

# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

## Optimierung eines z-Vertex-Triggers für den H1-Detektor bei HERA

*Diplomarbeit  
im Studiengang Physik*

*vorgelegt von*  
**Andreas Schweitzer**  
*aus Nürnberg*

*Februar 1999*



# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

*Diplomarbeit*  
*im Studiengang Physik*

*vorgelegt von*  
**Andreas Schweitzer**  
*aus Nürnberg*

*Februar 1999*



# Optimierung eines z-Vertex-Triggers für den H1-Detektor bei HERA

*Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Andreas Schweitzer am  
Physikalischen Institut  
unter Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. Ulrich Straumann*



## Zusammenfassung

Das H1-Experiment am DESY in Hamburg liefert seit 1992 umfangreiches Datenmaterial, das aus der  $ep$ -Streuung gewonnen wird. Diese Daten werden zur Untersuchung weiter Bereiche der Hochenergiephysik, insbesondere der Struktur der Materie, herangezogen. Um den zugänglichen kinematischen Bereich zu höherem  $Q^2$  auszudehnen, ist für das Jahr 2000 eine Erhöhung der HERA-Luminosität vorgesehen. Aus diesem Grunde müssen viele Detektorkomponenten umgebaut werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und Optimierung von Triggeralgorithmen für einen  $z$ -Vertex-Trigger, der auf Grundlage der Kathodensignale der neuen, zum Spurkammersystem gehörenden, inneren Vieldrahtproportionalenkammer CIP arbeitet. Nachdem für die neue CIP simulierte Daten verschiedener Physikklassen bereitgestellt werden, erfolgt die Untersuchung von zwei Algorithmen auf Softwarebasis, um eine geometrische Kammerkonfiguration zu bestimmen, mit der eine zuverlässige Trennung von Physik und Untergrund prinzipiell möglich ist. Abschließend wird ein Algorithmus, der ausschließlich auf Bitoperationen beruht, untersucht, da dieser im Gegensatz zu den Softwarealgorithmen mit Hilfe von DSP's, ASIC's oder FPGA's implementiert werden kann.

## Abstract

*Optimization of a  $z$ -Vertex-Trigger for the H1-Detector at HERA:*

The H1 experiment at DESY in Hamburg delivers since 1992 valuable  $ep$ -scattering data which is useful to examine a wide range of high energy physics, especially the structure of matter, in a large kinematic range. In order to extend the reachable kinematic region to higher  $Q^2$  an increase of the HERA-luminosity is planned for the year 2000. For this reason many H1-subdetectors have to be modified.

This thesis documents the development and optimization of trigger algorithms for a new  $z$ -vertex-trigger based on the cathode signals of the newly planned central inner proportional chamber (CIP) which belongs to the inner tracker. After simulation of data of different physics classes for the new CIP, software based algorithms are analysed to determine the optimal geometrical chamber configuration for a good separation of physics and background events.

Finally another algorithm based on bitoperations is examined. It allows - in contrast to the software algorithms - the implementation with DSP's, ASIC's or FPGA's.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Der Speicherring HERA</b>	<b>3</b>
2.1. Konzeption und Zielsetzung . . . . .	3
2.2. HERA-Betrieb . . . . .	3
<b>3. Der H1-Detektor</b>	<b>7</b>
3.1. Konzeption und Zielsetzung . . . . .	7
3.2. Festlegung des Koordinatensystems . . . . .	7
3.3. Aufbau des H1-Detektors . . . . .	8
3.4. Das H1-Trackingsystem . . . . .	10
3.4.1. Komponenten des H1-Trackingsystems . . . . .	12
3.5. Das H1-Triggersystem . . . . .	15
3.6. Der $z$ -Vertex-Trigger . . . . .	16
3.6.1. Triggerelemente . . . . .	17
3.7. Der H1-Upgrade . . . . .	18
<b>4. Betrachtete Physikklassen</b>	<b>23</b>
4.1. Klassifizierung der Physik . . . . .	23
4.1.1. Low $Q^2$ Physik, Photoproduktion . . . . .	24
4.1.2. High $Q^2$ Physik . . . . .	25
4.1.3. Untergrund . . . . .	28
4.2. Simulation der aktiven Pads in der CIP . . . . .	33
<b>5. Kammerantwort auf Ereignisse</b>	<b>37</b>
5.1. Padclustering . . . . .	37
5.2. Kammerkorrelation . . . . .	39
<b>6. Triggeralgorithmen</b>	<b>45</b>
6.1. Prinzip eines Triggeralgorithmus . . . . .	45
6.2. Weitere Optionen des Triggeralgorithmus . . . . .	49
6.3. Bestimmung der Clusterkoordinaten . . . . .	50
6.4. Algorithmus über Mustererkennung . . . . .	52

<b>7. Ergebnisse der Triggerstudien</b>	<b>57</b>
7.1. Untersuchung des Algorithmus über Clusterzentren . . . . .	59
7.1.1. Low $Q^2$ Physik . . . . .	59
7.1.2. High $Q^2$ Physik . . . . .	64
7.1.3. Protonuntergrund . . . . .	66
7.1.4. Elektronuntergrund . . . . .	68
7.1.5. Kammerkonfiguration mit Verwendung der alten CIP . . . . .	69
7.1.6. Schlußfolgerungen . . . . .	72
7.2. Untersuchung des Algorithmus über Clustergrenzen . . . . .	73
7.2.1. Schlußfolgerungen . . . . .	76
7.3. Untersuchung des Algorithmus über Bitmuster . . . . .	76
7.3.1. Schlußfolgerungen . . . . .	78
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>81</b>
<b>A. Fehler auf Effizienzen</b>	<b>83</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>85</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Der HERA-Speicherring (rechts) mit einer Detailansicht des Vorbeschleunigersystems (links). . . . .	4
2.2.	Die von HERA produzierte (links) und vom H1-Detektor genutzte Luminosität (rechts) im Zeitvergleich. . . . .	5
3.1.	Der H1-Detektor. Das warme elektromagnetische Kalorimeter (12) wird seit 1995 durch das SPACAL ersetzt, das eine bessere Energieauflösung aufweist (siehe Text). . . . .	9
3.2.	Das Trackingsystem und seine Komponenten in der $(r, z)$ -Ansicht mit Angabe der Winkelakzeptanz einzelner Komponenten. . . . .	10
3.3.	Das Trackingsystem in der radialen Ansicht. . . . .	11
3.4.	Darstellung des <i>forward track detector</i> (FTD), der aus drei Supermodulen mit je einer Vieldrahtproportionalkammer (fMWPC), einer planaren und einer radialen Driftkammer zusammengesetzt ist. Die Winkelakzeptanz liegt bei $5^\circ < \Theta < 30^\circ$ . . . . .	12
3.5.	In dieser Abbildung des zusammengebauten CST sind die einzelnen Elemente, aus denen die äußere Lage gebildet wird, deutlich zu sehen [Bid97]. . . . .	13
3.6.	Spurrekonstruktion aus den aktivierten Pads der CIP und der COP [Bec96]. . . . .	16
3.7.	Histogrammbildung des $z$ -Vertex-Triggers [Bec96]. . . . .	17
3.8.	Prinzipieller Aufbau einer Kammerlage der neuen CIP. Dabei ist zu beachten, daß die Kupferpads der neuen Kammer über eine Stripline ausgelesen werden [Kol98]. . . . .	21
4.1.	Prinzip der $ep$ -Streuung im Wechselwirkungspunkt des H1 Detektors ohne Annahmen über Protonstruktur (a) und im Quark-Parton-Modell (b). . . . .	24
4.2.	Beispiel eines $low Q^2$ Ereignisses. Dabei sind deutlich die beiden Jets zu erkennen, von denen der eine in Vorwärtsrichtung und der andere in Rückwärtsrichtung verläuft. Die Energie der Jets ist relativ niedrig, da nur wenig Energiedeposition im LAr-Kalorimeter festzustellen ist. . . . .	25

4.3. Abhängigkeit des Streuwinkels der Elektronen (a) und Jets (b) von den kinematischen Variablen. . . . .	26
4.4. Beispiel eines high $Q^2$ Ereignisses. Dabei ist in der $(r, z)$ -Ansicht (oben) das Elektron an der einzelnen Spur, die mit einer Energie-deposition im LAr-Kalorimeter verbunden ist, zu erkennen. Der Jet verläuft in die entgegengesetzte Richtung. Das wird bei Betrachtung des $(x, y)$ -Schnittes (unten) besonders deutlich. . . . .	27
4.5. Beispiel eines Protonuntergrundeignisses. Dabei ist gut zu erkennen, daß sehr viele Spuren von Upstream kommen und eine hohe Energie-deposition im SPACAL vorhanden ist. . . . .	29
4.6. Abstand der nächstgelegenen Pads zum Teilchendurchgang in $z$ -Richtung (links) und $\varphi$ -Richtung (rechts) für Daten (dunkel) und Simulation (hell). . . . .	33
4.7. Vergleich der Anzahl der aktiven Cluster in Abhängigkeit von der Anzahl der Hits in den Spurkammern (a) und der Gesamtenergie (b) für Daten und Simulation. In (c) wird die $z$ -Verteilung der Cluster verglichen. Alle Vergleiche werden für low $Q^2$ Physik durchgeführt. . . . .	35
4.8. Vergleich von Daten und Simulation nach der Simulation zusätzlicher Spuren. . . . .	36
5.1. Clusterdefinition für ungerade (a) und gerade (b) Padanzahl. . . . .	38
5.2. Anzahl der Pads im Cluster. . . . .	38
5.3. Padbreite der Cluster in Abhängigkeit von $z$ für low $Q^2$ Physik (a) und Protonuntergrund (b). . . . .	39
5.4. Differenz der Padpositionen in $z$ -Richtung (a) und in $\varphi$ -Richtung (b) zwischen CIP0 und CIP1. . . . .	40
5.5. Kammerkorrelation für low $Q^2$ (a) und high $Q^2$ Physik (b) sowie Protonuntergrund (c). Dabei werden alle in der Referenzkammer aktiven Pads hell dargestellt. Die in der Referenzkammer aktiven Pads, zu denen ein korreliertes Pad in der zweiten Kammer aktiv ist, werden dunkel dargestellt. . . . .	41
5.6. Kammerkorrelation für Pads, die nicht zu Spuren gehören für low $Q^2$ Physik (a), high $Q^2$ Physik (b) und Protonuntergrund (c). Dabei werden alle in der Referenzkammer aktiven Pads hell dargestellt. Pads aus der Referenzkammer, zu denen ein korreliertes Pad in der zweiten Kammer aktiv ist, werden dunkel dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß alle aktiven Pads einen Mindestabstand von 10 cm zur nächsten Spur aufweisen. . . . .	42

5.7. Kammerkorrelation für den Elektronuntergrund (links) im Vergleich zu Ereignissen, bei denen keine Spuren vorhanden sind und zufällig 4,5% der Pads aktiviert werden (rechts). Dabei werden alle in der Referenzkammer aktiven Pads hell und alle in der selben Kammer aktiven Pads, zu denen ein korreliertes Pad in der zweiten Kammer aktiv ist, dunkel dargestellt. . . . .	44
6.1. Maßstäbliche Geometriezeichnung der CIP. Der nominale Vertexbereich und der Bereich, aus dem die Untergrundspuren kommen, ist angegeben. Der Maßstab in $z$ ist um den Faktor 10 gestaucht. . . . .	46
6.2. Prinzip des Spurfindungsalgorithmus. . . . .	48
6.3. Prinzip der Einschränkung des Suchfensters in $z$ . . . . .	50
6.4. Spurfindung mit Clusterzentren als $z$ -Position der Cluster. . . . .	51
6.5. Spurfindung mit Clustergrenzen als $z$ -Position der Cluster. . . . .	52
6.6. Prinzip der Mustererkennung. Dabei werden die Histogrammbins für eine lokale Umgebung dargestellt. Weiterhin ist die projektive Geometrie zu erkennen [Bec98]. . . . .	55
7.1. Triggereffizienz für verschiedene Padgeometrien in Abhängigkeit vom $z$ -Vertex-Schnitt für low $Q^2$ Physik. . . . .	60
7.2. Triggereffizienz in Abhängigkeit von der Anzahl aktiver Lagen bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	61
7.3. Noiseabhängigkeit der $120 \times 16$ -Geometrie für low $Q^2$ Physik bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	63
7.4. Einschränkung des $z$ -Fensters im Vergleich aller Geometrien (links) und Darstellung der Noiseabhängigkeit (rechts) für die low $Q^2$ Physik bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	63
7.5. Effizienz auf high $Q^2$ Physik für die $120 \times 16$ -Geometrie (links) im Vergleich mit der low $Q^2$ Physik (rechts). . . . .	65
7.6. Verhalten der high $Q^2$ Physik bezüglich der Einschränkung des $z$ -Fensters bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	65
7.7. Untergrunderkennung in Abhängigkeit vom $z$ -Vertex-Schnitt (links) und von der Anzahl aktiver Lagen bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm (rechts). . . . .	67
7.8. Untergrunderkennung in Abhängigkeit vom Noise für die $120 \times 16$ -Geometrie (links) und bei Einschränkung des $z$ -Fensters (rechts). Für beide Darstellungen gilt ein $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	67
7.9. Eigenschaften des Elektronuntergrundes für die $120 \times 16$ -Geometrie. Dazu ist links der Anteil der als Physik erkannter Ereignisse und rechts die Anzahl der Ereignisse mit mindestens einer Spur dargestellt. . . . .	68
7.10. Effizienzen auf low und high $Q^2$ Physik für Szenario 2. . . . .	70
7.11. Untergrunderkennung für Szenario 2. . . . .	70

7.12. Verhalten der Effizienz bezüglich der Einschränkung des $z$ -Fensters bei Verwendung von Szenario 2. Der $z$ -Vertex-Schnitt liegt bei $-70$ cm. . . . .	71
7.13. Hohe Noiseempfindlichkeit des Szenario 2 für den Fall, daß Lage vier ausfällt. Der $z$ -Vertex-Schnitt liegt bei $-70$ cm. . . . .	72
7.14. Vergleich der Algorithmen über Clusterzentren und Clustergrenzen bezüglich der Effizienz in Abhängigkeit vom $z$ -Vertex-Schnitt (a) und von der Anzahl aktiver Lagen (b) für low $Q^2$ Physik, sowie vom Noiseanteil für low $Q^2$ Physik (c) und high $Q^2$ Physik (d). Dabei wird für (b), (c), (d) ein $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm angewendet. . . . .	73
7.15. Vergleich der Algorithmen in Bezug auf die Einschränkung des $z$ -Fensters bei einem Noiseanteil von 12% unter Verwendung der $120 \times 16$ -Geometrie und eines $z$ -Vertex-Schnittes von $-70$ cm. . . . .	74
7.16. Vergleich der Algorithmen bezüglich Untergrunderkennung bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	75
7.17. Ergebnisse des Bitmusteralgorithmus für die projektive $120 \times 16$ -Geometrie. . . . .	77
7.18. Vergleich aller untersuchten Algorithmen bezüglich ihrer Effizienz für die projektive $120 \times 16$ -Geometrie bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	77
7.19. Vergleich aller untersuchten Algorithmen bezüglich ihrer Untergrunderkennung für die projektive $120 \times 16$ -Geometrie bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. . . . .	78

# Tabellenverzeichnis

4.1. Klassifikation von Protonuntergrundereignissen nach der Lage ihrer Vertizes am Eventdisplay. . . . .	31
4.2. Vergleich von Spuren aus dem nominalen Vertexbereich nach Rekonstruktion bzw. Eventdisplay. . . . .	31
4.3. Von der Rekonstruktion nichtverworfenene Untergrundereignisse. . . . .	32
6.1. Darstellung der strengen Projektion. . . . .	53
6.2. Darstellung der Projektion mit Wiederholung der Padanordnung. . . . .	53
7.1. Zur Untersuchung herangezogene Daten. . . . .	58
7.2. Triggereffizienz für verschiedene Padgeometrien in Abhängigkeit von dem $z$ -Vertex-Schnitt auf der Strahlachse für low $Q^2$ Physik. . . . .	59
7.3. Triggereffizienz in Abhängigkeit von der Anzahl der aktiven Lagen bei einem $z$ -Vertex-Schnitt von $-70$ cm. Dabei sind bei jeder Geometrie in der ersten Zeile die Lagen 5 bzw. 4 und 5 nicht aktiv und in der zweiten Zeile sind die Lagen 2 bzw. 2 und 5 nicht aktiv. . . . .	61
7.4. Noiseabhängigkeit der Effizienz für unterschiedliche Anzahl aktiver Lagen für low $Q^2$ Physik unter Verwendung der $120 \times 16$ -Geometrie und eines $z$ -Vertex-Schnittes von $-70$ cm. . . . .	62
7.5. Triggereffizienz für die $120 \times 16$ -Geometrie im Vergleich zwischen low und high $Q^2$ Physik. . . . .	64
7.6. Untergrunderkennung für verschiedene Padgeometrien in Abhängigkeit vom $z$ -Vertex-Schnitt auf der Strahlachse. . . . .	66





# 1. Einleitung

Das H1-Experiment am  $ep$ -Speicherring HERA des Deutschen-Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg bietet seit der Inbetriebnahme 1992 die Möglichkeit, verschiedene Forschungsbereiche der Hochenergiephysik insbesondere jedoch die Untersuchung der Struktur der Materie zu betrachten. Mit der für das Jahr 2000 vorgesehenen Luminositätssteigerung soll es ermöglicht werden, neue Bereiche der Physik insbesondere bei hohem  $Q^2$  zugänglich zu machen und die bisher vorhandene Datenmenge deutlich zu erhöhen. Damit der H1-Detektor auch unter diesen Bedingungen einsetzbar ist und die bisherige, erfolgreiche Forschungsarbeit fortgesetzt werden kann, sind zahlreiche Umbaumaßnahmen geplant, mit denen der Detektor und all seine Einzelkomponenten an die neuen Bedingungen, die sich bei Strahlführung und Untergrundverhältnissen ergeben, angepaßt werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der in diesem Zusammenhang erforderlichen Entwicklung und Optimierung neuer Triggeralgorithmen für den  $z$ -Vertex-Trigger. Dieser soll weiterhin auf Grundlage der Kathodenpadsignale der CIP (*central inner proportional chamber*) funktionieren, die als Teil des H1-Trackingsystems ebenfalls umgebaut werden muß. Der Schwerpunkt liegt hierbei in der Untersuchung der Triggereffizienz auf Physikereignisse und der Untergrunderkennung zur Trennung dieser beiden Ereignisklassen bei Verwendung verschiedener Kammergeometrien, wobei die in Kapitel 3 dargestellte fünfblättrige CIP als Ausgangspunkt dient. Auf Grundlage dieser Untersuchung soll dann auch unter Einbeziehung der Untersuchung des CIP/CST-Trackings [Lü98b] entschieden werden, wie die Padkonfiguration der neuen CIP endgültig aussehen soll.

In den Kapiteln 2 und 3 wird der prinzipielle Aufbau des HERA-Speicherrings und des H1-Detektors vorgestellt, wobei im besonderen auf das H1-Trackingsystem und den bisherigen  $z$ -Vertex-Trigger eingegangen wird. Anschließend wird das Upgradeprojekt motiviert und die notwendigen Umbaumaßnahmen erläutert.

In Kapitel 4 werden die unterschiedlichen bei H1 untersuchten Physikklassen beschrieben und eine Methode zur Simulation entsprechender Datensätze für die neue CIP erläutert. Dazu wird aus den bereits vorhandenen Daten die Information der aktivierten Pads in der alten CIP sowie der rekonstruierten Spuren benötigt. Wenn sich die aktivierten Pads allgemein durch die Ladungsverteilung, welche durch die rekonstruierten Spuren erzeugt werden, simulieren lassen, muß sich bei einem Teilchendurchgang eine deutliche Korrelation der aktivierten Pads zwischen den Lagen

der CIP ergeben (siehe Kapitel 5). In diesem Zusammenhang wird auch festgestellt, daß es sinnvoll ist, einen Teilchendurchgang mit einem Cluster aus einem oder mehreren nebeneinanderliegenden Pads zu identifizieren.

Kapitel 6 stellt insgesamt drei verschiedene Triggeralgorithmen vor, bei denen unterschiedliche Möglichkeiten zur Auffindung von Spurkandidaten angewendet werden. Anschließend werden die für diese Triggeralgorithmen erhaltenen Untersuchungsergebnisse bezüglich Effizienz auf Physikereignisse und Untergrunderkennung dargestellt und miteinander verglichen (Kapitel 7). Im letzten Kapitel 8 werden noch einmal die wesentlichen Ergebnisse zusammengefaßt und daraus Schlüsse für das weitere Vorgehen gezogen. Dabei soll insbesondere die für die Realisierung des  $z$ -Vertex-Trigger sinnvollste Padgeometrie deutlich herausgestellt werden. Ein kurzer Ausblick bezüglich der weiteren Schritte zur Triggerimplementation schließt diese Arbeit ab.

## 2. Der Speicherring HERA

### 2.1. Konzeption und Zielsetzung

Nachdem beim Deutschen-Elektron-Synchrotron (DESY) in Hamburg bereits mit den Elektron-Positron-Beschleunigern DORIS und PETRA große Erfolge bei der Entdeckung schwerer Quarks (charm und bottom) und des Gluons sowie der Untersuchung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung erzielt wurden, wurde 1990 mit dem Bau der Beschleunigeranlage HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) begonnen, mit der weltweit erstmals Elektronen und Protonen in einer Anlage beschleunigt werden. Dabei ergaben sich aufgrund der Tatsache, daß zwei verschiedene Teilchensorten mit verschiedener Energie zur Kollision gebracht werden sollten, zahlreiche technische Herausforderungen. So mußte die Supraleitungs- und Tieftemperaturtechnik vorangetrieben werden, um ausreichend starke Magnetfelder zu erzeugen, mit denen die relativ schweren Protonen (2000 mal schwerer als Elektronen) bei hohen Energien auf der Kreisbahn gehalten werden können. Da die Elektronen mit herkömmlichen Magneten beschleunigt werden können, wurde der Bau von zwei getrennten Beschleunigungsringen erforderlich, die an den Wechselwirkungspunkten zusammengeführt werden müssen. Seit seiner Inbetriebnahme im Jahr 1992 werden die Elektronen auf eine Energie von 27,6 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt.

Die Zielsetzung die mit HERA verfolgt wird, ist das Vordringen in bisher unerschlossene Bereiche der Materieforschung bis hin zu kleinsten Skalen. So werden bei einem Auflösungsvermögen von  $10^{-16}$  mm genaue Strukturuntersuchungen des Protons und des Elektrons möglich, so daß eine mögliche aber bisher noch unbekannte Struktur der Quarks gefunden werden könnte.

### 2.2. HERA-Betrieb

Da die bei HERA erreichbaren hohen Endenergien nicht in einem Beschleunigungsschritt erreicht werden können, müssen sowohl die Elektronen als auch die Protonen zunächst verschiedene Vorbeschleunigerstufen durchlaufen. So werden die Elektronen und Protonen bereits mit einer Energie von 12 bzw. 40 GeV in die beiden insgesamt 6,3 km langen Strahlröhren des HERA-Speicherringes eingeschossen und auf die End-

## 2. Der Speicherring HERA

energie (s.o.) beschleunigt. In Abbildung 2.1 ist der HERA-Speicherring sowie das gesamte Vorbeschleunigersystem, zu dem auch PETRA und die umgebauten DESY-Synchrotrons DESY II und DESY III gehören, dargestellt.

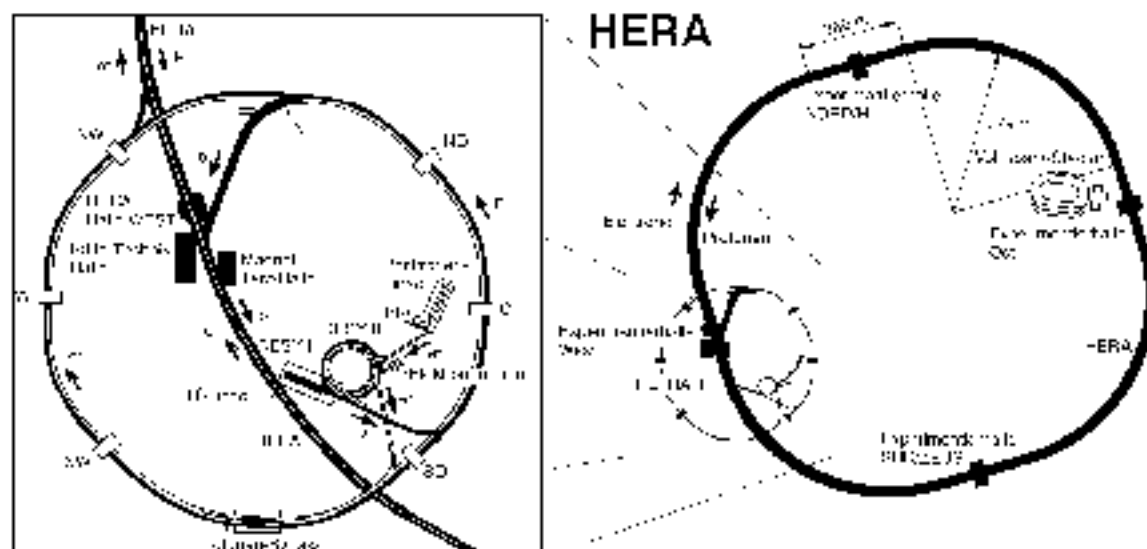


Abbildung 2.1.: Der HERA-Speicherring (rechts) mit einer Detailansicht des Vorbeschleunigersystems (links).

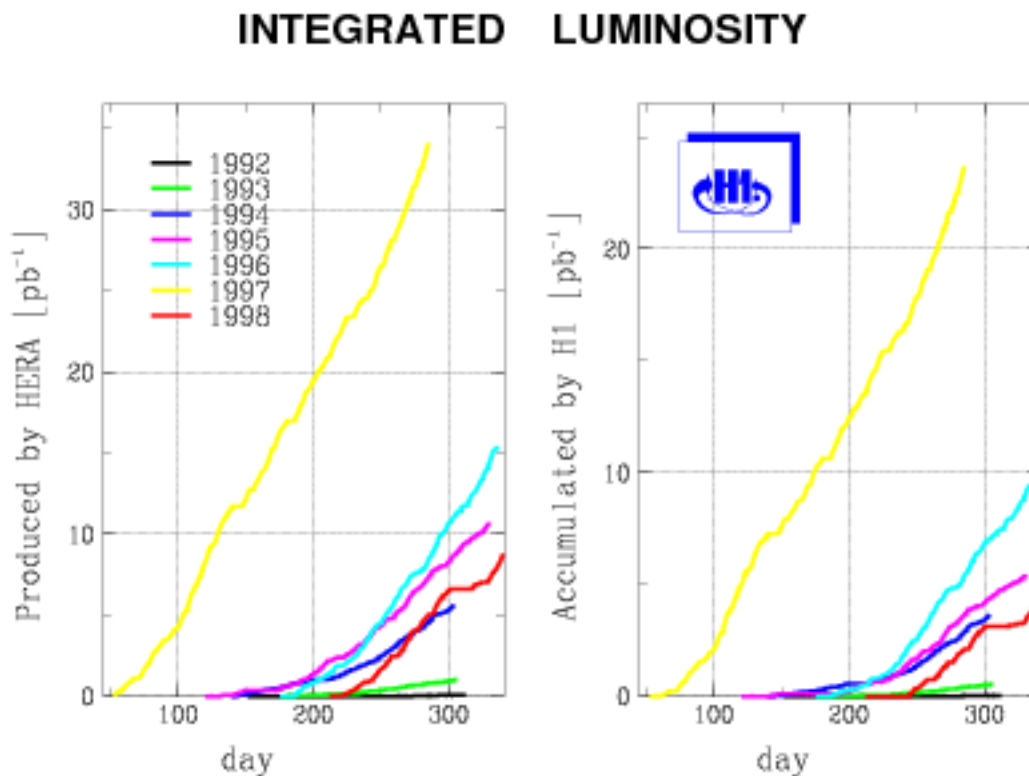
Da der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Wechselwirkungen klein ist, wird der HERA-Beschleuniger im *multi-bunch-modus* betrieben, der durch die Beschleunigungsmethode bei HERA ohnehin vorgegeben wird. Das bedeutet, daß die Teilchenstrahlen nicht gleichmäßig über die gesamten Strahlröhren verteilt sind, sondern aus bis zu 210 einzelnen Teilchenpaketen (*bunches*) bestehen, von denen jedes  $3 \cdot 10^9$  Elektronen bzw.  $10^{10}$  Protonen enthält. Damit werden Strahlströme von  $I_e = 20$  mA für Elektronen und  $I_p = 60$  mA für Protonen erreicht.

Insgesamt stehen am HERA-Speicherring vier Wechselwirkungszone zur Verfügung, die von experimentellen Aufbauten umgeben werden. Mit Hilfe dieser Detektoren werden verschiedene Fragestellungen aus vielen Bereichen der Hochenergiephysik untersucht. In den beiden Wechselwirkungszone, in denen sich die Detektoren H1 (Nordhalle, siehe Kapitel 3) und ZEUS (Südhalle) befinden, werden beide Teilchenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV zur Kollision gebracht. Hier wird vor allem die Struktur des Protons untersucht, indem die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung betrachtet wird. In den beiden anderen Wechselwirkungszone wird jeweils nur einer der beiden Teilchenstrahlen verwendet. So wird bei HERMES in der Osthalle der Elektronstrahl zur Untersuchung der Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Atomkernen in einem Gasvolumen als Festtarget herangezogen. Dadurch werden Erkenntnisse über den Protonspin er-

wartet. Das Experiment HERA-B, das sich in der Westhalle befindet, verwendet den Protonenstrahl um die CP-Verletzung im System der B-Mesonen zu untersuchen.

Um für alle Experimente bei HERA ein einheitliches Zeitmaß zu definieren, wird der Zeitraum zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen von Teilchenpaketen (*bunchcrossings*) herangezogen, der 96 ns beträgt. Das heißt, daß es an jedem Wechselwirkungspunkt zu 10,4 Millionen Durchdringungen von Teilchenpaketen bzw. Wechselwirkungen von Teilchenpaketen mit Festtargets kommt, bei denen jedoch nur in wenigen Fällen physikalisch interessante Ereignisse stattfinden.

Abbildung 2.2 zeigt die von HERA produzierte und vom H1-Detektor aufgenommene, integrierte Luminosität. Diese Größe gibt an, wieviele Teilchen pro Zeiteinheit



**Abbildung 2.2.:** Die von HERA produzierte (links) und vom H1-Detektor genutzte Luminosität (rechts) im Zeitvergleich.

und Querschnitt für eine Reaktion zur Verfügung stehen. Daraus ist ersichtlich, daß nicht die gesamte von HERA bereitgestellte Luminosität vom H1-Detektor verwertet werden kann, sondern nur knapp zwei Drittel davon. Das liegt daran, daß der Detektor während der Datenauslese keine weiteren Ereignisse registrieren kann. Weiterhin kommt es gelegentlich zu Problemen und Ausfällen einzelner Detektorkomponenten, die dazu führen, daß der Detektor nicht während der gesamten Arbeitsperiode (*runperiode*) des Beschleunigers funktionsfähig ist.



## 3. Der H1-Detektor

### 3.1. Konzeption und Zielsetzung

Beim H1-Detektor (siehe Abbildung 3.1) handelt es sich um einen Universaldetektor, dessen Detektorkomponenten sowohl zur Bestimmung der Teilchenspuren als auch zur Messung der Energie der Teilchen aus einer Kollision verwendet werden. Dabei werden die Teilchenspuren unter Verwendung von Halbleiterdetektoren, Drift- und Vieldrahtproportionalkammern rekonstruiert. Die Teilchenenergie wird durch kalorimetrische Methoden bestimmt. Der Wechselwirkungspunkt wird praktisch vollständig von den Detektorkomponenten umgeben, damit alle in einem Ereignis erzeugten Teilchen möglichst vollständig erfaßt werden können. Da sich das Schwerpunktsystem der Elektron-Proton-Streuung aufgrund unterschiedlicher Strahlenergien in Protonrichtung bewegt, ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut. Eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors und seiner Komponenten ist in [HC96] zu finden.

Zielsetzung des H1-Experimentes ist es, durch die Untersuchung der tiefinelastischen Lepton-Hadron-Streuung interessante Fragestellungen aus vielen Bereichen der Hochenergiephysik zu bearbeiten. Dabei wird insbesondere die Protonstruktur untersucht, die durch die Protonstrukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  dargestellt wird. Dabei stellt  $x$  im Quark-Parton-Modell den Impulsanteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons und  $Q^2$  das Quadrat des Viererimpulsübertrags dar. Weiterhin werden auch die hadronischen Endzustände unter anderem zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  untersucht und Präzisionstests des Standardmodells durchgeführt. Nicht zuletzt wird auch eine intensive Suche nach Physik betrieben, die sich nicht durch das Standardmodell erklären läßt. Dabei sind die Bereiche mit sehr großem  $Q^2$  bzw. sehr kleinem  $x$  besonders interessant.

### 3.2. Festlegung des Koordinatensystems

Um eindeutige Aussagen über die Richtung der gestreuten Teilchen machen zu können, muß zunächst ein Koordinatensystem innerhalb des Detektors definiert werden, das durch den HERA-Speicherring bestimmt wird. So zeigt die  $z$ -Achse in Richtung des auslaufenden Protonenstrahls, während die  $x$ -Achse auf den Mittelpunkt

des Beschleunigerringes weist. Um daraus ein rechtshändiges Koordinatensystem zu erhalten, dessen Ursprung mit dem Nominalvertex zusammenfällt, muß die  $y$ -Achse nach oben zeigen. Häufig werden auch auf die Richtung des Protonenstrahls bezogene Richtungsangaben, wie z.B. „vorwärts“ und „rückwärts“ verwendet. Dabei zeigt „vorwärts“ in die Richtung des auslaufenden Protonenstrahls und „rückwärts“ in die Richtung des einlaufenden Protonenstrahls, wobei der Rückwärtsbereich auch oft als *upstream* bezeichnet wird, da dieser Bereich „stromaufwärts“ vom Detektor liegt. Um die Richtung der gestreuten Teilchen bzw. Jets anzugeben, wird zum einen der Azimutwinkel  $\varphi$  verwendet, der von der  $x$ -Achse ausgehend im Uhrzeigersinn gezählt wird, wenn man in Richtung des auslaufenden Protonenstrahls blickt und zum anderen der Polarwinkel  $\Theta$ , der von der  $z$ -Achse aus gegen die Richtung der auslaufenden Protonen gezählt wird.

## 3.3. Aufbau des H1-Detektors

Vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet ist der **Silizium Vertexdetektor** die erste Komponente im zentralen Bereich des H1-Detektors. Dieser zweilagige Vertexdetektor (*central silicon tracker*, CST) wird zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes (*Primärvertex*) und der Positionen, an denen bei der Kollision erzeugte Teilchen weiterzerfallen (*Sekundärvertizes*), verwendet. Die dabei erreichbare intrinsische Auflösung liegt bei  $10\mu\text{m}$ .

Nach außen hin schließt sich daran das **zentrale Spurkammersystem** an, das aus insgesamt sechs einzelnen Drift- und Vieldrahtproportionalkammern besteht. Im Vorwärtsbereich wird das Spurkammersystem durch den *forward track detector* (FTD) ergänzt, der aus neun Spurkammern und drei Übergangsstrahlungsdetektoren zur Teilchenidentifikation besteht.

Das gesamte Spurkammersystem, das in Abschnitt 3.4 ausführlich beschrieben wird, wird sowohl im zentralen Bereich als auch in Vorwärtsrichtung von einem **Flüssig-Argon-Kalorimeter** umgeben, das aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil besteht. Damit wird eine Energiemessung sowohl für Leptonen als auch für Hadronen in einem Winkelbereich von  $3^\circ < \Theta < 155^\circ$  ermöglicht. Die dabei erreichbare Auflösung beträgt  $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$  für Elektronen und  $50\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 2\%$  für Hadronen.

Ein **supraleitender Magnet** umschließt das Kalorimeter im Zentralbereich und erzeugt in den Spurkammern ein Magnetfeld von 1,15 T, das parallel zur Strahlachse in Richtung der auslaufenden Protonen verläuft. Durch dieses Magnetfeld wird die Messung des Impulses geladener Teilchen ermöglicht. Die Rückführung des magnetischen Flusses erfolgt über ein Eisenjoch, in dem zusätzliche Streamerkammern für den Nachweis von Myonen vorhanden sind.

Elektronen und Protonen, die unter großen Winkeln von  $\Theta = 152^\circ$  bis  $\Theta = 177^\circ$  gestreut werden, können im **Rückwärtsbereich** nachgewiesen werden. Dazu wer-



## HERA Experiment H1

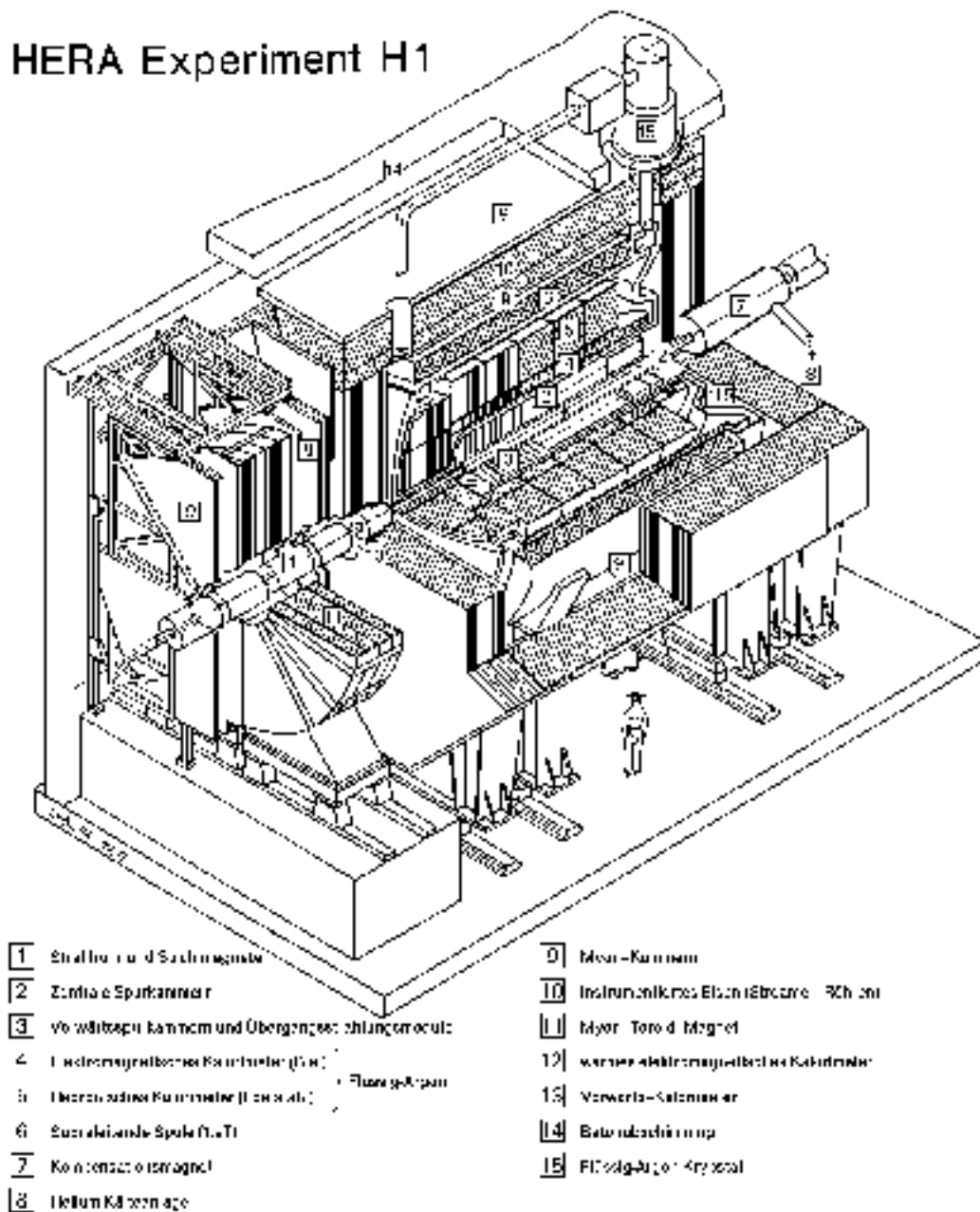


Abbildung 3.1.: Der H1-Detektor. Das warme elektromagnetische Kalorimeter (12) wird seit 1995 durch das SPACAL ersetzt, das eine bessere Energieauflösung aufweist (siehe Text).

den seit 1995 ein Blei-Szintillatorfaser-Kalorimeter (SPACAL, *spaghetti calorimeter*) und eine Driftkammer (BDC) verwendet, die aufgrund ihrer besseren Energie- und Winkelauflösung das vorher verwendete konventionelle Blei-Szintillator-Kalorimeter

in Sandwichbauweise (BEMC) und eine Vieldrahtproportionalkammer (BWPC) ersetzen.

Die Luminosität wird über Bremsstrahlungsprozesse der Form  $ep \rightarrow ep\gamma$  gemessen, indem die dabei entstehenden Photonen und Elektronen in zwei Kalorimetern nachgewiesen werden, die einen Abstand von 105 m (Photontagger) und 33 m (Elektrontagger) vom Wechselwirkungspunkt aufweisen.

### 3.4. Das H1-Trackingsystem

Nachdem die Funktionsweise von Vieldrahtproportional- und Driftkammern kurz erläutert wird, erfolgt eine ausführliche Beschreibung des H1-Trackingsystems, das zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen im Magnetfeld verwendet wird. Ein Schnitt durch das Trackingsystem entlang der  $z$ -Achse ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die radiale Ansicht ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

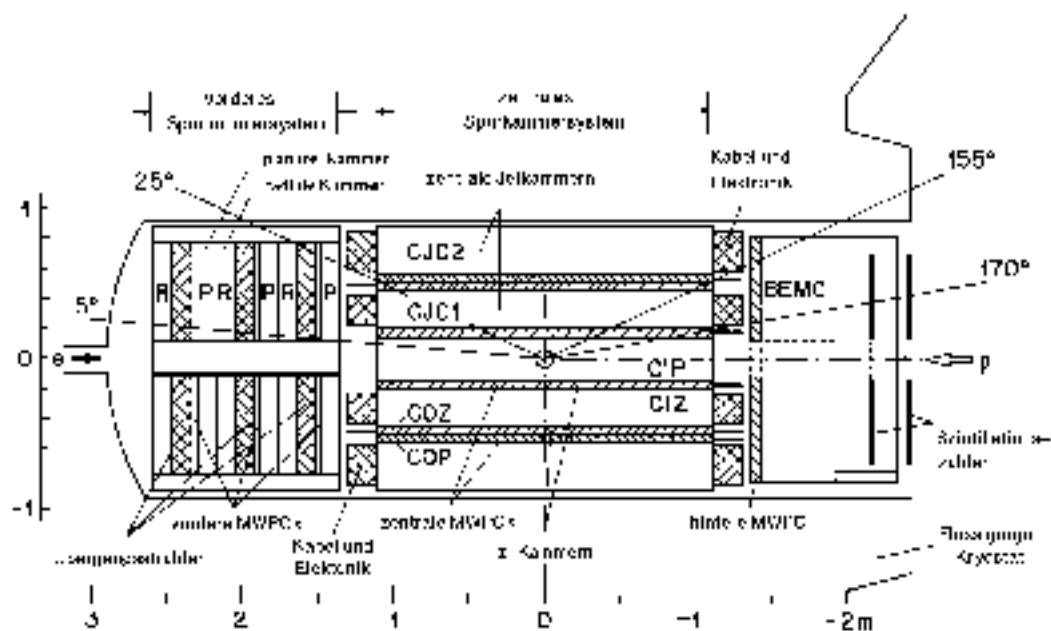


Abbildung 3.2.: Das Trackingsystem und seine Komponenten in der  $(r, z)$ -Ansicht mit Angabe der Winkelakzeptanz einzelner Komponenten.

#### Violdrahtproportionalkammern

In dem flachen Gasvolumen einer Violdrahtproportionalkammer werden im Abstand von etwa 2 mm viele dünne Drähte parallel gespannt, die einen Radius von  $10\mu\text{m}$

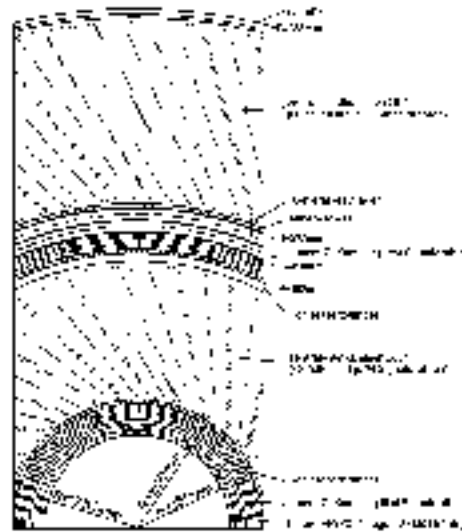


Abbildung 3.3.: Das Trackingsystem in der radialen Ansicht.

aufweisen und auf eine positive Spannung von einigen kV aufgeladen werden (Anodendrähte). Die Außenwände der Kammer werden auch gleichzeitig als Kathoden benutzt.

Hat ein durch das Kammervolumen fliegendes geladenes Teilchen ausreichend hohe Energie, so werden entlang seiner Spur Gasatome ionisiert (Primärionisation). Die dabei entstehenden primären Elektronen driften zu den Anodendrähten und erhalten durch das hohe elektrische Feld in der Nähe der Anode soviel Energie, daß weitere Ionisation stattfindet (Gasverstärkung). Die dabei entstehende Ladungslawine erzeugt auf den Anodendrähten ein Signal, das elektronisch ausgelesen werden kann.

Die Kathoden können ebenfalls ausgelesen werden, wenn sich auf der Innenseite des Kammerzylinders eine Schicht mit hohem Widerstand befindet. In dieser Schicht entsteht aufgrund kapazitiver Kopplung auch ein Signal, das durch die Pads, die außen an dieser Schicht angebracht sind, ausgelesen werden kann.

### Driftkammern

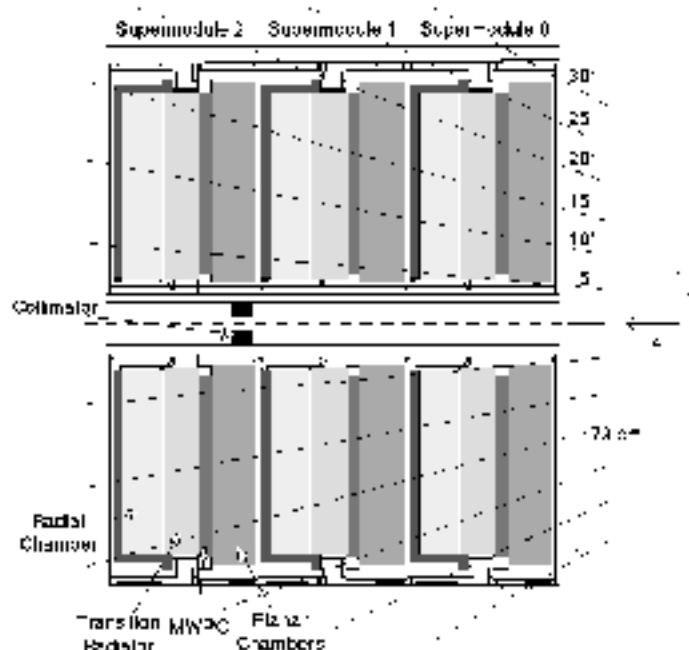
Bei den Driftkammern werden die Anodendrähte in deutlich größerem Abstand (einige Zentimeter) voneinander gespannt als bei Proportionalkammern. Hierbei kann der Ort des Teilchendurchgangs aus der Zeitdifferenz zwischen dem Teilchendurchgang, dessen Zeitpunkt durch den Takt des HERA-Beschleunigers (Taktfrequenz 10,4 MHz) festgelegt wird (*event t<sub>0</sub>*), und dem gemessenen Signal bestimmt werden. Um eine lineare Beziehung zwischen dieser Zeitdifferenz und dem Ort des Teilchendurchgangs zu erhalten, muß durch geeignete Anordnung der Elektroden in der Kammer für eine konstante elektrische Feldstärke im gesamten Driftraum gesorgt werden.

Dadurch wird erreicht, daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen näherungsweise konstant ist. Diese Kammern eignen sich besonders als großflächige Spurdetektoren und werden bei H1 unter anderem in den CJC's eingesetzt.

#### 3.4.1. Komponenten des H1-Trackingsystems

Nachfolgend werden die einzelnen Komponenten des Trackingsystems beschrieben. Weitere Informationen können in [HC96] nachgelesen werden.

##### Forward track detektor, FTD



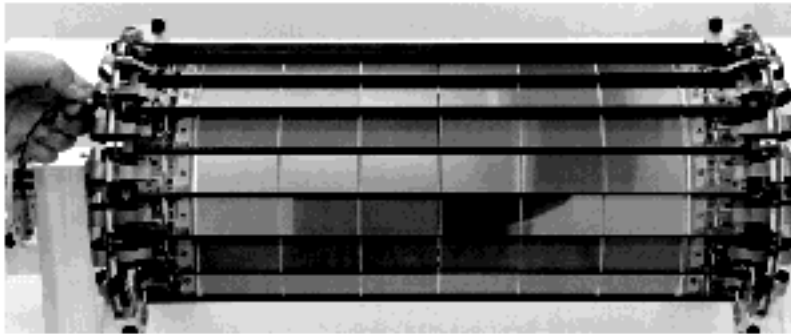
**Abbildung 3.4.:** Darstellung des *forward track detector* (FTD), der aus drei Supermodulen mit je einer Vieldrahtproportionalkammer (fMWPC), einer planaren und einer radialen Driftkammer zusammengesetzt ist. Die Winkelakzeptanz liegt bei  $5^\circ < \Theta < 30^\circ$ .

Der FTD (siehe Abbildung 3.4) wird zur Vermessung von Spuren in Vorwärtsrichtung ( $\Theta$  klein) mit einer Impulsauflösung von  $dp_t/p_t^2 \approx 1\%/GeV$  und einer Winkelauflösung von  $\sigma_{\Theta,\varphi} < 1$  mrad. Weiterhin sollen durch den FTD auch einzelne Teilchen identifiziert werden, um eine Trennung zwischen Elektronen und Pionen zu ermöglichen. Um seine umfangreichen Aufgaben zu erfüllen, besteht der FTD aus drei gleichen Supermodulen, die aus einzelnen Teildetektoren aufgebaut sind. Die planare Driftkammer, deren Drähte parallel gespannt sind, wird zur Bestimmung der  $(r, z)$ -Komponente eines Teilchendurchgangs herangezogen. Die fMWPC dient zusammen

mit der CIP dazu, für Teilchenspuren in Vorwärtsrichtung die  $z$ -Position festzustellen, an der eine Teilchenspur die Strahlachse schneidet ( $z$ -Vertex). Diese Information wird für den  $z$ -Vertex-Trigger (siehe 3.6) verwendet. Zur Teilchenidentifikation wird ein Übergangsstrahlungsdetektor herangezogen (nicht erfolgreich). Die Drähte der radialen Driftkammer sind radial gespannt, was die Bestimmung der  $\varphi$ -Komponente ermöglicht. Da durch totes Material, wie z.B. Teile der CJC-Elektronik, häufig Teilchenschauer ausgelöst werden und die Spurfundungseffizienz bei maximal 90% liegt, ist die Spurrekonstruktion durch den FTD relativ ungenau.

### Central silicon tracker, CST

Der CST ist ein zweilagiger Silizium-Driftdetektor (siehe Abbildung 3.5), der zur Bestimmung von Primär- und Sekundärvertices einzelner Ereignisse, insbesondere beim Zerfall von  $D^*$  und  $D^0$  Mesonen, herangezogen wird (Vertexdetektor). Eine ausführ-



**Abbildung 3.5.:** In dieser Abbildung des zusammengebauten CST sind die einzelnen Elemente, aus denen die äußere Lage gebildet wird, deutlich zu sehen [Bid97].

liche Abhandlung über den CST ist in [Bid97] zu finden. Die intrinsische Auflösung beträgt dabei  $10\mu\text{m}$ . Der CST besteht aus 12 Elementen in der inneren Lage und 20 Elementen in der äußeren Lage. Jedes dieser Elemente besteht aus zwei Halbelementen, die jeweils drei gebondete Halbleiterdetektoren enthalten, die in  $z$ -Richtung über einen gemeinsamen Kanal ausgelesen werden, um so wenig wie möglich totes Material durch Drähte zu erhalten. Dadurch wird eine 3-fach Ambiguität in  $z$  erzeugt, da bei einem Signal auf einem Kanal nicht festgestellt werden kann aus welchem der drei Halbleiterdetektoren das Signal kommt. Um die vollständige Auflösung des CST ausnutzen zu können, muß diese 3-fach Ambiguität durch die  $z$ -Informationen anderer Detektoren aufgelöst werden. Der CST wird seit 1997 erfolgreich eingesetzt.

### Central jet chamber, CJC

Die beiden zentralen Jetkammern (CJC1 und CJC2) beruhen auf dem Prinzip der Driftkammern und werden zur Bestimmung der  $(r, \varphi)$ - und der  $z$ -Komponente von

durchlaufenden geladenen Teilchen verwendet. Dabei ist die Winkelauflösung mit  $\sigma_{\Theta} \approx 1$  mrad deutlich besser als die Auflösung in  $z$ . Aus diesem Grunde wird auf die Information der beiden zusätzlichen Driftkammern CIZ (*central inner z-chamber*) und COZ (*central outer z-chamber*) zugegriffen, die aufgrund ihrer wesentlich besseren Auflösung in  $z$  besser zur Bestimmung der  $z$ -Koordinate der Spuren geeignet sind. Aus diesen Informationen kann zum einen der Verlauf der Spuren rekonstruiert und zum anderen der Transversalimpuls  $p_t$  bestimmt werden, da sich das gesamte Spurkammersystem in einem homogenen Magnetfeld befindet. Aus den so erhaltenen Spuren werden in der Ereignisrekonstruktion verschiedene physikalische Größen, wie z.B. die invariante Masse der Teilchen, berechnet.

#### **Central inner proportional chamber, CIP**

Bei der CIP handelt es sich um eine zylindrische etwa 2 m lange Vieldrahtproportionalkammer mit Kathodenauslese, die aus zwei Lagen aufgebaut ist. Diese Lagen sind in acht  $\varphi$ -Sektoren eingeteilt. Da die Lagen um  $22,5^\circ$  gegeneinander versetzt sind, ergibt sich daraus letztlich eine 16-fach Segmentierung in  $\varphi$ . In jedem  $\varphi$ -Sektor sind 60 Pads in  $z$ -Richtung vorhanden, die eine Länge von 3,65 cm aufweisen. Die CIP ist aus insgesamt drei Zylindern aufgebaut, welche aus Metallschichten und Rohacell zusammengesetzt sind. In jeder Lage der CIP werden im Zentrum eines 6 mm dicken Gasvolumens vergoldete Wolframdrähte als Anodendrähte gespannt, die einen Abstand von  $R = 15,7$  cm (innere Lage) und  $R = 16,6$  cm (äußere Lage) von der Strahlachse haben. Das Gasvolumen wird nach innen (zur Strahlachse hin) durch eine als Kathode dienende Aluminiumschicht begrenzt. Nach außen schließt sich an das Gasvolumen eine Kohleschicht-Kathode mit hohem Widerstand an, die durch eine  $20\mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie von den Auslesepads getrennt ist. Diese Pads sind in eine  $0,5\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie geätzt und werden durch über Drähte ausgelesen, welche durch 2 mm dickes Rohazell an den Pads angeschlossen sind. Nach außen hin werden die einzelnen Kammerlagen durch Kapton ( $20\mu\text{m}$ ), Aluminiumfolie ( $0,5\mu\text{m}$ ) und Rohazell (1 mm) abgeschlossen. Die CIP wird zur schnellen Feststellung von Teilchendurchgängen mit hoher Zeitauflösung eingesetzt. Abbildung 3.8 auf Seite 21 zeigt den Aufbau einer Kammerlage der neuen CIP, der sich von dem der gegenwärtigen CIP unter anderem dadurch unterscheidet, daß die Datenauslese nicht über Drähte sondern eine *stripline* erfolgen soll. Weiterhin sind die Pads der neuen CIP aus Kupfer und nicht mehr aus Aluminium.

#### **Central outer proportional chamber, COP**

Die COP ist eine Vieldrahtproportionalkammer, die wie die CIP aus zwei Lagen aufgebaut ist und mit Kathodenauslese betrieben wird. Die Lagen der COP sind jedoch in 16  $\varphi$ -Sektoren mit jeweils nur 18 Pads in  $z$ -Richtung eingeteilt. Die CIP und die COP werden zur Bestimmung der Ereignisvertizes im Zentralbereich verwendet.

Diese Information dient als Grundlage für den  $z$ -Vertex-Trigger, der in Abschnitt 3.6 ausführlich diskutiert wird.

### 3.5. Das H1-Triggersystem

Die wesentliche Aufgabe eines Triggers besteht darin, zwischen physikalisch interessanten Ereignissen und Untergrund zu unterscheiden. Das führt zu einer Reduzierung der Datenrate, da der Detektor nur dann vollständig ausgelesen wird, wenn physikalisch relevante Ereignisse vorliegen. Dadurch wird die Zeit für die Detektorauslese, in der keine neuen Ereignisse in die Auslekette aufgenommen werden, erheblich verringert.

Das Triggersystem des H1-Detektor beginnt in der ersten Stufe mit dem Level (L1) Trigger, der Triggererelemente fast aller Subdetektorkomponenten verwendet, die bereits unmittelbar nach der Wechselwirkung erste Informationen über das Ereignis liefern. Dazu gehören z.B. bestimmte Spureigenschaften in den Spurkammern ( $DCr\varphi$ -Trigger), Energiedeposition in einem Kalorimeter, das Vorhandensein eines Vertex ( $z$ -Vertex-Trigger) oder Zeitpunkte eines Teilchendurchgangs (ToF, *time of flight*). Insgesamt gibt es 128 verschiedene Triggererelement-Koinzidenzen (*Subtrigger*), bei denen die einzelnen Triggererelemente durch logische Operatoren in vielen Kombinationen verknüpft werden. So können beispielsweise die Triggerobjekte „Spur vorhanden“ und „Energiedeposition im Kalorimeter“ zu einer Spur, die auf eine Energiedeposition im Kalorimeter zeigt, verknüpft werden. Grundsätzlich muß in jeder Triggerkoinzidenz ein  $t_0$ -Triggererelement vorhanden sein, um damit die Definition des Ereignis-Zeitnullpunktes zu ermöglichen. Dieses Triggererelement wird von Subdetektoren mit hoher Zeitaufösung, wie z.B. den Proportionalkammern bereitgestellt. Nach  $2,5\mu\text{s}$  werden alle Subtrigger durch ein logisches *oder* verknüpft. Ergibt sich dabei, daß die Bedingung wenigstens eines Subtriggers erfüllt ist (*L1keep*), beginnt die Detektorauslese.

In der zweiten Triggerstufe (L2), die parallel zur Detektorauslese durchlaufen wird (*synchron*), werden aus den von L1 weitergegebenen Daten und durch Verwendung zusätzlicher Informationen der Subdetektoren weitere Korrelationen zwischen gemessenen Größen gebildet. Mit einer speziell auf diese Triggerstufe ausgerichteten Hardware, die aus einem Topologiefinder und einem Prozessorsystem mit neuronalem Netz besteht, wird dabei hauptsächlich nach Ereignistopologien und komplizierteren Korrelationen gesucht. Nach etwa  $20\mu\text{s}$  entscheidet der L2-Trigger, ob die Daten eines Ereignisses an die nächste Triggerstufe weitergeleitet werden (*L2keep*). Unter dieser Voraussetzung wird die sehr zeitaufwendige Driftkammer- und Kalorimeterauslese fortgesetzt.

Die Ereignisse, die von den beiden ersten Triggerstufen akzeptiert wurden, werden der Level4 (L4) Filterfarm zugeführt, die asynchron zur Detektorauslese und den anderen Triggerstufen arbeitet. Die bereits zur zentralen Datenverarbeitung gehörende

L4 Filterfarm besteht aus einem System von Prozessoren, mit dem auf der Grundlage aller zu einem Ereignis gehörenden Daten eine Überprüfung der bisherigen Triggerinformationen vorgenommen wird. Kann die Triggerinformation nicht bestätigt werden, wird das Ereignis verworfen, wobei ein kleiner Anteil dieser Ereignisse für spätere Untersuchungen gespeichert wird. Werden die Triggerinformationen nachvollzogen, d.h. wird definitiv festgestellt, daß ein Ereignis physikalisch interessant ist, so wird das einer Physikklasse zugeordnet. Nach der vollständigen Ereignisrekonstruktion werden diese Ereignisse für Analysezwecke bereitgestellt.

### 3.6. Der $z$ -Vertex-Trigger

Die Aufgabe des  $z$ -Vertex-Triggers (eine ausführliche Beschreibung kann in [Eic93] und [Bec96] nachgelesen werden) besteht darin, den geometrischen Ausgangspunkt (Vertex) zentraler Spuren entlang der  $z$ -Achse zu rekonstruieren. Dabei wird auf die

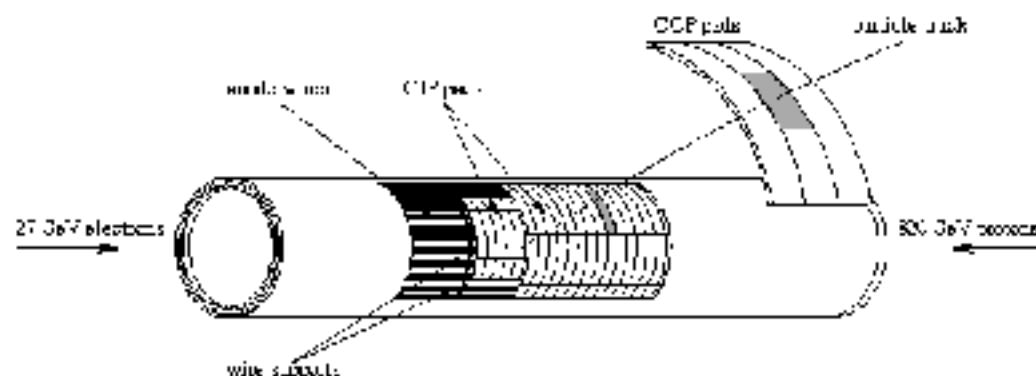


Abbildung 3.6.: Spurrekonstruktion aus den aktivierten Pads der CIP und der COP [Bec96].

Signale der Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP, die speziell zu Triggerzwecken konzipiert wurden, sowie der ersten beiden Lagen der Vorwärtsproportionalkammer (FPC) zurückgegriffen. Die Proportionalkammern eignen sich besonders gut für Triggerzwecke, da sie schnell Signale liefern und mit etwa 40 ns eine relativ gute Zeitauflösung aufweisen, so daß eine Unterscheidung von Signalen verschiedener *bunchcrossings* möglich ist. Für die Rekonstruktion eines Teilchendurchgangs werden die Signale der Kathoden ausgelesen, die sowohl in  $z$  als auch in  $\varphi$  in Pads eingeteilt sind (s.o.).

Die Koinzidenz von vier Pads (zwei in der CIP und zwei in der COP bzw. FPC), die sich durch eine Gerade in der  $r$ - $z$ -Ebene verbinden lassen, bildet einen Strahl (*ray*), der eindeutig einem Bereich auf der  $z$ -Achse (*bin*) zugeordnet werden kann und somit einen potentiellen Spurkandidaten repräsentiert (Abbildung 3.6). Innerhalb des sensitiven Bereichs des  $z$ -Vertex-Triggers von  $z = \pm 43,9$  cm wird ein  $z$ -Vertex-



Histogramm gebildet, das aus 16 Bins der Länge 54,9 mm zusammengesetzt ist (siehe Abbildung 3.7). Jeder Spurkandidat, der für ein Ereignis gefunden wird, wird in ein Bin des Histogramms eingetragen, das in direktem Zusammenhang mit dem geometrischen Ausgangspunkt der entsprechenden Gerade entlang der Strahlachse steht. Dabei werden auch die falschen Spurkandidaten berücksichtigt. Der Vertex einer Elektron-Proton-Wechselwirkung ist durch das Bin mit den meisten Einträgen festgelegt.

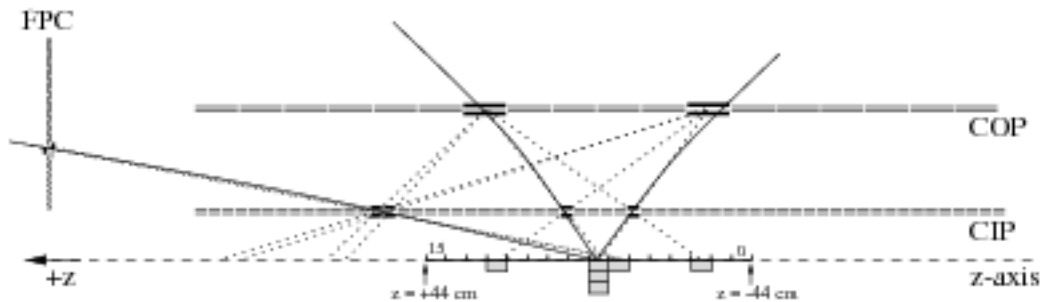


Abbildung 3.7.: Histogrammbildung des  $z$ -Vertex-Triggers [Bec96].

### 3.6.1. Triggerelemente

An dieser Stellen werden einige Triggerelemente aufgezählt und beschrieben, die durch den  $z$ -Vertex-Trigger bereitgestellt werden.

Wird mindestens ein Spurkandidat festgestellt, der einem Eintrag in ein Bin des  $z$ -Vertex-Histogramms entspricht, so wird das Triggerelement  $z$ -Vertex- $t_0$  gesetzt, das den Ereignis-Zeitnullpunkt definiert. Liegt im  $z$ -Vertex-Histogramm ein signifikantes Maximum vor, wird ein  $z$ -Vertex- $\sigma_1$ -Triggerelement gesetzt, welches anzeigt, daß ein Ereignisvertex gefunden wurde. Um ein Maximum zu finden, werden die im folgenden beschriebenen Peaksignifikanzkriterien angewendet. Darüberhinaus können die Spurkandidaten des  $z$ -Vertex-Triggers mit Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Verbindung gebracht werden, woraus sich die sogenannten *bigrays* ergeben. Aus dieser Information kann bereits ein erste Korrelation zwischen einem Spurkandidaten in den MWPC's und einer Energiedeposition im Kalorimeter hergestellt werden, insbesondere wenn die Driftkammern nicht aktiv sind.

#### Peaksignifikanzkriterien

Das Peaksignifikanzkriterium  $\sigma_1$  (siehe [Eic93]) kann durch folgende einfache Beziehung dargestellt werden:

$$\sigma_1 = \frac{p - b}{\sqrt{p + s^2}} > x_1 \quad (3.1)$$

Dabei werden die Größen  $p =$  Inhalt des Peakbins  $j$ ,  $b =$  mittlere Anzahl von Einträgen in den Bins  $i \neq j$  und  $s =$  Fehler von  $b$  mit  $s^2 = (\sum c_i^2 - nb^2)/(n^2 - n)$  verwendet, wobei  $c_i =$  Anzahl der Einträge in Bin  $i \neq j$  und  $n = 15$  für das 16-Bin-Histogramm. Die Größe  $x_1$  ist ein frei wählbarer Parameter.

Da jedoch in der Regel ( $p \gg s$ ) gilt, kann das Ganze auch vereinfacht dargestellt werden:

$$\sigma_1 = \frac{p - b}{\sqrt{p}} > x_2 \quad (3.2)$$

Dieses Signifikanzkriterium kann gut auf die Erfordernisse verschiedener physikalischer Ereignisse abgestimmt werden. Dabei wird zum Auffinden eines signifikanten Maximums der Parameter  $x_2$  typisch auf 1,5 gesetzt, so daß  $\sigma_1 > 1,5$  sein muß.

Ereignisse mit klarer zwei-Myonen-Signatur werden am besten durch Koinzidenz zwischen dem *H1-instrumented-iron-trigger* und einem Histogramm mit einer Bündelung aller Einträge auf höchstens drei aneinandergrenzende Bins getriggert.

Weiterhin dient dieses Kriterium auch zur Trennung von physikalisch interessanten Ereignissen und Untergrund, wobei folgende Ereignisse vom  $z$ -Vertex-Trigger zurückgewiesen werden:

1. Ereignisse, bei denen sich der Peakbin an einem der beiden Enden des Histogramms (Bin 0 oder Bin 15) befindet, da der Vertex dieser Ereignisse außerhalb der betrachteten Wechselwirkungszone  $|z_{Vertex}| < 33$  cm liegt.
2. Ereignisse, bei denen mehrere Bins mit der gleichen Anzahl Einträge nicht direkt nebeneinanderliegen.
3. Kohärentes Rauschen, das durch  $p + b < x_3$  mit  $x_3$  groß genug unterdrückt werden kann.

## 3.7. Der H1-Upgrade

Der H1-Detektor liefert seit einigen Jahren umfangreiches Datenmaterial zur Untersuchung der Materie in einem großen kinematischen Bereich. Um auch in Zukunft konkurrenzfähig zu sein, wird die Absicht verfolgt, den mit dem Detektor erreichbaren kinematischen Bereich zu hohem  $Q^2$  bzw. großem Transversalimpuls auszudehnen. Dadurch erhofft man sich auch auf Physik jenseits des Standardmodells zu stoßen. Dieses Projekt soll im Jahr 2000 durch die Erhöhung der Luminosität des HERA-Beschleunigers auf das Fünffache des bisherigen Wertes verwirklicht werden. Dazu ist eine Erhöhung des Protonstromes und eine Verbesserung der Strahlfokussierung am Wechselwirkungspunkt erforderlich. Nähere Informationen dazu sind in [HC97] zu finden.

Aufgrund der Tatsache, daß eine bessere Strahlfokussierung nur durch Quadrupolmagnete erreicht werden kann, die sich näher am Wechselwirkungspunkt befinden als bisher (frühere Strahltrennung außerhalb der Wechselwirkungszone), befinden sich diese Magnete zukünftig innerhalb des H1-Detektors. So befindet sich ein Magnet innerhalb des FTD, während der zweite Magnet in das SPACAL auf der anderen Seite hineinragt. Es sind also zahlreiche Umbaumaßnahmen erforderlich, die eine Gelegenheit bieten, einige Komponenten des Detektors an die geänderten Verhältnisse anzupassen. So muß die Abschirmung der Synchrotronstrahlung und der Argon-Kryostat vollständig umgebaut werden, um den Fokussiermagneten Platz zu machen. Das Strahlrohr (*beam pipe*) wird oval ausgeführt, um Material zu sparen, sowie einerseits Platz für eine frühe Strahltrennung zu schaffen und andererseits den Abstand zwischen CST und Strahlachse möglichst klein zu halten. Das Luminositätssystem muß dann entsprechend an das neue ovale Strahlrohr angepaßt werden. Für folgende Detektorkomponenten sind Änderungen geplant:

Der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger soll eine feinere Granularität erhalten, um zusammen mit dem  $z$ -Vertex-Trigger eine genauere Korrelation zwischen Teilchenspuren und Energiedepositionen eines Ereignisses bei hoher Luminosität zu erreichen. Die bisher nur zum Triggern verwendete fMWPC im FTD wird durch eine zusätzliche planare Driftkammer ersetzt, die mehr Daten für einen besseren Spurfit bereitstellen soll. Das Triggern im Vorwärtsbereich wird zukünftig von der neuen fünfflagigen CIP übernommen.

Der CST wird an das ovale Strahlrohr angepaßt, indem die einzelnen Elemente, aus den die beiden Kammerlagen bestehen, geometrisch neu angeordnet werden. Die 3-fach Ambiguität des CST wird durch die von der CIP gelieferten  $z$ -Information aufgelöst. Auch der BST (*backward silikon tracker*) wird durch die geometrische Neuordnung der einzelnen Elemente an das Strahlrohr angepaßt.

Die CJC's werden nicht verändert, erhalten aber eine schnellere Ausleseelektronik. Dadurch kann auf die von diesen Kammern gelieferte Information über rekonstruierte Spuren bereits in den ersten Triggerstufen zugegriffen werden.

Die COZ wird auch in Zukunft für eine genauere Bestimmung der  $z$ -Koordinate von Spuren herangezogen, während die Aufgaben der CIZ vom CST wahrgenommen werden. Aus diesem Grunde kann die CIZ ausgebaut werden, um Platz zu schaffen für den Einbau der neuen fünfflagigen CIP (dazu später mehr).

Um den bisherigen Trigger weiter verwenden zu können, bleibt die COP in ihrer gegenwärtigen Form erhalten.

### Der Upgrade der CIP

Aufgrund der Umbaumaßnahmen am H1-Detektor ergeben sich insbesondere durch den Ausbau der fMWPC im FTD und die Erhöhung der Luminosität folgende zukünftige Aufgaben für die CIP:

Die **Akzeptanz in Vorwärtsrichtung** muß erhöht werden, da in Zukunft ausschließlich die CIP zum Triggern von Spuren aus diesem Bereich verwendet wird.

Durch ein verbesserte **Akzeptanz im Rückwärtsbereich** kann die Physik der schweren Quarks (charm, bottom) und der Jets besser untersucht werden.

Über den gesamten sensitiven Bereich ist eine bessere **Unterscheidung von Physik und Untergrund** zu erreichen, indem eine  $z$ -Vertex-Bestimmung über einen stark erweiterten Bereich entlang der Strahlachse durchgeführt wird.

Weiterhin soll durch eine genaue  $z$ -Vertex-Information in Verbindung mit dem CST eine **erste Spurrekonstruktion, Tracking** durchgeführt werden. Das ist besonders bei den hohen Luminositäten am Anfang eines Runs wichtig, wenn die CJC's noch nicht eingeschaltet werden, weil diese für hohe Teilchenraten nicht geeignet sind. Dazu muß die 3-fach Ambiguität des CST aufgelöst werden.

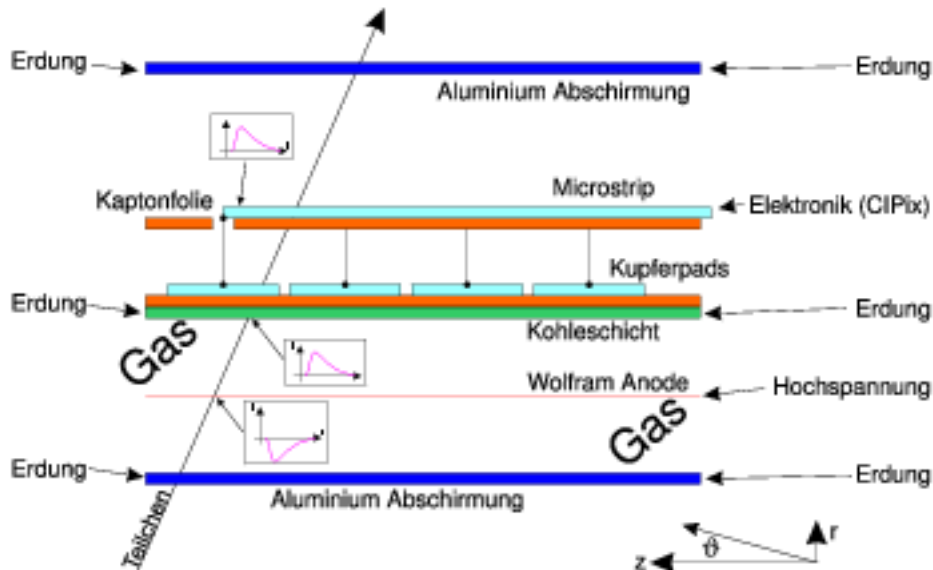
Um diese Aufgaben auch erfüllen zu können, wird die neue CIP aus fünf Lagen aufgebaut sein. Da die CIZ ausgebaut wird, können der technische Aufbau und die geometrischen Abmessungen der bisherigen Lagen beibehalten werden. Grundsätzlich sind verschiedene Padanordnungen möglich. Nach der ersten Planung sollten die Lagen in acht  $\varphi$ -Sektoren mit jeweils 240 Pads (bisher 60 Pads) eingeteilt werden. Da die Gesamtlänge der CIP annähernd erhalten bleibt, ergibt sich für die Pads eine Länge von 9,125 mm in  $z$  bei einer Breite von etwa 12 cm in  $\varphi$ . Da die Auslese so vieler Pads über Drähte unpraktikabel ist, wird dazu eine *stripline* verwendet, die in der Diplomarbeit von Michael Kollak [Kol98] ausführlich beschrieben wird. Für die Kammerauslese wird ein im ASIC-Labor neu entwickelter Chip verwendet, der als CIPix bezeichnet wird (siehe [Lö98]). Das prinzipielle Aussehen einer Kammerlage der CIP ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Neben dieser Konfiguration werden auch andere Kammersegmentierungen, wie z.B. 16-fach Segmentierung in  $\varphi$  oder nur 120 bzw. 60 Pads in  $z$  untersucht. Folgende Aspekte müssen untersucht werden, um eine Entscheidung bezüglich der Kammerkonfiguration zu treffen:

1. Vom physikalischen Standpunkt aus muß eine möglichst vollständige Trennung von Physik- und Untergrundereignissen erreicht werden. Weiterhin muß die  $z$ -Vertex-Information ausreichend genau sein, um die Auflösung der 3-fach Ambiguität des CST zu ermöglichen.
2. Die Kammer muß mechanisch und technisch realisierbar sein. Dabei ist insbesondere auf den Platz für erforderliche Leitungen und die Anforderungen der Ausleseelektronik zu achten.

Bei der Untersuchung der elektronischen und mechanischen Einschränkungen (siehe [Kol98]) hat sich ergeben, daß eine  $240 * 16$ -Geometrie aufgrund des fehlenden Platzes für die Leitungen und das dadurch zu erwartende Übersprechen nicht sinnvoll anwendbar ist.

### Schema einer CIP Kammerlage



**Abbildung 3.8.:** Prinzipieller Aufbau einer Kammerlage der neuen CIP. Dabei ist zu beachten, daß die Kupferpads der neuen Kammer über eine Stripline ausgelesen werden [Kol98].

Simulationen, die den Einfluß verschiedener CIP-Konfigurationen auf das CIP/CST-Tracking untersuchen, werden gegenwärtig von Stefan Lüders an der ETH in Zürich durchgeführt [Lü98b]. Dabei ergibt sich bisher, daß eine  $120 \times 16$ -Padgeometrie der CIP für das Tracking am günstigsten ist.

In der vorliegenden Arbeit wird nun mit Hilfe verschiedener Triggeralgorithmen, die auf Grundlage der Padsignale der fünfzähligen CIP arbeiten, untersucht, wie die Kammerkonfiguration aussehen muß, um eine möglichst gute Trennung von Physik- und Untergründereignissen durch den  $z$ -Vertex-Trigger zu erreichen. Dazu müssen auf Grundlage der in der alten CIP gemessenen Padverteilungen und der in den CJC's und dem FTD rekonstruierten Spuren erst die aktivierten Pads in der neuen, fünfzähligen CIP simuliert werden. Da bei der alten CIP die meisten aktiven Pads mit Spuren in den Spurkammern korreliert sind, kann die Padverteilung der neuen CIP sehr gut durch eine Simulation der Ladungsverteilung in der Kammer erzeugt werden (siehe Kapitel 4). Die so erhaltenen Daten, die für verschiedene Physik- und Untergrundklassen zur Verfügung gestellt werden, werden dann mit den Triggeralgorithmen untersucht, wobei im besonderen die Effizienz auf Physikereignisse und die Untergrunderkennung betrachtet wird.



## 4. Betrachtete Physikklassen

In diesem Kapitel wird zunächst auf die unterschiedlichen Physikklassen eingegangen, die später zur Untersuchung der Triggeralgorithmen herangezogen werden, wobei insbesondere die prinzipiellen Eigenschaften der Physikklassen und die verwendeten Trigger und Auswahlkriterien betrachtet werden, die den verwendeten Datensätzen zugrunde liegen. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Methode beschrieben, wie aus der Information der rekonstruierten Spuren in den Datensätzen aktive Pads in der CIP simuliert werden können. Nur wenn das gelingt, können auch aktive Pads in der neuen fünfflagigen CIP für die verwendeten Physikklassen simuliert werden, mit denen dann das Verhalten des neuen Triggers untersucht werden kann.

### 4.1. Klassifizierung der Physik

Im Wechselwirkungspunkt des H1 Detektors werden Elektronen und Protonen, die zuvor im HERA Speicherring auf eine Energie von 27 GeV bzw. 820 GeV beschleunigt werden, zur Kollision gebracht. Dadurch erreicht man eine Abtastung der Protonstruktur, da bei hohen Energien Elektronen an den Bestandteilen (Partonen) der Protonen gestreut werden. Der tatsächliche Impulsübertrag kann sehr unterschiedlich sein und hängt von der Kinematik des betrachteten Ereignisses ab (siehe Abbildung 4.3 auf Seite 26). Dabei wird die Kinematik des gestreuten Quarks durch den Streuwinkel des Jets ( $\Theta_{jet}$ ) und die Jetenergie ( $E_{jet}$ ) bestimmt. Die Kinematik des gestreuten Elektrons wird durch den Streuwinkel ( $\Theta_e$ ) und die Energie ( $E_e$ ) nach der Streuung beschrieben. Das Prinzip dieses Streuprozesses wird in Abbildung 4.1 verdeutlicht. Die wesentlichen Größen, nach denen die Ereignisse im weiteren klassifiziert werden, sind das Quadrat des Viererimpulsübertrags  $Q^2$  und der Impulsanteil des an der Streuung beteiligten Partons  $x$ . Da der in dieser Arbeit besprochene Trigger für alle auftretenden Physikklassen eingesetzt werden soll, muß man verschiedene dieser Physikklassen betrachten, die sich in  $Q^2$  und  $x$  möglichst deutlich voneinander unterscheiden. Aus diesem Grunde wird ein Datensatz mit niedrigem und ein Datensatz mit hohem  $Q^2$  untersucht. Zunächst werden die einzelnen Physikklassen kurz beschrieben.

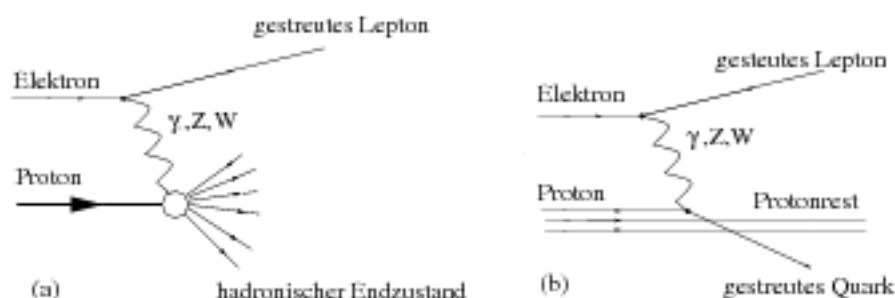


Abbildung 4.1.: Prinzip der ep-Streuung im Wechselwirkungspunkt des H1 Detektors ohne Annahmen über Protonstruktur (a) und im Quark-Parton-Modell (b).

#### 4.1.1. Low $Q^2$ Physik, Photoproduktion

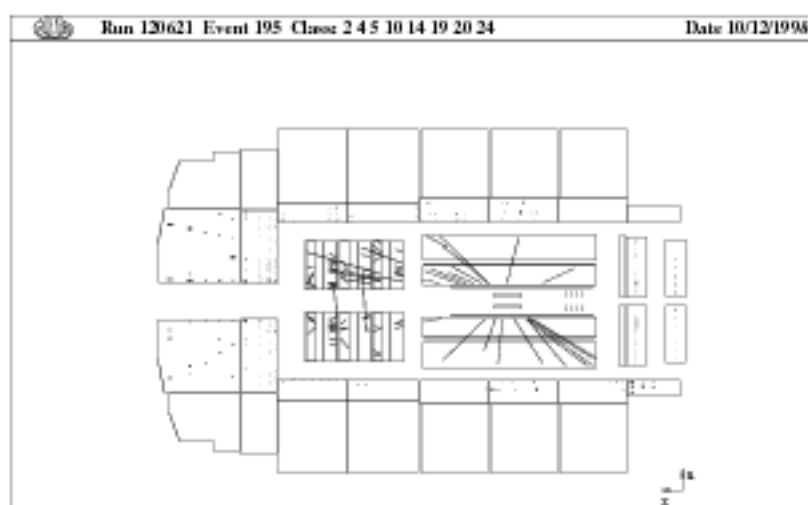
Wird ein Elektron bei einem Streuprozess nur wenig abgelenkt ( $\Theta_e \approx 0$ ), so ist der übertragene Viererimpuls sehr klein ( $Q^2 \approx 0$ ), was bedeutet, daß das ausgetauschte Photon quasi-reell ist. Dieser kinematische Bereich wird daher allgemein *Photoproduktion* genannt. Tritt ein Photoproduktionsereignis ein, so findet man das dabei gestreute Elektron nicht im Kalorimeter des zentralen Detektors, da es entweder im Elektrontagger, der sich bei  $z = -33$  m befindet, nachgewiesen wird oder im Strahlrohr verschwindet. Der Elektrontagger ist ein kleines elektromagnetisches Kalorimeter, das zum Nachweis von Elektronen nahe der Strahlachse verwendet wird. Für die weiteren Untersuchungen werden Photoproduktionsereignisse aus dem Jahr 1995 verwendet, bei denen zwei hadronische Jets im Detektor nachgewiesen wurden während der Protonrest im Strahlrohr verschwand. Für den Datensatz wurde der Level1-Subtrigger s83 verlangt, der folgende Elemente enthält [Gra97]:

1. Die Energiedeposition im Elektrontagger muß mindestens 4 GeV betragen, während die Energie im Photontagger bei  $-44$  m nicht mehr als 2 GeV betragen darf, wodurch der Untergrund durch Bremsstrahlungsereignisse reduziert wird.
2. Die zentralen Spurkammern (CJC) liefern bereits in der ersten Triggerstufe eine grobe Spurerkennung. Dabei wird für diesen Subtrigger das Vorhandensein mindestens einer Spur, deren minimaler Abstand von der Strahlachse kleiner als 2 cm ist, verlangt, wobei das spurerzeugende Teilchen negativ geladen sein und einen minimalen Transversalimpuls von  $|p_t| \geq 400$  MeV haben muß.
3. Der alte  $z$ -Vertex-Trigger, der auf die Pad-Signale der Vieldrahtproportional-kammern CIP, COP und FPC zurückgreift, muß aktiv sein, d.h. das  $z$ -Vertex-Histogramm muß mehr als einen Eintrag enthalten. Wenn der  $z$ -Vertex-Trigger aktiv ist, kann aufgrund der guten Zeitauflösung der Proportionalkammern aus dem Triggersignal der Wechselwirkungszeitpunkt (*event*  $t_0$ ) bestimmt werden.



- Mit Hilfe der Flugzeitähler (ToF), die aus zwei Szintillatorebenen bestehen, können Ereignisse, welche aus Proton-Strahlrohr bzw. Proton-Restgas Wechselwirkungen herrühren, unterdrückt werden, da Teilchen aus diesen Ereignissen den Flugzeitähler etwa 13 ns vor dem *event*  $t_0$  erreichen, wenn die Wechselwirkung außerhalb des Detektors stattfindet.

Zusätzlich zu den Bedingungen des Subtriggers s83 wird für den hier verwendeten Datensatz verlangt, daß es zwei Jets, die nach einem Jetalgorithmus der H1-Kollaboration (siehe [Gra97]) gefunden werden, gibt, die einen Mindesttransversalimpuls  $p_t \geq 4$  GeV aufweisen. Abbildung 4.2 zeigt ein Ereignis aus diesem Datensatz am Eventdisplay.



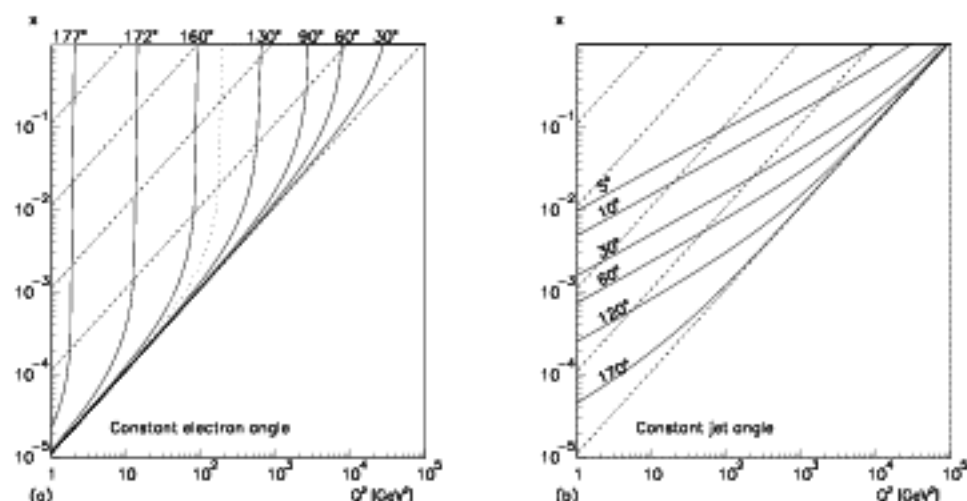
**Abbildung 4.2.:** Beispiel eines low  $Q^2$  Ereignisses. Dabei sind deutlich die beiden Jets zu erkennen, von denen der eine in Vorwärtsrichtung und der andere in Rückwärtsrichtung verläuft. Die Energie der Jets ist relativ niedrig, da nur wenig Energiedeposition im LAr-Kalorimeter festzustellen ist.

#### 4.1.2. High $Q^2$ Physik

Bei der high  $Q^2$  Physik handelt es sich um Ereignisse, bei denen der Viererimpulsübertrag groß ist, d.h. Elektron und Proton stoßen so, daß sehr viel Impuls zwischen beiden Teilchen übertragen wird. Um die Ereignisrate an den Wechselwirkungspunkten zu erhöhen, wird der Upgrade der HERA-Anlage und des H1-Detektors durchgeführt, der auf eine Erhöhung der Luminosität durch stärkere Fokussierung der Teilchenstrahlen ausgelegt ist. Bei Ereignissen der high  $Q^2$  Physik ist es möglich, sehr tief in das Proton „hineinzuschauen“, was zur Aufklärung der Struktur dieses Teilchens beiträgt. Grundsätzlich sind zwei Arten der Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton zu unterscheiden:

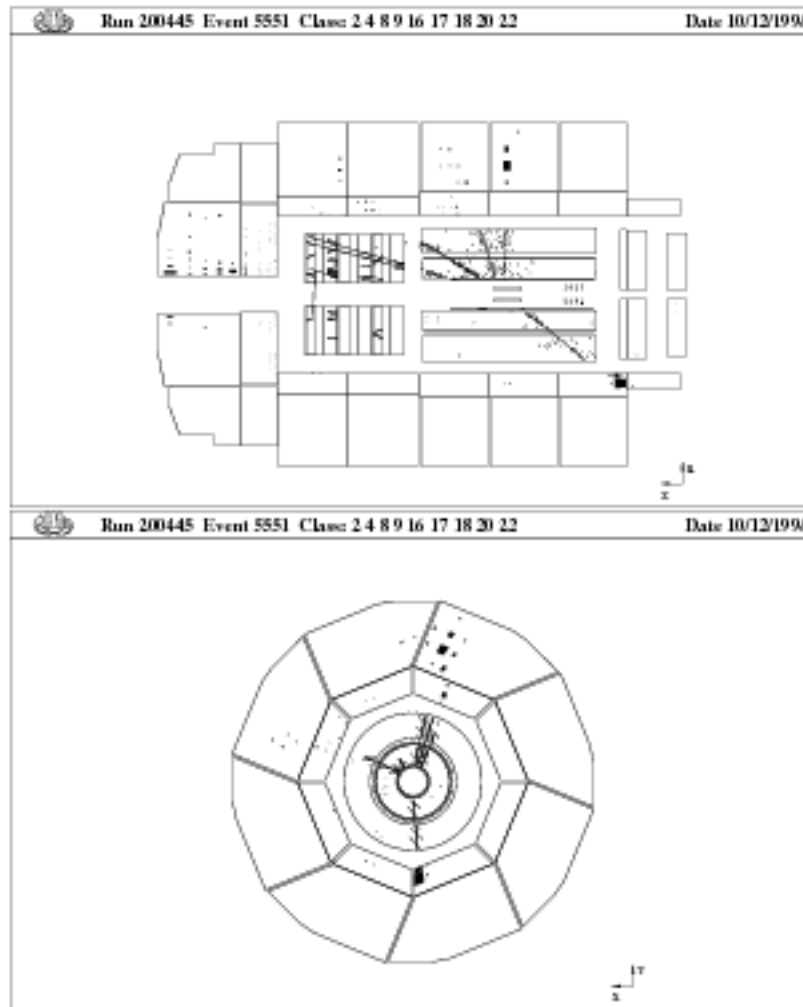
Dabei handelt es sich zum einen um Ereignisse des neutralen Stroms (NC:  $ep \rightarrow eX$ ), bei denen ein Photon oder ein  $Z^0$  als neutrales Vektorboson der schwachen Wechselwirkung ausgetauscht wird und die Ladung des Leptons im Anfangs- und Endzustand gleich ist, d.h. man findet auch ein Elektron im Endzustand. Zum anderen gibt es Ereignisse des geladenen Stroms (CC:  $ep \rightarrow \nu X$ ), bei denen geladene  $W$ -Bosonen ausgetauscht werden. Dadurch verändert sich die Ladung im Endzustand, in dem kein Elektron sondern ein Neutrino vorhanden ist. Da ein Neutrino im Detektor aufgrund seines sehr kleinen Wirkungsquerschnitts nicht nachgewiesen werden kann, wird auch von Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls  $p_{t\ miss}$  gesprochen.

Für die weiteren Untersuchungen werden ausschließlich Ereignisse des neutralen Stroms betrachtet, die durch ein unter großem Streuwinkel ( $\Theta_e$ ) gestreutes Elektron und einen oder mehreren durch das gestoßene Quark ausgelösten hadronischen Jets (*Stromjets*) ausgezeichnet sind, die sich in der  $r\varphi$ -Sicht aufgrund der Trans-



**Abbildung 4.3.:** Abhängigkeit des Streuwinkels der Elektronen (a) und Jets (b) von den kinematischen Variablen.

versalimpulserhaltung diametral gegenüberstehen. Der Protonrest (*protonremnant*) verschwindet aufgrund des vernachlässigbaren Transversalimpulses in Richtung der Strahlachse. Trägt das an der Streuung beteiligte Parton einen großen Impulsanteil  $x$  des Protons mit sich, so wird erwartet, daß der Stromjet entlang der Strahlachse in Vorwärtsrichtung verläuft. Die Richtung, in die das Elektron gestreut wird hängt von  $Q^2$  ab. Dabei wird das Elektron bei niedrigem  $Q^2$  nach hinten ( $\Theta_e$  groß) gestreut. Bei den interessanten Ereignissen mit hohem  $Q^2$ , die selten eintreten, wird das Elektron nach vorne ( $\Theta_e$  klein) gestreut (siehe Abbildung 4.3). Es kann unter Umständen also vorkommen, daß keine Spuren durch die zentralen Spurrkammern verlaufen. Ein typisches Beispiel eines high  $Q^2$  Ereignisses zeigt Abbildung 4.4. Die verwendeten Daten



**Abbildung 4.4.:** Beispiel eines high  $Q^2$  Ereignisses. Dabei ist in der  $(r, z)$ -Ansicht (oben) das Elektron an der einzelnen Spur, die mit einer Energiedeposition im LAr-Kalorimeter verbunden ist, zu erkennen. Der Jet verläuft in die entgegengesetzte Richtung. Das wird bei Betrachtung des  $(x, y)$ -Schnittes (unten) besonders deutlich.

wurden 1997 aufgezeichnet und erfüllen die im folgenden erläuterten Auswahlkriterien (dazu siehe auch [Lip96]).

1. Das gestreute Elektron muß im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors nachgewiesen werden, wobei mindestens 50% der Energie des Kalorimeterclusters im elektromagnetischen Teil liegen muß. Zusätzlich soll die Transversalenergie ( $E_t$ ) im Vorwärtsbereich ( $\Theta = 10^\circ - 45^\circ$ ) größer als 8 GeV und sonst ( $\Theta = 45^\circ - 160^\circ$ ) größer als 5 GeV sein.
2. Zusätzlich zu dieser Energiedeposition muß noch eine hadronische Aktivität

von mindestens 10 GeV im gesamten Kalorimeter vorhanden sein.

3. Ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Ereignisses wird auf 40 GeV festgelegt, wodurch die Selektion von Photoproduktionsereignissen vermieden werden kann.
4. Ein Filter gegen kosmische Myonen darf nicht ansprechen.

Für diese Ereignisse wurde neben dem Vorhandensein eines LAr-Trigger Signals auch verlangt, daß der  $z$ -Vertex-Trigger aktiv ist. Weiterhin wurde verlangt, daß Spuren aus den Spurräumen rekonstruiert werden können, die mit den Energieclustern im Flüssig-Argon-Kalorimeter in Verbindung gebracht werden können und einen rekonstruierten Vertex im Bereich  $-25 \text{ cm} \leq z_{\text{Vertex}} \leq 35 \text{ cm}$  aufweisen.

### 4.1.3. Untergrund

Für den Triggervorgang ist es wichtig, daß nicht nur Ereignisse der low und high  $Q^2$  Physik als solche erkannt werden, sondern auch Untergrundereignisse. Wenn das gelingt, kann sofort beim Triggervorgang entschieden werden, ob es sich bei dem Ereignis um Physik handelt, die man für weitere Analysen heranziehen will, oder um Untergrund, den man unmittelbar verwerfen kann. Die quantitative Bedeutung des Untergrundes kann von Füllung zu Füllung sowohl für die Protonpakete als auch für die Elektronpakete im HERA-Beschleuniger stark variieren und hängt in erster Linie von den Einschußbedingungen der einzelnen Pakete (*bunches*) aus den Vorbeschleunigern in den HERA-Speicherring ab. Dabei sind vor allem der Querschnitt der Bunches und die Teilchensatelliten (zeitliche Verschiebung) relevant. Grundsätzlich wird zwischen protoninduziertem und elektroninduziertem Untergrund unterschieden.

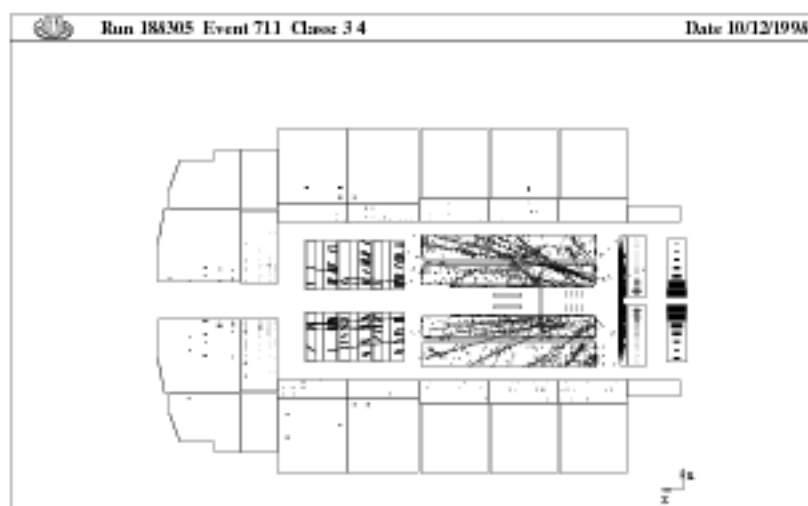
#### Protonuntergrund

Zunächst wird der protoninduzierte Untergrund, im weiteren nur noch Protonuntergrund genannt, näher betrachtet. Folgende Quellen für diesen Untergrund sind zu unterscheiden [Wal96]:

1. **Proton-Restgas Wechselwirkungen:** Hier kollidieren Protonen aus dem Strahl mit Restgasatomen des Vakuums in der Strahlröhre. Dabei entstehen Ereignisse, deren Vertex auf der Strahlachse liegt.
2. **Proton-Strahlrohr Wechselwirkungen:** In diesem Fall gehen noch kurz vor dem Eintritt in den Detektor Protonen, die sich nicht auf der Sollbahn befinden, verloren und lösen dann in der Strahlrohrwand, den Strahlrohrführungselementen oder Detektorkomponenten hadronische Teilchenschauer aus. Für diese

Ereignisse sind vor allem die große Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL) sowie die große Anzahl flacher Spuren in den Spurkammern charakteristisch. Häufig werden auch Überlagerungen mehrerer Vertizes festgestellt.

3. **Protonsatelliten:** Bei Beschleunigungsverfahren in Synchrotrons werden neben der nominalen Teilchenpaketfrequenz auch Hochfrequenzen verwendet, die einem Mehrfachen dieser Teilchenpaketfrequenz entsprechen. Da die Verhältnisse beim Vorbeschleunigen und Einschleusen der Teilchen in den HERA-Ring nicht exakt sind, kommt immer ein Teil der Protonen nicht an die richtige Stelle, sondern in den Bereich zwischen zwei Teilchenpakete. Diese Protonen können aber ebenfalls mit Elektronen kollidieren oder Untergrundereignisse erzeugen. Da die Vertizes dieser Ereignisse verschoben sind, muß man sie als Untergrund klassifizieren.



**Abbildung 4.5.:** Beispiel eines Protonuntergrundereignisses. Dabei ist gut zu erkennen, daß sehr viele Spuren von Upstream kommen und eine hohe Energiedeposition im SPACAL vorhanden ist.

Für die Untersuchung des Protonuntergrundes werden Ereignisse des Runs 188305 aus dem Jahr 1997 betrachtet. Dabei handelt es sich um einen Run, bei dem nur Protonen in den Beschleuniger eingefüllt waren und für den folgende Triggerelemente verlangt wurden ([Mü98]):

1. Für den  $z$ -Vertex-Trigger wird verlangt, daß er aktiv ist, d.h daß mindestens eine Spur gefunden werden muß.
2. Der Spacaltrigger wird auf einen niedrigen Schwellwert (*threshold*) gesetzt, um Ereignisse mit relativ geringer Energie noch zu registrieren.

Weiterhin handelt es sich hierbei um einen L4 transparenten Run, d.h. die in ihm enthaltenen Ereignisse wurden nicht durch die L4-Filterfarm, welche sonst nur die physikalisch interessanten Ereignisse aufzeichnet, verworfen.

#### **Betrachtung der Vertizes von Untergrundereignissen**

Für unsere weiteren Betrachtungen ist eine Untergrundunterscheidung nach geometrischen Gesichtspunkten vorzuziehen, da der Untergrund in der Regel überwiegend aus der Richtung, aus der die Protonen in den Detektor eintreten, kommt. Um die Untergrundspuren richtig in die Simulation zur Erzeugung der Datensätze einzusetzen, mit denen der Triggervorgang des neuen Triggers untersucht werden soll, muß bekannt sein, von welcher geometrischen Position die Spuren eines Untergrunderignisses ausgehen. Dazu können die  $z$ -Koordinaten der Vertizes aus der Spurrekonstruktion herangezogen werden, bei der jedoch folgende Sachverhalte erwähnt werden müssen:

Die Spurrekonstruktion ist auf das Erkennen von Spuren aus dem Bereich des Nominalvertex optimiert, d.h. daß die Rekonstruktion flacher Spuren in den zentralen Spurräumen unterdrückt wird. Bei einigen Ereignissen werden in den zentralen Spurräumen keine Spuren rekonstruiert, sondern ausschließlich flache Spuren in den Vorwärtsspurräumen. Die Vertizes dieser Ereignisse werden bevorzugt auf den Nominalvertex rekonstruiert. Aus diesem Grunde ist die Spurrekonstruktion nur bedingt geeignet, Spuren von Untergrundereignissen richtig zu rekonstruieren. Eine Untersuchung von 100 Ereignissen des Protonuntergrundes am Eventdisplay wird deshalb durchgeführt, um die am häufigsten auftretenden Vertizes für Spuren aus diesen Ereignissen festzustellen. Um dabei auch die rekonstruierten Spuren sichtbar zu machen, wird auf die DTRA-Bank zugegriffen, die die dafür erforderliche Information enthält.

Dabei ergibt sich die in Tabelle 4.1 dargestellte Klassifizierung. Daraus ist zu folgern, daß über die Hälfte der betrachteten Untergrundereignisse einen optisch am Eventdisplay festgestellten Vertex im rückwärtigen Bereich bei etwa  $z_{Vertex} = -150$  cm haben. Dieser Sachverhalt tritt bei rekonstruierten Spuren aus den oben genannten Gründen dagegen seltener ein.

Um zur weiteren Klärung dieses Problems beizutragen, werden am Eventdisplay nun speziell Ereignisse betrachtet, deren Vertizes aus der Rekonstruktion bzw. der optischen Betrachtung im Bereich des Nominalvertex liegen. Dabei werden bei der Rekonstruktion 23 solche Ereignisse festgestellt, während es bei der optischen Betrachtung nur neun sind. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Der Eintrag „Nichtübereinstimmung“ in dieser Tabelle enthält demnach Ereignisse, deren Vertizes am Eventdisplay weiter hinten liegen als von der Rekonstruktion berechnet. Bei näherer Betrachtung dieser Ereignisse ergibt sich, daß viele davon Überlagerungen zweier Untergrundereignisse oder Ereignisse mit Sekundärvertizes darstellen. Dabei überwiegt jedoch häufig der Anteil von hinten kommender Spuren. Weiterhin sind hier die Ereignisse erkennbar, für die keine Spuren im Be-

$z$ -Position des Vertex	Anzahl Ereignisse optisch	Anzahl Ereignisse rekonstruiert
weit hinten ( $z_{Vertex} = -200$ cm bis $-150$ cm)	58	22
hinten ausserhalb des Spurkammerbereichs ( $z_{Vertex} \approx -120$ cm)	9	24
hinten innerhalb des Spurkammerbereichs ( $z_{Vertex} = -100$ cm bis $-40$ cm)	20	19
aus dem nominalen Vertexbereich ( $z_{Vertex} = -40$ cm bis $+40$ cm)	9	23
von vorne ( $z_{Vertex} > +40$ cm)	1	7
keine Spuren erkennbar	3	
keine Spuren rekonstruiert		5

**Tabelle 4.1.:** Klassifikation von Protonuntergrundereignissen nach der Lage ihrer Vertices am Eventdisplay.

	Ereignisse	Prozent
Rekonstruktion	23	100%
optisch	9	
Nichtübereinstimmung	17	73,9%
davon nur Spuren im Vorwärtsbereich	10	43,5%
Übereinstimmung	6	26,1%

**Tabelle 4.2.:** Vergleich von Spuren aus dem nominalen Vertexbereich nach Rekonstruktion bzw. Eventdisplay.

reich der zentralen Spurkammern rekonstruiert werden, sondern nur Spuren aus dem Vorwärtsbereich, die meistens auf den Bereich des Nominalvertex bezogen werden. Für drei Ereignisse ergibt sich nur aus der optischen Betrachtung ein Vertex, der im Bereich des Nominalvertex liegt. Für diese Ereignisse werden offenbar mehrere Vertices rekonstruiert, wobei der hintere Vertex von der Rekonstruktion bevorzugt wird.

Um die Untersuchung des Protonuntergrundes sinnvoll abzuschließen werden Ereignisse betrachtet, die von folgendem Schnitt nicht als Untergrund identifiziert werden. Es werden für jedes Ereignis die rekonstruierten Spuren gezählt, die ein  $z_{Vertex} \leq -70$  cm beziehungsweise ein  $z_{Vertex} > -70$  cm haben. Ist die Anzahl der Spuren von hinten größer als die der Spuren aus dem nominalen Vertexbereich wird das Ereignis als Untergrund verworfen. Nach diesem Schnitt bleiben 22 Ereignisse

	Ereignisse	Prozent
Ereignisse insgesamt	22	100%
eindeutige Vertexereignisse	11	50%
davon nur Spuren im Vorwärtsbereich	8	36,4%
Vertexereignisse mit Überlagerung	8	36,4%
Untergründereignisse mit vielen Pads im Vertexbereich	2	9%
$z_{Vertex} = -80$ cm	1	4,5%

**Tabelle 4.3.:** Von der Rekonstruktion nichtverworfenene Untergründereignisse.

übrig. Eine Untersuchung dieser Ereignisse (siehe Tabelle 4.3) bestätigt, daß es sich bei den von der Rekonstruktion nicht erkannten Untergründereignissen entweder um Vertexereignisse handelt, bei denen ausschließlich Spuren aus dem Vorwärtsbereich rekonstruiert werden, oder um die Überlagerung zweier Ereignisse.

Die Schlussfolgerung daraus ist, daß die Rekonstruktion den Vertex von Untergründereignissen nur sehr schlecht bestimmen kann. Für die Simulation zusätzlicher Untergrundspuren (siehe Abschnitt 4.2) wird deshalb von einem Vertex für Protonenuntergrund bei  $z_{Vertex} = -150$  cm ausgegangen.

### Elektronuntergrund

Für den Elektronuntergrund sind folgende Quellen bekannt [Wal96]:

1. **Elektronstrahluntergrund:** Ursache hierfür ist normalerweise Sekundärstrahlung, die entweder durch dem Strahl verlorengegangene Elektronen oder durch Photon-Strahlrohr Wechselwirkungen erzeugt wird. Charakteristisch für diese Ereignisse sind relativ viele einzelne Pads in der CIP, hohe Spuraktivität in der BDC sowie eine inhomogene Energieverteilung im SPACAL.
2. **Synchrotronstrahlung:** Diese Strahlung wird von beschleunigten bzw. in ihrer Richtung abgelenkten Elektronen emittiert. Auch das ist eine Untergrundquelle, die aber durch Synchrotronstrahlungsschutzschilde des H1 Detektors stark unterdrückt wird. Entscheidend ist die richtige Positionierung dieser Schutzeinrichtung relativ zur Strahlachse.

Zur Untersuchung des Elektronuntergrundes wird ein Datensatz herangezogen, der Rohdaten der Runs 200604 und 200605 aus dem Jahr 1997 enthält. Das sind Daten für die noch keine Spurrekonstruktion stattgefunden hat und die Physikereignisse, Proton- und Elektronuntergrund enthalten. Um Daten zu erhalten, die nur Elektronuntergrund enthalten, müssen aus den Rohdaten Ereignisse selektiert werden, bei

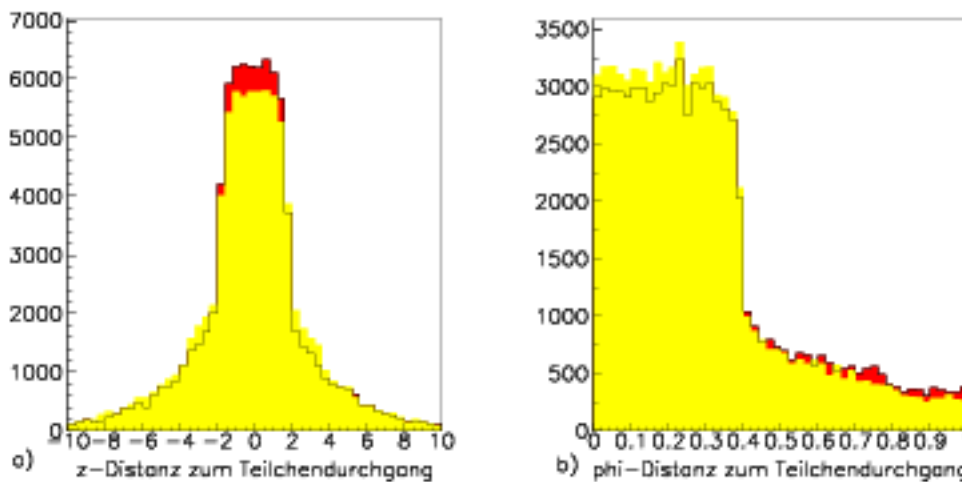


denen im betrachteten Kollisionszeitpunkt nur der Elektronenbunch gefüllt, der Protonenbunch dagegen leer ist. Der hierzu verwendete Selektionsschnitt verlangt, daß der Elektronenbunchstrom der Ereignisse  $I_e \neq 0$  sein muß, während die Ereignisse keinen Protonenbunchstrom  $I_p$  aufweisen dürfen. Nach dieser Selektion erhält man einen Datensatz mit 715 elektroneninduzierten Untergrundereignissen.

## 4.2. Simulation der aktiven Pads in der CIP

Um das Verhalten eines  $z$ -Vertex-Triggers, der auf den Kathodensignalen der CIP beruht, simulieren zu können, muß untersucht werden, welche Kathodenpads bei einem Teilchendurchgang aktiviert werden. Dazu muß die Ladungsdeposition einer durch eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) verlaufenden Teilchenspur näher betrachtet werden. Bei der hier beschriebenen Untersuchung wird zunächst die in den rekonstruierten Daten bereits vorhandene Information der aktivierten Pads angezeigt. Im Anschluß daran wird diese Information verworfen, um aus allen rekonstruierten Spuren die aktivierten Pads nach dem von Hans-Peter Beck [Bec96] entwickelten Verfahren zu simulieren.

Dabei wird davon ausgegangen, daß ein durch die aktive Region einer MWPC fliegendes Teilchen entlang seines Weges die Gasatome ionisiert. Die dabei entste-

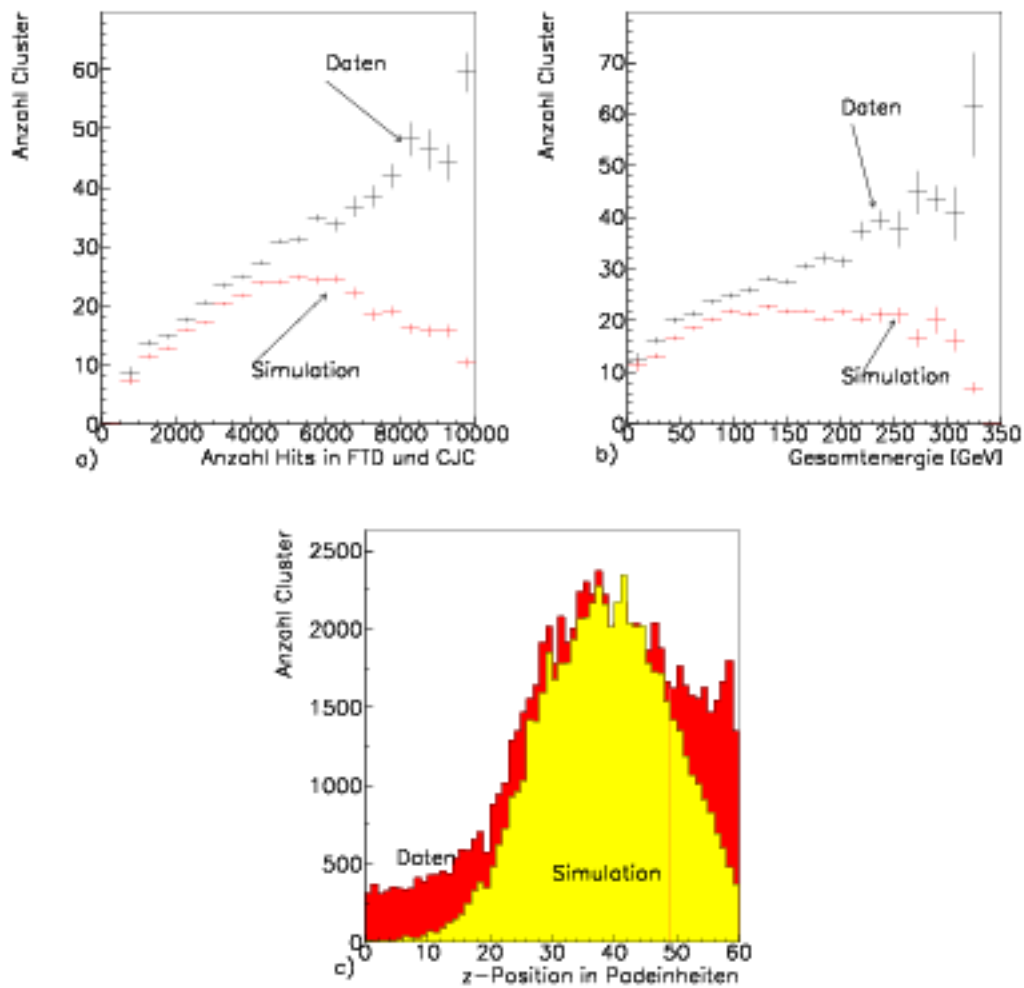


**Abbildung 4.6.:** Abstand der nächstgelegenen Pads zum Teilchendurchgang in  $z$ -Richtung (links) und  $\varphi$ -Richtung (rechts) für Daten (dunkel) und Simulation (hell).

henden primären Elektronen erhalten durch das hohe elektrische Feld in der Nähe der Anode soviel Energie, daß weitere Ionisation stattfindet (Gasverstärkung). Die auf der Anode eintreffenden Elektronen erzeugen ein elektrisches Signal, das auch an den Kathodenpads registriert wird (kapazitive Kopplung). Nun hängt die Menge

der von dem Teilchen in der aktiven Zone erzeugten Ladung davon ab, wie lang der Weg des Teilchens in dieser Zone ist, d.h. bei flachen Winkel bzw. langem Weg ist die Ladungsdeposition auf den Pads größer als bei steilem Winkel. Ein Pad gilt dann als aktiv, wenn die totale Ladungsmenge, die ein Pad aufgrund aller Teilchenspuren in der aktiven Zone aufammelt, größer als ein für jedes Pad individuell einstellbarer Threshold ist. Daß die für die Simulation angenommene Ladungsdeposition einer Teilchenspur durch eine MWPC richtig ist, kann durch Betrachtung der Verteilung der aktivierten Pads in Abhängigkeit von deren Abstand zur nächsten Spur gezeigt werden (siehe Abbildung 4.6). Daraus ist ersichtlich, daß sowohl für Daten als auch für Simulation ein deutlicher Zusammenhang zwischen einem Teilchendurchgang und den aktivierten Pads besteht. So ist in der  $z$ - und der  $\varphi$ -Verteilung deutlich die Größe der Pads zu erkennen, die der Breite des Maximums entspricht.

Die Simulation der aktiven Pads für ein Ereignis wurde von Katharina Müller durchgeführt, indem aus rekonstruierten Spuren Pads aktiviert wurden. Ein Vergleich der dabei erhaltenen Verteilungen der aktiven Pads in Abhängigkeit von der Anzahl der Hits in den Spurkammern und der Gesamtenergie des Ereignisses (Abbildung 4.7 a und b) ergibt, daß sich Daten und Simulation teilweise deutlich voneinander unterscheiden. So ist für die Simulation die Zahl der aktiven Pads bei hoher Gesamtenergie bzw. vielen Hits in den Spurkammern zu niedrig. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß für hohe Gesamtenergien nur wenig Ereignisse vorliegen. Die  $z$ -Verteilung der Pads (Abbildung 4.7 c) ist für die Simulation schmaler als für die Daten, weil nur der zentrale Bereich der CIP mit Hilfe der aus der CJC rekonstruierten Spuren simuliert werden kann. Aus diesem Grunde ist es erforderlich zusätzliche Spuren zu simulieren, was durch eine Parametrisierung der Energie-,  $z$ - und Hitabhängigkeit der aktiven Pads gemacht wird. Dabei werden für die low und high  $Q^2$  Physik Spuren simuliert, die vom nominalen Vertexbereich ausgehen und mit Energie-,  $z$ - und Hitverteilung der Pads verträglich sind, während für Untergrundereignisse ein Vertex von  $z_{\text{Vertex}} = -150$  cm festgelegt wird. Diese Simulation zusätzlicher Spuren wird solange in einem iterativen Verfahren durchgeführt, bis sich eine gute Übereinstimmung dieser Padverteilungen zwischen Daten und Simulation ergibt (Abbildung 4.8). Wie sich zeigt, kann man mit dieser Methode tatsächlich erreichen, daß die aktiven Pads, die aus den Daten gewonnen werden, mit denen aus der Simulation übereinstimmen, so daß diese Methode für die Simulation der aktiven Pads in der neuen fünfblättrigen CIP-Geometrie herangezogen werden kann. Für die weiteren Untersuchungen werden die so erhaltenen Daten der neuen CIP-Geometrie in PAW-Ntupeln zur Verfügung gestellt, in denen alle relevanten und im weiteren noch sinnvoll verwendbaren Daten für eine vorher festgelegte Anzahl von Ereignissen zusammengestellt werden.



**Abbildung 4.7.:** Vergleich der Anzahl der aktiven Cluster in Abhängigkeit von der Anzahl der Hits in den Spurkammern (a) und der Gesamtenergie (b) für Daten und Simulation. In (c) wird die  $z$ -Verteilung der Cluster verglichen. Alle Vergleiche werden für low  $Q^2$  Physik durchgeführt.

#### 4. Betrachtete Physikklassen

---

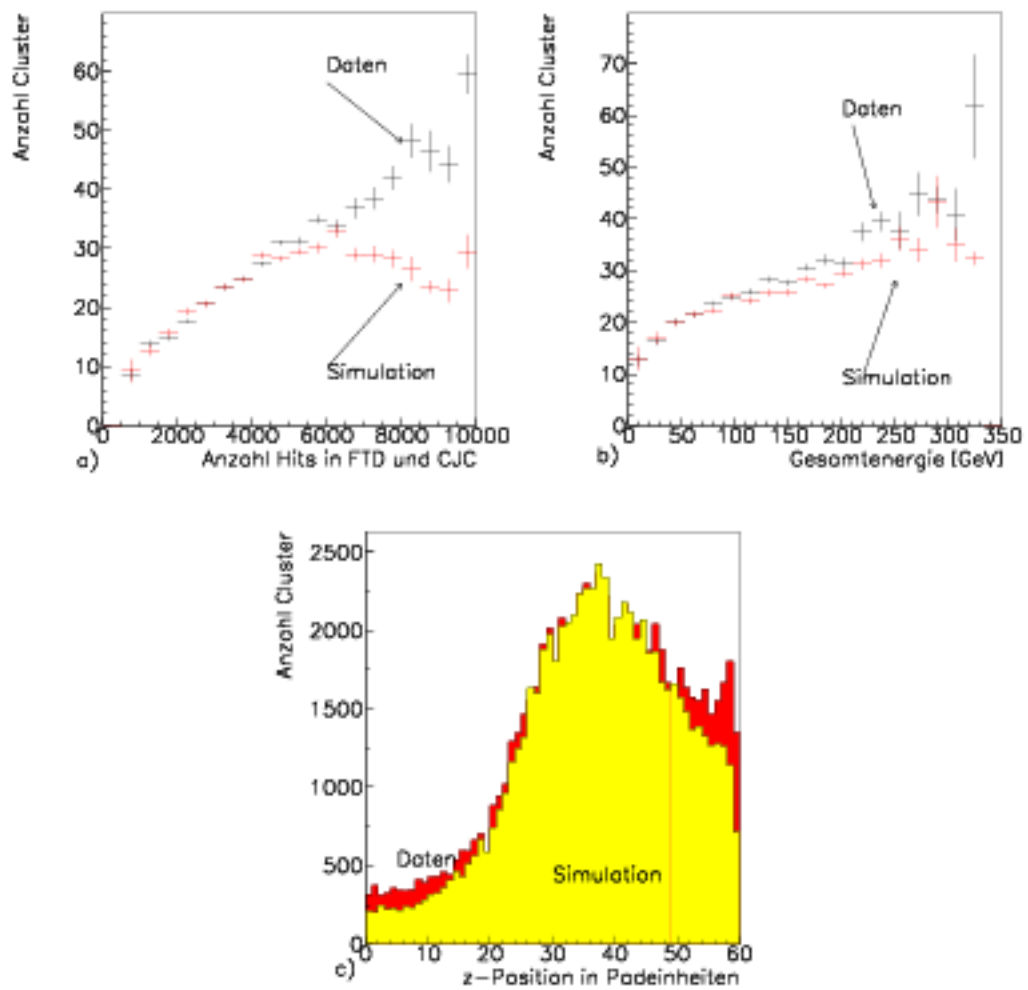


Abbildung 4.8.: Vergleich von Daten und Simulation nach der Simulation zusätzlicher Spuren.

## 5. Kammerantwort auf Ereignisse

In diesem Kapitel wird untersucht, wie die CIP des H1-Detektors auf den Durchgang eines geladenen Teilchens reagiert. Dabei geht es insbesondere um die Frage, wieviele unmittelbar nebeneinanderliegende Pads bei einem Teilchendurchgang aktiviert werden (*Clustering*) und ob bei aktiven Pads in der CIP0 auch aktive Pads in der CIP1 gefunden werden, die sich im gleichen geometrischen Bereich befinden (*Kammerkorrelation*).

### 5.1. Padclustering

Um zu verstehen, warum nebeneinanderliegende Pads zu Clustern zusammengefaßt werden sollen, muß die Verfahrensweise des alten  $z$ -Vertex-Triggers betrachtet werden, bei dem von einzelnen Pads ausgegangen wird. Werden bei einem Teilchendurchgang in einer Lage der CIP mehrere Pads nebeneinander aktiviert, was besonders für flache Spuren der Fall ist, so wird aus jedem dieser Pads ein Triggereintrag gebildet, was zu einer Überrepräsentation flacher Spuren führt. Um flache Spuren handelt es sich, wenn der Winkel  $\theta$ , unter dem die Spuren durch die CIP verlaufen, klein ist (siehe Abbildung 3.8 auf Seite 21). Aus diesem Grunde werden für den neuen  $z$ -Vertex-Trigger die nebeneinanderliegenden Pads zu Clustern zusammengefaßt und ein Teilchendurchgang durch eine Kammer mit einem Cluster identifiziert, wodurch außerdem die Rechenzeit für den Triggervorgang erheblich verkürzt wird.

Um die Cluster richtig in einen Triggeralgorithmus einbauen zu können, muß festgestellt werden, wie groß die Cluster sind, d.h. wieviele Pads in ihnen enthalten sind, und an welcher Stelle in  $z$  sie sich befinden. Dabei soll es möglich sein, wahlweise entweder das Clusterzentrum oder die Clustergrenzen zu bestimmen. In Abbildung 5.1 werden die für die weiteren Untersuchungen verwendeten Größen dargestellt und definiert. Dabei wird die Breite der Cluster durch die Anzahl der im Cluster enthaltenen Pads bestimmt. Die  $z$ -Koordinaten der Clusterzentren liegen bei Cluster mit ungeradzahligem Padinhalt im Zentrum des mittleren Pads, während sie für Cluster mit geradzahligem Padinhalt zwischen zwei Pads positioniert werden. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 vermittelt einen Eindruck davon, wieviele Pads in der CIP0 mit 60 Pads in  $z$  bei 2000 low  $Q^2$  Ereignissen bzw. 1000 Untergründereignissen aus H1-Daten in einem Cluster enthalten sind. Dazu wird der Mittelwert des Clusterinhaltes über

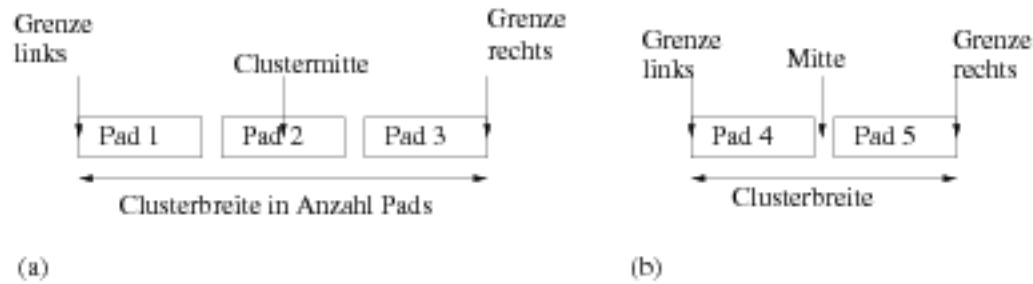


Abbildung 5.1.: Clusterdefinition für ungerade (a) und gerade (b) Padanzahl.

einem  $z$ -Bereich betrachtet, woraus sich ergibt, daß für Physikereignisse bei kleinen  $z$ -Werten (Rückwärtsbereich der CIP) durchschnittlich 1,5 Pads, im Zentralbereich durchschnittlich 1,3 Pads und bei großen  $z$ -Werten (Vorwärtsbereich der CIP) im Mittel 2 Pads in einem Cluster enthalten sind. Die Erklärung dafür ist, daß die Spu-

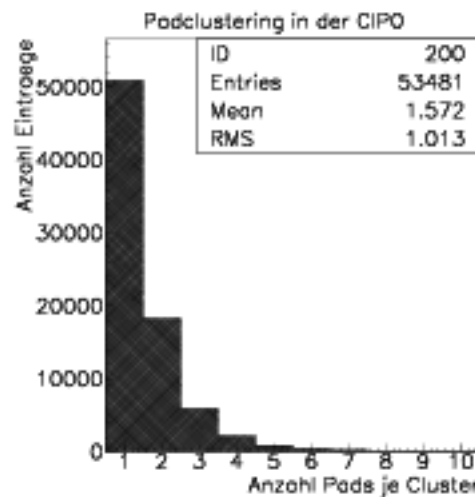


Abbildung 5.2.: Anzahl der Pads im Cluster.

ren im Zentralbereich unter steilem Winkel verlaufen und sie dadurch einen kürzeren Weg durch die aktive Zone zurücklegen, wodurch die Ladungsdeposition entlang der Anode geringer und auf einen kürzeren geometrischen Bereich eingeschränkt ist. Die Spuren im Randbereich sind flacher und befinden sich dadurch länger in der aktiven Zone der CIP, was zu einer größeren und geometrisch breiteren Ladungsdeposition führt. Der gleiche Sachverhalt ist auch Ursache dafür, daß für die Untergrundereignisse in allen  $z$ -Bereichen der CIP ein mittlerer Padinhalt von 1,8 bis 2 auftritt, da die Spuren aus diesen Ereignissen aufgrund ihres im rückwärtigen Bereich liegenden Vertex in der gesamten CIP flach sind. Diese Ergebnisse stimmen mit der Erwartung

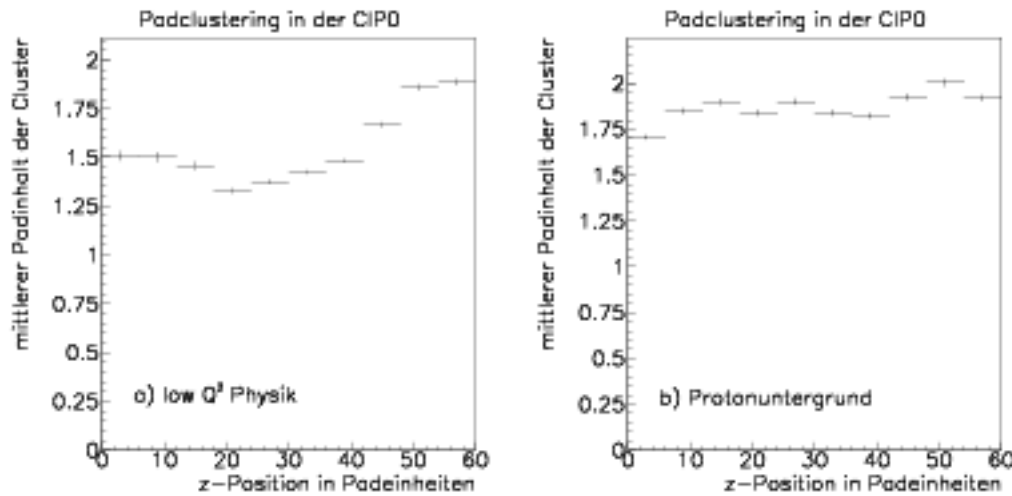


Abbildung 5.3.: Padbreite der Cluster in Abhängigkeit von  $z$  für low  $Q^2$  Physik (a) und Protonuntergrund (b).

überein, nach der flache Spuren häufig Cluster erzeugen, in denen deutlich mehr als zwei Pads enthalten sind.

## 5.2. Kammerkorrelation

Im diesem Abschnitt wird die Kammerkorrelation zwischen CIP0 und CIP1 untersucht, wobei der Frage nachgegangen wird, ob bei einem aktiven Pad in der Referenzkammer auch ein Pad in der anderen Kammer aktiv ist, das sich im gleichen geometrischen Bereich befindet. Dazu müssen tote Sektoren der CIP ausgenommen werden, um keine falschen Korrelationen zu erhalten. Im Jahr 1995 waren in der CIP1 die  $\varphi$ -Sektoren 3 und 5 nicht aktiv, während 1997 in der CIP0 in  $\varphi$ -Sektor 6 die Stecker nicht richtig angeschlossen waren. Aus diesem Grunde wird für die Betrachtung der low  $Q^2$  Physik (1995) die CIP1 als Referenzkammer herangezogen, so daß die Korrelation nur für aktive Pads in dieser Kammer untersucht wird. Für die Daten der high  $Q^2$  Physik sowie des Proton- und Elektronuntergrundes, die 1997 aufgenommen wurden, wird die CIP0 ohne Sektor 6 als Referenzkammer verwendet.

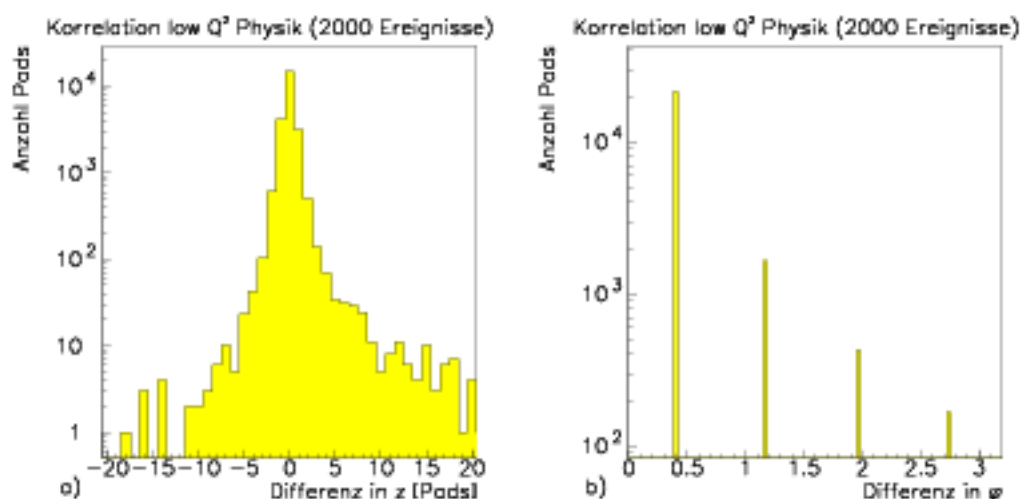
Zunächst wird die Korrelation aller durch ein Ereignis in den Kammern aktivierten Pads untersucht, mit dem Ziel, die Verteilung der aktiven Pads für die untersuchten Physikklassen und den Anteil der korrelierten Pads unter dieser Voraussetzung festzustellen. Der Anteil der Korrelation sollte für alle Pads, die zu Teilchendurchgängen gehören hoch und für Synchrotronstrahlung und Noise niedrig sein.

Zur Untersuchung der Kammerkorrelation wird zunächst die Gesamtdifferenz aller Pads aus CIP1 und CIP0 nach Formel 5.1 berechnet, wozu die Größen

$d\varphi = \varphi$ -Differenz der Pads,  $\Delta\varphi =$  Größe eines Pads in  $\varphi$ ,  $dz = z$ -Differenz der Pads und  $\Delta z =$  Größe eines Pads in  $z$  verwendet werden.

$$\text{Gesamtdifferenz} = \sqrt{\left(\frac{d\varphi}{\frac{\Delta\varphi}{2}}\right)^2 + \left(\frac{dz}{\frac{\Delta z}{2}}\right)^2} \quad (5.1)$$

Anschließend muß die kleinste Gesamtdifferenz für ein Referenzpad gefunden werden, weil für jedes Pad aus der Referenzkammer nur das dazu am nächsten gelegene Pad aus der zweiten Kammer zur Untersuchung herangezogen wird. Ein in der Referenzkammer aktives Pad gilt zu einem in der zweiten Kammer aktiven Pad als korreliert, wenn der Abstand in  $z$  kleiner als zwei Pads und in  $\varphi$ -Sektoren kleiner als ein Sektor ist (siehe dazu Abbildung 5.4).

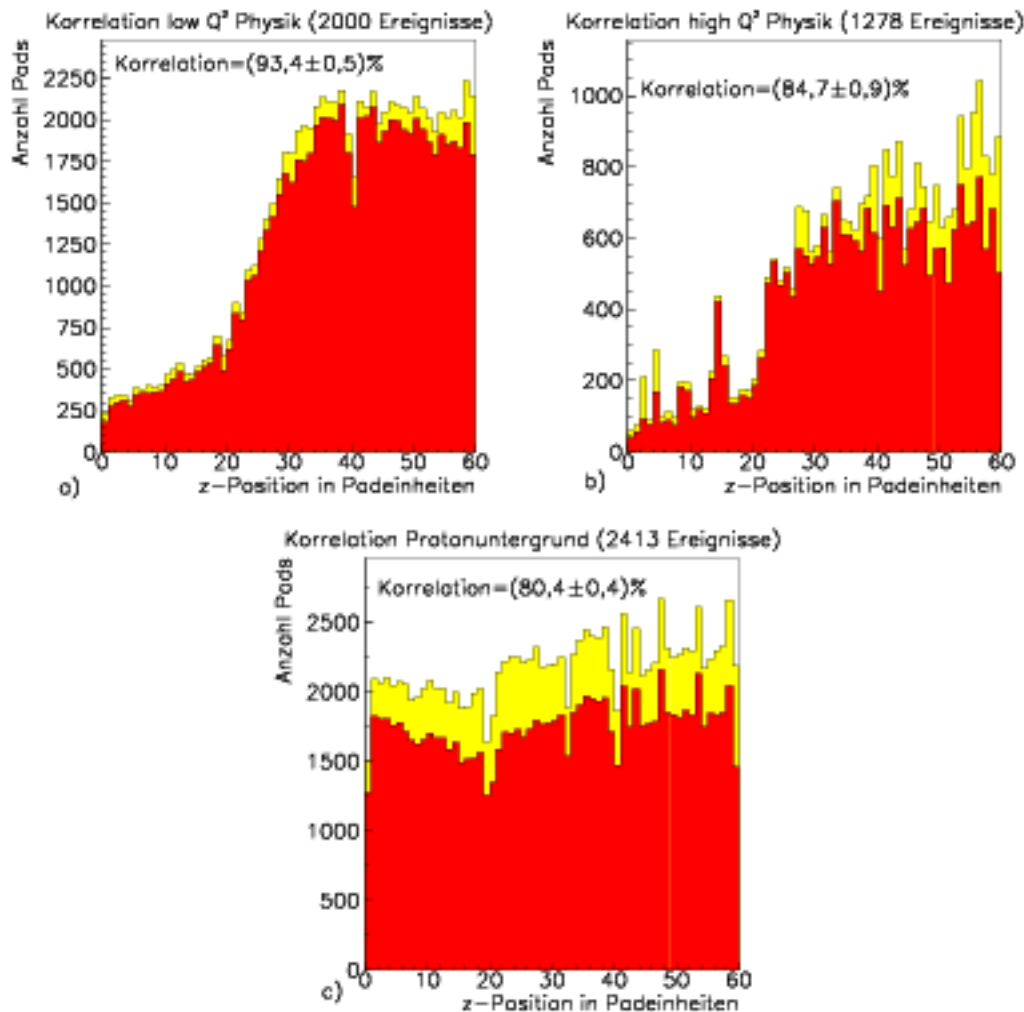


**Abbildung 5.4.:** Differenz der Padpositionen in  $z$ -Richtung (a) und in  $\varphi$ -Richtung (b) zwischen CIP0 und CIP1.

Im folgenden wird für die Physikklassen der low und high  $Q^2$  Physik sowie des Protonuntergrundes die Korrelation aller Pads betrachtet und mit den Erwartungen verglichen. Wie Abbildung 5.5 zeigt, ergibt sich für die low  $Q^2$  Physik mit  $(93,4 \pm 0,5)\%$  und für die high  $Q^2$  Physik mit  $(84,7 \pm 0,9)\%$  ein hoher Korrelationsanteil, was der Erwartung entspricht, nach der eine hohe Korrelation für Ereignissen eintritt, deren Spuren meistens aus der Nähe des Nominalvertex kommen.

Es wird auch deutlich, daß die meisten Pads sowohl für low als auch für high  $Q^2$  Physik im vorderen Bereich des Detektors, also in der Region, in der die Jets der Ereignisse registriert werden, aktiviert werden. Die Ursache dafür ist die unterschiedliche Energie der im Wechselwirkungspunkt kollidierenden Elektronen und Protonen, die zu einer Verschiebung (*boost*) des Systemschwerpunktes in Vorwärtsrichtung führt.

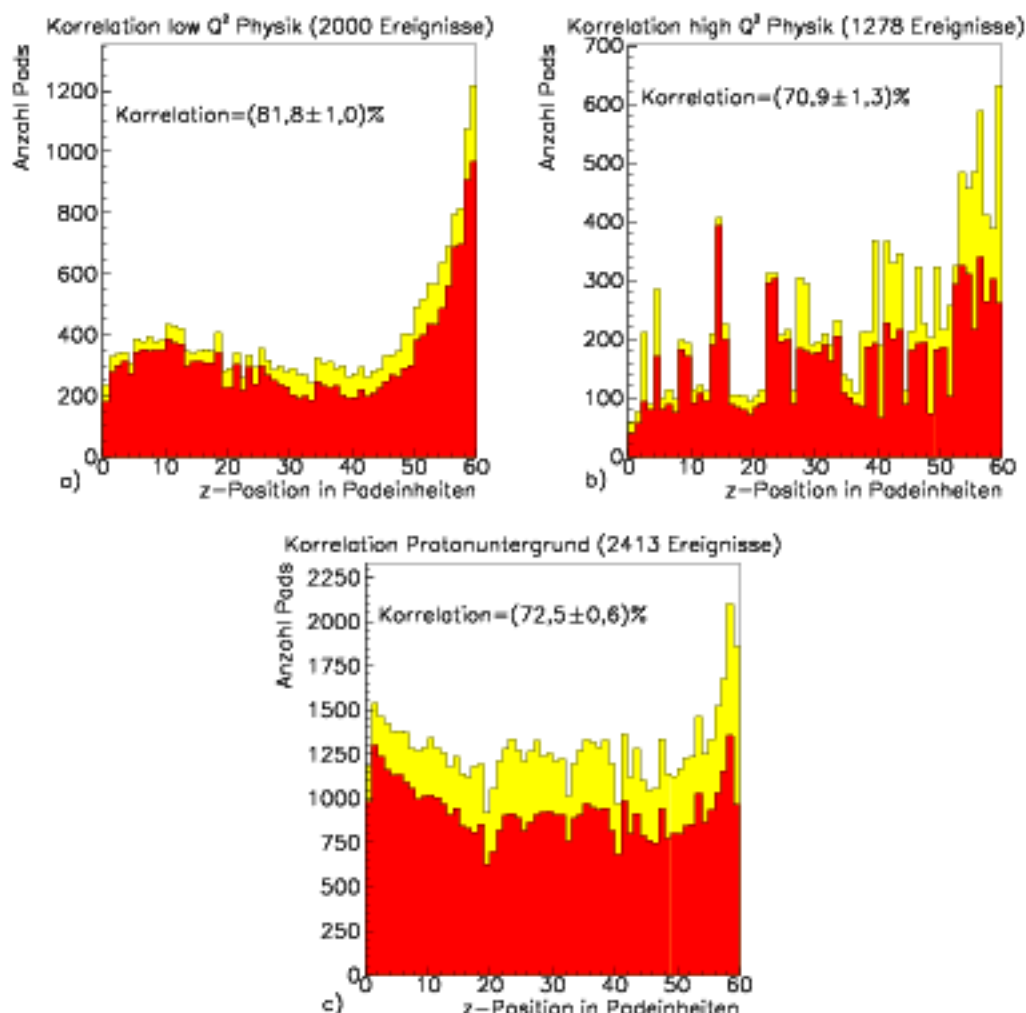




**Abbildung 5.5.:** Kammerkorrelation für low  $Q^2$  (a) und high  $Q^2$  Physik (b) sowie Protonuntergrund (c). Dabei werden alle in der Referenzkammer aktiven Pads hell dargestellt. Die in der Referenzkammer aktiven Pads, zu denen ein korreliertes Pad in der zweiten Kammer aktiv ist, werden dunkel dargestellt.

Bei der Untersuchung des Protonuntergrundes wird aufgrund der flacher in den Detektor eintretenden Spuren eine geringere Korrelation vorausgesagt, was sich bei näherer Betrachtung der Abbildung 5.5 vorerst zu bestätigen scheint, denn der Anteil der korrelierten Pads liegt für den Protonuntergrund bei  $(80,4 \pm 0,4)\%$ . Wird hier jedoch bei der Korrelationsbedingung auch ein Abstand von  $\pm 3$  Pads in  $z$  zugelassen, so ergibt sich ein nahezu unveränderter Korrelationsanteil von  $(81,6 \pm 0,4)\%$ , so daß die niedrigere Korrelation nicht durch die flacheren Spuren erklärt werden kann. Der Protonuntergrund ist offensichtlich nicht vollständig verstanden. Die Verteilung der

aktiven Pads für den Protonuntergrund zeigt an, daß in jedem Bereich der Kammer etwa gleichviele Pads aktiv sind, was für Ereignisse mit einem Vertex weit außerhalb erwartet wird.



**Abbildung 5.6.:** Kammerkorrelation für Pads, die nicht zu Spuren gehören für low  $Q^2$  Physik (a), high  $Q^2$  Physik (b) und Protonuntergrund (c). Dabei werden alle in der Referenzkammer aktiven Pads hell dargestellt. Pads aus der Referenzkammer, zu denen ein korreliertes Pad in der zweiten Kammer aktiv ist, werden dunkel dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß alle aktiven Pads einen Mindestabstand von 10 cm zur nächsten Spur aufweisen.

Der Hauptgrund, warum die Kammerkorrelation betrachtet wird, liegt darin, daß damit festgestellt werden kann, ob sich die in der Simulation fehlenden Pads (siehe Kapitel 4) durch zusätzliche Spuren erzeugen lassen. Dazu muß die Korrelation der Pads untersucht werden, die nicht einer aus der CJC oder FTD rekonstruierten Spur

zugeordnet werden. Dazu werden Pads betrachtet, die einen Mindestabstand von 10 cm zu einer rekonstruierten Spur aufweisen. Wenn die Korrelation für diese Pads in der gleichen Größenordnung vorhanden ist, wie man das für Pads erwartet, die zu Teilchendurchgängen gehören, ist es richtig, die in der Simulation fehlenden Pads durch zusätzliche Spuren zu erzeugen.

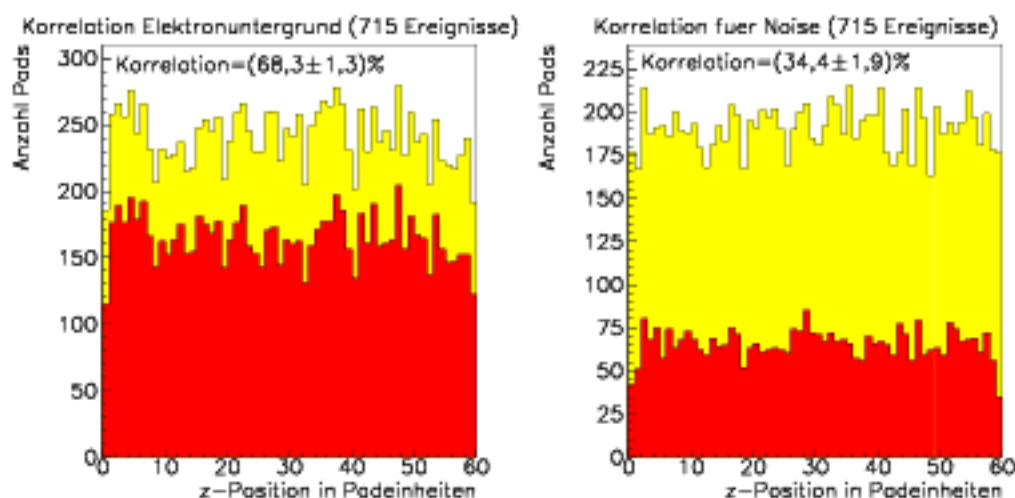
Aus Abbildung 5.6 ist ersichtlich, daß sich für alle drei Physikklassen ein Korrelationswert ergibt, der zwar etwas niedriger ist als der für alle Pads, aber immer noch in einem Bereich liegt, in dem deutliche Korrelation vorhanden ist. Konkret heißt das für die low  $Q^2$  Physik ( $81,8 \pm 1,0\%$ ), die high  $Q^2$  Physik ( $70,9 \pm 1,3\%$ ) und den Protonuntergrund ( $72,5 \pm 0,6\%$ ). Für die Verteilung der nicht zu Spuren gehörenden Pads ist festzustellen, daß für low  $Q^2$  Physik im Bereich mit hohem  $z$  viele dieser Pads aktiv sind, was daran liegt, daß die aus der CJC und dem FTD rekonstruierten Spuren diesen Bereich nicht abdecken. Für die high  $Q^2$  Physik sind relativ wenige Pads an, die in  $z$  annähernd gleichverteilt sind. Dabei fällt hier die Tendenz auf, daß mehr CIP0 Pads im Vorwärtsbereich aktiv sind. Dies ist damit zu erklären, daß sehr flache Teilchendurchgänge, die nicht rekonstruiert wurden, ausschließlich in der CIP0 Pads aktivieren.

**Fazit:** Für alle betrachteten Physikklassen ist eine starke Korrelation der nicht zu Spuren zugeordneten Pads vorhanden. Deshalb können die zusätzlichen Pads, die in der Simulation gebraucht werden, durch Spuren erzeugt werden.

### Elektronuntergrund

Für den Elektronuntergrund wird die Kammerkorrelation für alle aktiven Pads betrachtet, um festzustellen, ob man den Elektronuntergrund insgesamt als Noise betrachten kann oder ob es doch zumindest Ansätze von Spuren gibt, die jedoch am Eventdisplay, der für diese Ereignisse nur überwiegend zufällig verteilte Hits in den Spurkammern anzeigt, praktisch nicht feststellbar sind. Dabei ist davon auszugehen, daß Synchrotronstrahlung als Noise betrachtet werden kann, da hier die aktiven Pads zufällig verteilt sind. Für elektronenstrahlinduzierten Untergrund kann es Spuransätze geben, die sich durch die CIP verfolgen lassen, wenn die durch Konversion von Photonen entstehenden Sekundärteilchen in beiden Lagen der CIP registriert werden, was unter der Voraussetzung möglich ist, daß diese Teilchen ausreichend Energie haben und unter steilem Winkel in die CIP eintreten, so daß der Weg, der in den Kammern zurückgelegt werden muß, klein ist (geringer Energieverlust).

Um eine bessere Vorstellung von tatsächlich unkorreliertem Verhalten zu haben, wird zusätzlich ein Datensatz betrachtet, bei dem nur simulierte, zufällig verteilte Pads aktiv sind. Dabei wird der Anteil dieser Pads so gewählt, daß bei gleicher Ereigniszahl auch in etwa die gleiche Zahl aktiver Pads in der CIP vorhanden sind. Betrachtet man Abbildung 5.7, so ergibt sich für den Elektronuntergrund eine Korrelation von ( $68,3 \pm 1,3\%$ ), während die Korrelation für die zufällig aktivierten Pads mit ( $34,4 \pm 1,9\%$ ) offensichtlich wesentlich kleiner ist. Insgesamt ergibt sich aus die-



**Abbildung 5.7.:** Kammerkorrelation für den Elektronuntergrund (links) im Vergleich zu Ereignissen, bei denen keine Spuren vorhanden sind und zufällig 4,5% der Pads aktiviert werden (rechts). Dabei werden alle in der Referenzkammer aktiven Pads hell und alle in der selben Kammer aktiven Pads, zu denen ein korreliertes Pad in der zweiten Kammer aktiv ist, dunkel dargestellt.

ser Untersuchung, daß die Korrelation für den Elektronuntergrund zwar geringer als für Physik beziehungsweise Protonuntergrund, aber deutlich größer als für zufällig aktivierte Pads (Noise) ist. Das kann folgende Ursachen haben:

- Es sind ausreichend hochenergetische Elektronen oder deren Sekundärteilchen vorhanden, die in beiden Kammern überwiegend korrelierte Pads aktivieren, da die Teilchen unter steilem Winkel eintreten.
- Es kann sich auch um den elektronischen Effekt des „Übersprechens“ handeln, bei dem durch ein aktives Pad in der einen Kammer auch ein Pad in der anderen Kammer aktiviert werden kann. Bei der geplanten Fünffachgeometrie sollten solche Probleme aufgrund der besseren Abschirmung gegen elektronische Störsignale nur noch in geringerem Umfang auftreten.

Man kann also das Verhalten des Elektronuntergrundes nicht vorhersagen, so daß der Elektronuntergrund in den weiteren Untersuchungen ausschließlich als Noise betrachtet wird. Um festzustellen, wie sich die Triggeralgorithmen verhalten, wenn nur zufällig aktivierte Pads in variierender Anzahl vorhanden sind, wird bei den Triggerstudien in Kapitel 7 speziell darauf eingegangen, wieviele Ereignisse, die ausschließlich zufällig aktivierte Pads enthalten, der Trigger als Physik erkennt. Letztlich kann erst die praktische Erprobung der neuen CIP zeigen, wie sich der Elektronuntergrund wirklich auf die Triggereffizienz auswirkt.

## 6. Triggeralgorithmen

In den folgenden Kapiteln wird ausführlich auf die Anforderungen an den  $z$ -Vertex-Trigger für den HI-Detektor eingegangen, wobei insbesondere auf die Triggeralgorithmen Bezug genommen wird, die zur Triggerentscheidung, ob ein Ereignis weiter bearbeitet oder verworfen wird, herangezogen werden. In diesem Kapitel werden die verschiedenen Triggeralgorithmen und die mit ihnen verknüpften Erwartungen bezüglich Triggereigenschaften und Hardwareimplementation vorgestellt.

In Kapitel 7 werden dann die Ergebnisse der Triggerstudien dargestellt. Für diese Triggerstudien werden aus den rekonstruierten Spuren der Daten für Physik und Untergrund aktive Pads in der geplanten fünfzügigen CIP simuliert. Aus diesen aktiven Pads werden dann Spuren in der CIP rekonstruiert, die zur Untersuchung der Triggereigenschaften verwendet werden können.

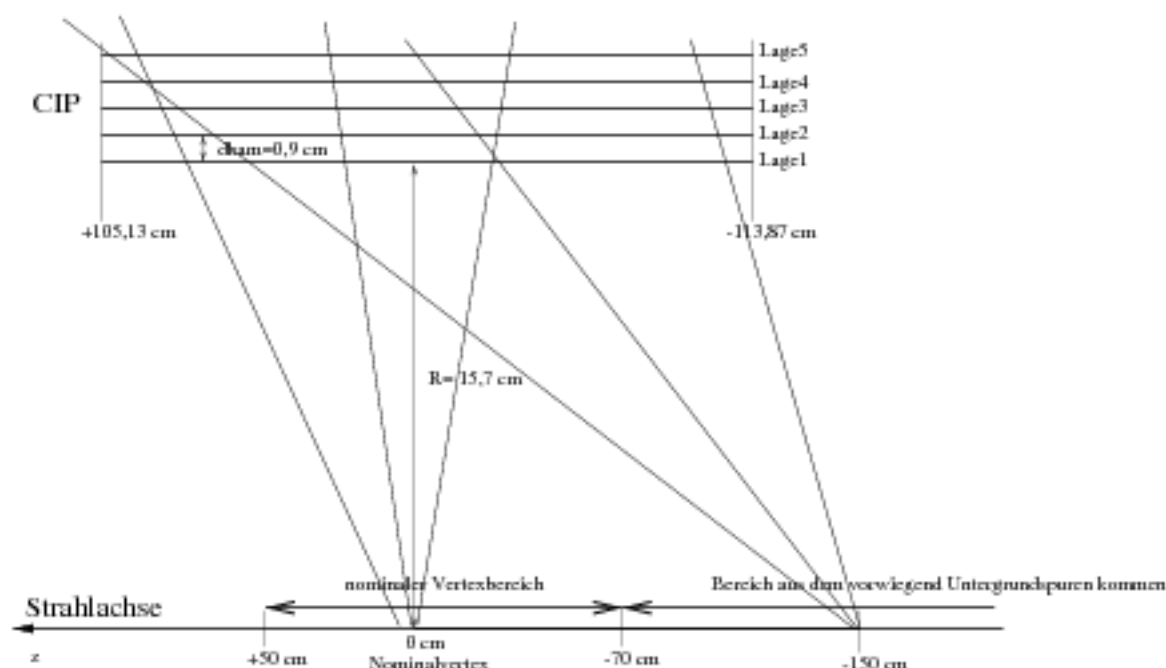
In Kapitel 8 findet abschließend eine Diskussion der Ergebnisse statt, woraus sich auch eine Empfehlung für die zu verwendende Geometrie ergeben soll.

### 6.1. Prinzip eines Triggeralgorithmus

Im ersten Teil dieses Kapitels wird auf die grundsätzlichen Anforderungen an einen Trigger und deren Verwirklichung mit Hilfe eines Algorithmus eingegangen. Der hier untersuchte  $z$ -Vertex-Trigger beruht auf den Kathodensignalen der CIP, einem Element der inneren Spurkammern von HI und ist ein Teil des Level1-Triggers, der eine möglichst schnelle und effektive Unterdrückung der Datenrate erreichen soll. Um das zu erreichen muß festgestellt werden, ob für ein Ereignis Spuren vorhanden sind und ob es sich bei Vorhandensein von Spuren um ein physikalisches Ereignis handelt, das man weiter untersuchen will, oder um Untergrund, der gegebenenfalls unmittelbar verworfen werden kann. Nur wenn ein physikalisches Ereignis gefunden wird, werden die Daten an die nächste Triggerstufe weitergegeben.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, müssen aus den aktiven Clustern Spuren rekonstruiert und deren geometrischer Ausgangspunkt (*Vertex*) bestimmt werden. Durch geeignete Schnitte ist herauszufinden, ob die gefundenen Spuren zu physikalisch interessanten Ereignissen oder zu Untergrund zu zählen sind. Dazu wird verwendet, daß Spuren der Physikereignisse zum größten Teil aus dem nominalen Vertexbereich und Untergrundspuren überwiegend aus der Protonstrahlrichtung kommen.

Abbildung 6.1 macht die geometrischen Verhältnisse deutlich.



**Abbildung 6.1.:** Maßstäbliche Geometriezeichnung der CIP. Der nominale Vertexbereich und der Bereich, aus dem die Untergrundspuren kommen, ist angegeben. Der Maßstab in  $z$  ist um den Faktor 10 gestaucht.

Insgesamt soll die Trennung von Physik und Untergrund möglichst vollständig sein, d.h. die Effizienz auf Physikereignisse soll mindestens 99% betragen, weil für die verwendeten Daten bereits das  $z$ -Vertex- $t_0$  des alten  $z$ -Vertex-Triggers verlangt wurde, und Untergrund soll möglichst vollständig als solcher erkannt werden. Es ist bei der Bereitstellung eines Triggeralgorithmus darauf zu achten, daß erstens aus den aktiven Pads alle physikalischen und nicht zu viele zufällige Spuren rekonstruiert und zweitens geeignete Schnitte angewendet werden, um Physik- und Untergrundereignisse zuverlässig zu trennen. Das dazu erforderliche Vorgehen:

- Finden eines Spurfindungsalgorithmus, der aus den Clustern Spuren rekonstruiert.
- Rekonstruktion der Vertizes der einzelnen Spuren.
- Schnitte, die sich auf den Vertex beziehen, sind zu setzen um Physik- und Untergrundereignisse zu trennen. Dabei werden die Vertizes der Spuren entweder dem nominalen Vertexbereich oder dem rückwärtigen Bereich zugeordnet und anschließend wird gezählt, ob ein Ereignis mehr Spuren aus dem nominalen Vertexbereich oder von hinten enthält.

- Aufgrund dieser Informationen kann die Zuordnung eines Einzelereignisses zu Physik oder Untergrund erfolgen und eine Triggerentscheidung herbeigeführt werden.

Im folgenden werden die einzelnen Punkte dieses Vorgehens ausführlicher beschrieben.

### Spurfindung

Um Spuren allein aus aktiven Clustern zu bilden, müssen zwei Lagen der CIP ausgewählt werden, aus denen durch Vergleich der  $z$ -Position der aktiven Cluster Spuransätze gebildet werden, die durch den Abstand der verglichenen Cluster in  $z$  sowie dem radialen Abstand der ausgewählten Kammern charakterisiert werden. Da alle möglichen Kombinationen bei dem Vergleich der aktiven Cluster berücksichtigt werden, erhält man sehr viele Spuransätze, von denen die meisten falsche (zufällige) Kombinationen sind, die keine physikalischen Spuren repräsentieren. Dieses Problem wird durch Berücksichtigung der weiteren Lagen erheblich verringert, indem ein Spuransatz aus den ersten beiden Lagen, die für die folgenden Untersuchungen ausgewählt werden, nur dann als physikalische Spur betrachtet wird, wenn sich der Spuransatz durch aktive Cluster in den äußeren Kammern fortsetzt. Der Bereich, in dem in diesen äußeren Kammern um die mögliche Spur nach Clustern gesucht wird, hängt von der Größe der Cluster in den beiden inneren Kammern und der Größe des Clusters in der untersuchten Kammer ab. Die Definition und eine Veranschaulichung der verwendeten Größen ist Abbildung 6.2 zu entnehmen.

**Fazit:** Es ergibt sich nur dann eine physikalische Spur, wenn in allen fünf Lagen Cluster aktiv sind, die sich durch eine Gerade verbinden lassen.

### Bestimmung des Vertex

Wenn nach dem oben beschriebenen Verfahren eine Spur gefunden wird, ist es im Prinzip einfach den Vertex dieser Spur nach dem Strahlensatz zu berechnen, da die geometrischen Verhältnisse (siehe Abbildung 6.2) sehr übersichtlich sind. Aus den bisherigen Betrachtungen sind der Abstand der zwischen Kammer 1 und Kammer 2 verglichenen Cluster in  $z$  ( $zdiff$ ), der Abstand der beiden Kammern ( $dkam$ ) sowie der Abstand der ersten Kammer zur Strahlachse ( $dbeam$ ) bekannt. Damit läßt sich der Vertex wie folgt bestimmen:

$$\frac{zdiff}{dkam} = \frac{z0vert}{dkam + dbeam} \Rightarrow z0vert = \left( \frac{dkam + dbeam}{dkam} \right) * zdiff \quad (6.1)$$

In einem zweiten Schritt kann unter Verwendung der  $z$ -Position des aktiven Clusters in Kammer 2 ( $z2$ ) zur Ortskodierung der Vertex berechnet werden.

$$zvert = z2 - z0vert \quad (6.2)$$

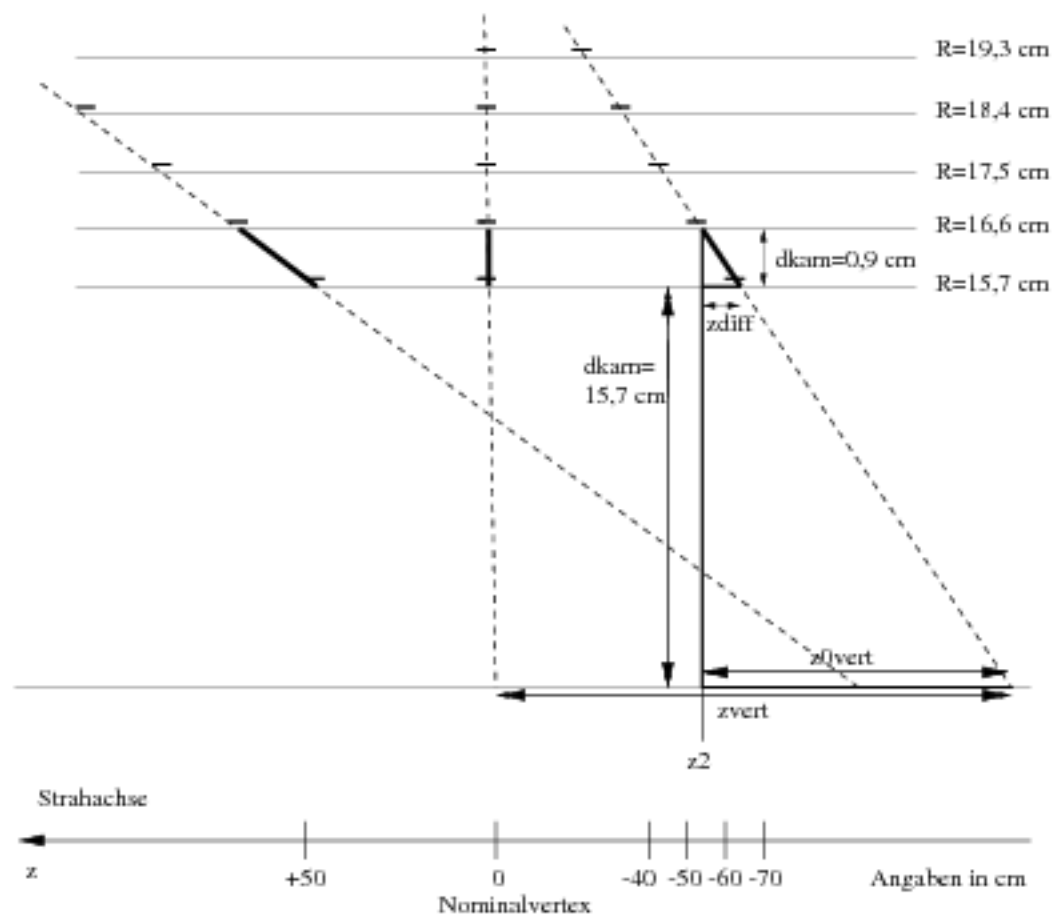


Abbildung 6.2.: Prinzip des Spurfindungsalgorithmus.

### Schnitte zur Unterscheidung von Physik und Untergrund

Wie bereits erwähnt, unterscheiden sich Spuren aus Physik- bzw. Untergrundereignissen deutlich in der geometrischen Position ihrer Vertizes. Diese Eigenschaft kann für die Trennung von Physik und Untergrund bei Kenntnis der Spurvertizes ausgenutzt werden. Dazu werden folgende Schnitte und Definitionen verwendet:

- Ereignisse, bei denen keine Spuren in der CIP gefunden werden, sind als nicht-getriggerte Ereignisse zu verstehen, für die keine Aussage über die physikalische Herkunft gemacht werden kann.
- Spuren, die von weiter vorne als  $+50\text{ cm}$  sind überwiegend falsche, nichtphysikalische Kombinationen oder auch teilweise Spuren aus Ereignissen, die auf Protonsatelliten (siehe auch Abschnitt 4.1.3 auf Seite 28) zurückzuführen sind. Diese Spuren werden verworfen.



- Für die Trennung von Physik und Untergrund werden mehrere Schnitte im Bereich zwischen  $-40$  cm bis  $-70$  cm auf der Strahlachse verwendet, um die Abhängigkeit der Qualität der Trennung von diesen geometrischen Größen zu untersuchen. Dabei werden Spuren, die ihren Vertex bei kleineren Werten haben als Untergrundspur gezählt. Liegen die Vertices bei größeren Werten jedoch nicht größer als  $+50$  cm, handelt es sich um Spuren aus Physikereignissen.

Man erhält die Klassifizierung der Ereignisse in Physik und Untergrund, in dem für alle Spuren eines Ereignisses deren Vertices bestimmt und diese Spuren anschließend entweder zu Physik oder zu Untergrund gezählt werden. Überwiegt die Anzahl der zu Physik gezählten Spuren in einem Ereignis, handelt es sich um ein Physikereignis, anderenfalls um ein Untergrundereignis.

## 6.2. Weitere Optionen des Triggeralgorithmus

Um die Triggeralgorithmen sinnvoll im praktischen Betrieb einzusetzen, muß eine Möglichkeit gefunden werden, voraussichtliche Probleme im Betrieb des Detektors in die Algorithmen zu implementieren. Zusätzlich ist darauf zu achten, daß physikalisch mögliche Sparpotentiale berücksichtigt werden, wie z.B. die Einschränkung des Suchfensters in  $z$ .

### Ausfall einzelner Lagen der CIP

Die Bedingung, daß in allen fünf Lagen der CIP ein entsprechender Cluster aktiv sein muß, um eine Spur zu bilden, ist plausibel, bringt aber Probleme mit sich, da man im Betrieb mit dem Ausfall einzelner Sektoren rechnen muß. So kann eine Spur, bei der in vier der fünf Kammern ein entsprechender Cluster aktiv ist, nicht als solche erkannt werden. Es muß demnach prinzipiell möglich sein, Spuren zu finden, die nur in drei oder vier Lagen korrespondierende Cluster aktivieren. Dies wird untersucht, indem wahlweise eine oder zwei Kammern abgeschaltet werden, wodurch der Ausfall einzelner Sektoren bzw. Lagen simuliert wird. Anschließend wird der Spuransatz aus den Lagen eins und drei gebildet, wobei Lage zwei abgeschaltet ist.

### Beschränkung des Suchfensters in $z$

Bisher werden zur Bildung der Spuransätze alle Cluster der innersten beiden Kammern verglichen, wobei sich viele falsche Kombinationen ergeben. Um die Anzahl falscher Kombinationen zu reduzieren bietet es sich an, die maximale  $z$ -Differenz zwischen den Clustern zweier benachbarter Kammern auf einen sinnvollen Bereich einzuschränken (siehe Abbildung 6.3).

Um die Größe des  $z$ -Fensters festzulegen, muß zunächst die Triggerperformance für verschiedene  $z$ -Fenster untersucht werden. Dabei wird erwartet, daß bei kleinem

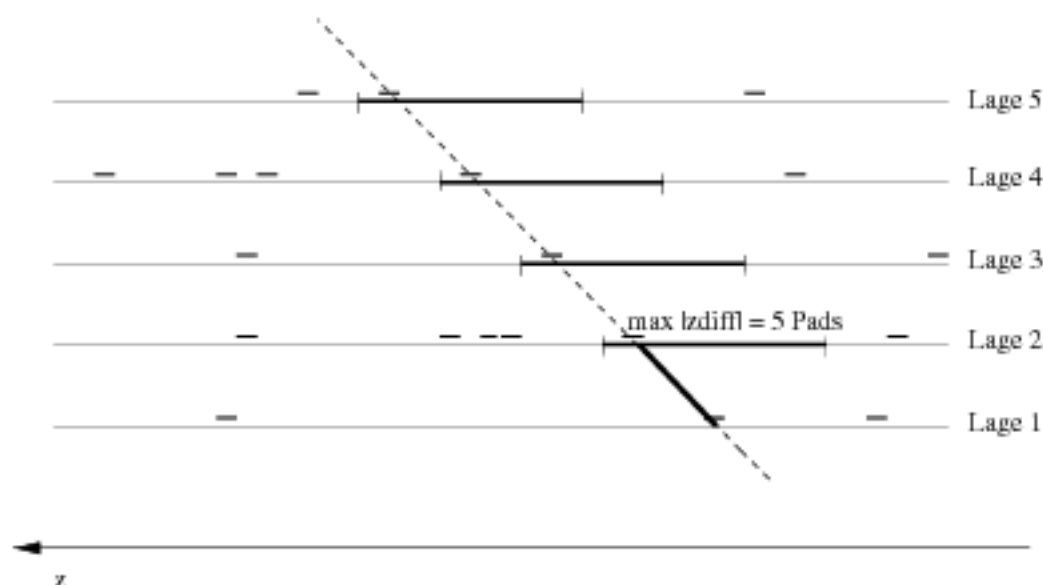


Abbildung 6.3.: Prinzip der Einschränkung des Suchfensters in  $z$ .

$z$ -Fenster flache Spuren nicht registriert werden, was zu einer Verschlechterung der Untergrunderkennung führt. Für große  $z$ -Fenster bis hin zur Länge der gesamten Kammer wird die Effizienz auf Physikereignisse zunehmend beeinträchtigt, da immer mehr falsche Kombinationen als flache Spuren interpretiert werden.

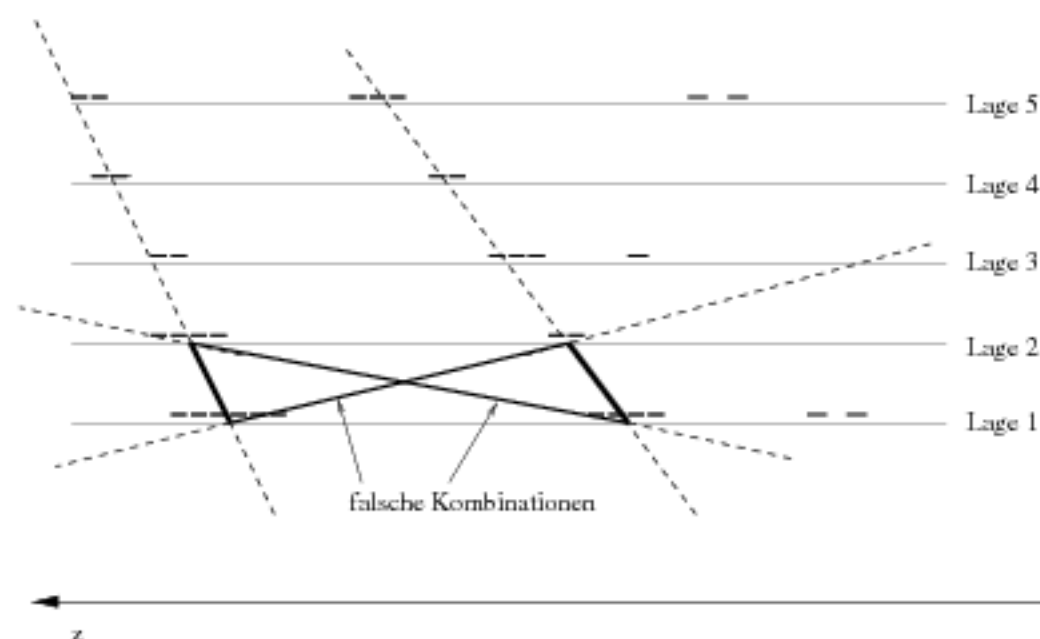
Der wesentliche Vorteil der Einschränkung auf einen sinnvollen  $z$ -Bereich ist die Vereinfachung der zu verwendenden Trigger Elektronik, was zu einer Verringerung der erforderlichen Hardware, insbesondere in Bezug auf Prozessoren und Speicher, führt. Auch die Verkabelung dieser Trigger Elektronik wird wesentlich einfacher. Insgesamt kann durch diese Maßnahmen eine deutliche Reduzierung der Kosten für die Implementation des Triggers erreicht werden.

### 6.3. Bestimmung der Clusterkoordinaten

Um Spuren rekonstruieren zu können, benötigt der Triggeralgorithmus die genaue  $z$ -Position der aktiven Cluster. Diese Information wird von der in Kapitel 5 beschriebenen Clusterbildung geliefert. Es gibt verschiedene Möglichkeiten den Clustern  $z$ -Koordinaten zuzuordnen, die im folgenden diskutiert werden.

#### Algorithmus über Clusterzentren

Bei diesem Algorithmus wird das Zentrum der Cluster als  $z$ -Position verwendet, d.h. daß man für jeden Cluster eine  $z$ -Koordinate erhält. Unter dieser Voraussetzung



**Abbildung 6.4.:** Spurfindung mit Clusterzentren als  $z$ -Position der Cluster.

ist der Spurfindungsalgorithmus besonders einfach, da sich aus jedem Vergleich der Cluster aus den innersten beiden Kammern nur ein Spuransatz ergibt. Für die Überprüfung der Spurbedingung in den äußeren Kammern werden ebenfalls die Zentren der betreffenden Cluster herangezogen. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß der Triggeralgorithmus leicht zu programmieren ist und die Spuren aus Physikereignissen gut erkannt werden, weil Spuren unter steilem Winkel, die vom nominalen Vertexbereich ausgehen, bei diesem Vorgehen bevorzugt erkannt werden. Im Gegensatz dazu wird erwartet, daß flache Spuren hier schlechter erkannt werden als bei einem Algorithmus, der die Clustergrenzen als  $z$ -Position verwendet (siehe nächsten Abschnitt). Bei der Verwirklichung dieses Algorithmus ist zu bedenken, daß es bei dessen elektronischer Implementation eher aufwendig ist, die Zentren der Cluster festzustellen. Das Prinzip des Algorithmus über Clusterzentren ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

### Algorithmus über Clustergrenzen

Hier werden für jeden aktiven Cluster sowohl die linke als auch die rechte Grenze des Clusters als  $z$ -Koordinaten verwendet. Es ergeben sich folglich aus jedem Vergleich der Cluster der innersten beiden Kammern jeweils vier Spuransätze, was zu einer längeren Rechenzeit im Vergleich zum Algorithmus über Clusterzentren führt. Der Vorteil bei diesem Vorgehen besteht darin, daß sehr flache Spuren, deren Quellen meistens Untergrundereignisse sind, gut registriert werden, was zu einer Verbesserung

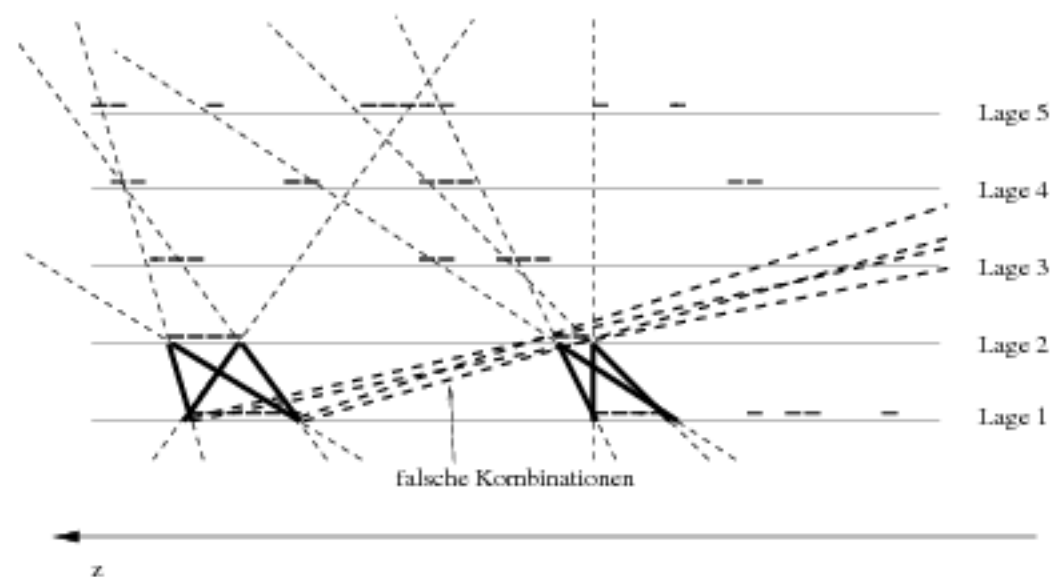


Abbildung 6.5.: Spurfindung mit Cluster Grenzen als  $z$ -Position der Cluster.

der Untergrunderkennung beitragen sollte. Die Hardwareimplementierung ist für diesen Algorithmus einfacher, da die Cluster Grenzen von der Elektronik leichter gefunden werden als die Clusterzentren. Das Prinzip des Algorithmus über Cluster Grenzen ist aus Abbildung 6.5 ersichtlich.

## 6.4. Algorithmus über Mustererkennung

Der Bitmusteralgorithmus wurde von Jan Becker und Christoph Baumann entwickelt. Nähere Informationen sind in [BB98] auf der CIP-Upgrade Homepage [Str98] zu entnehmen. Bei diesem Algorithmus wird die gesamte Information der aktiven Pads ( $120 * 16 * 5 = 9600$  Bits) als Bitmuster interpretiert. Aus diesem Bitmuster werden die Vertizes der Spuren eines Ereignisses bestimmt. Dazu müssen in jedem  $\varphi$ -Sektor Spuren aus einem  $120 * 5$  Bit großen Bitfeld rekonstruiert werden. Eine Spur wird dabei durch eine Gerade beschrieben, die durch den Ausgangspunkt in der CIP und den Winkel bezüglich der Strahlachse festgelegt wird. Den Ausgangspunkt der Spur erhält man, indem nacheinander jedes Pad einer vorher festgelegten Lage (zentrales Pad) der CIP durchlaufen wird. Der Winkel ergibt sich dann aus dem Bitmustervergleich in der lokalen Umgebung des zentralen Pads. Für die Größe der lokalen Umgebung ist nur die Anzahl der Pads in radialer Richtung durch die Anzahl der Lagen vorgegeben, während in  $z$ -Richtung eine beliebige Anzahl Pads in die lokale Umgebung einbezogen werden kann. Für den Bitmustervergleich muß die Information der aktiven Pads in ein Bitmuster expandiert werden. Dieses Bitfeld ist so einzurich-

ten, daß auch Überlappungen möglich sind. Um das zu erreichen, enthält das Bitfeld für jede Lage mehr Einträge als Pads in  $z$ -Richtung zur lokalen Umgebung gehören. Jede lokale Umgebung wird in 3 bis 15 Winkelsektoren eingeteilt, die am Ort des zentralen Pads auf die Strahlachse projiziert werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 6.6 auf Seite 55 dargestellt.

Um die Ortskodierung überflüssig zu machen, die bei Verwendung der gleichen Padgeometrie für alle Lagen notwendig ist, werden für diesen Algorithmus spezielle geometrische Anordnungen der Pads angewendet, die als projektive Geometrien bezeichnet werden. Dadurch kann erreicht werden, daß alle Spuren aus jeder lokalen Umgebung in ein einziges Histogramm eingetragen werden, das in so viele Bins auf der Strahlachse eingeteilt wird wie jede lokale Umgebung Winkelsektoren enthält. Es gibt zwei Möglichkeiten die projektive Geometrie zu verwirklichen, wovon die eine als strenge Projektion bezeichnet wird, da alle vom gleichen Punkt auf der Strahlachse ausgehenden Spuren stets die gleiche Padkonfiguration in Richtung der Spur aktivieren. Bei der zweiten Variante wird von der strengen Projektion abgegangen, um nach Intervallen vorher festgelegter Größe die gleiche Padanordnung in der CIP vorzufinden. Das hat den Vorteil, daß Verstärkungsringe bei der Kammerkonstruktion leichter eingebaut werden können, da nach jedem Intervall wieder alle Padgrenzen übereinander liegen. In den Tabellen 6.1 und 6.2 werden für beide projektive Geometrien die Größe und Anzahl der Pads in den einzelnen Lagen der CIP angegeben.

Lage	Padgröße	Anzahl ganze Pads
1	18, 25 mm	119
2	19, 30 mm	113
3	20, 34 mm	107
4	21, 39 mm	102
5	22, 44 mm	97

**Tabelle 6.1.:** Darstellung der strengen Projektion.

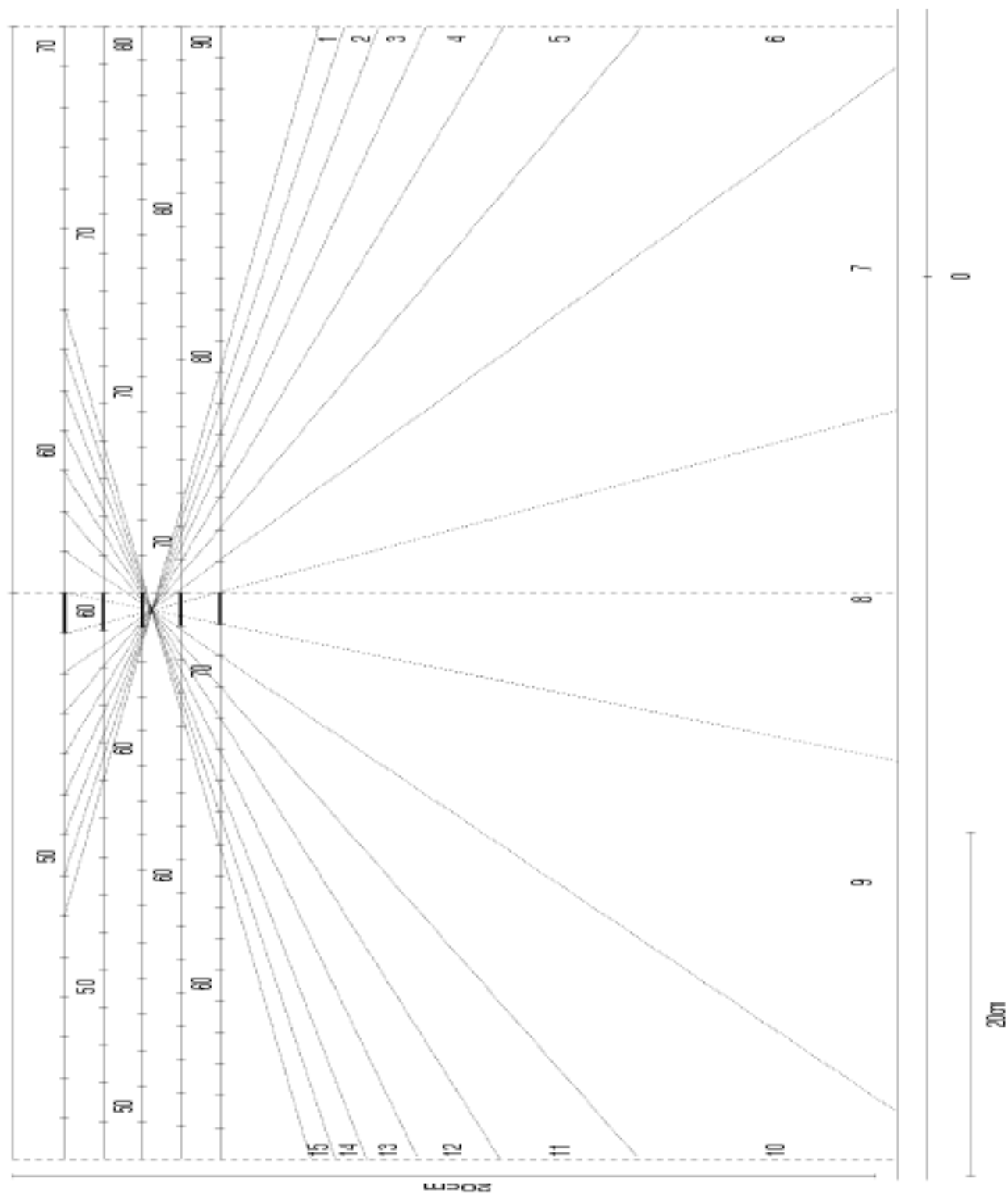
Lage	Padgröße	Anzahl ganze Pads
1	18, 250 mm	119
2	19, 323 mm	112
3	20, 531 mm	106
4	21, 900 mm	99
5	23, 464 mm	93

**Tabelle 6.2.:** Darstellung der Projektion mit Wiederholung der Padanordnung.

Ist ein Histogramm für ein Ereignis erstellt, in dem alle Spuren nach der Lage ihrer Vertizes eingetragen werden, kann durch Anwendung geeigneter Schnitte eine Unter-

scheidung zwischen Physik- und Untergrundereignissen erfolgen. Dazu muß überlegt werden, in welchem Bin der Nominalvertex liegt und wie groß die einzelnen Bins auf der Strahlachse sind. Damit wird festgelegt, welche Histogrammeinträge zu Physik- bzw. Untergrundspuren zu zählen sind. Die Zuordnung, ob es sich bei einem Ereignis um Physik oder Untergrund handelt, erfolgt dann so wie bei den Clusteralgorithmen. Der Vorteil dieses Algorithmus, der ausschließlich auf Bitoperationen beruht, ist die kurze Rechenzeit für die verwendeten prozessornahen Operationen, sowie die leicht zu verwirklichende Hardwareimplementation. Für diesen Zweck können DSP's (*digital signal processors*), ASIC's (*application specific integrated circuits*) oder FPGA's (*field programmable gate arrays*) verwendet werden.

Für diesen Algorithmus wird erwartet, daß sich die Vertexpföfung der Spuren verschlechtert, da nur noch relativ grob in Sektoren auf der Strahlachse eingeteilt und nicht mehr die exakte Vertexpföfung der anderen Algorithmen vorgenommen wird. Dieser Sachverhalt kann zu einer Beeinträchtigung der Triggereffizienz führen.



**Abbildung 6.6.:** Prinzip der Mustererkennung. Dabei werden die Histogrammbins für eine lokale Umgebung dargestellt. Weiterhin ist die projektive Geometrie zu erkennen [Bec98].





## 7. Ergebnisse der Triggerstudien

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchung der Triggereigenschaften bezüglich Triggereffizienz und Untergrundunterdrückung dargestellt, die sich für die in Kapitel 6 erläuterten Triggeralgorithmen ergeben. Für diese Untersuchung werden Datensätze verwendet, für welche die in der fünfblättrigen CIP aktiven Pads aus rekonstruierten Spuren nach einer in Kapitel 4 beschriebenen Methode simuliert werden. Die so erstellten Daten werden in PAW-Ntupeln für die low und high  $Q^2$  Physik sowie den Protonuntergrund zur Verfügung gestellt. Um den Einfluß von Rauschen (Noise) auf Effizienz und Untergrundunterdrückung festzustellen, werden Datensätze für die gleichen Physikklassen bereitgestellt, bei denen zusätzlich zu den aus den rekonstruierten Spuren aktivierten Pads ein festgelegter Anteil Pads in den Kammern zufällig aktiviert wird. Es werden folgende für alle fünf Lagen der neuen CIP gleichermaßen geltenden Padgeometrien untersucht:

- 120 Pads in  $z$ -Richtung sowie 8  $\varphi$ -Sektoren
- 120 Pads in  $z$ -Richtung und 16  $\varphi$ -Sektoren
- 240 Pads in  $z$ -Richtung und 8  $\varphi$ -Sektoren

Die für die Untersuchungen verwendeten Datensätze sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Mit diesen Datensätzen ist es möglich, alle wesentlichen Fragestellungen bezüglich der Triggereigenschaften zu klären. Dabei wird hauptsächlich Folgendes betrachtet:

1. **geometrische Faktoren:** Hier wird die Abhängigkeit der Triggereigenschaften von den verschiedenen Padgeometrien untersucht, wobei eine hohe Triggereffizienz erreicht werden soll, da die verwendeten Daten bereits vom alten  $z$ -Vertex-Trigger getriggert wurden (siehe Kapitel 6). Die Untergrundunterdrückung soll möglichst viele Untergrundereignisse erkennen, die dann verworfen werden können, was die Zahl der an die nächste Triggerstufe weitergegebenen Ereignisse (Triggerrate) erheblich verringert. Um die Abhängigkeit der Triggereigenschaften vom gewählten  $z$ -Vertex-Schnitt zu untersuchen, werden aus dem in Kapitel 6 vorgeschlagenen Bereich von  $-40$  bis  $-70$  cm vier Werte ausgewählt. Für diese  $z$ -Vertex-Schnitte wird auch untersucht, wie die Triggereigenschaften von der Anzahl der zur Spurrekonstruktion verwendeten

Datensatz	Noiseanteil	Anzahl Ereignisse
low $Q^2$ Physik für alle Padgeometrien	0%	2000
	3%	1000
	6%	1000
	9%	1000
	12%	1000
high $Q^2$ Physik für alle Padgeometrien	0%	1000
	3%	1000
	6%	1000
	9%	1000
	12%	1000
Protonuntergrund für alle Padgeometrien	0%	1000
	3%	1000
	6%	1000
	9%	1000
	12%	1000

Tabelle 7.1.: Zur Untersuchung herangezogene Daten.

Lagen abhängt. Dabei ist zu erwarten, daß bei einem Ausfall einzelner Lagen die Zahl falscher Kombinationen zunimmt, was zu einer Verringerung der Effizienz auf Physikereignisse führt. Weiterhin wird untersucht, inwieweit eine Einschränkung des  $z$ -Fensters bei der Spurfindung Einfluß auf die Triggereigenschaften hat. Dabei soll dieses  $z$ -Fenster so klein wie möglich gemacht werden, weil das zu einer erheblichen Vereinfachung der Trigger Elektronik und zur Verringerung der Kosten beiträgt (siehe Kapitel 6).

2. **Noiseempfindlichkeit:** In diesem Zusammenhang wird die Abhängigkeit der Triggereigenschaften für alle Geometrien von der Anzahl der zusätzlich und zufällig aktivierten Pads untersucht. Dabei soll durch geeignete Wahl der Geometrieparameter erreicht werden, daß diese Noiseempfindlichkeit möglichst gering wird, wobei insbesondere auf die Padgeometrie und die Einschränkung des  $z$ -Fensters zurückgegriffen wird, da erwartet wird, daß sich die durch die zufällig aktivierten Pads erzeugten falschen Kombinationen dadurch effektiv unterdrücken lassen. Andererseits wird ein Ausfall einzelner Sektoren oder Lagen die Noiseempfindlichkeit erheblich erhöhen.
3. **Energieabhängigkeit:** Für diese Untersuchung wird darauf zurückgegriffen, daß mit low und high  $Q^2$  Physik Daten vorhanden sind, die den gesamten, bei HERA zugänglichen Energiebereich überdecken. Es soll festgestellt werden, ob die Triggereigenschaften von der Art und der Energie des betrachteten Ereignisses

nisses abhängen. In diesem Zusammenhang wird eine Abhängigkeit von der Kinematik der Ereignisse erwartet.

In den folgenden Abschnitten werden die Daten für alle in Kapitel 6 dargestellten Algorithmen untersucht und die daraus erhaltenen Ergebnisse veranschaulicht und diskutiert. Daraus soll entschieden werden, welche Geometrie beim Bau der neuen CIP zu verwenden ist, damit eine möglichst hohe Effizienz auf physikalisch interessante Ereignisse und eine gute Untergrundunterdrückung erreicht wird.

## 7.1. Untersuchung des Algorithmus über Clusterzentren

### 7.1.1. Low $Q^2$ Physik

Hier werden die Daten der low  $Q^2$  Physik für die Geometrien  $120 \times 8$ ,  $120 \times 16$  sowie  $240 \times 8$  unter Berücksichtigung aller Noisewerte von 0% bis 12% herangezogen.

#### Geometrische Anordnung der Pads

Bei der Untersuchung der geometrischen Faktoren wird zunächst auf die unterschiedlichen Padgeometrien eingegangen. Die dabei erhaltenen Effizienzwerte sind für alle Padgeometrien in Abhängigkeit vom  $z$ -Vertex-Schnitt in Tabelle 7.2 und Abbildung 7.1 dargestellt. Dabei werden alle fünf Lagen zur Spurrekonstruktion verwendet. Die Berechnung des Fehlers auf die Effizienzen wird in Anhang A erläutert. Für alle be-

	-40 cm	-50 cm	-60 cm	-70 cm
120 * 8	(96,6 ± 0,4)%	(98,5 ± 0,3)%	(99,3 ± 0,2)%	(99,5 ± 0,2)%
120 * 16	(98,3 ± 0,3)%	(99,5 ± 0,2)%	(99,9 ± 0,1)%	(99,9 ± 0,1)%
240 * 8	(97,3 ± 0,4)%	(99,0 ± 0,2)%	(99,4 ± 0,2)%	(99,5 ± 0,2)%

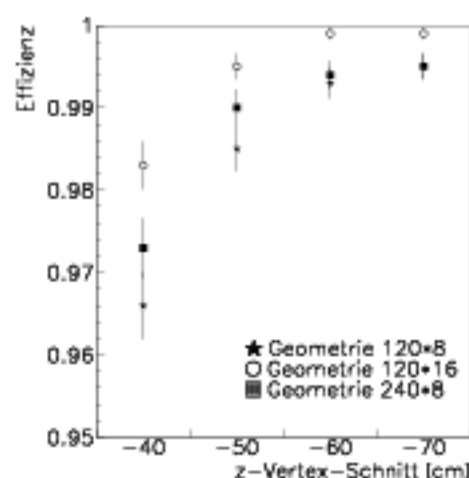
**Tabelle 7.2.:** Triggereffizienz für verschiedene Padgeometrien in Abhängigkeit von dem  $z$ -Vertex-Schnitt auf der Strahlachse für low  $Q^2$  Physik.

trachteten Geometrien ergibt sich eine gute bis sehr gute Effizienz mit Werten von mindestens 96%. Das deutet darauf hin, daß das gewählte Verfahren grundsätzlich sinnvoll und erfolgsversprechend ist, d.h. es ist prinzipiell möglich, durch geeignete Wahl des  $z$ -Vertex-Schnittes, die für den Trigger geforderte Effizienz von mindestens 99% mit Hilfe der neuen CIP zu erreichen.

Wird der  $z$ -Vertex-Schnitt von -40 cm bis -70 cm durchlaufen, ist ein Anstieg der Effizienz festzustellen, was aufgrund der Vergrößerung des Bereichs, in dem gefundene Spuren Physikereignissen zugeordnet werden, erwarten wird. Wenn der  $z$ -Vertex-Schnitt zwischen -60 und -70 cm liegt, verändert sich die Effizienz praktisch nicht

mehr, was bedeutet, daß keine Physikspuren von weiter hinten als etwa  $-60$  cm kommen.

Die höchste Effizienz ergibt sich mit nahezu 100% für die  $120 \times 16$ -Geometrie, bei der auch der konstante Bereich bezüglich des  $z$ -Vertex-Schnittes schon früh ( $-50$  cm) erreicht wird. Die  $120 \times 8$ -Geometrie weist dagegen kleinere Effizienzwerte auf und ist deutlich stärker vom gewählten  $z$ -Vertex-Schnitt abhängig. Das kann durch die unterschiedliche *Occupancy* für die beiden Geometrien erklärt werden. Diese Größe gibt an, wie groß der Anteil der durch die Spuren eines Ereignisses aktivierten Pads an der Gesamtzahl der Pads in der Kammer ist. Dabei ergibt sich für die  $120 \times 8$ -Geometrie eine höhere *Occupancy* als für die  $120 \times 16$ -Geometrie, so daß mehr Spuransätze in jedem  $\varphi$ -Sektor registriert werden. Dadurch kommt es zu mehr falschen Kombinationen, die als Spuren erkannt und eher als Untergrund klassifiziert werden. Die  $240 \times 8$ -Geometrie liegt bei der Effizienz zwischen der  $120 \times 16$ - und der  $120 \times 8$ -Geometrie, das bedeutet, daß sich eine feinere Granularität in  $z$  weniger vorteilhaft auswirkt als eine in  $\varphi$ . Der Grund dafür ist, daß in vielen Fällen ohnehin mindestens zwei Pads in  $z$  nebeneinander aktiv sind (Clustering), also eine weitere Unterteilung nicht notwendig ist, während durch eine höhere Granularität in  $\varphi$  die *Occupancy* verringert werden kann, was zur Erhöhung der Effizienz aufgrund der kleineren Anzahl registrierter Untergrundspuren beiträgt.



**Abbildung 7.1.:** Triggereffizienz für verschiedene Padgeometrien in Abhängigkeit vom  $z$ -Vertex-Schnitt für low  $Q^2$  Physik.

### Anzahl aktiver Lagen

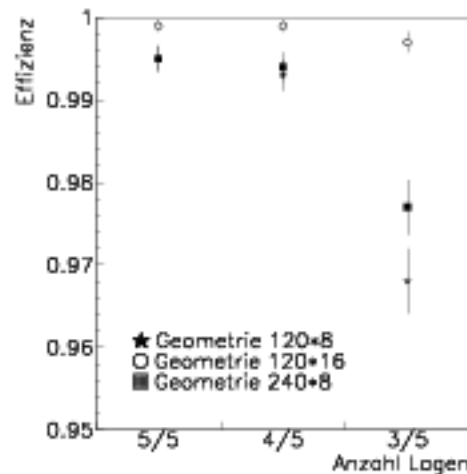
Im folgenden Abschnitt wird auf die Abhängigkeit der Effizienz von der Anzahl der zur Spurrekonstruktion verwendeten Lagen eingegangen. Die Ergebnisse sind für

einen auf  $-70$  cm festgelegten  $z$ -Vertex-Schnitt in Tabelle 7.3 und Abbildung 7.2 dargestellt. Hieraus ist ersichtlich, daß der Ausfall einer Lage noch keinen wesentli-

	5 von 5 Lagen	4 von 5 Lagen	3 von 5 Lagen
120 * 8	$(99,5 \pm 0,2)\%$	$(99,3 \pm 0,2)\%$	$(96,8 \pm 0,4)\%$
120 * 16	$(99,9 \pm 0,1)\%$	$(99,9 \pm 0,1)\%$	$(99,7 \pm 0,1)\%$
240 * 8	$(99,5 \pm 0,2)\%$	$(99,4 \pm 0,2)\%$	$(97,7 \pm 0,3)\%$
		$(99,5 \pm 0,2)\%$	$(98,4 \pm 0,3)\%$

**Tabelle 7.3.:** Triggereffizienz in Abhängigkeit von der Anzahl der aktiven Lagen bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm. Dabei sind bei jeder Geometrie in der ersten Zeile die Lagen 5 bzw. 4 und 5 nicht aktiv und in der zweiten Zeile sind die Lagen 2 bzw. 2 und 5 nicht aktiv.

chen Einfluß auf die Triggereffizienz hat. Zusätzlich wird der sehr unwahrscheinliche Ausfall zweier Lagen betrachtet, um eine 3/5-Lagen-Option zur Spurrekonstruktion zu ermöglichen, die für einzelne Sektoren notwendig sein kann. Dabei ergibt sich ein Rückgang auf Effizienzwerte, die jedoch weiterhin gut sind und über 96% liegen. Das entspricht der Erwartung, nach der bei nur drei aktiven Lagen die Zahl falscher Kombinationen, die als Spuren erkannt und überwiegend als Untergrundspuren gezählt werden, deutlich zunimmt.



**Abbildung 7.2.:** Triggereffizienz in Abhängigkeit von der Anzahl aktiver Lagen bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm.

Weiterhin wird untersucht, ob sich der Ausfall der zweiten Lage und darausfol-

gend die Bildung der Spuransätze aus den Lagen eins und drei auf die Effizienz auswirkt (siehe Tabelle 7.3). Dabei ist offensichtlich, daß sich keine signifikanten Unterschiede bei der Effizienz ergeben, so daß es nicht von Bedeutung ist, welche Lagen zur Bildung des Spuransatzes verwendet werden. Dies ist auch prinzipiell klar, da es bei einer durch die gesamte CIP verfolgbaren Spur gleichgültig sein muß, zwischen welchen beiden Lagen der Clustervergleich für die exakte Bestimmung des Spuransatzes gemacht wird. Die  $120 \times 16$ -Geometrie zeigt erneut die besten Effizienzwerte und die geringste Abhängigkeit von der Anzahl aktiver Lagen. Die beiden geometrischen Alternativen haben aus den oben genannten Gründen eine geringere Effizienz.

### Noiseabhängigkeit

Nachfolgend wird untersucht, wie sich zufällig aktivierte Pads (Noise) auf die Triggerereigenschaften auswirken. In Tabelle 7.4 und Abbildung 7.3 ist für die  $120 \times 16$ -Geometrie bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm die Noiseabhängigkeit bei unterschiedlicher Anzahl aktiver Lagen gezeigt. Stehen alle fünf Lagen zur Spurfundung zur

	0% Noise	3% Noise	6% Noise	9% Noise	12% Noise
5/5Lagen	$(99,9 \pm 0,1)\%$	$(99,8 \pm 0,1)\%$	$(99,7 \pm 0,2)\%$	$(98,7 \pm 0,4)\%$	$(79,8 \pm 1,2)\%$
4/5Lagen	$(99,9 \pm 0,1)\%$	$(99,8 \pm 0,1)\%$	$(98,3 \pm 0,4)\%$	$(39,7 \pm 1,5)\%$	$(0,7 \pm 0,3)\%$
3/5Lagen	$(99,7 \pm 0,1)\%$	$(90,0 \pm 1,0)\%$	$(0,2 \pm 0,1)\%$	$(0,1 \pm 0,1)\%$	$(0,1 \pm 0,1)\%$

**Tabelle 7.4.:** Noiseabhängigkeit der Effizienz für unterschiedliche Anzahl aktiver Lagen für low  $Q^2$  Physik unter Verwendung der  $120 \times 16$ -Geometrie und eines  $z$ -Vertex-Schnittes von  $-70$  cm.

Verfügung, so bleibt bis zu einem Noiseanteil von 9% die Effizienz praktisch unbeeinflusst auf hohem Niveau. Erst ab einem Noiseanteil von mehr als 9% kommt es zu einer deutlichen Verringerung der Effizienz bis auf den Wert 79,8% bei 12% Noise. Dies ist damit zu erklären, daß bei einem hohen Anteil zufällig aktivierter Pads zusätzliche Spuren gefunden werden, die eher als Untergrund denn als Vertexspuren klassifiziert werden. Dieser Effekt wird deutlich verstärkt, wenn nicht alle fünf Lagen für die Spurrekonstruktion zur Verfügung stehen. So ergibt sich bei Ausfall einer Lage, daß die Abnahme der Effizienz bereits ab einem Noiseanteil von 6% eintritt und bei 12% Noise praktisch keine Physikereignisse mehr erkannt werden (0,7%). Können nur drei Lagen zur Spurfundung verwendet werden, ergibt sich bei 3% Noiseanteil nur noch eine Effizienz von 90,0%. Die Ursache für das beschriebene Verhalten liegt darin, daß bei weniger aktiven Lagen ohnehin die Anzahl der akzeptierten Spuren aus falschen Kombinationen erhöht ist (s.o.), was durch zufällig aktivierte Pads noch verstärkt wird. So reichen bei drei aktiven Lagen bereits wenige zufällig aktivierte Pads aus, um zusätzliche Spuren zu erzeugen, die überwiegend zu Untergrund zu zählen sind.

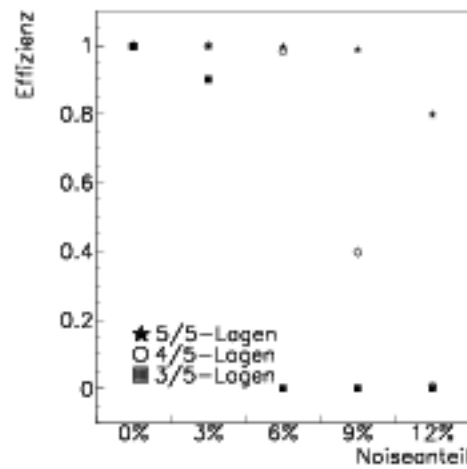


Abbildung 7.3.: Noiseabhängigkeit der 120\*16-Geometrie für low  $Q^2$  Physik bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm.

### Einschränkung des $z$ -Fensters

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zur Untersuchung des  $z$ -Fensters dargestellt und erläutert. Wie bereits im vorangegangenen Kapitel erwähnt, soll der Bereich in  $z$ , in dem nach Clustern gesucht wird, möglichst weitgehend eingeschränkt

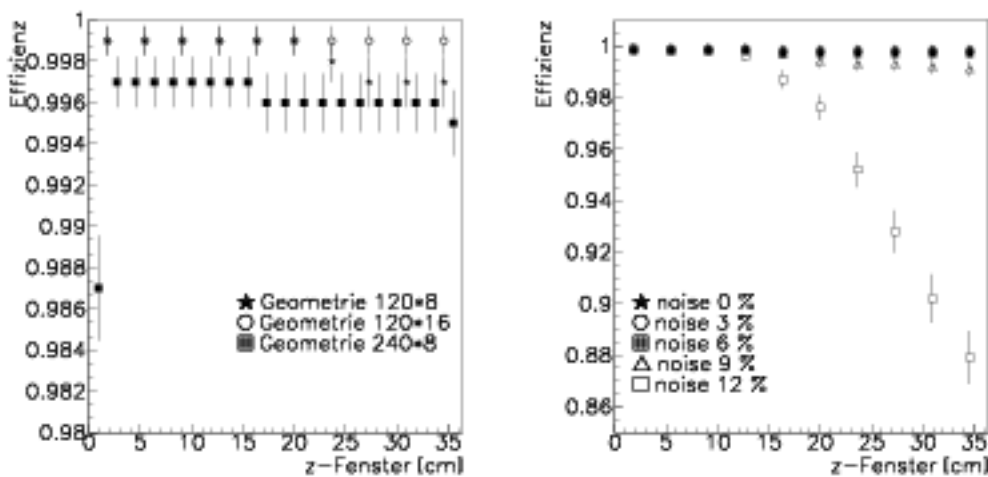


Abbildung 7.4.: Einschränkung des  $z$ -Fensters im Vergleich aller Geometrien (links) und Darstellung der Noiseabhängigkeit (rechts) für die low  $Q^2$  Physik bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm.

werden, um eine deutliche Reduzierung des Aufwandes für die Triggerelektronik zu erreichen. Bei der Untersuchung werden  $z$ -Fenster bis zu einer maximalen Größe von 36,4 cm (20 Pads von 120 bzw. 40 Pads von 240) in beiden Richtungen symmetrisch um das Referenzpad verwendet (siehe Abbildung 7.4). Es ergibt sich unter der Voraussetzung, daß alle fünf Lagen zur Spurrekonstruktion zur Verfügung stehen, für alle Geometrien eine Effizienz von mindestens 99,5%, die im betrachteten Bereich innerhalb der Fehler konstant bleibt. Werden zusätzliche Pads zufällig aktiviert (Noise), so nimmt die Effizienz ab einem  $z$ -Fenster von  $\pm 10$  bis  $\pm 15$  cm bei Vergrößerung des  $z$ -Fensters für alle betrachteten Padgeometrien ab, da zunehmend flachere Spuren registriert werden. Wird das  $z$ -Fenster jedoch zu stark eingeschränkt, gehen zum einen physikalisch relevante Spuren verloren, was an der Darstellung der  $240 \times 8$ -Geometrie in Abbildung 7.4 erkennbar ist und zum anderen wird eine Verschlechterung der Untergrunderkennung erwartet (siehe Abschnitt 7.1.3).

### 7.1.2. High $Q^2$ Physik

Hier werden die Daten der high  $Q^2$  Physik für alle Geometrien und Noisewerte untersucht, wobei zum Vergleich mit der low  $Q^2$  Physik speziell die  $120 \times 16$ -Geometrie herangezogen wird, da diese sich bisher als besonders geeignet für den Triggeralgorithmus gezeigt hat. Für diese Geometrie ergeben sich unter Berücksichtigung aller fünf Lagen zur Spurrekonstruktion folgende in Tabelle 7.5 dargestellten Effizienzwerte. Für beide Physikklassen ergibt sich übereinstimmend, daß die Effizienz bei

	-40 cm	-50 cm	-60 cm	-70 cm
low $Q^2$	$(98,3 \pm 0,3)\%$	$(99,5 \pm 0,2)\%$	$(99,9 \pm 0,1)\%$	$(99,9 \pm 0,1)\%$
high $Q^2$	$(97,7 \pm 0,5)\%$	$(98,4 \pm 0,4)\%$	$(98,7 \pm 0,4)\%$	$(98,8 \pm 0,3)\%$

**Tabelle 7.5.:** Triggereffizienz für die  $120 \times 16$ -Geometrie im Vergleich zwischen low und high  $Q^2$  Physik.

Durchlaufen des  $z$ -Vertex-Schnittes von  $-40$  bis  $-70$  cm ansteigt und bei etwa  $-60$  cm den konstanten Bereich erreicht, in dem sich die Effizienz nicht mehr signifikant ändert. Eine Abweichung ergibt sich jedoch bei der Betrachtung der absoluten Effizienzwerte, die für die high  $Q^2$  Physik durchweg deutlich kleiner sind. Die Ursache dafür sind nichtgetriggerte Ereignisse der high  $Q^2$  Physik (hier 10 von 1000 untersuchten Ereignissen), die weder zu Physik noch zu Untergrund gezählt werden können, weil für diese Ereignisse keine Spuren in der CIP gefunden werden.

Diese Ereignisse werden am Eventdisplay betrachtet. Dabei ergibt sich, daß bei den meisten dieser Ereignisse nur eine Spur im Zentralbereich vorhanden ist, die in der Regel in Richtung zu negativem  $z$  verläuft. Diese Spuren werden in der CJC nur schlecht rekonstruiert. Bei einigen Ereignissen war die CJC nicht aktiv. Da zur



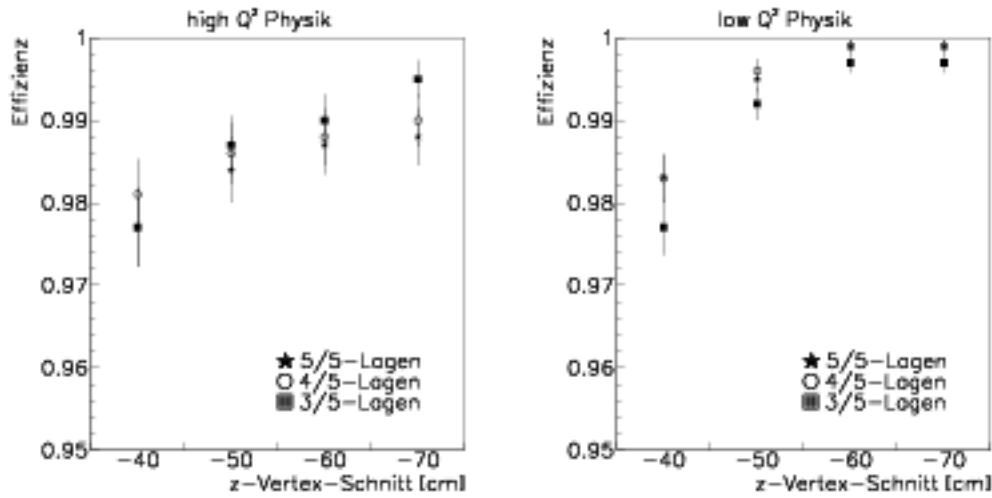


Abbildung 7.5.: Effizienz auf high  $Q^2$  Physik für die 120\*16-Geometrie (links) im Vergleich mit der low  $Q^2$  Physik (rechts).

Simulation der aktiven Pads in der CIP aber CJC rekonstruierte Spuren benutzt werden, können für diese Ereignisse keine sinnvollen Spuren in der neuen CIP gefunden werden.

Zusätzlich gibt es Ereignisse, die zwar vom alten z-Vertex-Trigger getriggert werden (mit der fMWPC) aber nur in den inneren Lagen der neuen CIP Pads aktivieren.

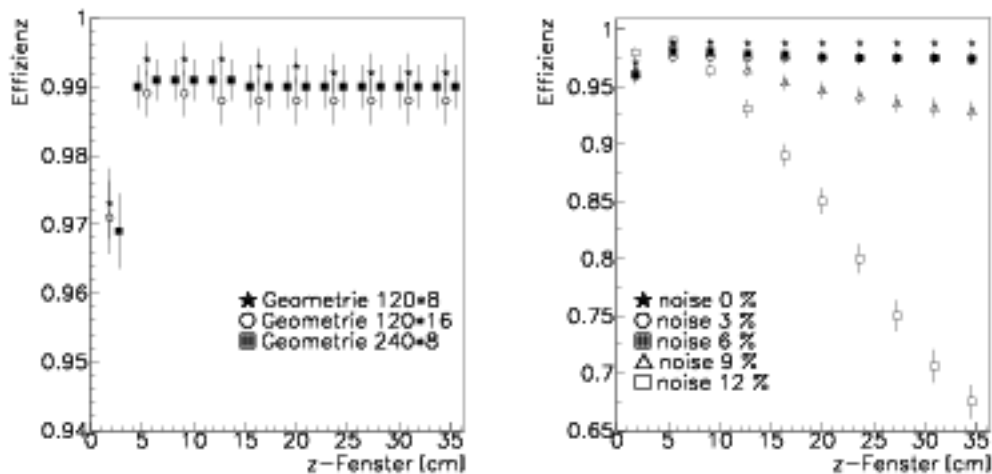


Abbildung 7.6.: Verhalten der high  $Q^2$  Physik bezüglich der Einschränkung des z-Fensters bei einem z-Vertex-Schnitt von  $-70$  cm.

Das erklärt auch, warum die Effizienz für 4/5- und 3/5-Lagen tendenziell größer ist (siehe Abbildung 7.5). Dabei werden diese Ereignisse in der Regel einen großen Impulsanteil des gestreuten Partons am Proton ( $x$ ) haben, wie bereits in Kapitel 4 erläutert. Bei diesen Ereignissen wird der Stromjet in Vorwärtsrichtung entweder in dort vorhandenen Detektorkomponenten registriert oder im Strahlrohr verschwinden.

Das Verhalten der high  $Q^2$  Physik bezüglich der Einschränkung des  $z$ -Fensters wird in Abbildung 7.6 dargestellt. Dabei ist festzustellen, daß sich für die high  $Q^2$  Physik ein analoges Verhalten wie für die low  $Q^2$  Physik ergibt, bei dem die Effizienz bei  $z$ -Fenstern, die größer als  $\pm 10\text{cm}$  sind, insbesondere bei hohem Noiseanteil abnimmt und Effizienzverluste bei zu kleinem  $z$ -Fenster eintreten.

### 7.1.3. Protonuntergrund

Neben einer möglichst hohen Effizienz auf Physikereignisse, die sich mit einem  $z$ -Vertex-Trigger auf Grundlage der fünfblättrigen CIP erreichen läßt, soll auch eine gute Untergrunderkennung stattfinden, um die Triggerrate durch Verwerfen von Untergrundeignissen deutlich zu verkleinern. Bei der Untersuchung der Untergrunderkennung wird für alle Padgeometrien ein Datensatz herangezogen, der nur Ereignisse des Protonuntergrundes enthält. Dabei wird angegeben, wieviel Prozent dieser Ereignisse vom Algorithmus auch als Untergrund erkannt werden.

In Tabelle 7.6 ist die Untergrunderkennung für alle Padgeometrien in Abhängigkeit vom  $z$ -Vertex-Schnitt unter der Voraussetzung, daß alle fünf Lagen zur Spurfindung zur Verfügung stehen, dargestellt. Es ergibt sich erfreulicherweise, daß eine

	-40 cm	-50 cm	-60 cm	-70 cm
120 * 8	(97,7 ± 0,5)%	(96,6 ± 0,6)%	(95,6 ± 0,7)%	(93,9 ± 0,8)%
120 * 16	(96,0 ± 0,6)%	(95,1 ± 0,7)%	(93,1 ± 0,8)%	(91,4 ± 0,9)%
240 * 8	(96,8 ± 0,6)%	(96,0 ± 0,6)%	(94,2 ± 0,7)%	(92,3 ± 0,8)%

**Tabelle 7.6.:** Untergrunderkennung für verschiedene Padgeometrien in Abhängigkeit vom  $z$ -Vertex-Schnitt auf der Strahlachse.

Untergrunderkennung von mindestens 90% erreicht wird, was einem Unterdrückungsfaktor von 10 entspricht (siehe Abbildung 7.7). Durch die Wahl geeigneter Schnittparameter und eventueller Variation der Algorithmen (siehe nachfolgende Abschnitte) kann die Untergrunderkennung insbesondere für die 120 \* 16-Geometrie möglicherweise noch verbessert werden.

Wird der  $z$ -Vertex-Schnitt von -40 bis -70 cm durchlaufen, so wird die Untergrunderkennung schlechter, was aufgrund der Verkleinerung des Bereiches, in dem gefundene Spuren Untergrundeignissen zugeordnet werden, erwartet wird. Die Untergrunderkennung ist für die 120 \* 16-Geometrie schlechter als für die 120 \* 8-Geometrie, da es bei der 120 \* 8-Geometrie aufgrund der höheren Occupancy pro  $\varphi$ -Sektor zu

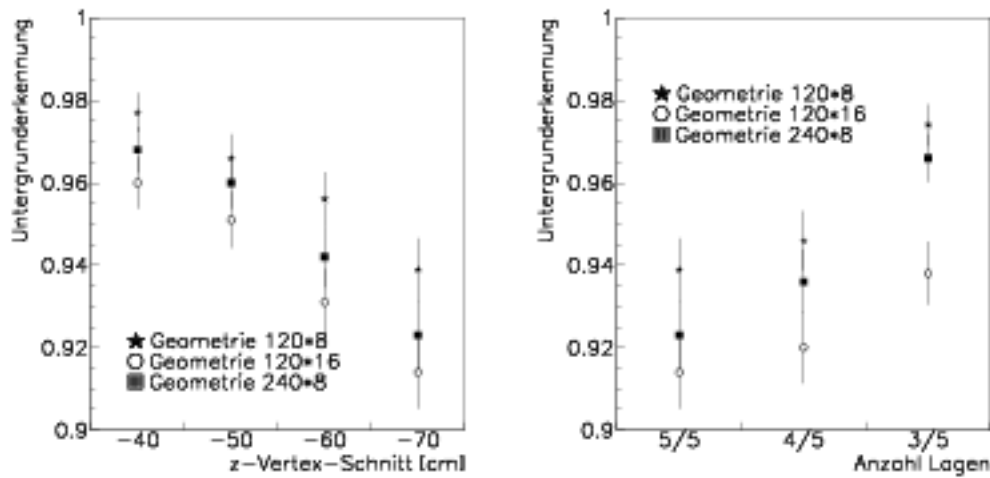


Abbildung 7.7.: Untergrunderkennung in Abhängigkeit vom z-Vertex-Schnitt (links) und von der Anzahl aktiver Lagen bei einem z-Vertex-Schnitt von  $-70$  cm (rechts).

mehr falschen Kombinationen kommt (s.o.). Die als Spuren akzeptierten falschen Kombinationen werden überwiegend als Untergrund klassifiziert. Fallen bei der Spur-

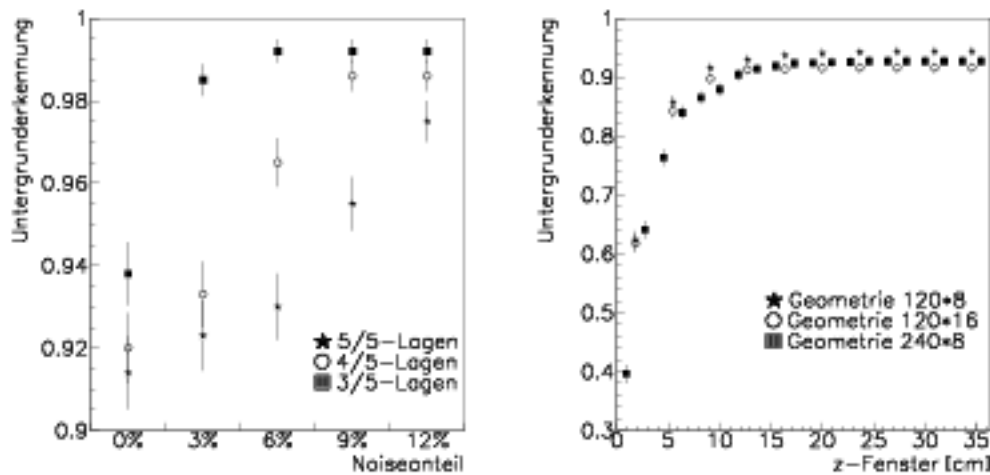


Abbildung 7.8.: Untergrunderkennung in Abhängigkeit vom Noise für die  $120 \times 16$ -Geometrie (links) und bei Einschränkung des z-Fensters (rechts). Für beide Darstellungen gilt ein z-Vertex-Schnitt von  $-70$  cm.

rekonstruktion eine oder mehrere Lagen aus, erhöht sich die Untergrunderkennung, da die größere Zahl, der als Spuren akzeptierter, falscher Kombinationen, welche

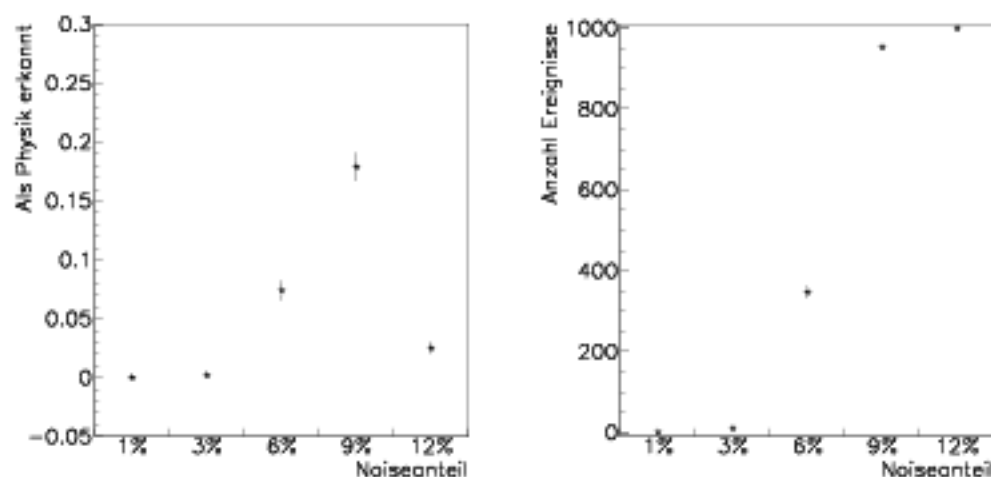
überwiegend zu Untergrundspuren gezählt werden, größer wird.

Werden bei der Untersuchung des Protonuntergrundes zusätzliche Pads durch Noise aktiviert, ergibt sich ebenfalls eine Erhöhung der Untergrunderkennung, da die dadurch zusätzlich gefundenen Spuren eher als Untergrund- denn als Vertexspuren klassifiziert werden (siehe Abbildung 7.8 links).

Das Verhalten der Untergrunderkennung in Bezug auf die Einschränkung des  $z$ -Fensters wird in Abbildung 7.8 verdeutlicht. Daraus ist ersichtlich, daß bei sehr kleinen  $z$ -Fenstern die Untergrunderkennung sehr schlecht ist, weil in diesem Bereich die Untergrundspuren, die flach durch den Detektor verlaufen, stark unterdrückt werden. Bis zu einer Größe des  $z$ -Fensters von  $\pm 10$  bzw.  $\pm 15$  cm steigt die Untergrunderkennung dann stark bis auf Werte um und über 90% an und bleibt bei größeren  $z$ -Fenstern konstant, da in diesem Bereich auch die flachen Spuren registriert werden. Aus den Ergebnissen der Physik- und Untergrundanalyse folgt ein sinnvolles  $z$ -Fenster von  $\pm 15$  cm um das Referenzpad, da in diesem Bereich zum einen gute Effizienzwerte auch bei hohen Noiseanteilen erreicht werden und zum anderen bereits eine gute Untergrunderkennung gewährleistet werden kann.

#### 7.1.4. Elektronuntergrund

Es wurde bereits in Kapitel 5 darauf eingegangen, daß der Elektronuntergrund nicht exakt beschrieben werden kann und es folglich schwierig ist, das Verhalten des Elektronuntergrundes unter Verwendung der neuen Fünffachgeometrie für die CIP vorher-



**Abbildung 7.9.:** Eigenschaften des Elektronuntergrundes für die  $120 * 16$ -Geometrie. Dazu ist links der Anteil der als Physik erkannter Ereignisse und rechts die Anzahl der Ereignisse mit mindestens einer Spur dargestellt.

zusagen. Daher wird in den nachfolgenden Betrachtungen davon ausgegangen, daß

sich dieser Untergrund am besten durch zufällig aktivierte Pads beschreiben läßt. Dabei werden bei Ereignis des Elektronuntergrundes etwa 4,5% aller Pads aktiviert (siehe Abbildung 5.7 auf Seite 44). Aus diesem Grunde werden Datensätze untersucht, bei denen alle Ereignisse ausschließlich zufällig aktivierte Pads enthalten. Für diese Daten soll dann untersucht werden, wieviele Ereignisse davon der verwendete Algorithmus über Clusterzentren als Physikereignisse erkennt. Dieser Effizienzwert sollte möglichst klein sein, da Elektronuntergrund nicht als Physikereignis zu zählen ist.

In Abbildung 7.9 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung dargestellt. Dabei ergibt sich, daß bei kleinen Noiseanteilen nur wenige Ereignisse als Physik erkannt werden. Bei steigendem Noiseanteil nimmt die Anzahl der Ereignisse für die Spuren gefunden werden und die Anzahl der als Physikereignisse klassifizierten Ereignisse zu. Steigt der Noiseanteil weiter, werden für alle Ereignisse Spuren gefunden, die überwiegend zu Untergrund gezählt werden, so daß die Anzahl der als Physik erkannten Ereignisse wieder abnimmt.

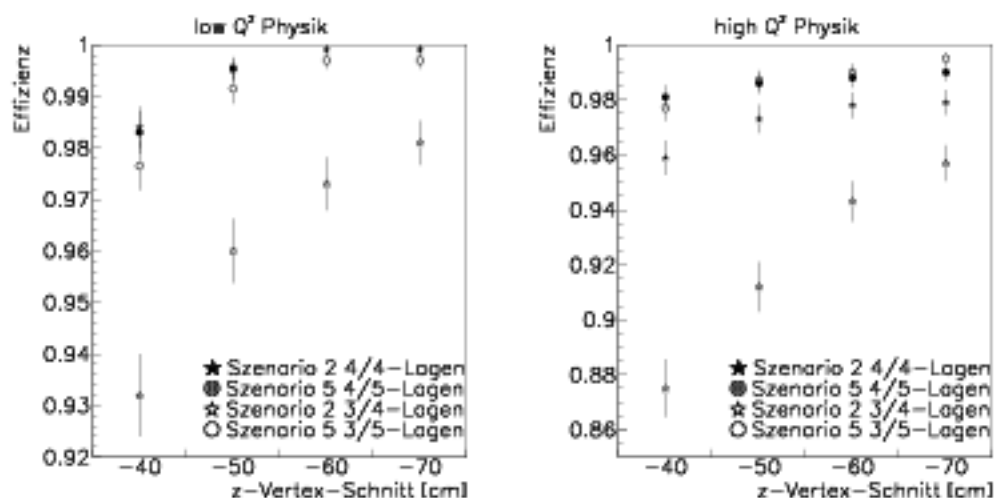
### 7.1.5. Kammerkonfiguration mit Verwendung der alten CIP

Um eine schnell zur Verfügung stehende Option für den Bau der neuen CIP zu eröffnen, wird die Möglichkeit ins Auge gefaßt, nach der nur die äußeren zwei Zylinder vier und fünf neu eingebaut und zusammen mit der alten zweilagigen CIP verwendet werden. Der  $z$ -Vertex-Trigger muß also auch unter dieser Voraussetzung sinnvoll arbeiten und akzeptable Werte für Effizienz und Untergrunderkennung liefern können. Für diese Untersuchung werden Datensätze herangezogen, die den veränderten geometrischen Verhältnissen wie folgt angepaßt sind:

- Die inneren beiden Lagen entsprechen der Geometrie der alten CIP.
- Lage drei ist nicht aktiv.
- Für die Lagen vier und fünf wird die  $120 * 16$ -Geometrie verwendet.

Nachfolgend wird diese Option als Szenario 2 bezeichnet, während die bisher betrachtete fünfteilige Geometrie Szenario 5 darstellt.

Bei der Darstellung der Untersuchungsergebnisse werden die erhaltenen Werte für die vollständige Szenario 2 Anordnung und zusätzlich unter der Voraussetzung, daß Lage vier nicht aktiv ist mit den Werten aus den bisherigen Untersuchungen unter der Voraussetzung, daß vier bzw. drei Lagen aktiv sind, verglichen. Betrachtet man Abbildung 7.10 so ergibt sich, daß für low  $Q^2$  Physik bei vollständigem Szenario 2 durchaus Effizienzen erreichbar sind, die mit denen aus Szenario 5 vergleichbar sind. Fällt jedoch bei dieser Konfiguration noch eine der neuen Lagen (z.B. Lage vier) aus, nimmt die Effizienz selbst beim günstigsten  $z$ -Vertex-Schnitt deutlich ab. Betrachtet man die Ergebnisse für die high  $Q^2$  Physik, so ist die Effizienz bei Verwendung von

Abbildung 7.10.: Effizienzen auf low und high  $Q^2$  Physik für Szenario 2.

Szenario 2 durchweg kleiner. Dieser Unterschied ist aber nur künstlich, da bei Szenario 5 die äußeren Lagen ausgeschaltet wurden, während bei Szenario 2 die dritte Lage nicht aktiv ist. Dadurch können Ereignisse der high  $Q^2$  Physik, die nur sehr flache zentrale Spuren aufweisen (z.B. nur aktive Pads in den innersten drei Lagen) bei Verwendung von Szenario 2 nicht erkannt werden. Unter dieser Voraussetzung kann im besten Fall eine Effizienz von knapp 98% für die high  $Q^2$  Physik erreicht werden.

Wird der Protonuntergrund betrachtet (siehe Abbildung 7.11), so ist die deut-

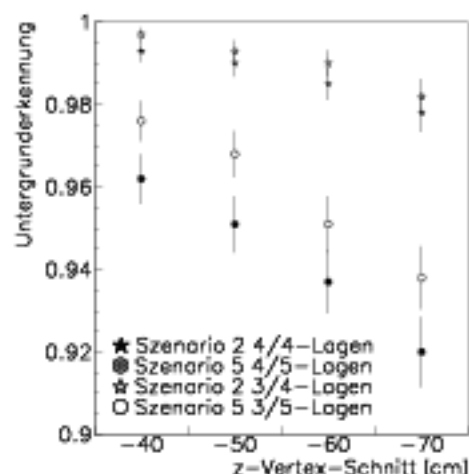
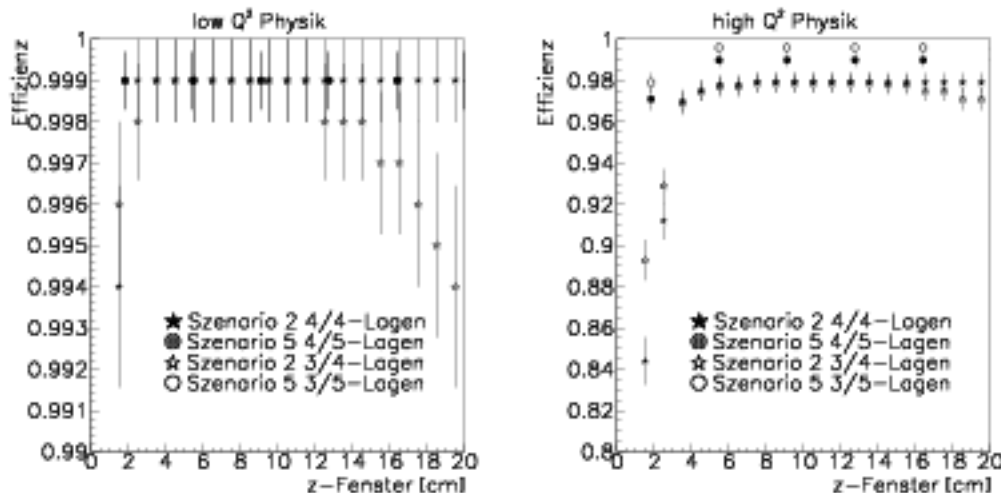


Abbildung 7.11.: Untergrunderkennung für Szenario 2.

lich höhere Untergrunderkennung für Szenario 2 festzustellen. Die Ursache dafür ist, daß durch die niedrige Granularität der alten CIP in  $z$  und in  $\varphi$  zu vielen flachen Spuransätzen aus den äußeren beiden, neuen Lagen tatsächlich Spuren, die zu Untergrund gezählt werden, rekonstruiert werden. Zusätzlich werden falsche Kombinationen durch die großen Pads der alten CIP grundsätzlich öfter als Spuren akzeptiert als bei Szenario 5.

Werden bei der Einschränkung des  $z$ -Fensters Werte von  $\pm 10$  bis  $\pm 15$  cm betrachtet, ergibt sich für die low  $Q^2$  Physik, daß sich alle Szenarien in diesem Bereich annähernd gleich verhalten und ein Maximum der Effizienz von  $(99,9 \pm 0,1)\%$  erreicht wird. Bei kleinen und großen  $z$ -Fenstern nimmt die Effizienz bei Szenario 2 ab, wenn die vierte Lage nicht aktiv ist. Das gleiche Verhalten ist prinzipiell auch bei der Untersuchung der high  $Q^2$  Physik festzustellen, wobei jedoch die Effizienz bei Verwendung von Szenario 2 aus den oben genannten Gründen geringer ist.

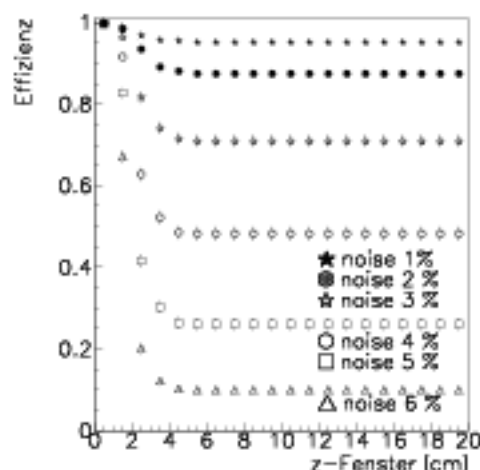
Bezieht man hier Noise in die Betrachtung mit ein, so ergibt sich, daß sich die



**Abbildung 7.12.:** Verhalten der Effizienz bezüglich der Einschränkung des  $z$ -Fensters bei Verwendung von Szenario 2. Der  $z$ -Vertex-Schnitt liegt bei  $-70$  cm.

Effizienz bei dem hier gewählten Noiseanteil von 6% für alle Szenarien gleich verhält. Eine wesentliche Ausnahme bildet dabei aber der Fall, daß für Szenario 2 nur die alte CIP und die neue Lage fünf zur Verfügung steht. Dieser Fall wird daher für verschiedene Noiseanteile im Bereich zwischen 1% und 6% näher untersucht. Bei Betrachtung der Abbildung 7.13, die die Ergebnisse dieser Untersuchung enthält, wird deutlich, daß sich im Bereich der üblicherweise ausgewählten  $z$ -Fenster zwischen  $\pm 10$  und  $\pm 15$  cm bereits bei geringen Noiseanteilen ein großer Effizienzverlust ergibt. Dabei ist die Effizienz bei kleinen  $z$ -Fenstern bis zur Größe eines Pads der alten CIP (3,65 cm) noch relativ hoch, fällt dann aber stark ab, um in einen konstanten Bereich überzugehen.

Die Ursache dafür ist, daß bei  $z$ -Fenstern, die der Padgröße oder nur wenig mehr entsprechen, praktisch noch keine zufällig aktivierten Pads vorhanden sein können, die die Effizienz wesentlich beeinflussen.



**Abbildung 7.13.:** Hohe Noiseempfindlichkeit des Szenario 2 für den Fall, daß Lage vier ausfällt. Der  $z$ -Vertex-Schnitt liegt bei  $-70$  cm.

### 7.1.6. Schlußfolgerungen

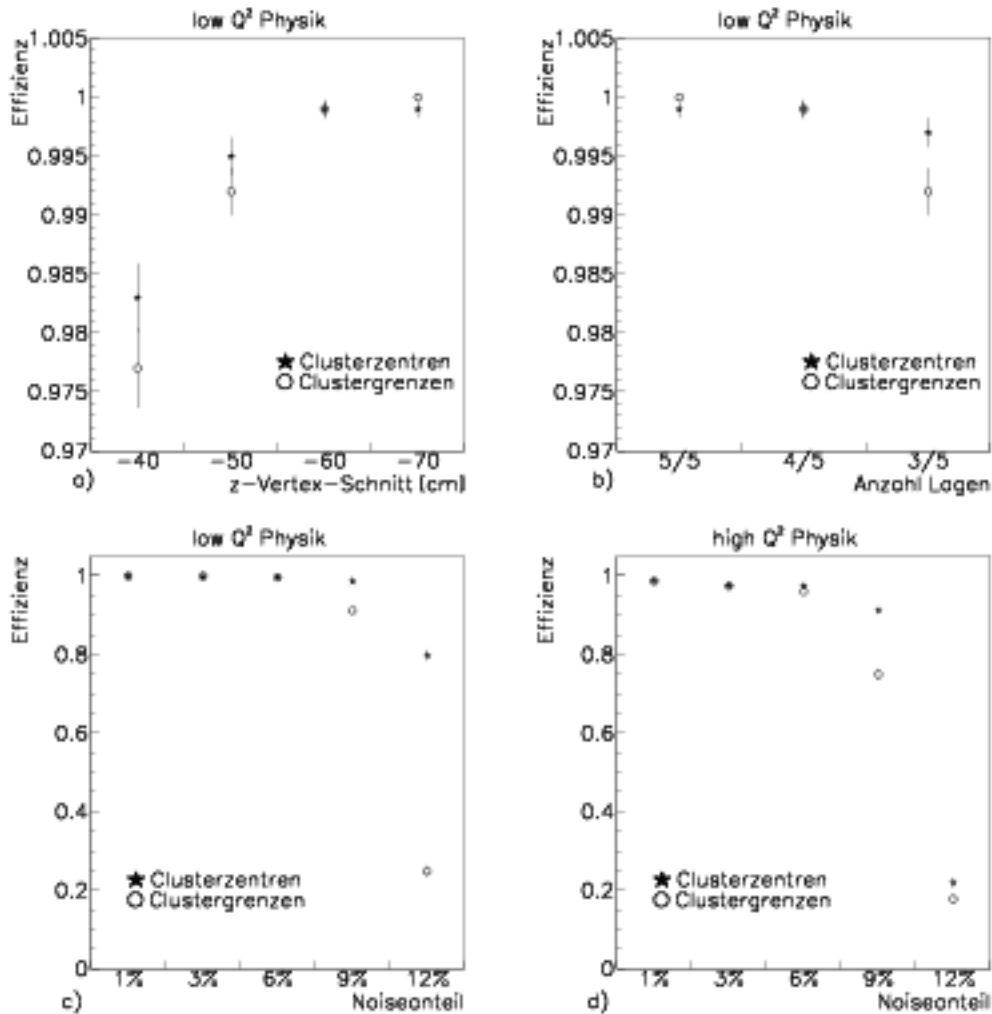
Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, daß der Algorithmus über Clusterzentren gut als Triggeralgorithmus für den  $z$ -Vertex-Trigger geeignet ist, wenn sinnvolle Schnittparameter gewählt werden, mit denen auch der Noise gut unterdrückt werden kann. Als geeignete Wahl ergibt sich dabei für den  $z$ -Vertex-Schnitt  $-70$  cm und für das betrachtete  $z$ -Fenster  $\pm 10$  bis  $\pm 15$  cm. Als zuverlässigste Padgeometrie hat sich bei den Untersuchungen die  $120 \times 16$ -Geometrie herausgestellt, die am wenigsten empfindlich auf Änderungen der Schnittparameter ist. Der einzige, kleine Nachteil dieser Geometrie besteht darin, daß die Untergrunderkennung geringfügig schlechter ist als für die anderen Padanordnungen, was unter Umständen durch die Anwendung des Algorithmus über Clustergrenzen (siehe nächsten Abschnitt) noch verbessert werden kann. Der Elektronenuntergrund, der für diese Untersuchung durch zufällig aktivierte Pads dargestellt wird, kann gut unterdrückt werden.

Der Triggeralgorithmus ist prinzipiell auch für die als Szenario 2 bezeichnete geometrische Anordnung verwendbar, wenn keine der dafür vorgesehenen Lagen ausfällt. Dabei ergibt sich eine vergleichbare Effizienz auf physikalisch interessante Ereignisse, wohingegen die Untergrunderkennung verbessert wird.



## 7.2. Untersuchung des Algorithmus über Clustergrenzen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchungen zum Algorithmus über Clustergrenzen mit denen des Algorithmus über Clusterzentren verglichen. Dazu

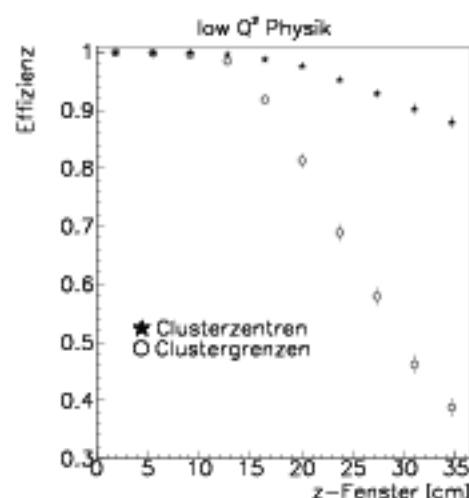


**Abbildung 7.14.:** Vergleich der Algorithmen über Clusterzentren und Clustergrenzen bezüglich der Effizienz in Abhängigkeit vom  $z$ -Vertex-Schnitt (a) und von der Anzahl aktiver Lagen (b) für low  $Q^2$  Physik, sowie vom Noiseanteil für low  $Q^2$  Physik (c) und high  $Q^2$  Physik (d). Dabei wird für (b), (c), (d) ein  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm angewendet.

werden Datensätze aller Physikklassen für die  $120 \times 16$ -Geometrie herangezogen, die sich in den bisherigen Untersuchungen als am besten geeignet für die Verwirklichung

des Triggeralgorithmus gezeigt hat.

Betrachtet man in Abbildung 7.14 die Abhängigkeit der Effizienz vom  $z$ -Vertex-Schnitt unter der Voraussetzung, daß alle fünf Lagen zur Spurrekonstruktion zur Verfügung stehen, so ergibt sich, daß der prinzipielle Verlauf für beide Algorithmen, mit einem Effizienzanstieg zu kleineren  $z$ -Werten und einem konstanten Bereich ab einem Schnitt von  $-60$  cm, identisch ist. Dabei hängt die Effizienz beim Clustergrenzalgorithmus tendenziell stärker vom gewählten  $z$ -Vertex-Schnitt ab, was auf eine stärkere Abhängigkeit dieses Algorithmus von geometrischen Faktoren hindeutet. Diese Annahme wird dadurch gestützt, daß auch die Lagenabhängigkeit der Effizienz bei dem Clustergrenzalgorithmus größer ist, was sich durch einen Abfall der Effizienz um etwa 0,5% bei 3/5-Lagen zeigt. Die Noiseabhängigkeit liefert zunächst für beide Algorithmen bis zu einem Noiseanteil von 6% identische Effizienzwerte. Beträgt der Noiseanteil jedoch 9% oder mehr, so ergibt sich für den Clustergrenzalgorithmus eine deutlich stärkere Abnahme der Effizienz sowohl für low als auch für high  $Q^2$  Physik. Bei der Einschränkung der  $z$ -Fenster ergeben sich keine signifikanten Unterschiede zwischen beiden Algorithmen, für beide ergibt eine sehr gute Effizienz bei  $z$ -Fenstern bis  $\pm 15$  cm. Bei höheren Noiseanteilen ist dann auch in diesem Zusammenhang die größere Noiseempfindlichkeit des Clustergrenzalgorithmus erkennbar (siehe Abbildung 7.15).



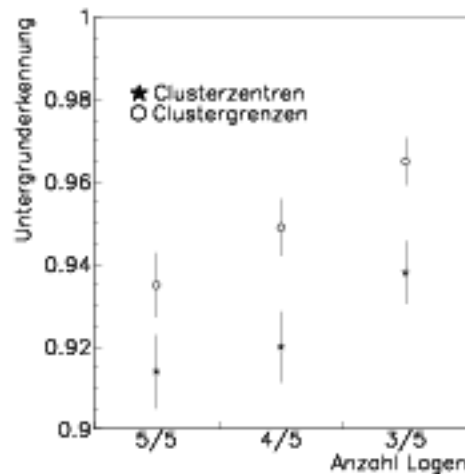
**Abbildung 7.15.:** Vergleich der Algorithmen in Bezug auf die Einschränkung des  $z$ -Fensters bei einem Noiseanteil von 12% unter Verwendung der  $120 \times 16$ -Geometrie und eines  $z$ -Vertex-Schnittes von  $-70$  cm.

Die Ursache für das beschriebene Verhalten liegt in dem Verfahren mit dem im Clustergrenzalgorithmus Spüransätze gebildet werden. Es entstehen bei jedem Clustervergleich der inneren beiden Lagen stets vier Spüransätze im Vergleich zu einem

Spuransatz beim Clusterzentrenalgorithmus (siehe Kapitel 6). Auf diese Weise werden auch flachere Spuransätze gebildet, was zur besseren Erkennung flacher Spuren beiträgt. Das führt dazu, daß bei  $z$ -Vertex-Schnitten, die nahe am Nominalvertex liegen, zunehmend flache Spuren, die zu Untergrund gezählt werden, registriert werden, was eine Verringerung der Effizienz verursacht. Weiterhin wird bei Ausfall einzelner Lagen die Effizienzabnahme durch die bessere Erkennung der flachen Spuren verstärkt, während beim Clusterzentrenalgorithmus eher die Spuren unter steilem Winkel bevorzugt werden. Bei hohen Noiseanteilen werden bei diesem Algorithmus zunehmend zusätzliche Spuren rekonstruiert, die aufgrund des Verfahrens flach sind und deshalb als Untergrundspuren registriert werden. Folglich muß die Effizienz bei hohen Noisewerten stärker abnehmen als bei Verwendung des Clusterzentrenalgorithmus.

### Protonuntergrund

Der wesentliche physikalische Grund, warum der Algorithmus über Clustergrenzen betrachtet wird, ist in der Erwartung zu sehen, daß mit diesem Algorithmus auch sehr flache Spuren, die fast ausschließlich in Untergrundeignissen auftreten, registriert werden können. Das sollte unter grundsätzlich vergleichbaren Bedingungen zu einer Verbesserung der Untergrunderkennung führen. Tatsächlich ergibt sich bei der Betrachtung der Abbildung 7.16, daß die Untergrunderkennung bei auf  $-70$  cm



**Abbildung 7.16.:** Vergleich der Algorithmen bezüglich Untergrunderkennung bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$ cm.

festgelegtem  $z$ -Vertex-Schnitt für den hier untersuchten Algorithmus um etwa 2% höher liegt als beim Clusterzentrenalgorithmus. So kann für die  $120 \times 16$ -Geometrie

bei Verfügbarkeit aller fünf Lagen eine Verbesserung der Untergrunderkennung von  $(91, 4 \pm 0, 9)\%$  (Clusterzentrum) auf  $(93, 5 \pm 0, 7)\%$  (Clustergrenzen) erreicht werden.

### 7.2.1. Schlußfolgerungen

Die Effizienz ist für die ausgewählte  $120 \times 16$ -Geometrie bei einem festgelegten  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm und mindestens vier zur Spurrekonstruktion verwendbaren Lagen, für beide Algorithmen praktisch identisch, wenn der Anteil der zufällig durch Noise aktivierten Pads nicht größer als 6% ist. Das gilt auch für den Fall, in dem eine Einschränkung des  $z$ -Fensters auf  $\pm 10$  bis  $\pm 15$  cm vorgenommen wird. Die Untergrunderkennung ist bei Verwendung des Algorithmus über Clustergrenzen etwas besser. Berücksichtigt man weiterhin, daß die Anwendung dieses Algorithmus wesentlich zur Vereinfachung der Triggerelektronik führt (siehe Kapitel 6), liegt es nahe, diesen Algorithmus zu verwenden.

## 7.3. Untersuchung des Algorithmus über Bitmuster

Dieser Algorithmus wird untersucht, da er für die Triggerimplementation technisch grundsätzlich realisierbar ist, wohingegen die Clusteralgorithmen vorwiegend zur Feststellung der prinzipiellen physikalischen Machbarkeit eines  $z$ -Vertex-Triggers auf Grundlage der Padsignale der CIP herangezogen wird.

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchungen zum Algorithmus über Bitmuster (siehe 6.4) vorgestellt und mit denen der anderen Algorithmen verglichen. Die Größe der lokalen Umgebung wird auf 5 Pads radial und 15 Pads in  $z$ -Richtung festgelegt, so daß sich ein 15-Bin-Histogramm ergibt. Es wird die projektive Geometrie mit Wiederholung der Padanordnung nach festgelegten Intervallen untersucht. Für diese Untersuchung werden Datensätze der low und high  $Q^2$  Physik mit Noiseanteilen von 0% bis 12% sowie des Protonuntergrundes mit Noiseanteilen von 0% und 3% verwendet, die jeweils 1000 Ereignisse enthalten. Dabei wird für den Protonuntergrund nur ein Noisewert betrachtet, weil sich in den bisherigen Untersuchungen gezeigt hat, daß die Untergrunderkennung durch zufällig aktivierte Pads nicht negativ beeinflusst wird. Da die  $z$ -Vertex-Schnitte hier durch die Binrgrenzen des Histogramms festgelegt werden, liegen die Werte für diese Untersuchung im Bereich zwischen  $-50$  cm und  $-110$  cm.

Wie ein Blick auf Abbildung 7.17 zeigt, ergibt sich der aufgrund der Untersuchung der Clusteralgorithmen erwartete Verlauf der Effizienzwerte bei Durchlaufen des  $z$ -Vertex-Schnitts von  $-50$  bis  $-110$  cm. Dabei fällt auf, daß die Effizienz für die low  $Q^2$  Physik praktisch unabhängig vom  $z$ -Vertex-Schnitt ist. Dieser ergibt sich aber auch bei den Clutseralgorithmen ab einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-60$  cm (siehe Abbildung 7.1 auf Seite 60). Für die weiteren Betrachtungen wird der  $z$ -Vertex-Schnitt auf  $-70$  cm festgelegt, da für diesen Wert gut mit den bisher untersuchten Algorithmen, für

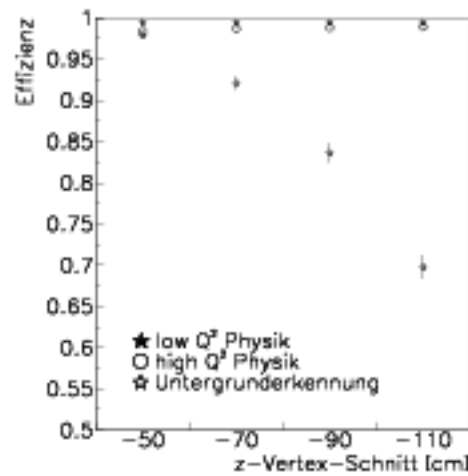


Abbildung 7.17.: Ergebnisse des Bitmusteralgorithmus für die projektive 120 \* 16-Geometrie.

die hier immer die 120 \* 16-Geometrie herangezogen wird, verglichen werden kann.

Abbildung 7.18 zeigt die Effizienzwerte für verschiedene Noiseanteile im Vergleich der verschiedenen Algorithmen unter der Voraussetzung, daß alle fünf Lagen zur Spurrekonstruktion zur Verfügung stehen und ein z-Vertex-Schnitt von -70 cm verwendet wird. Dabei ergibt sich, daß für Noiseanteile bis 6% der Bitmusteralgorithmus eine Effizienz aufweist, die bei  $(99,4 \pm 0,3)\%$  für die Daten ohne Noise liegt, im Ver-

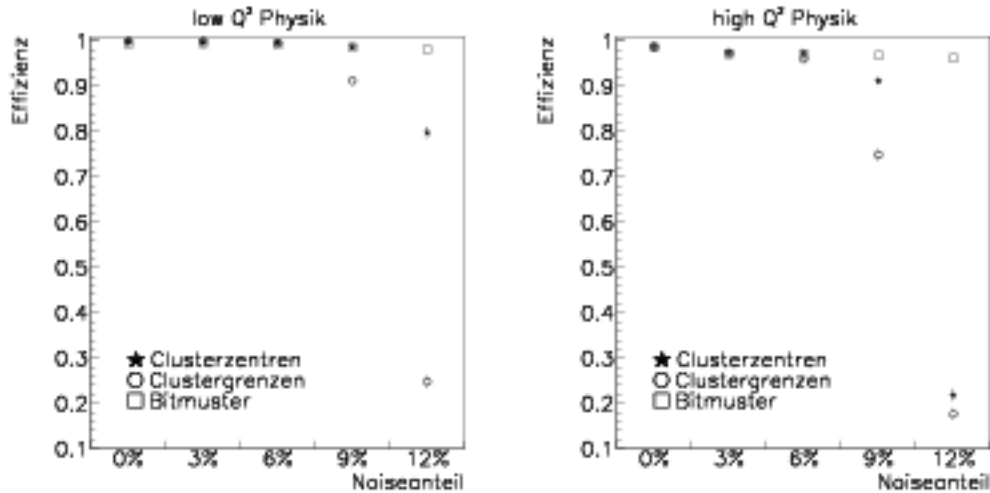
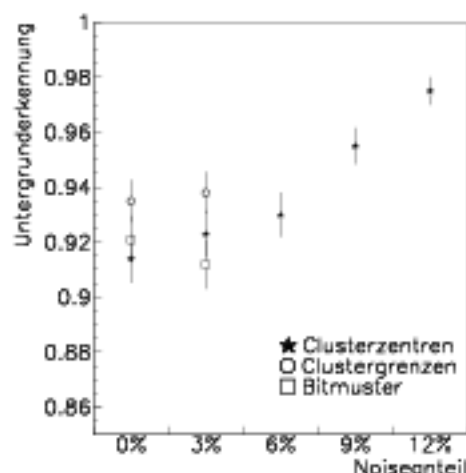


Abbildung 7.18.: Vergleich aller untersuchten Algorithmen bezüglich ihrer Effizienz für die projektive 120 \* 16-Geometrie bei einem z-Vertex-Schnitt von -70 cm.

gleich zu  $(99,9 \pm 0,1)\%$  für die vorher untersuchten Algorithmen. Das bedeutet, daß in diesem Bereich alle Algorithmen annähernd die gleichen Effizienzwerte aufweisen. Weiterhin verhält sich der Bitmusteralgorithmus in Bezug auf die Größe des Noiseanteils erstaunlich konstant, so daß die Effizienz auch bei 12% Noise nur wenig auf  $(98,2 \pm 0,4)\%$  zurückgeht, während bei den Clusteralgorithmen die Effizienz für große Noiseanteile stark abnimmt.

Auch bei Betrachtung der high  $Q^2$  Physik ergibt sich grundsätzlich das gleiche Verhalten, wobei die Effizienz insgesamt etwas kleiner ist (siehe Abschnitt 7.1.2). So ergeben sich hier bei den Daten ohne Noise Effizienzen von  $(98,9 \pm 0,3)\%$  für den Bitmusteralgorithmus und von  $(98,7 \pm 0,3)\%$  für die beiden anderen Algorithmen. Die Effizienz des Bitmusteralgorithmus nimmt auch hier nur wenig ab, während bei den anderen Algorithmen die Effizienz stark abfällt.

Die Untergrunderkennung (siehe Abbildung 7.19) liegt für den Bitmusteralgorithmus bei  $(92,1 \pm 0,8)\%$  ohne Noise und bleibt bei Zunahme des Noiseanteils auf 3% nahezu konstant. Die geringe Noiseempfindlichkeit zeigt auf, daß die angewendete Spurbedingung im Bitmuster sehr eng gewählt ist. Dadurch können durch einzelne zufällig aktivierte Pads keine zusätzlichen Spuren erzeugt werden.



**Abbildung 7.19.:** Vergleich aller untersuchten Algorithmen bezüglich ihrer Untergrunderkennung für die projektive  $120 \times 16$ -Geometrie bei einem  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm.

### 7.3.1. Schlußfolgerungen

Da der tatsächlich für den  $z$ -Vertex-Trigger verwendete Triggeralgorithmus dem über Bitmuster am nächsten kommen wird, ist es sehr erfreulich, daß bereits ähnliche Effizienzen wie für die Clusteralgorithmen (auch *Softwarealgorithmen*) erreicht werden.

Dennoch ist es sinnvoll diesen Algorithmus weiter zu optimieren, um die Effizienzwerte durch mehr Überlappung der einzelnen Histogrammbins noch zu verbessern. Die Unempfindlichkeit bezüglich Noise ist erfreulich, wobei jedoch bei noch größeren Noiseanteilen der erwartete Abfall der Effizienz eintreten wird, der sich bei der Betrachtung der low und der high  $Q^2$  Physik bei einem Noiseanteil von 12% bereits andeutet.





## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Durch den Upgrade des HERA-Beschleunigers werden ab dem Jahr 2000 höhere Luminositäten erreicht, so daß es an den Wechselwirkungspunkten häufiger zu Elektron-Proton-Kollisionen kommt. Da dadurch die Ereignisrate am H1-Detektor zunehmen wird, kommt zukünftig der Untergrundunterdrückung eine größere Bedeutung zu, da die Anzahl der Untergrundereignisse die der physikalisch interessanten Ereignisse massiv übertreffen wird. Dazu muß mittels des  $z$ -Vertex-Triggers schnell und effektiv zwischen Physikereignissen und Untergrund unterschieden werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden anhand spezieller Daten für die low  $Q^2$  Physik aus dem Jahr 1995 und für high  $Q^2$  Physik, Protonuntergrund und Elektronuntergrund aus dem Jahr 1997 verschiedene Triggeralgorithmen untersucht, welche auf der Grundlage der Kathodenpadsignale einer fünfzügigen CIP, die im Rahmen des H1-Upgrades im Jahr 2000 eingebaut werden soll, arbeiten. Ziel war dabei eine möglichst wirkungsvolle Trennung zwischen physikalisch interessanten Ereignissen und Untergrund, die möglichst unabhängig von den gewählten Schnittparametern sein soll.

Dabei wurden zunächst zwei Algorithmen auf Softwarebasis betrachtet, die von einzelnen Clustern in den Lagen der CIP ausgehen und aus deren  $z$ -Position Spuren rekonstruieren (Clusteralgorithmen). Hierbei ergeben sich die höchsten Effizienzwerte unter allen Voraussetzungen für die Padgeometrie 120 Pads in  $z$  und 16 Pads in  $\varphi$ . Am günstigsten zur Trennung von Physik und Untergrund erweist sich ein  $z$ -Vertex-Schnitt von  $-70$  cm auf der Strahlachse. Fallen einzelne Sektoren der CIP aus oder gehen zu viele Pads zufällig an, so wird dadurch die Effizienz negativ beeinflusst. Nimmt man jedoch eine Einschränkung des  $z$ -Fensters auf einen Bereich von  $\pm 15$  cm symmetrisch um das Referenzpad vor, so erhält man insbesondere auch bei Vorhandensein von Noise und dem Ausfall von Sektoren eine sehr gute Effizienz. Selbst bei einem Noiseanteil von 12% liegt die Effizienz noch deutlich über 90%. Zusätzlich kann durch diese Einschränkung eine Vereinfachung der Triggerelektronik erreicht werden. Die Untergrunderkennung liegt für die genannten Voraussetzungen durchweg über 90%, so daß insgesamt eine gute Trennung zwischen Physik und Untergrund erreicht wird. Durch Noise oder den Ausfall einzelner Lagen der CIP wird die Untergrunderkennung nicht negativ beeinflusst. Die prinzipielle Verwendbarkeit dieser Algorithmen ergab sich auch bei der Untersuchung einer Kammerkonfiguration, bei der die alte zweilagige CIP zusammen mit zwei Lagen der neuen Geometrie verwendet wurden (Szenario 2).

Da es praktisch nicht möglich ist, einen dieser Algorithmen in die Triggerelektronik zu implementieren, wurde ein weiterer Algorithmus untersucht, der vollständig auf Bitoperationen beruht. Dieser kann mit Hilfe verschiedener Prozessoren wie z.B. DSP's, ASIC's oder FPGA's verwirklicht werden. Es sollte dabei erreicht werden, daß mit diesem Algorithmus ähnlich gute Effizienz- und Untergrunderkennungswerte erhalten werden wie mit den Clusteralgorithmen. Bei der hier durchgeführten ersten Untersuchung ergaben sich bei auf  $-70$  cm festgelegtem  $z$ -Vertex-Schnitt für den Bitmusteralgorithmus Werte für Effizienz und Untergrunderkennung, die denen der Clusteralgorithmen sehr nahe kommen. Diese Werte können möglicherweise noch optimiert werden, indem Anzahl und Größe der Histogrammbins, in die rekonstruierte Spuren eingetragen werden, variiert werden. Dazu werden weitere Studien durchgeführt.

Aus den Untersuchungen folgt, daß für den Bau der neuen CIP eine  $120 \times 16$ -Geometrie für die Padanordnung zu empfehlen ist. Dabei soll die Option zur Verwirklichung der projektiven Geometrien, bei der nur die innerste Lage 120 Pads in  $z$ -Richtung enthält und die weiteren Lagen jeweils weniger, offengehalten werden. Auf dem CIP-Upgrade-Meeting vom 16. Oktober 1998 wurde auch in Einvernehmen mit den Anforderungen des CST/CIP-Trackings [Lü98b] beschlossen, diese Padgeometrie zu verwirklichen und einen entsprechenden Prototypen zu bauen [Lü98a].

### **Ausblick**

Der Prototyp soll im Frühjahr 1999 betriebsbereit sein, so daß die technischen Eigenschaften, insbesondere die elektronische und optische Auslese der Kammer getestet werden kann. Parallel dazu sollen weitere Studien zur Triggerimplementation stattfinden, die sich mit zwei Aspekten beschäftigen. Zum einen soll der Bitmusteralgorithmus weiter optimiert werden, zum anderen soll festgestellt werden, welche elektronischen Bausteine am besten geeignet sind, die aktiven Pads in Bitmuster umzusetzen.

## A. Fehler auf Effizienzen

Die Effizienz ist eine Verhältnisgröße, die angibt, wieviele Ereignisse aus einer statistischen Gesamtheit eine bestimmte Bedingung erfüllen. Die Effizienz kann nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Der Fehler der Effizienz kann nicht einfach über die Wurzel der gezählten Ereignisse bestimmt werden, da sich dadurch Fehlergrenzen ergeben, die über die maximale Effizienz von 1 hinausgehen. Aus diesem Grunde muß die Effizienz in die Fehlerberechnung auf die Zahl der Ereignisse die eine vorgegebene Bedingung erfüllen mit einbezogen werden.

Dabei ergibt sich für die Fehlerberechnung folgende Formel, die [Zec98] zu entnehmen ist:

$$\Delta N = \sqrt{N_0 \epsilon (1 - \epsilon)} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $N_0$  die Anzahl aller untersuchten Ereignisse (statistische Gesamtheit) und  $\epsilon = N/N_0$  ist die Effizienz.  $N$  ist die Anzahl der Ereignisse, die eine vorgegebene Bedingung erfüllen.

Erläuterung durch ein Beispiel: Von  $N_0 = 1000$  untersuchten Ereignisse erfüllen  $N = 980$  die vorgegebene Bedingung. Daraus ergibt sich eine Effizienz von  $\epsilon = 980/1000$ . Der Fehler auf die Zahl  $N$  ist dann  $\Delta N = 4$ .



# Literaturverzeichnis

- [BB98] BECKER, JAN und BAUMANN, CHRISTOPH: *DSP-Studien zum Triggeralgorithmus*. internes Papier, 1998.
- [Bec96] BECK, HANSPETER: *Principles and Operation of the z-Vertex-Trigger*. H1-05/96-479. H1-Collaboration, 1996.
- [Bec98] BECKER, JAN. Abbildung zur Darstellung des Bitmusteralgorithmus und der projektiven Geometrie, 1998. unveröffentlichte Abbildung.
- [Bid97] BIDDULF, MONIKA: *Scale Dependence of the Charm Production Cross Section in Photoproduktion and Performance of the Central Silicon Tracker at the H1 Experiment*. Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, 1997.
- [Eic93] EICHENBERGER, STEFAN: *A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA based on Multiwire Proportional Chamber Signals*. Dissertation, Universität Zürich, 1993.
- [Gra97] GRADL, WOLFGANG: *Analyse harter  $\gamma p$ -Ereignisse bei großem  $x_\gamma$  mit dem H1-Detektor*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 1997.
- [HC96] H1-COLLABORATION: *The H1-Detektor at HERA*. H1-96-01. To be submitted to Nuclear Instruments and Methods, 1996.
- [HC97] H1-COLLABORATION: *ep Physics beyond 1999*. H1-10/97-531. Paper submitted to the representatives of the H1 Funding Agencies for their meeting on 11/24/97 at DESY, Hamburg, 1997.
- [Kol98] KOLLAK, MICHAEL: *Entwicklung einer Stripline-Auslese für Kathodensignale einer langen, zylindrischen Vieldrahtproportional-kammer*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 1998.
- [Lip96] LIPINSKI, JÖRG: *Bestimmung der Protonstrukturfunktion  $F_2$  bei großen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

- [Lö98] LÖCHNER, SVEN: *Entwicklung eines Auslesechips für die Kathodenauslese einer MWPC für den H1-Upgrade*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Institut für Hochenergiephysik, ASIC Labor, 1998.
- [Lü98a] LÜDERS, STEFAN: *Ausführungen zum CIP/CST-Tracking im Rahmen des CIP-Upgrademeeting in Zürich*, Oktober 1998.
- [Lü98b] LÜDERS, STEFAN: *Statusbericht CIP/CST-Tracking*. Internes Papier zum CIP-Upgrademeeting in Zürich, Juni 1998.
- [Mü98] MÜLLER, KATHARINA: *private Mitteilungen*, 1998.
- [Str98] STRAUMANN, PROF. DR. ULRICH: *CIP-Upgrade Homepage*. <http://doc.physi.uni-heidelberg.de/~strauman/h1upgrade>, 1998.
- [Wal96] WALLNY, RAINER: *Untersuchung des strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 1996.
- [Zec98] ZECH, PROF. DR. G.: *Einführung in Statistik und Meßwertanalyse für Physiker*. Vorläufiges Vorlesungsskript, Juni 1998.

# Danksagung

An dieser Stelle gilt mein Dank allen, die mich bei der Durchführung dieser Diplomarbeit unterstützt haben. Besonders danken möchte ich:

- Herrn Prof. Dr. Ulrich Straumann für das mir persönlich angetragene, interessante Thema und die stets vorbildliche Betreuung. Seine Diskussions- und Hilfsbereitschaft haben mir sehr geholfen.
- Herrn Prof. Dr. Peter Glässel für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur.
- Frau Dr. Katharina Müller für die vorbildliche Betreuung und ihre Gesprächsbereitschaft und Unterstützung bei allen Problemen und Fragen, die sich im Laufe der Diplomarbeit ergeben haben. Für die Übernahme des Korrekturlesens gilt ihr ebenfalls mein besonderer Dank.
- Herrn Jan Becker und Herrn Christoph Baumann für ihre gute Zusammenarbeit bei der Untersuchung des Bitmusteralgorithmus.
- Herrn Wolfgang Gradl und Herrn Jörg Marks für die Betreuung des Rechnerpools, der diese Arbeit erst ermöglicht hat. Ihnen gilt auch Dank für die Unterstützung bei computertechnischen Problemen.
- Herrn Michael Kollak für seine Gesprächsbereitschaft und die Unterstützung bei der Verwendung von Latex.
- Der gesamten H1 und HERA-B Gruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre.
- Frau Birgit Hatzfeld für die Übernahme des Korrekturlesens bezüglich Rechtschreibung und Grammatik.
- Meinen Eltern für ihre moralische und finanzielle Unterstützung.

Diese Aufzählung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, da noch zu viele Personen genannt werden müssten. Ich danke allen.





# Erklärung

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

Heidelberg, den.....

.....

(Unterschrift)