

NACHWEIS VON MYONEN  
IM H1-KALORIMETER

Experimentelle Diplomarbeit von  
GUIDO SCHMIDT

II. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

Hamburg  
Januar 1994



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>HERA und der H1-Detektor</b>	<b>3</b>
2.1	HERA . . . . .	3
2.2	Der H1-Detektor . . . . .	3
2.2.1	Das Spurkammersystem . . . . .	4
2.2.2	Das Kalorimeter . . . . .	6
2.2.3	Das Myon-System . . . . .	7
2.3	Ereignisrekonstruktion und Simulation . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Myonidentifikation im H1-Kalorimeter</b>	<b>11</b>
3.1	Myonen und Pionen im H1-Kalorimeter . . . . .	12
3.1.1	Myonen . . . . .	12
3.1.2	Pionen . . . . .	14
3.2	Prinzip der Myonidentifikation . . . . .	16
3.2.1	Auswertung der Kalorimeterinformation . . . . .	16
3.2.2	Bedingungen für die Myonerkenung . . . . .	19
3.2.3	Erwarteter Untergrund . . . . .	20
3.3	Bestimmung der Schnitte . . . . .	23
3.3.1	Schnittgrößen . . . . .	23
3.3.2	Winkel- und Impulsbereiche . . . . .	23

3.3.3	Optimieren der Schnitte . . . . .	24
3.4	Resultate der Myonidentifikation . . . . .	25
3.4.1	Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen . . . . .	28
3.4.2	'Untergrund' an Pionen . . . . .	28
3.5	Myonklassen . . . . .	31
3.6	Vergleich mit der Myonidentifikation im Myondetektor . . . . .	34
3.6.1	Myonerkenkung im instrumentierten Eisen . . . . .	34
3.6.2	Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	35
3.7	Zusammenfassung . . . . .	36
<b>4</b>	<b>Spuranpassung zur Verbesserung der Kalorimeterinformation</b>	<b>38</b>
4.1	Prinzip der Spuranpassung . . . . .	39
4.2	Optimierungsverfahren . . . . .	39
4.2.1	Simplex-Verfahren zur lokalen Maximierung . . . . .	39
4.2.2	Simulated Annealing zur globalen Maximierung . . . . .	40
4.2.3	Verknüpfung von Simplex-Verfahren und Annealing . . . . .	42
4.3	Anpassung der Myonspuren . . . . .	43
4.3.1	$\chi^2$ -Test . . . . .	46
4.4	Myonerkenkung mit optimierten Kalorimeterspuren . . . . .	49
4.5	Zusammenfassung . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Neuronale Netze</b>	<b>51</b>
5.1	Biologische Nervenzellen . . . . .	51
5.2	Von-Neumann-Architekturen vs. neuronale Strukturen . . . . .	53
5.3	Mathematische Modelle neuronaler Netze . . . . .	53
5.4	Back-propagation-Netzwerk . . . . .	55
5.4.1	Back Propagation Learning . . . . .	56
5.4.2	Testphase und Ausführungsphase . . . . .	59

5.5	Anwendung bei H1 . . . . .	59
5.5.1	Jetnet 1.1 . . . . .	59
5.5.2	Trainings- und Ausführungsphase . . . . .	60
5.5.3	Ausgabe des neuronalen Netzes: Trennung von Myonen und Pionen	61
5.5.4	Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen . . . . .	62
5.5.5	Anzahl der verdeckten Ebenen . . . . .	62
5.5.6	Verbesserung des Gradientenverfahrens durch Simulated Annealing	67
5.5.7	Verwendung des instrumentierten Eisens als Filter . . . . .	68
5.6	Myonerkenung mit einer virtuellen Zellstruktur . . . . .	70
5.6.1	Virtuelle Zellstruktur . . . . .	70
5.6.2	Trainings- und Ausführungsphase . . . . .	72
5.6.3	Fehler in der Generalisation . . . . .	75
5.7	Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	75
5.7.1	Variation der Zellenergie und der Spurparameter . . . . .	76
5.7.2	Verringerung der Suchradien $r_a$ und $r_b$ . . . . .	78
5.7.3	Zusammenfassung . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Myonerkenung in simulierten und 'echten' <math>ep</math>-Wechselwirkungen</b>	<b>80</b>
6.1	Ereignisse mit Myonen im Endzustand . . . . .	80
6.1.1	Photon-Gluon-Fusion . . . . .	80
6.1.2	$J/\Psi$ -Produktion und Zerfall . . . . .	81
6.1.3	QED-Prozesse . . . . .	82
6.1.4	Schwere Quarkpaare . . . . .	83
6.2	Nachweiswahrscheinlichkeiten bei simulierten Ereignissen . . . . .	83
6.2.1	Elastische $J/\Psi$ -Zerfälle . . . . .	84
6.2.2	Myonpaare aus Photon-Photon-Streuung . . . . .	86
6.2.3	$b\bar{b}$ -Ereignisse . . . . .	88
6.3	Myonnachweis in $ep$ -Daten . . . . .	94
6.3.1	$J/\Psi$ -Kandidaten in $ep$ -Daten . . . . .	94
6.3.2	Myonpaare aus Photon-Photon-Streuung in $ep$ -Daten . . . . .	95
6.3.3	Reduktion des 'Eisen-Untergrundes' . . . . .	96
6.4	Zusammenfassung . . . . .	102

<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>103</b>
<b>A Parametrisierung der Helix</b>	<b>104</b>
A.1 Das H1-Koordinatensystem . . . . .	104
A.2 Zentrale Spurkammer . . . . .	104
A.3 Vorwärtsspurkammer . . . . .	105
<b>B Schauergrößen</b>	<b>106</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen mit Protonen kollidieren. Zur Zeit gibt es die beiden Experimente H1 und ZEUS an zwei diametral gegenüberliegenden Wechselwirkungspunkten. Diese Arbeit wurde im Rahmen der H1-Kollaboration durchgeführt.

Mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  ermöglicht HERA unter anderem Messungen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in bisher nicht erreichten kinematischen Bereichen ( $10^{-5} \leq x \leq 1$ ,  $0 \leq Q^2 \leq 10^5 \text{ GeV}^2$ ). Damit wird es zum ersten Mal möglich sein, Strukturfunktionen von Proton und Photon bei sehr niedriger Skalenvariablen  $x$  und hohem Impulsübertrag  $Q^2$  zu messen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Nachweis von Myonen im H1-Detektor, die unter anderem bei den folgenden Prozessen entstehen:

- Bei der sog. Photon-Gluon-Fusion, bei der ein Gluon aus dem Proton mit einem vom Elektron emittierten Photon ein schweres  $q\bar{q}$ -Paar ( $q = b, c$ ) erzeugt, entstehen Myonen durch den semileptonischen Zerfall eines schweren Quarks in ein Myon und ein Neutrino.
- Ein bei der Photon-Gluon-Fusion entstandenes  $c\bar{c}$ -Paar kann durch Abstrahlung eines Gluons in einen gebundenen Zustand, das  $J/\Psi$ -Meson, übergehen. Ein weiterer Entstehungsmechanismus für das  $J/\Psi$ -Meson ist die diffraktive Erzeugung. Das  $J/\Psi$  kann unter anderem über seinen Zerfall in ein Myonpaar im H1-Detektor nachgewiesen werden.
- Im QED-Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ , in dem Elektron und Proton je ein quasireelles Photon emittieren.

Anhand der Photon-Gluon-Fusion-Ereignisse ist eine Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion des Protons möglich. Die QED-Prozesse sind eine weitere Möglichkeit zur Messung der Luminosität von HERA.

Der Nachweis von Myonen mit Impulsen von mehr als  $2\text{ GeV}$  erfolgt bei H1 mit Hilfe des Myondetektors. Er umschließt das Spursystem, das Kalorimeter und die supraleitende Spule und wird von Hadronen, Elektronen und Myonen mit niedrigeren Impulsen nicht erreicht. Ziel dieser Arbeit ist es, zu untersuchen, ob Myonen mit Impulsen kleiner als  $2\text{ GeV}$  durch ihren Energieverlust im Kalorimeter nachgewiesen werden können. Myonen aus den oben genannten  $J/\Psi$ -Zerfällen sowie aus dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  liegen zum großen Teil in diesem niedrigen Impulsbereich. Weiterhin soll untersucht werden, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen bei höheren Impulsen durch Verwendung des Kalorimeters verbessert werden kann.

Dabei wird ausgenutzt, daß sich die Signatur der Spur von minimalionisierenden Myonen im Kalorimeter deutlich von der Signatur von Elektronen und Hadronen, die im Kalorimeter aufschauern, unterscheidet.

In Kapitel 2 werden kurz der Speicherring HERA und die Komponenten des H1-Detektors vorgestellt. Dabei wird auch auf die Rekonstruktion und Simulation von Ereignissen eingegangen. In Kapitel 3 wird die Myonidentifikation im H1-Kalorimeter beschrieben, und es wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für simulierte und kosmische Myonen untersucht sowie ein Vergleich mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Myondetektors von H1 angestellt. In Kapitel 4 werden die zur Myonidentifikation verwendeten Kalorimeterinformationen optimiert, indem eine Helix aus dem Spurkammersystem an die Myonspur im Kalorimeter angepaßt wird. Die anhand der Kalorimeterinformation zu treffende Entscheidung, ob ein Myon vorliegt, wird in Kapitel 5 mit Hilfe eines neuronalen Netzes gefällt. Schließlich wird in Kapitel 6 die Myonerkenung im Kalorimeter auf simulierte  $J/\Psi$ -,  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und  $b\bar{b}$ -Ereignisse angewendet, und es werden erste Ergebnisse mit 'echten' Daten vorgestellt.

# Kapitel 2

## HERA und der H1-Detektor

### 2.1 HERA

In dem Speicherring HERA (Abbildung 2.1), der 1991 in Betrieb genommen wurde, werden Protonen einer Energie von  $820 \text{ GeV}$  mit Elektronen einer Energie von  $26.7 \text{ GeV}$  ( $30 \text{ GeV}$  Sollwert) zur Kollision gebracht. Dadurch erhält man Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ . Der Speicherring befindet sich in einem  $6.3 \text{ km}$  langen ringförmigen Tunnel. Die Protonen und Elektronen laufen in getrennten Ringen (HERA-e und HERA-p) um. Zur Zeit befinden sich an zwei der vier möglichen Wechselwirkungspunkte die Detektoren H1 und ZEUS.

### 2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist in Abbildung 2.2 dargestellt, die im Speicherring umlaufenden Protonen kommen dort von rechts in den Detektor, die Elektronen von links. Aufgrund der gegenüber dem Impuls der Elektronen hohen Protonimpulse ist die Topologie der aus den  $ep$ -Streuungen erwarteten Ereignisse in Richtung des Protons (Vorwärtsrichtung) ausgerichtet. Deshalb ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut, der Vorwärtsbereich ist aufwendiger instrumentiert.

Ein vom Wechselwirkungspunkt aus kommendes Teilchen durchfliegt in radialer Richtung zunächst das Spurkammersystem und dann das Kalorimeter. Der in der nächsten Schicht liegende Myondetektor wird in der Regel nur noch von Myonen mit einer Mindestenergie von etwa  $2 \text{ GeV}$  erreicht, wodurch der Nachweis dieser Myonen erfolgt. In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit das Kalorimeter zur Identifikation von Myonen verwendet werden kann.

Das **H1-Koordinatensystem** ist ein rechtshändiges System, seine  $z$ -Achse wird durch die Richtung der einlaufenden Protonen definiert, die  $x$ -Achse zeigt in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes, und die  $y$ -Achse zeigt nach oben.

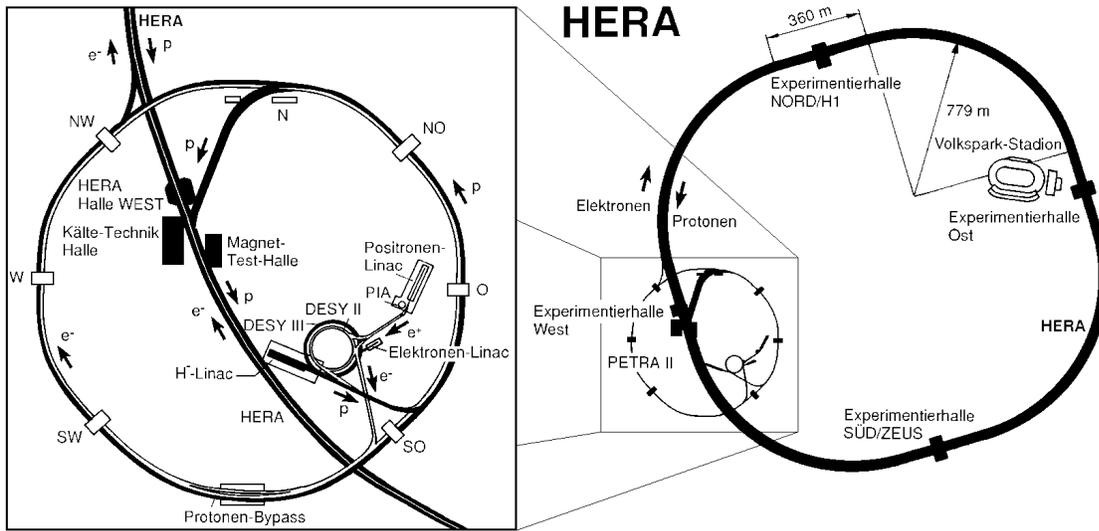


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA

## 2.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1-Detektors befindet sich im Magnetfeld der supraleitenden Spule. Es dient der Spur-Rekonstruktion, der Teilchenidentifikation und als Spur-Trigger. Es können Impuls und Winkel isolierter geladener Teilchen bestimmt sowie Jets mit hoher Teilchendichte rekonstruiert werden. Das Spurkammersystem besteht aus den zentralen Spurkammern sowie dem Vorwärtsspursystem und der Rückwärtspportionalkammer (Abbildung 2.3) [H193].

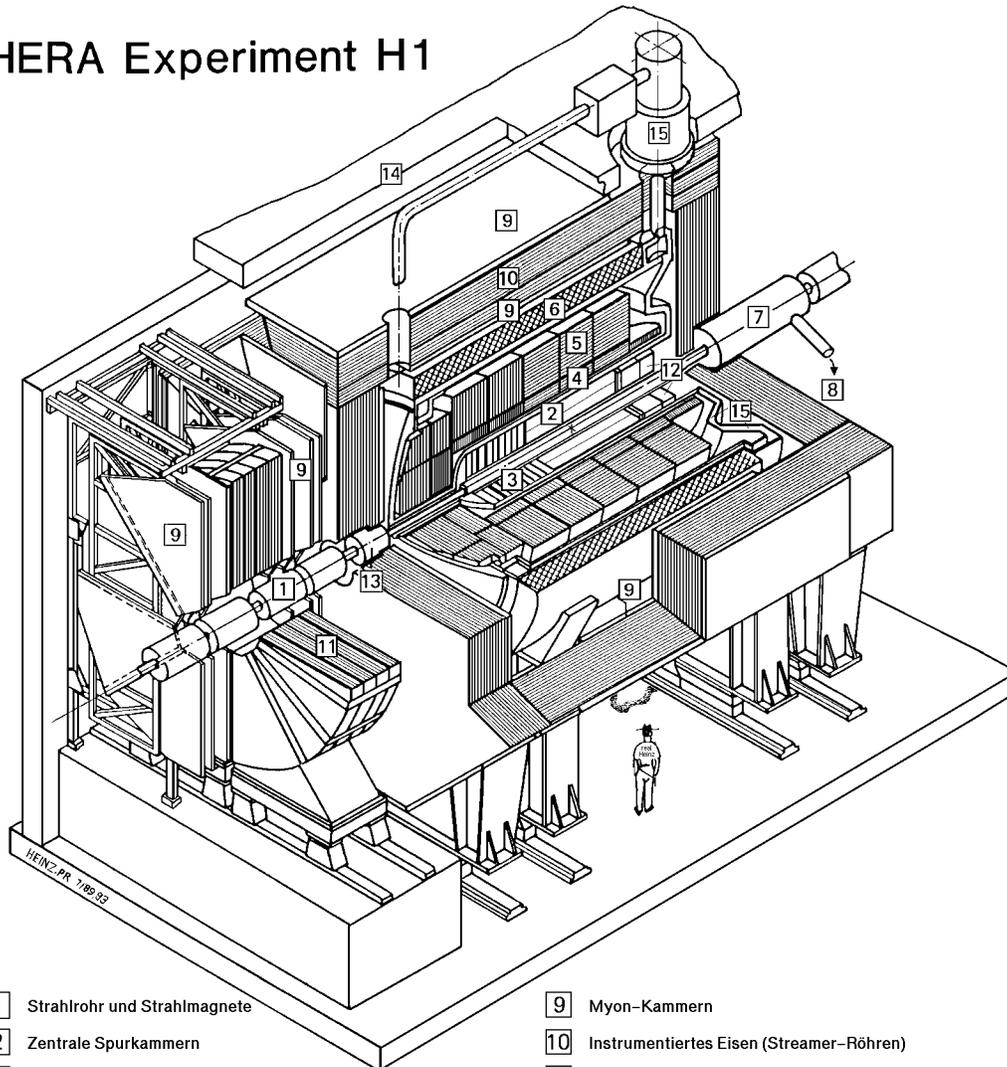
### Zentrale Spurkammern

Die zentrale Spurkammer setzt sich aus den zentralen Driftkammern (CJC1, CJC2), den  $z$ -Kammern (CIZ, COZ) und den Proportionalkammern (CIP, COP), die für Triggerzwecke verwendet werden, zusammen. Mit der zentralen Spurkammer wird ein Polarwinkelbereich von  $25^\circ$  bis  $155^\circ$  abgedeckt.

Die Drähte der beiden zentralen Driftkammern sind entlang der Strahlachse ( $z$ -Achse) gespannt, die Auflösung <sup>1</sup> in der  $r\phi$ -Ebene beträgt  $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ , in  $z$ -Richtung  $\sigma_z = 22 \text{mm}$ . Die beiden  $z$ -Kammern, die aus dünnen Drift-Kammern mit Drähten senkrecht zur Strahlachse bestehen, liefern eine genauere  $z$ -Auflösung mit  $\sigma_z = 350 \mu\text{m}$ .

<sup>1</sup>Alle in diesem Abschnitt angegebenen Auflösungen sind [H193] entnommen und beziehen sich auf den 1992 erreichten Status.

# HERA Experiment H1



- |   |  |    |  |
|---|--|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete                   | 9  | Myon-Kammern                             |
| 2 | Zentrale Spurkammern                           | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtspurkammern und Übergangstrahlungsmodul | 11 | Myon-Toroid-Magnet                       |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)         | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter   |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)           | 13 | Vorwärts-Kalorimeter                     |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T)                     | 14 | Betonabschirmung                         |
| 7 | Kompensationsmagnet                            | 15 | Flüssig Argon Kryostat                   |
| 8 | Helium Kälteanlage                             |    |  |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

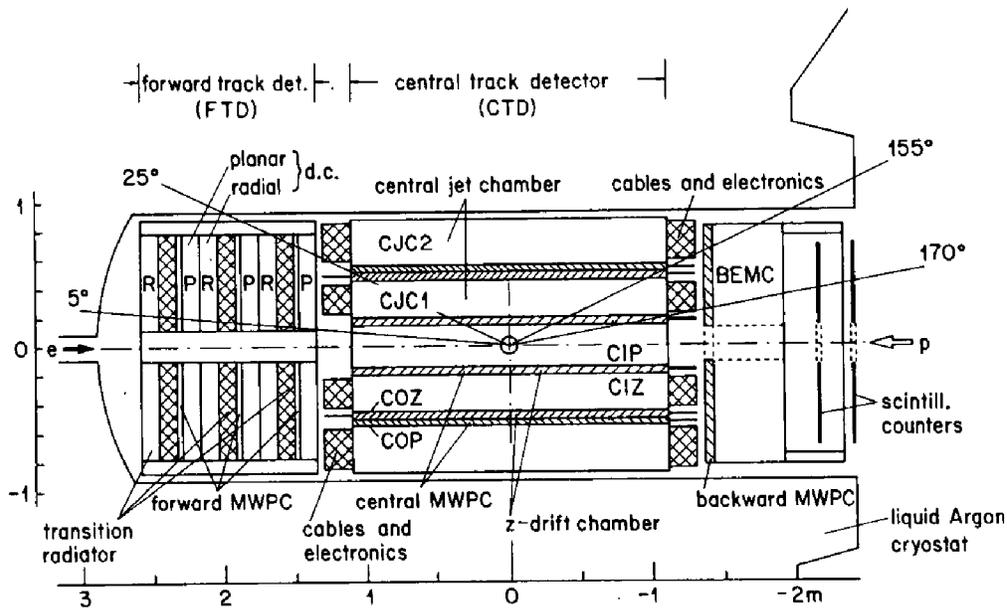


Abbildung 2.3: Das Spurkammersystem des H1-Detektors

Die Impulsbestimmung im zentralen Spursystem erfolgt mit einer Genauigkeit von  $\sigma_p/p^2 \leq 0.01 \text{ GeV}^{-1}$ , die Bestimmung des Energieverlustes geladener Teilchen, der zur Teilchenidentifikation verwendet wird, ist mit  $\sigma(dE)/dE = 10\%$  möglich.

### Vorwärtsspurkammern

Die Vorwärtsspurkammer setzt sich aus drei Modulen zusammen, die jeweils aus zwei Driftkammern (radial und planar), einer Proportionalkammer für Triggerzwecke und einem Übergangsstrahlungsdetektor zur Teilchenidentifikation ( $e$ - $\pi$ -Trennung) bestehen. Sie erfährt Teilchenspuren im Polarwinkelbereich von  $7^\circ$  bis  $25^\circ$ . Die Auflösung dieser Kammer beträgt  $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$  und  $\sigma_{xy} = 210 \mu\text{m}$ .

## 2.2.2 Das Kalorimeter

Das Kalorimetersystem des H1-Detektors besteht aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter für den Winkelbereich  $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$ , dem Vorwärtskalorimeter (Silizium-Kupfer-Kalorimeter) für den Winkelbereich  $0.7^\circ \leq \theta \leq 3.3^\circ$  und dem Rückwärtskalorimeter (Blei-Szintillator-Kalorimeter) für den Bereich  $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$  [H193]. Das Kalorimetersystem dient zur Energiebestimmung, zur Identifikation von Teilchen und zum Nachweis von Jets.

### Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [CAL93.2] ist im Inneren der supraleitenden Spule angeordnet, dadurch wird das tote Material vor dem Kalorimeter so gering wie möglich gehalten. Es befindet sich in einem einzigen großen Kryostaten.

Das Kalorimeter ist ein *Sampling*-Kalorimeter, es werden unterschiedliche Materialien für Absorption und Nachweis verwendet. Es besteht aus dem elektromagnetischen Kalorimeter (EMC), das an die Spurkammer anschließt, und dem hadronischen Kalorimeter (HAC), welches die nächste Schicht bildet. Es ist sehr fein segmentiert und deckt einen Polarwinkelbereich von  $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$  ab. Insgesamt ist das Kalorimeter in ungefähr 45000 Zellen unterteilt, wodurch eine gute Ortsauflösung möglich ist (Abbildung 2.4). Das Kalorimeter ist in 8 Module (*wheels*) längs der Strahlachse und in 8 Kammern (*octants*), die radialsymmetrisch zum Strahlrohr angeordnet sind, unterteilt. Die Zellen in jedem Oktanten mit gleichem Abstand zum Strahlrohr sind in *Lagen* (hadronische und elektromagnetische) zusammengefaßt.

Das *elektromagnetische* Kalorimeter besteht aus  $2.4\text{ mm}$  dicken Absorberplatten aus Blei (insgesamt 20 bis 30 Strahlungslängen  $X_0$ ) und dazwischenliegenden  $2.35\text{ mm}$  dicken Spalten, gefüllt mit flüssigem Argon als Ionisationsmaterial. Es hat 3 Lagen im Zentralbereich und 7 Lagen im Vorwärtsbereich des Detektors. Seine Energieauflösung beträgt

$$\sigma(E)/E = 0.10/\sqrt{E}. \quad (2.1)$$

Im *hadronischen* Kalorimeter werden  $19\text{ mm}$  starke Stahlplatten als Absorber verwendet, dazwischen befinden sich  $2.3\text{ mm}$  starke Spalten mit flüssigem Argon. Es besteht aus 4 hadronischen Lagen im Zentralbereich und 6 Lagen in Vorwärtsrichtung. Die Energieauflösung im hadronischen Teil des Kalorimeters beträgt

$$\sigma(E)/E = 0.55/\sqrt{E}. \quad (2.2)$$

Das gesamte Kalorimeter hat eine Dicke von 5 hadronischen Wechselwirkungslängen  $\lambda$  im Zentralbereich und bis zu 8 Wechselwirkungslängen im Vorwärtsbereich (Abbildung 2.4). Im Rückwärtsbereich  $123^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$  nimmt die Kalorimeterdicke bis auf 1 Wechselwirkungslänge ab.

### 2.2.3 Das Myon-System

Das Myon-System des H1-Detektors besteht aus dem zentralen Myondetektor (instrumentiertes Eisen,  $4^\circ \leq \theta \leq 171^\circ$ ) und dem Vorwärts-Myon-Detektor ( $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ ). Es dient zum Myonnachweis, zur Bestimmung des Myonimpulses sowie als hadronisches Restkalorimeter, das Schauerausläufer aus dem hadronischen Kalorimeter messen soll [H193].

#### Das instrumentierte Eisen

Außerhalb der supraleitenden Magnetspule befinden sich das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses und die Myonkammern. Das Eisen ist in 10 jeweils  $7.5\text{ cm}$  dicke Platten unterteilt, die in den dazwischenliegenden Schlitzen von

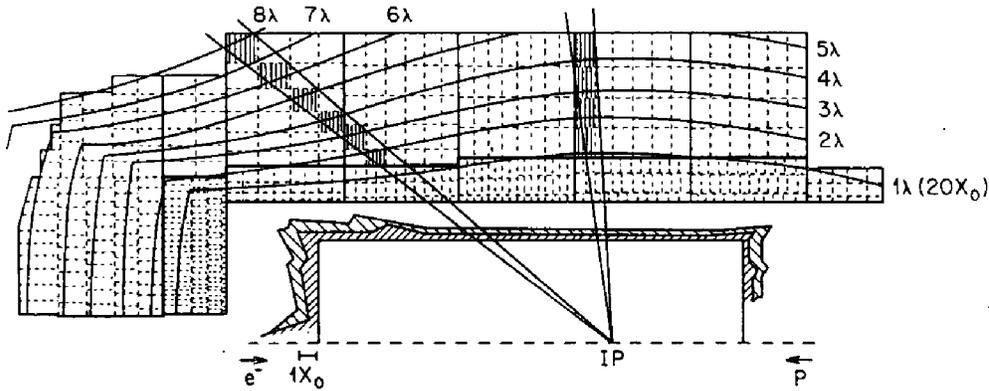


Abbildung 2.4: Das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Dargestellt ist die Zellstruktur des Kalorimeters sowie seine Dicke in Wechselwirkungslängen  $\lambda$  für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt (IP) kommend den Detektor durchqueren.

2.5 cm und 3.5 cm mit Streamerrohrkammern instrumentiert sind. Drei weitere Lagen von Streamerrohrkammern sind jeweils vor und hinter dem Eisen angeordnet. Auf die Streamerrohrkammern sind streifenförmige Influenzelektroden (*strips*) zur Verbesserung der Ortsinformation oder quadratische Influenzelektroden (*pads*) für die Kalorimetrie aufgeklebt.

Das instrumentierte Eisen ist in vier Bereiche unterteilt: die vordere ( $5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ ) und die hintere Endkappe ( $130^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ ) sowie den vorderen und hinteren Barrelbereich ( $35^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$ ). Jeder dieser Bereiche hat wiederum 16 Module.

An den Übergangsstellen zwischen diesen Bereichen treten Probleme beim Nachweis von Myonen auf.

Die streifenförmigen Influenzelektroden sind senkrecht zu den Drähten der Streamerrohrkammern angeordnet, so daß eine zweidimensionale Ortskoordinate zur Verfügung steht. Die Auflösung beträgt für die Drähte  $\sigma_{wire} = 3 - 4 \text{ mm}$  und für die Streifen  $\sigma_{strip} = 10 - 15 \text{ mm}$ , die Impulsauflösung beträgt  $\sigma_p/p \approx 0.35$ . Im Barrelbereich verlaufen die Drähte der Streamerrohrkammern in  $z$ -Richtung und im Bereich der Endkappen in  $x$ -Richtung.

## Der Vorwärts-Myon-Detektor

Ein weiterer Myonnachweis ist im Vorwärtsbereich mit dem Vorwärts-Myon-Detektor möglich. Dieser Detektorteil befindet sich vom Wechselwirkungspunkt kommend hinter dem instrumentierten Eisen und besteht aus einem Eisen-Toroidmagneten und drei Driftkammern vor und drei Driftkammern hinter dem Magneten. Die Impulsauflösung beträgt  $0.25 < \sigma_p/p < 0.32$ .

## 2.3 Ereignisrekonstruktion und Simulation

### Rekonstruktion

Die in den einzelnen Detektorkomponenten aufgenommenen elektronischen Signale, die als Rohdaten bezeichnet werden, werden mit Hilfe des Programmpaketes H1REC rekonstruiert. Hierdurch erhält man die Informationen, die zur Analyse der physikalischen Ereignisse notwendig sind.

- Die 'Treffer' in den Spurkammern werden zu Spuren verbunden und parametrisiert (siehe Anhang) [Blo92], [Ski91]. Die Parameter der so gefundenen Spuren werden in BOS-Datenbanken [Blo87] eingetragen. Für die zentrale Spurkammer erhält man die CTKR<sup>2</sup>- und für die Vorwärtsspurkammer die FTKR-Datenbank.
- Sofern es möglich ist, werden Spuren in der zentralen und in der Vorwärtsspurkammer miteinander verbunden. Diese Verbindungen werden in die KTKR-Datenbank eingetragen. Alle drei Spurkammerbanken werden in der KTCF-Datenbank zusammengefaßt. Von dieser Datenbank wird in der vorliegenden Arbeit bei Verwendung der Spurkammern immer ausgegangen.
- Im Kalorimeter werden die Zellenergien nach Kalibrationen und Berücksichtigung von Rauschen rekonstruiert (AEFR-Datenbank), und es wird nach 'Clustern' von angesprochenen Zellen (RCLU-Datenbank) gesucht [Ber90]. Diese 'Cluster' werden Spuren in den Spurkammern zugeordnet. In dieser Arbeit wird bei der Verwendung des Kalorimeters immer von den einzelnen Zellen ausgegangen (AEFR-Datenbank).
- Anhand der 'Treffer' im Myondetektor werden Myonspuren rekonstruiert, diese werden mit rekonstruierten Spuren in den Spurkammern verbunden (ITKR-, KMCF-Datenbank) [Kle92].

### Ereignisgeneratoren

Zum Vergleich von Messungen mit theoretischen Vorhersagen werden Ereignisgeneratoren verwendet. Mit Hilfe dieser Generatoren, sogenannter *Monte-Carlo-Generatoren*, können verschiedene physikalische Prozesse auf Vierervektorebene simuliert werden.

Das Programmpaket PYTHIA [Sjo92] liefert zusammen mit JETSET die Vierervektoren für verschiedene  $ep$ -,  $e^+e^-$ - und  $pp$ -Prozesse auf Partonebene und simuliert die anschließende Fragmentation in farblose Hadronen. Ausgegeben werden die Viererimpulse

---

<sup>2</sup>In der für diese Arbeit verwendeten Rekonstruktionsversion werden die Signale der  $z$ -Kammern nicht berücksichtigt.

der im entsprechenden Prozeß erzeugten Leptonen und Hadronen. Dieses Programmpaket wurde zur Simulation der in Kapitel 6 untersuchten  $J/\Psi$ - und  $b\bar{b}$ -Ereignisse verwendet.

Ein Programmpaket zur Simulation von Lepton-Paar-Prozessen in Zwei-Photon-Wechselwirkungen bei hohen Energien ist LPAIR [Bar91]. Hiermit simulierte  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  Ereignisse finden in Kapitel 6 Verwendung.

Ein Generator speziell für die Produktion von  $J/\Psi$ -Mesonen bei hochenergetischen  $ep$ -Kollisionen ist das Programm EPJPSI [Jun91].

Die so erhaltenen Ereignisse müssen noch simuliert und dann rekonstruiert werden.

## Simulation

Mit dem Detektorsimulationsprogramm H1SIM werden einzelne Teilchen mit vorgegebenen Viererimpulsen oder Ereignisse aus einem Monte-Carlo-Generator im H1-Detektor simuliert. Hierdurch erhält man Daten, die den gemessenen Rohdaten entsprechen sollen.

In Kapitel 3 werden simulierte einzelne Myonen und Pionen zur Einstellung von Schnitten verwendet.

Die Detektorantwort wird in drei Stufen ermittelt [Mey91]:

1. Mit Hilfe von GEANT wird die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie des Detektors simuliert. Dabei wird auch das Magnetfeld berücksichtigt. Der Spurverlauf wird in einzelnen Schritten berechnet, der Detektor ist in kleine Volumenelemente unterteilt. Bei den in dieser Arbeit verwendeten simulierten Ereignissen und Teilchen wird dabei die feinste Detektorgeometrie<sup>3</sup> benutzt.
2. In dem Programmpaket H1DIGI wird die Antwort der aktiven Detektorkomponenten ermittelt; man erhält Signale, die den Signalen der echten Datennahme entsprechen sollen.
3. In dem Schritt H1TRIG werden die Triggerbedingungen simuliert.

Die simulierten Rohdaten müssen dann ebenso wie die gemessenen Rohdaten rekonstruiert werden.

---

<sup>3</sup>GEANT low cuts (200keV/1MeV)

# Kapitel 3

## Myonidentifikation im H1-Kalorimeter

Myonen mit einer Energie von mehr als etwa  $2\text{ GeV}$  können im instrumentierten Eisen des H1-Detektors nachgewiesen werden. Diese Mindestenergie wird von den minimalionisierenden Myonen im Mittel im H1-Kalorimeter deponiert, bevor sie den Myondetektor erreichen.

In diesem Kapitel soll ein Verfahren vorgestellt werden, mit dem Myonen anhand ihrer im Kalorimeter deponierten Energie identifiziert werden können. Dadurch erhält man die Möglichkeit, Myonen auch unterhalb von  $2\text{ GeV}$  nachzuweisen, und kann darüber hinaus die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen bei höheren Impulsen verbessern.

Im H1-Kalorimeter müssen die zu erkennenden Myonen vor allem von Pionen getrennt werden. Myonen sind minimalionisierende Teilchen, sie erzeugen eine langgestreckte Spur. Pionen dagegen schauern im Kalorimeter auf und deponieren dort ihre gesamte Energie.

Das unterschiedliche physikalische Verhalten von Myonen und Pionen im Kalorimeter wird in Abschnitt 3.1 dargestellt. In Abschnitt 3.2 wird die Methode der Myonidentifikation im Kalorimeter vorgestellt, in Abschnitt 3.2.2 werden die hierzu verwendeten Schnitte anhand von simulierten einzelnen Myonen und Pionen bestimmt, und in Abschnitt 3.4 wird das Verfahren an kosmischen Myonen sowie an Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall getestet. Verschiedene Klassen von Bedingungen für die Myonerkenung werden in Abschnitt 3.5 eingeführt. In Abschnitt 3.6 wird schließlich ein Vergleich der Myonidentifikation im Myondetektor mit dem Nachweis im Kalorimeter angestellt.

Die in diesem Kapitel verwendeten simulierten einzelnen Myonen und Pionen sind in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, die kosmischen Myonen und Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall in Abschnitt 3.4.

## 3.1 Myonen und Pionen im H1-Kalorimeter

### 3.1.1 Myonen

*Myonen* verlieren als Leptonen beim Durchgang durch Materie einen Teil ihrer Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Atomen. Der Energieverlust ist in der Hauptsache auf Ionisation der Atome und auf Bremsstrahlung und Paarbildung ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) zurückzuführen. Die beiden letzten Prozesse beruhen auf Wechselwirkung der Myonen mit dem Feld der Atomkerne. Der Beitrag der Strahlungsverluste ist für Myonen unterhalb einiger hundert GeV gegenüber den Ionisationsverlusten vernachlässigbar, erst bei höheren Energien werden sie wichtig [PDG92]. Der geringe Wirkungsquerschnitt ist zurückzuführen auf die hohe Masse der Myonen ( $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$ ), da sich der Wirkungsquerschnitt für Strahlungsprozesse proportional zum reziproken Massenquadrat verhält [Na92]. Damit ist die Produktion von Bremsstrahlungsphotonen bei Myonen um vier Größenordnungen gegenüber der bei Elektronen ( $m_e = 0.51 \text{ MeV}$ ) unterdrückt. Aus demselben Grund ist der elektromagnetische Strahlungsverlust von Hadronen in diesem Energiebereich vernachlässigbar gering.

Für die bei H1 interessanten Energien reicht es also aus, von den Ionisationsverlusten auszugehen, elektromagnetische Schauer treten im Gegensatz zu hochenergetischen Elektronen bei Myonen nicht auf.

Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* beschrieben [Leo87]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

Dabei sind  $N_a = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}$  die Avogadro-Konstante,  $Z$  die Kernladungszahl und  $A$  die Nukleonenzahl des Mediums,  $z$  die Ladung des ionisierenden Teilchens,  $r_e = 2.817 \cdot 10^{-23} \text{ cm}$  der klassische Elektronenradius,  $m_e$  die Masse des Elektrons,  $\rho$  die Dichte des absorbierenden Materials,  $W_{max}$  der maximale Energieübertrag bei einer einzelnen Kollision,  $I$  das mittlere effektive Ionisationspotential,  $\delta$  die Dichtekorrektur und  $C$  ein weiterer Korrekturfaktor, der die Form der Elektronenhülle berücksichtigt. Hinweise auf die Berechnung der Faktoren sind in [Leo87] gegeben.

Für Myonen und Pionen ist diese Funktion in Abbildung 3.1 in Abhängigkeit von der Energie im Vergleich mit anderen Teilchen dargestellt. Da sich Pionen und Myonen wenig in der Masse unterscheiden ( $m_\pi = 139.6 \text{ MeV}$ ), unterscheidet sich ihr elektromagnetischer Energieverlust kaum, für hohe Impulse praktisch überhaupt nicht. Bei niedrigen Energien fällt der Energieverlust mit  $1/\beta^2$  ab, hat bei  $3m_\mu \approx 300 \text{ MeV}$  [Per90] sein Minimum und steigt zu hohen Energien hin langsam wieder an. Teilchen, die sich im Bereich des Minimums befinden, also auch die Myonen bei H1, werden als *minimalionisierende Teilchen* bezeichnet.

Im H1-Kalorimeter liegt der Energieverlust pro Weeinheit für minimalionisierende Myonen bei

$$\frac{dE}{dx} [MeV cm^2/gm]$$

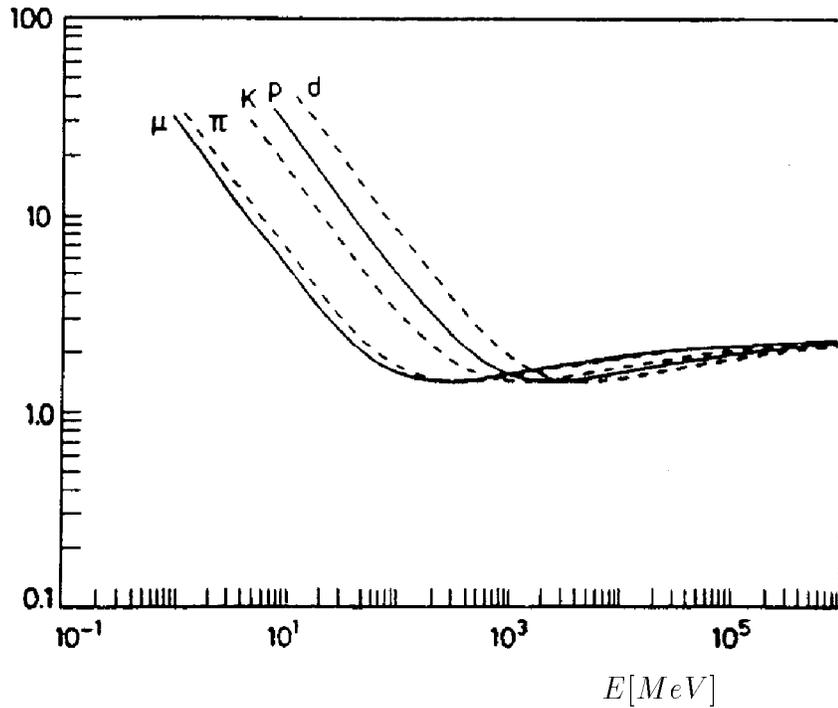


Abbildung 3.1: Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  von Teilchen in Blei als Funktion der Energie aus [Leo87]

- $\frac{dE}{dx} \approx 0.011 GeV cm^{-1}$  für kosmische Myonen im Zentralbereich des Detektors.

Diese Größe stimmt mit Berechnungen unter Verwendung eines Blei/Argon- und Stahl/Argon-Gemisches [PDG92] überein.

Bei einer Weglänge von mindestens  $120 cm$  im Zentralbereich des H1-Kalorimeters haben Myonen aus der Strahlwechselwirkung erst ab  $1.3 GeV$  genügend Energie, um das Kalorimeter verlassen zu können. Ab  $2 GeV$  erreichen sie mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% das instrumentierte Eisen und können dort nachgewiesen werden. Myonen mit Impulsen kleiner als  $2 GeV$  können jedoch genug Energie im H1-Kalorimeter deponieren, um dort anhand ihrer Spur identifiziert zu werden.

In Abbildung 3.2 ist die Zellenergie für kosmische und simulierte Myonen im H1-Kalorimeter getrennt nach hadronischem und elektromagnetischem Kalorimeter aufgetragen. Die Zellenergien sind der AEFR-Datenbank entnommen [Ber90]. Dabei werden, um einen großen Teil des Rauschens zu unterdrücken, schon bei der Datenaufzeichnung Schnitte auf die Zellenergien gemacht. Dadurch ist die Lücke bei der Zellenergie von Null zu erklären. Die negativen Zellenergien sind auf Rauschen zurückzuführen.

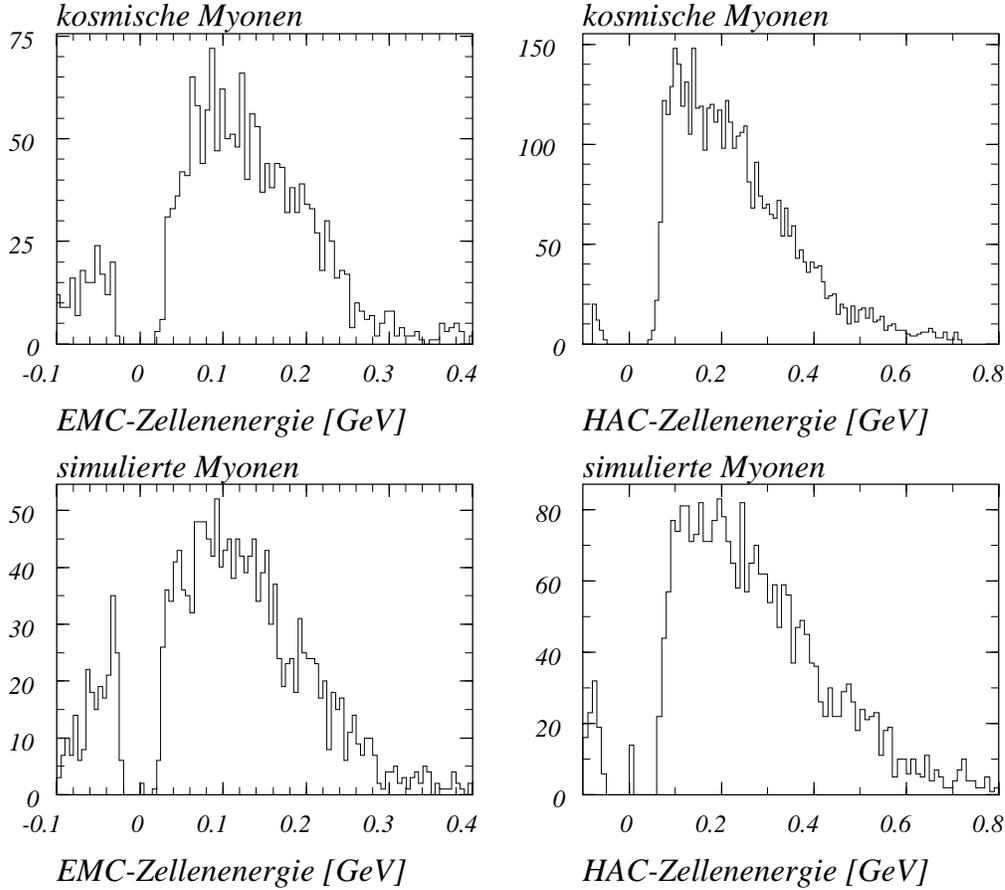


Abbildung 3.2: *Elektromagnetische und hadronische Energie pro Kalorimeterzelle für kosmische und simulierte Myonen*

### 3.1.2 Pionen

*Pionen* können als Hadronen bei hinreichend hoher Energie inelastisch mit den Kernen des Absorbermaterials wechselwirken und dadurch Sekundärteilchen erzeugen oder Kerne anregen. Durch die Produktion von Sekundärteilchen, die wiederum mit den Kernen des Absorbers wechselwirken, kommt es zur Ausbildung von hadronischen Schauern, die Pionen verlieren hierdurch i.a. ihre *gesamte* Energie im Kalorimeter.

Die Wechselwirkung der Hadronen mit den Kernen kann im *Spallationsmodell* beschrieben werden: Die Hadronen wechselwirken mit den Nukleonen im Kern und erzeugen neue Hadronen, wie etwa Pionen, oder regen den Kern an. Die so erzeugten Hadronen verlassen bei genügend hoher Energie den Kern oder geben einen Teil ihrer kinetischen Energie an ihn ab. Diesen Prozeß bezeichnet man als *intranuklearen Schauer*, er läuft in einer Zeitskala von  $10^{-22}$  s ab. Die aus dem Kern emittierten Teilchen tragen zur Schauerbildung im Absorbermaterial bei, sie wechselwirken wiederum mit anderen Kernen. In einer weiteren wesentlich längeren Zeitskala von  $10^{-18}$  bis  $10^{-13}$  s gibt

der Kern die aufgenommene Energie durch Kernspaltung oder Emission von Hadronen oder Photonen ab. Diesen Prozeß bezeichnet man als *Evaporation* (Verdampfen).

Ein Teil der Primärenergie des Hadrons wird durch die erzeugten Schauerteilchen nachweisbar im Ionisationsmaterial (flüssiges Argon bei H1) des Kalorimeters deponiert:

- Durch Ionisation und
- Anregung von Kernen durch die geladenen Schauerteilchen sowie durch den
- Zerfall von  $\pi^0$ -Mesonen in  $\gamma\gamma$ , wodurch ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst werden kann. So entsteht eine elektromagnetische Komponente in hadronischen Schauern.

Ein erheblicher Teil der Primärenergie im Ionisationsmaterial, typischerweise ein Drittel, kann jedoch nicht nachgewiesen werden:

- die Bindungsenergie der im Kern erzeugten und dann emittierten Hadronen oder der in der Evaporation emittierten Kernbausteine,
- die Rückstoßenergie der Kerne,
- die für die Produktion von Neutrinos oder von Myonen, die nicht im Detektor nachgewiesen werden, aufgewandte Energie und
- die Energie von niederenergetischen Neutronen, die keine weiteren Kerne zu nachweisbaren Reaktionen anregen.

In elektromagnetischen Schauern, die von Elektronen oder Photonen erzeugt werden, kann die gesamte Primärenergie nachgewiesen werden. Bei nichtkompensierenden Kalorimetern, wie dem H1-Kalorimeter, das den Unterschied zwischen nachgewiesener und deponierter hadronischer Energie nicht ausgleicht, ist bei gleicher Teilchenenergie die gemessene Schauerenergie von Hadronen  $h$  kleiner als die von Elektronen  $e$  ( $h/e \approx 2/3$ ) [Ber91]. Neuere Messungen, die hiermit übereinstimmen, sind in [CAL93.1] zu finden.

Pionen deponieren in der Regel ihre gesamte Energie im H1-Kalorimeter. Anhand der Form ihres Schauers (Anhang B) und der im Kalorimeter deponierten Schauerenergie können sie von minimalionisierenden Myonen unterschieden werden.

Im H1-Kalorimeter liegt die Wechselwirkungslänge zwischen 20 und 30 cm. Die transversale Ausdehnung eines hadronischen Schauers liegt in der Größenordnung einer hadronischen Wechselwirkungslänge (Anhang B). Im H1-Kalorimeter befindet sich der größte Teil des hadronischen Schauers eines Pions innerhalb eines Zylinders mit Radius  $r = 30$  cm. Die langgestreckte Spur eines Myons wird von einem kleineren Radius umschlossen.

In Abbildung 3.3 ist die Spurlänge im Kalorimeter für simulierte Myonen und Pionen ( $0^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ ) dargestellt. Dabei wird mit Spurlänge die Länge der Teilchenspur vom Eintritt in das Kalorimeter bis zur letzten angesprochenen Kalorimeterzelle bezeichnet. Die Pionen bleiben im Kalorimeter stecken, die minimalionisierenden Myonen durchlaufen das gesamte Kalorimeter.

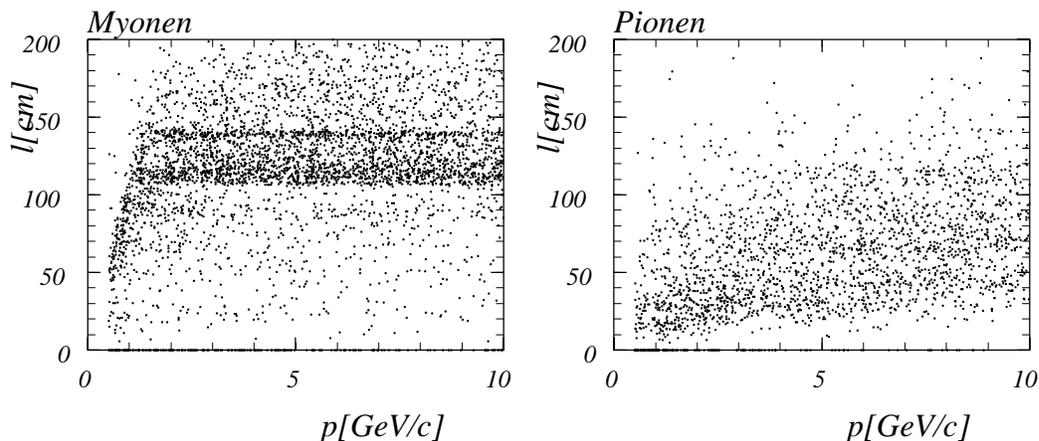


Abbildung 3.3: Spurlänge bis zur letzten angesprochenen Kalorimeterzelle für Myonen und Pionen. In der Abbildung für Myonen kann man deutlich die Dicke des Kalorimeters im Zentralbereich von etwa 120 cm und im Vorwärtsbereich von etwa 140 cm erkennen. Die Myonspuren mit  $p \geq 2 \text{ GeV}$  und kurzer Spurlänge befinden sich im hinteren Teil des Kalorimeters ( $\theta > 123^\circ$ ).

## 3.2 Prinzip der Myonidentifikation

### 3.2.1 Auswertung der Kalorimeterinformation

Zu Beginn der Myonerkenkung werden die angesprochenen Zellen im Kalorimeter einer Spur in der Vorwärts- oder Zentralkammer zugeordnet (Abbildung 3.5). Diese Zuordnung geschieht zuerst auf naive Weise: Ausgehend von einer rekonstruierten Spur wird diese in das Kalorimeter hineinverlängert. Bei der Spurverlängerung wird die KTCF-Datenbank verwendet. Im einfachsten Fall werden der Energieverlust und die Vielfachstreuung im Kalorimeter nicht berücksichtigt, es ist jedoch auch möglich, die Spur an die Kalorimeterdaten anzupassen und dadurch Energieverlust und Vielfachstreuung empirisch in Rechnung zu stellen. Dadurch können dann auch Fehler in der Jetkammer und bei der Rekonstruktion ausgeglichen werden (Kapitel 4).

Nun werden im Abstand von

- $r_a = 15 \text{ cm}$  und
- $r_b = 30 \text{ cm}$

von der verlängerten Spur

- die Anzahl der angesprochenen Kalorimeterzellen,
- die Anzahl der angesprochenen Ebenen und
- die Energie der Zellen im Kalorimeter

getrennt nach elektromagnetischem (EMC) und hadronischem (HAC) Kalorimeter und für das gesamte Kalorimeter aufsummiert. Dadurch erhält man 18 Parameter, von denen ein Teil zur konventionellen Myonerkennung mit Hilfe von Schnitten und alle zur Myonerkennung mit einem neuronalen Netzwerk Verwendung finden. Die Wahl der beiden Radien ist in Abbildung 3.4 verdeutlicht: Der innere Zylinder  $r_a$  soll möglichst die gesamte Myonspur aufnehmen. Daß dieses Ziel bei der angegebenen Wahl der beiden Radien erreicht ist, sieht man am Verhältnis der Energien im Radius  $r_a = 15 \text{ cm}$  und  $r_b = 30 \text{ cm}$  für simulierte Myonen. Der äußere Zylinder soll den gesamten hadronischen Schauer der Pionen umschließen. Aufgetragen ist der Radius, nach dem 80% der Energie von simulierten Pionen im Kalorimeter aufsummiert ist. Die Wahl von  $r_b = 30 \text{ cm}$  ist sinnvoll, da ein großer Teil der hadronischen Schauerenergie aufgesammelt wird.

Bei der Wahl der Radien für beide Zylinder ist man bestrebt, diese möglichst klein zu halten, um eine hohe Auflösung zu erhalten. Auch dicht nebeneinanderliegende Spuren sollen im Kalorimeter räumlich getrennt werden. Paßt man die Teilchen-Spur an die Kalorimeterdaten an, so sind  $r_a = 8 \text{ cm}$  bzw.  $r_b = 25 \text{ cm}$  für die beiden Radien ausreichend (Abschnitt 4.4).

Das Verfahren der Analyse einer Myonspur im Kalorimeter ist in Abbildung 3.5 am Beispiel eines  $J/\Psi$ -Kandidaten, der anhand zweier Myonen nachgewiesen wird ( $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), vorgeführt.

Bei der Analyse der Kalorimeterinformationen wird von der AEFR-Bank ausgegangen. Diese enthält die Energie der angesprochenen Kalorimeterzellen, wobei Rauschen, totes Material und unterschiedliche Gewichtung für hadronische und elektromagnetische Schauer berücksichtigt werden [Ber90].

Bei der Verwendung dieser Zellenergien zur Myonidentifikation werden Kalorimeterzellen mit negativer Energie, die Rauschen kompensieren sollen, nicht beachtet, da wenige Kalorimeterzellen von einem Myon angesprochen werden. Weiterhin wird, um Rauschen zu unterdrücken, die mittlere Energie der angesprochenen Kalorimeterzellen entlang der Spur gebildet. Wird ein Vielfaches (das 3-fache) dieses Mittelwertes von einer einzigen angesprochenen Zelle überschritten, so wird deren Energie auf diesen Betrag zurückgesetzt. Wird umgekehrt ein bestimmter Bruchteil (1/10) unterschritten, so wird diese Zelle nicht verwendet.

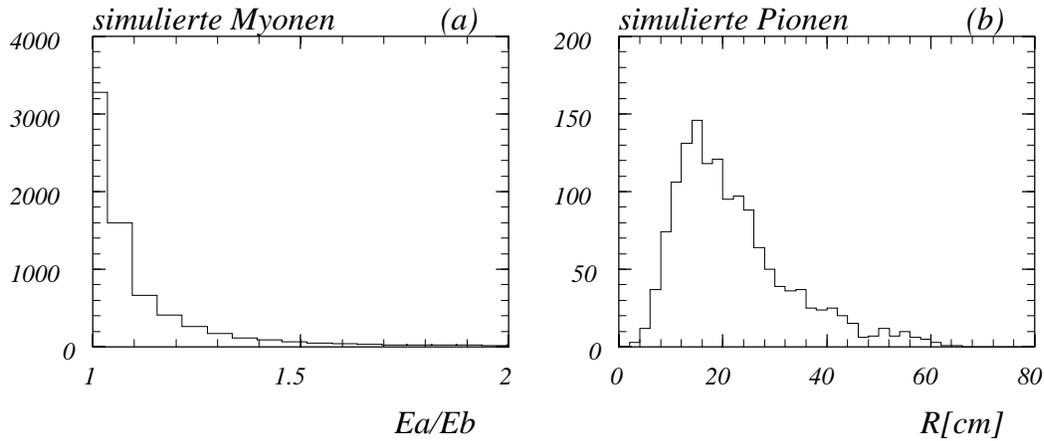


Abbildung 3.4: (a) Verhältnis der Spur-Energie von simulierten Myonen innerhalb der Zylinder mit den Radien  $r_a = 15$  cm und  $r_b = 30$  cm. (b) Radius, nach dem 80% der Energie von simulierten Pionen im Kalorimeter aufgesammelt wird.

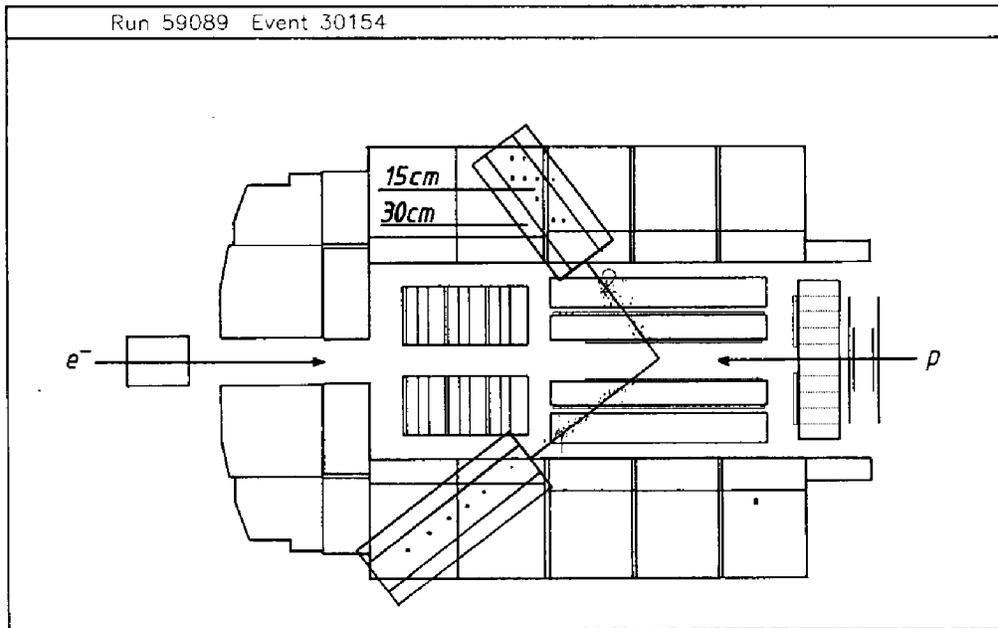


Abbildung 3.5: Spurverlängerung in das Kalorimeter und Analyse der angesprochenen Zellen am Beispiel eines  $J/\Psi$  Kandidaten ( $m_{inv} = 3.1$  GeV); die untere Spur ( $p = 1.9$  GeV) wird nur im Kalorimeter erkannt, die obere Spur ( $p = 2.5$  GeV) im instrumentierten Eisen und im Kalorimeter

### 3.2.2 Bedingungen für die Myonerkenkung

Myonen sind minimalionisierende Teilchen, Pionen dagegen verlieren ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Dadurch unterscheiden sich die Verteilungen ihrer im Kalorimeter aufgenommenen Größen deutlich. Dieses Verhalten ist am Beispiel der Verteilung der hadronischen Energie in Abbildung 3.6 dargestellt. Hieran sieht man jedoch auch, daß ein deutlicher Überlapp besteht, der im Bereich von 0 bis 4 GeV auftritt. In der Trennung von Myonen und Pionen in diesem Bereich liegt die Hauptschwierigkeit des Verfahrens.

Für die in diesem Abschnitt durchgeführten Untersuchungen wurden im Impulsbereich von 0 bis 15 GeV simulierte einzelne Myonen und Pionen verwendet.

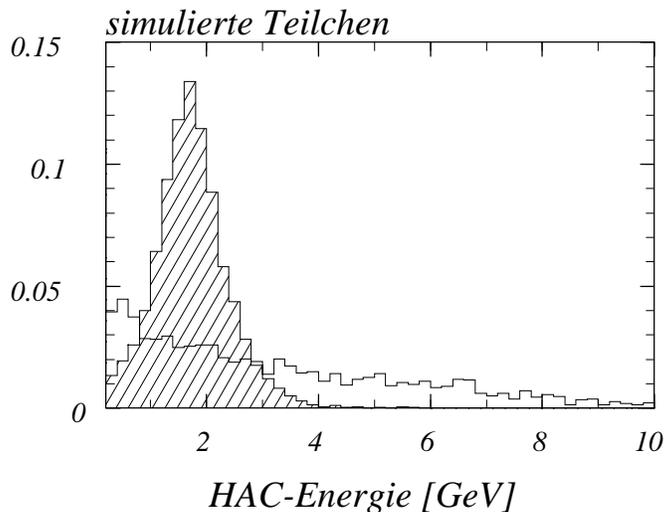


Abbildung 3.6: Hadronische Energie von simulierten Myonen (schraffiert) und Pionen

Die Entscheidung, ob eine Spur im Kalorimeter als Myon identifiziert wird, wird in diesem Kapitel durch Schnitte an fünf wichtigen Größen gefällt. Dabei werden die Schnitte so bestimmt, daß möglichst viele Myonen bei einem geringen Pionuntergrund erkannt werden. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen die Schnitte sehr genau bestimmt werden. Wählt man mehr als fünf Größen aus, ist es sehr schwierig, die Schnitte zu optimieren.

Die Wahl der Schnittgrößen soll im folgenden erklärt werden.

#### Teilchenimpulse $p \leq 4 \text{ GeV}$

Für Pionenergien  $p_\pi \leq 4 \text{ GeV}$  liegt das Schauermaximum im elektromagnetischen (EMC) Teil des Kalorimeters. Die minimalionisierenden Myonen erreichen dagegen den hadronischen (HAC) Teil.

In diesem Impulsbereich können Pionen durch die Forderung einer Mindestanzahl von

angesprochenen HAC-Ebenen oder anhand der hohen Schauerenergie im elektromagnetischen Kalorimeter von Myonen unterschieden werden. Diese Unterschiede sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Für Impulse unterhalb  $4\text{ GeV}$  sind EMC-Energie, HAC-Energie sowie Anzahl der angesprochenen HAC-Lagen ( $\#\text{HAC-Lagen}$ ) für simulierte Myonen und Pionen in Abhängigkeit des Impulses abgetragen. Anhand der hadronischen Energie können Myonen und Pionen in diesem Impulsbereich nicht getrennt werden, da im Falle der Pionen nur Schauerausläufer in das HAC-Kalorimeter gelangen.

### Teilchenimpulse $p \geq 4\text{ GeV}$

Für Teilchenimpulse  $p \geq 4\text{ GeV}$  liegt die von den Pionen im Kalorimeter deponierte Energie deutlich über der von minimalionisierenden Myonen. Die Pionen gelangen weit in den hadronischen Teil des Kalorimeters hinein.

In diesem Impulsbereich sind Pionen anhand der hohen Schauerenergie von Myonen trennbar (Abbildung 3.8).

### 3.2.3 Erwarteter Untergrund

Pionen können fälschlicherweise im Kalorimeter als Myonen identifiziert werden, was auf die endliche Energieauflösung des Kalorimeters sowie auf *punch-through* und Pionzerfall in Myonen zurückzuführen ist.

Dabei stehen Pionen stellvertretend für Hadronen, da sie den größten Anteil am Untergrund an fehlidentifizierten Teilchen ausmachen.

#### Energieauflösung

In dem Bereich von  $1.5$  bis  $6\text{ GeV}$  treten die größten Probleme bei der Trennung von Myonen und Pionen auf. Diese Schwierigkeiten bei der Unterscheidung liegen an der Energieauflösung des Kalorimeters, die

$$\sigma(E)/E = 0.10/\sqrt{E}$$

im elektromagnetischen Teil und

$$\sigma(E)/E = 0.55/\sqrt{E}$$

im hadronischen Teil des Kalorimeters beträgt. Bei niedrigen Energien werden die im Kalorimeter gemessenen Teilchenenergien verschmiert, genaue Schnitte sind nicht möglich.

Weitere Probleme bei der Unterscheidung von Myonen und Pionen treten auf, wenn sich nicht die gesamte Schauerenergie der Pionen innerhalb des Zylinders mit Radius  $r_b = 30\text{ cm}$  befindet.

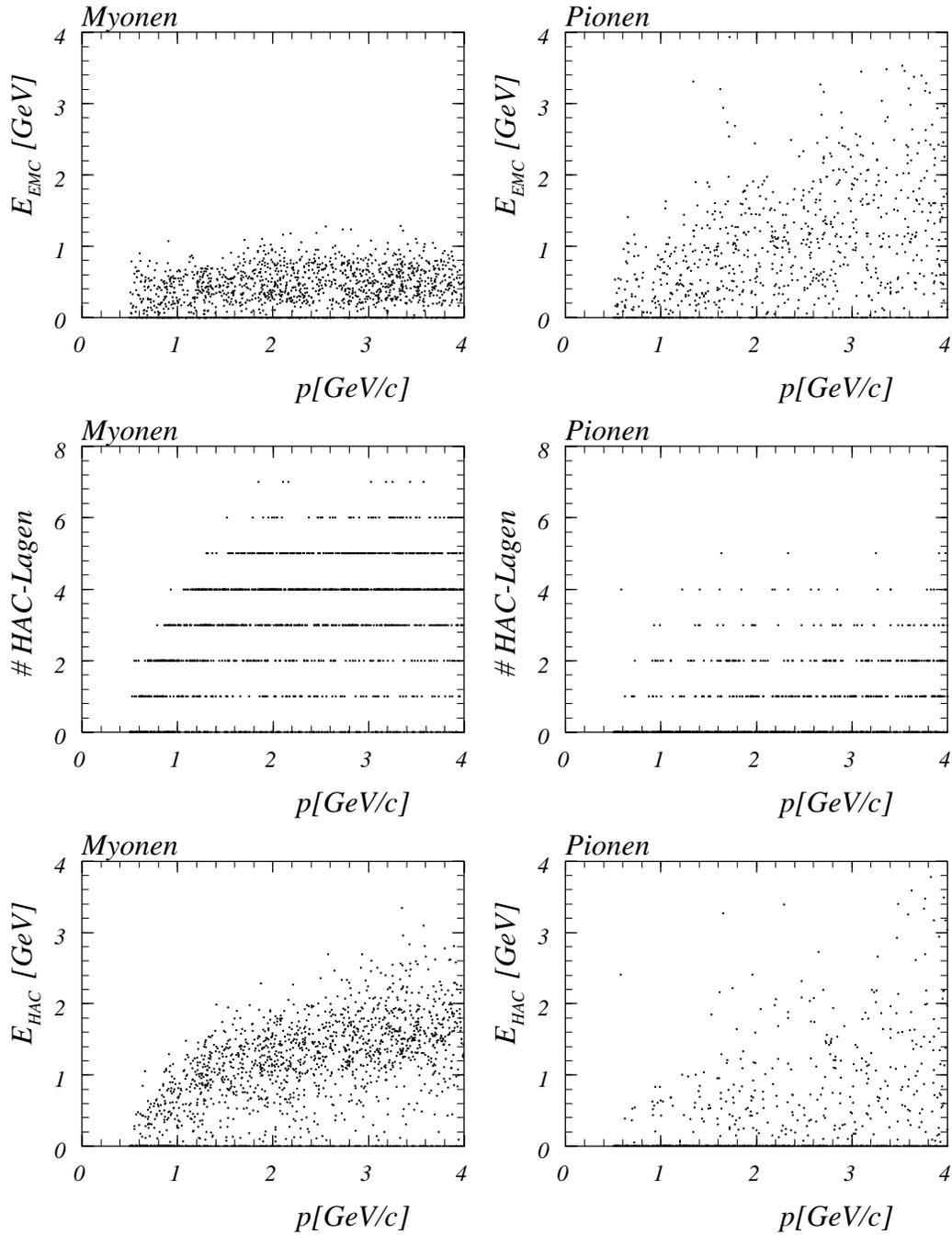


Abbildung 3.7: Simulierte Myonen und Pionen unterhalb 4 GeV. Die EMC-Energie, die Anzahl der HAC-Lagen sowie die HAC-Energie innerhalb von  $r_a = 15$  cm sind abgebildet.

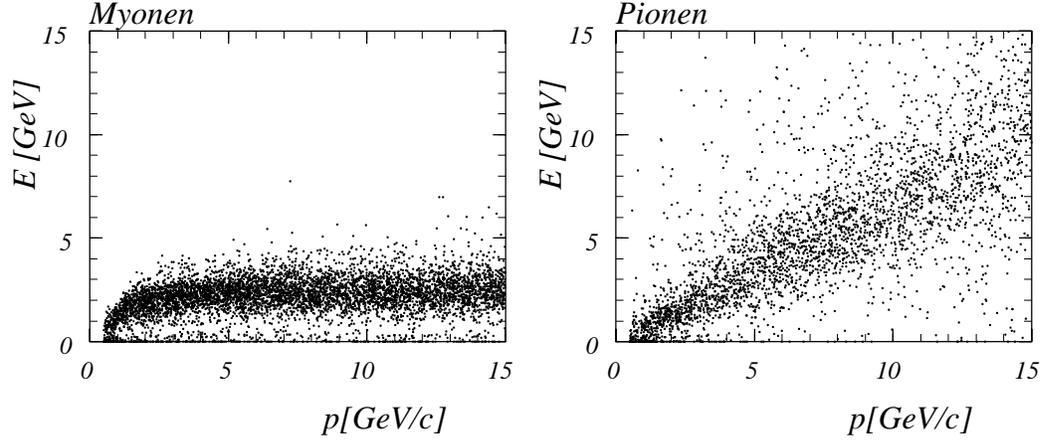


Abbildung 3.8: Gesamtenergie (HAC+EMC) im Radius  $r_b = 30$  cm für simulierte Myonen und Pionen bis 15 GeV

### Pionen als minimalionisierende Teilchen

Mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$P \sim \exp(-d/\lambda) \quad (3.2)$$

durchlaufen Pionen im Extremfall die Schichtdicke  $d$  an Material mit der Wechselwirkungslänge  $\lambda$ , ohne hadronisch wechselzuwirken (*punch-through*). Dann verhalten sie sich im Absorber wie minimalionisierende Teilchen und sind nicht mehr von Myonen unterscheidbar.

Das H1-Kalorimeter hat je nach Winkelbereich eine Schichtdicke von 5 Absorptionslängen im Zentralbereich und bis zu 8 Absorptionslängen im Vorwärtsbereich (Abbildung 2.4). Die Wahrscheinlichkeit, eine Schicht von  $4\lambda$  ohne hadronische Wechselwirkung zu passieren, ist etwa 2%. Daher muß man besonders im Zentralbereich damit rechnen, daß die Pionen fälschlicherweise als Myonen erkannt werden.

### Zerfall von Pionen in Myonen

Mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$\begin{aligned} P &\sim \left( 1 - \exp\left(\frac{-\lambda}{\gamma\beta c\tau_\pi}\right) \right) \\ &= \left( 1 - \exp\left(\frac{-\lambda m_\pi}{p_\pi c\tau_\pi}\right) \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

zerfallen Pionen auf dem Weg zum Kalorimeter in Myonen. Dabei ist  $\lambda$  die Weglänge des Pions vom Wechselwirkungspunkt bis zum Kalorimeter,  $m_\pi$  die Masse des Pions und  $c\tau_\pi = 7.804 m$  die Zerfallskonstante.

Diese Wahrscheinlichkeit ist bei niedrigen Impulsen sowie im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors am größten (bis zu 3% ), siehe Abbildung 3.15.

## 3.3 Bestimmung der Schnitte

### 3.3.1 Schnittgrößen

Die Bedingungen, die an eine Kalorimeterspur gestellt werden, lassen sich in drei Bereiche einteilen:

1. Forderung einer Mindestanzahl von angesprochenen *hadronischen Lagen* im Radius  $r_a$ . Hierdurch wird eine klar erkennbare Spur im Kalorimeter verlangt. Durch diese Bedingung wird ein großer Teil der Pionen unter  $4 GeV$  herausgefiltert. Es werden jedoch auch niederenergetische Myonen (unter  $1 GeV$ ) unterdrückt.
2. Begrenzung der *hadronischen* und *elektromagnetischen Energie* im Radius  $r_a$  und der *Gesamtenergie* in  $r_b$ , um Pionen höherer Energie (größer als  $5 GeV$ ) abzuweisen. Durch die Begrenzung der elektromagnetischen Energie filtert man zusätzlich Pionen unter  $4 GeV$  heraus.
3. Um ein gleichverteiltes Rauschen nicht als Myon zu erkennen, wird verlangt, daß die *Gesamtenergie in  $r_b$*  höchstens doppelt so groß wie die *Gesamtenergie in  $r_a$*  ist. Diese Bedingung ist recht wirksam, da ein gleichverteiltes Rauschen ein Verhältnis von 4 : 1 erzeugen würde, d.h., das Verhältnis der Volumina der beiden Zylinder mit den Radien  $r_a = 15 cm$  und  $r_b = 30 cm$ . Jedoch können durch diesen Filter auch Myonen, neben denen sich in geringem Abstand eine weitere Spur im Kalorimeter befindet, unterdrückt werden.

### 3.3.2 Winkel- und Impulsbereiche

Da die Kalorimeterspur im Vorwärtsbereich länger und im Rückwärtsbereich kürzer wird und da im Vorwärtsbereich mehr Lagen vorhanden sind, hängen die Schnitte in 1. und 2. von  $\theta$  ab. Es werden folgende Winkelbereiche verwendet:

- Vorwärtsbereich

$$- 0^\circ \leq \theta \leq 17^\circ \quad ( 0 rad \leq \theta \leq 0.3 rad )$$

$$- 17^\circ \leq \theta \leq 63^\circ \quad ( 0.3 rad \leq \theta \leq 1.1 rad )$$

- Zentralbereich
  - $63^\circ \leq \theta \leq 115^\circ$  ( $1.1 \text{ rad} \leq \theta \leq 2.0 \text{ rad}$ )
- Rückwärtsbereich
  - $115^\circ \leq \theta \leq 126^\circ$  ( $2.0 \text{ rad} \leq \theta \leq 2.2 \text{ rad}$ )
  - $126^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  ( $2.2 \text{ rad} \leq \theta \leq 2.6 \text{ rad}$ )

Diese Einteilung ergibt sich aus der Detektorgeometrie und der Anzahl der angesprochenen Zellen in Abhängigkeit von  $\theta$ , siehe Abbildung 3.9.

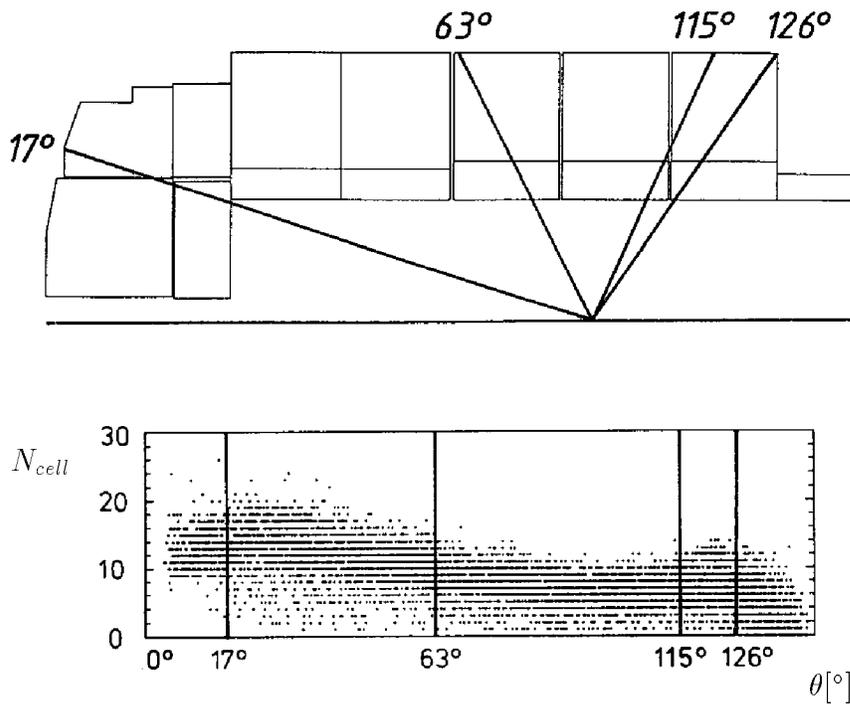


Abbildung 3.9: Detektorgeometrie und Anzahl der angesprochenen Zellen in Abhängigkeit von  $\theta$  aufgetragen für simulierte Myonen

Unterhalb von  $6 \text{ GeV}$  hängen die Schnitte vom Impuls ab, sie werden in  $1 - \text{GeV}$ -Schritten bestimmt, darüber reicht ein einziger Schnitt aus.

### 3.3.3 Optimieren der Schnitte

Für das Optimieren der Schnitte wurden etwa 7000 simulierte Myonen und 4000 simulierte Pionen mit einem Impuls zwischen  $0$  und  $15 \text{ GeV}$  und einer gleichverteilten Winkelverteilung verwendet ( $0^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ ,  $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ ). Beim Erzeugen der Teilchen

ist es erforderlich, das Kalorimeter genau zu simulieren. Dabei werden Sekundärteilchen im Kalorimeter bis zu einer geringen Energie weiterverfolgt <sup>1</sup>. Die Simulation ist sehr zeitaufwendig und begrenzt die Anzahl der zur Verfügung stehenden simulierten Teilchen.

Die Bestimmung der Schnitte erfolgt in zwei Schritten:

1. Grobeinstellung der Schnitte in größeren Impulsintervallen anhand der Verteilung der ausgewählten Größen in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel  $\theta$ . Die Verteilung der EMC-Energie, der HAC-Energie und der Gesamtenergie ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

2. Feineinstellung durch Variation der Schnitte unter Optimierung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Myonerkenung und Minimierung des Untergrundes an fehlidentifizierten Pionen. Anhand der Anzahl der hadronischen Lagen ist die Wahl der Schnitte in Abbildung 3.11 verdeutlicht. Die Schnitte für die Energie werden auf den vorläufigen Werten konstant gehalten.

In dem dort vorliegenden Impuls- und Winkelbereich werden als Myon-Bedingung mindestens 3 angesprochene hadronische Lagen verlangt. Verlangt man eine Lage weniger, so verbessert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen unwesentlich, der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen erhöht sich jedoch stark. Verlangt man umgekehrt eine weitere angesprochene hadronische Lage, so sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen drastisch.

Ähnlich werden die Schnitte für die Energien einzeln bestimmt, wobei zusätzlich nur die jeweilige Anzahl der hadronischen Lagen gefordert wird.

Dieses Verfahren wird mehrfach wiederholt, um eine aufeinander abgestimmte Optimierung der Größen zu erreichen.

Die so gefundenen Schnitte sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

## 3.4 Resultate der Myonidentifikation

Nach dem Einstellen der Schnitte wurde ein Test an kosmischen Myonen aus dem Jahr 1992, die anhand einer nachgewiesenen Spur im Myondetektor selektiert wurden [Kle93], und an Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall, die im Rahmen einer Dissertation selektiert wurden [Joh93], durchgeführt. Es werden Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall verwendet, da man zur Abschätzung des Anteils an fehlidentifizierten Pionen eine möglichst reine Probe benötigt. Das Verhältnis zwischen  $K^0$ -Signal und Untergrund ist für diesen Datensatz sehr groß, es werden nur  $K^0$ -Kandidaten mit einer invarianten Masse von  $200 \text{ MeV}$  um die  $K^0$ -Masse verwendet. Der Impuls der verwendeten Pionen ist im wesentlichen kleiner als  $2 \text{ GeV}$ .

Die Spurmultiplicität der verwendeten  $K^0$ -Ereignisse ist hoch, im Durchschnitt befinden sich 10 Spuren im Zentralbereich des Detektors. Die kosmischen Myonen sind dagegen isoliert.

---

<sup>1</sup>GEANT low cuts (200keV/1MeV)

$0^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$		Impuls in [GeV]						
		0..1	1..2	2..3	3..4	4..5	5..6	> 6
#HAC-Lagen	$\geq$	3	3	3	4	4	4	4
HAC-Energie	$\leq$	-	2.0	2.0	2.2	2.2	2.2	2.4
EMC-Energie	$\leq$	0.9	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1
Energie in $r_b$	$\leq$	-	-	3.0	3.0	3.0	3.0	3.2
$17^\circ \leq \theta \leq 63^\circ$		Impuls in [GeV]						
		0..1	1..2	2..3	3..4	4..5	5..6	> 6
#HAC-Lagen	$\geq$	3	3	3	3	4	4	4
HAC-Energie	$\leq$	-	2.0	2.2	2.4	2.8	2.8	3.2
EMC-Energie	$\leq$	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.0	1.1
Energie in $r_b$	$\leq$	-	-	3.0	3.4	3.8	3.8	4.2
$63^\circ \leq \theta \leq 115^\circ$		Impuls in [GeV]						
		0..1	1..2	2..3	3..4	4..5	5..6	> 6
#HAC-Lagen	$\geq$	3	3	3	3	3	3	3
HAC-Energie	$\leq$	-	1.8	2.1	2.1	2.3	2.4	2.4
EMC-Energie	$\leq$	0.7	0.7	0.8	0.8	0.8	0.9	0.9
Energie in $r_b$	$\leq$	-	-	3.0	3.0	3.0	3.2	3.2
$115^\circ \leq \theta \leq 126^\circ$		Impuls in [GeV]						
		0..1	1..2	2..3	3..4	4..5	5..6	> 6
#HAC-Lagen	$\geq$	3	3	3	3	3	3	3
HAC-Energie	$\leq$	-	2.0	2.3	2.3	2.6	2.6	2.6
EMC-Energie	$\leq$	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9
Energie in $r_b$	$\leq$	-	-	3.0	3.0	3.6	3.6	3.6
$126^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$		Impuls in [GeV]						
		0..1	1..2	2..3	3..4	4..5	5..6	> 6
#HAC-Lagen	$\geq$	2	2	2	2	2	2	2
HAC-Energie	$\leq$	-	1.8	2.1	2.1	2.3	2.4	2.4
EMC-Energie	$\leq$	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9
Energie in $r_b$	$\leq$	-	-	3.0	3.0	3.0	3.2	3.2

Tabelle 3.1: Schnitte für die Myonerkenkung, Energieschnitte in [GeV]

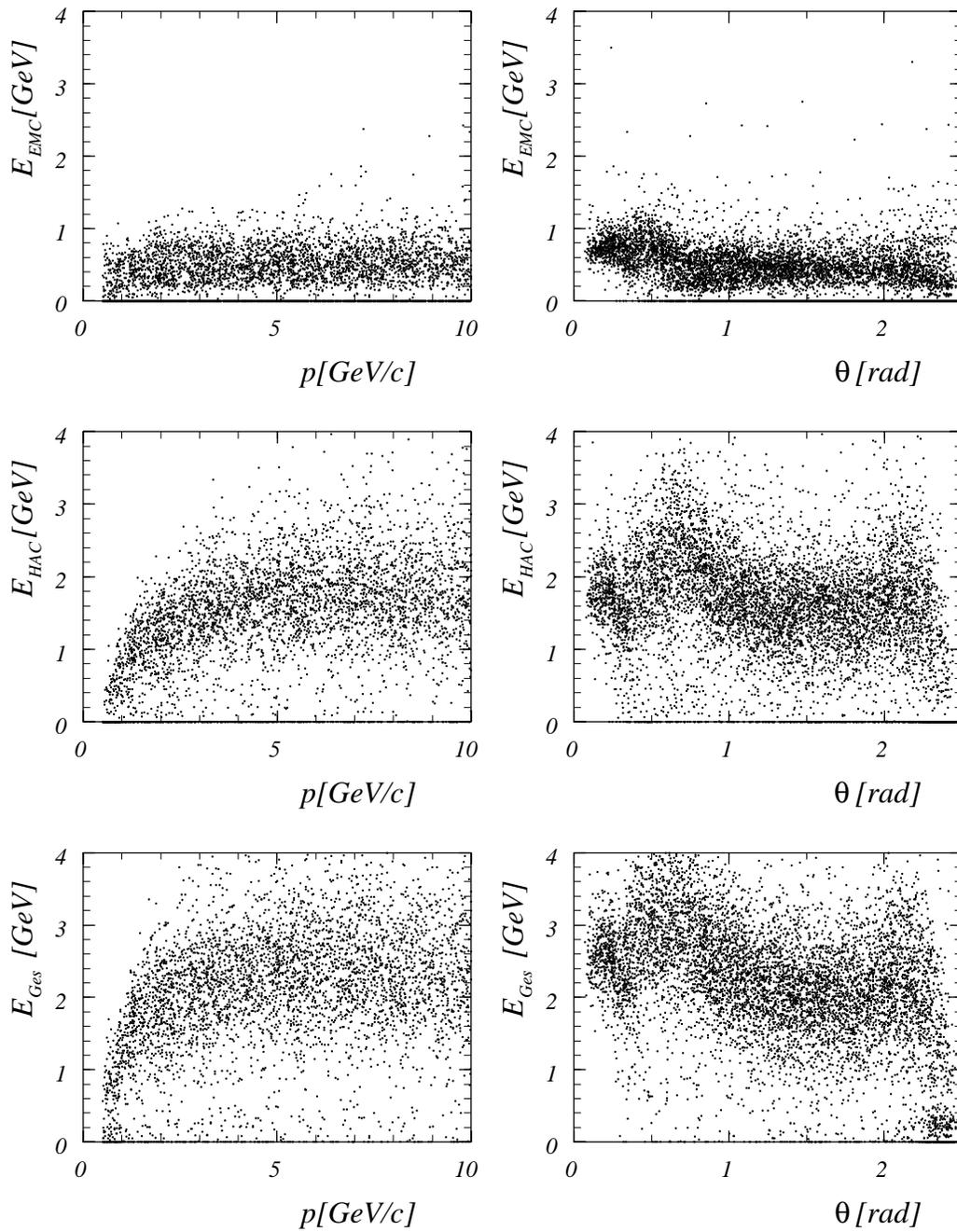


Abbildung 3.10: *Elektromagnetische und hadronische Energie simulierter Myonen innerhalb von  $r_a = 15$  cm sowie Gesamtenergie innerhalb von  $r_b = 30$  cm.*

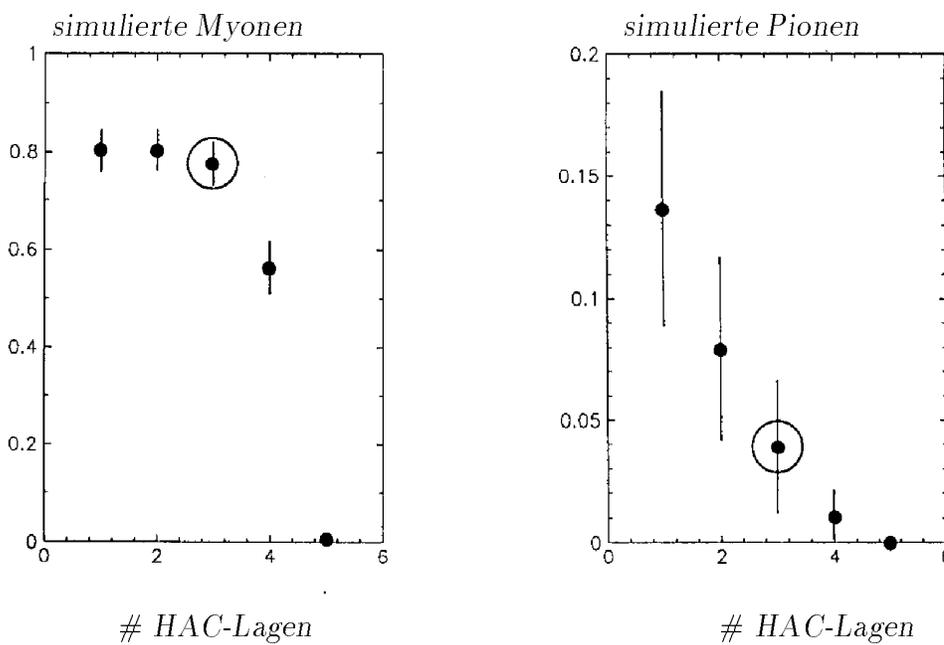


Abbildung 3.11: Nachweiswahrscheinlichkeit für die Myonererkennung und Pionfehlererkennung in Abhängigkeit von der Anzahl der hadronischen Lagen. Verwendet wurden simulierte Myonen und Pionen im  $\theta$ -Bereich  $63^\circ \leq \theta \leq 115^\circ$  mit einem Impuls zwischen 3 und 4 GeV. Der gewählte Schnitt ist gekennzeichnet.

### 3.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen

In Abbildung 3.12 sieht man die mit den Schnitten in Tabelle 3.1 bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit für die Myonererkennung im Kalorimeter in Abhängigkeit von Impuls und  $\theta$ -Winkel für kosmische Myonen und simulierte Myonen.

Ab ca. 1 GeV ist eine Myonererkennung möglich. Darunter bleiben die Myonen entweder schon in der Spurkammer oder im elektromagnetischen Kalorimeter stecken. Ab 1 GeV beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit 40 bis 50% und steigt bei etwa 2 GeV bis auf 75% an. Im hinteren Detektorbereich ( $\theta \geq 2.2 \text{ rad}$ ) wird das LAr-Kalorimeter so kurz, daß kaum Myonen erkannt werden können.

Im Übergangsbereich zwischen Vorwärts- und Zentralbereich sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit ebenfalls. Hier ist die Spurlänge im Kalorimeter am größten. Dadurch ist die Verteilung der von den Myonen im Kalorimeter deponierten Energieverteilung so breit, daß die Schnitte auf die Energie besonders scharf gesetzt werden müssen.

Die Ergebnisse, die mit kosmischen Myonen aus dem Jahr 1992 ermittelt werden, stimmen mit denen von kosmischen Myonen aus dem Jahr 1993 gut überein.

### 3.4.2 'Untergrund' an Pionen

Im Impulsbereich unter 5 GeV beträgt die Pionfehlererkennung mit den in Tabelle 3.1 gewählten Schnitten bis zu 5%; darüber nimmt sie langsam ab. Der Bruchteil der

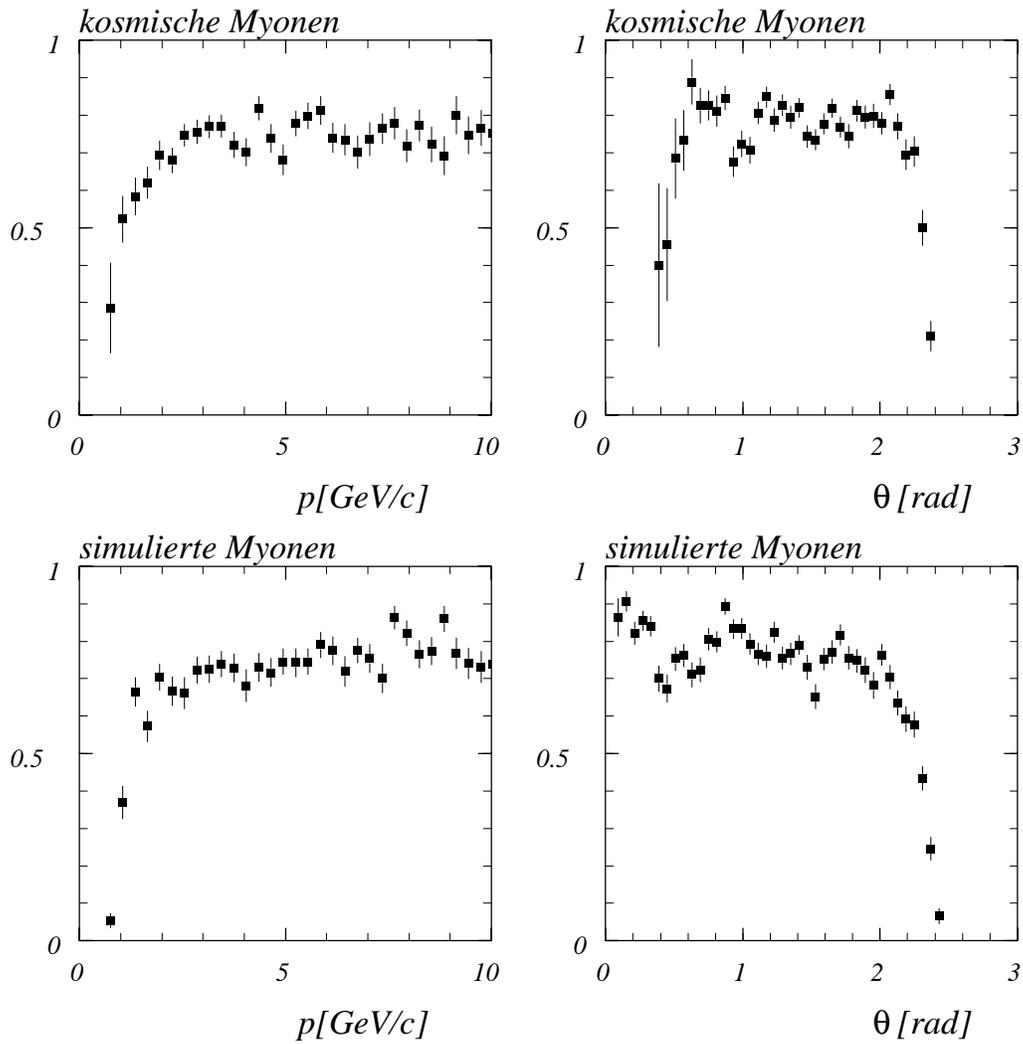


Abbildung 3.12: Nachweiswahrscheinlichkeit für die Myonererkennung im Kalorimeter in Abhängigkeit von Impuls und  $\theta$ -Winkel.

falsch identifizierten Pionen ist in Abbildung 3.13 für Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall und für simulierte Pionen dargestellt.

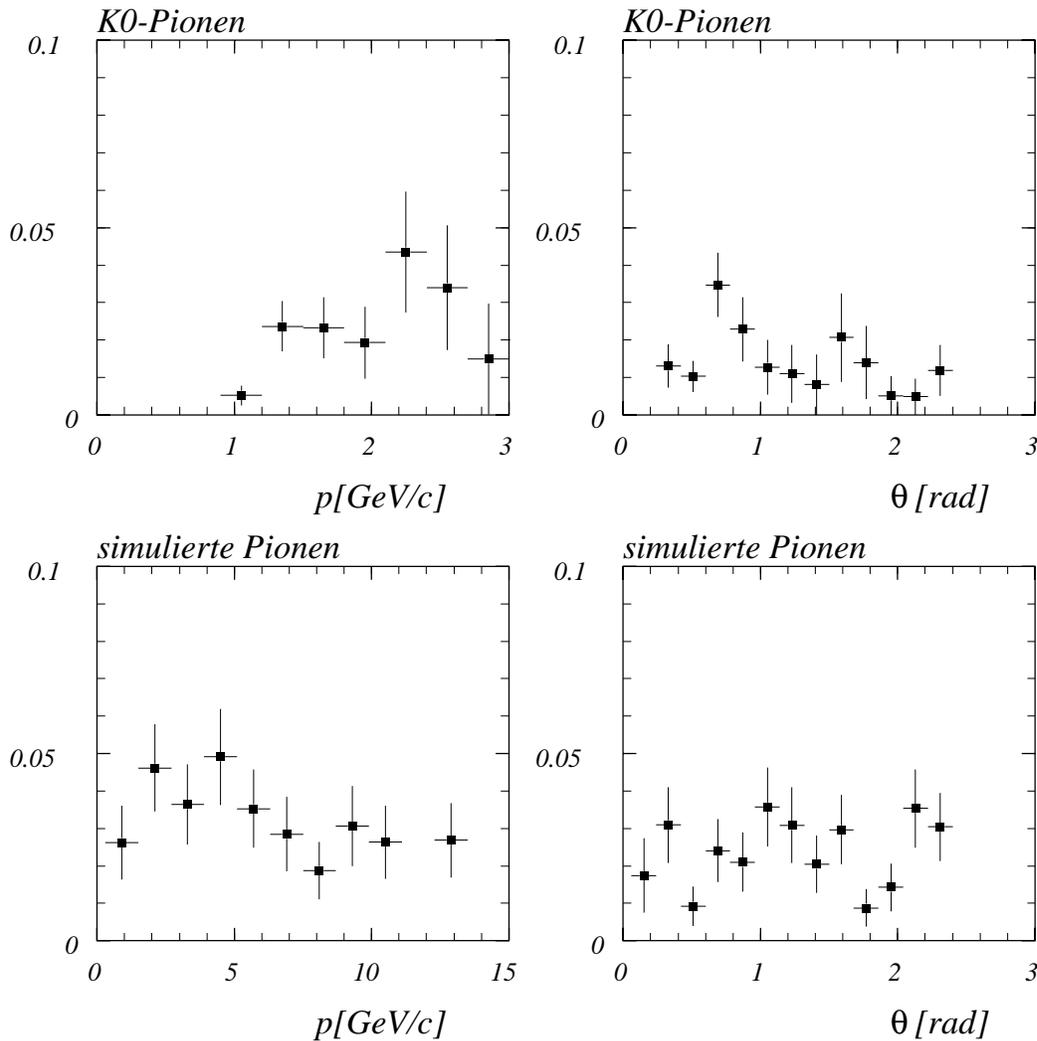


Abbildung 3.13: Fehlerkennung von Pionen als Myonen in Abhängigkeit von Impuls und  $\theta$ . Verwendet wurden Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall sowie simulierte Pionen.

Anhand der Abbildung 3.11 zur Optimierung der Schnitte sieht man, daß Pionen und Myonen nicht beliebig gut im Kalorimeter getrennt werden können. Wählt man weichere Schnitte, um mehr Myonen erkennen zu können, erhöht sich sofort der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen.

Bei niedrigen Impulsen unterscheiden sich Myonen und Pionen in den Energieverteilungen wenig, Pionen werden im wesentlichen durch die Forderung einer Mindestanzahl von HAC-Lagen und der Begrenzung der elektromagnetischen Energie herausgefiltert. Bei höheren Impulsen liegen die im Kalorimeter deponierten Energien für Pionen deutlich über denen von Myonen.

Der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen hat verschiedene Ursachen (siehe auch Abschnitt 3.2.3):

- Pionen gehen als minimalionisierende Teilchen durch das Kalorimeter (*punch-through*). Dann haben sie genügend hadronische Lagen und nicht zu viel Energie, um als Myonen erkannt zu werden. Ein Beispiel für einen Pionkandidaten, der als Myon identifiziert wird, befindet sich in Abbildung 3.16.
- Bei Impulsen unter  $4\text{ GeV}$  liegt zwar das Schauermaximum im EMC-Kalorimeter, Schauerausläufer erreichen jedoch auch das HAC-Kalorimeter und können einige hadronische Lagen bei geringer hadronischer Energie anregen. Aufgrund der Energieauflösung des Kalorimeters kann die elektromagnetische Energie so klein sein, daß sie der Bedingung für Myonen genügt.
- Bei Impulsen zwischen  $4$  und  $5\text{ GeV}$  liegt das Schauermaximum der Pionen im hadronischen Teil des Kalorimeters, die im Kalorimeter von den Pionen deponierte Energie ist jedoch so gering, daß die Bedingungen für die Myonererkennung gerade noch erfüllt wird.

In Abbildung 3.14 ist die Verteilung der hadronischen Energie in  $r_a$  für diejenigen Pionen dargestellt, die hinreichend viele hadronische Lagen ansprechen lassen, um als Myonen erkannt zu werden. Etwa 10% hiervon genügen auch der Myon-Bedingung für die hadronische Energie, was auf *punch-through* im gesamten Impulsbereich und auf Schauerausläufer im Impulsbereich unter  $2 - 5\text{ GeV}$  zurückzuführen ist. Hierdurch erhält man den größten Teil des Pion-Untergrundes.

Einen weiteren Anteil am Untergrund erhält man durch Pionen, die vor Eintritt in das Kalorimeter in Myonen zerfallen. Von den verwendeten 4000 simulierten Pionen werden insgesamt 97 als Myonen identifiziert; darunter sind nur 10 Pionen, die in der Simulation in Myonen zerfallen sind. Demnach sind nur 10% der falsch identifizierten Pionen auf Zerfall zurückzuführen.

In Abbildung 3.15 sind alle 97 fehlidentifizierten Pionen und im Vergleich hierzu die Anzahl der nach der Zerfallswahrscheinlichkeit (Gleichung 3.3) erwarteten Zerfälle von Pionen in Myonen dargestellt. Hauptsächlich zerfallen Pionen mit Impulsen unter  $2\text{ GeV}$ , für diese ist die Nachweiswahrscheinlichkeit gering. Deshalb haben die Pionzerfälle nur einen kleinen Anteil am Untergrund.

Bei den Untersuchungen zum Untergrund stehen Pionen immer stellvertretend für Hadronen, da sie den größten Teil an fehlidentifizierten Teilchen ausmachen.

## 3.5 Myonklassen

Die Schnitte für Kalorimetermyonen wurden so gewählt, daß so viele Myonen 'wie möglich' erkannt, jedoch nicht 'zu viele' Pionen fehlidentifiziert werden. Eine solche

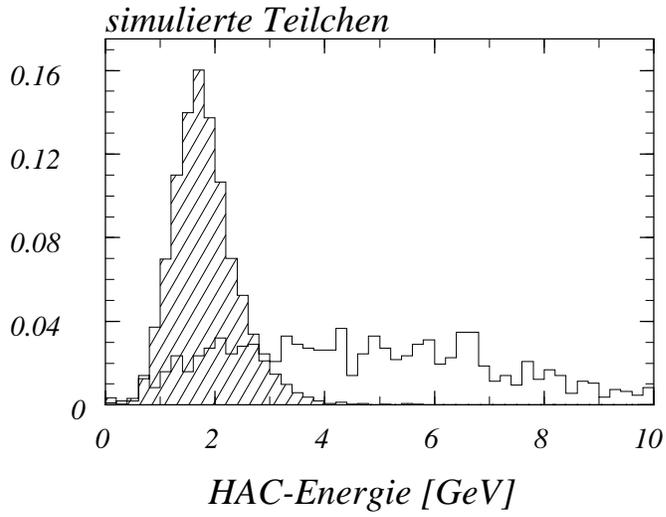


Abbildung 3.14: Verteilung der hadronischen Energie für simulierte Myonen (schraffiert) und Pionen, die genügend HAC-Lagen durchqueren.

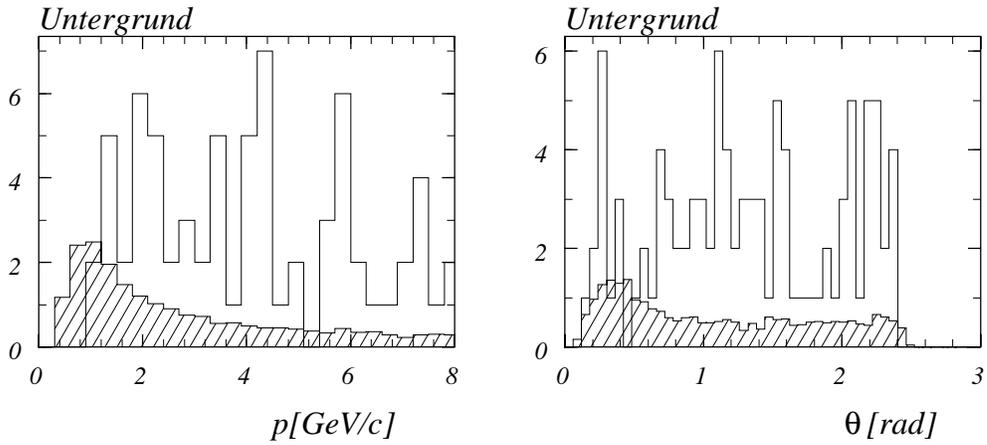


Abbildung 3.15: Simulierte Pionen: Als Myon identifizierte Pionen; schraffiert: berechneter Untergrund durch den Zerfall von Pionen in Myonen



Abbildung 3.16: Beispiel für einen Pionkandidaten aus dem  $K^0$ -Signal, der zum Untergrund an fehlidentifizierten Teilchen beiträgt. Die schräg nach unten zeigende Spur (CTKR-Spur Nr.8;  $p = 1.2 \text{ GeV}$ ) wird im Kalorimeter als Myon identifiziert. Der zweite Pionkandidat wird der CTKR-Spur Nr.10 zugeordnet.

Wahl ist jedoch nicht in jedem Fall sinnvoll. Für erste Selektionen auf großen Datenmengen will man alle Myonen finden, ein großer Untergrund an fehlidentifizierten Pionen ist eventuell tragbar. Umgekehrt kann es nötig sein, Pionen noch stärker zu unterdrücken. Deshalb werden im folgenden neben den 'normalen' Kalorimetermyonen zwei weitere Klassen von Myonen, nämlich 'gute' und 'schwache' Myonen, eingeführt.

### 'Gute' und 'schwache' Myonen

Für 'gute' Kalorimetermyonen fordert man in der Bedingung für die Mindestanzahl von HAC-Lagen eine hadronische Lage mehr, die Schnitte, die HAC-, EMC- und Gesamtenergie begrenzen, werden herabgesetzt. Für 'schwache' Myonen wird umgekehrt eine hadronische Lage weniger verlangt, die Energieschnitte werden erhöht.

Für 'gute'/'schwache' Myonen gilt dann für die Änderung der Schnitte gegenüber Tabelle 3.1:

- Anzahl der HAC-Lagen  $+1/ - 1$
- HAC-Energie  $-0.2 \text{ GeV}/ + 0.2 \text{ GeV}$
- EMC-Energie  $-0.1 \text{ GeV}/ + 0.1 \text{ GeV}$
- Energie in  $r_b$   $-0.2 \text{ GeV}/ + 0.2 \text{ GeV}$

Gegenüber 'normalen' Kalorimetermyonen erhöht sich für 'schwache' Myonen die Nachweiswahrscheinlichkeit um 10%, für 'gute' Myonen geht sie um 25% zurück. Dafür geht für 'gute' Myonen die Pionfehlerkennung in den Promillebereich, für 'schwache' Myonen ist sie mit 5% deutlich höher. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten für alle drei Myonklassen sowie für Myonen, die im instrumentierten Eisen nachgewiesen wurden, sind in Tabelle 3.2 aufgeführt, die Impulsverteilungen der drei Klassen sind in Abbildung 3.17 für kosmische Myonen und  $K^0$ -Pionen aufgetragen.

Myon-Klasse	Daten		Simulation	
	kosmische Myonen	$K^0$ -Pionen	Myonen	Pionen
'Schwache'	83.5%	4.4%	80.2%	8.9%
'Normale'	73.5%	1.2%	70.1%	2.3%
'Gute'	46.6%	0.3%	47.8%	0.9%
Myondetektor	75.8%	0.9%	76.7%	1.0%

Tabelle 3.2: *Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen sowie Untergrund an fehlidentifizierten Pionen im gesamten Impuls- und Winkelbereich. Der Untergrund ist für  $K^0$ -Pionen deutlich kleiner als für simulierte Pionen, da die Impulse der Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall klein sind (unter 2 GeV).*

## 3.6 Vergleich mit der Myonidentifikation im Myondetektor

Die mit der in diesem Kapitel vorgestellten Identifikation von Myonen im Kalorimeter erzielten Resultate (Abschnitt 3.4, Abbildung 3.12) sollen nun mit der Myonerkenung anhand des Myondetektors verglichen werden.

### 3.6.1 Myonerkenung im instrumentierten Eisen

Eine Spur im Spursystem des Detektors wird als durch den Myondetektor identifiziertes Myon bezeichnet, wenn sie mit einer Spur im instrumentierten Eisen verbunden werden

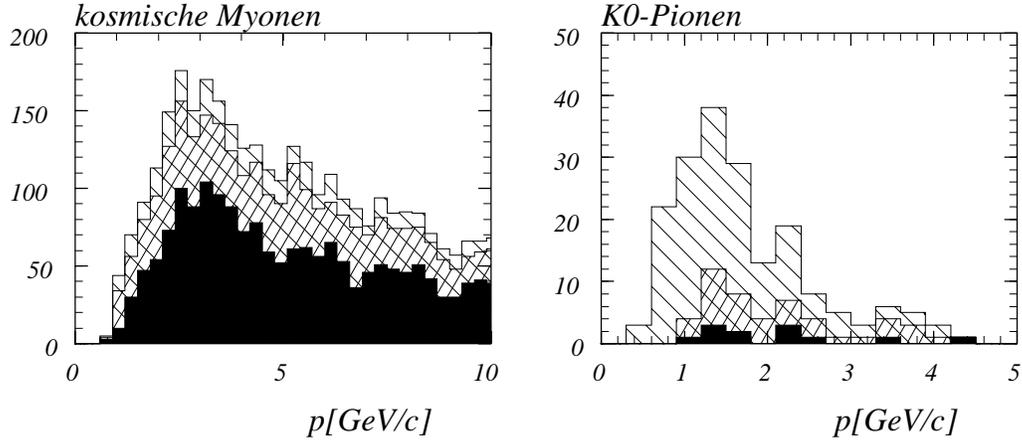


Abbildung 3.17: Impulsverteilung der verschiedenen Myonklassen für kosmische Myonen sowie der fehlidentifizierten Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall; schwarz: 'gute' Myonen, doppelt schraffiert: 'normale' Myonen, einfach schraffiert: 'schwache' Myonen

kann. Die Verbindung zwischen einer Spur in den Spurkammern und einer Eisenspur wurde im Rahmen einer Diplomarbeit untersucht [Sch93].

Ausgehend von einer Spur in den Spurkammern wird diese bis in das Myonsystem extrapoliert, Energieverlust und Vielfachstreuung werden berücksichtigt. Dabei wird angenommen, daß es sich bei dem Teilchen um ein Myon handelt. Die Extrapolation geschieht mit Hilfe des Programmpaketes EXTRAPOL [Sch89]. Daraufhin wird mit dem Paket KMTREC [Ros91] überprüft, ob die extrapolierte Spur mit einer Eisenspur verbunden werden kann. Hierfür wird ein  $\chi^2$ -Test durchgeführt: Ist die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $> 0.0001$ , so wird die Verbindung in einer BOS-Datenbank aufgeführt (KMCF- und KMUO-Datenbank).

In der vorliegenden Arbeit wird ein Teilchen in den Spurkammern als durch das instrumentierte Eisen detektiertes Myon bezeichnet, wenn die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit der Verbindung mit einer Spur im instrumentierten Eisen  $> 0.001$  ist. Diese anhand des instrumentierten Eisens als Myon identifizierten Teilchen werden im folgenden als 'Eisen'-Myonen bezeichnet.

### 3.6.2 Nachweiswahrscheinlichkeit

Ab  $1.5 - 2 \text{ GeV}$  werden Myonen im instrumentierten Eisen nachgewiesen (Abbildung 3.18). Darunter reicht ihre Energie nicht aus, um durch Kalorimeter und Spule zu gelangen und eine Spur im instrumentierten Eisen zu erzeugen. Bei Impulsen größer  $2.5 \text{ GeV}$  beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit mehr als 80%. Zwischen  $1 \text{ GeV}$  und  $2 \text{ GeV}$  werden bis zu 70% der Myonen vom Kalorimeter, jedoch nicht durch eine Spur im instrumentierten Eisen erkannt. Bei Teilchenimpulsen größer  $2 \text{ GeV}$  werden zusätzlich bis zu

15% der Myonen durch das Kalorimeter erkannt, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonerkenkung im Myondetektor und Kalorimeter zusammen deutlich über 90% liegt.

Die größten winkelabhängigen Verluste bei der Identifikation mit dem Myondetektor erhält man beim Übergang von vorderer Endkappe und dem Barrelbereich ( $\theta \approx 0.6 \text{ rad}$ ) und hinterer Endkappe und Barrelbereich ( $\theta \approx 2.1 \text{ rad}$ ). Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt hier auf etwa 60% ab. In diesen Übergangsbereichen können Spuren im instrumentierten Eisen nur schwer rekonstruiert werden.

Die Fehlerkennung von Pionen im instrumentierten Eisen liegt im Bereich von einem Prozent (Tabelle 3.2). Diesen Untergrund erhält man durch Pionen, die minimalionisierend durch das Kalorimeter gehen, durch Pionen aus dem hadronischen Schauer, die in das instrumentierte Eisen gelangen, oder durch Pionen, die in Myonen zerfallen.

### 3.7 Zusammenfassung

Mit Hilfe des Kalorimeters ist eine Myonenidentifikation im Impulsbereich ab  $1 \text{ GeV}$  möglich. Ab etwa  $2 \text{ GeV}$  beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für isolierte Myonen 75%. Gegenüber dem instrumentierten Eisen gewinnt man hauptsächlich im Impulsbereich zwischen 1 und  $2 \text{ GeV}$ , jedoch sind Verbesserungen im gesamten Impulsbereich möglich. Diese Verbesserungen bei höheren Impulsen sind auf die winkelabhängige Akzeptanz des Myondetektors zurückzuführen.

Untersuchungen bei Ereignissen mit höherer Spurmultiplicität und nicht isolierten Myonen erfolgen in Kapitel 6.

Die Schnitte für die Erkennung von Myonen im Kalorimeter müssen sehr genau gesetzt werden, um den Untergrund an fehlidentifizierten Pionen klein zu halten. Deshalb müssen einige, wenige Größen ausgewählt werden, anhand derer die Myonenidentifikation vorgenommen wird. Hierdurch können wichtige Informationen verloren gehen. Dieser Informationsverlust ist ein entscheidender Nachteil des in diesem Kapitel vorgestellten Verfahrens. Ein weiterer ist, daß die Schnitte starr sind, der Übergang zwischen den Entscheidungen ist unstetig. Auch kann ein solcher Algorithmus nicht auf wechselnde Bedingungen, zum Beispiel mehr Rauschen im Kalorimeter, reagieren. Diese Robustheit ist jedoch bei realen Daten wichtig. Die hier beschriebenen Probleme werden durch die Verwendung eines neuronalen Netzes zum großen Teil vermieden; je mehr Parameter dort verwendet werden, desto effizienter ist die Entscheidung, sie hängt nicht mehr von Schnitten an einzelnen Parametern, sondern von der Gesamtheit der Parameter ab. Dadurch ist das Verfahren jedoch nicht mehr transparent und die Entscheidung ist schwer zu überprüfen.

In Kapitel 5 wird ein neuronales Netz für die Identifikation von Myonen im Kalorimeter eingeführt.

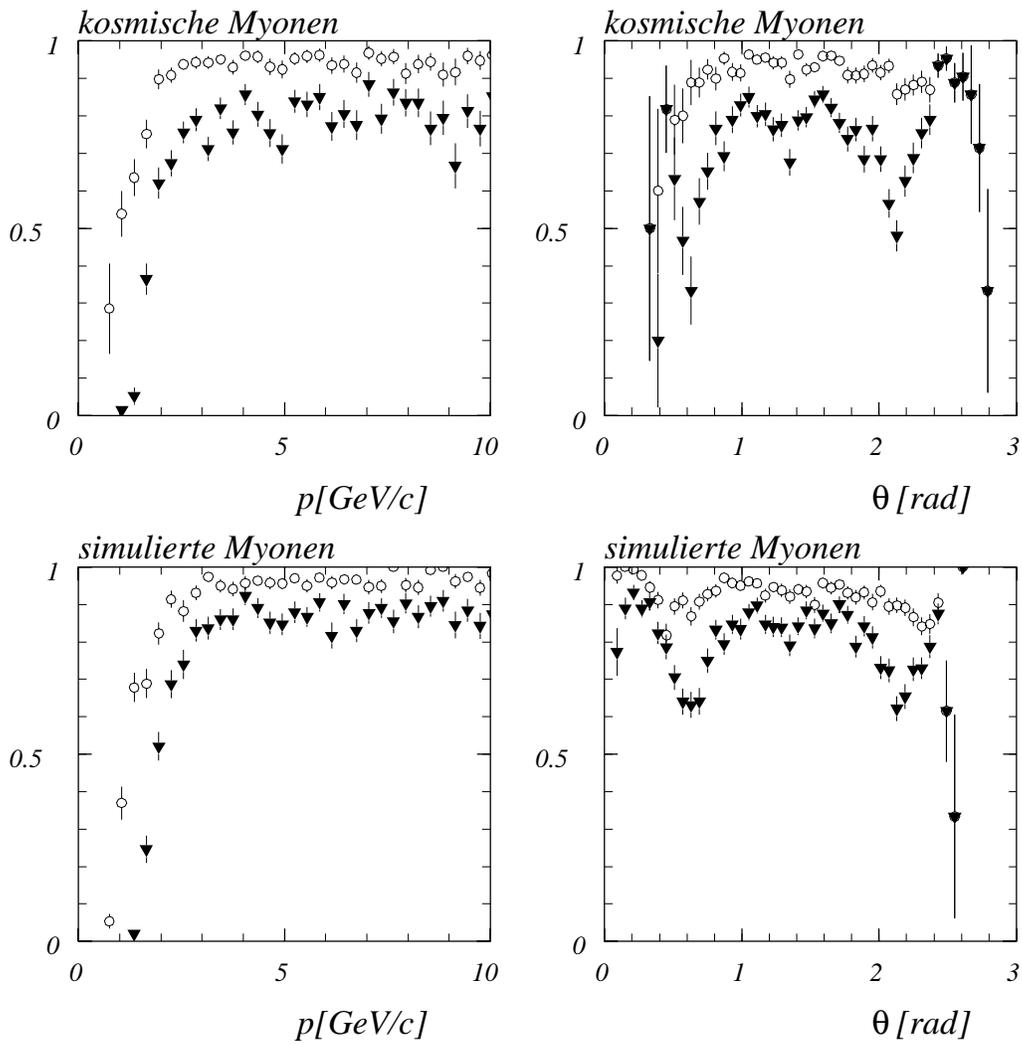


Abbildung 3.18: Nachweiswahrscheinlichkeit von anhand des Myondetektors identifizierten Myonen ('Eisen'-Myonen, Dreiecke) sowie anhand des instrumentierten Eisens oder Kalorimeters ('normale Bedingung') identifizierten Myonen (Kreise)

# Kapitel 4

## Spuranpassung zur Verbesserung der Kalorimeterinformation

Die naiv in das Kalorimeter extrapolierte Helix aus der Jetkammer liegt nicht in jedem Fall innerhalb der angesprochenen Kalorimeterzellen einer Myonspur (siehe Abbildung 4.8), was folgende Gründe haben kann:

- Eine schlechte Spur-Rekonstruktion in der Jetkammer,
- Vielfachstreuung oder
- Energieverlust im Kalorimeter oder in der Jetkammer.

Deshalb müssen die Radien  $r_a$  und  $r_b$  der um die Helix gelegten Zylinder groß genug gewählt werden, um nicht zu viele angesprochene Zellen zu verlieren (Abschnitt 3.2.1). Im folgenden wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem ausgehend von einer Jetkammerspur eine Spur im Kalorimeter eingegrenzt wird. Diese Anpassung geschieht mittels *simulated annealing* [Met53]. Dann können die zur Myonsuche verwendeten Zylinder  $r_a$  und  $r_b$  deutlich verkleinert werden, auch in kleinem Abstand nebeneinanderliegende Spuren können aufgelöst werden.

Ist man hieran nicht interessiert, so ist das ursprüngliche Verfahren zur Myonsuche entlang der extrapolierten Jetkammerspur durchaus sinnvoll.

In Abschnitt 4.1 wird zuerst das Prinzip der Spuranpassung erläutert, dann wird das verwendete Optimierungsverfahren, das auf *simulated annealing* beruht, in Abschnitt 4.2 eingeführt und es werden die Ergebnisse der Spuranpassung in Abschnitt 4.3 anhand von kosmischen Myonen vorgestellt. In Abschnitt 4.4 wird schließlich der Einfluß der Spuranpassung auf die Myonidentifikation im Kalorimeter untersucht.

## 4.1 Prinzip der Spuranpassung

Eine Helix, parametrisiert durch  $\rho, \theta, \phi, z_0, dca$  (siehe Anhang A), soll durch eine Myonspur im Kalorimeter gelegt werden. Ausgehend von einer rekonstruierten Spur im Spursystem geschieht die Spuranpassung durch Maximierung der Anzahl der angesprochenen *hadronischen Lagen* und der angesprochenen *Zellen* innerhalb von  $r_o = 10 \text{ cm}$  um die Spur durch Variation der Spurparameter. Hierfür wird die Funktion

$$O(x) = n_1 \cdot hnl(x) + \sum_{\text{Calo-hits}} \exp\left(-\frac{d_i^{n_2}(x)}{2 \cdot d_0^{n_2}}\right) \quad (4.1)$$

mit  $x = (\rho, \theta, \phi, z_0, dca)$  maximiert. Dabei sind  $hnl(x)$  die Anzahl der angesprochenen hadronischen Lagen innerhalb von  $r_o = 10 \text{ cm}$  um die Helix,  $d_i(x)$  der Abstand der  $i$ -ten Kalorimeterzelle von der Helix,  $n_1 = 100$ ,  $n_2 = 20$  und  $d_0 = 8 \text{ cm}$ . Durch die Wahl von  $n_1$  wird die Anzahl der hadronischen Lagen stark gewichtet, eine lange Spur mit wenigen Zellen wird einer kurzen Spur mit einer größeren Anzahl von Zellen gegenüber bevorzugt. Hierdurch ist die Funktion in der Anzahl der hadronischen Lagen unstetig, das Verfahren zur Maximierung muß darauf Rücksicht nehmen. Durch die Wahl einer schnell abfallenden Gaußfunktion ( $n_2$  groß gewählt) ist  $O(x)$  stetig in der Anzahl der Zellen, die die Myonspur bilden, so daß auch konventionelle Optimierungsverfahren anwendbar sind. Unstetigkeiten in  $O(x)$  treten also lediglich bei Änderung der Anzahl der angesprochenen hadronischen Lagen innerhalb von  $r_o = 10 \text{ cm}$  um die Helix auf.

Die hier angegebene Funktion hängt von 5 Parametern ab. Damit muß das *Maximum* von  $O(x)$  mit  $x = (\rho, \theta, \phi, z_0, dca)$  im  $\mathbb{R}^5$  gesucht werden.

## 4.2 Optimierungsverfahren

### 4.2.1 Simplex-Verfahren zur lokalen Maximierung

Ein einfaches und schnell zu implementierendes Verfahren zur Suche von Extrema im  $\mathbb{R}^N$ , das ohne Differenzieren auskommt, ist das *Simplexverfahren*. Es wurde von *Nelder* und *Mead* im Jahre 1965 vorgeschlagen [Nel65]. Die Verwendung dieser Methode in Standard FORTRAN77 ist in [Num92] beschrieben.

Ein Simplex im  $\mathbb{R}^N$  ist eine geometrische Figur, die aus  $N + 1$  affin unabhängigen Punkten  $(\{p_i\}_{i=1 \dots N+1} \in \mathbb{R}^N)$  besteht. Wählt man einen dieser Punkte ( $p_k$ ,  $k \in \{1 \dots N + 1\}$ ) als Nullpunkt aus, so sind die durch die restlichen  $N$  Punkte definierten Vektoren  $\{p_k - p_i; i = 1 \dots N + 1, i \neq k\}$  linear unabhängig und spannen damit eine Basis im  $\mathbb{R}^N$  auf. Die exakte Definition eines Simplex mit der Einbettung in die Theorie der konvexen Mengen sowie seine Anwendung innerhalb der linearen Optimierung befindet sich in [Fis85].

Hier soll der Simplex jedoch zur Extremwertbestimmung der Funktion  $O(x)$  im  $\mathbb{R}^N$

verwendet werden. Durch Reflexionen, Expansionen und Kontraktionen bewegt sich der Simplex im  $\mathbb{R}^N$  auf ein Maximum von  $O(x)$  zu. Hierbei wird jeweils ein Punkt  $p_{alt} \in \mathbb{R}^N$  des Simplex relativ zu dem Restsimplex verschoben,  $p_{alt} \rightarrow p_{neu}$ ,

$$p_{neu} = \left( \sum_{i=1}^{N+1} p_i \right) \cdot \left( \frac{1-k}{N} \right) - p_{alt} \cdot \left( \frac{1-k}{N} - k \right), \quad (4.2)$$

wobei  $k = -1$  für Reflexionen ohne Volumenänderung,  $k = 2$  für Expansionen ( $k > 1$ ) sowie  $k = 0.5$  für eine Kontraktion ( $k < 1$ ) gewählt wird. Bei der Suche nach einem Maximum werden folgende Schritte ausgeführt (Abbildung 4.1):

1. **Suche nach einem Maximum:** Reflexion ( $k = -1$ ) des Punktes  $p_{low}$  mit dem kleinsten Funktionswert auf die gegenüberliegende Seite des Restsimplex, um größere Funktionswerte zu finden. War diese Bewegung erfolgreich, so schließt sich hieran eine Expansion  $k = 2$  in die gleiche Richtung an, um mit schnelleren Schritten auf das Maximum zuzusteuern, sofern sich dort ein höherer Funktionswert befindet. War die erste Reflexion nicht sinnvoll, so behält der Simplex seine ursprüngliche Form bei.
2. **Eingrenzen des Maximums:** Im Bereich eines Maximums, in denen der erste Schritt keine Verbesserung mehr bringt, wird der Punkt  $p_{low}$  auf den Restsimplex hin kontrahiert ( $k = 0.5$ ). Hierdurch soll das Maximum genau eingegrenzt werden. Wird kein Punkt mit größerem Funktionswert gefunden, so bleibt der Simplex unverändert.
3. **Allgemeine Kontraktion:** Erreicht man mit keinem der ersten beiden Bewegungen Gebiete mit höherem Funktionswert, so wird der gesamte Simplex kontrahiert, lediglich der Punkt mit dem größten Funktionswert  $p_{high}$  wird festgehalten.

Anschließend werden  $p_{low}$  und  $p_{high}$  neu bestimmt, und das Verfahren beginnt wieder beim ersten Punkt, sofern keine Konvergenz erreicht ist. Auf diese Weise findet man sehr sicher lokale Maxima, globale Maxima werden jedoch bei komplizierten Funktionen häufig nicht erreicht. Deshalb muß das Verfahren weiter verbessert werden, damit es für die Suche nach Myonspuren anwendbar ist.

Ansonsten bleibt die Helix zu häufig neben der Myonspur in einem lokalen Maximum stecken, es werden keine wesentlichen Verbesserungen gegenüber der Spurextrapolation erzielt.

## 4.2.2 Simulated Annealing zur globalen Maximierung

*Simulated Annealing* ist eine Methode, die sehr gut für die Suche nach globalen *Extremstellen* geeignet ist. Durch zufällig gewählte Schritte kann das Verfahren aus engen

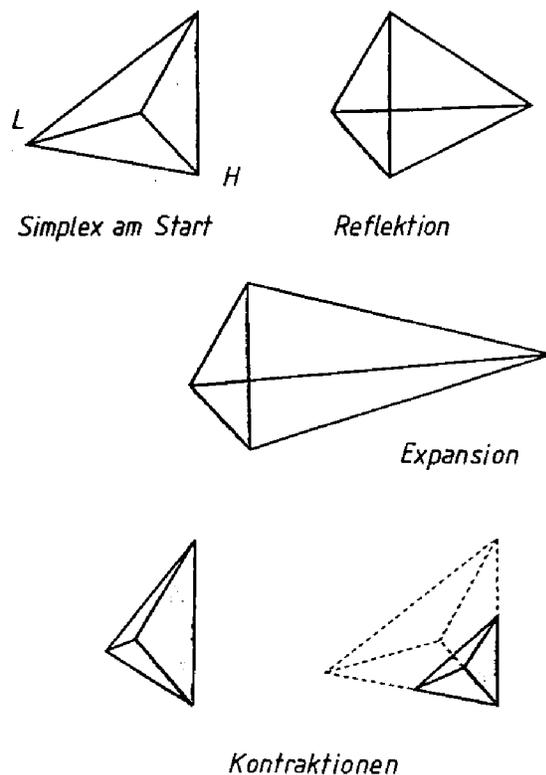


Abbildung 4.1: *Bewegungen beim Simplex-Verfahren; (H) bezeichnet den Punkt mit dem größten Funktionswert und (L) denjenigen mit dem kleinsten.*

lokalen Extremstellen herausspringen. Durch diese zufälligen Schritte, die der Brownschen Bewegung nachempfunden sind, sind Konvergenzbeweise jedoch nicht möglich, das Verfahren ist nicht einmal deterministisch. Dennoch ist eine solche Strategie sehr erfolgreich; das indeterministische Verhalten sollte sich auf den Weg zum Maximum sowie auf Abmessungen, die klein gegenüber den Abmessungen des gefundenen Maximums sind, beschränken.

Ein Algorithmus zur Simulation thermodynamischer Systeme, das auch auf die Extremwertsuche bei Funktionen angewandt werden kann, wurde erstmals 1953 von *Metropolis* vorgeschlagen [Met53]. Gegeben sei eine Energiefunktion  $E$ , eine (Boltzmann-) Konstante  $k$  und eine Temperatur  $T$ , die im Laufe der Zeit verringert wird. Analog der Boltzmannverteilung wird angenommen, daß eine Änderung der Systemenergie von  $E_i$  nach  $E_f$  mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(E_i \rightarrow E_f) = \exp\left(\frac{E_f - E_i}{kT}\right) \quad (4.3)$$

erfolgt. Ist  $E_f > E_i$ , so wird diese Wahrscheinlichkeit als Eins angenommen: Der Algorithmus bewegt sich immer zu höheren Energien hin, jedoch nur manchmal zu niedrigeren. Die hier beschriebenen Eigenschaften für die Simulation eines thermodynamischer Systems werden auch als *Forderungen von Metropolis* bezeichnet.

In dem Fall der Extremwertbestimmung einer Funktion  $O(x)$  ist die Energiefunktion  $E$  gleich dieser Funktion.

Im folgenden soll dieses thermodynamische Suchen verknüpft mit dem Simplexverfahren zur Extremwertbestimmung im  $\mathbb{R}^N$  verwendet werden. Es verspricht bessere Resultate als reines thermodynamisches Suchen, es soll jedoch auch die *Forderungen von Metropolis* erfüllen. Der Algorithmus wird in [Num92] vorgeschlagen.

### 4.2.3 Verknüpfung von Simplex-Verfahren und Annealing

Im konventionellen Simplexverfahren in Abschnitt 4.2.1 werden die Funktionswerte  $O(p_i)$  der Eckpunkte des Simplex  $p_i$  in zwei verschiedenen Zusammenhängen berechnet:

1. Bei der Berechnung des Punktes  $p_{low}$  mit kleinstem und  $p_{high}$  mit größtem Funktionswert. Der Punkt  $p_{low}$  wird dann am Restsimplex reflektiert; ist eine solche Bewegung nicht möglich, so wird der Simplex am Punkt  $p_{high}$  kontrahiert.
2. Bevor der Punkt  $p_{low}$  bewegt wird, wird getestet, ob durch den vorgesehenen Schritt ein höherer Funktionswert erreicht wird. Dazu muß der Funktionswert des geplanten Schrittes berechnet werden.

An diesen beiden Stellen wird die thermodynamische Bewegung in das Simplexverfahren eingefügt: im 1. Fall (Suche nach dem Punkt  $p_{low}$  mit kleinstem Funktionswert) wird der Funktionswert zufällig erniedrigt und im 2. Fall (Überprüfung einer Bewegung) zufällig erhöht:

1.  $O_{rand}(p) = O(p) - T \cdot \log(q)$
2.  $O_{rand}(p) = O(p) + T \cdot \log(q)$

Dabei ist  $T$  mit  $T < 0$  die Temperatur und  $q$  eine Zufallszahl zwischen Null und Eins.

Durch die 2. Änderung wird immer ein Schritt auf das Maximum hin akzeptiert, da der Funktionswert immer erhöht wird. Dieses Verhalten entspricht der *Forderung von Metropolis*. Es kann jedoch auch vorkommen, daß ein Schritt lokal in die falsche Richtung getan wird, indem ein Funktionswert, der ursprünglich kleiner als der Funktionswert am Punkte  $p_{low}$  war, erhöht wird.

Durch die 1. Änderung kann ein lokal falscher Punkt, d.h., ein Punkt der nicht den kleinsten Funktionswert hat, zur Suche nach größeren Funktionswerten am Restsimplex reflektiert werden.

Durch diese beiden Änderungen soll der Algorithmus gerade lokalen Maxima entkommen. Das Gebiet, das durch die thermodynamische Bewegung nach Maxima abgesucht wird, hängt von der Temperatur  $T$  ab. Es ist sinnvoll, diese Temperatur im Verlaufe des Verfahrens zu erniedrigen und am Ende den Grenzfall  $T \rightarrow 0$  (das einfache Simplexverfahren) zu verwenden. Das hoffentlich globale Maximum wird so genau eingegrenzt.

## 4.3 Anpassung der Myonspuren

In diesem Abschnitt soll die Suche nach Myonspuren im Kalorimeter mit Hilfe des eben vorgestellten Algorithmus durch Optimierung der Zellenfunktion  $O(x)$  beschrieben werden.

Die Optimierung geschieht in drei Schritten mit den Temperaturen

1.  $T_1 = -2$  mit 20 Iterationen,
2.  $T_{n+1} = 0.9 \times T_n$  mit jeweils 10 Iterationen,
3.  $T_N = 0$  mit 20 Iterationen.

Zuerst wird  $x = (\rho, \theta, \phi, z_0, dca)$  auf die Parameter einer Spur in der Jetkammer gesetzt und dann auf der Suche nach einem Maximum von  $O(x)$  verändert, bis die Helix sich optimal in der Kalorimeterspur befindet. Die verwendeten Parameter für die Temperaturen während des Maximierungsprozesses müssen problemabhängig empirisch bestimmt werden [Num92]. Die Verminderung der Temperatur während der Maximierung ist auch von *Metropolis* als Grundbestandteil eines thermodynamischen Algorithmus vorgesehen.

Um nicht alle angesprochenen Zellen im Kalorimeter verwenden zu müssen, werden die Zellen ausgehend von einer Spur in der Jetkammer vorselektiert. Hierzu geschieht die Spuranpassung in 5 Phasen:

1. Näherung der Helix durch eine Gerade und Zuordnung aller angesprochenen Kalorimeterzellen im Abstand von 60 cm von dieser Geraden zu einer Kalorimeterspur.
2. Verwendung der Helix aus der Spurkammer und Ausschließen aller Zellen, die mehr als 30 cm von der Helix entfernt sind.
3. Anpassen der Helix an die Kalorimeterzellen, die in Punkt 2 ausgewählt wurden, mit Hilfe des *Simulated-annealing*-Algorithmus (Abschnitt 4.2.3).
4. Die Gesamtheit aller angesprochenen Zellen, die sich im Abstand von bis zu 10 cm um diese neue Helix befinden, wird als Kalorimeterspur bezeichnet.
5. Anhand eines  $\chi^2$ -Testes wird überprüft, ob diese Wahl glaubwürdig ist.

Die im folgenden angegebenen Analysen sind anhand der kosmischen Myonen aus dem Jahre 1992, die schon in Abschnitt 3.4.1 verwendet wurden, durchgeführt worden.

In Abbildung 4.2 und 4.3 sind die prozentualen und absoluten Änderungen von Krümmungsradius  $\rho$  und Polarwinkel  $\theta$  angegeben. In der Regel sind die Änderungen nicht größer als 5%. Das gleiche gilt für die Änderung von  $\phi$ ,  $dca$  und  $z_0$ . Die

absoluten Änderungen liegen im wesentlichen unter  $100\text{ cm}$  für die Änderungen des Krümmungsradius  $\rho$  und unter  $3^\circ$  für  $\theta$ -Variationen.

Dividiert man die Änderungen der Spurparameter  $\Delta\rho, \Delta\theta, \Delta\phi, \Delta z_0, \Delta dca$  durch die Fehler der Spurparameter  $\sigma(\rho), \sigma(\theta), \sigma(\phi), \sigma(z_0), \sigma(dca)$ , so erhält man gaußförmige Verteilungen mit den Breiten  $\sigma_\rho = 0.05$ ,  $\sigma_\theta = 0.75$ ,  $\sigma_\phi = 4.0$ ,  $\sigma_{z_0} = 0.08$  und  $\sigma_{dca} = 0.06$ . Die Breite von  $\Delta\phi/\sigma(\phi)$  ist groß, da die Fehler bei der Bestimmung von  $\phi$  in der Spurkammer gering sind. Die Variation des Polarwinkels  $\theta$  finden im Rahmen der Spurkammerfehler statt, die Änderungen der übrigen Parameter sind klein gegenüber den Spurkammerfehlern.

Die Anzahl der angesprochenen Kalorimeterzellen innerhalb von  $30\text{ cm}$  um die extrapolierte Helix vor der Spuranpassung (Phase 2) und innerhalb von  $10\text{ cm}$  um die angepaßte Helix (Phase 4) ist in Abbildung 4.4 angegeben. Innerhalb von  $30\text{ cm}$  um die Helix vor der Spuranpassung findet man im Durchschnitt 7 Zellen, innerhalb  $10\text{ cm}$  von der Helix nach erfolgter Spuranpassung findet man im Durchschnitt 5.5 Zellen. Die Reduktion ist durchaus sinnvoll, da im Durchschnitt 1.2 Zellen durch Rauschen innerhalb von  $30\text{ cm}$  um die extrapolierte Helix erwartet werden. Im Vergleich hierzu erhält man 4.3 Zellen im Abstand von  $10\text{ cm}$  um die unveränderte Helix aus der Spurkammer.

Um eine Verbesserung durch die Spuranpassung aufzeigen zu können, die unabhängig von den Kalorimeterdaten ist, ist der minimale Abstand der extrapolierten Jetkammerspur und der an das Kalorimeter angepaßten Spur von der dazugehörigen Eisenspur in Abbildung 4.5 verglichen. Mit der optimierten Spur gelangt man im Mittel um  $3\text{ cm}$  näher an die Eisenspur heran.

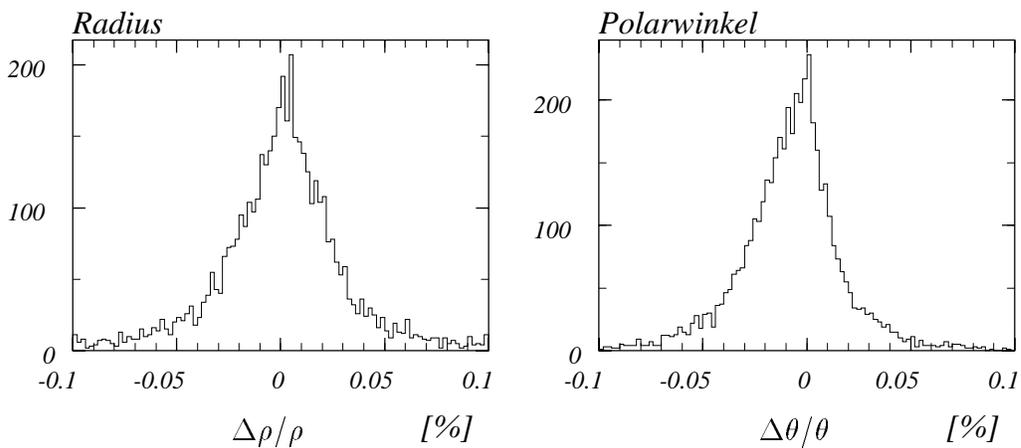


Abbildung 4.2: Prozentuale Änderung von Krümmungsradius  $\rho$  und Polarwinkel  $\theta$  durch die Spuranpassung

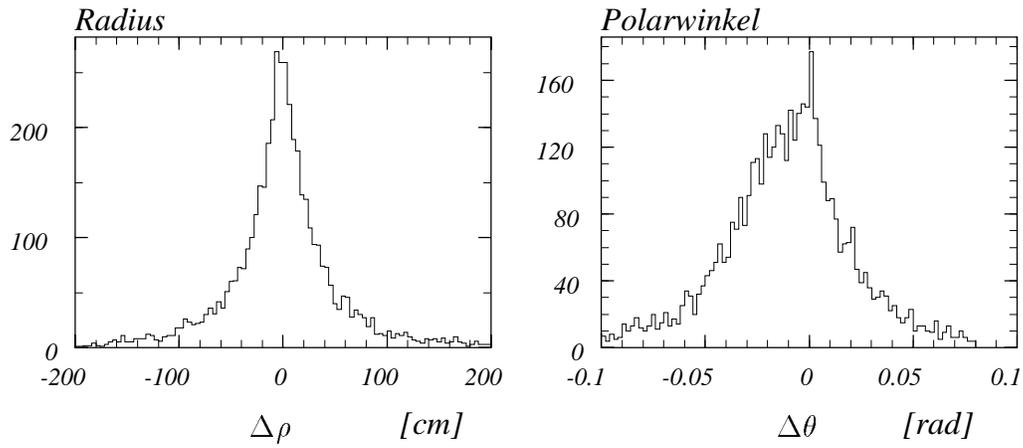


Abbildung 4.3: Absolute Änderung von Krümmungsradius  $\rho$  und Polarwinkel  $\theta$  durch die Spuranpassung

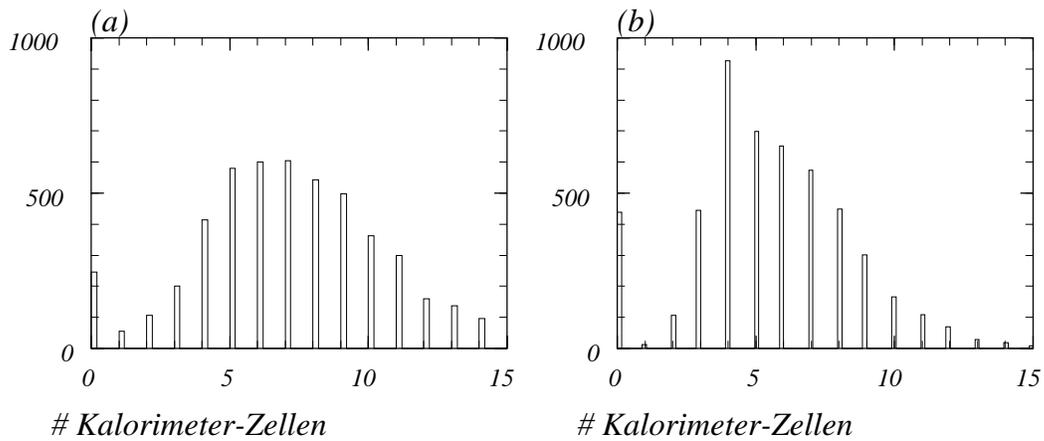


Abbildung 4.4: (a) Anzahl der Zellen je Kalorimeterspur in Phase 2 (Abstand bis zu 30 cm ohne Spuranpassung) und (b) Phase 4 (Abstand bis zu 10 cm nach erfolgter Spuranpassung)

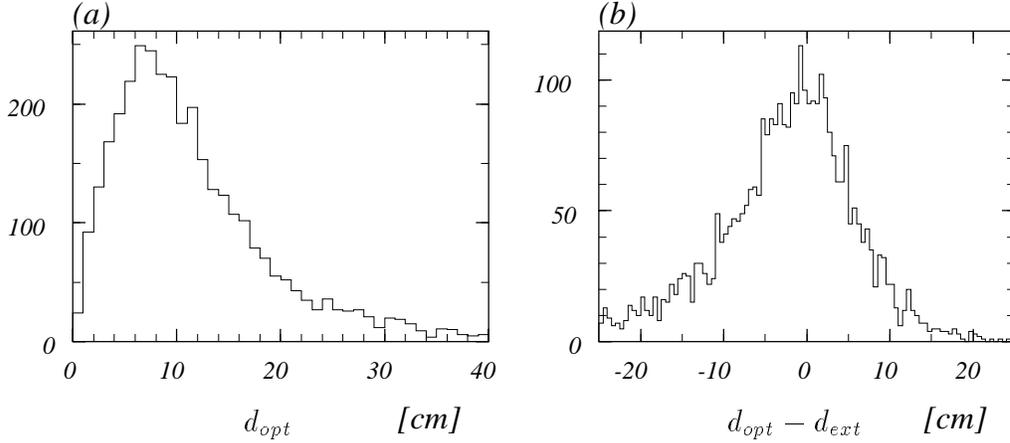


Abbildung 4.5: (a): Minimaler Abstand  $d_{opt}$  der angepassten Kalorimeterspur von der dazugehörigen Eisenspur; (b): Differenz  $d_{opt} - d_{ext}$  vom minimalen Abstand zwischen der optimierten Helix und der Eisenspur ( $d_{opt}$ ) und dem minimalen Abstand zwischen der extrapolierten Helix und der Eisenspur ( $d_{ext}$ )

### 4.3.1 $\chi^2$ -Test

Gegeben seien  $N$  Meßpunkte  $(x_i, y_i)$ , die durch eine Funktion  $y = y(x)$  angenähert werden. Dann definiert man die Größe  $\chi^2$  [Bur68], [Byr87]

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y(x_i))^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.4)$$

wobei  $\sigma_i$  die Fehler der einzelnen Meßpunkte  $y_i$  sind. Hierdurch wird die Abweichung des Modells  $y(x)$  von den Meßpunkten beschrieben. In diesem Abschnitt wird als Maß für die Güte der Anpassung  $\chi^2/(N - 2)$  angegeben. Diese Größe sollte um Eins herum verteilt sein.

Zu jeder Spur im Kalorimeter erhält man die Koordinaten der angesprochenen Zellen  $x_{cell}^i, y_{cell}^i, z_{cell}^i$  vor der Spuranpassung (Phase 2) und nach der Spuranpassung (Phase 4) sowie eine Helix, die diese Spur beschreiben soll. Im einfachsten Fall ist dies die in das Kalorimeter extrapolierte Jetkammerspur oder aber die mittels *simulated annealing* an die Kalorimeterdaten angepaßte Spur. Diese Spuren sind durch  $(x(t), y(t), z(t))$  mit Hilfe von  $t \in [-\pi, \pi]$  parametrisiert (siehe Anhang A). Um einen  $\chi^2$ -Test durchführen zu können, muß man eine Parametrisierung in zwei Dimensionen finden. Hier wird die  $r - z$  sowie die  $\phi - z$  Ebene verwendet:

$$\chi_r^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_{cell}^i - r(z_{cell}^i))^2}{(\sigma_r^i)^2} \quad (4.5)$$

$$\chi_\phi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\phi_{cell}^i - \phi(z_{cell}^i))^2}{(\sigma_\phi^i)^2} \quad (4.6)$$

$$(4.7)$$

Dabei ist  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  und  $\phi = \arctan \frac{y}{x}$ . Mit  $r(z_{cell}^i)$  sowie  $\phi(z_{cell}^i)$  sind Radius und  $\phi$ -Winkel der Helix an der Stelle  $t$  mit  $z(t) = z_{cell}^i$  gemeint.

Für die Fehler wurden gewählt:

$$\sigma_r^i = \frac{D}{\cos \theta} \quad (4.8)$$

$$\sigma_\phi^i = 2 \arcsin \left( \frac{D}{2r(z_{cell}^i)} \right) \quad (4.9)$$

Dabei ist  $D$  eine für die jeweilige angesprochene Kalorimeter-Zelle charakteristische Größe:

$$D = \frac{1}{2} (V_{cell})^{\frac{1}{3}} \quad (4.10)$$

mit dem Volumen  $V_{cell}$  der jeweiligen angesprochenen Kalorimeter-Zelle.

Die Größe  $\chi^2/(N - 2)$  ist für die extrapolierte Helix und die an die Kalorimeterdaten angepaßte Helix in Abbildung 4.6 angegeben. Man sieht die deutliche Verbesserung durch die Spuranpassung. Damit ist die Spuranpassung mittels *simulated-annealing* erfolgreich.

Um zu testen, ob die mittels *simulated annealing* gefundene Spur innerhalb der Punkte der Spur im Kalorimeter liegt, verwendet man die Symmetriefunktion:

$$s_{sym} = \sum_{i=1}^N \frac{r_{cell}^i - r(z_{cell}^i)}{N \cos(\theta)}. \quad (4.11)$$

Hiermit wird in der  $r - z$ -Ebene überprüft, ob die Kalorimeterzellen gleichmäßig zu beiden Seiten neben der Helix liegen. Diese Funktion sollte für eine gut an die Kalorimeterspur angepaßte Helix bei Null ein Maximum haben. Auch hier tritt nach der Spuranpassung eine deutliche Verbesserung auf, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist. Die optimierte Helix liegt im wesentlichen zwischen den angesprochenen Kalorimeterzellen.

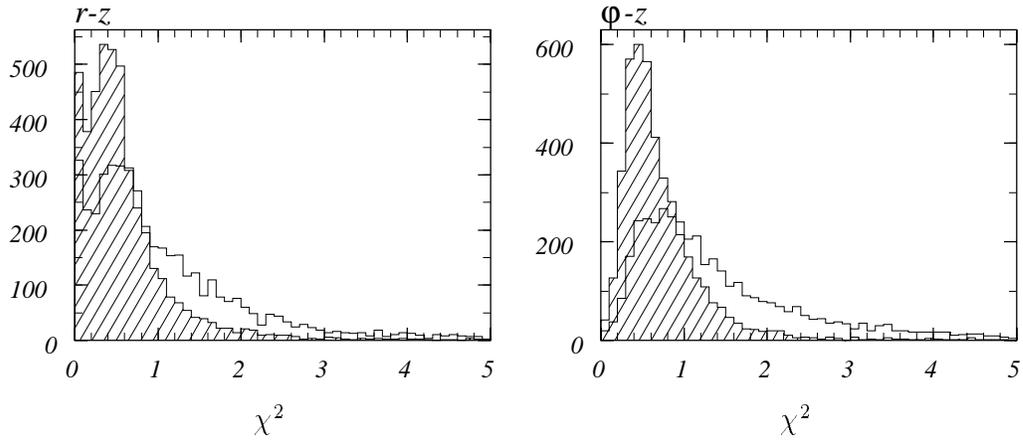


Abbildung 4.6:  $\chi^2$ -Test vor (Phase 2) und nach der Spuranpassung (Phase 4) (schraffiert)

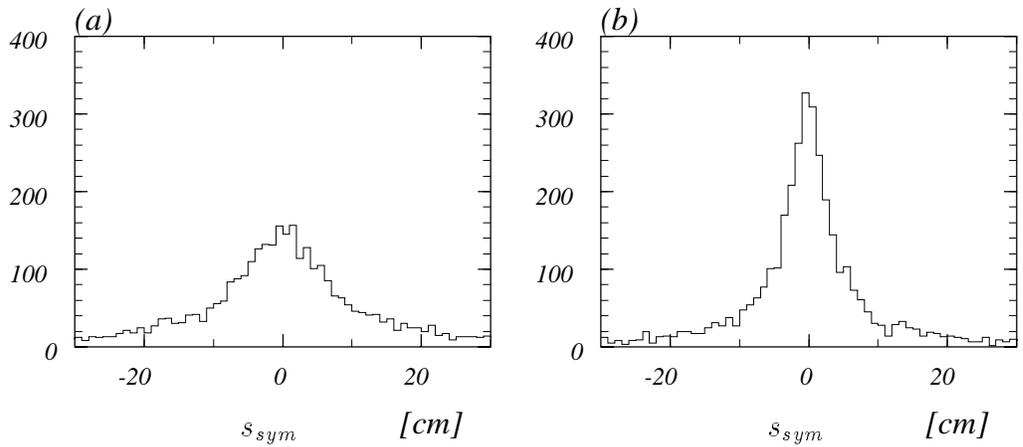


Abbildung 4.7: Symmetrie vor (Phase 2) (a) und nach (Phase 4) (b) der Spuranpassung

## 4.4 Myonerkennung mit optimierten Kalorimeter-spuren

Verwendet man eine an die Kalorimeterspur angepaßte Helix, so kann man die Radien der Zylinder, die zur Zellensuche um die Helix gelegt werden, verringern. Wählt man

- $r_a^{opt} = 8 \text{ cm}$
- $r_b^{opt} = 25 \text{ cm}$

aus, so erhält man bis auf Abweichungen von wenigen Prozent die gleichen Nachweiswahrscheinlichkeiten (Abbildung 5.18) und Verteilungen wie im ursprünglichen Verfahren (Kapitel 3). Verwendet man die verringerten Radien, paßt die Spuren jedoch nicht an die Kalorimeterdaten an, so verringert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit auf 30% bis 40%. Mit Hilfe eines kosmischen Myons ist die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abbildung 4.8 verdeutlicht. Anhand der verringerten Radien wird keine der beiden Spuren (CTKR-Datenbank) als 'normales' oder 'schwaches' Myon erkannt, wenn keine Spuranpassung vorgenommen wird. Mit Spuranpassung werden beide Spuren als 'normale' Myonen und eine Spur (Spur Nr.1) sogar als 'gutes' Myon bezeichnet.

Verwendet man bei der optimierten Spur einen größeren inneren Radius als  $8 \text{ cm}$ , so nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen zwar zu, der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen steigt jedoch an.

Damit erhält man als Vorteil der Spuranpassung eine bessere räumliche Auflösung, auch dicht nebeneinanderliegende Teilchenspuren können aufgelöst und identifiziert werden.

## 4.5 Zusammenfassung

Mittels *simulated annealing* kann eine optimierte Helix durch die angesprochenen Zellen im Kalorimeter gelegt werden. Dadurch kann die räumliche Auflösung für die Suche nach Myonen verbessert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich jedoch nicht weiter verbessern, ohne den Untergrund an fehlidentifizierten Pionen zu erhöhen.

Die Extrapolation der zentralen Jetkammerspur (CTKR) ohne Anpassung an das Kalorimeter bezahlt man also mit einer gröberen Auflösung, dicht aneinanderliegende Spuren können nicht mehr getrennt werden, ansonsten ist es jedoch für die Myonsuche nicht von Nachteil, wenn die Helix nicht exakt in der Mitte der Kalorimeterspur liegt.

Für die Anpassung der Teilchenspuren an die Kalorimeterdaten und die nachfolgende Myonidentifikation benötigt man in etwa 4 mal mehr Rechenzeit als für das Verfahren ohne Spuranpassung. Damit kann die Spuranpassung nur auf kleine Datenmengen angewandt werden.

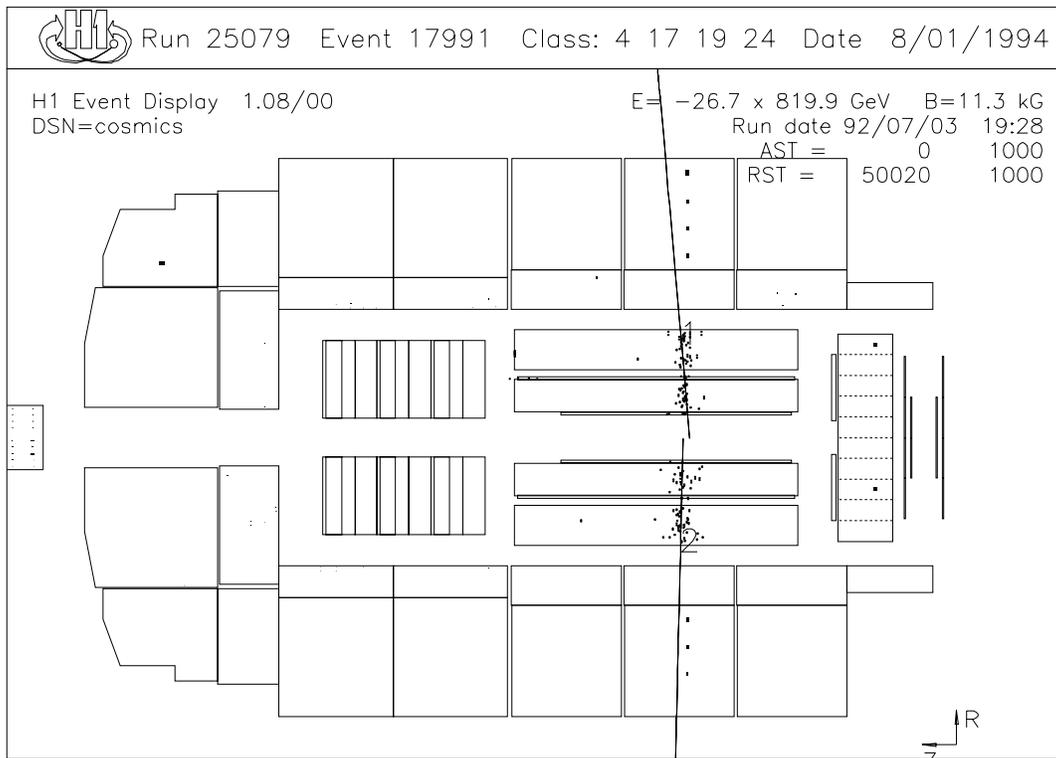


Abbildung 4.8: Kosmisches Myon, für das die extrapolierte Helix aus der Spurkammer nicht in den angesprochenen Kalorimeterzellen liegt.

# Kapitel 5

## Neuronale Netze

Im Bereich der Mustererkennung sind Systeme, die von der Struktur her dem Gehirn nachempfunden sind, sehr erfolgreich. Das Gehirn besteht aus größenordnungsmäßig  $10^{10} - 10^{11}$  Nervenzellen (=Neuronen), die stark miteinander vernetzt sind. Ebenso bestehen künstliche neuronale Netze aus einer Topologie von mathematischen Neuronen.

Diese künstlichen neuronalen Systeme sollen auf die Erkennung von Myonen im H1-Kalorimeter angewendet werden.

In Abschnitt 5.1 bis 5.4 wird die Theorie des verwendeten neuronalen Netzes JETNET dargestellt, in Abschnitt 5.5 und 5.6 werden die Anwendungen auf die Myonererkennung bei H1 vorgestellt. Dabei werden zum einen wenige charakteristische Größen ähnlich wie in Kapitel 3 bei konventionellen Schnitten zur Entscheidungsfindung verwendet (Abschnitt 5.5). Zum anderen dient hierzu eine virtuelle Zellstruktur für das Kalorimeter (Abschnitt 5.6). In Abschnitt 5.7 wird die Robustheit neuronaler Netze gegenüber 'Störungen', wie z.B. Energieschwankungen oder Fehlern bei der Spurrekonstruktion, untersucht.

In mehreren Bereichen von H1 wurden neuronale Netze versuchsweise verwendet:

- Im Bereich des  $z$ -Kammer-Triggers [Lar91],
- Bei der Spurerkennung in Vorwärts-Spursystem [Lan93] und
- Zur Ereignisklassifikation [Gre92].

### 5.1 Biologische Nervenzellen

Eine biologische Nervenzelle (Neuron) besteht aus Zellkörper, Dendriten, dem Axon und den Endknöpfchen (Abbildung 5.1). Seine Eingangssignale erhält das Neuron über die verzweigten Dendriten, die über die Synapsen mit den Ausgängen benachbarter

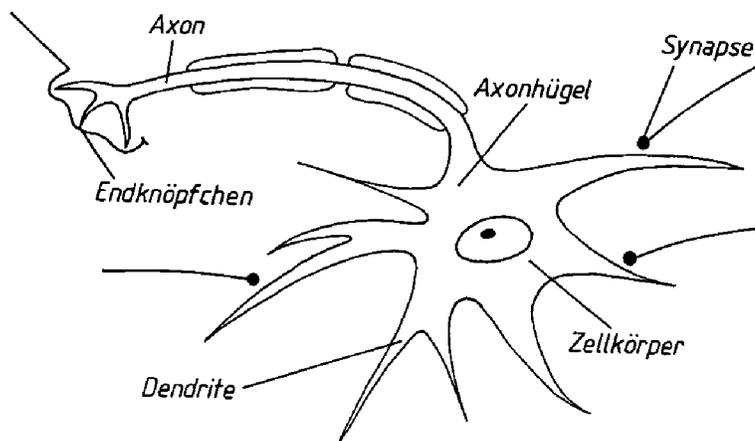


Abbildung 5.1: *Biologische Nervenzelle mit Zellkörper, Dendriten, Axon und Endknöpfchen*

Neuronen verbunden sind. Die Signalübertragung erfolgt elektrochemisch. Man unterscheidet erregende und hemmende Synapsen, ihre Wirkungen werden addiert bzw. subtrahiert, wobei sie abhängig von ihrer Lage verschieden gewichtet werden. Der Ausgang des Neurons wird als Axon bezeichnet. Das Axon endet in den Endknöpfchen, die entweder über Synapsen an anderen Neuronen oder an Muskelfasern angekoppelt sind [GVK83].

Im Ruhezustand liegt am Axon eine Spannung von  $-60$  bis  $-90\text{ mV}$  zwischen Äußerem und Innerem an. Diese Spannung ist das Ruhepotential der Nervenzelle. Überschreiten die gewichteten und aufsummierten Eingangssignale am Axonhügel eine für die Nervenzelle charakteristische Schwelle, so wird die Nervenzelle aktiviert. Ein Spannungsimpuls von  $+20$  bis  $+40\text{ mV}$  passiert das Axon mit einer Impulslänge von etwa  $0.5\text{ ms}$ . Das Neuron 'feuert', gibt also ein Signal an andere Zellen oder an Muskelfasern weiter.

Die Synapsen können in ihrer Bedeutung (Gewichtung) wachsen oder abnehmen, je nachdem, wie oft sie zur Signalübertragung Verwendung finden. Diese Veränderungen werden als lokales Lernen bezeichnet, was durch die *Hebb'sche Lernregel* formuliert wird [Alb86].

Die Nervenzellen sind im Gehirn zu einer komplizierten Struktur zusammengefaßt, jedes Neuron kann mit bis zu  $10^4$  anderen Nervenzellen in Wechselwirkung treten. Die Signalübertragung innerhalb dieser Struktur erfolgt hochgradig parallel.

Diese Fähigkeiten biologischer Netze, insbesondere die parallele Struktur des Netzes und die Funktionalität einzelner biologischer Neuronen, werden auf mathematische Neuronen und künstliche neuronale Netze übertragen.

## 5.2 Von-Neumann-Architekturen vs. neuronale Strukturen

Von-Neumann-Computer sind für numerische Berechnungen, Handhabung von großen Datenmengen und sonstige überschaubare prozeßintensive Aufgabenstellungen sehr gut geeignet. Sie haben eine imperative Befehlsstruktur und arbeiten seriell, Befehl für Befehl wird abgearbeitet. Geht es jedoch um Elemente der künstlichen Intelligenz, so stoßen konventionelle Computer rasch an ihre Grenzen. Deshalb wurden für verschiedene Aufgabenstellungen in der künstlichen Intelligenz funktionale Lisp-Maschinen [Osh84], objektorientierte Systeme, wie etwa Smalltalk, und verschiedenartige Expertensysteme entwickelt [For86].

Für Mustererkennung, Adaption und grobe Optimierung sind dem menschlichen Gehirn nachempfundene parallele neuronale Computer (Algorithmen) sehr erfolgreich. Sie sind robuster und wesentlich toleranter gegenüber Eingabefehlern und geänderten Anfangsbedingungen. Diese Eigenschaft beruht unter anderem auf der parallelen Informationsverarbeitung innerhalb des neuronalen Netzes.

Künstliche neuronale Netze wurden in Anlehnung an das biologische Vorbild entwickelt, um Probleme der künstlichen Intelligenz lösen zu können. Jetzt werden solche mathematischen Modelle verstärkt verwendet, um Gehirnfunktionen simulieren zu können und biologische Strukturen zu verstehen [Hin92].

## 5.3 Mathematische Modelle neuronaler Netze

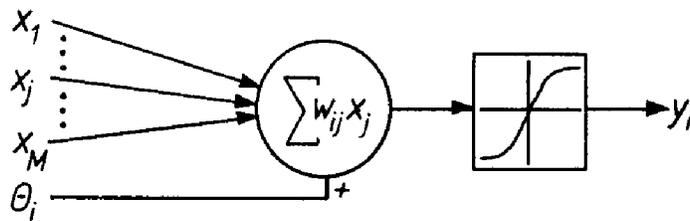


Abbildung 5.2: Modell eines Neurons  $y_i$  mit den  $M$  Eingängen  $x_j$  und der Schwelle  $\theta_i$ .

Ein neuronales Netzwerk besteht aus einer Topologie von  $N$  Neuronen  $y_i$ . Diese werden gleichgesetzt mit ihrem Ausgabewert, der im Intervall von 0 bis 1 liegt,  $y_i \in [0, 1]$ <sup>1</sup>. Die  $M$  Eingänge der Neuronen werden mit  $x_j$  bezeichnet, sie können natürlich auch die Ausgänge anderer Neuronen sein. Ein mathematisches Neuron ist in Abbildung 5.2 skizziert. Analog dem biologischen Vorbild wird die gewichtete Eingangssumme

<sup>1</sup>Ein weiterer möglicher Wertebereich ist  $y_i \in [-1, 1]$ .

$$a_i = \sum_{j=1}^M w_{ij} x_j \quad (5.1)$$

mit den synaptischen Kopplungsstärken  $w_{ij}$  gebildet. Über die Transfer-Funktion

$$g_i : (x_1, \dots, x_M) = x \mapsto g_i(x) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{a_i(x) - \theta_i}{T} \right) \right] \quad (5.2)$$

wird jedem Neuron mit den gewichteten Eingangssummen  $a_i$  ein Ausgabewert  $y_i$  mit  $0 \leq y_i \leq 1$  zugeordnet:

$$y_i = g_i(x) =: G(a_i) \quad (5.3)$$

Überschreitet die Summe der gewichteten Eingabewerte den Schwellwert  $\theta_i \in \mathbb{R}$ , der als nullte Kopplungskonstante  $w_{i0}$  mit dem Eingang  $x_0 = 1$  behandelt wird, so bezeichnet man das Neuron als aktiviert. Dann gilt  $y_i \geq 0.5$  für die Ausgabe des Neurons<sup>2</sup>. Dadurch werden die Eingänge  $x \in \mathbb{R}^M$  mittels der Gewichte  $w_{ij}$  und der Transfer-Funktionen  $g_i$  in Eingangsparameter, die das Neuron  $y_i$  aktivieren, und Parameter, die es deaktiviert lassen, getrennt. Die Gewichte  $w_{ij}$  sind im Intervall  $[-1, 1]$  enthalten. Negative Gewichte bezeichnet man als hemmend und positive als erregend. Der Parameter  $T$  bestimmt die Steilheit der Transfer-Funktion, er wird mit einer Temperatur in Verbindung gebracht. Im Grenzfall  $T \rightarrow 0$  erhält man die Heavysidesche Sprungfunktion und binäre Neuronen  $y_i \in \{0, 1\}$ .

Für die Neuronen einer Struktur verwendet man in der Regel *eine* Transfer-Funktion und dieselbe Temperatur  $T$ . Eine mögliche Transfer-Funktion ist in Abbildung 5.3 für verschiedene Temperaturen dargestellt. Andere mögliche Transfer-Funktionen als die angegebene Form findet man in [Lon90].

Die Architektur eines neuronalen Netzes besteht aus einer Struktur, die die Topologie der Neuronen und ihre Wechselwirkungen festlegt, und aus einem Lernalgorithmus, der die Gewichte  $w_{ij}$  anhand von Beispielmustern  $p$  (*patterns*) bestimmt. In den Beispielmustern gibt man die Eingänge  $x^{(p)} \in \mathbb{R}^M$  und die dazugehörige gewünschte Ausgabe des neuronalen Netzes  $t^{(p)} \in \mathbb{R}^N$  vor. Im Lernschritt wird die Korrelation zwischen dieser geforderten Ausgabe und der tatsächlichen, anhand der Gewichte errechneten Ausgabe  $y^{(p)} = g(x^{(p)})$  optimiert. Für jedes Neuron wird hiermit die Hyperebene, die die Eingabeparameter trennt, ausgerichtet. Diese Optimierung kann mit dem *Gradientenverfahren* oder auch thermodynamisch mittels *simulated annealing* (Abschnitt 5.5.6) vorgenommen werden.

---

<sup>2</sup>Dieser Schnitt kann problemabhängig auch anders gesetzt werden. Im allgemeinen gilt das Neuron als durchgeschaltet, wenn gilt  $y_i \geq s_N$  mit dem Schwellenwert  $s_N \in [0, 1]$ .

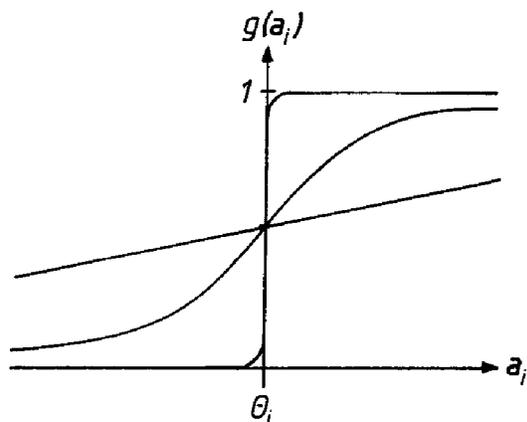


Abbildung 5.3: Transfer-Funktion für verschiedene Temperaturen  $T$  und die Schwelle  $\theta_i$

Es gibt zwei Hauptstrukturen neuronaler Netzwerke: zum einen *feed-forward*- und zum anderen *feed-back*-Netze. Im Falle der *feed-forward*-Netze erhält jedes Neuron seine Eingabe aus einer untergeordneten Ebene und gibt seine Ausgabe an eine übergeordnete Ebene weiter. Es gibt keine Rückkopplung zwischen übergeordneter und untergeordneter Ebene. Diese Rückkopplung ist gerade für *feed-back*-Netze realisiert.

Die Modellbildung für mathematische Neuronen ist ausführlich in [Her91] und [Roj91] dargestellt.

## 5.4 Back-propagation-Netzwerk

Das *Back-propagation*-Netzwerk besteht aus einer *feed-forward*-Struktur und dem back-propagation-Lernalgorithmus. Es ist sehr gut für die Mustererkennung [Pet92], also auch für die Erkennung von Myonen und Pionen im H1-Kalorimeter geeignet. Deshalb soll es im folgenden genauer besprochen werden.

Das einfachste Netzwerk mit *feed-forward*-Struktur ist das *Perzeptron* mit nur einer Eingangs-  $x \in \mathbb{R}^M$  und einer Ausgangsebene  $y \in \mathbb{R}^N$ . Es ist in Abbildung 5.4a dargestellt.

Ein Problem dieses Netzwerk-Typs ist, daß die Eingangsmuster  $x \in \mathbb{R}^M$ , die zu gleichen Klassifikationen durch das Netz führen, *linear teilbar* sein müssen, d.h., daß sie durch  $N$  Hyperebenen im  $\mathbb{R}^M$  trennbar sein müssen, da jedes Neuron nur einen Schnitt im  $\mathbb{R}^M$  mit *einer* Hyperebene vornehmen kann. Mit gleicher Klassifikation ist dabei gemeint, daß entweder  $y_i > 0.5$  ( $y_i > s_N$ ) oder  $y_i < 0.5$  ( $y_i < s_N$ )  $\forall i \in [1, N]$  für alle Eingangsmuster  $x \in \mathbb{R}^M$  dieser Menge gilt. Eine Hyperebene trennt den  $\mathbb{R}^N$  der Eingangsmuster in zwei disjunkte Teilmengen, die das Neuron aktivieren oder deaktivieren. Eine solche Trennung ist für viele Aufgaben jedoch nicht ausreichend. Das in

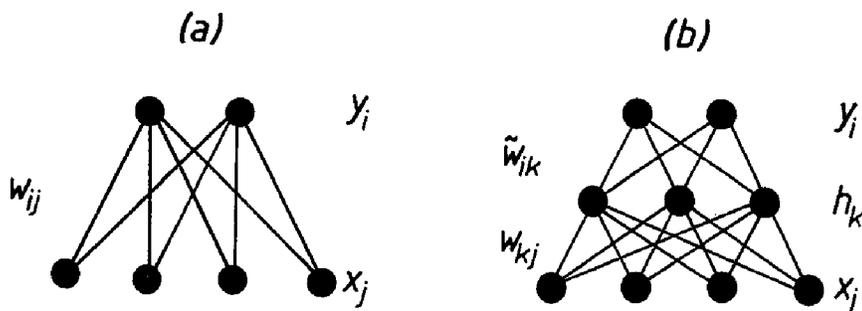


Abbildung 5.4: (a) Struktur eines Perzeptrons mit einer Eingangs- und einer Ausgangsebene sowie eines (b) feed-forward-Netztes mit einer verdeckten Lage

Abbildung 5.5 angegebene XOR-Diagramm läßt sich nicht durch eine Gerade in ein Gebiet mit  $y = 1$  und ein Gebiet mit  $y = 0$  trennen [Pet91]. Es ist nicht linear teilbar.

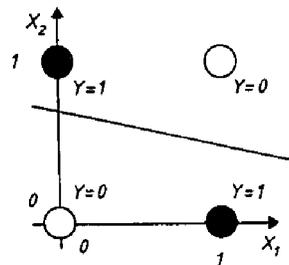


Abbildung 5.5: XOR-Diagramm

Um auch nicht linear teilbare Muster handhaben zu können, führt man das Perzeptron mit mehreren verdeckten Ebenen (*hidden layer*) von Neuronen ein (Abbildung 5.4b). Die Anzahl der Neuronen in einer verdeckten Ebene hängt vom Problem ab. Prinzipiell reicht eine verdeckte Ebene für jedes Mustererkennungsproblem aus (*Kolmogorovs Theorem*) [Kur91], die Trennung kann jedoch unter Umständen einfacher mit zwei verdeckten Ebenen erfolgen. Mit zwei inneren Ebenen sollte sich jedes Mustererkennungsproblem lösen lassen [Lon91]. Die  $K$  Neuronen der verdeckten Ebene bezeichnet man mit  $h_k$ , die Gewichte der Eingangsebene mit  $w_{kj}$  und die der verdeckten Ebene mit  $\tilde{w}_{ik}$ .

Nachdem die Struktur des Netztes vorgegeben ist, muß das Netz auf die Myonererkennung bzw. Nichterkennung von Pionen trainiert werden. Hierdurch werden die Gewichte  $w_{kj}$  und  $\tilde{w}_{ik}$  von Eingangs- und verdeckter Ebene sowie die Schwellen  $\theta_i$  bestimmt. Mit diesen Gewichten wird in der Test- und Ausführungsphase die Mustererkennung vorgenommen.

### 5.4.1 Back Propagation Learning

Das Netzwerk wird mit Hilfe vorgegebener Muster  $p$  mit ihren Eingabeparametern  $x^{(p)} \in \mathbb{R}^M$  und den bekannten Ausgabemustern  $t^{(p)} \in \mathbb{R}^N$  trainiert. Ziel ist es, die Gewichte  $\tilde{w}_{ik}$  und  $w_{kj}$  so zu bestimmen, daß die Korrelation zwischen Ausgabe des

Netzes  $y^{(p)} \in \mathbb{R}^M$  und der gewünschten Ausgabe  $t^{(p)} \in \mathbb{R}^M$  maximal wird. Diese Optimierung geschieht durch Minimierung der quadratischen Fehlerfunktion

$$E = \frac{1}{2} \sum_p \sum_{i=1}^M (y_i^{(p)} - t_i^{(p)})^2 \quad (5.4)$$

mit dem *Gradientenverfahren*.

Das Back-propagation-Verfahren ist in [Pet91] und [Cic93] ausführlich behandelt. Es soll hier kurz für den Fall *einer* verdeckten Ebene besprochen werden. Die Ausgänge der Neuronen der inneren Ebene bezeichnet man als  $h = (h_1, \dots, h_K) \in \mathbb{R}^K$ .

Man definiert analog dem einzelnen Neuron die gewichteten Summen der Eingangssignale für die Ausgangs- und für die innere Ebene,

$$\tilde{a}_i = \sum_{k=1}^K \tilde{w}_{ik} h_k, \quad (5.5)$$

$$a_k = \sum_{j=1}^M w_{kj} x_j, \quad (5.6)$$

und erhält damit durch Anwendung der Transfer-Funktion  $G$  (Gleichung 5.3) die Antwort der Neuronen in den beiden Ebenen:

$$y_i = G(\tilde{a}_i), \quad (5.7)$$

$$h_k = G(a_k). \quad (5.8)$$

Die Fehlerfunktion  $E^{(p)}$

$$E^{(p)} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M (y_i^{(p)} - t_i^{(p)})^2 \quad (5.9)$$

wird nun mit dem Gradientenverfahren [BRON87] nach  $w_{kj}$  und  $\tilde{w}_{ik}$  minimiert. Sie wird im folgenden mit  $E$  bezeichnet. Hier wird die Minimierung Muster für Muster vorgenommen, sie kann jedoch auch alle  $n$  Muster durch Minimierung von  $\sum_{p=1}^n E^{(p)}$  erfolgen [Pet91].

Die Änderungen  $\Delta w_{kj}$  und  $\Delta \tilde{w}_{ik}$  von  $w_{kj}$  und  $\tilde{w}_{ik}$  auf dem Weg zum Minimum sind dann:

$$\tilde{w}_{ik}^{n+1} = \tilde{w}_{ik}^n + \Delta \tilde{w}_{ik} \quad (5.10)$$

$$w_{kj}^{n+1} = w_{kj}^n + \Delta w_{kj} \quad (5.11)$$

mit

$$\Delta \tilde{w}_{ik} = -\eta \frac{\delta E}{\delta \tilde{w}_{ik}} = -\eta \frac{\delta E}{\delta y_i} \frac{\delta y_i}{\delta \tilde{w}_{ik}} \quad (5.12)$$

$$\Delta w_{kj} = -\eta \frac{\delta E}{\delta w_{kj}} = -\eta \frac{\delta E}{\delta h_k} \frac{\delta h_k}{\delta w_{kj}}, \quad (5.13)$$

wobei  $\eta$  den sogenannten 'Lernparameter' bezeichnet,  $0 \leq \eta \leq 1$ , der als Parameter vorgegeben wird. Da  $E$  nach Definition unmittelbar von  $y_i$  abhängt, ergibt sich  $\Delta \tilde{w}_{ik}$  für innere und Ausgangsebene zu

$$\Delta \tilde{w}_{ik} = -\eta \delta_i h_k \quad (5.14)$$

mit dem Fehlersignal

$$\delta_i = (y_i - t_i) G'(\tilde{a}_i). \quad (5.15)$$

Dabei ist  $G'$  die erste Ableitung von  $G$ . Die  $\Delta w_{kj}$  zwischen Eingangs- und innerer Ebene können nicht so einfach berechnet werden, da  $E$  nicht direkt von  $h_k$  abhängt. Mit der Kettenregel erhält man jedoch

$$\Delta w_{kj} = \eta \sum_{i=1}^N \frac{\delta E}{\delta y_i} \frac{\delta y_i}{\delta \tilde{a}_i} \frac{\delta \tilde{a}_i}{\delta h_k} \frac{\delta h_k}{\delta a_k} \frac{\delta a_k}{\delta w_{kj}} = \eta \sum_{i=1}^N \tilde{w}_{ik} \delta_i G'(a_k) x_j. \quad (5.16)$$

Hierbei wird das Fehlersignal  $\delta_i$ , das in der inneren und äußeren Ebene gebildet wurde, in die Eingangsebene zurückgereicht, wodurch der Algorithmus den Namen *backpropagation learning* erhalten hat.

Anschaulich bewegt sich der Backpropagation-Algorithmus im Raum der Gewichte  $w_{kj}$  und  $\tilde{w}_{ik}$  auf der Fehlerfläche  $E$  und versucht, ein Minimum zu finden. Es kann jedoch nicht garantiert werden, daß der Algorithmus sich auch auf ein globales Minimum einpendelt. Trotzdem erreicht man in vielen Fällen mit dem so gefundenen Minimum gute Resultate [Hin92].

Man erhält zusammenfassend folgendes Lernverfahren:

1. Initialisiere die Eingangsgewichte  $\tilde{w}_{ik}$  und  $w_{kj}$  mit Zufallszahlen  $\in [-1, 1]$ .
2. Führe solange Punkt (a) bis (c) aus, bis die Gewichte der Eingangs- und verdeckten Ebene konvergieren oder bis ein eingestellter Wert von Lernzyklen erreicht wurde:

- (a) Wähle ein Muster  $p$  zufällig aus der Trainings-Menge aus.
- (b) Beschaffe den Eingangsvektor  $x^{(p)}$  und berechne hieraus den Vektor der verdeckten Ebene  $h^{(p)}$  und den der Ausgangsebene  $y^{(p)}$ .
- (c) Aktualisiere die Gewichte der beiden Ebenen mit dem Gradientenverfahren nach jedem  $n$ -ten Lernmuster.

### 5.4.2 Testphase und Ausführungsphase

In der Test- und in der Ausführungsphase werden dem Netz unbekannte Muster  $p$  mit den Eingabeparametern  $x^{(p)} \in \mathbb{R}^M$  vorgegeben. Anhand der aus der Lernphase entnommenen Gewichte  $w_{kj}$  und  $\tilde{w}_{ik}$  wird zuerst die Ausgabe  $h_k^{(p)} \in \mathbb{R}^K$  der Neuronen aus der verdeckten Ebene und dann die Ausgabe  $y_i^{(p)} \in \mathbb{R}^N$  der Neuronen der Ausgangsebene errechnet. Dabei sollen auch Muster richtig klassifiziert werden, die nicht in der Lernphase verwendet wurden, aber ähnlich den Lernmustern sind. Diese Fähigkeit neuronaler Netze, auch auf unbekannte Muster richtig zu reagieren, bezeichnet man als *Generalisation*.

In der Testphase gibt man bekannte Muster vor, die nicht im Training verwendet wurden, und vergleicht die Ausgabe des neuronalen Netzes mit der verlangten Ausgabe  $t^{(p)}$ . Ist die Testphase erfolgreich, so wendet man das Netz in der Ausführungsphase auf nicht klassifizierte Daten an.

## 5.5 Anwendung bei H1

In diesem Abschnitt wird das eben beschriebene neuronale Netz auf die Myonerkennung im H1-Kalorimeter angewendet. Für die Trainingsphase werden simulierte Myonen und Pionen, für die Testphase werden kosmische Myonen und Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall benutzt.

Im Gegensatz zu den anhand des neuronalen Netzes als Myon klassifizierten Teilchen, die als 'neuronale' Myonen bezeichnet werden, werden die anhand der Schnitte in Tabelle 3.1 gefundenen Myonen als 'konventionelle' Myonen bezeichnet.

### 5.5.1 Jetnet 1.1

In dem Programm-Paket JETNET1.1 [Lon90] der Universität Lund wird ein mehrlagiges Neuronales Netzwerk mit feed-forward-Architektur und Back-propagation-learning mit Algorithmen für Lern- und Ausführungsphase in Standard FORTRAN77 Code zur Verfügung gestellt. Über Common-Blöcke werden die wichtigsten Parameter des Netzes vom Benutzer vorgegeben:

1. Anzahl der Eingangsneuronen
2. Anzahl der Ausgangsneuronen
3. Anzahl der verdeckten Ebenen und Anzahl der Neuronen je verdeckter Ebene
4. Parameter für die Lern- und Testphase

Über weitere Common-Blöcke werden die Ein- und Ausgangsparameter für die Testphase und die Eingabeparameter für die Ausführungsphase vom Benutzer angegeben.

### 5.5.2 Trainings- und Ausführungsphase

Für die Erkennung von Myonen im H1-Detektor wird JETNET1.1 mit folgenden Parametern verwendet:

- 20 Eingangsneuronen
- 1 Ausgangsneuron
- 2 verdeckte Ebenen mit 12 Neuronen in der ersten verdeckten Ebene und drei in der zweiten Ebene
- Anzahl der Lernzyklen =  $90 \cdot (\text{Lernmusterzahl})$
- Aktualisierung der Gewichte nach jedem 10-ten Lernmuster

Die Muster-(Myonen)-Erkennung wird umso besser, je mehr Eingangsparameter dem Netz zur Verfügung gestellt werden. In diesem Falle werden verwendet:

- Impuls und Polarwinkel  $\theta$  der rekonstruierten Spur im Spursystem
- Die in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen 18 Parameter, die anhand der angesprochenen Kalorimeterzellen entlang der extrapolierten Spur gefunden werden (EMC-, HAC- und Gesamtenergie sowie EMC-, HAC- und Gesamtanzahl der angesprochenen Lagen und angesprochenen Zellen innerhalb von  $r_a = 15 \text{ cm}$  und  $r_b = 30 \text{ cm}$  um die extrapolierte Spur).

Später wird zusätzlich die Spurverbindungswahrscheinlichkeit mit einer Spur im Eisen verwendet. Damit hat man dann 21 Eingangsparameter (Eingangsneuronen).

Die Zahl der verdeckten Ebenen und die Anzahl der Neuronen je verdeckter Ebene sowie die Zahl der Lernzyklen wird empirisch bestimmt.

## Parameterwahl

Die *Anzahl der Neuronen in der verdeckten Ebene* darf nicht zu groß sein, da sonst die Erkennungswahrscheinlichkeit in der Ausführungsphase bei sich ändernden Eingangsbedingungen rapide abfallen kann. Hiermit muß man rechnen, da in der Lernphase nur einige mögliche Muster verwendet werden. Dem gegenüber hängt eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit in der Lernphase von einer möglichst großen Anzahl von verdeckten Neuronen ab. Hier muß ein guter Kompromiß ermittelt werden, der beiden Anforderungen genügt. Verwendet man zu wenige Neuronen in der inneren Ebene, so ist es wahrscheinlich, daß das Gradientenverfahren in einem lokalen Minimum steckenbleibt; verwendet man zu viele, werden die Trainingsmuster zu genau eingegrenzt, die Generalisation auf etwas anderen Testdaten ist problematisch [Lon91].

Die *Zahl der Lernzyklen* darf aus demselben Grunde nicht zu groß sein (*overlearning*) [Pet91]. Mit Erhöhung der Anzahl der Lernzyklen wird die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Trainingsphase zunehmend größer, in der Testphase kann sie jedoch wieder drastisch abnehmen. Diese Abnahme ist wiederum darauf zurückzuführen, daß die Trainingsmuster mit zunehmender Anzahl der Trainingszyklen zu genau eingegrenzt werden, unbekannte Testmuster werden nicht mehr vollständig eingeschlossen.

Der Erfolg in der Trainingsphase hängt stark von der *Reihenfolge der Muster* beim Training ab. Hier wurden jeweils abwechselnd Myonen und Pionen verwendet. Eine zufällige Auswahl der Myonen- und Pionenmuster gilt als noch effektiver, das hier angewandte Verfahren bringt jedoch auch sichere Ergebnisse und ist leichter zu handhaben [Fre91].

Für die Trainingsphase wurden die schon für die konventionellen Schnitte verwendeten simulierten Myonen und Pionen benutzt. Damit stehen um 12000 Lernmuster zur Verfügung. Einem Pion wird  $t^\pi = 0$  und einem Myon  $t^\mu = 1$  zugeordnet. Um die Gewichte gegenüber veränderten Eingangsbedingungen zu stabilisieren, wurden einige Pionen als Myonen und umgekehrt deklariert. Ebenso werden Pionen, die in Myonen zerfallen, weiterhin als Pionen bezeichnet. Dieses Verfahren ist in [Pet91] und [Fre91] angeregt.

In der Testphase wurden die so bestimmten Gewichte mit kosmischen Myonen und Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall getestet. Dabei wird ein Teilchen als Myon bezeichnet, wenn für das Ausgangsneuron des neuronalen Netzes  $y^{Teilchen} \geq s_N$  mit der Schwelle  $s_N \in [0.5, 0.95]$  gilt. Die Wahl dieses Schwellenwertes wird im Abschnitt 5.5.3 erklärt. In der Lernphase ist diese Schwelle auf  $s_N = 0.5$  gesetzt.

### 5.5.3 Ausgabe des neuronalen Netzes: Trennung von Myonen und Pionen

In Abbildung 5.6 sind die Ausgabeparameter  $y \in [0, 1]$  für simulierte Myonen und Pionen abgebildet. Der Wert ist für Myonen im wesentlichen größer als 0.9 und für Pionen kleiner als 0.1. Einige der Pionen haben jedoch einen größeren Ausgabewert.

Diese können schwer von den entsprechenden Myonen unterschieden werden. Betrachtet man den Ausgabeparameter für simulierte Pionen als Funktion des Impulses in Abbildung 5.6, so wird deutlich, daß im gesamten Impulsbereich Pionen vorhanden sind, die sich im Kalorimeter wie Myonen verhalten.

In Abbildung 5.7 wird der neuronale Ausgabeparameter im Test an Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall und kosmischen Myonen miteinander verglichen. Die Trennung ist hier nicht so gut wie für die simulierte Teilchen, die Testmuster unterscheiden sich leicht von den Trainingsmustern.

Durch Variation des Schnittes  $s_N$  auf den Ausgabeparameter des Netzes läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Myonererkennung und der Untergrund an falsch klassifizierten Pionen steuern. Mit Vergrößerung von  $s_N$  nimmt der Pionuntergrund linear ab, die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen nimmt dagegen exponentiell ab.

### 5.5.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen

Wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist, liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit (bei  $s_N = 0.9$ ) von 'neuronalen' Myonen beim Test an kosmischen Myonen schon ab  $2\text{ GeV}$  bei 80% und damit um 5 – 10% höher als die der 'konventionellen Kalorimetermyonen'. Die Nachweiswahrscheinlichkeit steigt mit dem Impuls bis auf 90% an. In der Trainingsphase (simulierte Myonen) ist der Unterschied in der Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen Impulsen kleiner als  $5\text{ GeV}$  und darüber auffallend. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß das Gradientenverfahren kein globales Minimum der Energiefunktion  $E$  findet; verbessert man das Minimierungsverfahren, so verbessert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Impulsen (Abschnitt 5.5.6).

Demgegenüber ist die Fehlererkennung von Pionen vergleichbar mit dem konventionellen Verfahren (Abbildung 5.9).

Die verschiedenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für das neuronale Netz sind für das Training und für kosmische Myonen und  $K^0$ -Pionen im Test für den gesamten auftretenden Impuls- und Winkelbereich für verschiedene Werte des Schnittes  $s_N$  in Tabelle 5.1 aufgeführt.

### 5.5.5 Anzahl der verdeckten Ebenen

Zur Erkennung von Myonspuren wird ein neuronales Netz mit zwei inneren Ebenen verwendet. Zwei innere Ebenen sind nötig, um Myonen und Pionen bei niedrigen und hohen Energien gleichzeitig trennen zu können. Unterhalb von  $4\text{ GeV}$  haben Myonen eine höhere hadronische Energie als Pionen, darüber haben Pionen die höhere HAC-Energie. Verwendet man nur eine innere Lage, so ist diese Trennung schwierig, was anhand der Nachweiswahrscheinlichkeit für simulierte Myonen nach dem Training des neuronalen Netzes mit einer inneren Lage mit sechs Neuronen in Abbildung 5.10 verdeutlicht ist. Erst ab  $6\text{ GeV}$  wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für das neuronale

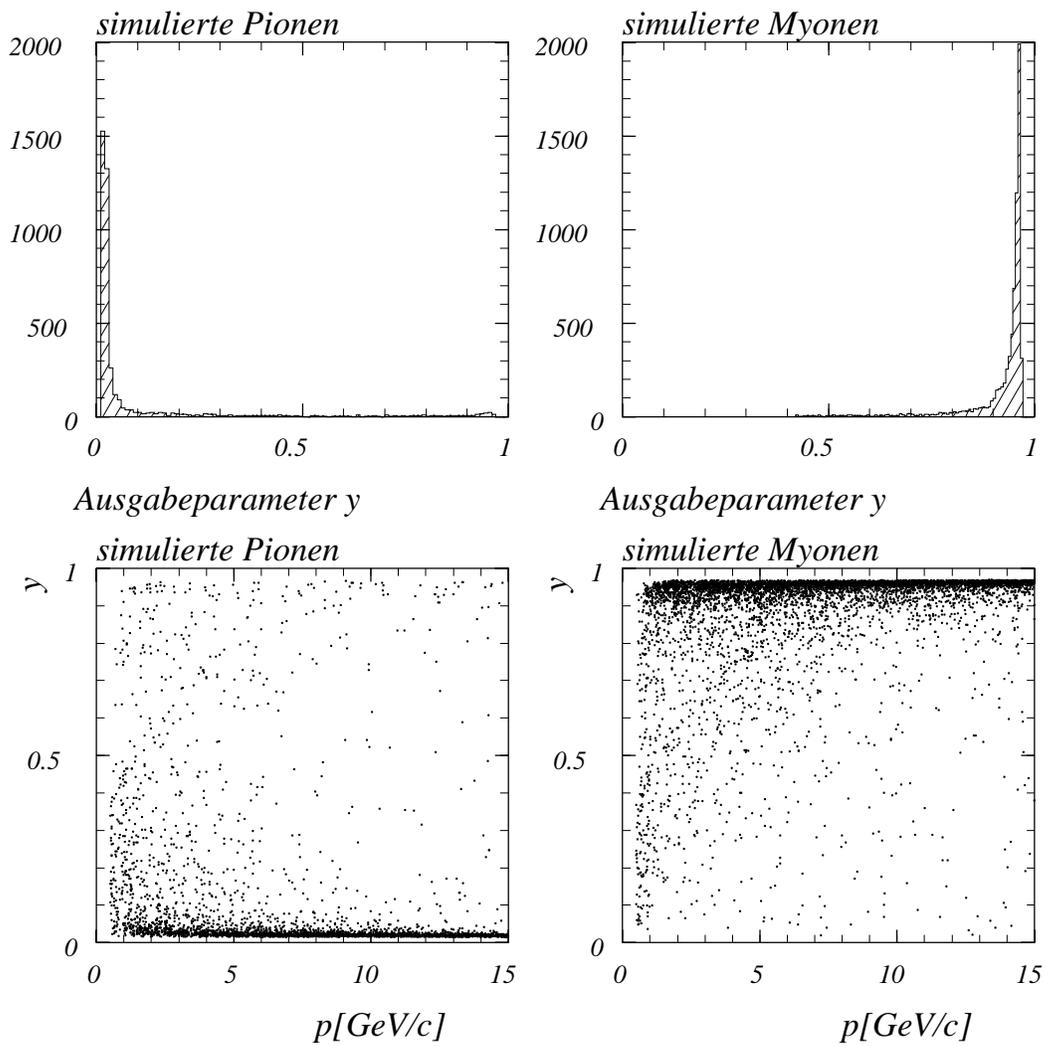


Abbildung 5.6: Neuronaler Ausgabeparameter  $y$  für simulierte Pionen und Myonen nach dem Training. In der unteren Abbildung ist  $y$  als Funktion des Spurimpulses abgetragen.

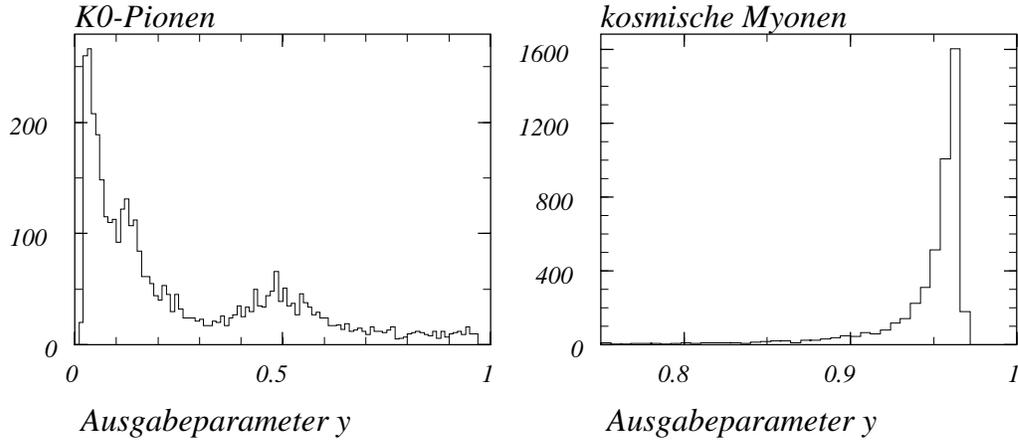


Abbildung 5.7: Neuronaler Ausgabeparameter  $y$  für Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall und kosmische Myonen. Die  $K^0$ -Pionen mit Ausgabeparameter um 0.5 befinden sich im hinteren Detektorbereich, in dem das Kalorimeter nur sehr kurz oder gar nicht vorhanden ist.

Neuronales Netz	$s_N$ -Schnitt	Test		Training	
		kosmische Myonen	$K^0$ -Pionen	Myonen	Pionen
'ohne' Eisen	0.5	98.0%	17.2%	95.1%	6.7%
	0.9	86.3%	1.9%	79.4%	2.4%
	0.95	76.3%	0.73%	53.3%	0.8%
'mit' Eisen	0.5	98.2%	11.7%	96.4%	4.4%
	0.9	89.7%	1.2%	86.7%	1.4%
	0.95	77.0%	0.5%	78.7%	0.7%

Tabelle 5.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten für 'neuronale' Myonen; 'mit' Eisen bezeichnet das mit 21 Parametern -einschließlich Eiseninformation- trainierte Netz, 'ohne' Eisen ist das ohne Eiseninformation trainierte Netz;  $s_N$  bezeichnet den Schnitt auf den Ausgabeparameter  $y$ ; verwendet wurde jeweils der gesamte Impuls- und Winkelbereich.

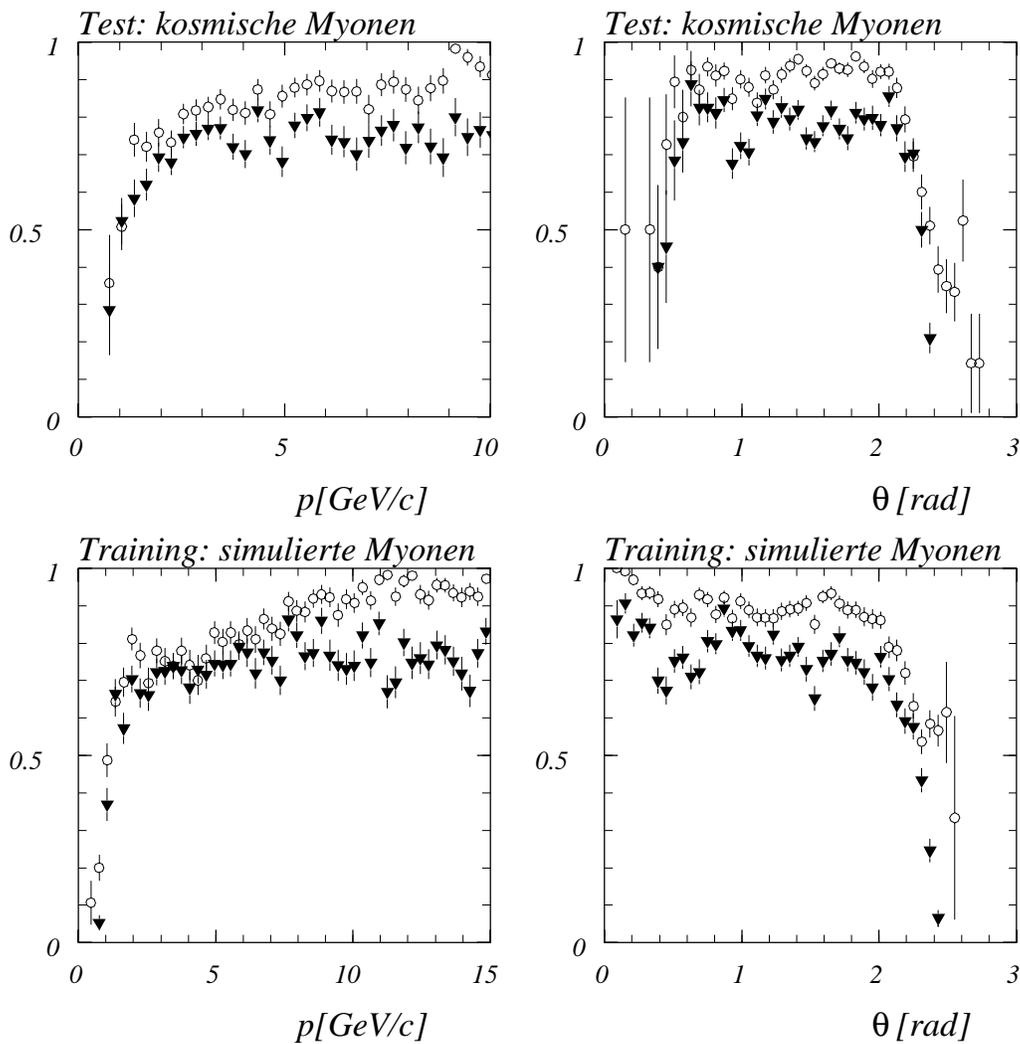


Abbildung 5.8: Nachweiswahrscheinlichkeit für 'neuronalen' (Kreise) und 'konventionellen' (Dreiecke) 'Kalorimeter-Myonen' in Abhängigkeit von Impuls und  $\theta$ ; kosmische Myonen und simulierte Myonen; Schwelle für den Ausgabe-Parameter  $s_N = 0.9$

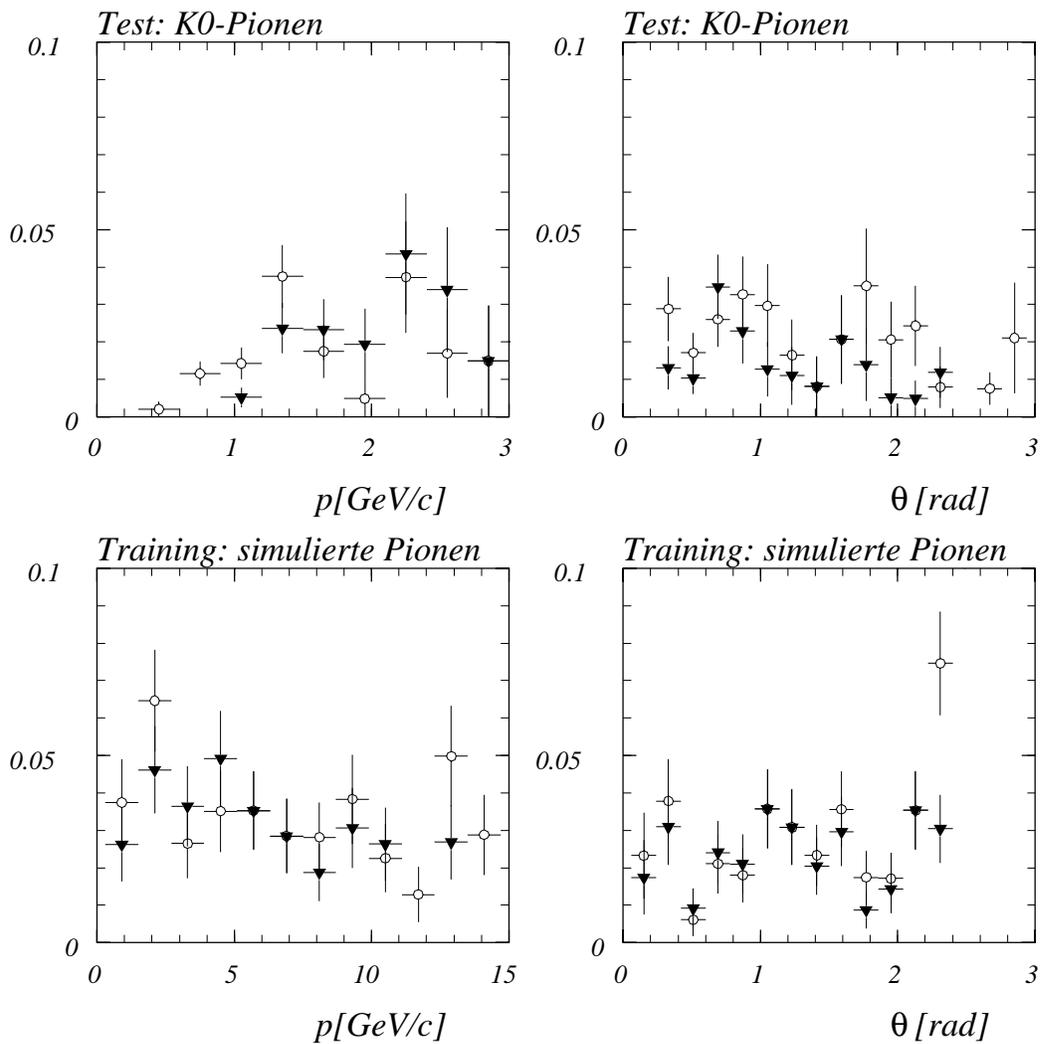


Abbildung 5.9: Pionenfehlerkennung für 'neuronalen' (Kreise) und 'konventionellen' (Dreiecke) 'Kalorimeter-Muonen' in Abhängigkeit von Impuls und  $\theta$ ;  $K^0$ -Pionen und simulierte Pionen; Schwelle für den Ausgabe-Parameter  $s_N = 0.9$

Netz besser als für 'konventionelle'-Kalorimetermyonen, unter  $4 \text{ GeV}$  ist sie deutlich schlechter. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß das Gradientenverfahren lediglich ein lokales Minimum der Fehlerfunktion  $E$  aufsucht. Je höher die Anzahl der Gewichte in den inneren Ebenen ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Gradientenverfahren das globale Maximum findet [Pet92],[Lon91].

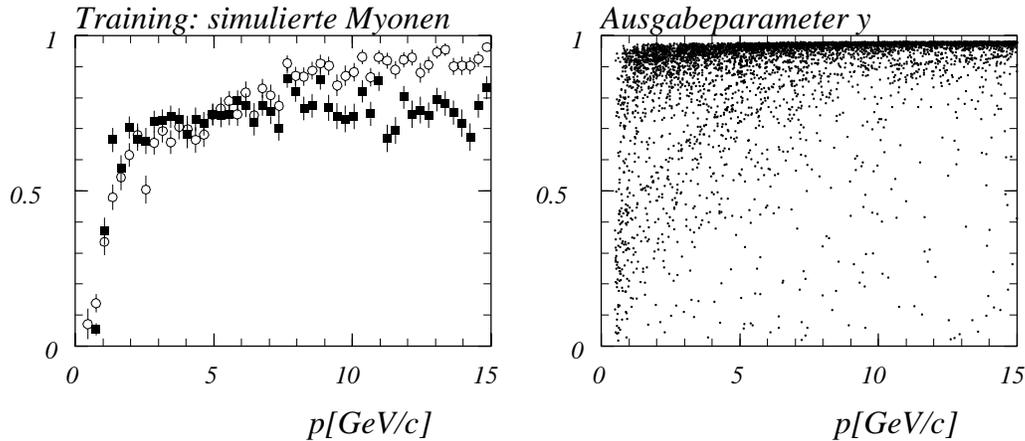


Abbildung 5.10: Nachweiswahrscheinlichkeit für 'neuronale' Myonen (Kreise) mit dem Ausgabeparameter 0.9 im Vergleich mit 'konventionellen' Myonen (Quadrate). Verwendet wurde nur **eine** innere Ebene mit sechs Neuronen. Daneben ist der Ausgabeparameter  $y$  als Funktion des Impulses dargestellt.

### 5.5.6 Verbesserung des Gradientenverfahrens durch Simulated Annealing

Die Minimierung der Fehlerfunktion  $E$  zur Bestimmung der Gewichte  $w_{kj}$  und  $\tilde{\omega}_{ik}$  geschieht mit dem *Gradientenverfahren*. Man kann jedoch nicht sicher sein, daß man das globale Minimum von  $E$  findet, bei einer komplizierteren Struktur der Fehlerfunktion wird das Verfahren in der Regel in einem lokalen Minimum steckenbleiben. Dennoch sind die Resultate, die mit dem Gradientenverfahren erzielt werden, sehr gut [Hin92]. Sie hängen jedoch von der Anzahl der inneren Neuronen ab; je größer ihre Anzahl ist, desto wahrscheinlicher ist es, ein globales Minimum zu finden. Diese Abhängigkeit ist unbefriedigend, zumal die Generalisation mit zunehmender Knotenzahl schlechter wird.

Um das globale Minimum besser finden zu können, wird das Gradientenverfahren, analog dem Simplexverfahren bei der Spuranpassung, mittels *simulated annealing* erweitert. Dieses Verfahren ist in [Pet91],[Cic93] und [Her91] angeregt, eine solche Methode gilt als eines der besten Verfahren zur (globalen) Minimierung. Für  $\Delta w$  wird jetzt

$$\Delta w \rightarrow \Delta w(1 + T \log(q)) \quad (5.17)$$

mit der Zufallszahl  $q \in [0, 1]$  verwendet. Der Temperaturfaktor  $T > 0$  wirkt durch den Logarithmus immer dem Gradienten entgegen. Ist dieser Faktor größer als eins, so bewegt sich der Algorithmus lokal in die falsche Richtung. Hierdurch will man lokalen Minima entkommen und hofft, das globale Minimum zu finden. Es wird mit der Temperatur

- $T = 2$  begonnen, die Temperatur wird bei jedem Lernzyklus um
- 10% vermindert.
- Bei den letzten 10 Lernzyklen wird das reine Gradientenverfahren mit  $T = 0$  verwendet.

Durch den letzten Schritt soll das hoffentlich globale Minimum genau eingegrenzt werden.

Um Verbesserungen durch *simulated annealing* besser feststellen zu können, wird das Verfahren anhand des neuronalen Netzwerkes getestet, das nur eine innere Ebene mit sechs Neuronen verwendet (Abschnitt 5.5.5). Bei dieser Parameterwahl fällt der Myonennachweis bei Impulsen unter  $6\text{ GeV}$  schon im Training sehr schlecht aus (Abbildung 5.10).

Nach dem Training mit simulierten Teilchen ändern sich die Gewichte aller Ebenen gegenüber dem Training ohne *simulated annealing* deutlich, es wurde also ein anderes Minimum der Fehlerfunktion  $E$  gefunden.

Der Test nach dem Training und der Test anhand von kosmischen Myonen fällt nun wesentlich besser aus als mit den alten Gewichten, die Trennung von Myonen und Pionen bei allen Impulsen ist gut möglich (Abbildung 5.11). *Simulated Annealing* ist also ebenso wie bei der Funktionsminimierung im  $\mathbb{R}^N$  auch in der Anwendung auf das Training von neuronalen Netzen vielversprechend, gegenüber dem ursprünglichen Trainingsverfahren kann man durchaus Verbesserungen erzielen.

### 5.5.7 Verwendung des instrumentierten Eisens als Filter

Bei dem eben diskutierten neuronalen Netz, das mit Kalorimeterdaten trainiert wurde, gibt es Probleme, Pionen und Myonen unter  $6\text{ GeV}$  zu trennen. Man kann Verbesserungen erwarten, wenn man einen weiteren vom Kalorimeter unabhängigen Parameter als zusätzliches Eingabeneuron verwendet. Ein Parameter, der Pionen und Myonen ab etwa  $2\text{ GeV}$  charakteristischerweise sauber trennt, ist die

- Spurverbindungswahrscheinlichkeit zwischen Jetkammer- und Eisenspur.

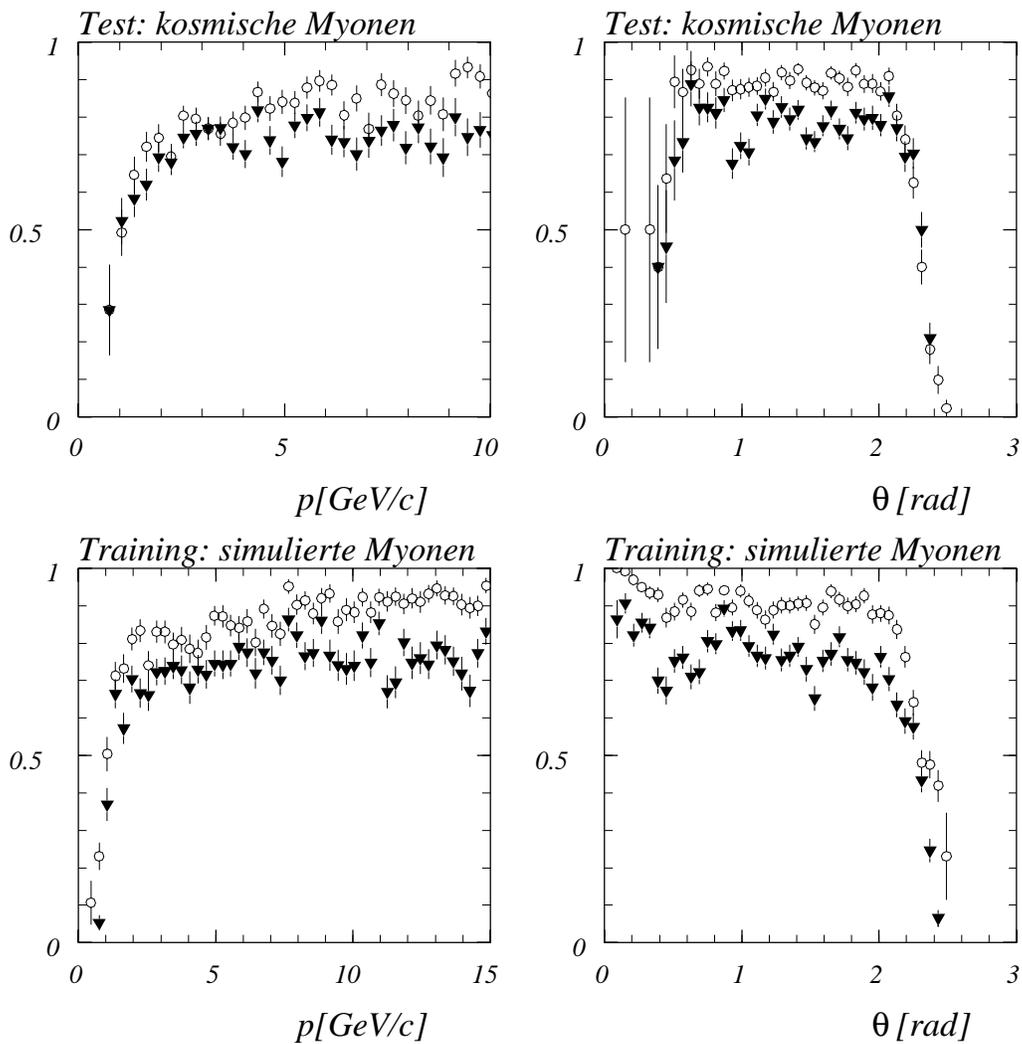


Abbildung 5.11: Neuronales Netz mit nur einer inneren Lage mit simulated annealing. Die Kreise bezeichnen die 'neuronalen' Myonen, die Dreiecke die 'konventionellen' Myonen.

Dieser wird neben den Kalorimeterdaten als 21. Eingabeparameter verwendet. Die Anzahl der inneren Lagen und inneren Neuronen wird gegenüber dem letzten Verfahren beibehalten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist jetzt für den Test mit kosmischen Myonen und den Test nach dem Training mit simulierten Teilchen sehr gut (Abbildung 5.12, Tabelle 5.1), alle Impulsbereiche werden sauber getrennt. Die mit diesem Verfahren als Myon erkannten Spuren werden als 'Neuronale-Eisen'-Myonen bezeichnet.

Der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen bleibt unverändert gegenüber dem neuronalen Netz, das ohne Eiseninformation verwendet wird. Hierbei muß beachtet werden, daß 'neuronale' und 'Eisen'-Myonen nicht mit einer *oder*-Verknüpfung verbunden werden, die Spurverbindungswahrscheinlichkeit zwischen Jetkammer- und Eisenspur ist lediglich *ein* Parameter. Eine solche Behandlung der Informationen ist für die Reduktion des Pionuntergrundes wesentlich sinnvoller als eine *oder*-Verknüpfung beider Myonidentifikationen; erhöht sich der Untergrund im Myondetektor, so bleibt der Untergrund des neuronalen Netzes weiterhin gering.

## 5.6 Myonerkenung mit einer virtuellen Zellstruktur

Die Entscheidung, die in diesem Kapitel mit Hilfe eines neuronalen Netzes gefällt wurde, beruhte auf aufsummierten Kalorimeterdaten, die für die Entscheidungsfindung mittels konventioneller Schnitte ausgesucht wurden. Die klassische Mustererkennung, für die neuronale Netze besonders gut geeignet sind, geht jedoch von der ursprünglichen Zellstruktur aus [Hin92]. Deshalb soll im folgenden ein neuronales Netz verwendet werden, das auf einer virtuellen Zellstruktur beruht, die über eine Kalorimeterspur gelegt wird. Hierdurch läßt sich der Algorithmus zur Myonidentifikation wesentlich beschleunigen.

### 5.6.1 Virtuelle Zellstruktur

Da die geometrische Struktur der Zellen im H1-Kalorimeter variiert, wird eine virtuelle Zellstruktur eingeführt, in die die wirkliche Kalorimeterspur eingetragen wird. Die Jetkammerspur wird in das Kalorimeter hineinverlängert und durch eine Gerade zwischen Eintrittspunkt in das Kalorimeter und Austrittspunkt aus dem Kalorimeter angenähert. Es finden zwei verschiedene Zellstrukturen Verwendung: eine mit grober und eine mit feinerer Granularität (Abbildung 5.13):

- Zwei Zylinder mit den Radien  $r_1 = 15 \text{ cm}$  und  $r_2 = 30 \text{ cm}$  (Struktur I) oder
- Drei Zylinder mit den Radien  $r_1 = 10 \text{ cm}$ ,  $r_2 = 20 \text{ cm}$ ,  $r_3 = 30 \text{ cm}$ , wobei die beiden äußeren Zylinder noch einmal in vier Zellen unterteilt sind (Struktur II).

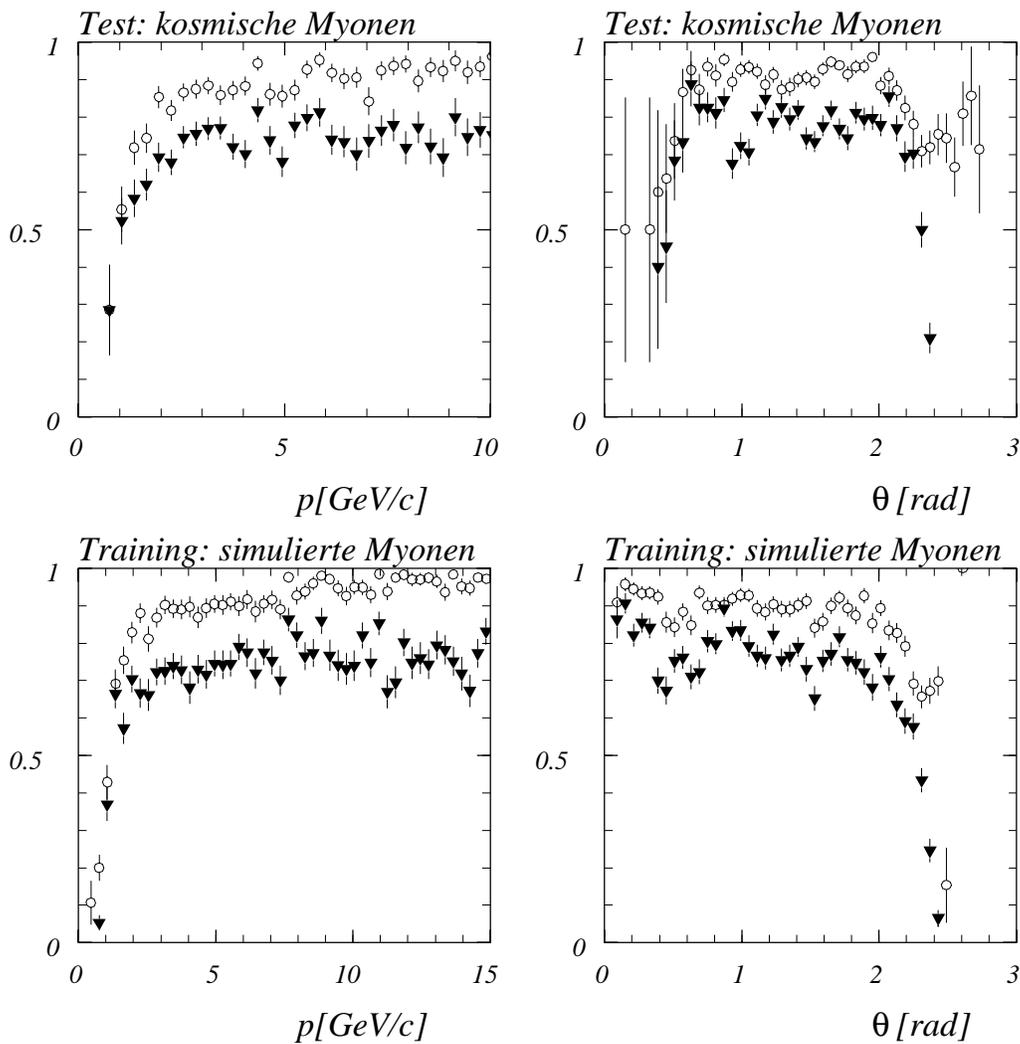


Abbildung 5.12: Nachweiswahrscheinlichkeit für 'Neuronale-Eisen'- (Kreise) und 'konventionelle'- (Dreiecke) Myonen als Funktion von Impuls und  $\theta$ ; kosmische Myonen und simulierte Myonen; Schwelle für den Ausgabe-Parameter  $s_N = 0.9$

Diese werden um die Gerade herum in das Kalorimeter gelegt, dadurch entfallen langwierige numerische Abstandsberechnungen zwischen Jetkammerspur und angesprochenen Kalorimeterzellen. Jede dieser Zellen ist  $20\text{ cm}$  lang, es werden zehn dieser Zellen aneinandergereiht, so daß eine Spurlänge im Kalorimeter von maximal  $2\text{ m}$  abgedeckt wird. In diese Zellen werden die Summe der Energien der angesprochenen Kalorimeterzellen, die sich in ihr befinden, eingetragen. Dabei wird für die Zuordnung von dem Mittelpunkt der Kalorimeterzellen ausgegangen. Hierdurch erhält man

- 20 Zellen für die grobe (Struktur I) und
- 90 Zellen für die feine Granularität (Struktur II),

die als Eingabeparameter für das neuronale Netz dienen.

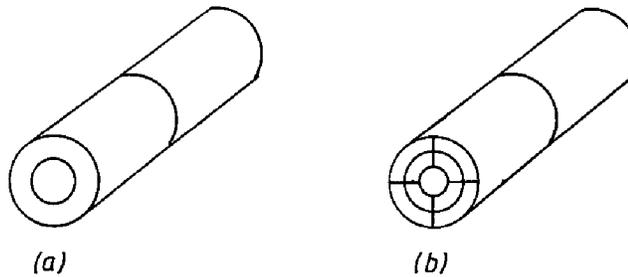


Abbildung 5.13: *Mustererkennung: virtuelle Kalorimeterstruktur für das neuronale Netz* (a) 20 Zellen (Struktur I) (b) 90 Zellen (Struktur II).

## 5.6.2 Trainings- und Ausführungsphase

In diesem Abschnitt werden die grobe Zellstruktur (Struktur I) mit 20 Eingabeparametern sowie der Teilchenimpuls  $p$  und der Polarwinkel  $\theta$  als zusätzliche Eingabeparameter zum Training und Test anhand von JETNET1.1 verwendet. Dabei wird das neuronale Netz mit folgenden empirisch bestimmten Parametern betrieben:

- 22 Eingangsneuronen
- 1 Ausgangsneuron
- 2 verdeckte Ebenen mit 8 Neuronen in der ersten verdeckten Ebene und 3 in der zweiten Ebene
- Anzahl der Lernzyklen =  $120 \cdot (\text{Lernmusterzahl})$
- Aktualisierung der Gewichte nach jedem 10-ten Lernmuster

Zum Training dienen wieder simulierte Myonen und Pionen, zum Test kosmische Myonen und Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall.

Die Muster werden dem neuronalen Netz nicht mehr abwechselnd angeboten, sondern mit einem Zufallszahlengenerator ausgewählt. Dieses Verfahren gilt als das sicherste [Fre91].

Die mit diesem Algorithmus als Myon identifizierten Spuren werden als 'Neuronale-Zell-Myonen' bezeichnet.

## Nachweiswahrscheinlichkeit und Untergrund

Die Nachweiswahrscheinlichkeit im Test nach dem Training ist sehr gut, bei Impulsen oberhalb von  $10\text{ GeV}$  beträgt sie mehr als 95%. Der unabhängige Test an kosmischen Myonen fällt vor allem bei kleinen Impulsen schlechter aus. Dabei wird die Schwelle  $s_N$  auf den Ausgabeparameter  $y$ , ab der ein Teilchen als Myon bezeichnet wird, auf  $s_N = 0.9$  gesetzt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abbildung 5.14 dargestellt.

Der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen ändert sich gegenüber dem mit aufsummierten Kalorimeterdaten trainierten Netz (Abschnitt 5.5.4) nur wenig.

Der Test an kosmischen Myonen ist bei kleinen Impulsen deutlich schlechter als der Test nach dem Training an simulierten Myonen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß die Kalorimeterdaten dem neuronalen Netz unverarbeitet (ungefiltert) angeboten werden, die Generalisierung von simulierten Myonen auf Daten wird schwieriger. In dem in Abschnitt 5.5.4 verwendeten neuronalen Netz wurden aufbereitete (aufsummierte) Kalorimeterdaten verwendet, dadurch können unter Umständen Unterschiede zwischen simulierten Myonen und Daten verwaschen werden. Dort ist die Generalisation von simulierten Teilchen auf Daten einwandfrei. Wenn man im Training von simulierten Teilchen ausgeht, ist es demnach nicht sinnvoll, möglichst detaillierte Kalorimeter-Informationen als Eingangsparameter zu verwenden, gefilterte Eingangsparameter verhalten sich in der Generalisation besser.

## Aufwandsabschätzung

Der zeitintensivste Schritt in der Suche nach Myonen im Kalorimeter ist, wenn man die aufsummierten Kalorimeterdaten verwendet, die Abstandsberechnung zwischen der Helix aus dem Spurnsystem und den angesprochenen Zellen im Kalorimeter. Der minimale Abstand wird numerisch bestimmt. Verwendet man konventionelle Schnitte, so ist es nötig, aufsummierte Kalorimeterdaten zu verwenden, anhand der Zellstruktur können keine Entscheidungen gefällt werden.

Unter Verwendung der in diesem Abschnitt eingeführten virtuellen Zellstruktur muß lediglich der Abstand der Kalorimeterpunkte von einer Geraden bestimmt werden. Diese Berechnung ist analytisch möglich, man spart die zeitintensive numerische Abstandsberechnung ein. Hierdurch werden Zeitgewinne im Bereich von 1/2 bis 2/3 erreicht.

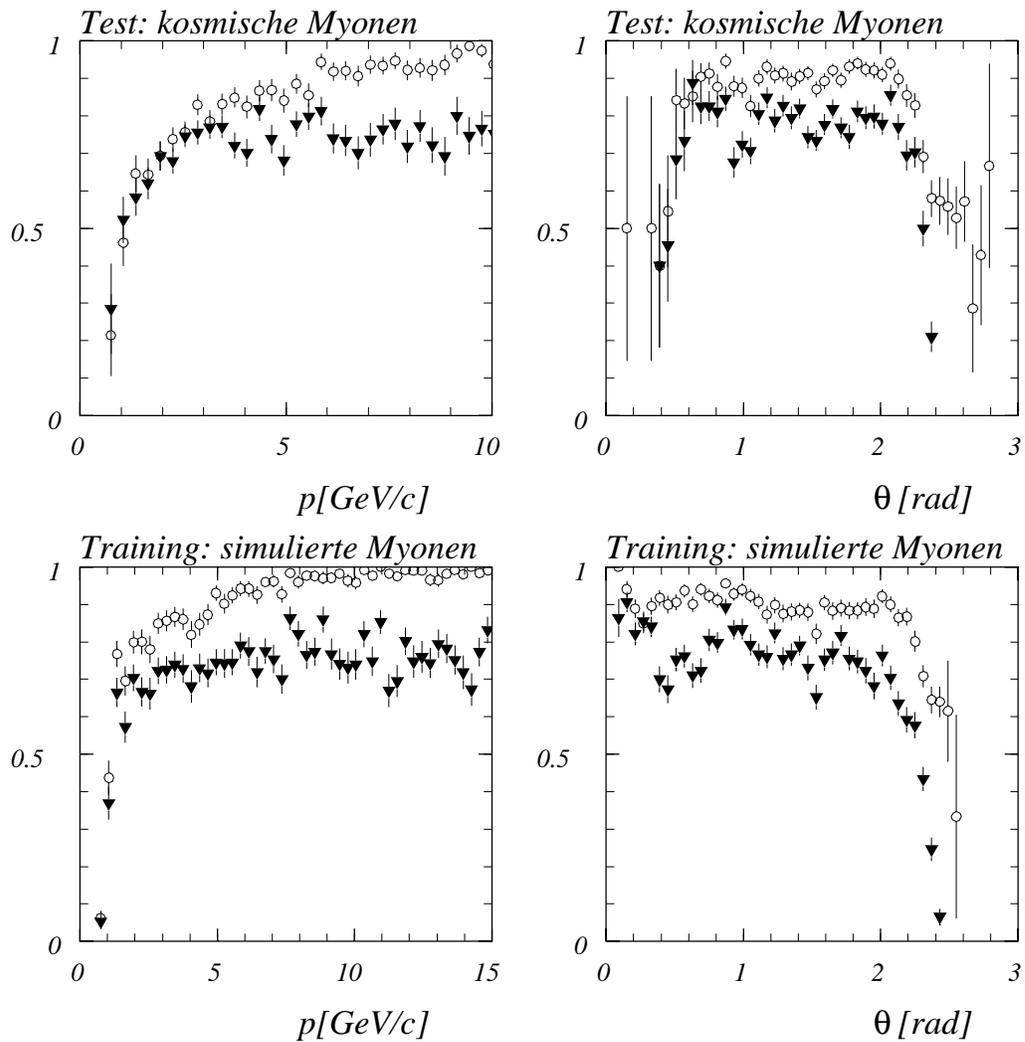


Abbildung 5.14: Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit 'konventioneller'-'Kalorimeter-Myonen' mit den anhand der neuronalen Mustererkennung (Struktur I, 22 Eingangsparameter) gefundenen Myonen

### 5.6.3 Fehler in der Generalisation

Benutzt man die feine Zellstruktur (Struktur II), so erhält man einschließlich Spur-Impuls  $p$  und -Polarwinkel  $\theta$

- 92 Eingangsneuronen

für das neuronale Netz. Das Netz soll wieder aus zwei inneren Ebenen und einer Ausgangsebene mit einem Neuron bestehen. Die zweite innere Ebene soll aus drei Neuronen gebildet werden. Da die Zahl der Eingangsneuronen sehr hoch ist, wird die Zahl der Neuronen in der ersten inneren Ebene durch die Anzahl der zur Verfügung stehenden Lernmuster begrenzt. Als guter Wert für die minimale Anzahl von Lernmustern wird das *zehnfache* der Anzahl der Matrixelemente der Gewichte aller Ebenen bezeichnet [Pet91]. Mit etwa 12000 zur Verfügung stehenden Mustern (simulierte Myonen und Pionen) sind

- 10 Neuronen in der ersten inneren Ebene sowie
- 3 Neuronen in der zweiten inneren Ebene und
- 1 Neuron in der Ausgangsebene

sinnvoll. Die restlichen Parameter werden wie in dem groben Netz (Struktur I) beibehalten. Für ein Netz mit einer so großen Anzahl von Eingangsneuronen sind 10 Neuronen in der ersten inneren Ebene sehr wenig.

Der Test nach dem Training mit simulierten Myonen fällt dennoch sehr gut aus, jedoch lassen sich die so gefundenen Gewichte nicht richtig auf unbekannte Daten verallgemeinern. Beim Test mit kosmischen Myonen ist die Trennung von Myonen und Pionen bei niedrigen Impulsen nicht mehr richtig möglich. Dies kann unterschiedliche Gründe haben:

1. Die Anzahl der verwendeten Muster in der Trainingsphase ist zu klein.
2. 90 Eingangsneuronen sind zu viel, die Kalorimeterdaten sind vollkommen ungefiltert, kleine Unterschiede zwischen simulierten Myonen und Daten werden nicht mehr ausgeglichen.
3. 10 Neuronen in der ersten inneren Ebene sind zu wenig.

## 5.7 Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Neuronale Netze sind in der Regel robuster und toleranter gegenüber veränderten Eingangsbedingungen und Fehlern. Dieses Verhalten soll zum einen anhand des neuronalen Netzes mit grober Zellstruktur (Abschnitt 5.6.2) überprüft werden. Zu diesem Zweck werden die Zellenergien sowie die Spurparameter willkürlich variiert. Zum anderen wird die Stabilität anhand des neuronalen Netzes aus Abschnitt 5.5.2 durch Verringerung der Zylinderradien  $r_a$  und  $r_b$  untersucht.

### 5.7.1 Variation der Zellenergie und der Spurparameter

In diesem Abschnitt wird das neuronale Netz mit der groben Zellstruktur (Struktur I) verwendet. Die hiermit erzielten Ergebnisse werden mit den anhand konventioneller Schnitte nach Tabelle 3.1 erzielten Ergebnissen verglichen. Es werden folgende Veränderungen an den Eingangsdaten vorgenommen:

- Erhöhung der Energie jeder angesprochenen Kalorimeterzelle um 50% und Analyse der Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen,
- Verminderung der Energie jeder angesprochenen Kalorimeterzelle um 50% unter Beobachtung der Erhöhung des Untergrundes an fehlidentifizierten Pionen und
- Variation der Spurparameter  $\rho, \theta, \phi, dca, z_0$  mit einem Zufallsgenerator um maximal 10%.

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.15 bis 5.17 an kosmischen Myonen und Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall dargestellt. Aufgetragen sind jeweils die Raten für 'neuronale' (Kreise) und 'konventionelle' (Quadrate) Myonen unter den geänderten Bedingungen und im Vergleich hierzu die konventionellen Wahrscheinlichkeiten unter den ursprünglichen Bedingungen (Dreiecke). In Bezug auf den Untergrund an fehlidentifizierten Pionen ist das neuronale Netz leicht und im Erkennen von Myonen deutlich besser als das konventionelle Verfahren.

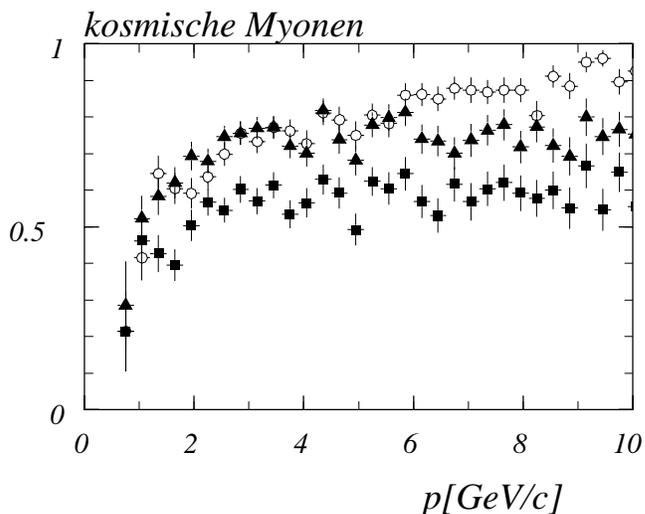


Abbildung 5.15: Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen; Erhöhung der Energie jeder angesprochenen Zelle um 50% für 'neuronale' (Kreise) und 'konventionelle' (Quadrate) Myonen unter den geänderten Bedingungen und die konventionellen Wahrscheinlichkeiten unter den ursprünglichen Bedingungen (Dreiecke).

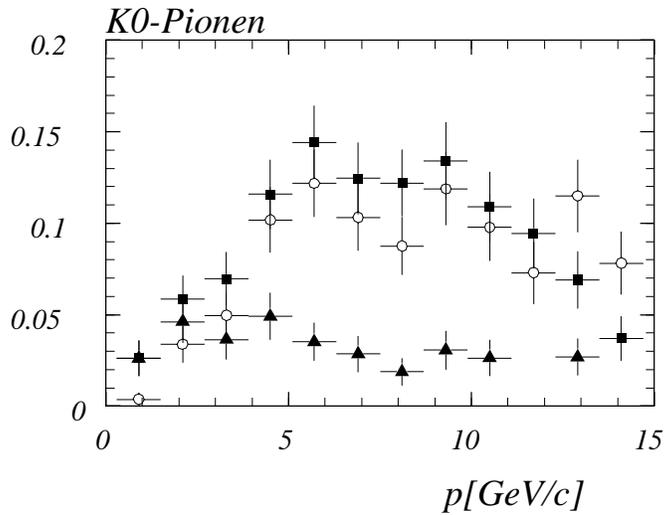


Abbildung 5.16: Untergrund an  $K^0$ -Pionen; Verminderung der Energie jeder angesprochenen Zelle um 50% für 'neuronale' (Kreise) und 'konventionelle' (Quadrate) Myonen unter den geänderten Bedingungen und die konventionellen Wahrscheinlichkeiten unter den ursprünglichen Bedingungen (Dreiecke).

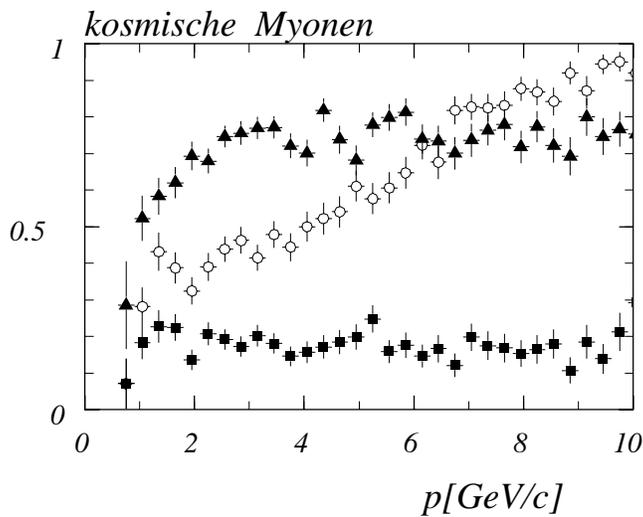


Abbildung 5.17: Variation der Spurparameter  $\rho, \theta, \phi, dca, z_0$  mit einem Zufalls-Generator um maximal 10% für 'neuronale' (Kreise) und 'konventionelle' (Quadrate) Myonen unter den geänderten Bedingungen und die konventionellen Wahrscheinlichkeiten unter den ursprünglichen Bedingungen (Dreiecke).

### 5.7.2 Verringerung der Suchradien $r_a$ und $r_b$

In diesem Abschnitt wird das anhand der aufsummierten Kalorimeterdaten trainierte neuronale Netz aus Abschnitt 5.5.4 verwendet.

In der Abbildung 5.18 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen für verringerte Zylinderradien  $r_a = 8\text{ cm}$  und  $r_b = 25\text{ cm}$  aufgetragen:

- 'konventionelle-Kalorimeter-Myonen' mit optimierten Spuren (Dreiecke),
- 'konventionelle- Kalorimeter-Myonen' ohne optimierte Spuren (Quadrate),
- 'neuronale' Myonen ohne optimierte Spuren (Kreise).

Verwendet man die kleineren Radien  $r_a = 8\text{ cm}$  und  $r_b = 25\text{ cm}$ , paßt die Helix jedoch nicht an das Kalorimeter an, so bricht die Nachweiswahrscheinlichkeit der 'normalen' Myonen zusammen, sie liegt dann zwischen 30% und 40%. Die 'neuronalen' Myonen werden hierdurch nicht sonderlich beeindruckt; mit diesem Verfahren werden lediglich unter  $5\text{ GeV}$  weniger Myonen erkannt. Dabei wurde das neuronale Netz mit den größeren Radien  $r_a = 15\text{ cm}$  und  $r_b = 30\text{ cm}$  trainiert.

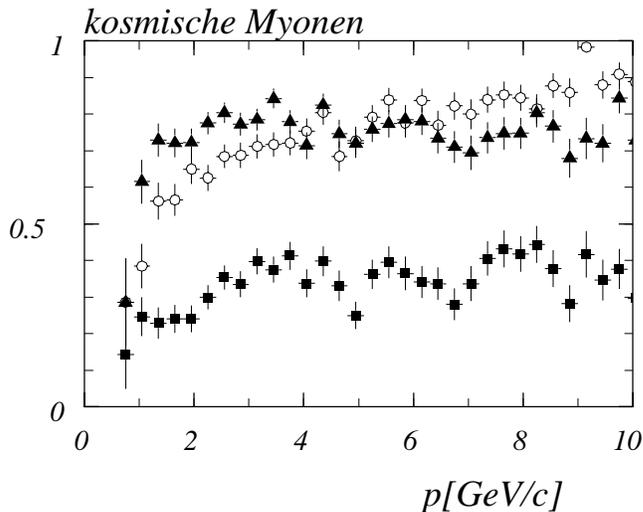


Abbildung 5.18: Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen; 'normale' Myonen mit an das Kalorimeter angepaßten Spuren (Dreiecke); 'normale' Myonen mit nicht-angepaßten Spuren (Quadrate); 'neuronalen' Myonen ohne angepaßte Spuren (Kreise).

Durch die Verringerung von innerem und äußerem Radius kann eine Verschlechterung der Spurqualität in der Jetkammer simuliert werden, die Myonspuren im Kalorimeter befinden sich nicht mehr vollständig innerhalb des inneren Zylinders  $r_a$ . Das neuronale Netz kann mit einer solchen Änderung gut umgehen, die Nachweiswahrscheinlichkeit ist 30% bis 50% höher als die der konventionellen Schnittmethode. Die Schnitte für

'normale' Myonen, die in Tabelle 3.1 beschrieben wurden, hängen unter anderem wesentlich von einer großen Anzahl angesprochener hadronischer Lagen innerhalb von  $r_a$  ab. Die Entscheidung des neuronalen Netzes hängt dagegen von der Gesamtheit der Eingabeparameter ab und ist damit weniger stör anfällig.

### 5.7.3 Zusammenfassung

Unter Verwendung neuronaler Netze lassen sich Pionen und Myonen besser als mit konventionellen Schnitten trennen. Besonders das neuronale Netz, das Kalorimeter- und Eisen-Informationen verwendet, hat bei Impulsen größer  $2\text{ GeV}$  eine Nachweiswahrscheinlichkeit von mehr als 90%. Dabei ist der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen nicht größer als der unter Verwendung konventioneller Schnitte. Weitere Verbesserungen sollten erreicht werden, wenn man weitere Qualitätskriterien aus dem instrumentierten Eisen verwendet (etwa die Anzahl der angesprochenen Lagen oder den kleinsten Abstand der Eisenspur von der dazugehörenden Spur im Spursystem . . . [Sch93]).

Die Erkennung von Myonen im H1-Kalorimeter anhand einer virtuellen Zellstruktur ist mit Hilfe neuronaler Netze möglich. Hierdurch vermindert sich der Zeitbedarf für die Myonensuche erheblich. Im Gegensatz zu ersten naiven Erwartungen können mit einer feineren Zellstruktur keine Verbesserungen erreicht werden, die Generalisierung wird schwieriger als bei summierten (gefilterten) Daten. Verwendet man simulierte Teilchen zum Training des neuronalen Netzes, so ist es besser, dem neuronalen Netz summierte (gefilterte) Eingabedaten, die einen Teil der Informationen verschmieren, anzubieten.

Gegenüber geänderten Eingangsdaten und Störungen reagieren neuronale Netze wesentlich unanfälliger als Algorithmen, die auf konventionellen Schnitten beruhen.

Das *simulated annealing*-Minimierungsverfahren kann das Gradientenverfahren wesentlich verbessern. Hierdurch wird die Korrelation zwischen gewünschter und tatsächlicher Ausgabe des neuronalen Netzes optimiert. Die mittels *simulated annealing* ermittelten Gewichte ermöglichen eine Myonidentifikation schon bei *einer* inneren Ebene im gesamten Impulsbereich; verwendet man das Gradientenverfahren zur Bestimmung der Gewichte, so benötigt man zwei innere Ebenen. Ebenso wie bei einer inneren Ebene erwartet man leichte Verbesserungen durch *simulated annealing* auch bei mehreren inneren Ebenen.

Das Verhalten neuronaler Netze ist auch bei Ereignissen mit hoher Spurmultiplicität sehr gut, bei gleichem Untergrund an fehlidentifizierten Pionen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit 10% bis 20% höher als beim konventionellen Verfahren (Kapitel 6).

# Kapitel 6

## Myonerkennung in simulierten und 'echten' $ep$ -Wechselwirkungen

Bis jetzt wurde der Algorithmus zur Myonerkennung im H1-Kalorimeter an einzelnen kosmischen Myonen und einzelnen simulierten Myonen getestet. Es ist jedoch, besonders im Falle der neuronalen Netze, wichtig, das Verfahren auch auf simulierte und 'echte' Daten aus  $ep$ -Wechselwirkungen anzuwenden. Hierfür werden zum einen in Abschnitt 6.2 simulierte elastische  $J/\Psi$ -Ereignisse und Myonen aus simulierten QED-Prozessen sowie zum anderen Myonen aus simulierten  $b\bar{b}$ -Ereignissen mit höherer Multiplizität verwendet.

Weiterhin werden in Abschnitt 6.3 erste Anwendungen auf echte  $ep$ -Ereignisse durchgeführt.

Zunächst wird in Abschnitt 6.1 ein Überblick über die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse gegeben, dann werden in Abschnitt 6.2 simulierte und in Abschnitt 6.3 'echte' Daten untersucht.

### 6.1 Ereignisse mit Myonen im Endzustand

#### 6.1.1 Photon-Gluon-Fusion

In diesem Abschnitt wird die Erzeugung von schweren Quark-Antiquarkpaaren  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$  in Bereichen erläutert, in denen die Quantenchromodynamik eine störungstheoretische Beschreibung liefert. Die Produktion geschieht durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  in der Ordnung  $(\alpha, \alpha_s)$ , der zugehörige Feynman-Graph ist in Abbildung 6.1 zu finden. Das vom Elektron abgestrahlte Photon wechselwirkt mit dem Gluoninhalt des Protons und erzeugt ein farbgeladenes Quark-Antiquarkpaar  $q\bar{q}$ . Dabei wird der Wirkungsquerschnitt durch Prozesse mit fast reellem Photon  $Q^2 \approx 0$  dominiert, man spricht von Photoproduktion. Durch Abstrahlung eines weiteren Gluons

kann ein gebundener Zustand erzeugt werden (Color-Singlett-Modell), siehe Abbildung 6.2.

Durch Messung von Photon-Gluon-Fusion-Prozessen läßt sich die Gluonstrukturfunktion des Protons bestimmen. Für die unterschiedlichen  $q\bar{q}$ -Paare werden für H1 bei  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  die folgenden Wirkungsquerschnitte angegeben [Ali91]:

- $\sigma(ep \rightarrow b\bar{b}X) = (6.0 \pm 1.1) \text{ nb}$
- $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) = (680_{-180}^{+260}) \text{ nb}$

Die Wirkungsquerschnitte für leichte Quarkpaare sind wesentlich größer, ihre Berechnung ist jedoch schwierig und nicht analog der für schwere Quarkpaare möglich.

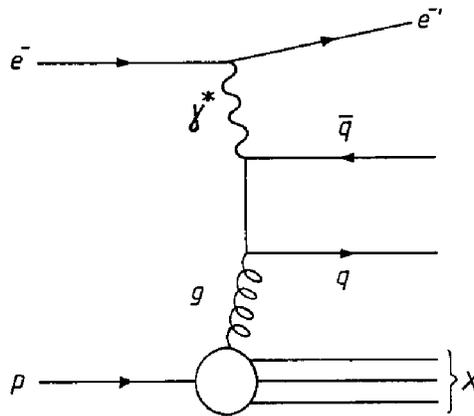


Abbildung 6.1: *Photon-Gluon-Fusion*

### 6.1.2 $J/\Psi$ -Produktion und Zerfall

Die Produktion von  $J/\Psi$ -Mesonen kann inelastisch durch Photon-Gluon-Fusion (Abschnitt 6.1.1) oder durch diffraktive elastische oder diffraktive inelastische Prozesse beschrieben werden.

Die Photon-Gluon-Fusion ist in 'harten' Prozessen anwendbar, in denen das Proton in einzelne Partonen aufgelöst wird. Der entsprechende Feynman-Graph der Ordnung  $(\alpha, \alpha_s^2)$  ist in Abbildung 6.2.a angegeben. Das Proton wird inelastisch gestreut, man spricht von inelastischer  $J/\Psi$ -Produktion. Der Wirkungsquerschnitt wird in [Jun91] mit  $3.2 \text{ nb}$  angegeben.

In 'weichen' Prozessen erfolgt die Streuung am ganzen Proton, seine Struktur kann nicht aufgelöst werden. Der Prozeß ist nicht störungstheoretisch berechenbar, er wird

phänomenologisch als diffraktiver Prozeß beschrieben: die Wechselwirkung des Photons mit dem  $J/\Psi$ -Meson wird anhand des Vektordominanz-Modells beschrieben, die Wechselwirkung des Protons mit dem  $J/\Psi$ -Meson erfolgt durch das Pomeron. Die diffraktive elastische  $J/\Psi$ -Produktion ist in Abbildung 6.2.b dargestellt, analog dazu gibt es auch diffraktiv inelastische Prozesse. Der gesamte diffraktive Wirkungsquerschnitt wird in [Smi93] zu  $10\text{ nb}$  abgeschätzt, dort sind die verschiedenen Produktionsprozesse ausführlicher beschrieben.

Das  $J/\Psi$ -Meson zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis von 5.97% [PDG92] in zwei Myonen ( $\mu^+\mu^-$ ). Über diese beiden Zerfallsmyonen kann das  $J/\Psi$ -Meson im H1-Detektor nachgewiesen werden. Die Masse des Mesons beträgt  $M_{J/\Psi} = 3.097\text{ GeV}$ . Weitere Zerfallskanäle sind der Zerfall in zwei Elektronen (6.27%) oder in Hadronen.

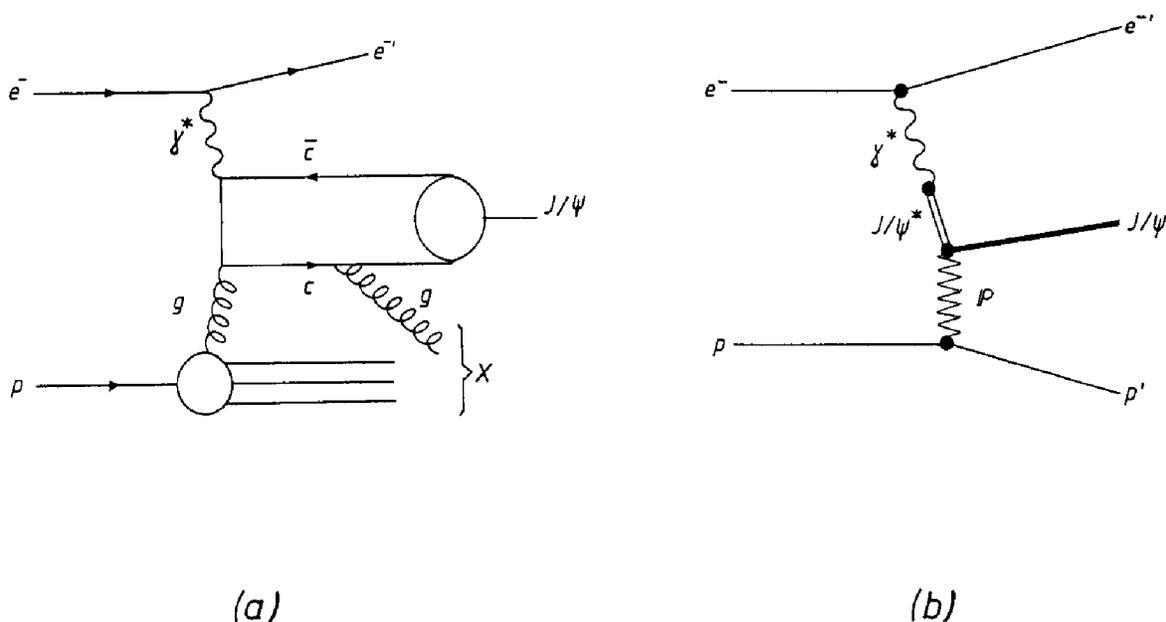


Abbildung 6.2: (a) Inelastische Erzeugung eines  $J/\Psi$ -Mesons durch Photon-Gluon-Fusion und (b) diffraktiv elastische Produktion

### 6.1.3 QED-Prozesse

Ein weiterer Prozeß mit zwei Myonen im Ausgangskanal ist die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Dieser Prozeß ist in Abbildung 6.3 als Feynman-Graph dargestellt. Sowohl an das Elektron als auch an das Proton koppelt ein quasireelles Photon. Der totale Wirkungsquerschnitt wird von [Due94] mit  $103\text{ nb}$  angegeben, der größte Teil entfällt auf den elastischen Anteil, der inelastische Anteil liegt bei  $7.05\text{ nb}$ . Dieser Prozeß ist anhand der QED genau berechenbar, deshalb kann man ihn zur Luminositätsbestimmung verwenden.

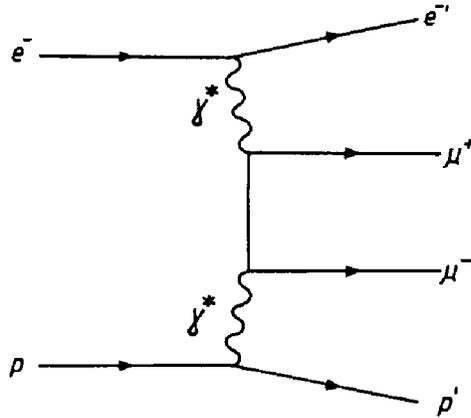


Abbildung 6.3: Erzeugung eines QED-Myonpaares

### 6.1.4 Schwere Quarkpaare

Über Photon-Gluon-Fusion werden  $b\bar{b}$ - und  $c\bar{c}$ -Quark-Antiquarkpaare erzeugt. Diese schweren Quarks können durch die schwache Wechselwirkung unter Emission eines Myons und eines Neutrinos in leichte Quarks zerfallen. Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines  $b$ -Quarks in ein Myon und ein Neutrino beträgt 10.3%, für ein  $c$ -Quark 10.5% [PDG92]. Damit haben etwa 34% aller  $b\bar{b}$ - und 19% aller  $c\bar{c}$ -Ereignisse mindestens ein Myon im Endzustand, wodurch diese Ereignisse nachgewiesen werden können. Die Signatur für  $b\bar{b}$ -Ereignisse mit einem Myon im Ausgangskanal wurde im Rahmen einer Diplomarbeit untersucht [Fee91].

Die  $c\bar{c}$ -Ereignisse können darüberhinaus auch über das  $D^*$  nachgewiesen werden.

## 6.2 Nachweiswahrscheinlichkeiten bei simulierten Ereignissen

In diesem Abschnitt soll zum einen abgeschätzt werden, wie groß der Gewinn an selektierten elastischen  $J/\Psi$ - und QED-Ereignissen ist, wenn man zusätzlich zum Myondetektor das Kalorimeter zur Myonsuche verwendet.

Bei diesen Ereignissen sind die Myonen im Detektor isoliert, so daß keine Änderung in der Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber kosmischen oder simulierten einzelnen Myonen erwartet wird.

Zum anderen soll anhand von  $b\bar{b}$ -Ereignissen untersucht werden, inwiefern sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für das Kalorimeter bei Ereignissen mit hoher Teilchenmultiplizität verändert. Da sich bei diesen Ereignissen dicht neben einem Myon auch

mehrere Pionen befinden können, erwartet man eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im Kalorimeter, da die aufsummierten Energien durch Überlagerung der Signale für die Myonerkenung zu groß werden können. Diese Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit tritt insbesondere im Vorwärtsbereich des Detektors ein, da hier die Spurmultiplicitäten am höchsten sind.

Die hier verwendeten  $ep$ -Daten wurden mit PYTHIA [Ben87], [Sjo92] ( $b\bar{b}$  und  $J/\Psi$ ) und LPAIR (QED-Prozesse) simuliert. Dabei wurden die  $J/\Psi$ -Mesonen, die in ein Myonpaar zerfallen, elastisch diffraktiv erzeugt, die  $b\bar{b}$ -Ereignisse wurden durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt.

Für die Myonerkenung werden folgende Bezeichnungen verwendet:

- **'Normale'** bzw. **'konventionelle'** **Myonen** sind die anhand der Schnitte aus Tabelle 3.1 erkannten Myonen.
- **'Schwache'** und **'gute'** **Myonen** kennzeichnen die Myonbedingungen aus Abschnitt 3.5, die gegenüber den 'normalen' Bedingungen abgeschwächt bzw. verschärft sind.
- **'Eisen'-Myonen** sind Spuren in den Spurkammern, die mit einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit von mehr als 0.1% mit einer Spur im Myonsystem verbunden werden können.
- **'Neuronale'** **Myonen** bezeichnen die anhand des neuronalen Netzes aus Abschnitt 5.5.2 klassifizierten Spuren. Dieses neuronale Netz verwendet die aufsummierten Kalorimeterdaten aus Abschnitt 3.2.1.
- **'Neuronale-Eisen-Myonen'** verwenden zusätzlich zum Kalorimeter Eiseninformationen (Abschnitt 5.5.7).
- **'Neuronale-Zell-Myonen'** sind die anhand der groben Zellstruktur (Struktur I) nach Abschnitt 5.6.2 identifizierten Myonen.

### 6.2.1 Elastische $J/\Psi$ -Zerfälle

In Abbildung 6.4 ist der Impuls  $p$  der Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall als Funktion des Polarwinkels  $\theta$  aufgetragen. Im Zentralbereich liegt der Impuls der Zerfallsmuonen zwischen 1 und 2  $GeV$ , im Vorwärts- und Rückwärtsbereich sind die Impulse größer als 2  $GeV$ . Damit ist die Identifikation der Myonen im Zentralbereich mit dem instrumentierten Eisen problematisch, im Vorwärts- und Rückwärtsbereich sollte der Myondetektor ausreichen, durch das Kalorimeter erwartet man hier leichte Verbesserungen.

In Abbildung 6.5 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'Eisen'- und 'normale' Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall in Abhängigkeit von Impuls  $p$  und Polarwinkel  $\theta$  aufgetragen. Im

Vorwärts- und Rückwärtsbereich liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Myondektektor bei 90%, im Zentralbereich sinkt sie auf 10% ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für das Kalorimeter hingegen liegt zwischen 70 und 80% und nimmt im Rückwärtsbereich schnell ab. Durch Verwendung der Kalorimeterinformation gewinnt man im Zentralbereich um 65% der Zerfallsmyonen hinzu. Die Impuls- und Winkelverteilung der zusätzlich durch das Kalorimeter identifizierten Myonen ist in Abbildung 6.6 aufgetragen.

In Tabelle 6.1 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall unter verschiedenen Bedingungen über den gesamten Impuls- und Winkelbereich summiert angegeben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'normale' Myonen ist mit 55.4% gering. Diese Zahl ist darauf zurückzuführen, daß ab  $2.2\text{rad}$  keine effiziente Myonidentifikation im Kalorimeter möglich ist.

Myonen	Wahrscheinlichkeit
'normale'	55.4%
'Eisen'	46.3%
'normale' oder 'Eisen'	79.3 %
'schwache' oder 'Eisen'	86.5%
'neuronale'	58.9%
'neuronale-Eisen'	68.4%
'neuronale-Zell'	62.9%

Tabelle 6.1: *Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall*

Die simulierten  $J/\Psi$ -Mesonen zerfallen in zwei Myonen, anhand derer sie, um Untergrund zu unterdrücken, selektiert werden können. Mittels zweier nachgewiesener 'Eisen'-Myonen findet man aus 2141 simulierten  $J/\Psi$ -Zerfällen lediglich 304 Ereignisse (14%). Nimmt man das Kalorimeter ('schwache' Bedingung) hinzu, so erhöht sich diese Zahl auf immerhin 1102 selektierte Ereignisse (51.5%). Die Zunahme an selektierten  $J/\Psi$ -Ereignissen durch Hinzunahme der 'schwachen' Kalorimeterbedingung ist in Abbildung 6.7 anhand der invarianten Masse der selektierten  $J/\Psi$ -Ereignisse dargestellt.

77,1% aller  $J/\Psi$ -Ereignisse mit sichtbarer Spur haben mindestens eine Spur im Zentralbereich des Detektors [Sell91]. Damit läßt sich der hohe Zugewinn an selektierten Ereignissen unter Hinzunahme der Kalorimeterinformation erklären, da gerade im Zentralbereich die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'Eisen'-Myonen sehr gering ist (Abbildung 6.5).

Die Verluste bei der Selektion von  $J/\Psi$ -Ereignissen anhand zweier identifizierter Myonen sind zum einen darauf zurückzuführen, daß lediglich 73% aller Ereignisse zwei sichtbare Spuren haben. Dabei wird eine Spur als sichtbar bezeichnet, wenn sie aus dem Strahlrohr heraus in den Detektor gelangt. Die sichtbaren Spuren werden zum anderen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit (Tabelle 6.1) nachgewiesen.

Die Effizienz für die verschiedenen Selektionsschritte ist in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Kriterium	selekt. $J/\Psi$ -Ereignisse
2 sichtbare Spuren	73.2 %
2 'Eisen'-Myonen	14.8 %
2 'Eisen'- oder 'schwache' Myonen	51.5 %

Tabelle 6.2: Anzahl der selektierten  $J/\Psi$ -Ereignisse für verschiedene Selektionen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'neuronale' Myonen (Tabelle 6.1) ist etwas höher als die Nachweiswahrscheinlichkeit 'konventioneller' Myonen. Der Zuwachs durch die Verwendung des neuronalen Netzes fällt relativ klein aus, da die Impulse der Myonen in der Hauptsache unter  $3\text{ GeV}$  liegen. Hier lassen sich nur schwer Verbesserungen erzielen.

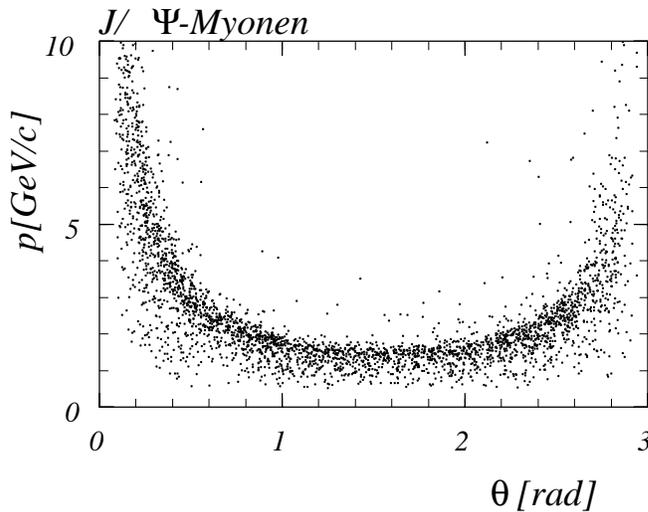


Abbildung 6.4: Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall, der Impuls ist als Funktion von  $\theta$  aufgetragen.

## 6.2.2 Myonpaare aus Photon-Photon-Streuung

Die Myonpaare aus Zwei-Photon-Reaktionen haben deutlich kleinere Impulse (Abbildung 6.8) als die Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall. Dadurch wird die Myonidentifikation schwieriger. Im Vorwärtsbereich lassen sich 60% der Myonen durch das instrumentierte Eisen nachweisen, das Kalorimeter hat hier eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit von fast 90%. Im Gegensatz zu den Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall lassen sich bei den QED-Myonen auch im Vorwärtsbereich Steigerungen der Nachweiswahrscheinlichkeit durch das Kalorimeter erzielen. Dies liegt an den niedrigeren Impulsen ( $< 5\text{ GeV}$ ). Die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'normale' und 'Eisen'-Myonen ist in Abbildung 6.9 abgebildet.

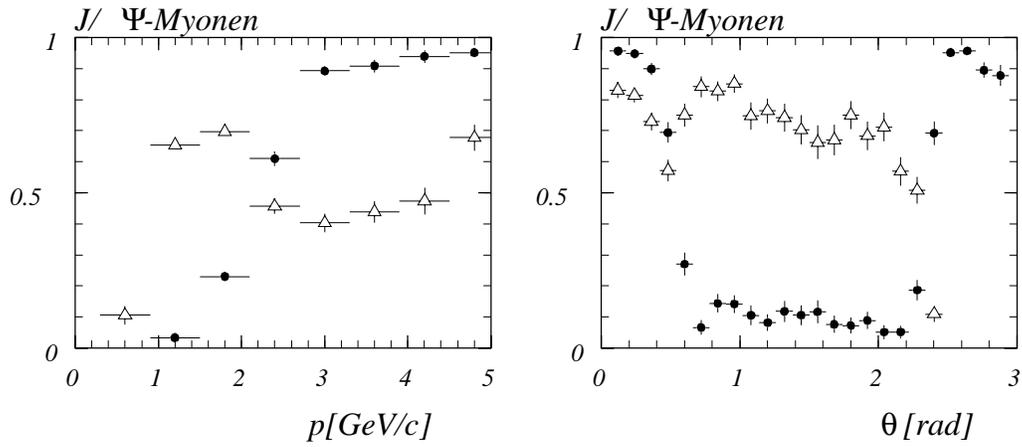


Abbildung 6.5: Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall, Nachweiswahrscheinlichkeit von 'normalen' (Dreiecke) und 'Eisen'- (Kreise) Myonen.

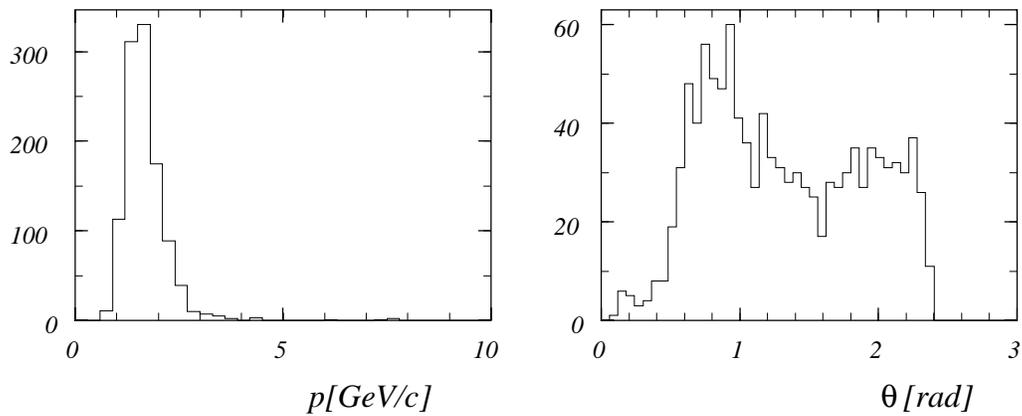


Abbildung 6.6: Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall, die im Kalorimeter und nicht im Eisen erkannt werden.

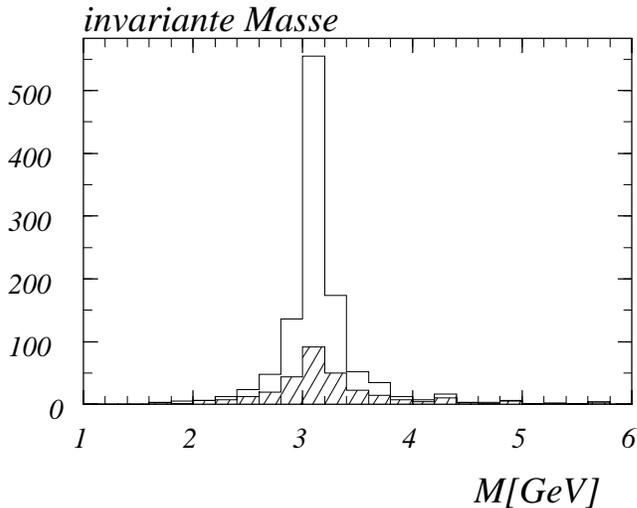


Abbildung 6.7: *Invariante Masse der durch zwei 'Eisen'-Myonen (schraffiert) und der durch zwei 'Eisen'- oder 'schwache' Myonen selektierten  $J/\Psi$ -Ereignisse.*

Im Zentralbereich sind die Impulse der Myonen so gering ( $< 1.5 \text{ GeV}$ ), daß nur etwa 10% der Myonen durch das instrumentierte Eisen nachgewiesen werden können, anhand des Kalorimeters immerhin etwa 45%. Die Impuls- und Winkelverteilung der Myonen, die im Kalorimeter und nicht im Myondetektor nachgewiesen werden, ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

Kriterium	selekt. QED-Ereignisse
2 sichtbare Spuren	33.9 %
2 'Eisen'-Myonen	2.8 %
2 'Eisen'- oder 'schwache' Myonen	14.7 %

Tabelle 6.3: *Anzahl der selektierten QED-Ereignisse für verschiedene Selektionen*

Die Ereignisse sollen nach zwei identifizierten Myonen selektiert werden. Von 3979 zur Verfügung stehenden simulierten Ereignissen haben 2602 Ereignisse (33.9%) zwei im Spursystem sichtbare Spuren. Anhand zweier nachgewiesener Spuren im instrumentierten Eisen werden 113 (2.8%) der Ereignisse ausgewählt, nimmt man das Kalorimeter ('schwache' Bedingung) hinzu, so sind es 584 (14.7%) (Tabelle 6.3). Die invariante Masse der selektierten QED-Ereignisse ist in Abbildung 6.11 dargestellt.

### 6.2.3 $b\bar{b}$ -Ereignisse

In diesem Abschnitt werden  $b\bar{b}$ -Ereignisse untersucht. Hierbei soll nicht so sehr der Zuwachs an selektierten Ereignissen durch Verwendung des Kalorimeters, sondern die Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Kalorimetermyonen bei Ereignissen

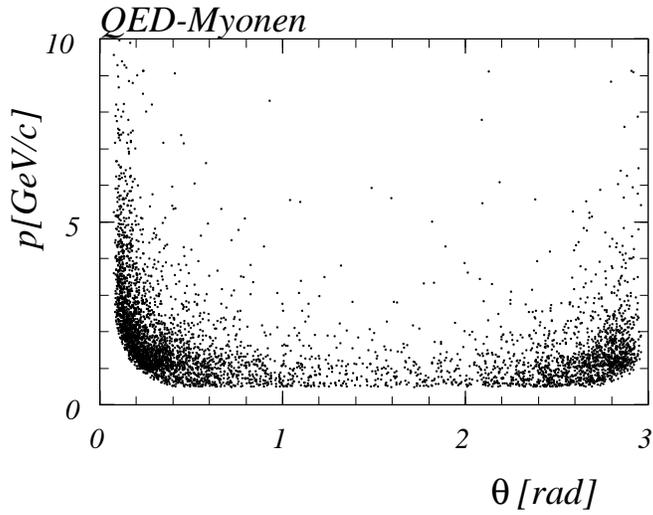


Abbildung 6.8: Myonen aus QED-Prozessen, der Impuls ist als Funktion von  $\theta$  aufgetragen.

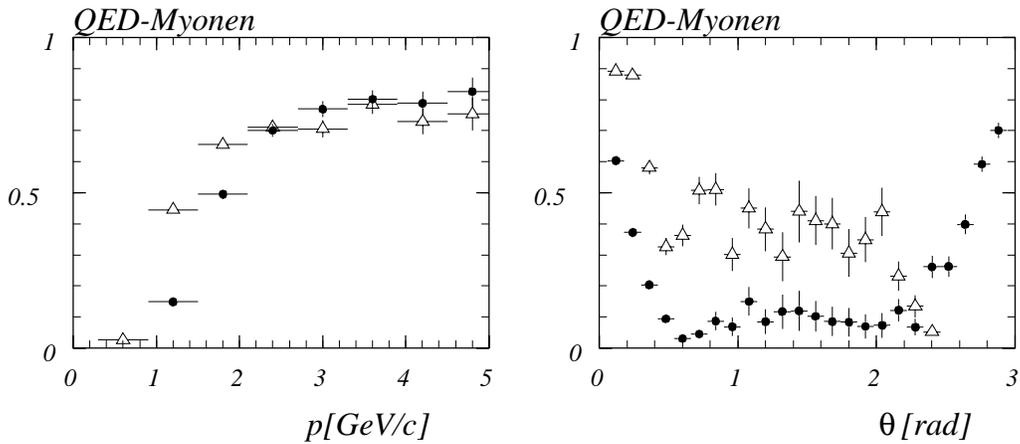


Abbildung 6.9: Myonen aus QED-Prozessen, Nachweiswahrscheinlichkeit von 'normalen' (Dreiecke)- und 'Eisen'- (Kreise) Myonen.

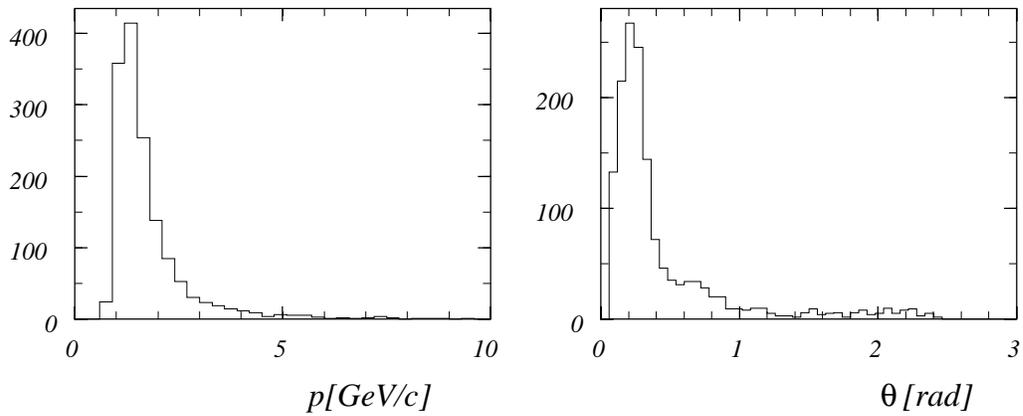


Abbildung 6.10: *Myonen aus QED-Prozessen, die im Kalorimeter und nicht im Eisen erkannt werden.*

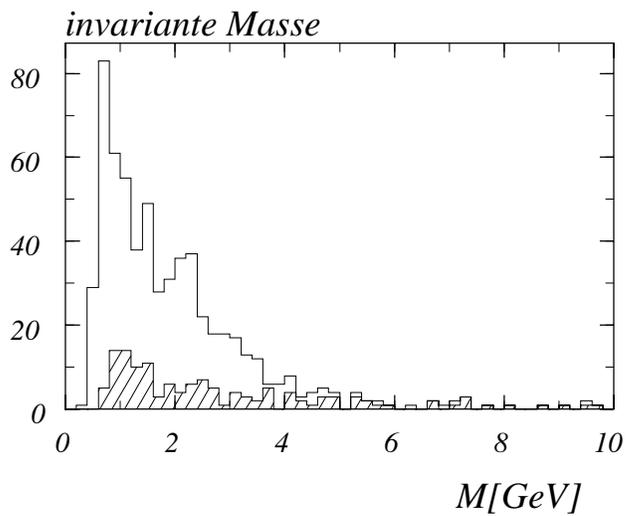


Abbildung 6.11: *Invariante Masse der durch zwei 'Eisen'-Myonen (schraffiert) und der durch zwei 'Eisen'- oder 'schwache' Myonen selektierten QED-Ereignisse*

mit hoher Multiplizität im Vordergrund stehen. Die Verbesserungen, die man bei dieser Ereignisklasse erwarten kann, liegen in der Reduktion des Untergrundes an fehlidentifizierten Pionen, die falsch mit einer Spur im instrumentierten Eisen verbunden werden.

Die Multiplizität aller sichtbaren Spuren mit einem Spur-Impuls größer als  $0.8 \text{ GeV}$  ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Im Mittel hat jedes Ereignis 8.6 Spuren mit  $p > 0.8 \text{ GeV}$ , diese befinden sich in der Hauptsache im Vorwärtsbereich des Detektors. Die Multiplizität aller sichtbaren Spuren ist wesentlich höher, sie liegt bei 19 rekonstruierten Spuren in der zentralen Spurkammer. Die Teilchen mit Impulsen unter  $0.8 \text{ GeV}$  haben jedoch keinen Einfluß auf die Myonerkennung, da ihre Energiedeposition im Kalorimeter zu klein ist.

In jedem Ereignis befindet sich mindestens ein Myon aus einem  $b$ -Zerfall, in etwa 10% der Ereignisse befinden sich zwei Myonen aus  $b$ -Zerfällen.

Im Zentralbereich sind die Myonen aus  $b$ -Zerfällen meistens isoliert, im Vorwärtsbereich ist dies nicht der Fall, die Nachweiswahrscheinlichkeit für Kalorimetermyonen sollte sich hier gegenüber isolierten Myonen verändern, da sich hier dicht bei den Myonspuren im Kalorimeter auch störende Pionspuren befinden können.

In Abbildung 6.13 ist der Impuls der Zerfallsmyonen als Funktion des Polarwinkels  $\theta$  aufgetragen. Die Impulse im Zentralbereich sind höher als bei den Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall, sie reichen bis etwa  $4 \text{ GeV}$ , im Vorwärtsbereich treten auch höhere Impulse auf.

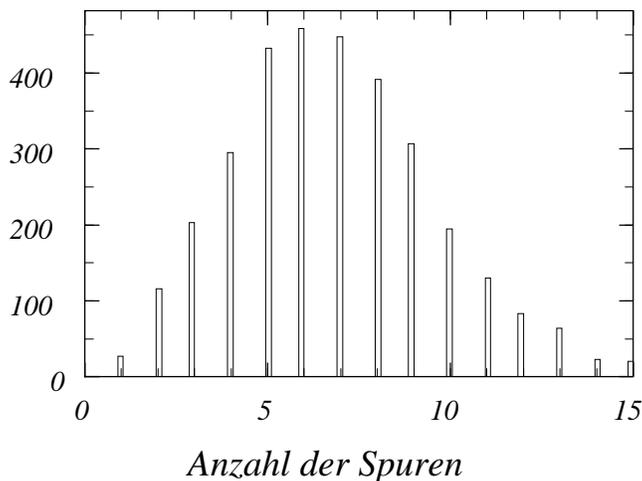


Abbildung 6.12: *Multiplizität aller Spuren mit Impulsen größer  $0.8 \text{ GeV}$  für die  $b\bar{b}$ -Ereignisse*

In Abbildung 6.14 und 6.15 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'normale' und 'Eisen'-Myonen sowie für 'neuronale' und 'neuronale Eisen'-Myonen als Funktion des Impulses  $p$  und Polarwinkels  $\theta$  aufgetragen. Im Zentralbereich liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der kleinen Impulse für 'normale' Myonen etwas unter 70% und für 'Eisen'-Myonen bei 60%. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für 'neuronale' Myonen

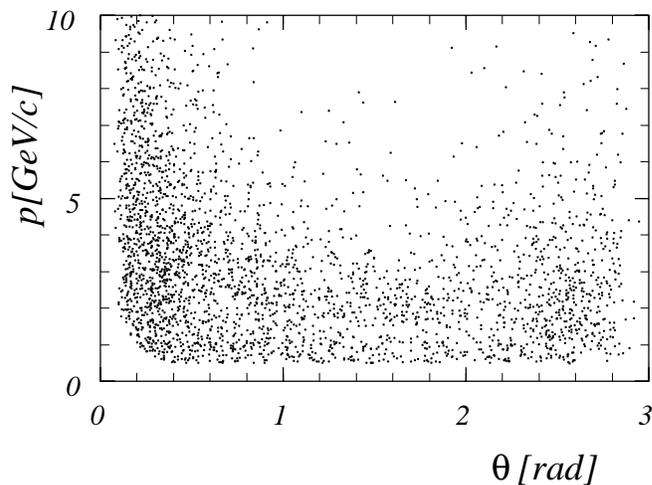


Abbildung 6.13:  $b\bar{b}$ -Ereignisse: Impuls als Funktion von  $\theta$  für die Zerfalls-Myonen

ist mit der für 'normale' Myonen vergleichbar. Im Vorwärtsbereich liegt die Wahrscheinlichkeit für 'Eisen'-Myonen bei 80%, für 'normale' Myonen fällt sie drastisch auf etwa 30% ab, bei einer hohen Spurmultiplicität ist die Myonidentifikation im Kalorimeter schwierig. Mit dem neuronalen Netz erhöht sich diese Wahrscheinlichkeit auf 40% ('neuronale' Myonen) bzw. auf 50% ('Neuronale-Eisen-Myonen'). Hier macht sich die größere Robustheit des neuronalen Netzes gegenüber Störungen bemerkbar.

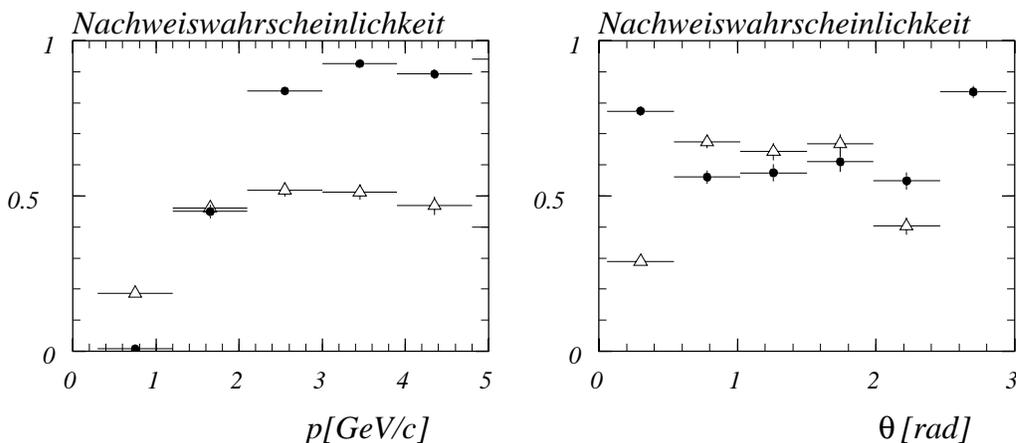


Abbildung 6.14:  $b\bar{b}$ -Ereignisse: Nachweiswahrscheinlichkeit für 'normale' (Dreiecke)- und 'Eisen' (Kreise) Myonen.

Der Untergrund an Pionen, die als Myonen identifiziert werden, ist in Abbildung 6.16 als Funktion von Impuls und Polarwinkel aufgetragen. Man erhält eine deutliche Verbesserung durch Verwendung des Kalorimeters. Im Vorwärtsbereich werden mehr als 3% der Pionen durch eine Spur im instrumentierten Eisen als Myonen identifiziert. Das

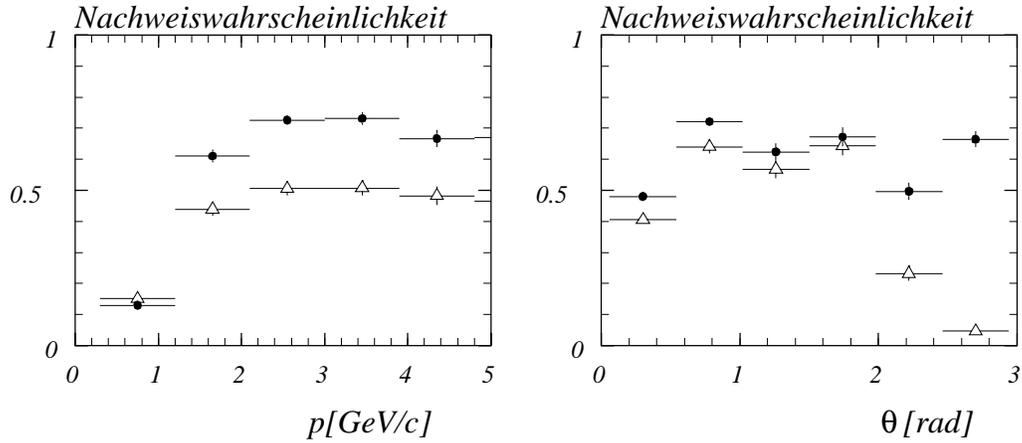


Abbildung 6.15:  $b\bar{b}$ -Ereignisse: Nachweiswahrscheinlichkeit für 'neuronale' (Dreiecke) und 'neuronale Eisen'- (Kreise) Myonen

Kalorimeter reduziert den Untergrund in diesem Bereich unter 1%. Diese Aussagen gelten auch für die 'neuronalen' und 'neuronalen Eisen-Myonen'.

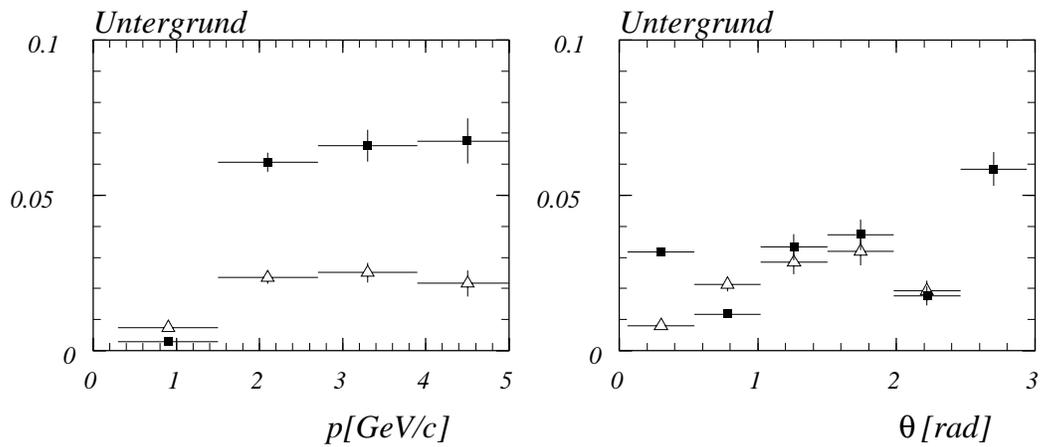


Abbildung 6.16:  $b\bar{b}$ -Ereignisse: Untergrund an fehlidentifizierten Pionen für 'normale' (Dreiecke) und 'Eisen'- (Quadrate) Myonen.

Nur wenige Myonen (10%) werden vom Kalorimeter und nicht vom Myondetektor identifiziert. Die Impuls- und Winkelverteilung dieser Myonen wird in Abbildung 6.17 gezeigt.

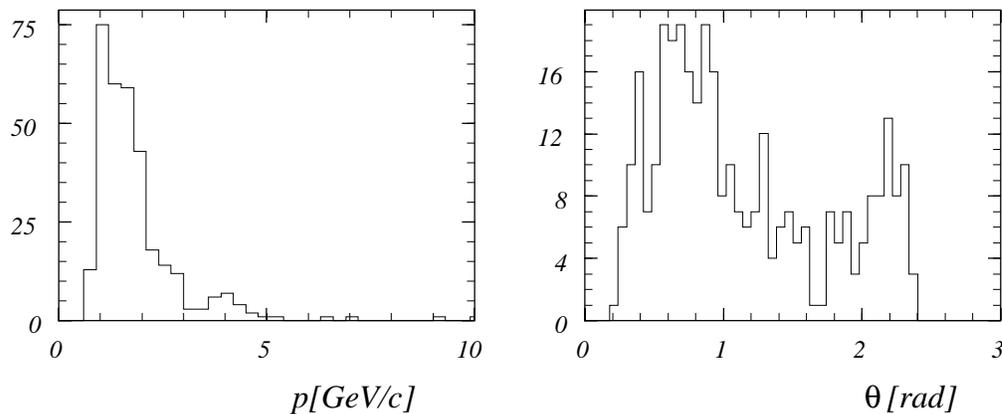


Abbildung 6.17:  $b\bar{b}$ -Ereignisse: Im Kalorimeter und nicht im Myondetektor identifizierte Myonen

### 6.3 Myonnachweis in $ep$ -Daten

Mit der Suche nach Myonen im H1-Kalorimeter verfolgt man drei verschiedene Ziele:

- Myonidentifikation unterhalb  $2\text{ GeV}$ , da hier kein effizienter Nachweis mit Hilfe des instrumentierten Eisens möglich ist,
- Steigerung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Myondetektors im gesamten Impulsbereich durch Verwendung des Kalorimeters,
- Ausschließen von fehlerhaften Verbindungen zwischen Spurkammer und instrumentiertem Eisen durch die Forderung einer passenden Myonspur im dazwischenliegenden Kalorimeter.

Diese Punkte sollen anhand eines Teils der Daten von H1 aus dem Jahren 1992 und 1993 untersucht werden. Die ersten beiden Punkte wurden genau anhand von kosmischen Myonen und simulierten einzelnen Myonen und simulierten Ereignissen mit Myonen im Endzustand studiert, in diesem Abschnitt sollen ersten Anwendungen auf Daten vorgeführt werden.

Für die Unterdrückung der durch das instrumentierte Eisen fehlidentifizierten Teilchen können nur Abschätzungen gemacht werden. Eine solche Abschätzung wird am Ende dieses Abschnittes durchgeführt.

#### 6.3.1 $J/\Psi$ -Kandidaten in $ep$ -Daten

Kandidaten für  $J/\Psi$ -Ereignisse mit geringer Teilchenmultiplizität wurden für Daten aus dem Jahr 1993 im Rahmen einer Dissertation [Sell93] selektiert. Anhand zweier

nachgewiesener Myonen ('schwaches Kalorimeter'- oder 'Eisen'-Myon) und der Forderung einer geringen Multiplizität wurden aus  $387 \text{ nb}^{-1} \cdot 207$  Ereignisse ausgewählt. Die invariante Masse dieser Ereignisse ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Die Verbesserungen durch Verwendung des Kalorimeters sind deutlich und stimmen mit den Untersuchungen anhand simulierter  $J/\Psi$ -Ereignisse überein. Man findet etwa die vierfache Anzahl von  $J/\Psi$ -Kandidaten mit Hilfe von Myondetektor und Kalorimeter als nur unter Verwendung des Myondetektors.

In Abbildung 6.19 ist ein selektierter  $J/\Psi$ -Kandidat dargestellt. Beide Teilchen werden als 'gute Kalorimeter-Myonen' klassifiziert, nur ein Teilchen als 'Eisen'-Myon.

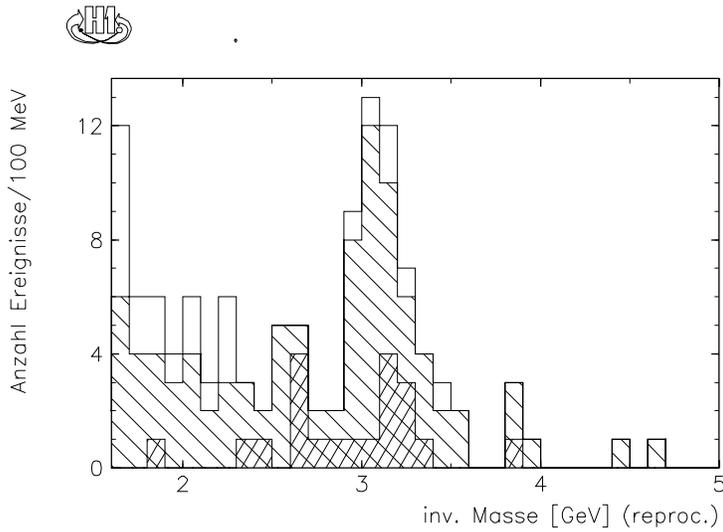


Abbildung 6.18: Invariante Masse der selektierten  $J/\Psi$ -Kandidaten, zwei identifizierte 'Eisen'-Myonen (doppelt schraffiert), eine 'Eisen'- und ein 'schwaches' Myon (einfach schraffiert), zwei 'schwache' Myonen (ohne Schraffur)

### 6.3.2 Myonpaare aus Photon-Photon-Streuung in $ep$ -Daten

QED-Myonen wurden für das Jahr 1992 im Rahmen einer Dissertation selektiert [Due94]. Dabei wurde eine Luminosität von  $23 \text{ nb}^{-1}$  verwendet. Im wesentlichen wird in der Vorselektion eine geringe Spurmultiplicität und ein nachgewiesenes Myon im instrumentierten Eisen verlangt. Aus 105 selektierten Ereignissen findet man mit den oben beschriebenen Kriterien 4 Myonpaare anhand zweier nachgewiesener 'Eisen'-Myonen sowie weitere 5 Myonpaare unter Hinzunahme des Kalorimeters. Durch Verwendung des Kalorimeters kann also eine deutliche Verbesserung erreicht werden.

In Abbildung 6.20 ist ein Kandidat für ein QED-Myonpaar dargestellt. Nur eine Spur kann durch eine Spur im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden, beide Spuren werden vom Kalorimeter als Myonen erkannt.

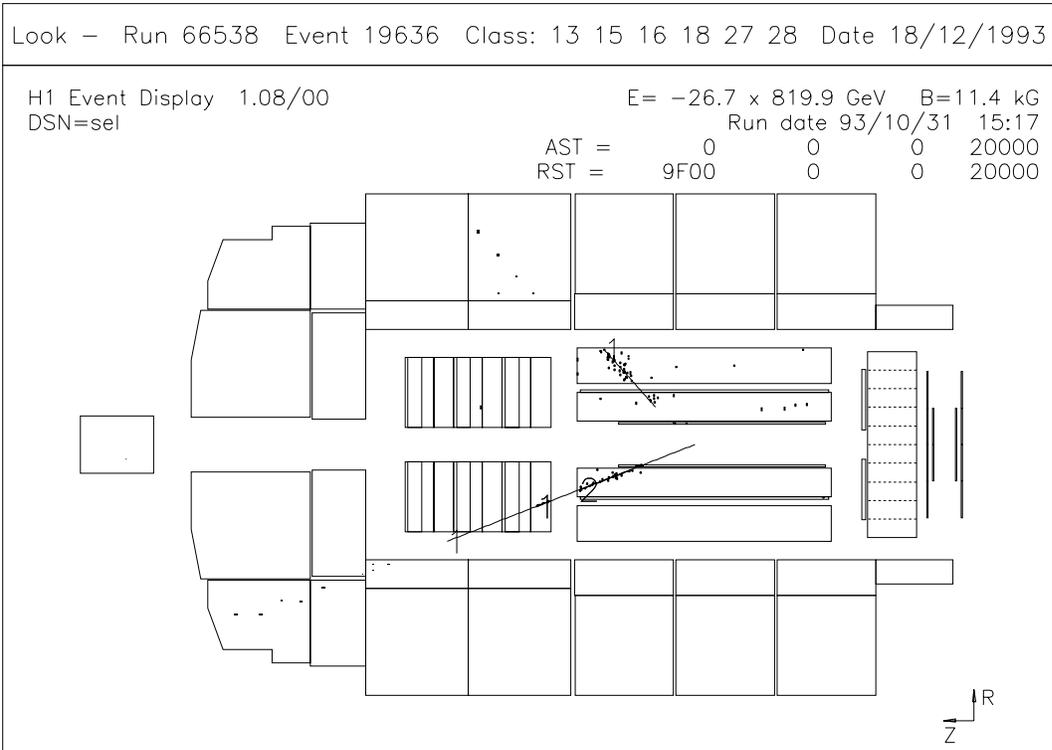


Abbildung 6.19:  $J/\Psi$ -Kandidat ( $m_{inv} = 3.2 \text{ GeV}$ ) mit nur einer Spur im instrumentierten Eisen. Die untere Spur ( $p = 5 \text{ GeV}$ ) wird im Myonendetektor und Kalorimeter nachgewiesen, die obere Spur ( $p = 1.9 \text{ GeV}$ ) nur im Kalorimeter.

### 6.3.3 Reduktion des 'Eisen-Untergrundes'

Der Untergrund an Pionen, die im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden, kann verschiedene Ursachen haben:

1. Hochenergetische Pionen gelangen als minimalionisierende Teilchen durch das Kalorimeter und Eisen (*punch-through*) oder sie schauern zwar im Kalorimeter auf, aber eine sekundäre Spur erzeugt im instrumentierten Eisen ein Signal.
2. Bei Ereignissen mit einem Myon und hoher Spurmultiplicität im Spurdetektor können Pionen in der Jetkammer fehlerhaft mit einer Spur im instrumentierten Eisen verbunden werden.
3. Pionen können mit Untergrundsignalen im Myonendetektor wie Rauschen, kosmischen Myonspuren oder Myonspuren aus Strahl-Wand-Wechselwirkungen verbunden werden.

Bei den in Kapitel 3 untersuchten Pionen aus dem  $K^0$ -Zerfall ist die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit im instrumentierten Eisen gering ( $< 1\%$ ), siehe Tabelle 3.2, da

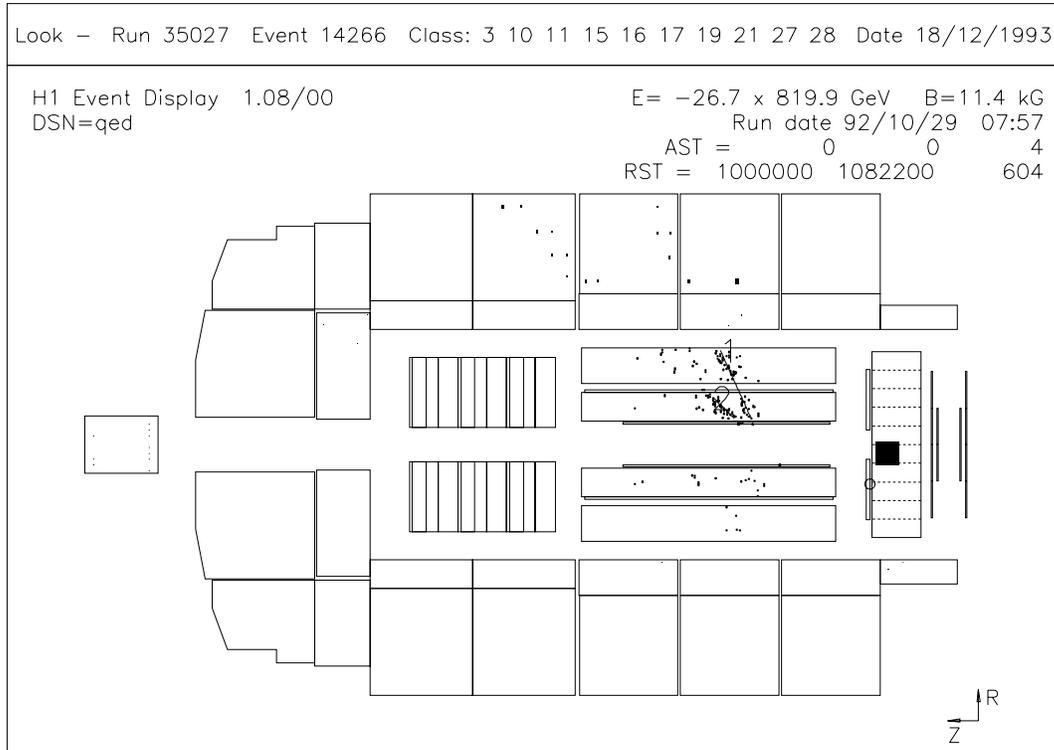


Abbildung 6.20: Kandidat für ein QED-Myonenpaar mit nur einer Spur im Myondetektor. Die linke Spur ( $p = 2.3 \text{ GeV}$ ) wird in instrumentiertem Eisen und Kalorimeter nachgewiesen, die rechte Spur ( $p = 2.5 \text{ GeV}$ ) nur im Kalorimeter.

die Impulse der untersuchten Pionen klein sind (um  $1 \text{ GeV}$ ).

Bei der Untersuchung von simulierten  $b\bar{b}$ -Ereignissen erhält man durch das instrumentierte Eisen einen höheren Untergrund an fehlidentifizierten Teilchen als durch Verwendung des Kalorimeters (Abschnitt 6.2.3, Abbildung 6.16).

Zur Abschätzung des Untergrundes in den Daten aus  $ep$ -Wechselwirkungen werden aus einem Teil der Daten, die nach  $J/\Psi$ - und  $b\bar{b}$ -Ereignissen vorselektiert wurden<sup>1</sup>, alle Ereignisse mit zwei nachgewiesenen Myonen ('schwache' Kalorimeterbedingung oder 'Eisen'-Myonen) ausgewählt. Zur weiteren Untersuchung werden nur gute Spuren herangezogen:

- Der Punkt der Spur in der Zentral- oder Vorwärtskammer, der sich in der  $x - y$ -Ebene am dichtesten an der  $z$ -Achse des H1-Koordinatensystems befindet, darf einen Abstand von höchstens  $3 \text{ cm}$  von der  $z$ -Achse haben ( $dca \leq 3 \text{ cm}$ ). Der Abstand dieses Punktes vom Wechselwirkungspunkt in  $z$  muß kleiner als  $75 \text{ cm}$  sein ( $z_0 \leq 75 \text{ cm}$ ).

<sup>1</sup>In H1-Laborsprache MiniDst genannt

- Die Spur muß, sofern sie sich im zentralen Spurdetektor befindet, aus mindestens 20 Drahttreffern bestehen.
- Die Spur muß, sofern sie sich im zentralen Spurdetektor befindet, in einem Abstand von höchstens 30 cm von der Strahlachse beginnen. Die Differenz aus der Entfernung des Spurendes von der Strahlachse und der Entfernung des Spuranfanges von der Strahlachse muß mindestens 30 cm betragen.

Mit diesen Schnitten erhält man im Mittel 3.4 gute Spuren pro Ereignis. Die Multiplizität ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Zur Rekonstruktion der Ereignisse wurde H1REC 4.00 verwendet.

Da der Untergrund an falschidentifizierten Teilchen im Myondetektor abgeschätzt werden soll, werden im folgenden 'Eisen'-Myonen ( $p_{link} \geq 0.001$ ) mit den Myonen verglichen, die vom neuronalen Netz erkannt werden, das die Spurverbindungswahrscheinlichkeit zwischen Spurkammer und instrumentiertem Eisen beinhaltet ('Neuronale-Eisen-Myonen', Schnitt  $s_N = 0.9$ ). Bei der Untersuchung simulierter  $b\bar{b}$ -Ereignisse in Abschnitt 6.2.3 liefert diese Myonbedingung die höchste Nachweiswahrscheinlichkeit bei geringem Untergrund an fehlidentifizierten Pionen.

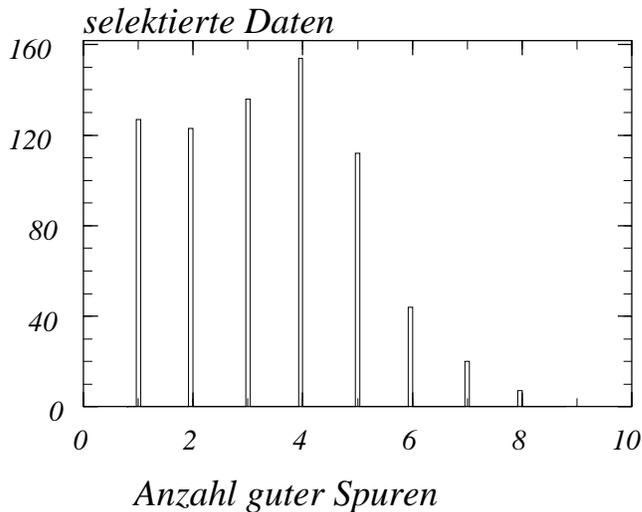


Abbildung 6.21: Multiplizität von 'guten' Spuren der Ereignisse, die mit zwei Myonen selektiert wurden.

Die Impuls- und Polarwinkelverteilung der 'Neuronalen-Eisen-Myonen' ist in Abbildung 6.22, die Ausgabefunktion  $y$  des neuronalen Netzes ist in Abbildung 6.23 angegeben. Pionen und Myonen sind hier gut getrennt.

Bei der Untersuchung wurde von 2417 guten Spuren ausgegangen. Das Verhältnis zwischen erkannten 'Eisen'-Myonen (932 Spuren) und Spuren, die sowohl als 'Eisen'- als auch als 'Neuronalen-Eisen-Myonen' erkannt werden (359 Spuren), beträgt 2.6 : 1.

Für diese beiden Selektionen sind in Abbildung 6.24 Größen dargestellt, die die Myonqualität im instrumentierten Eisen beschreiben:

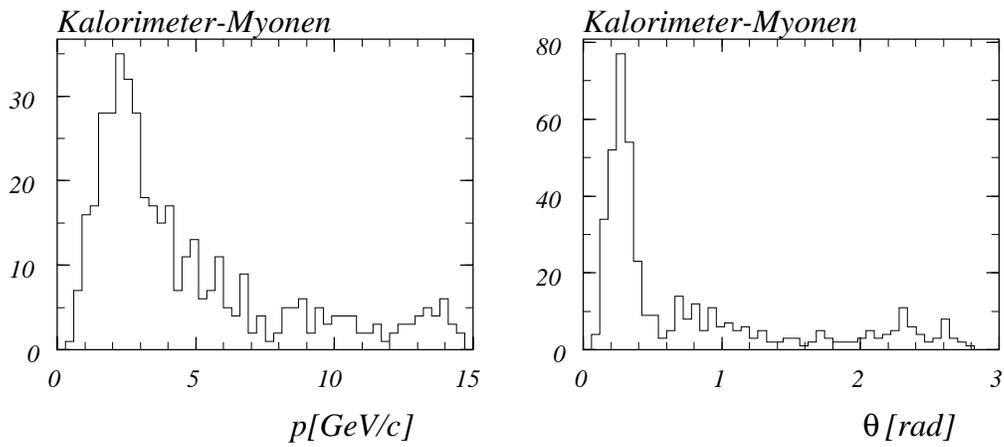


Abbildung 6.22: Impuls- und Winkelverteilung der vom neuronalen Netz erkannten Myonen (Schnitt auf den Ausgabeparameter  $y$ :  $s_N = 0.9$ )

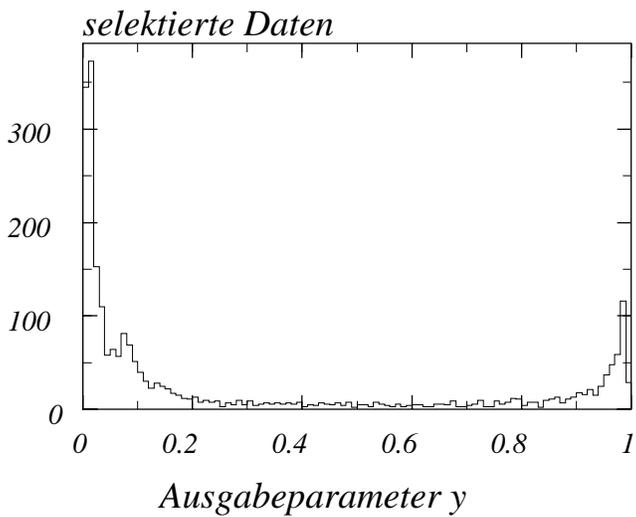


Abbildung 6.23: Neuronaler Ausgabeparameter  $y$  für alle guten Spuren

- die Anzahl der getroffenen Eisenlagen  $n_{lay}$ ,
- die Spurverbindungswahrscheinlichkeit zwischen Jetkammer- und Eisenspur  $p_{link}$  und
- der minimale Abstand zwischen extrapolierter Jetkammerspur und Eisenspur  $d_{iron}$ .

Alle drei Parameter sind für das neuronale Netz ('Neuronale-Eisen-Myonen') deutlich besser, die Qualität dieser als Myonen identifizierten Spuren ist besser als die aller 'Eisen'-Myonen. So treten Myonkandidaten mit weniger als sechs getroffenen Eisenlagen oder mit geringer Spurverbindungswahrscheinlichkeit für die neuronalen Myonen weniger häufig auf, und der minimale Abstand zwischen extrapolierter Jetkammerspur und der Eisenspur hat keine Ausläufer zu hohen Abständen hin.

Man kann daher schließen, daß anhand des Myondetektors eine große Anzahl an Teilchen fälschlich als Myon identifiziert wird.

Der Untergrund an falschidentifizierten Teilchen im instrumentierten Eisen kann durch zusätzliche Forderungen für 'Eisen'-Myonen reduziert werden [Sch93]:

- Durch die Forderung einer Mindestanzahl ( $n_{lay} \geq 6$ ) von hadronischen Lagen verringert man den Untergrund an Pionen aus Punkt 1. (*punch-through*) und 3. (Verbindungen mit Untergrundsignalen).
- Durch die Forderung einer hohen Spurverbindungswahrscheinlichkeit ( $p_{link} \geq 10\%$ ) und eines kleinen Abstandes zwischen Eisen- und Zentralkammerspur ( $d_{iron} \leq 60cm$ ) vermindert man den Anteil an Pionen, die mit einer Myonspur verbunden werden (Punkt 2.), und den Untergrund durch Verbindungen von Pionen mit Untergrundsignalen im Myondetektor (Punkt 3.).

Durch diese beiden Forderungen wird nicht nur der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen verringert, sondern auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen. Man erhält nach diesen Schnitten 428 'Eisen'-Myonen und 263 Spuren, die als 'Neuronale-Eisen'- und 'Eisen'-Myonen identifiziert werden. Das Verhältnis verbessert sich auf 1.6 : 1 gegenüber den anfänglichen 2.6 : 1.

Durch die Forderung einer passenden Kalorimeterspur zusätzlich zu einer Spur im instrumentierten Eisen kann man den Untergrund an falschidentifizierten Hadronen deutlich senken. Hierdurch senkt man die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im Vorwärtsbereich des Detektors. So hat das verwendete neuronale Netz ('Neuronale-Eisen-Myonen') für simulierte  $b\bar{b}$ -Ereignisse im Vorwärtsbereich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 50% im Gegensatz zu 80% für 'Eisen'-Myonen (Abbildung 6.14 und 6.15).

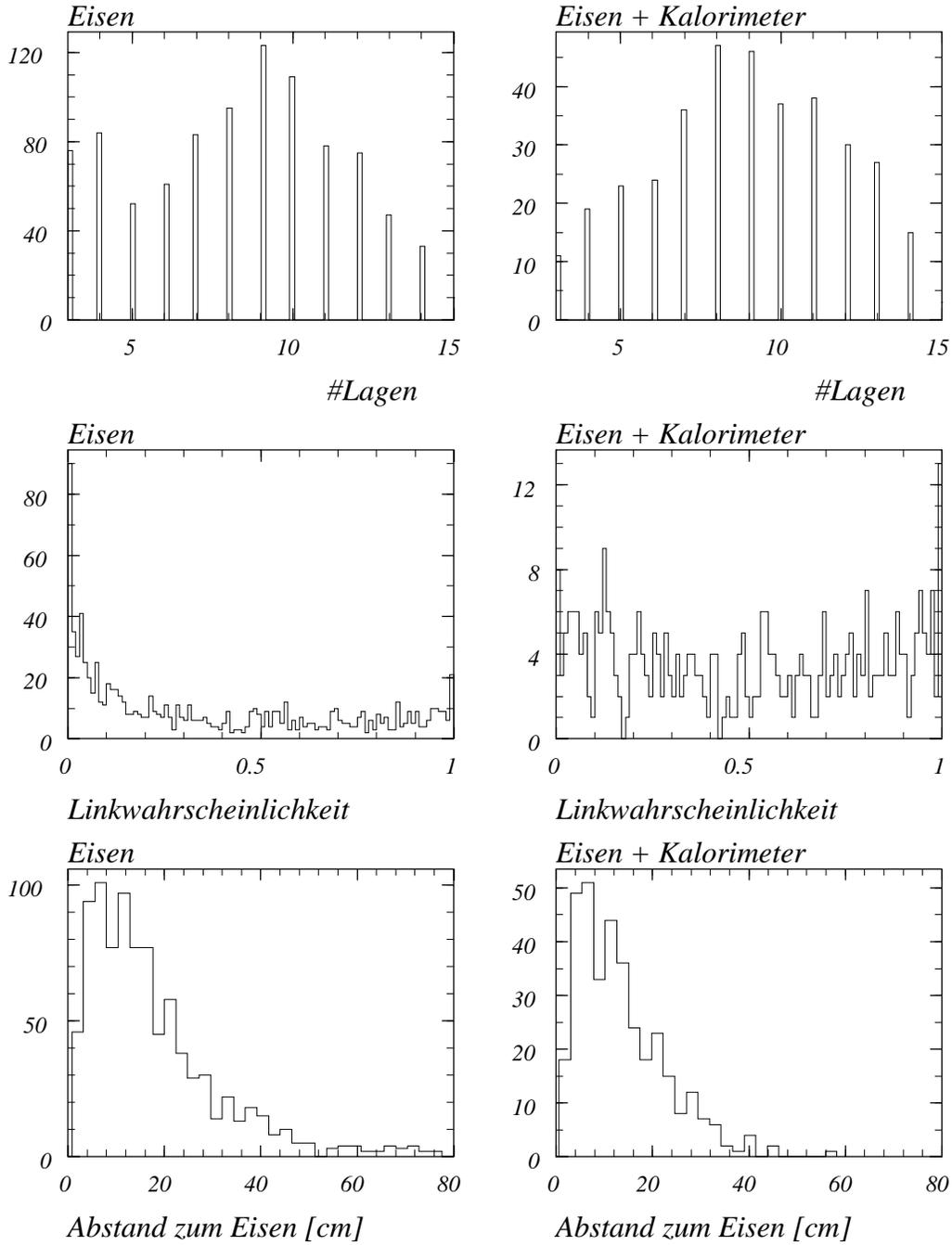


Abbildung 6.24: Vergleich der Qualität der Eisenspuren für 'Eisen'-Myonen (links) und 'Neuronale-Eisen'-Myonen (rechts): Anzahl der getroffenen Eisenlagen, Spurverbindungswahrscheinlichkeit und minimaler Abstand zwischen extrapolierte Jetkammerspur und Eisenspur

## 6.4 Zusammenfassung

Bei der Selektion von  $J/\Psi$ - und QED-Ereignissen in simulierten Daten lassen sich durch Verwendung des Kalorimeters zusätzlich zum Myondetektor deutliche Verbesserungen in der Effizienz erreichen. Dies wird bestätigt durch Untersuchung von Daten aus dem Jahr 1992 (Myonpaare aus  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen) und 1993 (Myonen aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall). Die Zahl der Ereignisse mit zwei erkannten Myonen wird im Falle der  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse um den Faktor 2 und im Falle der  $J/\Psi$ -Ereignisse um den Faktor 4 erhöht.

Bei hoher Spurmultiplicität sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für das Kalorimeter allein deutlich, unter Verwendung neuronaler Netze erreicht man die besten Resultate. Besonders das neuronale Netz, das die Eiseninformation mitverwendet, hat im Vorwärtsbereich eine recht gute Nachweiswahrscheinlichkeit (50%) bei geringem Untergrund (1%).

Fordert man zusätzlich zu einer Spur im instrumentierten Eisen eine passende Spur im Kalorimeter, so läßt sich der Untergrund an fälschlich als Myon identifizierten Pionen senken.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Die Erkennung von Myonen im H1-Detektors läßt sich durch Verwendung des Kalorimeters verbessern. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen mit Impulsen zwischen 1 und 2  $GeV$  beträgt im Kalorimeter etwa 60% und liegt im instrumentierten Eisen unter 25%. Bei Impulsen größer als 2  $GeV$  erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit im Kalorimeter auf etwa 75%. Dabei ist der Prozentsatz an durch das Kalorimeter als Myon identifizierten Pionen kleiner als 5%.

Die Entscheidung, ob ein Myon im Kalorimeter vorliegt, wird durch Schnitte an signifikanten Größen der Spur im Kalorimeter gefällt.

Verwendet man für diese Entscheidungsfindung anstelle von Schnitten ein neuronales Netz, das anhand von simulierten Teilchen trainiert wird, so verbessert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen deutlich, ohne daß sich der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen erhöht. Man erhält im Impulsbereich zwischen 1 und 2  $GeV$  eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 70% und über 2  $GeV$  von ungefähr 90%.

Ein solches neuronales Netz ist robust gegenüber 'Störungen' und Veränderungen der Eingabedaten wie z.B. Energieschwankungen oder Fehlern bei der Spurrekonstruktion. Die mit dem neuronalen Netz gefällte Entscheidung läßt sich jedoch schwer nachvollziehen, da die Entscheidungsfindung nicht transparent ist.

Bei der Selektion von Ereignissen mit Myonen im Endzustand lassen sich erhebliche Verbesserungen durch Verwendung des Kalorimeters zum Myonnachweis erreichen. Insbesondere ist dies beim Nachweis von  $J/\Psi$ -Mesonen über ihren Zerfall in zwei Myonen und bei der Myon-Paar-Erzeugung durch Photon-Photon-Wechselwirkung der Fall, da die Impulse der Myonen in diesen Ereignissen im Zentralbereich des Detektors unter 2  $GeV$  liegen. Die gegenüber einer Selektion nur anhand des Myon-Detektors erzielten Verbesserungen wurden an simulierten Ereignissen und Daten der Jahre 1992 und 1993 untersucht, sie liegen im Bereich des zwei- bis fünffachen.

Bei Ereignissen mit hoher Spurmultiplicität ist der Prozentsatz an fehlidentifizierten Teilchen hoch, die durch die Verbindung einer rekonstruierten Jetkammerspur mit einer rekonstruierten Spur im instrumentierten Eisen als Myonen bezeichnet werden. Durch die Forderung einer zusätzlichen Myonspur im dazwischenliegenden Kalorimeter läßt sich die Anzahl der fehlidentifizierten Teilchen vermindern.

# Anhang A

## Parametrisierung der Helix

### A.1 Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem ist ein rechtshändiges System. Die  $z$ -Achse wird durch die Flugrichtung der Protonen vorgegeben, die  $x$ -Achse zeigt in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes, und die  $y$ -Achse zeigt nach oben.

### A.2 Zentrale Spurkammer

Ein rekonstruierte Spur in der zentralen Spurkammer wird als Helix parametrisiert und durch  $\kappa, \theta, \phi, z_0, dca$  beschrieben. Dabei ist  $\kappa$  die Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld,  $dca$  (*distance of closest approach*) ist der kürzeste Abstand in  $x, y$  zwischen Spur und Strahlachse,  $z_0$  ist der  $z$ -Wert bei dem der kürzeste Abstand auftritt und  $\theta$  und  $\phi$  geben die Richtung der Helix am Punkt mit dem kürzesten Abstand an.

Mit Hilfe dieser Größen läßt sich dann eine Parametrisierung  $x(t), y(t), z(t)$  der Helix mit dem Parameter  $t \in \mathbb{R}$  angeben:

$$\begin{aligned}x(t) &= \rho[\sin(t + \phi) - \sin \phi] + dca \sin \phi \\y(t) &= -\rho[\cos(t + \phi) - \cos \phi] - dca \cos \phi \\z(t) &= z_0 + \frac{\rho t}{\tan \theta}\end{aligned}\tag{A.1}$$

Dabei ist  $\rho = 1/\kappa$  der Krümmungsradius der Spur. Sowohl der Krümmungsradius  $\rho$  als auch der kürzeste Abstand  $dca$  können positive und negative reelle Werte annehmen. Hierdurch wird die Orientierung der Helix definiert. Das Vorzeichen von  $\rho$  wird dabei durch das negative Vorzeichen der Ladung der Teilchenspur im Magnetfeld bestimmt.

### A.3 Vorwärtsspurkammer

In der Vorwärtsspurkammer wird eine Helix parametrisiert durch einen Punkt  $X_0, Y_0, Z_0$  am Anfang ( $z \approx 1.5 m$ ) oder Ende ( $z \approx 2.5 m$ ) der Spur, durch die Krümmung  $\kappa$  sowie durch die Winkel  $\phi_0$  und  $\theta_0$  der Helix am vorgegebenen Punkte.

Diese Parameter können auf die Parametrisierung in der zentralen Spurkammer umgerechnet werden.

Für den Winkel  $\phi$  am Punkt mit dem kleinsten Abstand  $dca$  erhält man:

$$\phi = \arctan \left( \frac{\sin \phi_0 - \kappa X_0}{\cos \phi_0 + \kappa Y_0} \right), \quad (\text{A.2})$$

der Polarwinkel ändert sich nicht  $\theta = \theta_0$ .

Der Punkt mit dem kleinsten Abstand  $dca$  hat die Koordinaten

$$\begin{aligned} x_{dca} &= X_0 + \rho(\sin \phi - \sin \phi_0) \\ y_{dca} &= Y_0 - \rho(\cos \phi - \cos \phi_0) \\ z_0 &= Z_0 + \frac{\rho(\phi - \phi_0)}{\tan \theta} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Für den Betrag des Abstandes  $dca$  erhält man:

$$|dca| = \sqrt{x_{dca}^2 + y_{dca}^2} \quad (\text{A.4})$$

Sofern

$$X_0^2 + Y_0^2 < 2\rho(X_0 \sin \phi_0 - Y_0 \cos \phi_0) \quad (\text{A.5})$$

gilt, erhält der kleinste Abstand  $dca$  das Vorzeichen der Krümmung  $\kappa$ , ansonsten erhält er das umgekehrte Vorzeichen.

# Anhang B

## Schauergrößen

Die charakteristische Größen für hadronische Schauer sind [Bor92], [Loc92],[Fab89]:

1. Für die Absorptionslänge  $\lambda$ , die in Analogie zur Strahlungslänge  $X_0$  bei elektromagnetischen Schauern definiert ist, gilt näherungsweise

$$\lambda \approx 35A^{1/3} \quad [g/cm^2] \quad (B.1)$$

mit der Massenzahl  $A$  des Absorbermaterials. Man erhält  $\lambda_{pb} = 17.0 \text{ cm}$  für Blei,  $\lambda_{Fe} = 16.8 \text{ cm}$  für Eisen und  $\lambda_{LAr} = 83.6 \text{ cm}$  für flüssiges Argon [PDG92]. Das H1-Kalorimeter hat im elektromagnetischen Teil eine Wechselwirkungslänge von  $\lambda_{EMC} \approx 31.0 \text{ cm}$  und im hadronischen Teil  $\lambda_{HAC} \approx 22.0 \text{ cm}$ .

2. Das Schauermaximum wird nach

$$t_{max} \approx 0.2 \cdot \ln(E) + 0.7 \quad (B.2)$$

Absorptionslängen erreicht, wobei  $E$  die Energie des Teilchens in GeV ist. Ein Teilchen mit Impuls  $p = 1 \text{ GeV}$  hat sein Schauermaximum bei  $t_{max} = 0.7\lambda$ , ein Teilchen mit  $p = 4 \text{ GeV}$  bei  $t_{max} = 1\lambda$ .

3. Nach

$$L_{95\%} = t_{max} + 2.5\lambda_{att} \quad (B.3)$$

hat das Hadron im Mittel 95% seiner Energie im Material verloren. Dabei ist

$$\lambda_{att} \approx (E)^{0.13} \quad (B.4)$$

der exponentielle Abnahmefaktor der Teilchenzahl nach dem Schauermaximum. Für ein Teilchen mit  $p = 1 \text{ GeV}$  erhält man  $L_{95\%} = 1.7\lambda$ , für ein Teilchen mit  $p = 4 \text{ GeV}$  erhält man  $L_{95\%} = 4\lambda$ .

4. In einem Zylinder mit dem Radius

$$R_{95\%} \approx 1\lambda \quad (B.5)$$

ist im Mittel 95% der Schauerenergie deponiert.

# Literaturverzeichnis

- [Alb86] B.Albert  
*Molekularbiologie der Zelle*  
VCH, Weinheim 1986
- [Ali91] A.Ali , D.Wyler  
*Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview*  
Physics at HERA, Volume 2 (1991)
- [Bar91] S.P.Baranov  
*LPAIR - A Generator for Lepton-Pair-Production*  
Proceedings of the Hera Workshop 3 (1991)
- [Ben87] H.U.Bengtsson, T.Sjöstrand  
*The LUND MONTE CARLO for hadronic processes: PYTHIA Version 4.8*  
Comput.Phys.Commun.46:43, (1987)
- [Ber90] G.Bernardi, u.a.  
*Calorimeter Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing*  
H1 Software Note 14 (1990)
- [Ber91] G.Bernardi, u.a.  
*Calibrated Energies in H1 Detector Simulation*  
H1 Software Note 26 (1991)
- [Blo87] V.Blobel  
*The BOS System - Dynamic memory management*  
Universität Hamburg, 1987
- [Blo92] V.Blobel, u.a.  
*Central Tracker Software documentation*  
H1 Software Note 30, März 1992
- [Bor92] K.Borras  
*Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1-Detektor*  
Dissertation, Dortmund (1992)
- [BRON87] I.N.Bronstein, K.A.Semendjajew  
*Taschenbuch der Mathematik*  
Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (1987)

- [Bur68] R.L.Burford  
*Statistics: A Computer Approach*  
 Charles E.Merrill Publishing Company, Columbus, Ohio (1968)
- [Byr87] D.R.Byrkit  
*Statistics Today - A Comprehensive Introduction*  
 Benjamin, 1987
- [CAL93.1] H1 Calorimeter Group  
*Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations*  
 DESY 93-047 (April 1993)
- [CAL93.2] H1 Calorimeter Group  
*The H1-Liquid Argon Calorimeter System*  
 DESY 93-078 (Juni 1993)
- [Cic93] A.Cichocki, R.Unbehauen  
*Neural Networks for Optimization and Signal Processing*  
 Wiley, Stuttgart (1993)
- [Due94] O.Dünger  
*Myon-Paarerzeugung durch Zwei-Photon-Reaktionen*  
 Dissertation (in Vorbereitung), Hamburg
- [Fab89] C.W.Fabjan and R.Wigman  
*Energy Measurement of Elementary Particles*  
 Rep.Prog.Phys. 52 (1989), 1519-1580
- [Fee91] D.Feeken  
*Die Myonsignatur von  $b\bar{b}$ -Ereignissen im H1-Detektor bei HERA*  
 Diplomarbeit, Hamburg (1991), H1-06/91-176
- [Fis85] G.Fischer  
*Analytische Geometrie*  
 Vieweg Studium, 1985
- [For86] R. Forsyth, R. Rada  
*Machine Learning - applications in expert systems and information retrieval*  
 John Wiley & Sons, New York, 1986
- [Fre91] J.A.Freeman, D.M.Skapura  
*Neural Networks - Algorithms, Applications, and Programming Techniques*  
 Addison-Wesley, 1991
- [Gre92] T.Greenshaw  
 Interner Vortrag, Februar 1992

- [GVK83] W.Bauer  
*Biologiekolleg*  
 Cornelsen Velhagen & Klasing, 1983
- [H193] H1 Collaboration  
*The H1 Detector at HERA*  
 DESY 93-102 (Juli 1993)
- [Her91] J.Hertz  
*Introduction to the Theory of Neural Computation*  
 Addison-Wesley (1992)
- [Hin92] G.E.Hinton  
*Wie neuronale Netze aus Erfahrung lernen*  
 Spektrum der Wissenschaft, Februar 1992
- [Joh93] K.Johannsen  
 Dissertation, Hamburg (1994)
- [Jun91] H.Jung  
*The Monte Carlo Generator EPJPSI for  $J/\Psi$ -Mesons in High Energy Electron Proton Collisions*  
 Proceedings of the Hera Workshop 3 (1991)
- [Kle92] C. Kleinwort, U.P. Krüger  
*Track Reconstruction in the Iron*  
 H1 Software Note 35 (1992)
- [Kle93] C. Kleinwort  
*Persönliche Mitteilung (1993)*
- [Kur91] V. Kurkova  
*Kolmogorov's Theorem and Multilayer Neural Networks*  
 Neural Networks, Vol 5, 1992
- [Lan93] Bui Duc Lan  
*Spurerkennung in der Vorwärtsdriftkammer von H1 mit Hilfe neuronaler Netzwerke*  
 Dissertation (in Vorbereitung), Hamburg-Harburg 1993
- [Lar91] L.Larsson  
*Simulation neuronaler Netzwerke und Test des Z-Kammer-Triggers am H1-Detektors*  
 Diplomarbeit, Hamburg (1991)
- [Leo87] W.R.Leo  
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*  
 Springer-Verlag (1987)

- [Loc92] P.Loch  
*Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtsmethode für Teilchenjets*  
Dissertation, Hamburg (1992)
- [Lon90] L. Lönnblad, u.a.  
*A Manual for JETNET 1.1*  
University of Lund (1990)
- [Lon91] L. Lönnblad, u.a.  
*Pattern Recognition in High Energy Physics with Artificial Neural Networks - JETNET 2.0*  
Computer Physics Communications 70 (1992), 167-182
- [Met53] N.Metropolis,u.a.  
Journal of Chemical Physics, vol.21,1953
- [Mey91] J.Meyer  
*Guide to Simulation Program H1SIM*  
Hamburg, 1991
- [Na92] O.Nachtmann  
*Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte*  
Vieweg; Braunschweig (1992)
- [Nel65] J.R.Nelder, R.Mead  
Computer Journal,vol.7,1965
- [Num92] W.H.Press,u.a.  
*Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing*  
Cambridge University Press, 1992
- [Osh84] T. O'Shea, M.Eisenstadt  
*Artificial Intelligence - Tools, Techniques, and Applications*  
Harper & Row, New York, 1984
- [PDG92] Particle Data Group  
*Review of Particle Properties*  
Phys.Rev. D45,Bo 11,Part II S.1-584 (1992)
- [Per90] D.H.Perkins  
*Introduction to High Energy Physics*  
Addison-Wesley Publishing Company, London (1990)
- [Pet91] C.Peterson, T.Rögnvaldsson  
*An Introduction to Artificial Neural Networks*  
University of Lund (1991)

- [Pet92] C.Peterson  
*Neural Networks in High Energy Physics*  
 University of Lund (1992)
- [Roj91] R.Rojas  
*Theorie der neuronalen Netze - Eine systematische Einführung*  
 Springer, 1991
- [Ros91] A.Rostovtsev  
*H1-KMTREC*  
 H1-Software, Hamburg (1991)
- [Sch89] P.Schleper  
*H1-Extrapol*  
 H1-Software, Hamburg (1989)
- [Sch93] S.Schiek  
*Untersuchungen zur Spurverbindung zwischen dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern*  
 Diplomarbeit, Hamburg (1993)
- [Sell91] R.Sell  
*Ein topologischer Trigger für  $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  im H1-Detektor bei HERA*  
 Diplomarbeit, Hamburg, 1991
- [Sell93] R. Sell  
*persönliche Mitteilung (1993)*
- [Sjo92] T.Sjöstrand  
*PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 – Physics and Manual*  
 CERN-TH.6488/92 (September 1992)
- [Ski91] I.O.Skillicorn  
*Pattern recognition for the Forward Tracker*  
 H1 Software Note, März 1993
- [Smi93] C.Schmidt  
*Untersuchung der Photoproduktion von  $J/\Psi$ -Mesonen durch Myonnachweis am e-p-Speicherring HERA*  
 Dissertation, Hamburg (1993)