

Interner Bericht

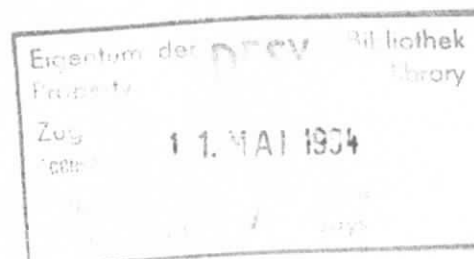
DESY F11/F22-94-01

April 1994

Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung  
durch Photon-Photon-Kollision am  
e-p-Speicherring

von

O. Dünger



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Untersuchung  
der Myonpaar-Erzeugung  
durch Photon-Photon-Kollision  
am e-p-Speicherring HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
**Olaf Dünger** ✓  
aus Hamburg

Hamburg  
1994

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann  
Prof. Dr. R. Felst

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. R. Felst

Datum der Disputation:

8. April 1994

Sprecher des Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. E. Lohrmann



## Abstract

Presented here is a study of the processes  $ep \rightarrow e\mu\mu p$  and  $ep \rightarrow e\mu\mu X$  using the H1 detector at the HERA accelerator. The expected photon photon cross section for these processes was calculated using a Monte Carlo generator LPair, which is based on a generator by J.A.M. Vermaseren with improvements to the treatment of inelastic interactions. Using this generator, the total cross section for the elastic process is found to be  $96.6 \text{ nb}$  whereas that for the inelastic process is  $7.05 \text{ nb}$ . About 3% of the muons from the elastic process and 15% from the inelastic process are found to be within the acceptance of the H1 muon system. The proton or proton remnant and the electron are hardly ever observed.

A search for the above processes was made using the data taken by H1 in 1992, corresponding to an integrated luminosity of  $25 \text{ nb}^{-1}$ . Events with two tracks in the tracking chamber, at least one of which was identified as a muon, were selected. To reduce the level of background it was necessary to demand that the second track also be identified as a muon or that the invariant mass of the track pair be at least  $2 \text{ GeV}$ . The resulting data sample contained 15 events. The expected background from  $J/\psi$  decays is 3.4 events. Using a complete detector simulation in conjunction with the LPair generator results in an expected number of events from photon photon interactions of 8.7.

## Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Prozesse  $ep \rightarrow e\mu\mu p$  und  $ep \rightarrow e\mu\mu X$  im Rahmen der H1-Kollaboration am Speicherring HERA untersucht. Die Diagramme der Photon-Photon-Wechselwirkung werden von dem Monte Carlo-Generator LPair berechnet, der auf einem Generator von J.A.M. Vermaseren basiert, dessen Behandlung der inelastischen Wechselwirkung verbessert wurde. Die mit dem Generator ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte betragen für den elastischen Prozeß  $96.6 \text{ nb}$  und für den inelastischen Prozeß  $7.05 \text{ nb}$ . Betrachtet man die Akzeptanz des H1-Myonsystems, so erhält man Nachweiswahrscheinlichkeiten von etwa 3% für die Myonen aus dem elastischen und 15% für die Myonen aus dem inelastischen Prozeß. Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis des auslaufenden Elektrons, des Protons oder des Protonrestes im H1-Detektor ist gering.

Für die Suche nach Ereignissen wurden die Daten des Jahres 1992 herangezogen. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von  $25 \text{ nb}^{-1}$ . Es wurden Ereignisse selektiert, die zwei Spuren in den Spurkammern und mindestens eine Spur im Myonsystem besitzen. Um den Untergrundanteil zu reduzieren, mußte entweder für die zweite Spur eine Myonsignatur oder eine invariante Masse der zwei Teilchen von mehr als  $2 \text{ GeV}$  verlangt werden. Mit diesen Forderungen erhält man einen Datensatz mit  $15 \pm 4$  Ereignissen. Der erwartete Untergrund aus dem Zerfall von  $J/\psi$ -Mesonen liegt bei 3.4 Ereignissen. Es werden 8.7 Ereignisse mit Myonpaaren bei Verwendung des LPair-Generators und der kompletten Detektorsimulation durch den  $\gamma\gamma$ -Prozeß erwartet.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Aufgabenstellung . . . . .	3
1.2	Der Speicherring HERA . . . . .	4
1.3	Der H1-Detektor . . . . .	5
1.3.1	Die Spurkammern . . . . .	5
1.3.2	Die Kalorimeter . . . . .	5
1.3.3	Der Flugzeitzähler . . . . .	7
1.3.4	Das Myonsystem von H1 . . . . .	7
1.3.5	Der Luminositätsmonitor . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Feynmandiagramme zur Erzeugung von Myonpaaren</b>	<b>9</b>
2.1	Erzeugung von Vier-Lepton-Endzuständen bei der $e^+e^-$ -Streuung . . . . .	9
2.2	Myonpaarerzeugung bei der $e-p$ -Streuung . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Das Monte Carlo-Programm LPair</b>	<b>15</b>
3.1	Die AXO-Programmbibliothek . . . . .	15
3.2	Die Darstellung des Protons im elastischen Prozeß . . . . .	17
3.3	Die Darstellung des Protons im inelastischen Prozeß . . . . .	17
3.3.1	Die Parametrisierung der Proton-Strukturfunktionen . . . . .	18
3.3.2	Die detaillierte Beschreibung der Resonanzregion . . . . .	19
3.4	Erzeugung des hadronischen Endzustandes . . . . .	20

3.5	Ergebnisse der Simulationsrechnung auf Vierervektorebene . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Der Trigger des H1-Detektors</b>	<b>27</b>
4.1	Trigger durch den Flugzeitähler . . . . .	28
4.2	Die Spurkammer-Trigger . . . . .	29
4.3	Der Trigger des Myonsystems . . . . .	30
4.4	Triggerbedingungen der registrierten Daten . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Selektion von Ereignissen mit zwei Spuren</b>	<b>33</b>
5.1	Selektion von Ereignissen mit mindestens einem Myonkandidaten . . . . .	33
5.2	Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten . . . . .	39
5.3	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Monte Carlo-Ereignissen . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Der Untergrundanteil der selektierten Ereignisse</b>	<b>41</b>
6.1	Ereignisse mit einem Myonkandidaten . . . . .	41
6.1.1	Untergrund durch Strahl-Gas-Wechselwirkung . . . . .	41
6.1.2	Untergrund durch diffraktiv erzeugte $\rho$ -Mesonen . . . . .	42
6.2	Ereignisse mit zwei Myonkandidaten . . . . .	43
<b>7</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>46</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>49</b>
<b>A</b>	<b>Die Gasversorgung der H1-Streamerrohrkammern</b>	<b>51</b>
A.1	Der Gasmischer . . . . .	51
A.2	Die Gasverteilung . . . . .	53
A.3	Gasanalysen . . . . .	53
A.3.1	Die Isobutan- und Sauerstoffkonzentrationen der einzelnen Gasverteiler . . . . .	54
A.3.2	Analysen mit dem Gaschromatographen . . . . .	55
A.3.3	Messung des Rücklaufes . . . . .	56

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Aufgabenstellung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Zwei-Photon-Erzeugung von Myonpaaren bei HERA, sowie deren Nachweis im H1-Detektor. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß läßt sich durch die Quantenelektrodynamik (QED) berechnen und zeichnet sich durch einen recht hohen Wert von etwa  $100 \text{ nb}$  aus. Durch einen Vergleich zwischen dem vorhergesagten und dem gemessenen Wirkungsquerschnitt lassen sich folgende Fragen erörtern:

- Stimmt die QED-Vorhersage mit den gemessenen Daten überein?
- Ist die durch das H1-Luminositätssystem gemessene Luminosität mit systematischen Fehlern behaftet?

Falls die Myonen das Myonsystem erreichen, lassen sie sich identifizieren. Leider gilt dieses für den größten Teil der Ereignisse nicht, weil die Myonen einen zu geringen Impuls besitzen oder in einem kleinen Winkel zum Strahlrohr abgestrahlt werden. Die in dieser Arbeit behandelten Daten wurden im Jahre 1992 genommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von  $25 \text{ nb}^{-1}$ . Aufgrund der geringen Luminosität (die angestrebte integrierte Luminosität ist  $100 \text{ pb}^{-1}$  pro Jahr) wurden nur wenige Ereignisse mit Myonpaaren gefunden und der statistische Fehler des gemessenen Wirkungsquerschnittes beträgt etwa 40 %.

Im weiteren gibt Kapitel 1 eine kurze Beschreibung des Speicherringes HERA und des H1-Detektors. Kapitel 2 vergleicht die Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse zur Erzeugung von Myonpaaren für  $e^+e^-$ - und  $e-p$ -Streuung. In Kapitel 3 wird ein Monte Carlo-Generator für den dominierenden Einzelprozeß vorgestellt. Kapitel 4 befaßt sich mit dem Trigger des H1-Detektors. Die Beschreibung der Selektionsbedingungen folgt in Kapitel 5. Die damit gefundenen Ereignisse werden in Kapitel 7 auf ihren Untergrundanteil hin untersucht, und es wird versucht den Untergrundanteil durch zusätzliche Schnitte zu reduzieren. Die verbleibenden Ereignisse werden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen, die mit Monte Carlo-Techniken gewonnen wurden.

## 1.2 Der Speicherring HERA

HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) ist die weltweit erste Speicherringanlage mit der Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Im Jahre 1992 wurden dabei Elektronen mit einer Energie von  $26.7\text{ GeV}$  und Protonen mit einer Energie von  $820\text{ GeV}$  verwendet. Es ergibt sich daraus eine Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  von  $296\text{ GeV}$ . Die Schwerpunktsenergie ist damit etwa eine Größenordnung höher als bei anderen Experimenten, bei denen Leptonen auf ruhende Hadronen geschossen werden. Später soll die Elektronenergie noch weiter erhöht werden. Die Strahlenergie wird bei den Elektronen durch den Energieverlust durch Synchrotron-Strahlung und bei den Protonen durch das zur Ablenkung benötigte Magnetfeld begrenzt. Durch die unterschiedlichen Impulse ist es möglich die Teilchen unter  $0^\circ$  zur Kollision zu bringen und die Teilchenstrahlen durch Magnetfelder wieder zu trennen.

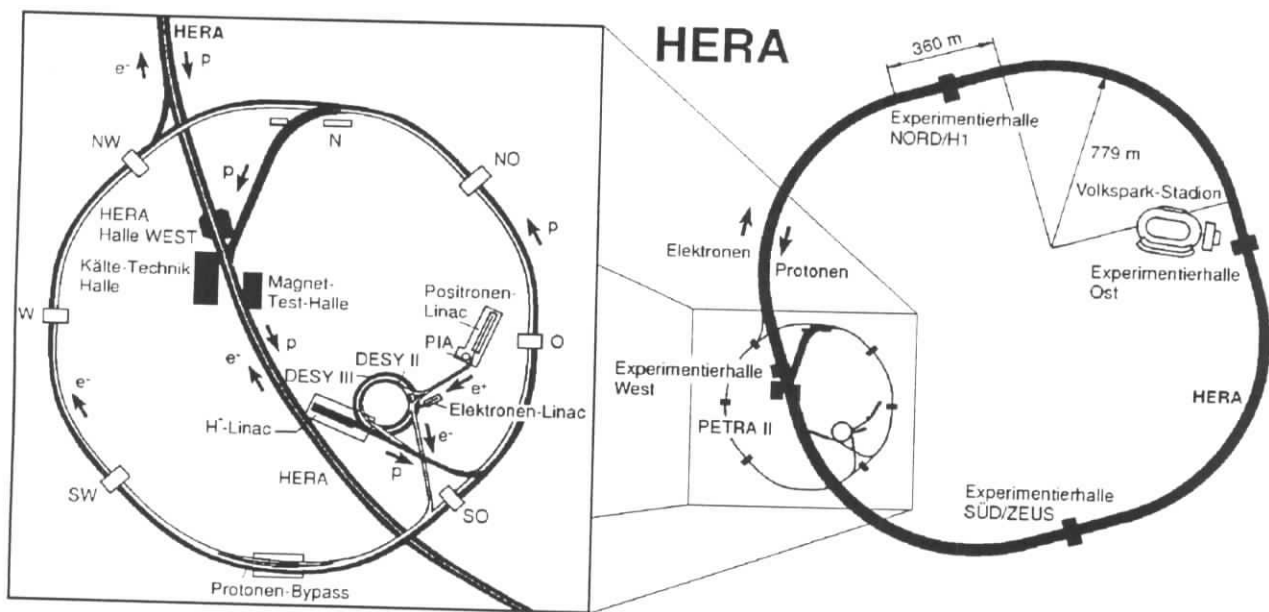


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger

Als Vorbeschleuniger werden die Synchrotrone DESY II und III und der Speicherring PETRA verwendet. Abbildung 1.1 zeigt den HERA-Ring und die Vorbeschleuniger. Der PETRA-Ring wird dazu verwendet die Elektronen auf  $12\text{ GeV}$  und die Protonen auf  $40\text{ GeV}$  zu beschleunigen, bevor sie in HERA injiziert werden.

Während der Meßperioden des Jahres 1992, in denen die Experimente ZEUS und H1 ihre ersten Elektron-Proton-Kollisionen messen konnten, wurden neun Elektron- auf neun Protonpakete geschossen. Zur Messung des Strahl-Gas-Untergrunds wurden je ein Elektron- und ein Protonpaket ohne entsprechenden Partner verwendet. Später sollen bis zu 210 Elektron- und Protonpakete gleichzeitig durch HERA fliegen und alle  $96\text{ ns}$  miteinander in den Wechselwirkungszonen kollidieren. Die Luminosität soll dann  $1.5 \times 10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  betragen. Die integrierte Luminosität würde dann etwa  $100\text{ pb}^{-1}$  pro Jahr betragen. 1992 wurden im H1-Detektor nur

etwa  $25 \text{ nb}^{-1}$  unter auswertbaren Bedingungen gemessen. Aus diesen ersten Meßperioden stammen die in dieser Arbeit behandelten Ereignisse.

## 1.3 Der H1-Detektor

Abbildung 1.2 zeigt den H1-Detektor, eines der beiden Experimente am Speicherring HERA. Die wichtigsten Komponenten werden im folgenden kurz beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung ist in [1] zu finden.

### 1.3.1 Die Spurkammern

Direkt um das Strahlrohr herum befinden sich die zentralen Spurkammern [2] und die Vorwärtsspurkammern [3]. Diese liegen in einem homogenen Magnetfeld von  $1.15 T$ , das von einer supraleitenden Spule [6] erzeugt wird und ermöglichen eine Ladungs- und Impulsmessung von geladenen Teilchen. Der zentrale Spurdetektor besteht aus zwei Jet-Kammern, mehreren Lagen Driftkammern zur genauen Bestimmung der  $z$ -Koordinate (Die  $z$ -Achse ist dabei als Richtung des Protonstrahls definiert), sowie mehreren Lagen Proportionalkammern, die zur Triggerentscheidung beitragen. Die Jet-Kammer ermöglicht die Messung der Ionisationsdichte  $\frac{dE}{dx}$ . Damit können dann Protonen mit niedrigen Impulsen von anderen Teilchen unterschieden werden.

Die Impulsmessung durch die zentralen Jet-Kammern wird bei kleinen Winkeln der Spuren gegen die Strahlachse schlechter, weil nicht mehr alle Drahtlagen zur Messung der Spur beitragen können. Die Vorwärtsspurkammern sollen die Messung der Spuren mit einem Winkel von  $5^\circ$  bis  $25^\circ$  zur Flugrichtung der Protonen verbessern. Ausserdem ermöglichen sie eine Elektronenerkennung durch die Messung von Übergangsstrahlung.

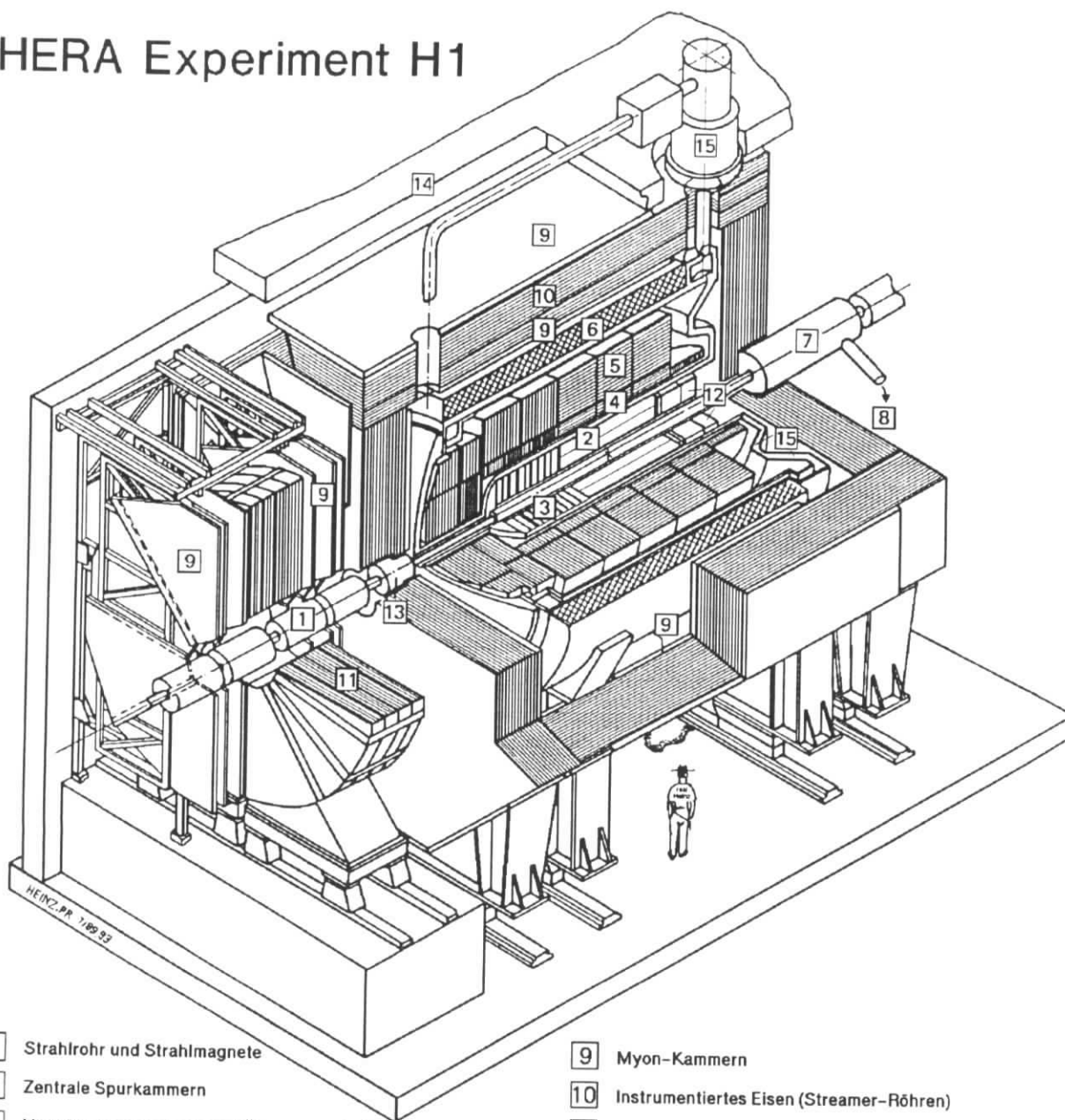
### 1.3.2 Die Kalorimeter

Die Spurkammern des H1-Detektors sind von Kalorimetern umgeben, die die Energien auch von ungeladenen Teilchen messen. Elektronen, Myonen und Hadronen können durch ihr Signal in den Kalorimetern teilweise unterschieden werden.

#### Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Der Teil des Raumwinkels von  $\theta = 4^\circ$  bis  $\theta = 153^\circ$  wird von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt. Dabei ist  $\theta$  der Winkel zur Protonflugrichtung. Das Kalorimeter besteht aus zwei Teilen, zur Messung elektromagnetischer bzw. hadronischer Schauer. Der hadronische Teil [5] benutzt  $19 \text{ mm}$  starke Edelstahlplatten als Absorber. Zwischen zwei übereinanderliegenden Absorberplatten befinden sich zwei mit flüssigen Argon gefüllten Zwischenräumen von je  $2.4 \text{ mm}$  Dicke. Der elektromagnetische Teil [4] besteht aus  $2.4 \text{ mm}$  Bleiplatten und  $2.35 \text{ mm}$  mit flüssigen Argon gefüllten Zwischenräumen. Die Dicke des elektromagnetischen Teils beträgt

# HERA Experiment H1



- |   |                 |  |
|---|-----------------|--|
| <ul style="list-style-type: none"> <li>1 Strahlrohr und Strahlmagnete</li> <li>2 Zentrale Spurkammern</li> <li>3 Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</li> <li>4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</li> <li>5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</li> <li>6 Supraleitende Spule (1.2T)</li> <li>7 Kompensationsmagnet</li> <li>8 Helium Kälteanlage</li> </ul> | } Flüssig Argon | <ul style="list-style-type: none"> <li>9 Myon-Kammern</li> <li>10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren)</li> <li>11 Myon-Toroid-Magnet</li> <li>12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter</li> <li>13 Vorwärts-Kalorimeter</li> <li>14 Betonabschirmung</li> <li>15 Flüssig Argon Kryostat</li> </ul> |
|---|-----------------|--|

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor

20 – 30 Strahlungslängen. Das gesamte Kalorimeter hat 4.5 – 6 Wechselwirkungslängen. Um eine gute Ortsauflösung zu erhalten, und um hadronische und elektromagnetische Schauer unterscheiden zu können, ist das Kalorimeter lateral und longitudinal fein segmentiert. Durch



diese feine Unterteilung des Kalorimeters (es werden etwa 50000 Segmente ausgelesen) ist es möglich, Myonen anhand ihrer Spur im Kalorimeter von Hadronen zu unterscheiden. Die relative Energieauflösung für Elektronen beträgt  $\frac{\sigma}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}}$ . Für Pionen wurden  $\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}}$  gemessen [2]. Der konstante Term ist dabei kleiner als 1 % bzw. 2 %.

### Das Vorwärtskalorimeter

Um die Lücke zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem Strahlrohr abzudecken, gibt es in Protonrichtung noch ein kleines Kalorimeter [13] im Winkelbereich von  $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$ . Das Absorbermaterial ist Kupfer, und die Messung der Schauer erfolgt mit großflächigen ( $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ ) Siliziumdioden.

### Das Rückwärtskalorimeter

In Rückwärtsrichtung ( $151^\circ < \theta < 175^\circ$ ) befindet sich ein elektromagnetisches Kalorimeter [12]. Es besteht aus  $2.5\text{ mm}$  dicken Bleiplatten und Szintillatormaterial mit  $4\text{ mm}$  Stärke. Die Auslese des Szintillationslichts erfolgt mit Photodioden. Seine Dicke beträgt  $22.5$  Strahlungslängen bzw.  $0.97$  Wechselwirkungslängen. Zum Nachweis von Hadronen ist es daher nur schlecht geeignet. Die erreichte relative Energieauflösung  $\frac{\sigma}{E}$  beträgt  $\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$ .

### 1.3.3 Der Flugzeitzähler

Zwischen dem Rückwärtskalorimeter [12] und dem Eisenjoch befindet sich ein Flugzeitzähler, um Untergrundereignisse zu unterdrücken. Er besteht aus zwei Lagen  $3\text{ cm}$  starken Plastikszintillatormaterials. Die Auslese erfolgt mit speziellen Photomultipliern, die auch bei hohen Magnetfeldern noch arbeiten können. Die Zeitauflösung des Flugzeitzählers beträgt  $4\text{ ns}$ . Die Zeitdifferenz zwischen den protoninduzierten Untergrund und Teilchen aus  $e$ - $p$ -Wechselwirkungen im Wechselwirkungspunkt beträgt etwa  $13\text{ ns}$ .

### 1.3.4 Das Myonsystem von H1

Das zentrale Myonsystem besteht aus 16 Lagen Streamerrohrkammern. Diese sind vor, hinter und zwischen den Eisenplatten [10] des Rückflußjochs montiert. Diese Kammern wurden aus Luranyl, einem halogenfreien schwerentflammaren Kunststoff gefertigt. Die Kammern haben eine Graphitbeschichtung mit einem niedrigen ohmschen Widerstand, was zu einem stabilem Betrieb führt. Die verwendete Gasmischung für diese Kammern ist nicht brennbar ( $88\%$   $\text{CO}_2$ ,  $9.5\%$  Isobutan,  $2.5\%$  Argon). Die Details der Gasmischanlage werden in Anhang A behandelt. Die Drähte in den Streamerrohrkammern sind sowohl in den Endkappen, als auch im zentralen Bereich waagrecht gespannt. Die Streamerrohre sind mit Influenzelektroden versehen worden. Um die Ortsauflösung in Drahrichtung zu verbessern, wurden fünf Lagen der Streamerrohre mit streifenförmigen Influenzelektroden versehen. Diese verlaufen senkrecht zu den Drähten, haben eine Breite von  $1.7\text{ cm}$  und einen Abstand von  $0.3\text{ cm}$  zum Nachbarstreifen. Die übrigen

elf Lagen wurden mit großflächigen Influenzelektroden bestückt und ergänzen die kalorimetrische Messung des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des Rückwärtskalorimeters. Die Größe dieser Elektroden ist  $27\text{ cm} \times 28\text{ cm}$  in den Endkappen und etwa  $40\text{ cm} \times 50\text{ cm}$  im zentralen Bereich. Die Drähte und die streifenförmigen Influenzelektroden werden einzeln digital ausgelesen, während die flächigen Elektroden zu sogenannten Türmen zusammengefaßt werden und die Größe der influenzierten Ladung pro Turm gemessen wird.

In Protonrichtung wird das Myonsystem durch ein Myonspektrometer [11] ergänzt. Dieses besteht aus einem Ringmagneten mit einer Länge von  $1.2\text{ m}$  und einer Feldstärke von  $1.5\text{ Tesla}$  und aus 12 Lagen Driftkammern. Die Driftkammern sind in Doppellagen, die gegeneinander um die halbe Driftstrecke versetzt sind, angeordnet. Die Driftstrecke beträgt  $6\text{ cm}$ . Je zwei Doppellagen vor und hinter dem Magneten messen den Polarwinkel  $\theta$ , je eine mißt den Azimutwinkel  $\phi$ . Die Ortsauflösung der Kammern in  $\theta$ -Richtung ist mit Myonen aus Proton induzierten Untergrund bestimmt worden. Im Jahr 1992 war das Myonspektrometer noch nicht vollständig installiert und hat keine auswertbaren Daten geliefert. Daher erfolgt im Rahmen dieser Arbeit die Identifizierung von Myonen mit dem zentralen Myonsystem und teilweise mit den Signalen des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

### 1.3.5 Der Luminositätsmonitor

Die Luminosität der Elektron-Proton-Streuung wird durch den Bremsstrahlungsprozeß  $ep \rightarrow ep\gamma$  unter kleinen Winkeln bestimmt. Dazu werden die Energien vom Elektron und vom Photon mit zwei Kalorimetern gemessen. Die dazu verwendeten Detektorkomponenten sind auf der Abbildung 1.2 nicht dargestellt, da sie sich weit vom zentralen Detektor entfernt in Richtung der auslaufenden Elektronen befinden. Das Elektronkalorimeter besteht aus  $7 \times 7$  Kristallen ( $\text{TlCl/TlBr} = 78/22$ ) mit den Abmessungen  $22 \times 22 \times 200\text{ mm}^3$  und ist  $34\text{ m}$  vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Das Photonkalorimeter besteht aus  $5 \times 5$  Kristallen gleichen Typs und befindet sich  $105\text{ m}$  vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Die Kristalle haben eine Strahlungslänge von  $9\text{ mm}$ . Die relative Energieauflösung dieser Kalorimeter wurde an einem Teststrahl gemessen und beträgt  $\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$ .

Der Untergrund durch Wechselwirkungen von Strahlelektronen mit dem Restgas wird durch Elektronpakete ohne Kollisionspartner, den sogenannten Elektron-Pilotbunchen, bestimmt. Durch Subtraktion der Raten erhält man ein Maß für die Luminosität.

Das Elektronkalorimeter wird auch dazu benutzt, die Energien der auslaufenden Elektronen bei Photoproduktionsereignissen, mit quasi-reellen Photonen, zu bestimmen.

## Kapitel 2

# Feynmandiagramme zur Erzeugung von Myonpaaren

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  durch einen Monte Carlo-Generator, der die vollständige QED-Rechnung der Ordnung  $\alpha^4$  enthält, richtig beschrieben wird. Die totalen Wirkungsquerschnitte, die dieser Generator liefert, werden dann mit denen des LPair-Generators verglichen, der in Kapitel 3 zur Erzeugung von Myonpaaren in der  $e$ - $p$ -Streuung verwendet wird. Es werden anschließend die Wirkungsquerschnitte von verschiedenen Prozessen zur Myonpaarproduktion bei  $e$ - $p$ -Streuung diskutiert.

### 2.1 Erzeugung von Vier-Lepton-Endzuständen bei der $e^+e^-$ -Streuung

Die Erzeugung von vier Leptonen im Endzustand ist an  $e^+e^-$ -Maschinen bei vielen verschiedenen Experimenten untersucht worden. Das Interesse an diesen Prozessen liegt darin begründet, daß die Vorhersagen der QED in der Ordnung  $o(\alpha^4)$  überprüft werden können.

P. H. Daverveldt hat einen Monte Carlo-Generator geschrieben, der auf den vollständigen Rechnungen der Ordnung  $\alpha^4$  basiert und folgende Prozesse beschreiben kann [5]:

- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\tau^+\tau^-$

Zu dem ersten Prozeß tragen 36 Diagramme in niedrigster Ordnung bei. Bei den anderen Prozessen sind es weniger, weil die Anzahl der möglichen Permutationen der auslaufenden Teilchen geringer ist. Die Diagramme, die für die Erzeugung von  $e^+e^-\mu^+\mu^-$  im Endzustand

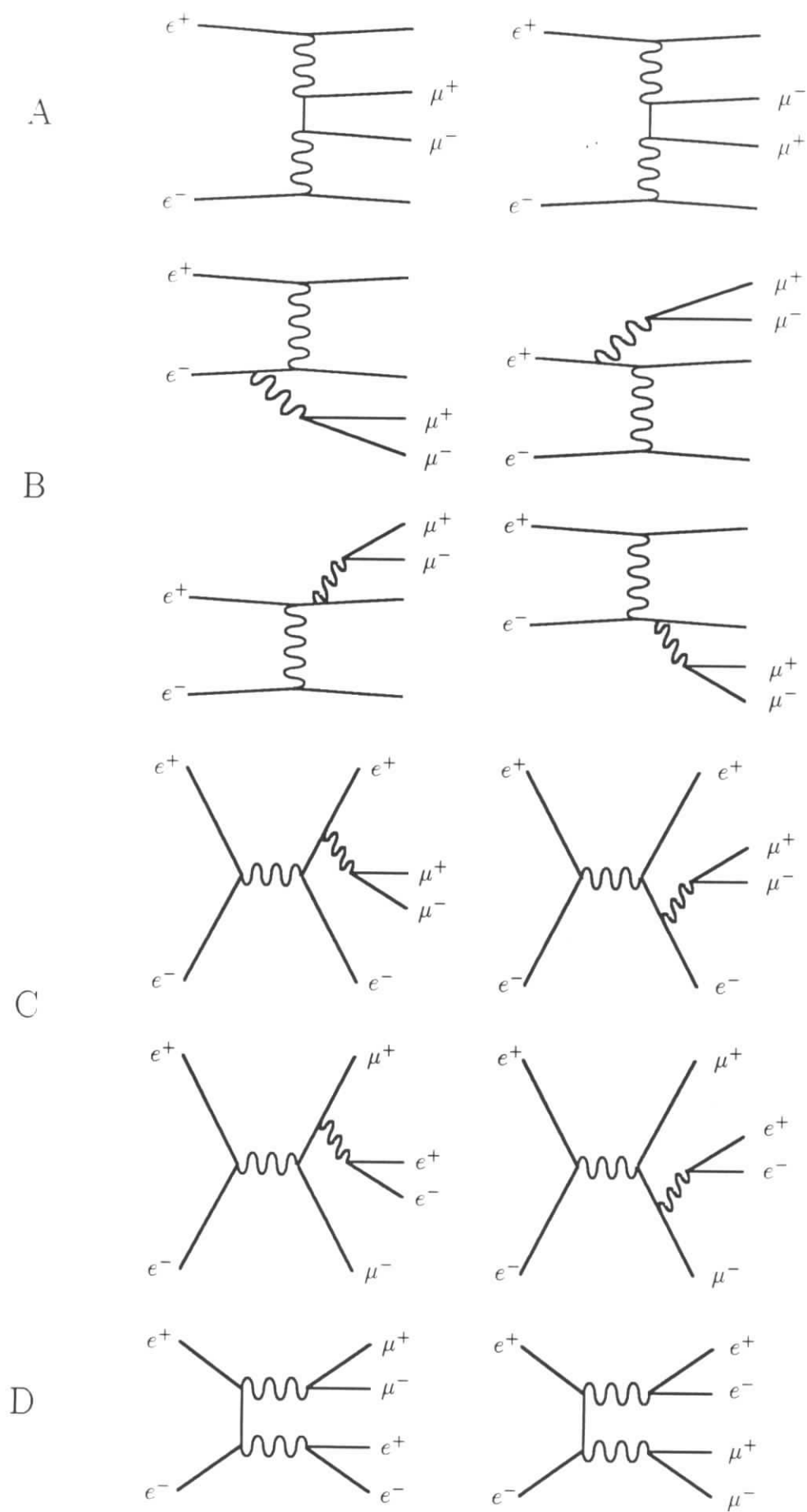


Abbildung 2.1: Die Feynman-Diagramme, die zum Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  beitragen. A: multi-periphere Diagramme, B: Bremsstrahlungsdiagramme, C: Annihilationsdiagramme, D: Konversionsdiagramme

verantwortlich sind, sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Die untersuchten Feynman-Graphen lassen sich in vier Gruppen sortieren:

- Multiperiphere Diagramme, Abbildung 2.1.A
- Bremsstrahlungsdiagramme, Abbildung 2.1.B
- Konversionsdiagramme, Abbildung 2.1.C
- Annihilationsdiagramme, Abbildung 2.1.D

Mit den berechneten Matrixelementen und einer Monte Carlo-Integrationsroutine wurde der totale Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  bestimmt [5][4]. Tabelle 2.1 enthält diesen Wirkungsquerschnitt für verschiedene Strahlenergien. Außerdem ist der Wirkungsquerschnitt, der sich nur aus den multiperipheren Prozessen ergibt, angegeben. Der Beitrag der multiperipheren Diagramme zum totalen Wirkungsquerschnitt beträgt je nach Energie 98 – 99 %. Die multiperipheren Diagramme lassen sich auch mit dem von mir benutzten Programm LPair berechnen. Dieses Programm beschreibt die Erzeugung von Leptonpaaren bei  $e$ - $p$ -Streuung. Für Testzwecke ist auch die  $e^+e^-$ -Streuung implementiert worden. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Programmen für die multiperipheren Diagramme ist gut. Dieses ist bemerkenswert, weil die auftretenden numerischen Probleme vollkommen unterschiedlich gelöst wurden.

Strahlenergie	Totaler Wirkungsquerschnitt [nb]		
	Alle Diagramme 4. Ordnung	Multiperiphere Diagramme	LPair- Programm
10 GeV	$98.9 \pm 0.6$	$97.2 \pm 0.5$	$97.4 \pm 0.3$
17.5 GeV	$131.4 \pm 2.2$	$129.6 \pm 2.1$	$129.6 \pm 0.4$
25 GeV	$154.0 \pm 0.9$	$152.1 \pm 0.8$	$152.3 \pm 0.1$
50 GeV	$205.9 \pm 1.2$	$203.8 \pm 1.1$	$203.0 \pm 0.1$

Tabelle 2.1: Wirkungsquerschnitte aus der kompletten QED-Rechnung in niedrigster Ordnung [5], für die multiperipheren Diagramme [5] und für das Lpair Monte Carlo-Programm (siehe Kapitel 3)

Es wurde auch der Einfluß von Strahlungskorrekturen bei den multiperipheren Diagrammen untersucht [5]. Der totale Wirkungsquerschnitt ändert sich bei Berücksichtigung der Korrekturen um weniger als 1 %.

Der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  wurde unter anderem am Mark-J-Experiment gemessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.2 wiedergegeben. Der systematische Fehler von 4 % setzt sich aus den Fehlern der Luminositätsmessung und der Nachweiswahrscheinlichkeit zusammen. Im Rahmen der Fehler stimmen die gemessenen Werte gut mit den Vorhersagen überein, die mit dem Monte Carlo-Generator von Daverveldt und einer Detektorsimulation gewonnen wurden.

	nachgewiesene Teilchen		
	$\mu\mu$	$e\mu\mu$	$e\bar{e}\mu$ und $e\bar{e}\mu\mu$
Mark J-Daten	$3671 \pm 61$	$283 \pm 17$	$43 \pm 7$
Monte Carlo	$3834 \pm 31$	$256 \pm 8$	$39 \pm 3$

Tabelle 2.2: Anzahl der  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  Ereignisse, die nachgewiesen bzw. erwartet wurden. Zusätzlich ist ein systematischer Fehler von 4% bei den Daten zu berücksichtigen.

## 2.2 Myonpaarerzeugung bei der $e$ - $p$ -Streuung

Bei der  $e$ - $p$ -Streuung tragen von den im vorherigen Abschnitt diskutierten Diagrammen nur noch die multiperipheren und die Bremsstrahlungs-Diagramme bei (Abbildung 2.1 A und B). Die Annihilations- und Konversionsdiagramme (C und D) existieren bei der  $e$ - $p$ -Streuung nicht. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, daß das Photon virtuelle Quark-Antiquark-Zustände bildet, die mit den Quarks des Protons wechselwirken. Ein Beispiel dafür ist der sogenannte Drell-Yan-Prozeß, bei dem eine Annihilation von einem Quark des Protons mit einem Quark aus dem vom Elektron abgestrahlten Photon vorliegt. Der Prozeß wird in Abbildung 2.2 A dargestellt. Dieser Prozeß wurde von N. Artega-Romero et al. [3] zusammen mit dem multiperipheren (Abbildung 2.2 C) und einem Bremsstrahlungsprozeß (Abbildung 2.2 B), der als Cabibbo-Parisi-Effekt bezeichnet wird, untersucht. Alle drei Prozesse wurden nur unter Verwendung von Näherungen und nicht durch die exakten Matrixelemente berechnet. Es wurde überall, wo Photonen auftreten, die Weizsäcker-Williams-Näherung verwendet. Für den Quark-Inhalt von Protonen und Photonen wurden Strukturformeln verwendet. Es wird daher erwartet, daß die Ergebnisse dieser Rechnungen Fehler von einigen 10% aufweisen.

In Abbildung 2.3 sind die so berechneten Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse gegen den Transversal-Impuls aufgetragen. Der Gesamtwirkungsquerschnitt wird von dem Bereich kleiner  $p_t$ -Werte dominiert. In diesem Bereich besitzen die multiperipheren Prozesse ( $\gamma\gamma$ -elastisch und  $\gamma\gamma$ -inelastisch) einen etwa  $100\times$  größeren Wirkungsquerschnitt als der Drell-Yan- und der Cabibbo-Parisi-Prozeß. Im folgenden werden daher nur noch die multiperipheren Prozesse behandelt.

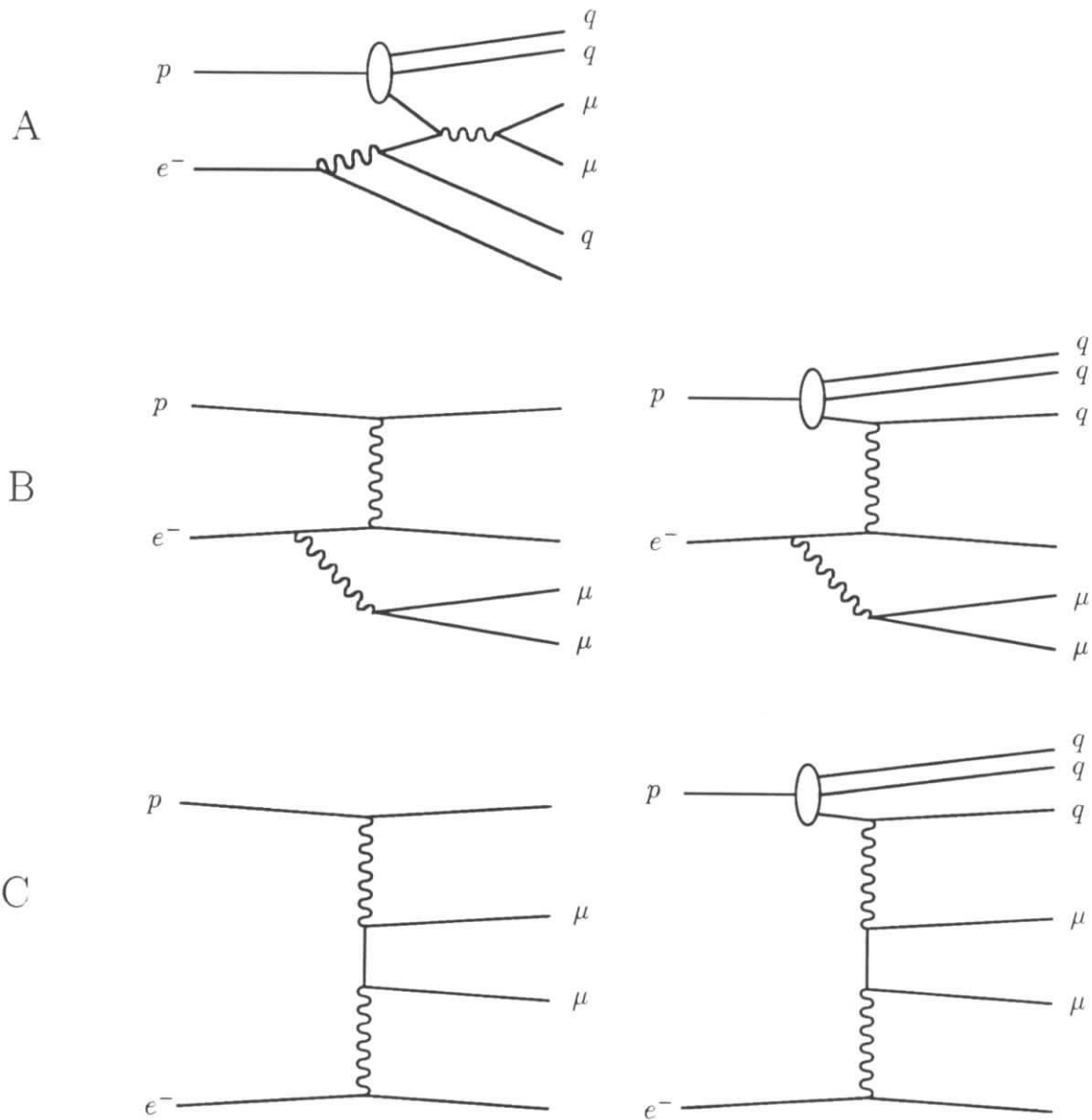


Abbildung 2.2: Graphen für die Erzeugung von Myonpaaren bei der  $e$ - $p$ -Streuung. A: Drell-Yan-Prozeß, B: Cabibbo-Parisi-Effekt, C: multiperiphere Diagramme

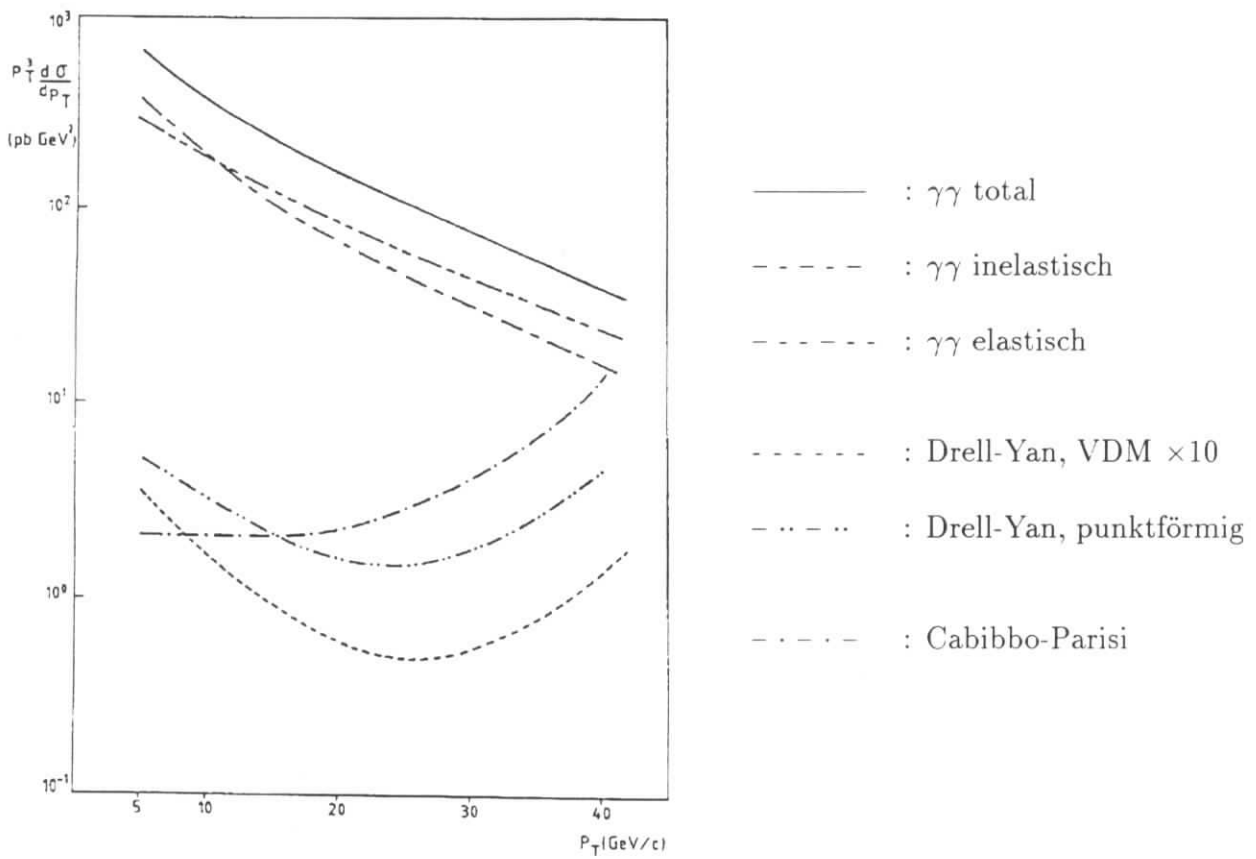


Abbildung 2.3: der Wirkungsquerschnitt aufgetragen gegen den Transversalimpuls der erzeugten Myonen



# Kapitel 3

## Das Monte Carlo-Programm LPair

In Kapitel 2 wurde die Erzeugung von Myonpaaren bei der  $e^+e^-$ - und bei der  $e-p$ -Streuung untersucht. Es wurde gezeigt, daß der multiperiphere Prozeß 98 – 99 % des totalen Wirkungsquerschnittes ausmacht und von dem in diesem Kapitel beschriebenen Generator richtig berechnet wird.

Der Generator kann nicht nur Wirkungsquerschnitte berechnen, sondern auch die Vierervektoren der erzeugten Teilchen für die anschließende Detektorsimulation liefern. Auf die Simulation des H1-Detektors wird hier nicht eingegangen, sie wird in [10] beschrieben. Für die Rekonstruktion der simulierten Detektordaten, z.B. dem Zusammensetzen von Drahttreffern zu Spuren werden die gleichen Programme, wie für die Rekonstruktion gemessener Daten benutzt. In Kapitel 7 werden die simulierten Ereignisse mit den gemessenen verglichen.

Der Generator basiert auf der AXO-Programmbibliothek vom J.A.M. Vermaseren. Zusätzlich wurde die Möglichkeit von Akzeptanzschnitten und eine genauere Proton-Strukturfunktion für den Bereich kleiner  $Q^2$ -Werte und kleiner invarianter Massen des hadronischen Endzustandes implementiert. Das Abspeichern der Ereignisse erfolgt mit Standardroutinen für H1-Generatoren [9].

Zunächst wird die AXO-Programmbibliothek beschrieben. Daran schließt sich die Darstellung des Protons im elastischen und inelastischen Prozeß an. Die Erzeugung des hadronischen Endzustandes wird in Abschnitt 3.4 behandelt. In Abschnitt 3.5 werden allgemeine Eigenschaften der generierten Ereignisse auf Vierervektorebene gezeigt und die Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis der erzeugten Teilchen im H1-Detektor diskutiert.

### 3.1 Die AXO-Programmbibliothek

AXO ist eine Fortran77 Programmbibliothek, die Zwei-Photon-Ereignisse erzeugt und deren Wirkungsquerschnitte bestimmt [11]. Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist eine vieldimensionale Integration des Matrixelementes und der kinematischen Faktoren nötig. Weitere Routinen beschreiben das  $\gamma\text{-}\gamma$ -Matrixelement für die Produktion von beliebigen invarianten Massen im Ausgangszustand.

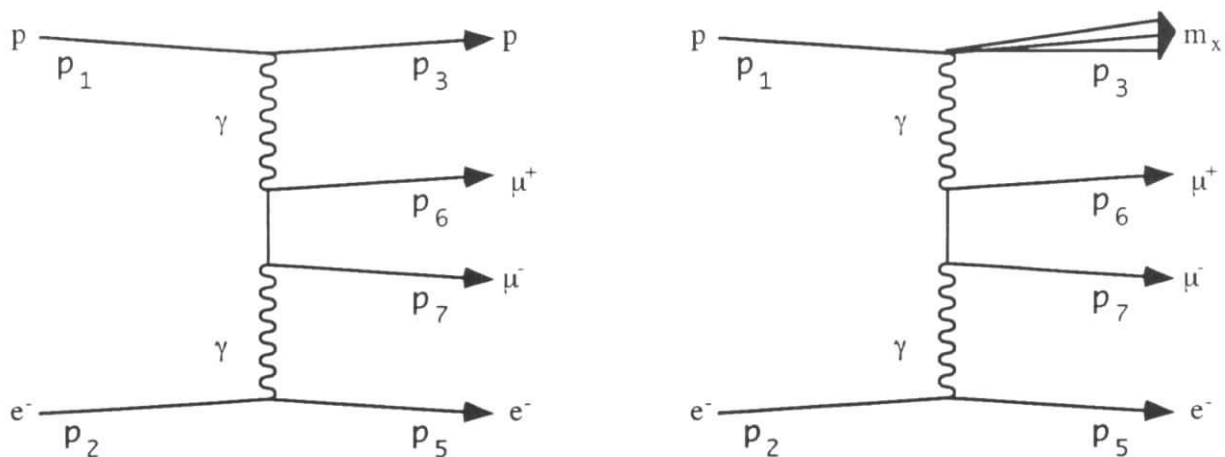


Abbildung 3.1: Feynman-Graphen für die elastische und inelastische Zwei-Photon-Erzeugung von Myonpaaren.

In Abbildung 3.1 sind die Feynman-Graphen für den elastischen und inelastischen Prozeß dargestellt. Im folgenden wird auf die Bezeichnungen der Abbildung Bezug genommen. Zusätzlich wird  $p_4$  als Viererimpuls des Muonpaares definiert, es gilt also  $p_4 := p_6 + p_7$ . Der einzige Unterschied zwischen dem Diagramm für den elastischen und inelastischen Prozeß liegt darin, daß im elastischen Fall  $p_3$  eine feste invariante Masse  $m_p$  besitzt, während im inelastischen Fall der hadronische Endzustand unterschiedliche Massen  $m_x$  annehmen kann.

Um die elastische Zwei-Photon-Erzeugung von Myonpaaren zu beschreiben, sind 8 kinematische Variablen nötig. Dies kann man einfach durch Abzählen der Freiheitsgrade im Endzustand sehen. Es gibt im Endzustand vier Teilchen mit unbekanntem Impuls, also 12 Freiheitsgrade. Vier dieser Freiheitsgrade sind aber schon durch den Viererimpuls des Anfangszustandes festgelegt. Da kein Azimut-Winkel ausgezeichnet ist, kann man diesen willkürlich wählen und dadurch die Anzahl der relevanten Parameter auf sieben reduzieren. Als Parameter kann man die Mandelstam-Variablen  $t_1 := (p_1 - p_3)^2$ ,  $s_1 := (p_1 + p_3)^2$ ,  $t_2 := (p_2 - p_5)^2$ ,  $s_2 := (p_2 + p_5)^2$ , die invariante Masse des Zwei-Myon-Systems  $m_{\mu\mu}$  und zwei Winkel, die die Richtung der zwei Myonen in ihrem Ruhesystem festlegen, benutzen. Anstelle von  $s_1$  wird im Programm allerdings, wegen numerischer Instabilitäten,  $\Delta := (p_1 \cdot p_2)(q_1 \cdot q_2) - (p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1)$  verwendet.  $q_1, q_2$  sind dabei die Viererimpulse der beiden Photonen und  $p_1, p_2$  die der einlaufenden Teilchen [7]. Die Integration des sieben-dimensionalen Raumes wird von der Fortran-Routine "Vegas" [8] durchgeführt. Die Routine liefert eine Fehlerabschätzung für die berechneten Integrale, kann Stufenfunktionen integrieren und paßt sich der zu integrierenden Funktion an. Die beiden letzten Punkte sind wegen der variablen Akzeptanzschnitte, die in dem Generator vorgesehen sind, wichtig.

Die Kinematik im inelastischen Fall ist komplizierter, weil nicht nur der Impuls, sondern auch die invariante Masse des hadronischen Endzustandes  $m_x$  unbekannt ist. Die Integration zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts muß also in diesem Fall in einem 8-dimensionalen Raum ausgeführt werden.

## 3.2 Die Darstellung des Protons im elastischen Prozeß

Da das Proton ein ausgedehntes Teilchen ist, wird die Kopplung des Photons an das Proton von der Quanten-Elektrodynamik (QED) nicht vollständig beschrieben. Im Programm wird zunächst das Matrixelement für ein Fermion mit der Protonmasse anstelle des Protons ausgerechnet. Um die Kopplung an das Proton richtig zu beschreiben, wird jedes generierte Monte Carlo-Ereignis beim elastischen Prozeß mit einem Faktor [12] gewichtet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_p \left[ \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\Theta_L}{2} \right] \quad (3.1)$$

mit

$$G_E(Q^2) = \frac{G_M(Q^2)}{2.79} = \frac{1}{(1 + Q^2/0.71)^2}$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4m_p} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_p = \frac{e^4}{4c^4 E_L^2} \cdot \frac{\cos^2 \frac{\Theta_L}{2}}{\sin^4 \frac{\Theta_L}{2}} \cdot \left[ 1 + \frac{2E_L}{m_p} \cdot \sin^2 \frac{\Theta_L}{2} \right]^{-1}$$

wobei  $\Theta_L$  der Streuwinkel des Elektrons und  $E_L$  die Energie des einlaufenden Elektrons im Ruhesystem des Protons sind. Da aber nicht über den Raumwinkel, sondern über  $Q^2$  integriert wird, wird die Ableitung nach  $Q^2$  benötigt:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{d\Omega}{dQ^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi}{|2\mathbf{p}_1|^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Abbildung 3.2 zeigt die Verhältnisse von den gemessenen Formfaktoren  $G_E$  und  $G_M$  zu den Dipol-Formfaktoren für das Proton. Bei  $Q^2 = 2.5 \text{ fm}^{-2} \approx 0.1 \text{ GeV}^2$  betragen die Abweichungen etwa 3 % für  $G_E$  und 2 % für  $G_M$  [13]. Für kleinere  $Q^2$ -Werte beschreibt der Dipol-Formfaktor die gemessenen  $G_E$ -Werte besser. Höhere  $Q^2$ -Werte treten, wie in Abbildung 3.4 B zu sehen ist, nur selten auf.

Die Fehler des Wirkungsquerschnittes durch den Dipolformfaktor liegt damit bei weniger als 6 %. Verglichen mit dem statistischen Fehler für die gemessenen Daten des Jahres 1992, der etwa 40 % beträgt, ist das vernachlässigbar.

## 3.3 Die Darstellung des Protons im inelastischen Prozeß

Um die Wechselwirkung mit dem Proton wie im elastischen Fall zu beschreiben, kann man die den Formfaktoren analogen Strukturfunktionen benutzen. Eine andere Möglichkeit ist durch das Parton-Modell gegeben. Letztere führt die Eigenschaften des Protons auf seine Konstituenten, die Quarks und Gluonen, zurück. Da Gluonen keine elektrische Ladung tragen, kann

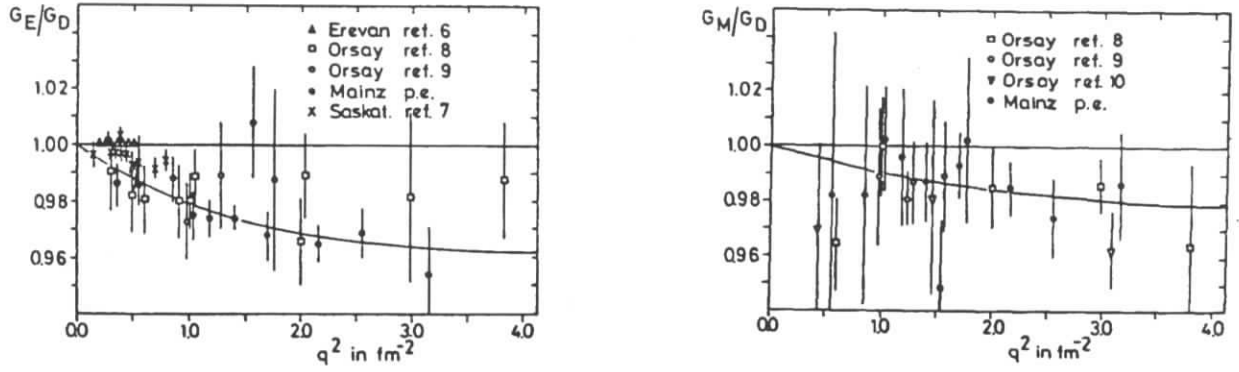


Abbildung 3.2: Verhältnis von gemessenen Formfaktoren zu dem Dipol-Formfaktor  $G_D$ , links für den elektrischen Formfaktor  $G_E$ , rechts für den magnetischen Formfaktor  $G_M$ . Die durchgezogenen Linien stellen Quadrupol-Anpassungen an die Daten dar [13].

das Photon nur an Quarks koppeln. Quarks sind Fermionen, und die QED beschreibt deren Kopplung an das Photon korrekt. Diese Methode läßt sich nur bei  $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$  anwenden, da man sonst die Quarks nicht als näherungsweise frei und masselos ansehen kann. Der dominierende kinematische Bereich kleiner  $Q^2$ -Werte ist damit also nicht zugänglich. Die erste Methode besitzt zwar den Nachteil, daß keine konsistente Beschreibung für den hadronischen Endzustand geliefert wird, aber der hadronische Endzustand entkommt meist sowieso ungesehen durch das Strahlrohr, wie im Abschnitt 3.5 noch gezeigt werden wird. Die Beschreibung des Protons durch die Strukturfunktionen ist also für die meisten Ereignisse brauchbar.

Im folgenden werden die zwei Parametrisierungen der Strukturfunktionen beschrieben, die im Monte Carlo-Generator LPair implementiert sind. Abschnitt 3.3.1 behandelt die Darstellung der Strukturfunktionen im gesamten Raum von Virtualität  $Q^2$  und invarianter Masse  $m_x$ . Die detaillierte Darstellung für den Bereich kleiner  $Q^2$ - und  $m_x$ -Werte wird im Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

### 3.3.1 Die Parametrisierung der Proton-Strukturfunktionen

Analog zu den Formfaktoren der elastischen  $ep$ -Streuung, beschreiben die Strukturfunktionen den Wirkungsquerschnitt für die inelastische  $ep$ -Streuung:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi e^4}{c^4 Q^4 m_p^2} \cdot \frac{E'}{E} \cdot \left( W_2(Q^2, \nu) \cos^2 \frac{\Theta_L}{2} + 2W_1(Q^2, \nu) \sin^2 \frac{\Theta_L}{2} \right)$$

Nach Suri und Yennie [14] lassen sich  $W_1$  und  $W_2$  folgendermaßen parametrisieren:

$$m_p W_1 = \frac{s - m_p^2}{8\pi^2 \alpha} \cdot \sigma_T \quad \nu W_2 = \frac{2x}{1 + \frac{2m_x^2}{\nu}} \cdot \frac{s - m_p^2}{8\pi^2 \alpha} \cdot (\sigma_T + \sigma_L) \quad (3.2)$$

mit

$$\sigma_T = \sigma_{VT} + \sigma_{T(SC)} = \frac{\sigma_{\gamma T} \frac{Q^2}{m_V^2}}{\left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right)^2} + \frac{2m_p G_p (1-x)^4}{1 - 2Bx' + Cx'^2}$$

$$\sigma_L = \sigma_{VL} = \frac{\sigma_{\gamma L} \frac{Q^2}{m_V^2}}{\left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right)^2} \cdot (1-x)^2$$

$$\nu = \frac{m_x^2 - m_p^2 + Q^2}{2m_p} \quad x = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \quad x' = \frac{Q^2}{m_p^2 + 2m_p \nu}$$

Der Parameter  $m_V$  ist dabei auf die  $\rho$ -Masse gesetzt worden, und die anderen Parameter sind durch Anpassung an experimentelle Daten bestimmt worden [14]. In Tabelle 3.1 werden die von Suri und Yennie bestimmten Parameter angegeben. In Abbildung 3.4 zeigt sich, daß die meisten inelastischen Ereignisse einen  $Q^2$ -Wert von 0.01 bis  $1 \text{ GeV}^2$  besitzen. Der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich wird von  $\sigma_T$  dominiert. Die relativen Fehler in der Anpassung, sowohl von  $\sigma_{\gamma T}$  als auch  $G_p$ , liegen bei 6% und bestimmen den Gesamtfehler der Strukturfunktion.

$\sigma_{\gamma T}$	=	$97.5 \mu b$	$\pm 6 \mu b$
$\sigma_{\gamma L}$	=	$56.3 \mu b$	$\pm 5 \mu b$
$G_p$	=	$117.5 \mu b \text{ GeV}$	$\pm 7 \mu b \text{ GeV}$
$B_p$	=	$0.63 \mu b \text{ GeV}$	$\pm 0.07 \mu b \text{ GeV}$
$C_p$	=	$0.96 \mu b \text{ GeV}$	$\pm 0.18 \mu b \text{ GeV}$

Tabelle 3.1: Parameter für Gleichung 3.2.

### 3.3.2 Die detaillierte Beschreibung der Resonanzregion

Eine detaillierte Beschreibung der für den Bereich kleiner Virtualitäten ( $Q^2 < 6 \text{ GeV}^2$ ) und kleiner invarianter Massen ( $m_x < 2 \text{ GeV}$ ) wird von Brasse et al. [15] gegeben. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Virtualität des Photons  $Q^2$  wird dabei durch folgende Funktion beschrieben:

$$\sigma_{tot} = G_D^2 \exp \left[ a(m_x) + b(m_x) \ln \frac{|\vec{q}|}{|\vec{q}_0|} + c(m_x) \left( \ln \frac{|\vec{q}|}{|\vec{q}_0|} \right)^4 \right] \quad (3.3)$$

Die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  hängen nur von  $m_x$  ab und sind in Form einer Tabelle gegeben.

Der sich aus dieser Parametrisierung ergebende totale  $\gamma$ - $p$ -Wirkungsquerschnitt ist in der Abbildung 3.3 in Abhängigkeit von der invarianten Masse  $m_x$  des hadronischen Endzustandes für verschiedene  $Q^2$ -Werte dargestellt.

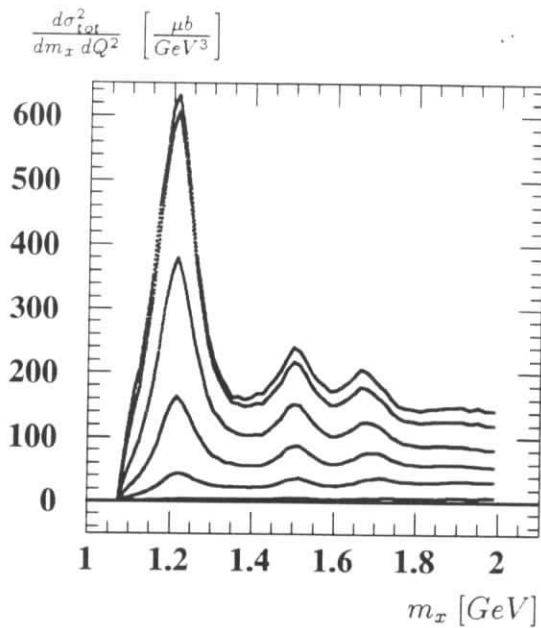


Abbildung 3.3: Der  $\gamma$ - $p$ -Wirkungsquerschnitt aufgetragen gegen die invariante Masse des hadronischen Endzustandes. Die  $Q^2$ -Werte für die verschiedenen Linien betragen von oben nach unten 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 2.0 und  $5.0 \text{ GeV}^2$ .

### 3.4 Erzeugung des hadronischen Endzustandes

Die auslaufenden Hadronen werden im inelastischen Fall durch die kinematischen Parameter nicht vollständig bestimmt. Es ist vielmehr nur ihr gemeinsamer Viererimpuls gegeben. Im folgenden wird ein Verfahren vorgestellt, um einen hadronischen Endzustand mit gleichem Viererimpuls zu generieren. Damit kann dann abgeschätzt werden, wie häufig diese Hadronen im H1-Detektor nachgewiesen werden. Wie in Abschnitt 3.5 gezeigt wird, liegt der Anteil der inelastischen Ereignisse mit sichtbaren Hadronen nur bei etwa 5 %.

Die hadronischen Endzustände für einen gegebenen Viererimpuls werden wie folgt erzeugt:

- Zunächst wird ein Quark-Diquark-Paar ausgelost, das den gleichen Quarkinhalt wie das Proton besitzt.
- Der relative Impuls wird so berechnet, daß die invariante Masse gleich der des gegebenen Vierervektors ist.
- Die Flugrichtung des Quarks wird im Ruhesystem dieser beiden "Teilchen" gleichverteilt gewürfelt.
- Anschließend wird eine Lorentz-Transformation so durchgeführt, daß auch der Impuls dieses Zwei-Teilchensystems mit dem vorgegebenen übereinstimmt.
- Dieses Quark-Diquark-Paar kann man jetzt mit JETSET73 [16] fragmentieren lassen.

Der Vorteil der angegebenen Methode liegt darin, daß bereits vorhandene Routinen die Lorentztransformation und die Fragmentierung übernehmen können und damit mit vernünftigen

Programmieraufwand alle möglichen hadronischen Endzustände erzeugt werden können.

### 3.5 Ergebnisse der Simulationsrechnung auf Vierervektorebene

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte und Eigenschaften der generierten Ereignisse auf Vierervektorebene diskutiert. Insbesondere wird abgeschätzt inwieweit die Reaktionsprodukte im H1-Detektor nachgewiesen werden können. Tabelle 3.2 zeigt die Wir-

Prozesse	kinematischer Bereich	$\sigma$ [pb]
elastisch	gesamt	96629 $\pm$ 43
inelastisch	$Q_p^2 < 5 \text{ GeV}^2$ $m_x < 1.99 \text{ GeV}$	3338 $\pm$ 2
inelastisch	$Q_p^2 < 5 \text{ GeV}^2$ $m_x > 1.99 \text{ GeV}$	3579 $\pm$ 2
inelastisch	$Q_p^2 > 5 \text{ GeV}^2$	131.7 $\pm$ 0.1
inelastisch	gesamt	7049 $\pm$ 3
elast. und inelast.	gesamt	103678 $\pm$ 43

Tabelle 3.2: Wirkungsquerschnitte der behandelten Prozesse und kinematischen Bereiche. Die angegebenen Fehler beziehen sich auf die numerische Integration der Wirkungsquerschnitte.

kungsquerschnitte für den elastischen und den inelastischen Prozeß. Die Unterteilung des inelastischen Prozesses ist notwendig, um im Bereich kleiner  $Q^2$ - und kleiner  $m_x$ -Werte die Proton-Strukturfunktion von Brasse et al. benutzen zu können. Für die folgenden Verteilungen wurden zwei generierte Datensätze benutzt. Der für den elastischen Prozeß besteht aus 96629 Einträgen, so daß ein Eintrag einem Wirkungsquerschnitt von  $1 \text{ pb}$  entspricht. Für den inelastischen Prozeß wurde ein anderer Datensatz geschrieben, der aus 3338, 3579 und 132 Einträgen der drei angegebenen kinematischen Bereiche besteht. Ein Eintrag entspricht auch in diesem Datensatz einem Wirkungsquerschnitt von  $1 \text{ pb}$ .

Abbildung 3.4 zeigt die  $\log_{10}(Q^2)$ -Verteilungen für den Elektron- und Protonvertex. Die schraffierten Flächen stellen die inelastischen und die weißen Flächen die elastischen Prozesse dar. Bei dem Elektronvertex sieht man keinen wesentlichen Unterschied zwischen den Formen beider Verteilungen, während beim Protonvertex die inelastischen Prozesse im Mittel sehr viel höhere  $Q^2$ -Werte besitzen. Die  $Q^2$ -Werte sind in allen vier Verteilungen, verglichen mit anderen Prozessen bei HERA, sehr niedrig. So läßt sich z. B. das Partonmodell zur Beschreibung des Protons nur für die wenigen Ereignisse anwenden, die ein  $Q_p^2$  von einigen  $\text{GeV}^2$  und mehr besitzen. Deshalb wurde die Möglichkeit das Proton durch das Partonmodell zu beschreiben auch nicht verwendet, obwohl sie im Generator implementiert ist.

Abbildung 3.5 zeigt die Pseudorapiditäten des auslaufenden Elektrons und des Protons. Im inelastischen Fall ist statt des Protons die Pseudorapidität des Endzustandsteilchens mit dem größten Winkel zur Strahlachse dargestellt worden. Der H1-Detektor deckt den Bereich von etwa  $-3$  bis  $3$  der Pseudorapidität ab. Der Datensatz der elastischen Prozesse enthält kein



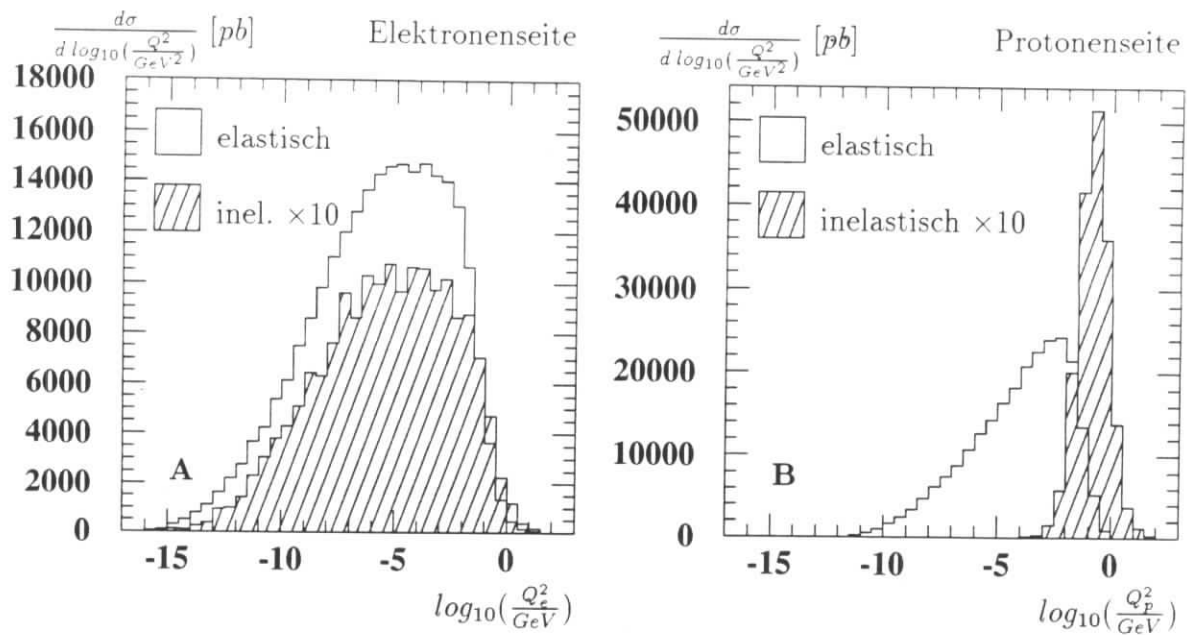


Abbildung 3.4: Verteilung des  $\log_{10}\left(\frac{Q^2}{\text{GeV}^2}\right)$  für das Photon der Elektronen- (A) und der Protonenseite (B). Es sind der elastische und inelastische Prozeß unterschieden worden.

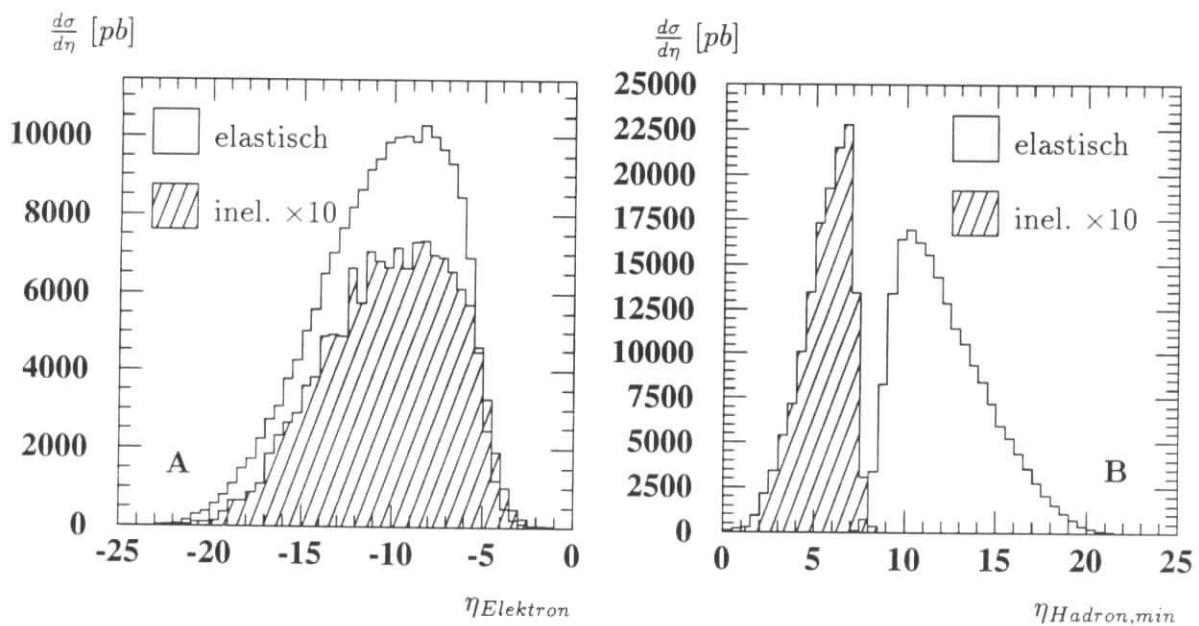


Abbildung 3.5: Verteilungen der Pseudorapiditäten für das auslaufende Elektron (A) und dem Teilchen des Hadronischen Endzustandes mit der größten Winkel zur Strahlachse (B). Im elastischen Prozeß ist letzteres immer das auslaufende Proton.

Ereignis bei dem das Proton in diesem Bereich liegt (Abbildung 3.5 B). Bei den auslaufenden Elektronen befinden sich 0.07% (0.2%) der elastischen (inelastischen) Ereignisse in diesem Akzeptanz-Bereich. Der Wirkungsquerschnitt ginge also schon ohne Berücksichtigung von Trigger- und Nachweiswahrscheinlichkeiten auf einige 10 pb zurück, wenn man verlangen würde,



daß das Elektron im H1-Detektor nachgewiesen wird. Bei den inelastischen Ereignissen haben etwa 5% der Ereignisse mindestens ein auslaufendes Teilchen im Pseudorapiditäts-Bereich von  $-3$  bis  $3$ . Bei den meisten Ereignissen befinden sich also weder das Elektron noch das Proton oder andere Hadronen im Akzeptanz-Bereich vom H1-Detektor. Eine genaue Fragmentation des hadronischen Endzustandes ist deshalb, wie in Abschnitt 3.4 schon erwähnt, nicht erforderlich.

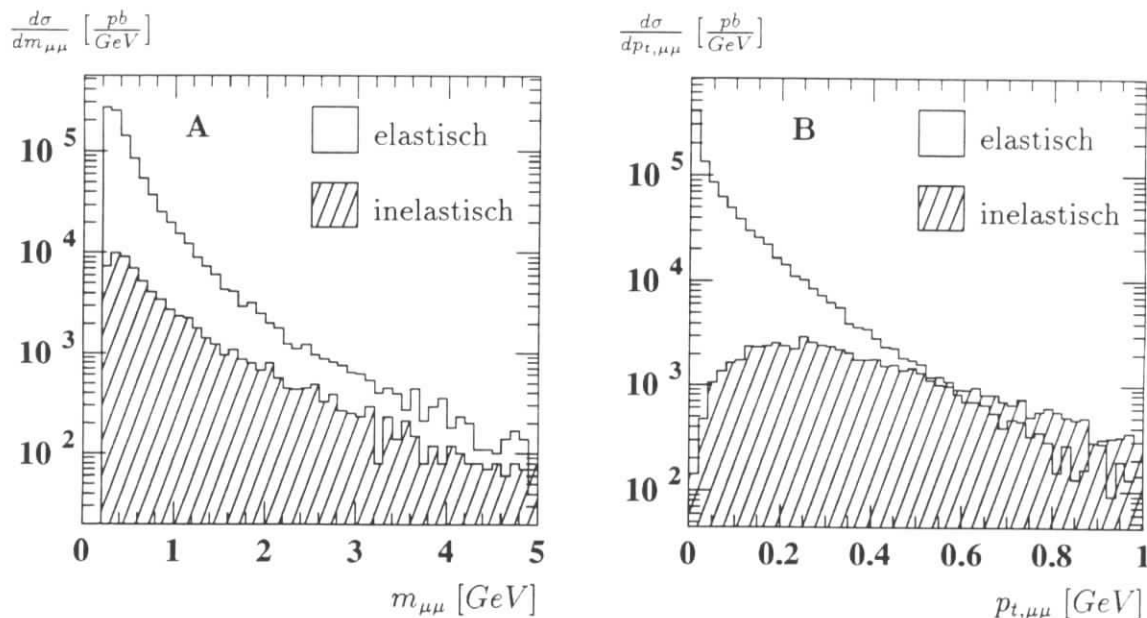


Abbildung 3.6: Verteilung der invarianten Masse (A) und des Transversalimpulses (B) des Zwei-Myon-Systems für elastische und inelastische Prozesse

Abbildung 3.6 zeigt die invariante Masse und den Transversalimpuls des Zwei-Myon-Systems bei elastischen und inelastischen Prozessen. Die Untergrenze der Zwei-Myon-Masse ist durch die Ruhemassen der Myonen gegeben. Zwei-Myon-Massen von mehr als einem  $GeV$  sind stark unterdrückt. Beim elastischen Prozeß sind außerdem auch Transversalimpulse von mehr als  $100 MeV/c$  relativ selten. Bei dem inelastischen Prozeß gibt es zwar relativ häufig Transversalimpulse von einigen  $100 MeV/c$ , insgesamt bekommen die Myonen aber nur in seltenen Fällen einen höheren Transversalimpuls als einige  $100 MeV/c$  aus dem "Zerfall" des Zwei-Myon-Systems und dem Impuls desselben. Die Häufigkeitsverteilung des Transversalimpulses des positiv geladenen Myons ist in Abbildung 3.7 A dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt wird besonders beim elastischen Prozeß von Myonen mit weniger als  $1 GeV$  Transversalimpuls dominiert. Für Myonen mit einem Transversalimpuls von einigen  $100 MeV/c$  ist der Wirkungsquerschnitt des elastischen Prozesses deutlich höher als der des inelastischen Prozesses. Für Transversalimpulse von mehr als  $1 GeV$  sind die Beiträge vom elastischen und inelastischen Prozeß etwa gleich.

Abbildung 3.7 B zeigt die Verteilungen der Pseudorapiditäten des positiv geladenen Myons. Die Verteilung für den elastischen (inelastischen) Prozeß sind im Bereich von  $-4$  bis  $4$  ( $-3$  bis  $3$ ) flach. Bei kleiner und größeren Werten nimmt der Wirkungsquerschnitt schnell ab. Es liegen etwa 59% (69%) der Myonen aus den elastischen (inelastischen) Prozeß im Pseudorapiditäts-Bereich von  $-3$  bis  $3$ .

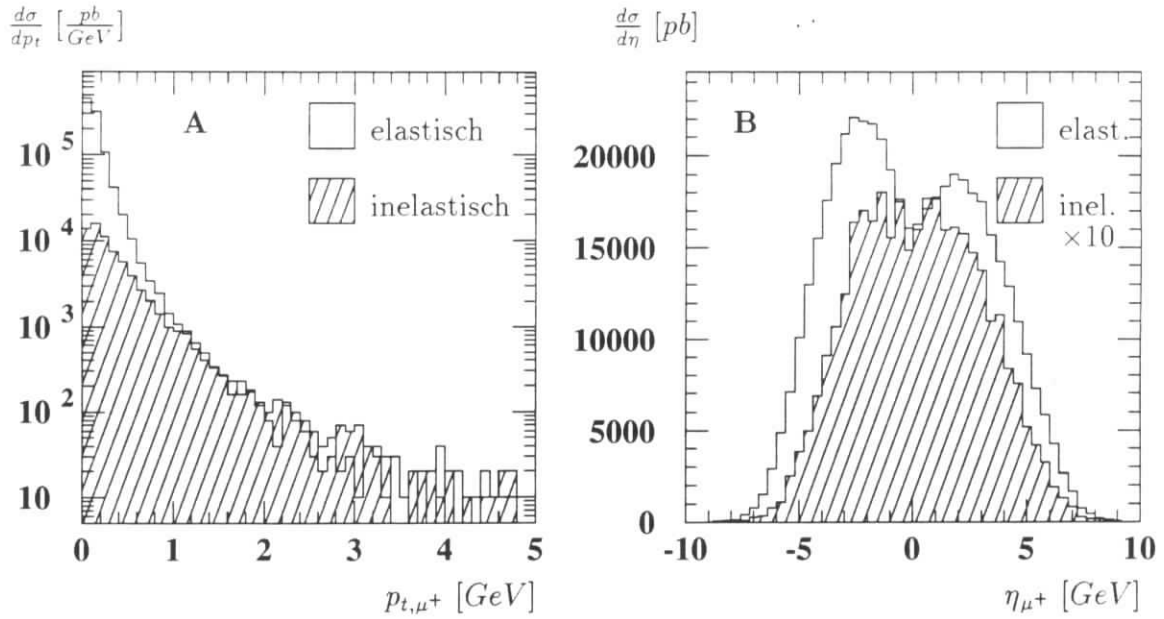


Abbildung 3.7: Verteilung des Transversalimpulses (A) und der Pseudorapidität (B) des positiv geladenen Myons für elastische und inelastische Prozesse

Wegen der hohen Wahrscheinlichkeit, die erzeugten Myonen in einen günstigen Polarwinkelbereich zu finden, beruht die in Abschnitt 5 dargestellte Datenselektion auf der Suche nach Ereignissen mit zwei Spuren. Um die Ereignisse zu klassifizieren ist es allerdings notwendig, ein Myon zu identifizieren. Dazu wird außer den Spurkammern noch der Myondetektor benötigt. Der Myondetektor deckt einen Bereich von etwa  $5^\circ$  bis  $170^\circ$  des Polarwinkels  $\theta$  ab. Der Impuls, den ein Myon haben muß um die Myonkammern zu erreichen und durch diese nachgewiesen zu werden, hängt von Polarwinkel ab und beträgt etwa :

- $p_z > 2 \text{ GeV}$  für die vordere Endkappe ( $\theta < 34^\circ$ ).
- $|p_z| > 1 \text{ GeV}$  für die hintere Endkappe ( $\theta > 127^\circ$ ).
- $p_t > 1.5 \text{ GeV}$  für den Barrel-Bereich ( $34^\circ < \theta < 127^\circ$ ).

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für die erzeugten Myonen abzuschätzen, ist in Abbildung 3.8 der Transversalimpuls gegen die Pseudorapidität des positiv geladenen Myons aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen die oben beschriebenen Akzeptanzgrenzen dar. Sowohl bei dem elastischen (links), als auch bei dem inelastischen Prozeß (rechts), liegen offensichtlich die meisten Einträge bei zu kleinen Transversalimpuls- oder zu großen Pseudorapiditätswerten um vom H1-Detektor als Myon identifiziert zu werden. Im elastischen Prozeß befinden sich nur 3.1% aller Myonen innerhalb der beschriebenen Akzeptanz-Grenzen. Für den inelastischen Fall sind es 15.1%.

Die Anzahl der sichtbaren Ereignisse wird also wesentlich von der Myonidentifikation beeinflusst. Um eine gute Bestimmung der Akzeptanz zu erhalten, ist eine vollständige Detektorsimulation notwendig. Da diese aber sehr aufwendig ist, ist es notwendig im Ereignisgenerator bereits die

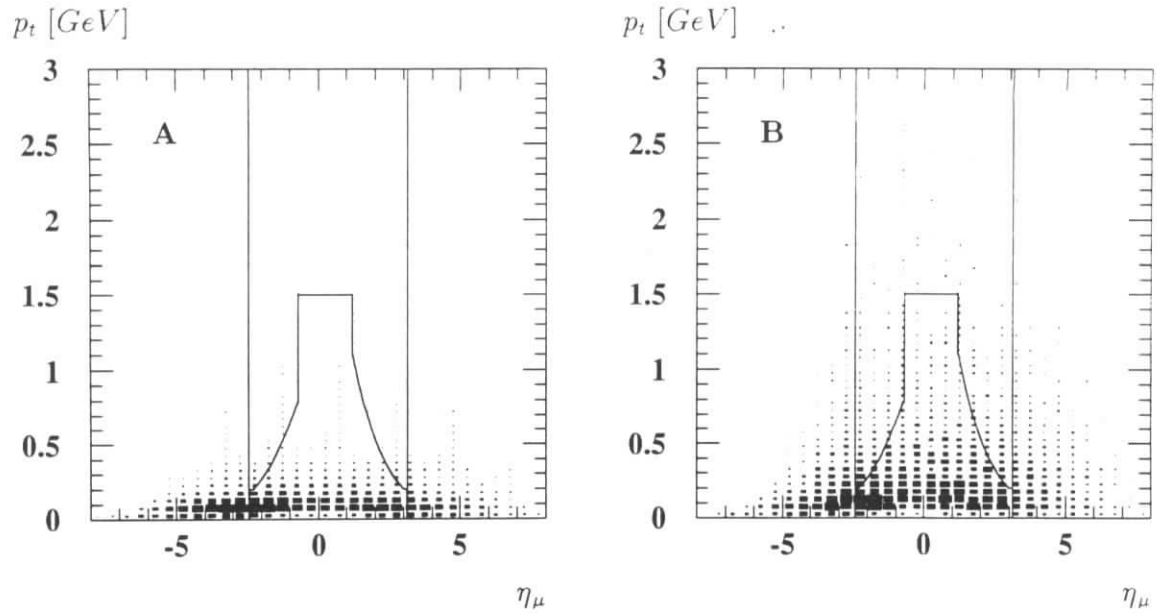


Abbildung 3.8: Der Transversalimpuls aufgetragen gegen die Pseudorapidität eines der Myonen für den elastischen (A) und den inelastischen Prozeß (B). Die abgeschätzten Akzeptanzgrenzen sind als Linien eingezeichnet.

meisten “unsichtbaren” Ereignisse zu unterdrücken. Um möglichst keine sichtbaren Ereignisse zu verwerfen, wurden recht weiche Anforderungen an eines der Myonen gestellt:

- $p_t > 0.25 \text{ GeV}$
- $E > 1 \text{ GeV}$
- $5^\circ < \theta < 175^\circ$

Im weiteren werden nur noch Ereignisse benutzt, die diese Bedingung erfüllen. Die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Myonpaaren mit diesen Schnitten sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Die Anzahl der Ereignisse, die simuliert und rekonstruiert werden müssen, wird durch diese Schnitte etwa um einen Faktor zehn reduziert.

Prozesse	kinematischer Bereich	$\sigma$ [pb]	$\sigma_{cut}$ [pb]
elastisch	gesamt	96629	7693
inelastisch	$Q_p^2 < 5 \text{ GeV}^2$ $m_x < 1.99 \text{ GeV}$	3338	965
inelastisch	$Q_p^2 < 5 \text{ GeV}^2$ $m_x > 1.99 \text{ GeV}$	3579	1631
inelastisch	$Q_p^2 > 5 \text{ GeV}^2$	131.7	119.7
inelastisch	gesamt	7049	2716
elast. und inelast.	gesamt	103678	10409

Tabelle 3.3: Die Gesamtwirkungsquerschnitte  $\sigma$  der behandelten Prozesse und kinematischen Bereiche. Für die im Text gegebenen Schnitte werden die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{cut}$  angegeben.

# Kapitel 4

## Der Trigger des H1-Detektors

Das H1-Triggersystem dient zur Selektion von interessanten ep-Streuereignissen und zum Unterdrücken von Untergrund-Ereignissen. Die relativ geringe Rate an ep-Ereignissen muß dabei mit den viel höheren Raten verursacht durch Synchrotron-Strahlung, Proton-Restgas-Wechselwirkung und Proton-Wand-Ereignissen verglichen werden. Proton-Wand-Ereignisse entstehen, wenn Protonen ihre Sollbahn im Beschleuniger verlassen und im Strahlrohr oder anderen Teilen des Beschleunigers hadronische Teilchenschauer erzeugen. In HERA sollen später bis zu 210 Proton- und Elektron-Pakete beschleunigt werden, was zu Zeitintervallen von  $96ns$  zwischen zwei Kollisionen der Teilchen-Pakete in den Wechselwirkungszonen führt.

Um den Anforderungen zu genügen, wurde ein mehrstufiger Trigger entwickelt, dessen erste Stufe *L1* totzeitfrei arbeitet. Die Triggersignale der verschiedenen Detektorkomponenten werden zuerst mit digitalen Schieberegistern so lange verzögert, bis alle Triggerinformationen vorliegen. Die unterschiedlichen Ankunftszeiten der Triggersignale von der gleichen Teilchenkollision sind unter anderem auf verschiedene Kabelllaufzeiten, die Driftzeiten der zentralen Driftkammern und die Integrationszeiten des Flüssig-Argon-Kalorimeters zurückzuführen. Die Entscheidung der *L1*-Triggerstufe steht erst  $2.3\mu s$  nach der Kollision der Teilchen-Pakete fest. Zu dieser Zeit sind bereits 24 weitere Kollisionen von Teilchenpaketen geschehen. Die gesamten Meßdaten des Detektors müssen also in Schieberegistern oder Integratoren zwischengespeichert werden, bis die Triggerentscheidung gefallen ist und das ständige Überschreiben der Speicher angehalten wird. Anhand der Position im Schieberegister können dann die zu dem Triggersignal gehörenden Detektordaten erkannt werden.

Die einzelnen Detektorkomponenten liefern Triggersignale, die sogenannten Triggerelemente. In der Triggerlogik des H1-Detektors sind bis zu 128 Triggerelemente vorgesehen. Die Koinzidenz mehrerer Triggerelemente löst einen sogenannten Subtrigger aus. Die Kombination der Triggerelemente zu Subtriggern ist dabei frei programmierbar und somit sehr flexibel. Insgesamt können bis zu 128 Subtrigger gleichzeitig verwendet werden. Das logische "Oder" aller Subtrigger liefert die Entscheidung der *L1*-Triggerstufe. Falls ein Subtrigger zu hohe Raten verursacht, wird dieser unterdrückt. Dieses geschieht dadurch, daß nur noch jedes *n*-te Signal dieses Subtriggers zur Bildung des *L1*-Triggers beiträgt (*n* muß dabei eine ganze Zahl sein).

Nachdem die erste Triggerstufe angesprochen hat, wird das Füllen der Schieberegister gestoppt, "Sample and Hold"-Stufen halten die Ergebnisse der Integratoren fest, und die Auslese beginnt.

Die folgenden Triggerstufen sind also nicht mehr totzeitfrei. Die geplanten Triggerstufen  $L2$  und  $L3$  wurden 1992 noch nicht benutzt. Die vierte Triggerstufe  $L4$  besteht aus mehreren schnellen Prozessoren, die eine erste vereinfachte Rekonstruktion der Ereignisse durchführen.

Die angestrebten Triggerraten betragen für den  $L1$ - und  $L4$ -Trigger  $25Hz$  bzw.  $5Hz$ . Höhere Raten hätten zu Totzeiten von mehr als etwa 10% geführt. Um diese Raten erreichen zu können, sind viele, für einzelne physikalische Prozesse zugeschnittene, Subtrigger nötig. Es gab z. B. für Prozesse, bei denen Myonen erzeugt werden, im Jahre 1992 acht Subtrigger. Durch die oben beschriebene Unterdrückung einzelner Subtrigger, ließ sich die vorgegebene Rate auch bei ungünstigen Untergrundbedingungen oder bei technischen Problemen einzelner Subtrigger einhalten.

Die Ereignisse, die der  $L4$ -Trigger akzeptiert, werden permanent auf Rohdatenbändern gespeichert. Zusätzlich werden auch etwa 1% der Ereignisse gespeichert, die den  $L4$ -Trigger nicht erfüllen. Mit diesen Ereignissen kann man die Funktionsweise des letzten Triggerschrittes überwachen.

Die Triggerelemente lassen sich in folgende Gruppen einteilen:

- Spurkammertrigger
- Kalorimetertrigger
- Myontrigger
- Trigger des Elektron-Tagger
- Trigger durch den Flugzeitähler

Für die in dieser Arbeit behandelten Ereignisse, bei denen in der Regel nur zwei Myonen im Detektor sichtbar sind, können die Kalorimetertrigger nicht verwendet werden. Die von den Myonen deponierte Energie liegt weit unter den Triggerschwellen der Kalorimetertrigger. Auch Spurkammertrigger, die hohe Spurmultiplicitäten verlangen, versprechen keinen Erfolg. Im folgenden werden die Triggerelemente des Flugzeitählers, der Spurkammern und des Myonsystems kurz beschrieben. Aus diesen Triggerelementen waren 1992 die Subtrigger für Ereignisse mit Myonen zusammengestellt worden.

## 4.1 Trigger durch den Flugzeitähler

Die Flugzeitähler in Richtung der einlaufenden Protonen werden zur Unterdrückung von Untergrundereignissen verwendet. Quelle dieses Untergrundes sind Kollisionen von Protonen mit dem Restgas. Die bei dieser Reaktion direkt oder nach Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr und den Magneten der Maschine entstandenen Teilchen, erreichen zur gleichen Zeit wie das dazugehörige Proton-Paket den H1-Detektor. Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, haben eine zusätzliche Flugstrecke, die zweimal den Abstand von Wechselwirkungspunkt zum Flugzeit-Zähler beträgt. Die Zeitverteilung des Flugzeitählers wird in Abbildung 4.1 dargestellt. Man sieht einen flachen Untergrund, der von kosmischen Myonen stammen kann und

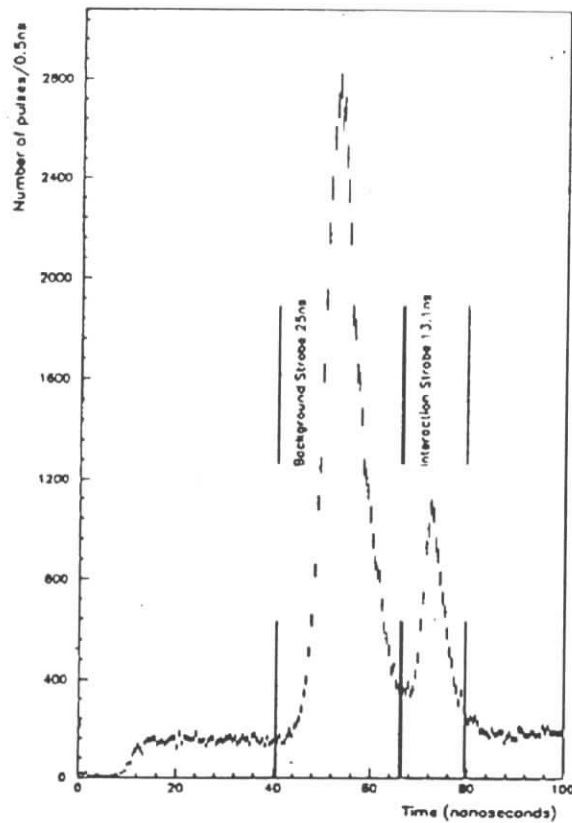


Abbildung 4.1: Zeitverteilung für die Flugzeitzähler [1]

zwei Maxima. Das erste Maximum stammt von dem eben erwähnten protoninduzierten Untergrund. Das zweite Maximum, das etwa  $15\text{ns}$  nach dem ersten folgt, enthält unter anderem die Teilchen, die von den gesuchten ep-Wechselwirkungen stammen. In der Abbildung 4.1 sind auch die Zeitfenster für den Untergrund und das ep-Signal angedeutet. Durch die Forderung, kein Signal im Zeitfenster des Untergrundes zu finden, kann der protoninduzierte Untergrund stark unterdrückt werden. Dieses mit dem Flugzeitzähler gewonnene Veto für Untergrundereignisse ist Bestandteil aller hier behandelten Subtrigger.

## 4.2 Die Spurkammer-Trigger

### Der Z-Vertex-Trigger

Eine Möglichkeit, ep-Ereignisse zu erkennen, bietet der Ereignisvertex, der entlang der Strahlachse (Z-Richtung) in einem Bereich von etwa  $\pm 25\text{cm}$  um den nominellen Vertex liegt. Untergrundereignisse (z.B. durch Strahl-Gas-Wechselwirkungen) haben zum großen Teil einen Vertex, der außerhalb dieses Bereiches liegt. Der sogenannte Z-Vertex-Trigger nutzt diesen Unterschied zwischen ep-Ereignissen und Untergrundereignissen aus. Er verwendet dazu die Pad-Signale der zentralen Proportionalkammern, sowie die erste Lage der Vorwärtsproportionalkammern. Die Geometrie der Proportionalkammern und die Größen der verwendeten Pads ist in Abbil-



dung 4.2 dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Z-Vertex-Trigger ist in [17] zu finden. Um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, sind die Pads der Proportionalkammern azimuthal in 16 Segmente unterteilt worden.

Der Z-Vertex-Trigger bestimmt den Schnittpunkte aller möglicher Geraden durch die getroffenen Pads eines azimuthalen Segmentes mit der Strahlachse und trägt diese Schnittpunkte in ein Histogramm ein. Das Histogramm besteht aus 16 Bins mit einer Breite von je  $5.4\text{cm}$ . Ein Teilchen muß etwa  $500\text{MeV}$  Transversalimpuls besitzen, damit seine Spur innerhalb eines Segmentes bleibt und die getroffenen Pads einen Eintrag im Histogramm verursachen. Die richtigen Pad-Kombinationen liegen alle in höchstens zwei benachbarten Bins, während der kombinatorische Untergrund eine flache Verteilung besitzen sollte (siehe auch Abbildung 4.2).

Das Vertex-Histogramm bietet jetzt die Möglichkeit bei Ereignissen mit mehreren Spuren eine signifikante Häufung bei dem Wechselwirkungspunkt zu finden. Die in dieser Arbeit behandelten Zwei-Spur-Ereignisse haben meistens nur eine Spur, die beide Proportionalkammerlagen trifft. Für solche Ereignisse wurde extra ein Triggerelement programmiert, das mindestens einen Eintrag, maximal fünf Einträge insgesamt und maximal drei Einträge in einem Bin fordert. Dieses Triggerelement wird als "Z-Vertex\_small" bezeichnet. Ein anderes Triggerelement, das zusammen mit dem Triggerelementen des Myon-Systems benutzt wurde, ist das sogenannte "Z-Vertex\_t0", das nur mindestens einen Eintrag im Z-Vertex-Histogramm erfordert. Beide Triggerelemente sollten für Zwei-Spur-Ereignisse das gleiche Ergebnis liefern.

### Trigger der Vorwärtsspurkammern

Die Proportionalkammern des Vorwärtsspurdetektors sollten Spuren in einen Winkelbereich von  $5 - 25^\circ$  zur Protonrichtung triggern. Da 1992 die meisten Vorverstärker für die Signale dieser Proportionalkammern defekt waren, gab es keinen verwendbaren Trigger für Spuren in diesen Winkelbereich.

## 4.3 Der Trigger des Myonsystems

Das zentrale Myonsystem ist in vier Subdetektoren unterteilt. Jeder Subdetektor besteht aus 16 sogenannten Modulen. Die Module bestanden 1992 aus je zehn zwischen den Eisenplatten des Rückflußjoches installierten Streamerrohrkammern. Zusätzlich waren teilweise noch weitere Lagen vor und hinter dem Rückflußjoch montiert. Von den zehn, im Rückflußjoch befindlichen, Streamerrohrlagen tragen die ersten drei, die sechste und die zehnte Lage zum Trigger bei. Damit der Trigger eines Modules feuert, müssen drei der fünf oben genannten Lagen einen Puls registrieren. Die Triggersignale der Module bilden fünf Triggerelemente, die die Topologie des Myonsystems wiedergeben. Je ein Triggerelement wird der Vorwärts- und Rückwärtsendkappe (Mu\_FEC und Mu\_BEC in Tabelle 4.1), sowie der vorderen und hinteren Hälfte des Barrel-Bereiches zugeordnet (bilden zusammen Mu\_Barrel). Das fünfte Triggerelement (Mu\_Multi) wird gesetzt, wenn mindestens zwei Module irgendwo im Detektor Triggersignale liefern. Die Akzeptanz des Triggers wird durch die Simulation des H1-Detektors beschrieben.

Der oben genannte Myon-Trigger war alleine nicht ausreichend, um die Rate auf einen hin-



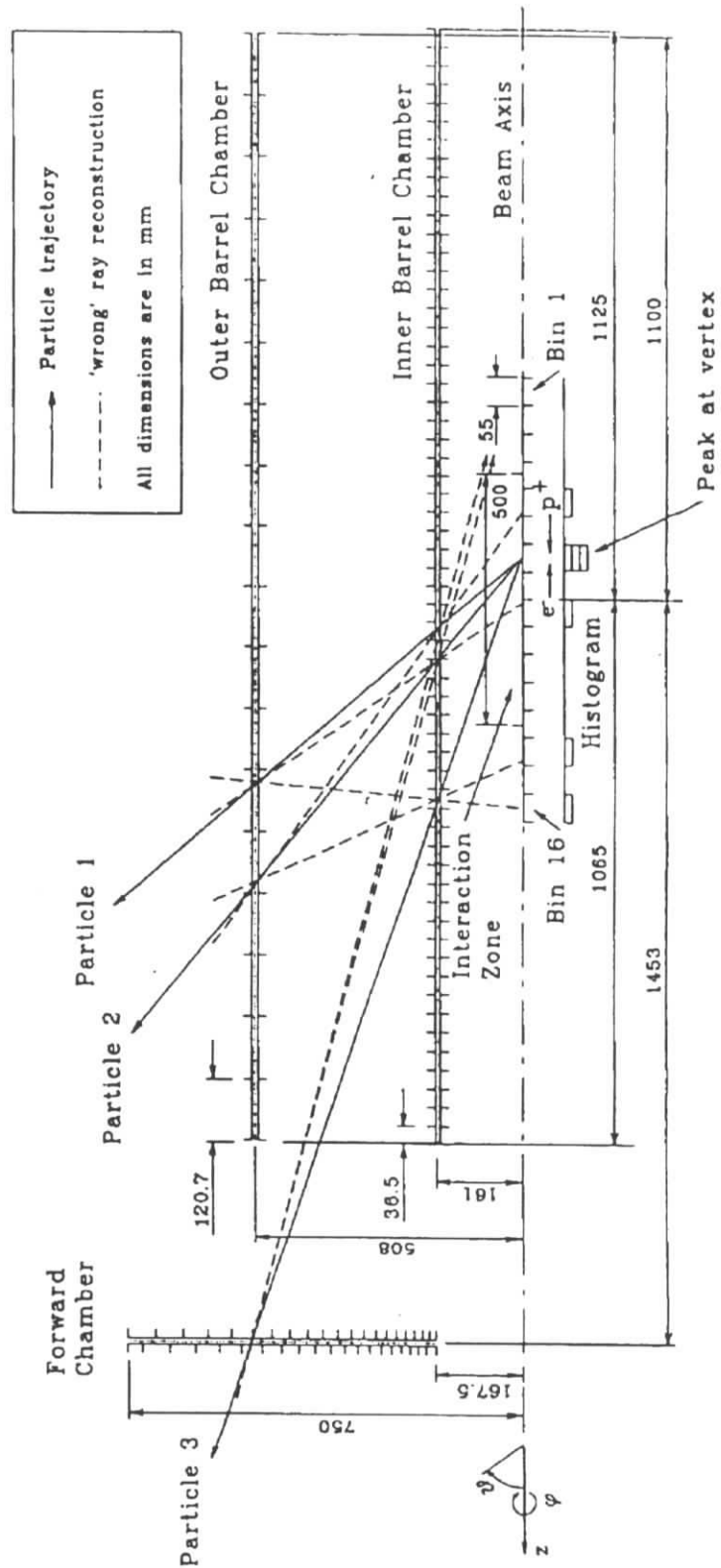


Abbildung 4.2: Wirkungsweise des Z-Vertex-Triggers

reichend niedrigen Wert zu reduzieren. Der Hauptuntergrund besteht dabei aus kosmischen Myonen und sogenannten Halo-Myonen. Die Halo-Myonen entstehen durch den Zerfall von Hadronen aus dem schon erwähnten Proton-Wand-Untergrund. Durch zusätzliche Triggerelemente des Z-Vertex-Triggers und des Vetos vom Flugzeitähler ergaben sich hinreichend niedrige Triggerraten.

## 4.4 Triggerbedingungen der registrierten Daten

Die untersuchten Ereignisse wurden mit zwei Sätzen von Triggerbedingungen registriert. Der erste Satz wurde im Sommer 1992 verwendet. Dieses war die erste Periode von Elektron-Proton-Streuungen bei HERA. Der größte Teil der Ereignisse (62 von 74) wurde im Herbst 1992 genommen. Die Subtrigger, die Signale aus dem Myonsystem verwenden, wurden bei der Umstellung des Triggers nicht verändert. Der Unterschied in den Triggerraten zwischen beiden Sätzen der Triggerbedingungen sollte daher gering sein. Für die Simulation des Triggers wurden die Subtrigger so verwendet, wie sie in der Herbstperiode definiert waren. Für die Ereignisse, die die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Selektionskriterien erfüllen, gibt Tabelle 4.1 an, wie häufig die einzelnen Subtrigger angesprochen haben.

Subtrigger	Optionen	gemessene Ereignisse		M.C. Ereignisse Herbst '92
		Sommer '92	Herbst '92	
Alle	—	12	62	735
MU_FEC*Z-Vertex_small	V	7	58	300
MU_BEC*Z-Vertex_small	V	2	18	325
MU_Barrel*Z-Vertex_small	V	0	2	51
MU_Multi*Z-Vertex_small	V	0	1	77
MU_FEC*Z-Vertex_t0	V L	2	49	342
MU_BEC*Z-Vertex_t0	V L	0	16	330
MU_Barrel*Z-Vertex_t0	V L	0	2	52
MU_Multi*Z-Vertex_t0	V L	0	2	82
Ohne Myonsystem	—	3	20	264

Tabelle 4.1: Subtrigger der selektierten Ereignisse nach der Teilung zur Reduktion der Triggerrate. Die "V-Option" bedeutet, daß das Veto des Flugzeitählers benutzt wurde, die "L-Option", daß nur gefüllte Teilchenpakete ausgelesen wurden.

# Kapitel 5

## Selektion von Ereignissen mit zwei Spuren

Wie in Kapitel 3 anhand von Monte Carlo-Ereignissen gezeigt wurde, werden bei dem Prozeß  $ep \rightarrow e\mu\mu X$  die auslaufenden Elektronen und Hadronen nur selten im H1-Detektor nachgewiesen. So ist im elastischen Fall,  $ep \rightarrow e\mu\mu p$ , das auslaufende Proton in keinem einzigen Monte Carlo-Ereignis im Detektor sichtbar, obwohl der simulierte Datensatz der vierzigfachen integrierten Luminosität von 1992 entspricht. Die beiden erzeugten Myonen können dagegen häufig mit den Spurkammern nachgewiesen werden. Da sie aber in der Regel einen sehr kleinen Impuls haben, erreichen sie meistens das Myonsystem nicht und werden nicht als Myonen identifiziert. Der Nachweis von mindestens einem Myon ist aber für die Klassifizierung der Ereignisse und zur Reduktion der Untergrundrate unverzichtbar. Ein weiterer Grund für den Nachweis von Myonen im Myonsystem ist der, daß die effizientesten Subtrigger für diese Ereignisse unter anderem auch Triggerelemente aus dem Myon-System verlangen. Ereignisse mit wenig Spuren und geringer deponierter Energie, werden ohne den Trigger des Myonsystems nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit nachgewiesen.

Als Ausgangsdatsatz für die folgende Selektion wurden die 116 "Data Summary Tapes" ("DST") mit Myonkandidaten benutzt [1]. Etwa 95 % der in Kapitel 3 beschriebenen Monte Carlo-Ereignisse, die irgendeinen Subtrigger auslösen, erfüllen auch die Kriterien der "DST"-Selektion (siehe Tabelle 5.2). Der erhebliche Aufwand an Rechenzeit, um alle 3300 Bänder mit den rekonstruierten Daten von 1992 zu durchsuchen, ist also nicht gerechtfertigt.

### 5.1 Selektion von Ereignissen mit mindestens einem Myonkandidaten

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Selektionskriterien sind so zusammengestellt worden, daß auch Ereignisse noch gefunden werden, bei denen die Rekonstruktion von Spuren aus den Spurkammersignalen nicht optimal ist. Damit soll die Abhängigkeit von der Qualität der Spurkammerrekonstruktion reduziert werden. Als Nachteil dieser Vorgehensweise erhält man einen hohen Anteil an Untergrundereignissen, die anschließend bei einer visuellen Kontrolle

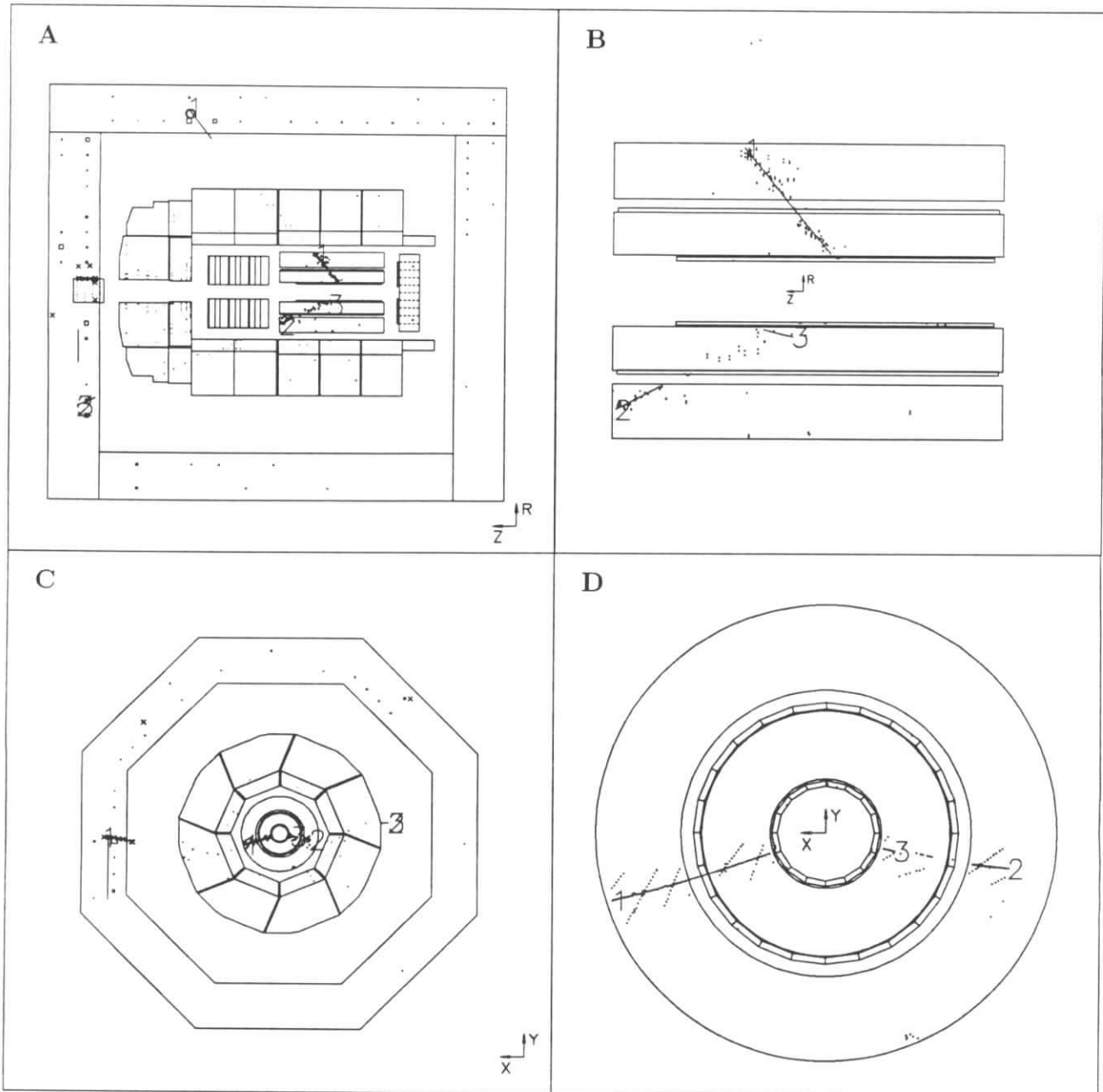


Abbildung 5.1: Das erste selektierte Ereignis mit zwei Spuren im Myondetektor, das kein kosmisches Myon ist. Links der Spurdetektor, das Kalorimeter und das Myonsystem des H1-Detektors, rechts nur der zentrale Spurdetektor. Oben ist der Detektor im Längsschnitt, unten im Querschnitt dargestellt.

unterdrückt werden.

Abbildung 5.1 zeigt das erste Zwei-Spur-Ereignis mit zwei Spuren im Myonsystem, das mit dem H1-Detektor gemessen wurde. Die beiden erzeugten Teilchen hinterlassen Signale in der zentralen Spurkammer, im Kalorimeter und im Myondetektor. Die Spuren in den Spurkammern und dem Myondetektor sind für die Selektion des Ereignisses verwendet worden. Die Abbildung 5.1 D zeigt den Querschnitt durch die zentralen Spurkammern. Die linke Spur ist von dem Rekonstruktionsprogramm auch als Spur 1 erkannt worden. Die Spur auf der rechten Seite ist hingegen nicht richtig erkannt worden. Es sind zwei Spurstücke, 2 und 3, statt einer

einzigsten langen Spur gefunden worden. Um auch solche schlecht rekonstruierten Ereignisse zu finden, sind die folgenden Selektionskriterien entwickelt worden:

1. Mindestens eine Spur in den Myonkammern mit Verbindung zu einer Spur der zentralen oder Vorwärtsspurkammer.
2. Höchstens drei Spuren in dem Myonsystem.
3. Im zentralen- und Vorwärtsspurdetektor zusammen müssen zwei bis sechs Spuren rekonstruiert worden sein.
4. Mindestens eine "gute" Spur im zentralen Spurdetektor. Diese Spur muß in einem Abstand von höchstens 40 cm von der Strahlachse beginnen und aus mindestens zehn Drahttreffern der zentralen Driftkammern bestehen. Der Punkt auf der Verlängerung der Spur, der am dichtesten an der Strahlachse liegt, darf nicht weiter als 3 cm von dieser entfernt sein. Der Abstand von diesem Punkt zum nominellen Wechselwirkungspunkt darf entlang der Strahlachse höchstens 75 cm betragen.
5. Die Spuren aller Spurenkammern dürfen sich nur in zwei Gruppen aus maximal je zwei benachbarten Segmenten des Azimut-Winkels  $\phi$  befinden. Der gesamte Raum ist dabei in 16 Segmente eingeteilt worden.
6. Die Akollinearität zwischen den beiden besten Spuren im Myonsystem muß mindestens  $30^\circ$  betragen. Falls es nur eine Spur im Myonsystem gibt, gilt die Bedingung als erfüllt.
7. Die Akollinearität zwischen den beiden besten Spuren im zentralen Spurdetektor muß mindestens  $30^\circ$  betragen. Falls es weniger als zwei Spuren gibt, gilt die Bedingung als erfüllt.

Der Schnitt auf die Anzahl der Spuren (3) ist so weit gefaßt, daß auch durch eine schlechte Spurrekonstruktion, die häufig zu zerbrochenen Spuren führt, kaum Ereignisse verloren gehen. Die Topologieforderung in  $\phi$  (5) reduziert den Anteil an Ereignissen, die mehr als zwei geladene Teilchen in den Spurenkammern enthalten. Auch wenn die Spuren schlecht rekonstruiert wurden, so daß mehrere Spurstückchen anstelle einer Spur gefunden wurden, sollten die einzelnen Stücke noch in einem oder zwei nebeneinander liegenden  $\phi$ -Segmenten liegen.

Die beiden letzten Schnitte (6 und 7) dienen zum Unterdrücken von kosmischen Myonen. Kosmische Myonen haben eine Akollinearität von  $0^\circ$  zwischen den beiden Hälften ihrer Spur. Leider sind einige der vielen kosmischen Myonen im zentralen Spurdetektor so schlecht rekonstruiert worden, daß sie den Akollinearitätsschnitt (7) erfüllen. Abbildung 5.2 zeigt ein kosmisches Myon, das von dem Selektionsprogramm nicht verworfen wurde. Das Myon hat den gesamten Detektor durchquert, wobei es im Myonsystem und im zentralen Spurdetektor Spuren erzeugt hat. Aus den Signalen in der oberen Hälfte des Spurdetektors wurden jedoch nicht eine, sondern drei Spuren rekonstruiert. Die Spuren sind auf der Abbildung 5.2 B und D als Linien eingezeichnet und tragen die Nummern 2, 3 und 4. Wegen des offensichtlich falsch bestimmten Polarwinkels der Spur 3 ist die Akollinearität zwischen den beiden längsten Spuren, 1 und 3, deutlich größer als  $30^\circ$ . Durch die magnetfeldbedingte Spurkrümmung erfüllen auch die beiden Spuren des Myonsystems die Akollinearitätsbedingung. Ereignisse dieser Art bilden einen wesentlichen Teil der Datenmenge, die mit dem Selektionsprogramm gewonnen wurde.

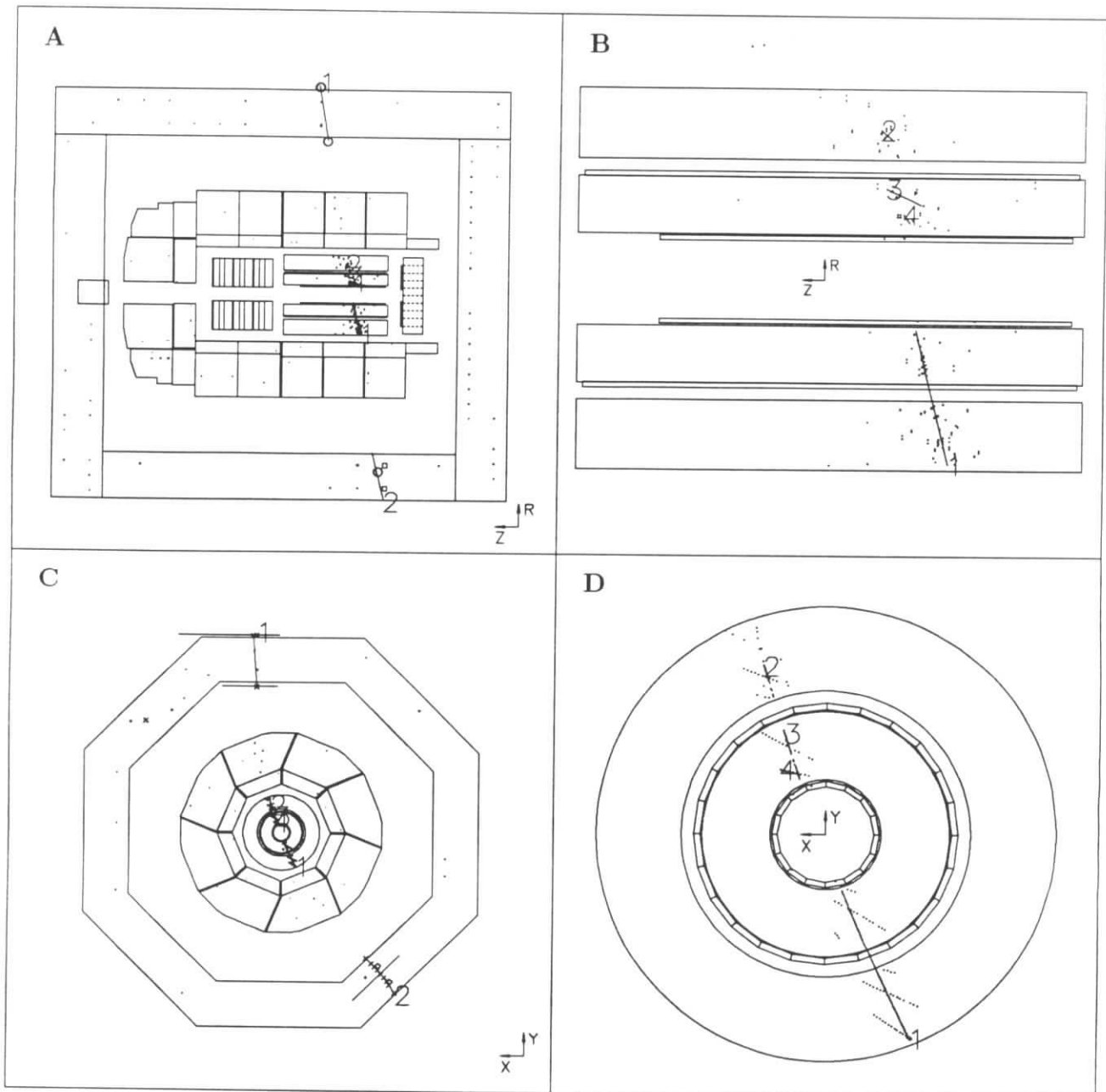


Abbildung 5.2: Ein kosmisches Myon, das nicht vom Selektionsprogramm verworfen wurde. Links der Spurdetektor, das Kalorimeter und das Myonsystem des H1-Detektors, rechts nur der zentrale Spurdetektor. Oben ist der Detektor im Längsschnitt, unten im Querschnitt dargestellt.

Man sieht an diesem Ereignis, daß die Anzahl der rekonstruierten Spuren nicht immer mit der der Teilchenspuren übereinstimmt. Durch eine visuelle Kontrolle wurden anschließend die verbliebenen kosmischen Myonen und Ereignisse mit mehr als zwei geladenen Teilchen in den Spurdetektoren aus dem Ereignissample entfernt.

Die Kriterien, die zum Verwerfen eines Ereignisses bei der visuellen Kontrolle führten, waren:

- Das Ereignis ist mit der Annahme verträglich, daß es sich um ein durchgehendes Teilchen handelt. Diese Annahme traf nur auf besonders schlecht rekonstruierte Ereignisse zu, da

sonst die Akollinearitätsschnitte (6 und 7) das Ereignis schon verworfen hätten.

- Spuren, die ein drittes Teilchen in den Spurkammern anzeigen. Dabei wurden Spuren der Vorwärtsspurkammern nur berücksichtigt, wenn sie auf den Vertex zeigen oder mit einer Spur des Myonsystems verbunden wurden. Spurstücke, die auf einer Linie zum Vertex liegen, werden als eine Spur gezählt. Spuren, die nur aus Signalen der rückwärtigen Proportionalkammer bestehen, wurden nicht berücksichtigt.

Nach der visuellen Kontrolle verbleiben von den 860 selektierten Ereignissen noch 127. Die Anzahl der Ereignisse nach allen einzelnen Schritten der Datenverarbeitung ist in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Da der Strahl-Gas-Untergrund zu wesentlichen Teilen aus Protonen besteht, ist es naheliegend durch Schnitte auf unterschiedliche Ladungen beider Teilchen sowie deren Ionisationsdichten  $\frac{dE}{dx}$  seinen Anteil zu reduzieren. Es gibt 92 Ereignisse mit unterschiedlich geladenen Teilchen unter den 127 selektierten Ereignissen.

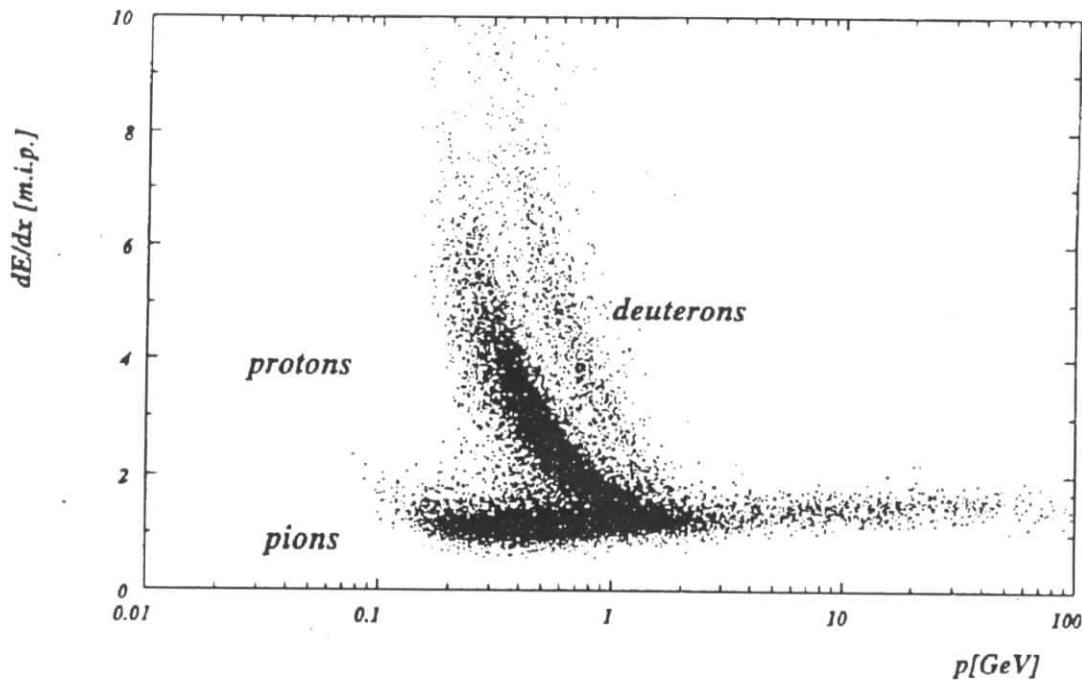


Abbildung 5.3: Die Ionisationsdichten  $\frac{dE}{dx}$  willkürlich ausgewählter Spuren in Einheiten der Ionisationsdichte eines minimal ionisierenden Teilchens ("m.i.p.") aufgetragen gegen den gemessenen Impuls [1].

In Abbildung 5.3 ist die Ionisationsdichte für die in der zentralen Spurkammer gemessenen Spuren gegen den gemessenen Impuls aufgetragen. Die Ereignisse dafür sind nicht die hier sonst verwendeten Zwei-Spur-Ereignisse. Man sieht bei kleinen Teilchenimpulsen eine Aufspaltung in drei Äste, die von Pionen, Protonen und Deuteronen herrühren. Wenn man verlangt, daß die Ionisationsdichte höchstens doppelt so groß wie die von minimal ionisierenden Teilchen ("m.i.p.") ist, unterdrückt man damit Protonen mit einem Impuls von weniger als  $700 \text{ MeV}$ .

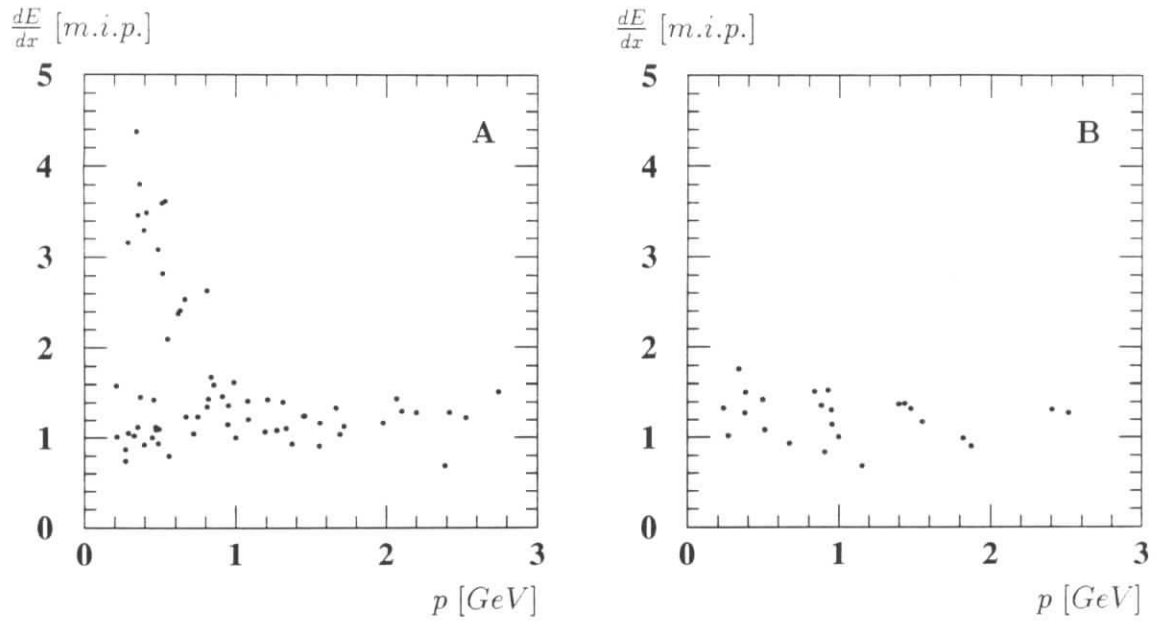


Abbildung 5.4: Die Ionisationsdichten  $\frac{dE}{dx}$  in Einheiten der Ionisationsdichte eines minimal ionisierenden Teilchens ("m.i.p.") für positiv (A) und negativ (B) geladene Teilchen aus den selektierten Ereignissen aufgetragen gegen den gemessenen Impuls.

Die Ionisationsdichte für die 92 Zwei-Spur-Ereignisse mit unterschiedlichen Ladungsvorzeichen ist in Abbildung 5.4 A (B) gegen den Impuls des positiv (negativ) geladenen Teilchens aufgetragen. Es gibt 18 Spuren von positiv geladenen Teilchen mit einer Ionisationsdichte von mehr als zwei mal der eines "m.i.p.". Aufgrund des Verhältnisses von Impuls und Ionisationsdichte können diese Teilchen als Protonen identifiziert werden. Bei den negativen Teilchen fällt keines durch eine besonders hohe Ionisationsdichte auf. Schließt man die Ereignisse mit den Protonen aus, so verbleiben noch 74 Ereignisse.

Alle Ereignisse auf Band	$\approx 8 \cdot 10^6$
Alle "DST"-Ereignisse mit Myon-Kandidaten	196099
Selektierte Ereignisse (Schnitte 1-7)	860
Visuell nachselektiert	127
Mit unterschiedlichen Ladungsvorzeichen	92
Keine langsamen Protonen	74

Tabelle 5.1: Datenreduktion bei der Ereigniseselektion



## 5.2 Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten

Bei der bisherigen Selektion ist nur die Identifizierung eines Myons durch das Myonsystem verlangt worden. Eine weitere Möglichkeit den Untergrundanteil zu reduzieren, bietet daher die Identifizierung des zweiten Myons. Wenn man hierzu wie bei dem ersten Myon auch eine Spur im Myonsystem mit einer Zuordnung zu einer Spur des Spurdetektors verlangt, verbleiben fünf Ereignisse.

Zusätzlich können Myonen auch an ihren Signalen im Kalorimeter erkannt werden [18]. Die wesentlichen Kriterien für die Suche von Myonen im Kalorimeter sind:

- Die Spuren des Spurdetektors werden durch das Kalorimeter extrapoliert, und die Energien der Cluster entlang der Extrapolation werden summiert. Die deponierte Energie im elektromagnetischen (hadronischen) Teil des Kalorimeters muß geringer als etwa  $1\text{ GeV}$  ( $2.5\text{ GeV}$ ) sein.
- Es muß in zwei Lagen des hadronischen Kalorimeters Zellen mit einem Signal geben.

Wenn man beide Methoden zur Definition eines zweiten Myonkandidaten benutzt, erhält man elf Ereignisse mit zwei Myonkandidaten.

## 5.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit Monte Carlo-Ereignissen

Die in Abschnitt 3.5 behandelten Monte Carlo-Ereignisse wurden nach einer detaillierten Detektorsimulation den gleichen Rekonstruktions- und Selektionsverfahren unterworfen wie die gemessenen Daten.

Auch die Reduktion von Monte Carlo-Daten durch die Trigger- und Selektionsbedingungen ist erheblich (siehe Tabelle 5.2). Der Grund für die geringe Effizienz ist der in der Regel sehr niedrige Transversalimpuls der Myonen. Häufig erzeugt daher keines der Myonen Signale im Myonsystem. Das Ereignis wird dann nicht in die "DST"-Klasse für Ereignisse mit Myonkandidaten einsortiert und oft auch gar nicht getriggert. Viele "DST"-Ereignisse mit Myonkandidaten werden nicht selektiert, weil sie nicht zwei Spuren in den Spurkammern haben oder weil die Spur des Myonsystems keiner dieser Spuren zugeordnet werden kann.

Um die gleichen Bedingungen wie bei den gemessenen Daten zu erhalten, wurden auch alle selektierten Ereignisse des Monte Carlo-Datensatzes visuell begutachtet. Alle Ereignisse, die mehr als zwei geladene Spuren in den Spurdetektoren haben, wurden verworfen. Insgesamt sind nur acht Monte Carlo-Ereignisse verworfen worden. Dieses macht einen Anteil von etwa 1% aus. Es wurden keine Monte Carlo-Ereignisse gefunden, die kosmischen Myonen ähnlich sehen und alle Selektions-Kriterien erfüllen.

Die Größe der Monte Carlo-Datensätze in Tabelle 5.2 ist so gewählt worden, daß jeder Datensatz einer integrierten Luminosität von  $1\text{ pb}^{-1}$  entspricht. Da 1992 nur etwa  $25\text{ nb}^{-1}$  bei auswertbaren

Prozeß	kin. Bereich		Wirkungsquerschnitt [pb]					
	$Q_{Proton}^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$m_x$ [GeV]	alle Ereign.	MC- Schnitt	mit Trigger	auf "DST"	Ein-Myon- Selektion	Zwei-Myon- Selektion
elastisch	gesamt	$m_{Proton}$	96629	7695	1472	1412	548	103
inelast.	< 5	< 1.99	3379	965	188	181	69	6
inelast.	< 5	> 1.99	3579	1631	479	441	166	59
inelast.	> 5	gesamt	132	120	70	69	32	13
gesamt	gesamt	gesamt	103719	10411	2209	2103	815	181

Tabelle 5.2: Ereignisreduktion bei Monte Carlo-Daten.

Bedingungen mit dem H1-Detektor gemessen wurden, müssen die in Tabelle 5.2 gegebenen Zahlen durch 40 geteilt werden, um die Anzahl der erwarteten Ereignisse für 1992 zu erhalten.

# Kapitel 6

## Der Untergrundanteil der selektierten Ereignisse

In diesem Kapitel wird der Untergrundanteil der selektierten Zwei-Spur-Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten und mit zwei Myonkandidaten diskutiert. Als Untergrundquellen werden die Strahl-Gas-Reaktion und der Zerfall von  $\rho$ -Mesonen untersucht. Es werden auch Schnitte eingeführt, um den Untergrundanteil zu reduzieren.

### 6.1 Ereignisse mit einem Myonkandidaten

Mit den in Abschnitt 5.1 beschriebenen Schnitten ist ein Datensatz von 74 Ereignissen gewonnen worden. Die Ereignisse besitzen alle zwei Spuren und mindestens einen Myonkandidaten, der durch eine Spur im Myonsystem mit Spurverbindung zu einer Spur des Spurkammersystems definiert ist. Diese Ereignisse sind, wie in diesem Abschnitt gezeigt wird, hauptsächlich Strahl-Gas- und  $\rho$ -Zerfallsereignisse und können mit geeigneten Schnitten weitgehend unterdrückt werden. Mit den verschärften Bedingungen verbleiben aber nur noch wenige Ereignisse.

#### 6.1.1 Untergrund durch Strahl-Gas-Wechselwirkung

Der Strahl-Gas-Untergrund entsteht durch Streuung eines Protons aus dem Protonstrahl mit einem Atomkern des Restgases. Der Proton-Strahl bei HERA bestand 1992 aus zehn Paketen. Neun dieser Pakete wurden in den Wechselwirkungszonen mit einem Elektronenpaket zur Kollision gebracht. Zur Abschätzung des Untergrundes wurde ein zusätzliches Protonpaket, der sogenannte Proton-Pilotbunch, der kein dazugehöriges Elektronpaket hatte, verwendet.

Anhand der Paketnummer kann dann festgestellt werden, ob ein Ereignis zu den kollidierenden Paketen oder zu dem Pilotbunch gehört. Die Ereignisse des Pilotbunches machen aber nur den Bruchteil aller Strahl-Gas-Ereignisse aus, der dem Anteil ihres Stromes am Gesamtstrom entspricht. Der mittlere Anteil des Pilotbunches am Gesamtstrom betrug 9.6 %. Die Ereignisse aus den Pilotbunch müssen also mit einem Faktor von 10.4 gewichtet werden, um den Anteil

der Strahl-Gas-Ereignisse des gesamten Datensamples richtig zu beschreiben.

Die Polarwinkelverteilungen für die 74 selektierten Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Zwei dieser Ereignisse stammen aus dem Pilotbunch und entsprechen  $21 \pm 15$  Strahl-Gas-Ereignissen im verbleibenden Datensatz. Die Polarwinkel  $\theta_1$  für die Teilchen mit dem höheren Impuls beider Pilotbunch-Ereignisse sind kleiner als  $15^\circ$ . Insgesamt gibt es 29 Ereignisse bei einem Polarwinkel  $\theta_1$  von weniger als  $15^\circ$ . Die Ereignisse in Vorwärtsrichtung werden also durch den Strahl-Gas-Untergrund dominiert. Die beiden verbleibenden Pilotbunch-Ereignisse haben eine invariante Masse von etwa  $1 \text{ GeV}$  (Abbildung 6.2). Durch einen Schnitt auf die invariante Masse des Teilchenpaares kann man die verbleibenden Pilotbunch-Ereignisse ausschließen. Fordert man z.B. eine invariante Masse von mindestens  $2 \text{ GeV}$ , so verbleiben noch zwölf der selektierten Ereignisse und keine Pilotbunch-Ereignisse.

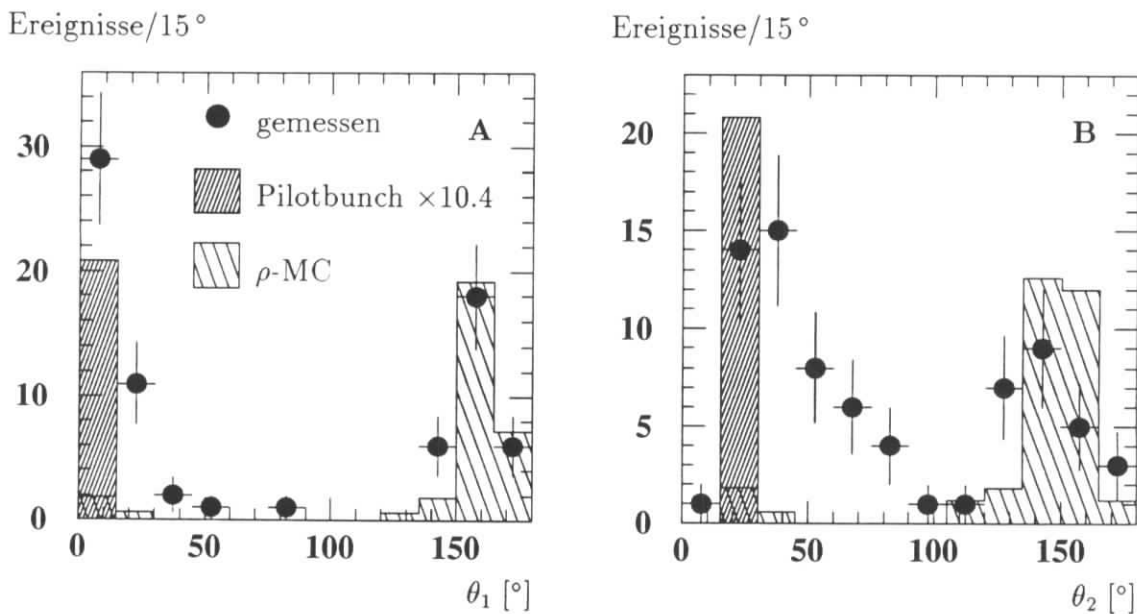


Abbildung 6.1: Die Polarwinkel der zwei Spuren für die 74 selektierten Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten. A:  $\theta_1$  für die Spur mit dem höheren Impuls, B:  $\theta_2$  für die mit dem niedrigeren Impuls.

### 6.1.2 Untergrund durch diffraktiv erzeugte $\rho$ -Mesonen

Als zusätzliche Quelle von Untergrundereignissen ist der Zerfall von diffraktiv erzeugten  $\rho$ -Mesonen untersucht worden. Dies ist naheliegend, weil der Wirkungsquerschnitt des Prozesses sehr hoch ist und der Zerfall des  $\rho$ -Mesons auch Zwei-Spur-Ereignisse liefert. Das Verzweungsverhältnis für den  $\rho$ -Zerfall in Pionen ist nahezu 100%. Ein Zerfall in Myonen ist auch möglich, das Verzweungsverhältnis ist aber nur  $(4.60 \pm 0.28) \times 10^{-5}$  [19]. Die erzeugten Pionen können auf zwei Arten zu Spuren im Myonsystem führen:

- Durch den Zerfall der Pionen entstehen Myonen. Diese Myonen werden dann im Myonsystem nachgewiesen, falls sie einen hinreichend großen Impuls besitzen.
- Da das Kalorimeter in Rückwärtsrichtung, das sogenannte BEMC, für Elektronen entwickelt wurde, beträgt seine Dicke nur 0.97 Wechselwirkungslängen. Pionen können also mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 30 % das Kalorimeter durchdringen, ohne durch Kernstöße Energie im BEMC zu deponieren.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Pionen aus dem  $\rho$ -Zerfall Spuren im Myonsystem erzeugen und damit als Myonen interpretiert werden, hängt von ihrem Impuls und von der Materialdicke ab, die sie durchdringen müssen, um das Myonsystem zu erreichen. Letztere ist wiederum abhängig von der Flugrichtung des Pions. Quantitative Aussagen lassen sich daher am besten mit der detaillierten Detektorsimulation [10] gewinnen.

In Abbildung 6.1 ist auch der erwartete Untergrund durch die  $\rho$ -Produktion dargestellt worden. Bei den meisten dieser Ereignisse zeigen beide Spuren in Rückwärtsrichtung. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmt die Anzahl der Ereignisse mit Spuren in Rückwärtsrichtung mit der aus  $\rho$ -Zerfällen erwarteten überein.

Die Schnitte auf die Ladungen und die Ionisationsdichten der Teilchen, die den Strahl-Gas-Untergrund weitgehend unterdrückt haben, reduzieren das gemessene Signal in Rückwärtsrichtung und die  $\rho$ -Monte Carlo-Ereignisse wie erwartet nicht. Der Grund hierfür ist, daß der Zerfall des  $\rho$ -Mesons zu Zwei-Spur-Ereignissen mit zwei Pionen führt. Der Schnitt auf ungleiche Ladungen sollte auch von dem Pion-Paar erfüllt werden. Die Ionisationsdichten von Pionen und Myonen unterscheiden sich nicht wesentlich, weil die Ruhemassen der Teilchen ähnlich sind. Deshalb kann auch der Schnitt auf die Ionisationsdichten den Untergrund aus  $\rho$ -Zerfällen nicht reduzieren.

Der Untergrund durch  $\rho$ -Mesonen kann durch einen Schnitt in der invarianten Masse abgetrennt werden. Abbildung 6.2 zeigt die Massenverteilungen für das selektierte Ereignissample. Zur Abschätzung des Untergrundes sind wieder die Pilotbunch-Ereignisse hervorgehoben und die erwarteten  $\rho$ -Ereignisse mit dargestellt worden. Im Bereich von  $0.5 \text{ GeV}$  bis  $1 \text{ GeV}$  dominiert der Untergrund aus dem  $\rho$ -Zerfall. Fordert man wie im vorherigen Abschnitt eine invariante Masse von mindestens  $2 \text{ GeV}$ , so werden alle Monte Carlo-Ereignisse mit  $\rho$ -Mesonen unterdrückt. Es verbleiben noch zwölf Ereignisse.

## 6.2 Ereignisse mit zwei Myonkandidaten

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie groß der Untergrundanteil ist, wenn man auch fordert, daß beide Spuren als Myonen identifiziert werden. Eines der Teilchen muß dabei eine Spur im Myonsystem haben. Für das zweite Myon wird die in Abschnitt 5.2 kurz beschriebene Methode verwendet, die neben Spuren des Myonsystems auch die im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen Energien verwendet.

Insgesamt sind elf Ereignisse mit zwei Myonkandidaten gefunden worden, von denen keines ein Pilotbunch-Ereignis ist.

Ereignisse/0.25 GeV

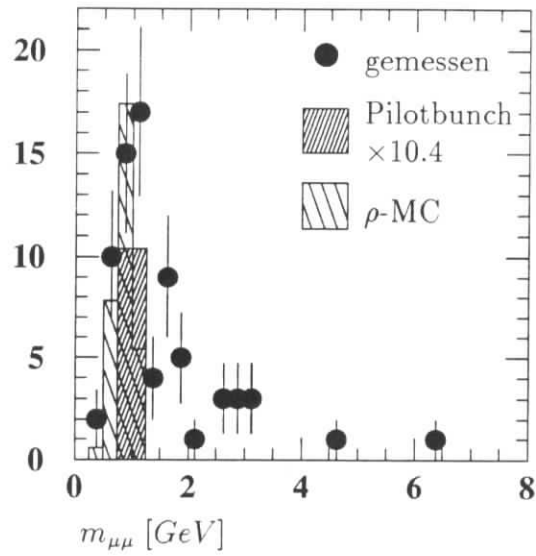
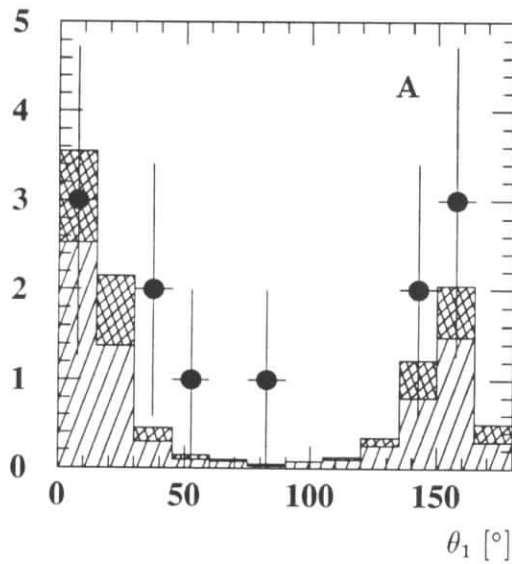


Abbildung 6.2: Die invarianten Massen der Zwei-Spur-Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten. Für die Ruhemassen der Teilchen ist die Myonmasse angesetzt worden.

Ereignisse/15°



Ereignisse/15°

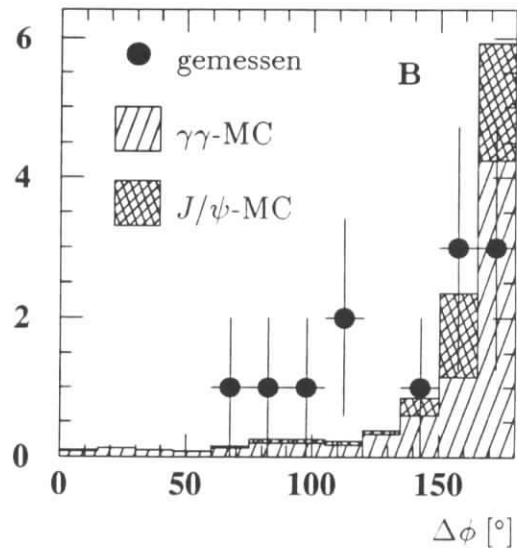


Abbildung 6.3: Winkelverteilungen für die zwölf Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten und  $m_{\mu\mu} > 2\text{GeV}$ . A: Die Polarwinkelverteilung für das Teilchen mit dem höheren Impuls. B: Die Azimutwinkel zwischen beiden Teilchen.

Es wurden auch keine  $\rho$ -Zerfälle in den Monte Carlo-Datensätzen gefunden, die einen zweiten Myonkandidaten besitzen. Alle rekonstruierten Massen der gemessenen Ereignisse mit zwei Myonkandidaten sind größer als  $1\text{ GeV}$ . Damit wird die mit Monte Carlo-Ereignissen gewonnene Annahme gestützt, daß der Datensatz keine  $\rho$ -Zerfallsereignisse enthält. Mit der Forderung nach einem zweiten Myonkandidaten ist somit ein Datensample gewonnen worden, in dem die im Abschnitt 6.1 dominierenden Strahl-Gas- und  $\rho$ -Zerfallsereignisse nicht mehr nachgewiesen werden.

# Kapitel 7

## Ergebnisse

In Kapitel 6 wurde der Untergrundanteil der selektierten Ereignisse diskutiert. Für den Ein-Myon-Datensatz wurde der Untergrund aus Strahl-Gas-Ereignissen und dem Zerfall von  $\rho$ -Mesonen durch zusätzliche Schnitte unterdrückt. Es verbleiben dann noch zwölf Ereignisse. Im Zwei-Myon-Datensatz, der aus elf Ereignissen besteht, konnten keine Untergrundereignisse aus diesen Prozessen festgestellt werden. Da acht der Ereignisse in beiden Datensätzen vorhanden sind, ergeben sich 15 Ereignisse, wenn man beide Datensätze vereinigt. Diese 15 Ereignisse enthalten Myonpaare aus dem Zwei-Photon-Prozeß und aus dem  $J/\psi$ -Zerfall. In diesem Kapitel wird untersucht, inwieweit dieser Datensatz mit den Vorhersagen aus den Monte Carlo-Rechnungen übereinstimmt.

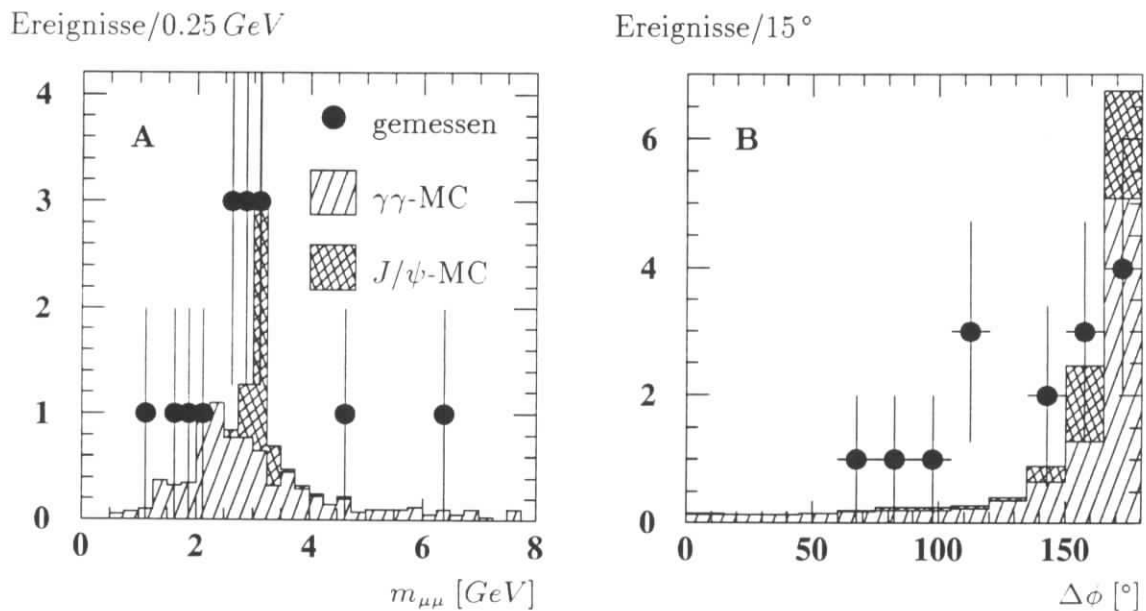


Abbildung 7.1: A: Die invarianten Massen für die 15 Zwei-Spur-Ereignisse, die zwei Myonkandidaten oder einen Myonkandidaten und eine invariante Masse von mehr als  $2\text{ GeV}$  besitzen. Als Masse der Teilchen wird die Myonmasse verwendet. B: Die Differenz der Azimutwinkel  $\phi$ .



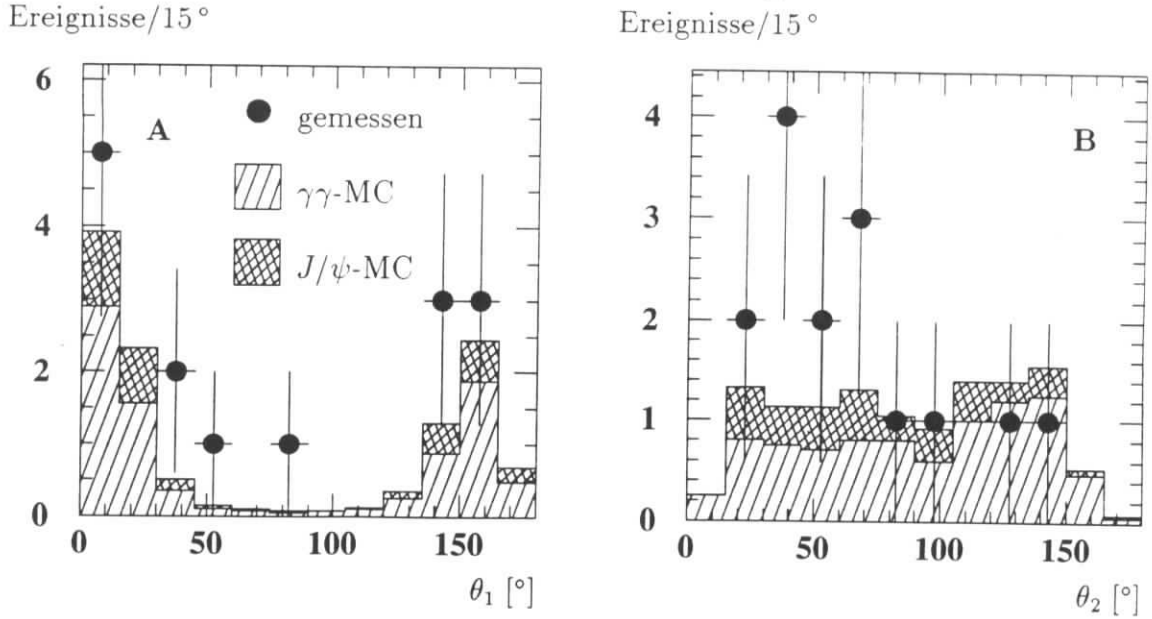


Abbildung 7.2: Die Polarwinkel der zwei Spuren für die selektierten Ereignisse, die zwei Myonkandidaten oder die einen Myonkandidaten und eine invariante Masse von mehr als  $2\text{ GeV}$  besitzen.  $\theta_1$  für die Spur mit dem höheren,  $\theta_2$  für die mit dem niedrigeren Impuls.

$m_{\mu\mu}$ [GeV]	Ereignisse		
	gemessen	$\gamma\gamma$ -MC	$J/\psi$ -MC
$< 2.5$	4	$3.4 \pm 0.3$	$0.03 \pm 0.03$
$2.5 - 3.75$	9	$3.0 \pm 0.3$	$3.3 \pm 0.3$
$> 3.75$	2	$2.4 \pm 0.2$	$0.1 \pm 0.05$
total	15	$8.7 \pm 0.5$	$3.4 \pm 0.3$

Tabelle 7.1: Die Anzahl der Zwei-Spur-Ereignisse, die zwei Myonkandidaten oder einen Myonkandidaten und eine invariante Masse von mehr als  $2\text{ GeV}$  besitzen für verschiedene Bereiche der invarianten Masse. Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler der Monte Carlo-Vorhersagen.

Die Massenverteilung der 15 Ereignisse ist in Abbildung 7.1 A zusammen mit den Monte Carlo-Vorhersagen für die Myonpaarproduktion durch den  $J/\psi$ -Zerfall und die Zwei-Photon-Produktion dargestellt. Die Massenverteilung der Monte Carlo-Ereignisse aus dem Zwei-Photon-Prozess beginnt bei  $0.5\text{ GeV}$ , die Stufe bei  $2\text{ GeV}$  ist die Folge des Massenschnittes im Ein-Myon-Datensatz (Abschnitt 6.1). Die invariante Masse der Myonpaare aus den  $J/\psi$ -Zerfällen liegt bei etwa  $3.1\text{ GeV}$ . Den Hauptbeitrag zur Breite der  $J/\psi$ -Massenverteilung liefern die Meßfehler der Impulse. Die Verteilung der gemessenen Ereignisse stimmt gut mit den Monte Carlo-Vorhersagen überein.

In Abbildung 7.1 B wird die Azimutwinkeldifferenz  $\Delta\phi$  der Myonkandidaten dargestellt. Die Verteilungen für beide Monte Carlo-Vorhersagen haben Maxima bei  $\Delta\phi = 180^\circ$  und nur sehr

wenige Einträge bei Winkeldifferenzen von weniger als  $135^\circ$ . Die Anzahl der gemessenen Ereignisse stimmt im Bereich von  $135^\circ - 180^\circ$  gut mit den Vorhersagen überein. Bei Werten unterhalb von  $135^\circ$  gibt es einen Überschuß an gemessenen Ereignissen. Die Poisson-Statistik gibt für 1.9 erwartete und sechs gemessene Ereignisse, eine Wahrscheinlichkeit von 1.0 % an. Im Rahmen der großen statistischen Fehler sind die Monte Carlo-Vorhersagen und die gemessenen Ereignisse also miteinander verträglich.

Die Verteilungen der Polarwinkel für die Teilchen mit dem höheren Impuls werden in Abbildung 7.2 A dargestellt. Man sieht, daß die Winkelverteilungen für beide Monte Carlo-Datensätze bei kleinen und großen Winkeln je ein Maximum haben. Die gemessenen Ereignisse haben die gleiche Winkelverteilung wie die Monte Carlo-Ereignisse. Die Polarwinkelverteilung für das Teilchen mit dem geringeren Impuls ist weitgehend konstant (siehe Abbildung 7.2 B). Extrem kleine und große Winkel sind unterdrückt. Dieses liegt an der Forderung einer guten Zentraldetektorspur bei der Selektion der Ereignisse (siehe Kapitel 5).

Die gezeigten Winkelverteilungen der Monte Carlo-Ereignisse des Zwei-Photon-Prozesses und der  $J/\psi$ -Produktion unterscheiden sich nicht wesentlich. Die einzige Möglichkeit, die  $J/\psi$ -Ereignisse zu unterdrücken, besteht also darin, Ereignisse mit einer invarianten Masse im Bereich von  $3.1 \text{ GeV}$  zu verwerfen. Wenn man den Massenbereich von  $2.5 \text{ GeV}$  bis  $3.75 \text{ GeV}$  ausschließt, erhält man einen vernachlässigbaren Anteil an Ereignissen aus der  $J/\psi$ -Produktion (siehe Tabelle 7.1). Es verbleiben nach diesem Schnitt nur noch sechs der 15 gemessenen Ereignisse. Die Monte Carlo-Vorhersage für den Zwei-Photon-Prozeß ergibt bei diesen Bedingungen  $5.8 \pm 0.4$  Ereignisse und stimmt sehr gut mit der Zahl der gemessenen Ereignisse überein.

Man kann auch die  $J/\psi$ -Ereignisse im Datensatz belassen und den Beitrag dieses Untergrundes statistisch abziehen. Hierbei erhält man eine Abhängigkeit von dem Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Erzeugung. Die Prozesse, die zu genau zwei sichtbaren Teilchen im Detektor führen, sind hauptsächlich die elastische diffraktive  $J/\psi$ -Erzeugung und die diffraktive  $J/\psi$ -Erzeugung mit Dissoziation des Protons. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse liegen bei  $(5.4 \pm 1.1) \text{ nb}$  bzw.  $(6.2 \pm 1.8) \text{ nb}$  [20]. Es ergibt sich ein relativer Fehler von 25 % für den  $J/\psi$ -Wirkungsquerschnitt. Der mit Monte Carlo-Studien erwartete Untergrund besteht aus  $3.4 \pm 0.3$   $J/\psi$ -Ereignisse. Aus der Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes ergibt sich zusätzlich ein systematischer Fehler von 0.9 Ereignissen. Subtrahiert man die  $J/\psi$ -Ereignisse von den 15 gemessenen Ereignissen, so behält man  $11.6 \pm 4.7$  Ereignisse für den Zwei-Photon-Prozeß. Der systematische Fehler durch die Unsicherheit des  $J/\psi$ -Wirkungsquerschnittes ist dabei zu den statistischen Fehler addiert worden. Die Monte Carlo-Rechnung mit dem LPair-Programm und der Detektorsimulation ergibt  $8.7 \pm 0.5$  Ereignisse, was im Rahmen der Fehler gut mit der gemessenen Anzahl der Ereignisse übereinstimmt.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Prozesse  $ep \rightarrow e\mu\mu p$  und  $ep \rightarrow e\mu\mu X$  im Rahmen der H1-Kollaboration am Speicherring HERA untersucht. Betrachtet man nur Feynman-Diagramme der Quanten-Elektrodynamik, so ergeben die Prozesse der Photon-Photon-Wechselwirkung 98-99% des totalen Wirkungsquerschnittes. Bremsstrahlungsdiagramme und der Drell-Yan-Prozeß tragen dazu nur unwesentlich bei und werden deshalb vernachlässigt. Die Diagramme der Photon-Photon-Wechselwirkung werden von dem Monte Carlo-Generator LPair berechnet, der auf einem Generator von J.A.M. Vermaseren basiert. Die Behandlung der inelastischen Wechselwirkung mit dem Proton wurde durch die Verwendung einer detaillierten Strukturfunktion für die Resonanzregion und der expliziten Erzeugung des hadronischen Endzustands verbessert. Die mit dem Generator ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte betragen für den elastischen Prozeß  $96.6\text{ nb}$  und für den inelastischen Prozeß  $7.05\text{ nb}$ . Betrachtet man die Akzeptanz des H1-Myonsystems, so erhält man Nachweiswahrscheinlichkeiten von etwa 3% für die Myonen aus dem elastischen und 15% für die Myonen aus dem inelastischen Prozeß. Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis des auslaufenden Elektrons, des Protons oder des Protonrestes im H1-Detektor ist gering.

Für die Suche nach Ereignissen wurden die Daten des Jahres 1992 herangezogen. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von  $25\text{ nb}^{-1}$ . Es wurden Ereignisse selektiert, die zwei Spuren in den Spurkammern und mindestens eine Spur im Myonsystem besitzen. Um den Untergrundanteil zu reduzieren, mußte entweder für die zweite Spur eine Myonsignatur oder eine invariante Masse der zwei Teilchen von mehr als  $2\text{ GeV}$  verlangt werden. Mit diesen Forderungen erhält man einen Datensatz mit 15 Ereignissen. Der erwartete Untergrund aus dem Zerfall von  $J/\psi$ -Mesonen liegt bei 3.4 Ereignissen. Es werden 8.7 Ereignisse mit Myonpaaren durch den multiperipheren  $\gamma\gamma$ -Prozeß erwartet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wegen der großen statistischen Fehler von 40% keine systematischen Fehler in der Detektor-Simulation untersucht. Die systematischen Fehler entstehen dadurch, daß die Detektor-Simulation die Spurrekonstruktion und den Trigger unzureichend beschreibt. Bei einem größeren Datensatz gäbe es auch die Möglichkeit, die simulierten Nachweiswahrscheinlichkeiten mit den aus den Daten bestimmten zu vergleichen.

## Ausblick

Im Jahr 1993 wurde die integrierte Luminosität von 1992 etwa um den Faktor 20 übertroffen. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $ep \rightarrow e\mu\mu X$  sollte sich deshalb mit einem statistischen Fehler von etwa 10 % messen lassen.

# Anhang A

## Die Gasversorgung der H1-Streamerrohrkammern

### A.1 Der Gasmischer

Die DESY-Gruppe B2 hat den Gasmischer für die H1-Streamerrohrkammern geplant und gebaut. Abbildung A.1 zeigt das Verfahrensschema des Gasmischers. Unten links befindet sich der Einlaß für die drei Reingase. Die Flüsse der Reingase lassen sich mit Nadelventilen (VR12, VR22 und VR32) einstellen und an Schwebkörperflußmessern (FI11, FI21 und FI31) ablesen. Um von Druckschwankungen in den Versorgungsleitungen unabhängig zu sein, sind vor den Nadelventilen noch Druckminderer (AVR11, AVR21 und AVR31) montiert. Die einzelnen Gase werden danach zusammen geführt und mit einem aktiven Mischer verwirbelt. Hinter dem Mischer ist eine Probennahmestelle, die mit dem Analysenschrank verbunden ist. Es folgt ein Überdruckregler und ein Magnetventil, um im Falle einer falschen Gasmischung eine automatische Abschaltung zu gewährleisten. Der Überdruckregler begrenzt den Druck bei Abschaltungen. Da die Gasmischanlage ursprünglich als Kreislaufanlage geplant war, sollte das Gas zur besseren Verwirbelung vor dem Kompressor in den Hauptkreis eingespeist werden. Die Abgasklappe VS8 begrenzt den Druck in den Kammern. Da die Kammern ohne Blenden oder Nadelventile an der Rücklaufseite arbeiten, ist der Druck an der Abgasklappe nahezu mit dem in den Kammern identisch. Der Kompressor fördert das Gas durch den Katalysator und die beiden Wärmetauscher, W1 und W2, zum Trockner. Der Katalysator soll, mit extra hinzugefügtem Wasserstoff, Sauerstoff zu Wasser reduzieren. Durch die Kammern, die unten als 220 parallele Passagen eingezeichnet sind, führt der Gaskreis wieder zum Kompressor. Die detaillierte Beschreibung ähnlicher Kreislaufanlagen ist in [21] zu finden. Auftretende Gasverluste und Verunreinigungen sollten durch Zugabe von frischem Mischgas ausgeglichen werden. Die Menge war mit 10% des gesamten Kammervolumens pro Tag veranschlagt.

Die Gasqualität im Rücklauf hat sich aber selbst bei einer Austauschrate von 60% pro Tag, siehe Tabelle A.1 zweite Spalte, als schlecht herausgestellt. Da wahrscheinlich mit dem Sauerstoff eine noch größere Menge Stickstoff in das Gas gelangt ist, erschien auch ein Betrieb mit den Reinigern nicht erfolgversprechend. Der Gasmischer wurde daraufhin so modifiziert, daß er auch im Durchlaufbetrieb arbeiten kann. Hierzu würde das gemischte Gas direkt über FI1 in

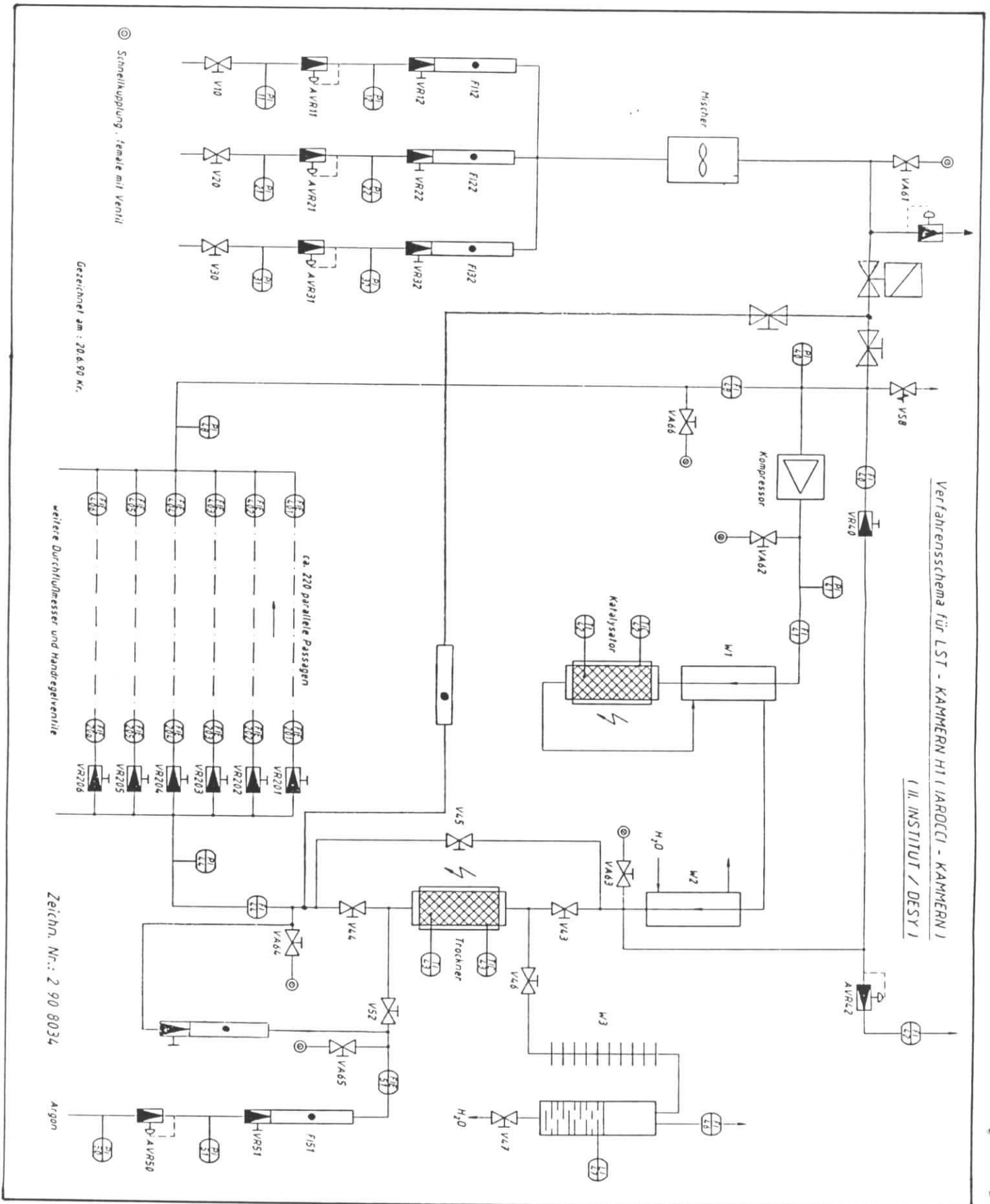


Abbildung A.1: Die Gasmischanlage für die H1-Streamerrohre

die Kammern gelassen. Die Ventile V45 und V44 wurden dabei benutzt, um die Verbindung von Ein- und Auslaß über den Kompressor zu unterbrechen. Der Rücklauf gelangt durch die Klappe VS8 zur Abgasleitung, die mit Pfeilen angedeutet ist und wird in die Atmosphäre entlassen.

## A.2 Die Gasverteilung

Alle H1-Streamerrohrkammern zusammen haben ein Gasvolumen von  $36\text{ m}^3$  und eine Oberfläche von etwa  $8000\text{ m}^2$ . Diese Fläche verteilt sich auf 911 einzelne Kammern. Es ist wegen des Druckabfalls in den Kammern und den Schläuchen dazwischen nicht möglich, alle Kammern in Reihe zu schalten. Bei Parallel-Schaltungen muß sichergestellt werden, daß das Gas gleichmäßig auf alle Zweige verteilt wird. Die verwendeten Gasverteiler haben zur Regelung des Flusses ein Nadelventil und zur Messung des Gasstromes je einen elektrisch auslesbaren Flußmesser an der Ein- und Auslaßseite. Die Gasverteiler sind von der DESY-Gruppe B2 und der englischen Firma Prosser entwickelt und hergestellt worden [22].

Insgesamt gibt es 192 benutzte Gaszweige und einige Reserve- und Testeinheiten. Es sind immer so viele Kammern in Reihe geschaltet, daß jeweils ca.  $200\text{ l}$  Kammervolumen einen Gas-Zweig bilden.

Alle Flußmesser sind nach der Montage, unter Verwendung des Originalgases, kalibriert worden. Die Gasverteiler wurden an fünf Stellen am Detektor montiert. Sie sind mit der Gasmischanlage durch  $60\text{ mm}$  dicke Edelstahlwellschläuche verbunden. Die Verbindung der Verteiler mit den Kammern besteht aus Polyurethan-Schläuchen mit einem Innendurchmesser von  $6\text{ mm}$ . Aus Sicherheitsgründen sind je fünf solcher Schläuche in einer schwerentflammaren Hülle eingeschlossen.

## A.3 Gasanalysen

Die Gasmischanlage ist an einem Analysenschrank angeschlossen, der folgende Meßgeräte enthält: Vier Infralytgeräte für Isobutan, ein Sauerstoffmeßgerät der Firma Teledyne und ein Feuchtemeßgerät von Endress+Hauser. Zwei der Isobutan-Meßgeräte überwachen das vom Mischer kommende Gas und unterbrechen die Zuführung, falls einer der Meßwerte nicht zwischen  $8.5\%$  und  $9.9\%$  liegt. Der obere Grenzwert garantiert, daß das Gas nicht brennbar ist, und muß aus Sicherheitsgründen eingehalten werden. Der untere ist ein Beitrag zur Betriebssicherheit.

Die übrigen Geräte dienen zur Bestimmung der Gasqualität von Vorlauf- oder Rücklaufgas. Bei frisch angeschlossenen Isobutanflaschen und  $\text{CO}_2$ -Bündeln wurden im Vorlauf bis zu  $3000\text{ ppm}$  Sauerstoff gemessen. Durch sorgfältigeres Entlüften der Isobutanflaschen und Vorreinigen der  $\text{CO}_2$ -Bündel konnte die maximal im Vorlauf auftretende Sauerstoffkonzentration auf  $200\text{ ppm}$  reduziert werden. Die Vorreinigung der  $\text{CO}_2$ -Bündel wird durch Abblasen eines Teils des Inhaltes erreicht. Sauerstoff und Stickstoff sind die größten Verunreinigungen und befinden sich bevorzugt in der Gas-Phase über dem flüssigen  $\text{CO}_2$  im Bündel. Der Sauerstoffgehalt des Vorlaufes ist mit diesen Maßnahmen klein gegenüber dem des Rücklaufes, der im folgenden



behandelt wird.

Bei dem Rücklaufgas zeigten die Meßgeräte immer einen gegenüber dem Vorlauf erhöhten Isobutan- und Sauerstoffgehalt an. Die Kammern selbst tragen also offenbar zur Verunreinigung des Gases bei. Die Isobutan- und Sauerstoffanteile sind in Tabelle A.1 für verschiedene Betriebsarten und Gasflüsse zusammengefaßt. Der Kreislaufbetrieb, der bei geringen Kammer-

Isobutan	Sauerstoff	Betriebsart	Gasfluß	Detektorvol.
10.4 %	0.45 %	Kreislauf	0.4 m <sup>3</sup> /h	8 m <sup>3</sup>
12.4 %	1.7 %	Kreislauf	0.4 m <sup>3</sup> /h	16 m <sup>3</sup>
10.6 %	0.7 %	Durchlauf	0.6 m <sup>3</sup> /h	16 m <sup>3</sup>
10.6 %	0.8 %	Durchlauf	1.0 m <sup>3</sup> /h	27 m <sup>3</sup>
10.4 %	0.54 %	Durchlauf	1.3 m <sup>3</sup> /h	27 m <sup>3</sup>
10.2 %	0.45 %	Durchlauf	1.5 m <sup>3</sup> /h	27 m <sup>3</sup>
10.1 %	0.33 %	Durchlauf <sup>1</sup>	1.5 m <sup>3</sup> /h	27 m <sup>3</sup>

Tabelle A.1: Analyse des Rücklaufgases

volumen noch befriedigende Ergebnisse lieferte (erste Zeile von Tabelle A.1), zeigte bei größeren Kammervolumen (zweite Spalte) einen erschreckend hohen Sauerstoffgehalt. Beim Kreislaufbetrieb sind an den elektronischen Flußmessern der Gasverteilungen starke Schwankungen des Flusses auf der Rücklaufseite bemerkt worden. Diese Schwankungen hatten eine Frequenz von einigen Hertz und traten an allen Flußmessern, die an einer Stelle des Detektors montiert waren, synchron auf. Die Ursache dieser Schwingungen waren offenbar stehende Wellen, die sich in den langen Versorgungsschläuchen zwischen dem Gasmischer und den Gasverteilern aufbauten. Angeregt wurden diese Schwingungen durch den Kompressor, der beim Kreislaufbetrieb für den nötigen Vordruck sorgt. Beim Durchlaufbetrieb wurden diese Schwingungen nicht festgestellt. Der Sauerstoff ist wahrscheinlich während der auftretenden Druckminima durch Lecks in die Kammern gesogen worden. Daraufhin wurde die Gasmischanlage auf Durchlaufbetrieb umgestellt und mit einem um 50 % höheren Fluß wurden wesentlich kleinere Verunreinigungen gemessen.

Erstaunlicherweise wurde auch eine Erhöhung des Isobutangehaltes gegenüber dem des Vorlaufes festgestellt. Der Isobutangehalt im Rücklauf nimmt wie der Sauerstoffgehalt mit zunehmender Betriebsdauer oder mit Erhöhung des Durchflusses ab.

### A.3.1 Die Isobutan- und Sauerstoffkonzentrationen der einzelnen Gasverteiler

Jeder Gasverteiler besitzt einen Testeinlaß und einen Testauslaß, um Gasmeßgeräte einfach anschließen zu können. Die folgenden Messungen wurden mit einem tragbaren Sauerstoffmeßgerät von Teledyne und einem Unor-Isobutanmeßgerät von Maihak gemacht, die an den Testanschluß der Rücklaufseite angeschlossen wurden. Der gesamte Gasfluß betrug zum dama-

<sup>1</sup>Vor den letzten Messungen sind die undichten Flußmesser der Gasverteiler abgedichtet worden.



ligen Zeitpunkt  $1 \text{ m}^3/h$ , vergl. 4. Spalte von Tabelle A.1. Die Analysen des Vorlaufes ergaben an allen Verteilern einen Sauerstoffgehalt von unter  $50 \text{ ppm}$  und einen Isobutangehalt, der mit  $9.5 \%$  verträglich war. Die Ergebnisse für den Rücklauf sind in Tabelle A.2 zusammengestellt.

Verteiler	Isobutan	Sauerstoff
1	10.79 %	0.99 %
2	10.87 %	1.00 %
3	10.44 %	0.51 %
4	10.99 %	0.80 %
5	9.53 %	0.54 %
6	9.55 %	1.00 %
7	10.61 %	1.8 %
8	10.51 %	0.92 %
9	10.79 %	0.92 %
10	11.41 %	2.2 %
11	10.54 %	0.98 %
12	10.54 %	1.1 %

Tabelle A.2: Analyse des Rücklaufgases an den einzelnen Verteilern

Wenn die Ursache für die hohen Anteile an Sauerstoff und Isobutan dieselbe wäre, müßte es eine Korrelation zwischen beiden Meßwerten geben. Verteiler 10 weist zwar die höchsten Sauerstoff- und Isobutankonzentrationen auf, sonst ist aber keine Korrelation zu entdecken.

### A.3.2 Analysen mit dem Gaschromatographen

Einzelne Analysenläufe sind in der Meßperiode '92 bereits von Hand erfolgreich durchgeführt worden. Ein erster Test der automatischen Analyse und Auswertung am Ende der Meßperiode '92 ist durchgeführt worden. Die Ergebnisse wichen aber signifikant von denen der handgemachten Analysen ab. Der Fehler rührte von der automatischen Integration der Signale her. Das Integrationsprogramm neigte dazu, langandauernde Signale durch Anheben der Nulllinie zu unterschätzen. Durch eine geeignete Wahl der Integrationsparameter ließ sich der Fehler beheben. In der Meßperiode '93 wurden regelmäßig Gasanalysen mit dem Gaschromatographen erstellt.

Die gemessenen Isobutan- und Argonkonzentrationen des Vorlaufgases stimmten im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den Sollwerten von  $9.5 \%$  bzw.  $2.5 \%$  überein. Die Analyse des Rücklaufgases ergab die gleichen Isobutankonzentrationen wie die Messung mit den Infralytgeräten. Zur Kalibration des Gaschromatographen wurde ein von der DESY-Gruppe B2 gemischtes Testgas verwendet, mit dem auch die Infralytgeräte kalibriert wurden.

### A.3.3 Messung des Rücklaufes

Für die erhöhte Menge Isobutan im Rücklaufgas, die in Abschnitt A.3.1 festgestellt wurde, kommen zwei Ursachen in Betracht:

1. Die Kammern enthalten von den zuvor gemachten Tests mit dem sogenannten Standardgas (75% Isobutan und 25% Argon) noch einen Isobutan-Überschuß, der sich sehr langsam abbaut.
2. Die Kammern verlieren überproportional viel  $CO_2$  und Argon. Hierfür kommen keine makroskopischen Lecks in Frage, weil diese alle Gase entsprechend ihres Anteils im Mischgas freisetzen würden.

Gegen die Möglichkeit 1 spricht, daß der integrierte Isobutanüberschuß allein im Durchlaufbetrieb  $75 m^3$  beträgt. Dies ist etwa das dreifache Kammervolumen.

Möglichkeit 2 könnte ausgeschlossen werden, falls der absolute Isobutanfluß des Rücklaufes größer als der des Vorlaufes ist. Um den absoluten Isobutanfluß zu bestimmen, wurde eine Messung des Rückgasflusses vorgenommen. Hierzu ist anstelle der Abgasklappe VS8 in Abbildung A.1 eine Laborgasuhr eingesetzt worden. Im normalen Betrieb strömt das gesamte Gas durch den Detektor und die Gasuhr, weil der Überdruckregler AVR1 bei normalem Betrieb geschlossen ist. Die Messung ergab einen Rückgasfluß von  $1.31 m^3/h$ . Die Reingasflüsse sind bekannt und ergeben zusammen  $1.57 m^3/h$ . Die Analysengeräte benötigen davon noch  $50 l/h$ , so daß der Vorlauf  $1.52 m^3/h$  beträgt. Die Leckrate liegt also bei  $0.21 m^3/h$  oder 14 % des Vorlaufes. Mit der Isobutankonzentration von 9.5 % (10.1 %) für den Vorlauf (Rücklauf) ergibt sich ein Isobutanfluß von  $144 l/h$  ( $132 l/h$ ). Der Isobutanfluß des Vorlaufes ist also höher als der des Rücklaufes, und die erhöhte Isobutankonzentration des Rücklaufes kann mit der Annahme eines überproportionalen Verlustes von  $CO_2$  und Argon erklärt werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] H1 Collaboration (I. Abt, et al.)  
*The H1 Detector at HERA*  
DESY 93-103
- [2] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu, et al.)  
*The H1 liquid argon calorimeter system*  
DESY 93-078
- [3] N. Arteaga-Romero, C. Carimalo, P. Kessler  
*High- $p_t$  lepton pair production on ep colliders: comparison between various production mechanisms*  
Z. Phys. C52 (1991), 289-295
- [4] F.A. Berends, P.H. Daverfeldt, R. Kleiss  
*Complete lowest order calculation for four-lepton final states in electron-positron collisions*  
Nucl. Phys. B253 (1985), 441
- [5] P.H. Daverfeldt  
*Monte Carlo Simulation of two Photon Processes*  
RX-1103 (LEIDEN)-mc (microfiche), Sep 1985. 102pp. Doctoral Thesis.
- [6] C.C. Zhang  
*Recent Measurements of two Photon Muon Pair Production from Mark J at  $\sqrt{s}$  up to 46.78GeV*  
Elektroweak Th. Workshop, Triest 1985.
- [7] J.A.M. Vermaseren  
*Two-Photon Processes at very high Energies*  
Nucl. Phys. B229 (1983), 347
- [8] G.P. Lepage  
*A New Algorithm for Adaptive Multidimensional Integration*  
J. Comput. Phys. 27: 192, 1978
- [9] S. Baranov, O. Dünger, H. Shooshtari, J.A.M. Vermaseren  
*LPair: a generator for lepton pair production*  
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, vol. 3, 1478-1482.
- [10] H1 Collaboration  
*Guide to Simulation Program H1SIM*  
nicht veröffentlicht, 1990.

- [11] S. de Jong, J.A.M. Vermaseren  
*AXO User Manual*  
nicht veröffentlicht, 1987.
- [12] Rosenbluth, M.N.  
*High Energy Elastic Scattering of Elektrons on Protons*  
Phys. Rev. 79 (1950) 615
- [13] F. Borkowski et al.  
*Electromagnetic Form Factors of the Proton at low Monentum Transfer (II)*  
Nucl. Phys. B93 (1975) 461-478
- [14] A. Suri and D. R. Yennie  
*The Space-Time Phenomenology of Photon Absorption and Inelastic Electron Scattering*  
Annals of Physics: 72, 243–292 (1972)
- [15] F.W. Brasse et al.  
*Parametrization of the  $q^2$  Dependence of  $\gamma_{\nu p}$  Total Cross Sections in the Resonance Region*  
Nucl. Phys. B110:413 (1976).
- [16] Torbjörn Sjöstrand  
*PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual*  
CERN-TH-6488-92, May 1992. 284pp.
- [17] S. Eichenberger et al.  
*A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signal*  
Nucl. Inst. Meth. A323 (1992) 532
- [18] G. Schmidt  
*Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*  
Diplomarbeit, nicht veröffentlicht; 1994
- [19] M. Aguilar-Benitez et al.  
*Review of Particle Properties*  
Phys. Rev. D45 Part 2, (1992)
- [20] C. Schmidt  
*Untersuchung der Photoproduktion von  $J/\psi$ -Mesonen durch Myonnachweis am  $e$ - $p$ -Speichering HERA*  
Dissertation, Interner Bericht DESY F11/F22-93-01, November 1993
- [21] G. Kessler  
*Gas supply of spark chambers*  
Hamburg DESY - Internal Rep. B2-83-01 25p.
- [22] G. Kessler  
*Electronic gas flowmeters for high-energy physics*  
Hamburg DESY - Internal Rep. B2-91-01 20 p.

# Danksagung

Vor allem danke ich Herrn Prof. Dr. R. Felst für die interessante Aufgabenstellung und die angenehme Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. G. Heinzelmann danke ich für die Übernahme der Betreuung von Seiten der Universität. Auch war seine intensive Beratung vor allen Vorträgen, die ich gehalten habe, sehr nützlich.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Claus Kleinwort, André Schöning, Stephan Schiek, Hanna Mahlke und Urs-Peter Krüger, die sich freiwillig gemeldet haben, als es darum ging, diese Arbeit zu lesen, Korrekturen und Verbesserungsvorschläge zu machen.

Ich danke auch denen, die mir die Betreuung des Gassystems während meines Urlaubs und an einigen Wochenenden abgenommen haben. Es war mir immer sehr peinlich, daß es bei diesen Gelegenheiten so häufig zu Anrufen aus dem H1-Kontrollraum gekommen ist.

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der Myongruppe für die sehr gute Arbeitsatmosphäre bedanken. So wurden immer Gesprächspartner für angeregte Diskussionen und Gründe zum feiern gefunden.

