dank gilt auch den Mitgliedern der Gruppe in Hamburg, zu denen leider zuwenig Kontakt bestand und von denen besonders Dr. Tancredi Carli gegen Ende der Diplomarbeit eine große Hilfe war.

Der Max-Planck-Gesellschaft, insbesondere Prof. Dr. Gerd Buschhorn, verdanke ich die Bereitstellung der erforderlichen Arbeitsmittel und die Finanzierung meiner Reisen zu DESY in Hamburg.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig verfaßt zu haben.

München, Februar 1998

(Bernhard Haizinger)