Myonidentifikation mit neuronalen Netzen bei H1

Diplomarbeit
am Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Stefan Volland

Hamburg
August 2002

Wer bist du? Bist du ich?
-*Han Shan*

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik untersucht die Beschaffenheit der elementaren Bestandteile der Materie und ihre Wechselwirkungen. Nach dem heutigen Stand der Forschung ist die Materie aus zwei Klassen von strukturlosen Fermionen aufgebaut, aus Leptonen und Quarks. Es gibt jeweils sechs Leptonen und sechs Quarks. Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen wird durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Die ungeladenen Neutrinos $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ und die Teilchen e, μ, τ, die eine Ladung von genau einer Elementarladung tragen, bilden die Gruppe der Leptonen. Diese wechselwirken nur über die elektroschwache Wechselwirkung, die durch den Austausch von masselosen Photonen und massiven $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen vermittelt wird, mit anderen Fermionen. Die Quarks tragen drittelzahlige Ladungen und werden mit $u, d, s, c, b und t$ bezeichnet. Sie wechselwirken sowohl über die elektroschwache als auch über die starke Wechselwirkung, die durch den Austausch von masselosen Gluonen beschrieben wird.
Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY werden in der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA Protonen und Elektronen (bzw. Positronen) beschleunigt und mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV bis einschließlich 1997 bzw. $\sqrt{s} \approx 318$ GeV ab 1998 zur Kollision gebracht. An einem der Wechselwirkungspunkte ist der H1-Detektor aufgestellt. Die Untersuchung der Produktionsmechanismen schwerer Quarks (c, b) ist ein wichtiges Forschungsgebiet bei HERA. Beim Zerfall von Mesonen mit schweren Quarks treten häufig Zerfallsleptonen auf. Das J/Ψ-Meson zum Beispiel zerfällt zu etwa 88% in Hadronen und zu jeweils etwa 6% in ein Myon und ein Anti-Myon bzw. ein Elektron und ein Positron. Da Leptonen besonders leicht experimentell nachweisbar sind, werden sie in den meisten Analysen verwendet.
Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Identifikation von Myonen beim H1-Experiment. Neben der Untersuchung der herkömmlichen Methode werden hierzu verschiedene neuronale Netze entwickelt. Es werden zunächst isolierte Teilchen untersucht, die aus Zerfällen der Vektormesonen ρ^0, J/Ψ und Φ stammen. Anschließend werden die einzelnen Verfahren auf Teilchen aus Ereignissen mit einer hohen Spurmultiplizität angewendet.
Im **zweiten Kapitel** wird ein Überblick über HERA und den H1-Detektor gegeben. In **Kapitel 3** schließt sich die Beschreibung der Größen an, die im weiteren Verlauf der

Arbeit für die Myonidentifikation verwendet werden. Dabei wird vor allem auf das Rekonstruktionsverfahren im Kalorimeter eingegangen.
Im **vierten Kapitel** wird dann die Selektion der verwendeten Datensätze beschrieben. Das **Kapitel 5** gibt eine knappe Einführung in die Welt der neuronalen Netze und beschreibt die prinzipielle Vorgehensweise für die Entwicklung eines neuronalen Netzes. **Kapitel 6** stellt die Entwicklung und den Test der in der vorliegenden Arbeit verwendeten neuronalen Netze zur Myonerkennung dar. Im **siebten und letzten Kapitel** werden diese neuronalen Netze auf Teilchen aus $D^*\mu$-Ereignissen angewendet.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

In Abschnitt 2.1 wird der Speicherring **HERA**[1] beschrieben. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 ein Überblick über den H1-Detektor[2] gegeben. Dabei werden nur die für die Analyse relevanten Detektor-Komponenten beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) werden mit dem Beschleunigerring HERA Elektronen (bzw. Positronen) und Protonen in zwei voneinander getrennten Röhren beschleunigt und an zwei Punkten zur Kollision gebracht.

Bevor die Teilchen in den HERA-Speicherring injiziert werden, werden sie in einem System von Vorbeschleunigern (Abbildung 2.1 links) auf die Energie 12 GeV ($e^{\pm}$) bzw. 40 GeV (p) beschleunigt. Im HERA-Speicherring (Abbildung 2.1 rechts) werden die Teilchen weiter beschleunigt, so dass Elektronen (Positronen) eine Energie von 27.5 GeV und Protonen eine Energie von 920 GeV haben, wenn sie zur Kollision gebracht werden. Die resultierende Schwerpunktsenergie des e-p-Schwerpunktsystems ist $s \approx 320$ GeV.
Die Teilchen werden in Paketen (*bunches*) gespeichert. Diese werden mit einem zeitlichen Abstand (*bunch crossing*, HERA-Periode) von 96 ns zur Kollision gebracht. Das entspricht einer maximalen Ereignisrate von 10.4 MHz.

An vier verschiedenen Stellen des Speicherrings HERA befinden sich Experimentierhallen. Die Teilchenpakete werden an zwei Stellen zur Kollision gebracht. Dort befinden sich die Detektoren H1 (Experimentierhalle Nord) und ZEUS (Experimentierhalle Süd). Die Experimente HERMES (Experimentierhalle Ost) und HERA-B (Experimentierhalle West) verwenden jeweils nur einen Teilchenstrahl. HERMES verwendet den Positronstrahl, um die Spinstruktur von Proton und Neutron zu untersuchen.

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[2] H1 steht für HERA 1

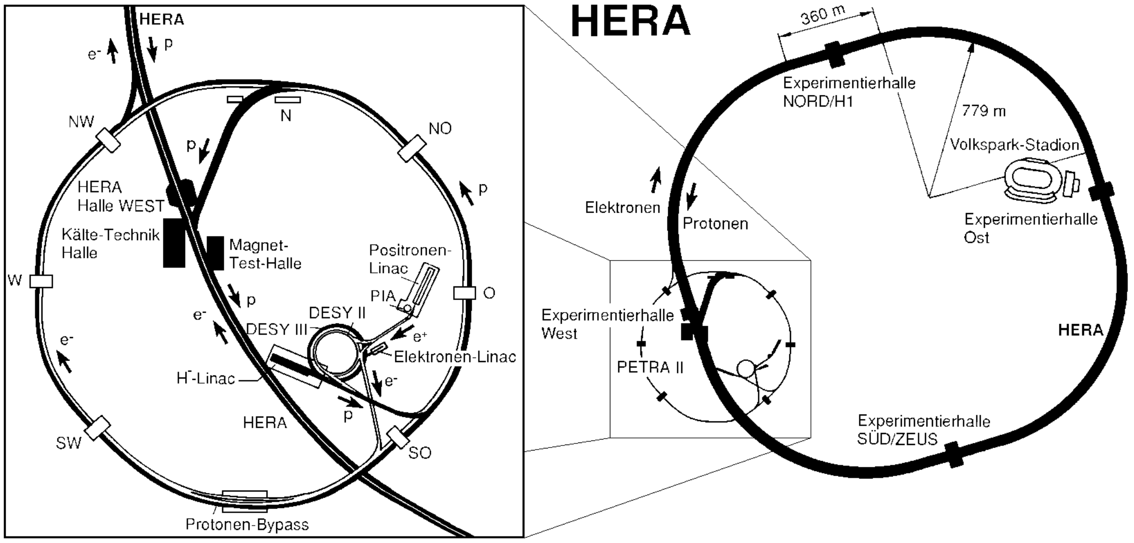


Abbildung 2.1: *Darstellung des Speicherrings* HERA *mit den vier Experimentierhallen (rechts) und seiner Vorbeschleuniger (links). Das H1-Experiment befindet sich in Experimentierhalle Nord.*

2.2 Der H1-Detektor

Die Aufgabe des H1-Detektors [4] ist es, die bei den e-p-Kollisionen entstehenden Teilchen und deren Zerfallsprodukte nachzuweisen. Der H1-Detektor ist deshalb als Universalteilchendetektor konstruiert, der einen großer Raumwinkelbereich abdeckt. Aufgrund der gegenüber den Elektron- bzw. Positronimpulsen sehr viel größeren Impulse der Protonen ist die Kinematik der Ereignisse in Protonrichtung (Vorwärtsrichtung) ausgerichtet. Deshalb ist der Detektor in Richtung des Protonstrahls aufwendiger instrumentiert. In Abbildung 2.2 ist eine perspektivische Darstellung des H1-Detektors zu sehen. Er misst 12 m x 15 m x 10 m und hat ein Gewicht von 2800 Tonnen. Das parallel zum Strahlrohr verlaufende Magnetfeld ist im Inneren homogen und hat eine Stärke von 1.15 T.
Das H1-Koordinatensystem (siehe Abbildung 2.3) ist ein rechtshändiges System, das so gewählt ist, dass die z-Achse in die Richtung des Protonstrahls und die x-Achse zum Mittelpunkt von HERA zeigt. Der Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt. Der Polarwinkel Θ wird in der durch $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ und z aufgespannten Ebene gemessen, der Azimutalwinkel Φ in der durch x und y aufgespannten Ebene.
Abbildung 2.3 (links) zeigt die Akzeptanzbereiche des LAr-Kalorimeters, der Spurkammern und des Myonsystems. Im Folgenden werden diese drei Detektorkomponenten genauer vorgestellt.

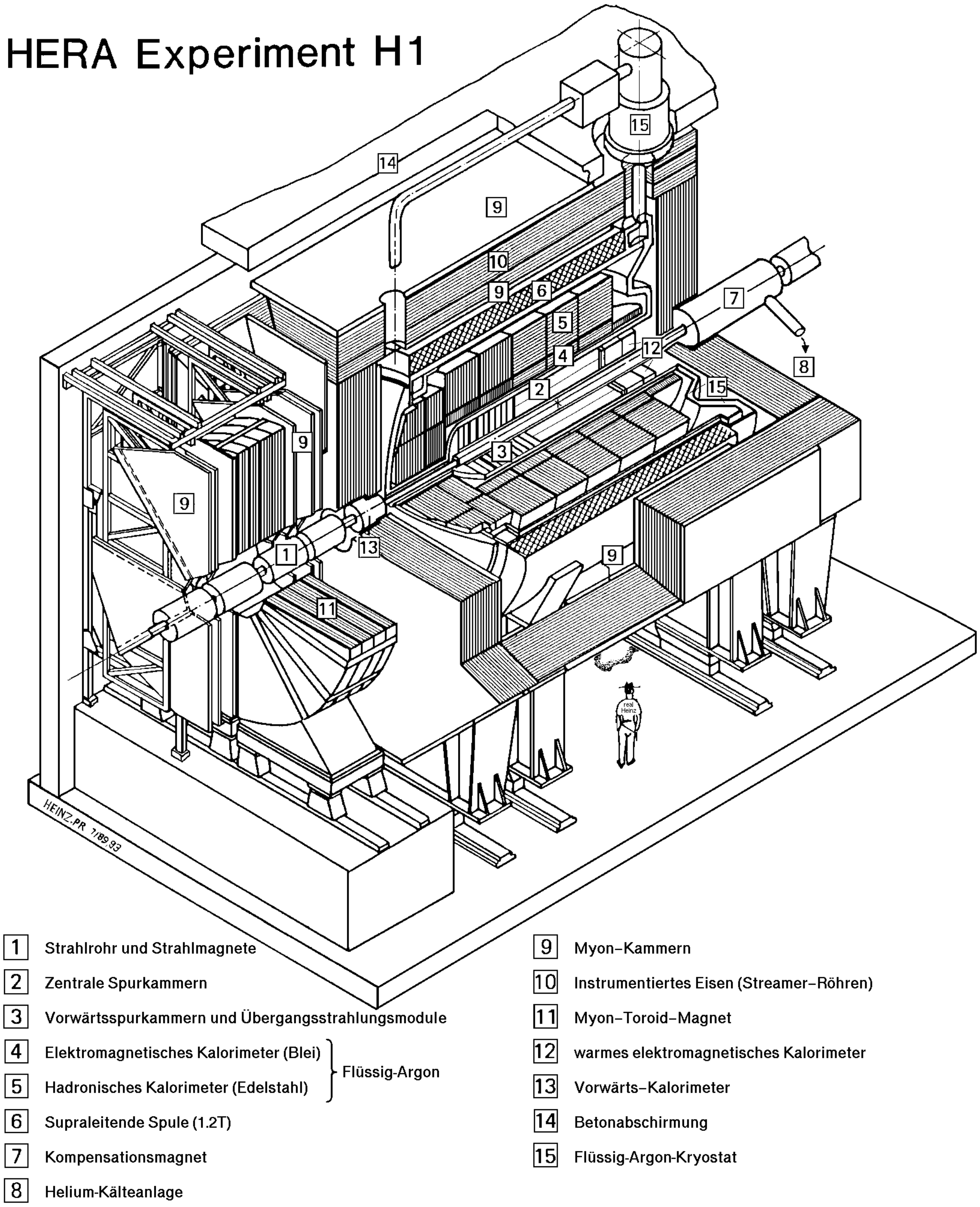


Abbildung 2.2: *Der H1-Detektor. Werden in diesem Kapitel Nummern genannt, die von einem Rechteck umrahmt sind, so beziehen sich diese auf die Detektorkomponente, die dieser Nummer in der Abbildung zugeordnet ist.*

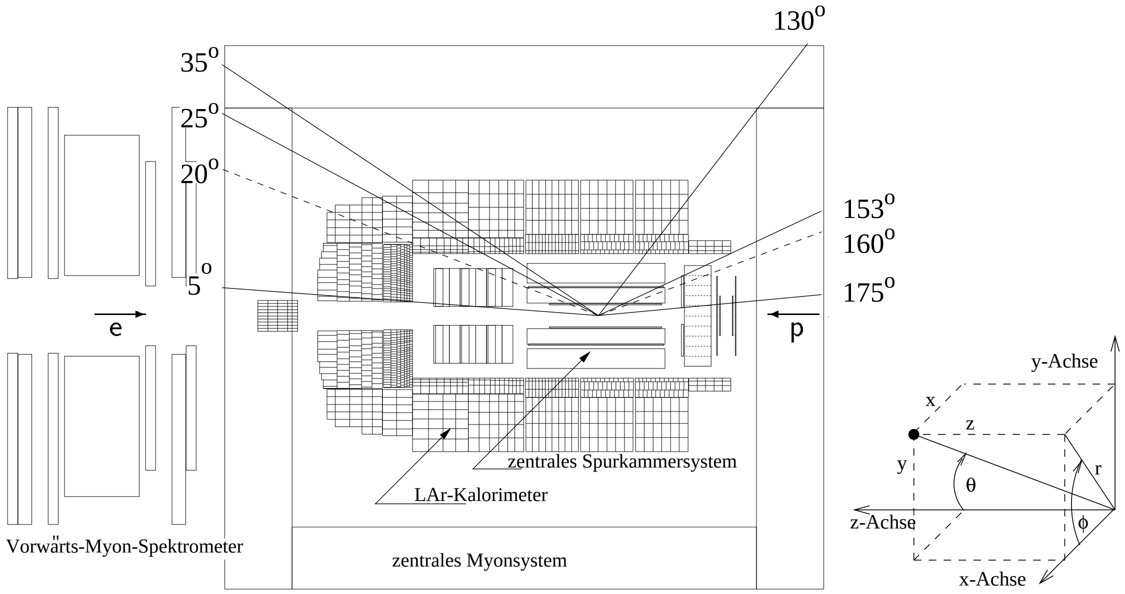


Abbildung 2.3: *Links: Die Akzeptanzbereiche des LAr-Kalorimeters, der Spurkammern und des Myonsystems. Rechts: Das H1-Koordinatensystem.*

2.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem [4], das sich in zentrale und vordere Spurkammern und rückwärtige Driftkammer gliedert, dient der Messung des Impulses und des Energieverlustes von geladenen Teilchen. Es ist konzentrisch um die Strahlachse angeordnet. Im Folgenden werden nur die für diese Arbeit wichtigen zentralen Spurkammern beschrieben.

Zentrale Spurkammern

Durch das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$ wird ein Polarwinkelberereich von etwa $15° \leq \Theta \leq 165°$ abgedeckt. Zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen werden die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 (**C**entral **J**et **C**amber) und die z-Kammern [13] CIZ und COZ (**C**entral **I**nner/**O**uter **Z**-chamber) verwendet.
Die 2640 Signaldrähte der Jetkammern CJC1 und CJC2 sind parallel zur Strahlachse gespannt. Die Driftkammer CJC1 ist in der $r\Phi$-Ebene in 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten eingeteilt, die CJC2 besteht aus 60 Zellen mit je 32 Drähten. Durch die Messung der Driftzeit wird eine Ortsauflösung in der $r\Phi$-Ebene von $\sigma_{r\Phi} = 170\ \mu m$ erreicht. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung ermittelt. In z-Richtung erreicht man dadurch eine Genauigkeit der Ortsmessung von $\sigma_z = 22$ mm.
Eine genauere Bestimmung der z-Koordinate wird durch die **z-Driftkammern** CIZ und COZ erreicht. Für diese sind die Drähte senkrecht zur Strahlrichtung angebracht. Die CIZ liegt vom Strahlrohr ausgehend vor der CJC1 und ermöglicht ein Auflösung in z-Richtung

von $\sigma_z = 0.20$ mm. Sie besteht aus 15 Zellen mit je 4 Signaldrähten. Die COZ liegt zwischen der CJC1 und der CJC2 und erreicht eine Auflösung von $\sigma_z = 0.26$ mm. Sie besteht aus 24 Zellen mit je 4 Drähten.

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) [1] dient zum Nachweis von Elektronen und Myonen sowie zur genauen Messung des Energieflusses. In Abbildung 2.4 ist das LAr-Kalorimeter in der rz-Projektion gezeigt. Es deckt einen Polarwinkelbereich von $4° \leq \Theta \leq 153°$ ab und liegt vollständig innerhalb der supraleitenden Spule. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil, der sich direkt an das Spurkammersystem anschließt, und einem hadronischen Teil.

Das Kalorimeter ist in etwa 45000 Zellen unterteilt, wodurch eine hohe Ortsauflösung ermöglicht wird. Die Zellen verteilen sich auf acht Module (*wheels*) und acht Kammern (*octants*), die konzentrisch zum Strahlrohr angeordnet sind. Diejenigen, die sich in demselben Oktanten befinden und den gleichen Abstand zum Strahlrohr haben, werden zu Lagen zusammengefasst.

Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes *Sampling*-Kalorimeter, d.h. es werden unterschiedliche Absorptions- und Nachweismaterialien verwendet.

Im **elektromagnetischen** Teil $\boxed{4}$ werden Absorberplatten aus Blei mit einer Dicke von 2.4 mm verwendet. Als Ionisationsmaterial dient flüssiges Argon, das die 2.35 mm dicken Spalten zwischen den Bleischichten ausfüllt. Bei der Datennahme werden für das elektromagnetische Kalorimeter etwa 31000 Kanäle ausgelesen. Das entspricht einer feinen Segmentierung, die einen genauen Elektronnachweis begünstigt. Das elektromagnetische Kalorimeter hat 3 Lagen im Zentralbereich und 7 Lagen im Vorwärtsbereich des Detektors. Das entspricht einer Dicke von 20 (zentraler Bereich) bis 30 (Vorwärtsbereich) Strahlungslängen (siehe Abbildung 2.4). Die Auflösung im elektromagnetischen Kalorimeter beträgt:

$$\sigma_E/E = 0.11/\sqrt{E} \tag{2.1}$$

Im **hadronischen** Teil $\boxed{5}$ werden 1.9 cm dicke Platten aus Edelstahl als Absorbermaterial verwendet, zwischen denen sich in den 2.2 mm dicken Spalten flüssiges Argon befindet. Es gibt vier hadronische Lagen im Zentralbereich und 6 hadronische Lagen in Vorwärtsrichtung. Die Energieauflösung im hadronischen Kalorimeter beträgt:

$$\sigma_E/E = 0.50/\sqrt{E} \tag{2.2}$$

Die Dicke des gesamten LAr-Kalorimeters variiert zwischen 5 (Zentralbereich) und 8 (Vorwärtsbereich) hadronischen Wechselwirkungslängen. Das entspricht einer Dicke von

Abbildung 2.4: *Das LAr-Kalorimeter in der rz-Projektion. Die eingezeichneten Linien geben die Dicke des Kalorimeters in Abhängigkeit des Polarwinkels in hadronischen Wechselwirkungslängen an. Außerdem ist die Isolinie 20 X_0 eingezeichnet.*

110 bis 200 cm. Im Rückwärtsbereich nimmt die Dicke bis auf eine Wechselwirkungslänge ab.

2.2.3 Das zentrale Myonsystem

Das instrumentierte Eisen $\boxed{9}$ und $\boxed{10}$ befindet sich außerhalb der supraleitenden Magnetspule und hat folgenden Funktionen: die Rückführung des Magnetfeldes, die Kalometrie (Tail Catcher) und den Nachweis von Myonen.

Das zentrale Myonsystem deckt einen Polarwinkelbereich von $5° \leq \Theta \leq 175°$ ab und ist in vier Bereiche unterteilt: Die vordere Endkappe ($5° \leq \Theta \leq 35°$), die hintere Endkappe ($130° \leq \Theta \leq 175°$), der vordere und der hintere Zentralbereich ($35° \leq \Theta \leq 130°$). Jeder dieser Bereiche ist in 16 Module unterteilt (siehe Abbildung 2.5).

In Abbildung 2.5 ist der Aufbau des instrumentierten Eisens gezeigt. Ein Modul besteht aus 10 jeweils 7.5 cm dicken Platten. Diese sind so angeordnet, dass in den neun Zwischenräumen Streamerrohrkammern Platz finden. In dem von innen gezählten vierten Zwischenraum sind zwei Lagen Kammern instrumentiert, während alle übrigen mit einer Lage versehen sind. Darüber hinaus sind außen und innen über einen weiten Bereich des Detektors jeweils 3 Lagen von Streamerrohrkammern installiert (*Myonboxen*). Insgesamt sind für die Myonerkennung im Eisen also 16 Lagen von Streamerrohrkammern vorhanden.

Eine Lage besteht aus rechteckigen Kammerelementen, welche aus zwei Profilen zusammengesetzt sind. Ein Profil wird von acht Röhren mit einem quadratischen Querschnitt von 9 mm $\times$ 9 mm gebildet. Die Wände der Röhren sind innen mit Graphit beschichtet und dienen als Kathode. In der Mitte befindet sich ein 100μm dünner Kupfer-Beryllium-Draht. Für die Ortsmessung in Richtung der Drähte sind auf der Doppellage und auf zwei

Lagen jeder Myonbox Influenzelektroden angebracht. Dabei wird eine Ortsauflösung von etwa 1.2 cm in Richtung der Drähte und ca. 4 mm in Richtung der Drähte erreicht.

2.3 Ereignissimulation

Die bei den *ep*-Kollisionen auftretenden physikalischen Prozesse können mit einem sogenannten *Monte-Carlo-Generator* simuliert werden. Dieser berechnet die Vierervektoren der in dem betrachteten Prozess auftretenden Teilchen. Dabei wird mit statistischen Methoden versucht die Ereignisse so zu generieren, dass sie mit den Verteilungen der aufgenommenen Daten möglichst gut übereinstimmen. Ausgehend von den Vierervektoren der Teilchen wird anschließend eine Simulation der Detektorantwort mit dem Softwarepaket H1SIM vorgenommen. Nach der Detektorsimulation werden die generierten Ereignisse mit dem Programmpaket H1REC rekonstruiert. Dabei wird genauso verfahren wie bei der Rekonstruktion der Daten.

In dieser Analyse werden ein Inline-Generator (für simulierte Myonen, Pionen und Kaonen), AROMA (für D^*) und DIFFVM [9] (für diffraktiv erzeugte ρ^0 und J/Ψ) verwendet. Eine nähere Beschreibung dieser Monte-Carlo-Generatoren ist anderen Arbeiten zu entnehmen ([19], [20]).

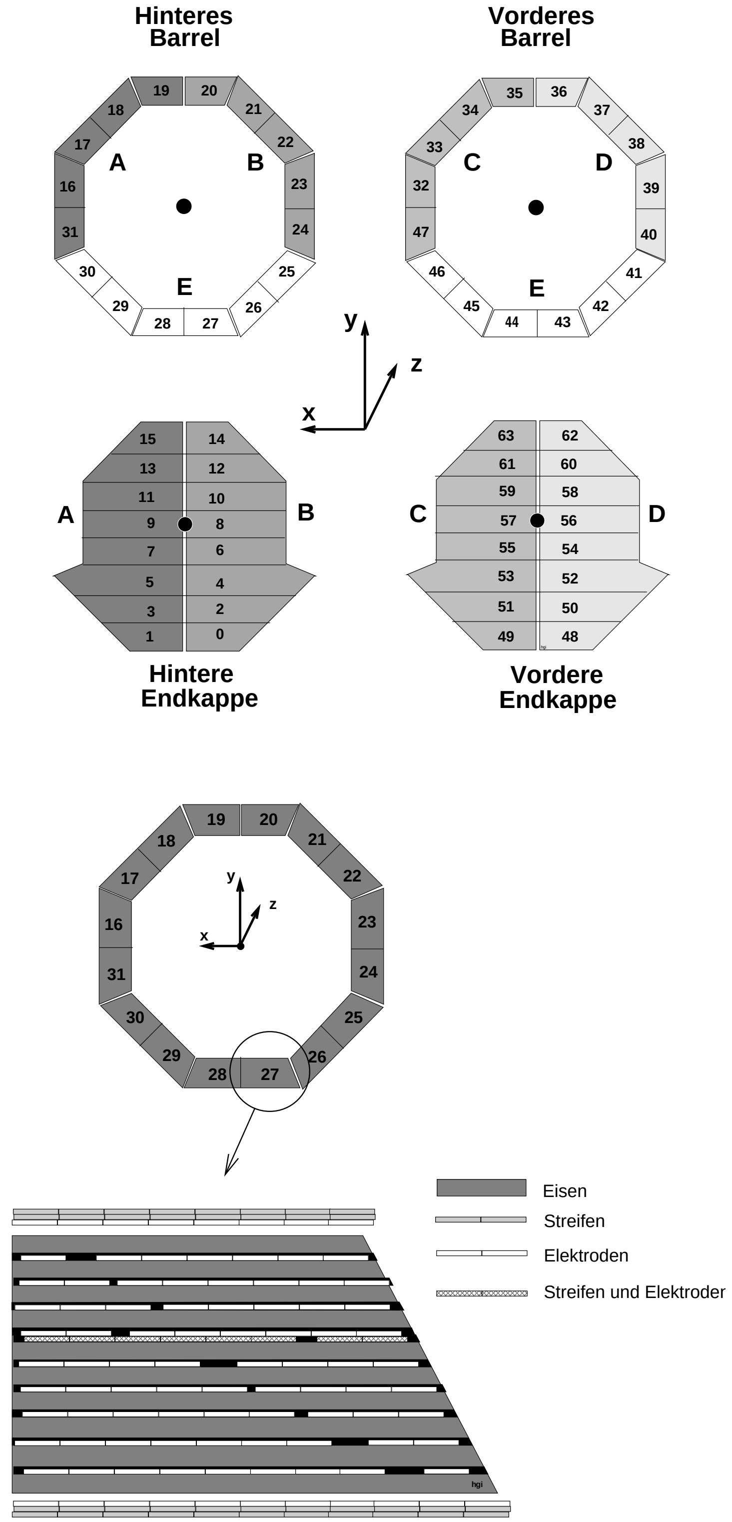


Abbildung 2.5: *Oben: Einteilung des instrumentierten Eisens in vier Bereiche mit insgesamt* 64 *Modulen. Unten: Querschnitt eines Moduls.*

Kapitel 3

Myonidentifikation mit dem H1-Detektor

In diesem Kapitel werden die Separationsmöglichkeiten von Hadronen und Myonen beschrieben und die herkömmliche Methode der Myonidentifikation vorgestellt. Wenn im Folgenden von Pionen oder Kaonen die Rede ist, sind immer die geladenen Teilchen gemeint.

3.1 Identifikationsmöglichkeiten der Detektorkomponenten

Myonen mit einer Energie oberhalb von etwa 2 GeV erreichen den Myondetektor und können dort identifiziert werden. Diese Energie wird von minimalionisierenden Myonen im Mittel im Kalorimeter deponiert, bevor sie den Myondetektor erreichen.
Anhand der Energiedeposition im Kalorimeter können Myonen auch unterhalb von 2 GeV identifiziert werden. Darüber hinaus lässt sich die Effizienz der Myonerkennung oberhalb von 2 GeV durch Kombinierung beider Kriterien weiter steigern.
Da Pionen und Kaonen die am häufigsten vorkommenden Teilchen im H1-Kalorimeter sind, ist die Unterscheidung dieser Teilchen bei der Myonerkennung besonders wichtig. Myonen verursachen als minimalionisierende Teilchen eine lange schmale Spur im Kalorimeter, während Pionen und Kaonen als stark wechselwirkende Teilchen dort hadronisch aufschauern (Abbildung 3.1).

3.1.1 Energiedeposition im Kalorimeter

Myonen

Myonen sind Leptonen und wechselwirken als solche mit Materie hauptsächlich elektromagnetisch.

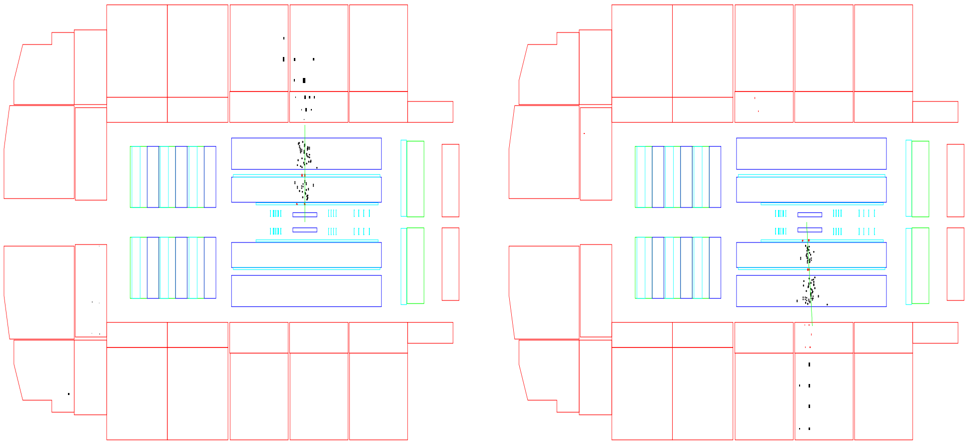


Abbildung 3.1: *Das linke Detektorbild zeigt die Detektorsimulation eines generierten* **Pions** *mit einem Impuls von* $5.7 GeV$*, während auf dem rechten eine Detektorsimulation eines generierten* Myons *mit einem Impuls von* $6.66 GeV$ *zu sehen ist.*

Durchqueren Myonen ein materielles Medium, so verlieren sie bei elektromagnetischen Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Materie einen Teil ihrer Energie. Die elektromagnetischen Prozesse, die zu diesem Energieverlust führen, sind Ionisation und Strahlungsprozesse:

- **Ionisation**
  Ein geladenes Teilchen ionisiert beim Durchgang durch Materie Atome. Der auf Ionisation zurückzuführende differentielle Energieverlust pro zurückgelegter Weglänge wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* (vgl.Gleichung 3.1) beschrieben. Für Myonen liegen die bei H1 verwendeten Energien im Bereich des Minimums der Verteilung, die die *Bethe-Bloch-Formel* beschreibt. Solche Teilchen bezeichnet man als *minimalionisierend*.

- **Strahlungsprozesse**
  Nach den Gesetzen der Elektrodynamik sendet jedes beschleunigte geladene Teilchen elektromagnetische Strahlung aus. Wird ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch Materie in dem Coulombfeld der Atomkerne abgebremst, so wird die dabei ausgesandte Strahlung als *Bremsstrahlung* bezeichnet. Die *Bremsstrahlung* kann anschließend durch Paarbildung[1] eine elektromagnetische Kaskade erzeugen. Da die Intensität der *Bremsstrahlung* umgekehrt proportional zum Massenquadrat ist[10], sind Strahlungsprozesse für Myonen gegenüber Elektronen stark unterdrückt ($(\frac{m^\mu}{m^e})^2 \approx 4.3 \cdot 10^4$).

---

[1] $\gamma X \rightarrow e^+ e^- X$

Für Myonen sind die Energieverluste durch Strahlungsprozesse gegenüber denen, die durch Ionisation enstehen, bei Energien von weniger als einigen hundert GeV vernachlässigbar. Deshalb wird der Energieverlust von Myonen beim H1-Experiment vollständig auf Ionisation zurückgeführt. Die *Bethe-Bloch-Formel*, die diesen Energieverlust beschreibt, ist folgendermaßen definiert [2]:

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

Dabei sind dE die Energie, die innerhalb eines zurückgelegten Weges dx durch Ionisation abgegeben wird, $N_a = 6.022 \cdot 10^{23}$mol die Avogadro-Konstante, $r_e = 2.817 \cdot 10^{-23}$cm der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronmasse, ρ die Dichte des absorbierenden Materials, Z die Kernladunszahl und A die Nukleonenzahl des Medium, z die Ladung des ionisierenden Teilchens, W_{max} die maximale Energie einer einzelnen Kollision, I das mittlere effektive Ionisationspotential, δ die Dichtekorrektur und C ein weiterer Korrekturfaktor, der die Form der Elektronenhülle berücksichtigt.

Pionen im Kalorimeter

Pionen sind Hadronen und wechselwirken als solche mit Materie sowohl elektromagnetisch als auch (bei höheren Energien) stark.

Bei genügend hoher Energie können Hadronen inelastisch mit den Atomkernen des Absorbermaterials wechselwirken. Dabei entstehen hadronische Sekundärteilchen, die ihrerseits wieder Atomkerne anregen können. Ein hadronischer Schauer entsteht. Da das hadronische Kalorimeter im Vorwärts- und Zentralbereich eine Dicke von einigen hadronischen Wechselwirkungslängen hat, verlieren Hadronen dort im Allgemeinen ihre gesamte Energie.

Die inelastische Wechselwirkung von Hadronen mit Atomkernen kann folgendermaßen beschrieben werden [10]: Bei hohen Energien im Schwerpunktsystem des Atomkerns und des einlaufenden Hadrons verhalten sich die Nukleonen des Kerns wie quasifreie Teilchen. Die Bewegung der Teilchen kann als Bahnbewegung beschrieben werden, da deren Wellenlänge sehr klein ist. Die Hadron-Nukleon-Stöße erzeugen eine innernukleare Kaskade, indem die Reaktionpartner ihrerseits wieder Stöße mit anderen Nukleonen ausführen. Dabei treten neben elastischen Nukleon-Nukleon-Stößen auch inelastische Prozesse vom Typ (3.2) auf. Die inelastische Wechselwirkung eines Hadrons mit einem Atomkern führt so zur Emission von Protonen, Neutronen und Pionen, bei zurückbleibendem Kern mit im Vergleich zum ursprünglichen Kern geringerer Kernladungs- und Massenzahl. Dieser Prozess wird als *Spallation* bezeichnet.

$$n + p \longrightarrow n + p + \pi^0 \qquad (3.2)$$

Die Energie eines Hadrons kann somit über die Ionisation des Detektormaterials durch die geladenen Kaskadenteilchen gemessen werden. Ein großer Teil der im Kalorimeter verlorenen Energie kann durch den H1-Detektor jedoch nicht nachgewiesen werden:

- Die über Spallation neu erzeugten und emittierten Hadronen müssen die Kernpotentiale überwinden.
- Die Rückstoßenergie der Kerne wird von den umgebenden Ar-Atomen aufgenommen und bleibt somit unberücksichtigt.
- Erzeugte Myonen und Neutrinos verlassen das Kalorimeter, ohne zu zerfallen, und deponieren ihre Energie dort nur teilweise bzw. gar nicht.
- Niederenergetische Neutronen können nicht nachgewiesen werden, da sie weder stark noch elektromagnetisch mit dem Ionisationmaterial wechselwirken.

Fehlidentifikation von Hadronen

Die Fehlidentifikation von Hadronen mit einem Impuls von über 1 GeV als Myonen hängt oft mit einer der drei folgenden Ursachen zusammen:

- Sowohl Kaonen als auch Pionen zerfallen mit hoher Wahrscheinlichkeit in Myonen (und ein Myon-Neutrino)[2]. Mit $c\tau^{\pi^\pm} \approx 3.7$ m bzw. $c\tau^{K^\pm} \approx 7.8$ m ist die Wahrscheinlichkeit, innerhalb einer Wegstrecke x in ein Myon zu zerfallen, gegeben durch:

  $$P(x) = 1 - e^{-\frac{x}{\beta\gamma c\tau}} \tag{3.3}$$

  Ein solcher Zerfall wird ***In-Flight-Decay*** genannt.

- Die Wahrscheinlichkeit für ein Hadron, eine Strecke x zurückzulegen, ohne stark zu wechselwirken, ist beschrieben durch folgende Formel:

  $$P(x) = 1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \tag{3.4}$$

  Dabei ist λ die hadronische Wechselwirkungslänge. Verlässt ein Hadron das Kalorimeter, ohne stark gewechselwirkt zu haben, so bezeichnet man das als ***sail-through***.

- Ist die Energie eines Hadrons zu groß, um sie in der durch den Detektor vorgegebenen Wechselwirkungslänge zu verlieren, spricht man von ***punch-through***.

3.1.2 Spurenzuordnung der Kalorimeterdaten

Das verwendete und im Folgenden beschriebene Verfahren (siehe Abbildung 3.2) zur Auswertung der Kalorimeterdaten ist in dem H1REC-Modul ***Kalep*** implementiert: Für die Zuordung der angesprochenen Zellen werden die Spuren als Helix aus der Jet-Kammer in das Kalorimeter extrapoliert. Anschließend wird für jede Spur das Kalorimeter in fünf

---

[2] Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall $\pi^\pm \to \mu^\pm(\nu_\mu \text{bzw.} \bar{\nu_\mu}$ bzw. $K^\pm \to \mu^\pm(\nu_\mu \text{bzw.} \bar{\nu_\mu}$ beträgt 99,99 Prozent bzw. 63.51Prozent.

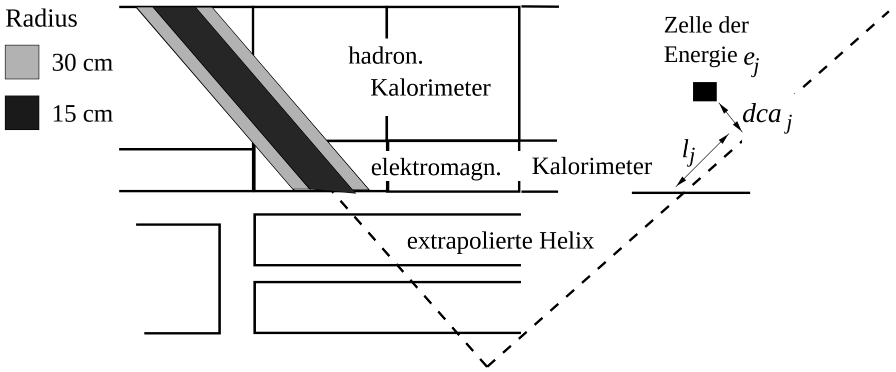


Abbildung 3.2: ***Extrapolation einer Driftkammerspur*** *in das LAr-Kalorimeter. Dabei sind l_j der Abstand der Zelle vom Eintrittspunkt in das Kalorimeter, c_j die Energie der Zelle und dca_j der kürzeste Abstand der Spurextrapolation zur Kalorimeterzelle (Quelle: [19]).*

Bereiche aufgeteilt. Dabei wird unterschieden, in welchem Kalorimeter die betrachteten Zellen angesprochen haben und in welcher Entfernung sich die angesprochenen Zellen zur extrapolierten Spur befinden. Der Abstand wird hier in die Bereiche 0 cm $< r_{dca} <$ 15 cm, 15 cm $< r_{dca} <$ 30 cm und $r_{dca} >$ 30 cm eingeteilt, wobei für nicht diskrete Größen, z.B. die Energie, diese Grenzen verschmiert sind. Im Folgenden werden diese Grenzen als innerer Zylinderradius $R_a = 15$ cm und äußere Zylinderradius $R_b = 30$ cm bezeichnet. Dabei soll der durch 0 cm $< r_{dca} < R_a$ definierte Bereich die Energiedeposition eines Myons vollständig aufnehmen. Der Schauer eines Hadrons wird nahezu vollständig durch den durch R_b definierten Zylinder erfasst (siehe Abbildung 3.3b).
Probleme dabei sind:

- Bei der Extrapolation der Spur als Helix in das Kalorimeter werden die Energieverluste nicht berücksichtigt. Außerdem kann die Spurrekonstruktion in der Spurkammer schlecht sein. Deshalb ist man gezwungen, die Zylinderradien entsprechend groß zu wählen.

- Für dicht nebeneinanderliegende Spuren befinden sich die angesprochenen Zellen in mehreren zu verschiedenen Spuren gehörenden Zylindern. Diese Zellen werden dann mehreren Spuren zugeordnet.

Für die spätere Verwendung werden innerhalb der Anwendung des Verfahrens folgende Größen bestimmt:

- Die aufsummierte Energie und die Anzahl der angesprochenen Lagen und Zellen innerhalb der durch die Zylinderradien R_a und R_b definierten Bereiche, wobei noch zwischen dem hadronischen und dem elektromagnetischen Teil des Kalorimeters unterschieden wird. Diese Größen werden im späteren Gebrauch mit den in Tabelle D.1 eingeführten Namen bezeichnet.

- Der größte Abstand einer innerhalb von R_a liegenden Zelle zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter. Diese Größe wird im Folgenden *Spurlänge* genannt.
- Der Schwerpunkt und der energiegewichtete Schwerpunkt der Energiedepostion für beide durch R_a und R_b definierten Zylinder ($Rmid\_ra$, $Remid\_ra$, $Rmid\_rb$, $Remid\_rb$) im gesamten Kalorimeter.
- Der mittlere Zellabstand zu der extrapolierten Helix für Zellen innerhalb des durch R_b definierten Zylinders ($mdfh\_rb$) und der mittlere Zellabstand für Zellen, die sich im hadronischen Kalorimeter innerhalb des durch R_a definierten Zylinders befinden (Hac_md_ra).
- Der aufsummierte Abstand der sich im hadrionischen Kalorimeter innerhalb des durch R_a definierten Zylinders befindenden Zellen zum Eintrittspunkt in das Kalorimeter (Hac_sumlen_ra).

3.1.3 Vergleich von Myonen und Pionen

Die Spurlänge, die insgesamt in R_b deponierte Energie und der Zellabstand zur extrapolierten Helix werden im Folgenden genauer untersucht.
In Abbildung 3.3 c), d) und e) ist der mittlere Abstand der angesprochenen Zellen zur extrapolierten Helix in Abhängigkeit vom Impuls für simulierte Myonen und Pionen dargestellt. Man sieht, dass die Breite hadronischer Schauer mit dem Impuls wächst. Für Myonen nimmt der mittlere Zellabstand mit wachsendem Impuls ab. Das liegt an der geringeren Veränderung der Spurparameter durch einen Energieverlust im Kalorimeter bei höheren Impulsen. Bei höheren Impulsen sollte die Flugbahn der Teilchen also besser durch eine Helix beschrieben werden.
In den Abbildungen 3.5 und 3.4 ist die Θ- bzw. Impulsabhängigkeit der Gesamtenergie und der Spurlänge gezeigt. Das minimalionisierende Myon deponiert auf seinem Weg durch das Kalorimeter im Mittel eine Energie von $P = 2$ GeV (im zentralen Bereich) oder $P = 2.5$ GeV (im Vorwärtsbereich) (siehe Abbildung 3.5 f)). Pionen hingegen deponieren im Allgemeinen ihre gesamte Energie im Kalorimeter (siehe Abbildung 3.4b),f). Eine Θ-Abhängigkeit der deponierten Gesamtenergie ist kaum vorhanden. Nur im Rückwärtsbereich ($\Theta > 126°$), in dem das Kalorimeter dünner wird, durchqueren Pionen das gesamte Kalorimeter und deponieren damit ihre Energie dort nicht vollständig (siehe Abbildung 3.5 b),f)).
In Abbildung 3.4 c) und Abbildung 3.5 c) ist deutlich zu erkennen, dass nahezu alle Myonen mit einem Impuls von mehr als $P = 1.2$ GeV die letzte Lage des hadronischen Kalorimeters erreichen. In Abbildung 3.4 c) kann man deutlich die radiale Dicke des Kalorimeters von etwa 107.5 cm erkennen. Pionen dagegen erreichen in der Regel nicht die

letzte hadronische Lage. Wie Abbildung 3.4 d) zeigt, wächst die Spurlänge für Pionen mit steigendem Impuls.
Aus Abbildung 3.6 kann man den Impulsbereich ablesen, in dem die Spurlänge bzw. die Gesamtenergie besonders wirksam als Identifikationsgröße benutzt werden können. Die Spurlänge ist in dem niederenergetischen Bereich $1 < P < 4$ GeV besonders nützlich und die Gesamtenergie vor allem im hochenergetischen Bereich $5 < P < 10$ GeV.

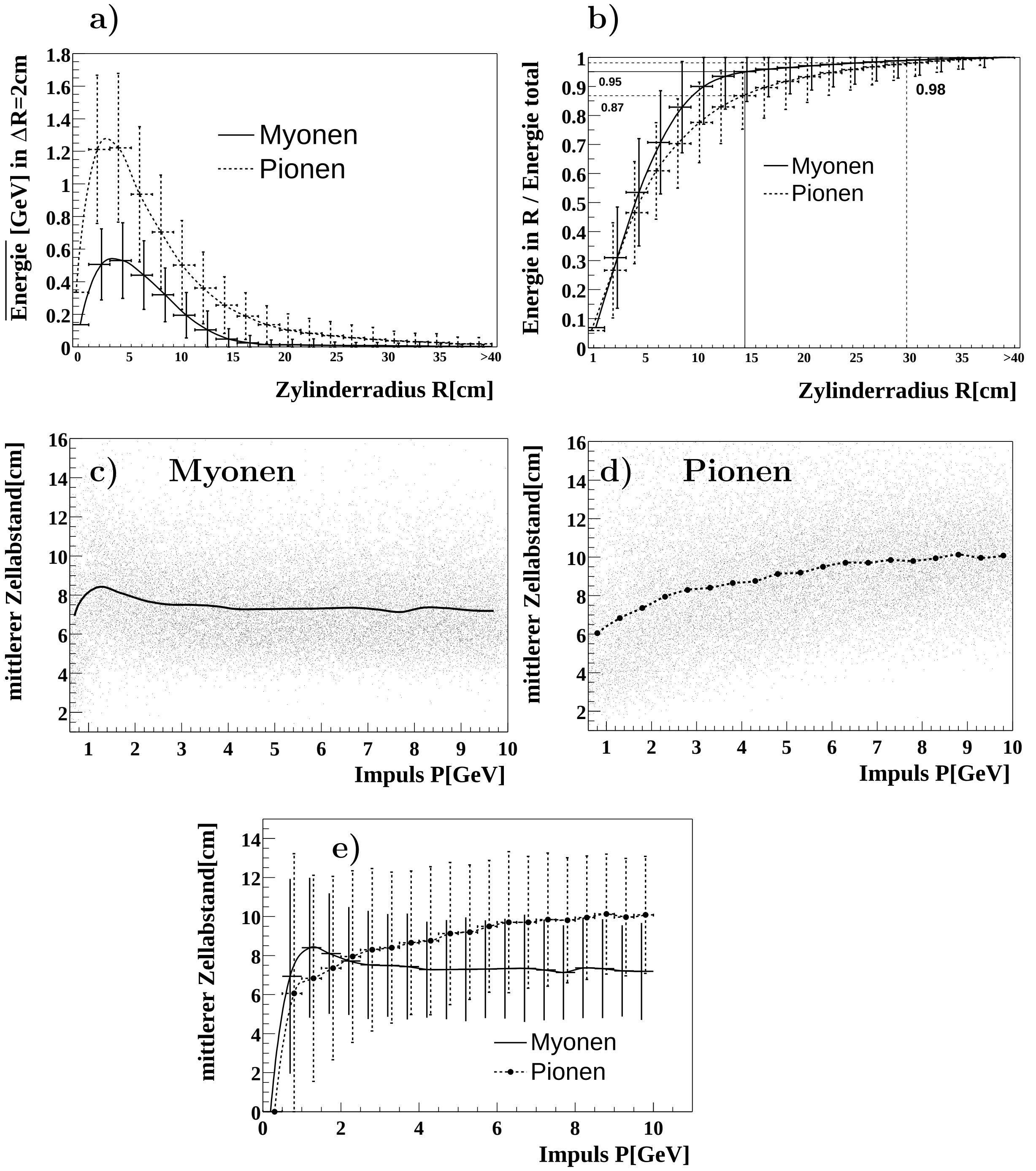


Abbildung 3.3: *Abstandsabhängigkeit der Energiedeposition für simulierte Myonen und Pionen im Bereich* $20^\circ < \Theta < 125^\circ$. *In a) ist die Verteilung der Energiedeposition in radialer Richtung im Impulsbereich* $4 < P < 10$ *GeV abgebildet. b) zeigt für Teilchen mit Impulsen von* $1 < P < 10$ *GeV den relativen Energieanteil der innerhalb eines Zylinders mit Radius R deponiert wird. c),d) und e) zeigen den mittleren Zellabstand.*

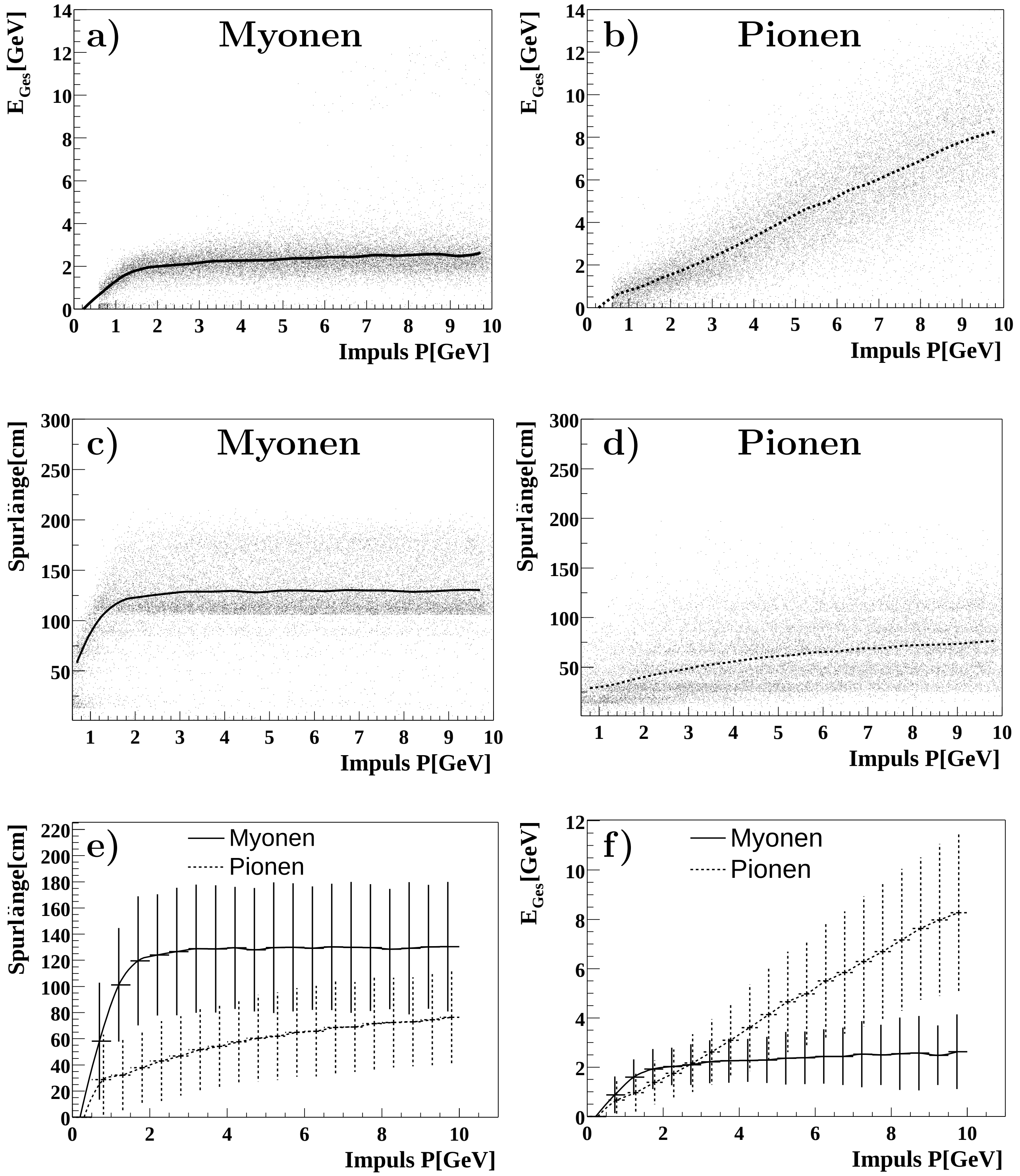


Abbildung 3.4: *Die Graphen zeigen die Impulsabhängigkeit der Spurlänge und der Gesamtenergie für simulierte Pionen und Myonen im Bereich* $20^\circ < \Theta < 125^\circ$. *In a) und b) bzw. c) und d) ist die Spurlänge bzw. die Gesamtenergie gegen den Impuls aufgetragen und der Mittelwert in den Impulsbereichen eingezeichnet. In e) und f) sind diese Mittelwerte zum direkten Vergleich der beiden Teilchensorten mit Standardabweichung aufgetragen.*

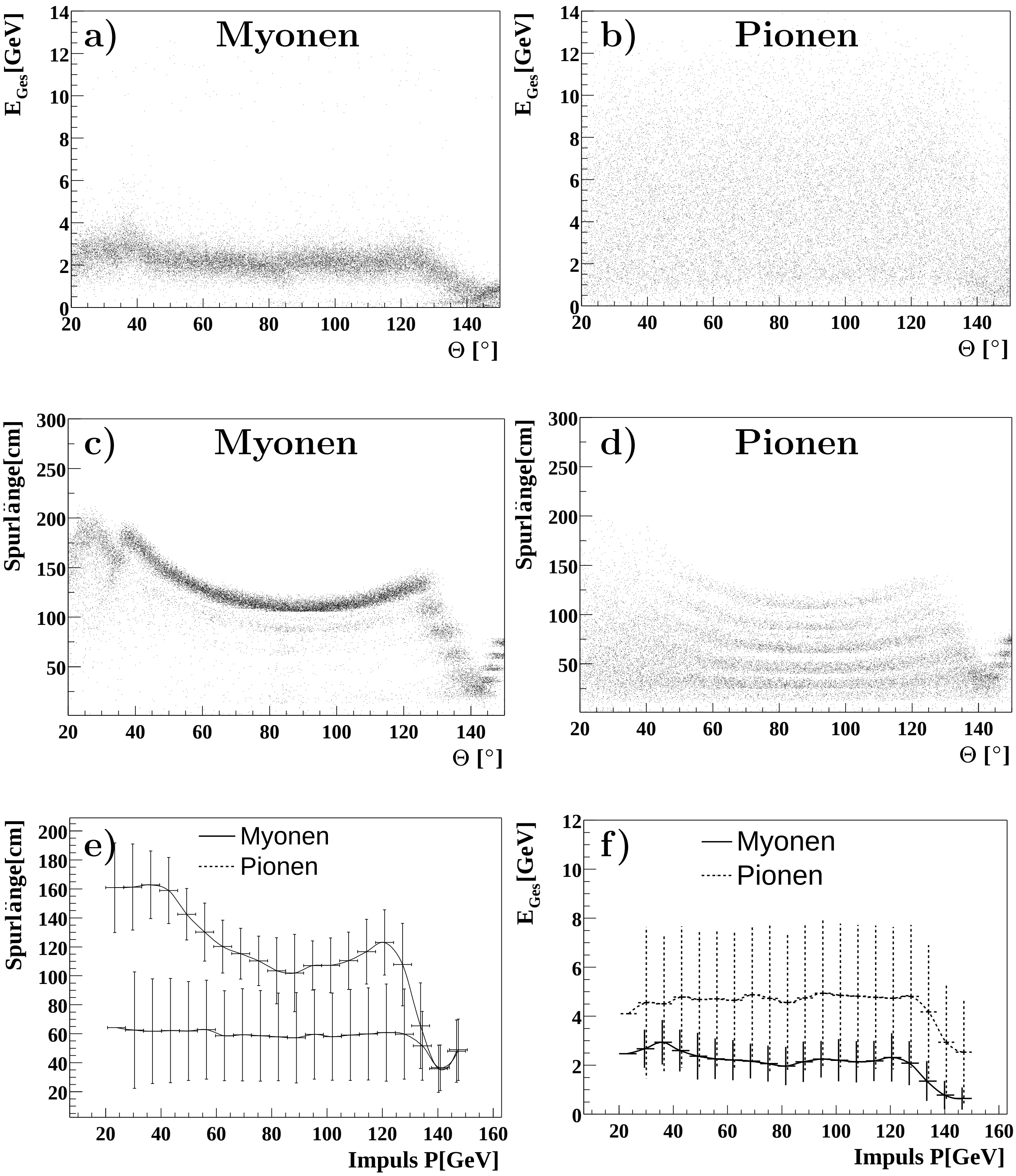


Abbildung 3.5: *Die Graphen zeigen die Θ-Abhängigkeit der Spurlänge und der Gesamtenergie für simulierte Pionen und Myonen im Bereich* $20° < \Theta < 125°$*. In a) und b) bzw. c) und d) ist die Gesamtenergie bzw. die Spurlänge gegen Θ aufgetragen. In c) und d) kann man die hadronischen einzelnen Lagen des Kalorimeters sehen. In e) und f) sind diese Mittelwerte zum direkten Vergleich der beiden Teilchensorten mit Standardabweichung aufgetragen.*

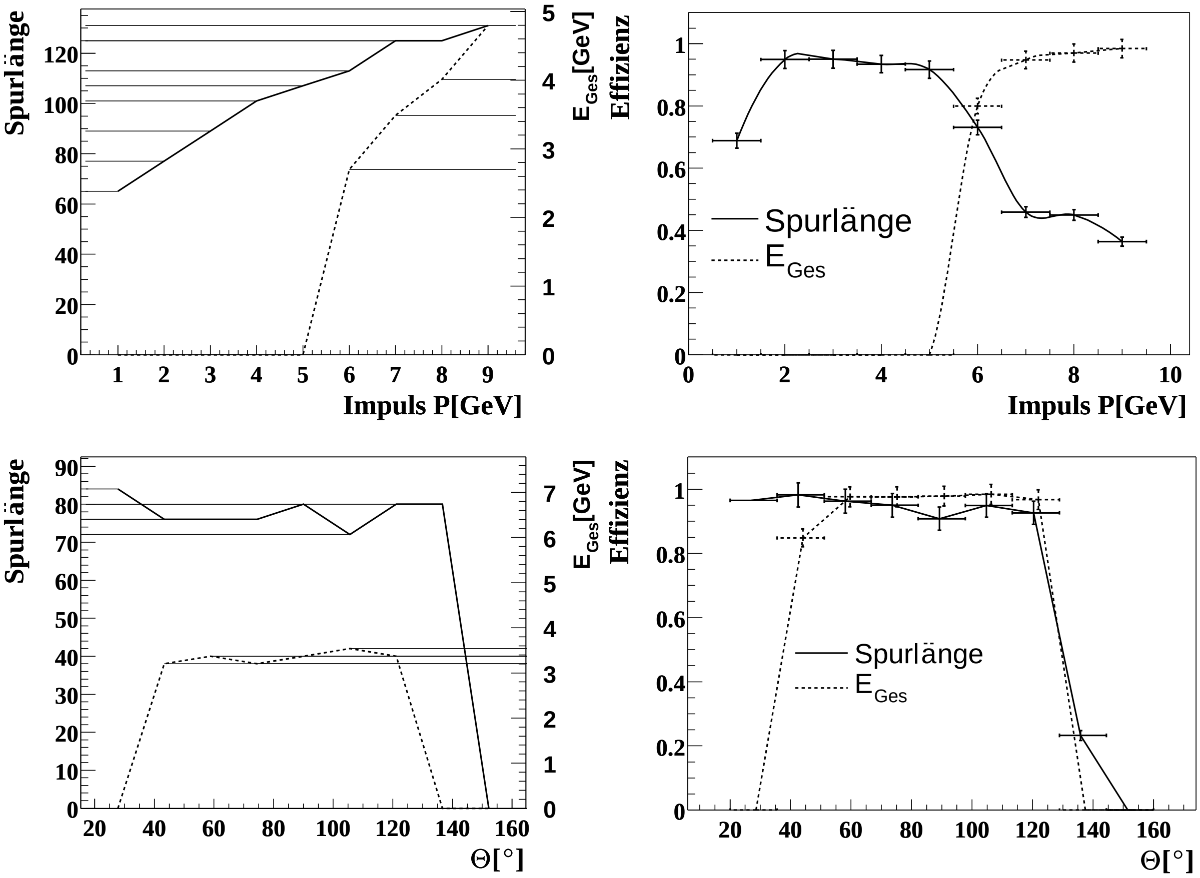


Abbildung 3.6: *Die Graphen der linken Spalte zeigen den Schnittwert, den man auf die Spurlänge bzw. die Gesamtenergie in dem betrachteten Bereich anwenden muss, um eine Reinheit (für ein Verhältnis* $N(\mu) : N(\pi) = 1 : 1$*) von* 90% *zu erreichen. Wo kein solcher Wert gefunden wird, ist er auf Null gesetzt. Die rechte Spalte zeigt die Erkennungswahrscheinlichkeit von Myonen für die einzelnen Schnitte. Es wird in der oberen Reihe der Impulsbereich (für* $\Theta < 125°$*) und in der unteren Reihe der* Θ*-Bereich (für* $P > 4$ *GeV) untersucht.*

3.1.4 Myondetektor

Mit Hilfe des Myondetektors ist es möglich, Myonen ab einem Impuls von etwa 2 GeV zu identifizieren (siehe Abbildung 3.7). Im Vorwärtsbereich ($20° < \Theta < 40°$) ist das Kalorimeter am dicksten, deshalb benötigen Myonen dort einen Impuls von etwa 2.5 GeV, um das Kalorimeter zu durchdringen. Im Rückwärtsbereich ($125° < \Theta < 160°$) ist das Kalorimeter sehr kurz. Deshalb können hier schon Myonen mit einem Impuls von $P > 1.5$ GeV im Myondetektor nachgewiesen werden. Die Bedingungen, die ein Teilchen erfüllen muss, um im Myondetektor identifiziert zu werden, sind in Tabelle F.1 im Anhang F angeführt.

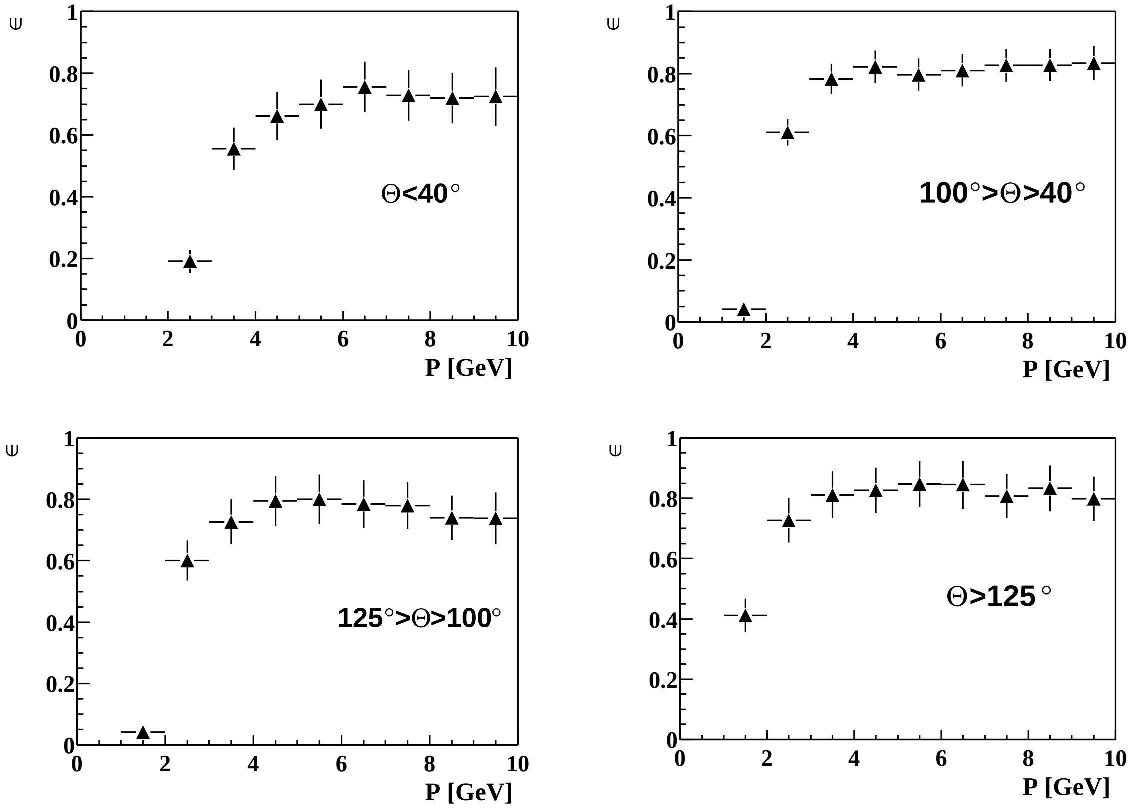


Abbildung 3.7: *Impulsabhängigkeit der Effizienz des Myondetektors für simulierte Myonen in verschiedenen Polarwinkelbereichen.*

3.2 Herkömmliche Methode

In [19] ist ein Verfahren entwickelt worden, das unter Auswertung der Kalorimeter-Information jeder Spur eine sogenannte *Myonqualität* zuweist. Diese Myonqualität wird errechnet aus der Spurlänge, Hac_sumlen_ra, $E_{R_a}^{EMC}$, $E_{R_b}^{GES}$, dem Impuls und dem Polarwinkel. Die im Folgenden mit $Q_{Kalo.}$ bezeichnete Myonqualität wird durch vier verschiedene Werte ausgedrückt:

- $Q_{Kalo.} = 0$: kein Kalorimeter-Myon
- $Q_{Kalo.} = 1$: schwache Kalorimeterqualität
- $Q_{Kalo.} = 2$: mittlere Kalorimeterqualität
- $Q_{Kalo.} = 3$: gute Kalorimeterqualität

Darüber hinaus wird eine kombinierte Myonqualität $Q_{Komb.}$ eingeführt, die zusätzlich ausdrückt, ob das Teilchen im Myondetektor nachgewiesen ist. Für Teilchen, die im Myondetektor identifiziert werden, wird $Q_{Komb.}$ um zehn erhöht. Es ist dann $Q_{Komb.} = Q_{Kalo.} + 10$.

Kapitel 4

Datenselektion

In diesem Kapitel werden die Selektionsketten beschrieben, mit denen die im weiteren Verlauf der Analyse benutzten Datensätze erzeugt wurden.
Zunächst wird in Abschnitt 4.2 die Selektion von $e^{\pm} - p$-Reaktionen mit Produktion von Vektormesonen beschrieben, deren untersuchte Zerfallskanäle im Endzustand zwei Spuren im Zentralbereich des Detektors zur Folge haben. Diese sind die Zerfälle des J/Ψ-Mesons in zwei Myonen, des ρ^0-Mesons in zwei geladene Pionen und des Φ-Mesons in zwei geladene Kaonen. Diese Zwei-Spur-Ereignisse beinhalten in der Regel isolierte Spuren, die die Myonidentifikation besonders im Kalorimeter vereinfachen.

Anschließend wird in Abschnitt 4.3 die Selektion von $D^*\mu$-Ereignissen beschrieben. $D^*\mu$-Ereignisse zeichnen sich durch eine hohe Spurmultiplizität aus, was die Identifikation von Myonen erschwert.

4.1 Spuranforderungen

Die Signale, die geladene Teilchen in der CJC erzeugen, werden als Spuren rekonstruiert. In dieser Analyse werden nur Spuren verwendet, die an den *Runvertex* angepasst werden können. Aus der Krümmung dieser Spuren kann auf den transversalen Impuls und die Ladung des Teilchens geschlossen werden. Je länger die Spuren in radialer Richtung sind, desto genauer ist die Impulsmessung. Deshalb ist für jede verwendete Spur in den Zwei-Spur-Datensätzen und für alle betrachteten Spuren der $D^*\mu$-Datensätze eine radiale Spurlänge von mindestens 10 cm gefordert. Für beide Spuren der Zwei-Spur-Datensätze und für das Myon der $D^*\mu$-Ereignisse wird zudem gefordert, dass sie im Zentralbereich verlaufen ($20^\circ < \Theta < 160^\circ$). Ausserdem ist auf alle Spuren ein Schnitt auf den transversalen Impuls von $p_T > 0.12$ GeV gemacht.

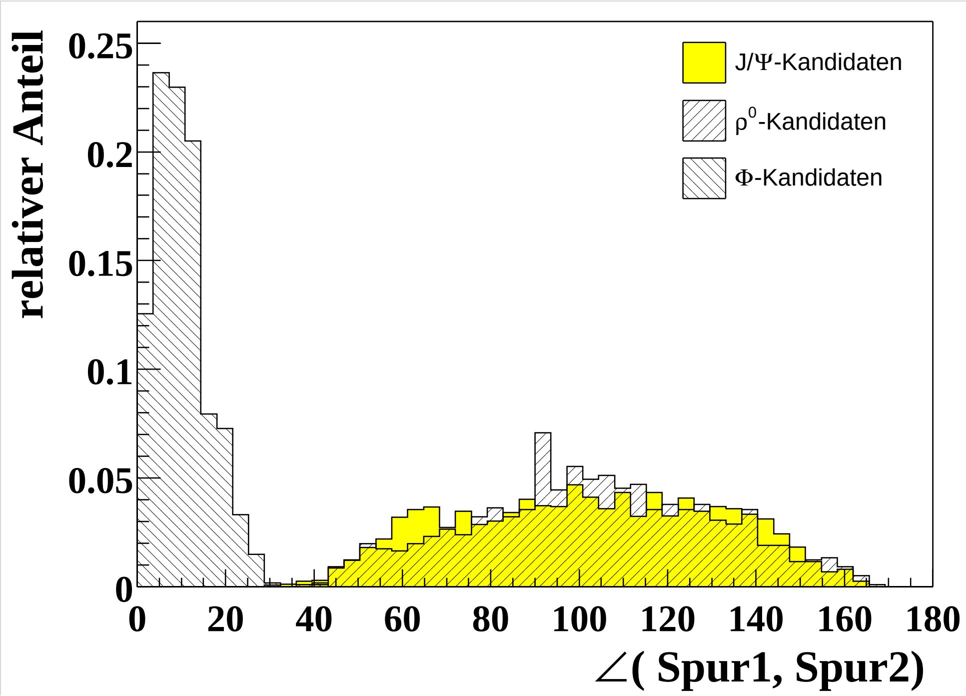


Abbildung 4.1: *Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsteilchen für* J/Ψ-, ρ^0- *und* Φ-*Kandidaten für Daten aus dem Jahr 1999.*

4.2 Zwei-Spur-Datensätze

Für die Zusammenstellung der Zwei-Spur-Datensätze werden die Daten von H1 aus dem Jahr 1999 verwendet. Die Läufe, in denen eine für die Analyse wichtige Detektorkomponente[1] nicht funktionsfähig war, werden nicht mit einbezogen. Der Hauptvorteil von Zwei-Spur-Ereignissen für die Myonidentifikation ist, dass die Spuren meist isoliert sind, der Öffnungswinkel zwischen den Spuren also groß ist. Das ist für die untersuchten ρ^0- und J/Ψ-Zerfälle in Abbildung 4.1 gezeigt, die die Verteilung des Öffnungswinkels zwischen den beiden Zerfallsteilchen aus den betrachteten Zerfallskanälen darstellt. Da der Impuls der Kaonen aus dem Φ-Zerfall im Ruhesystem nur 129 MeV beträgt, ist die Winkelverteilung der Φ-Kandidaten auf kleine Werte begrenzt. Diese Spuren sind also nicht unbedingt isoliert.

Die einzelnen Zerfallskanäle wurden über die Massenspektren selektiert, also über die invariante Masse, die in Gleichung 4.1 definiert ist (vgl. Abschnitt 4.2.1, 4.2.2 und 4.2.3).

---

[1] Das zentrale Spurkammersystem, die LAr-Kalorimeter oder das zentrale Myonsystem.

$$M_{inv} = \frac{1}{c^2} \cdot \sqrt{(\sum_{i=1}^{N} E_i)^2 - c^2 \cdot (\sum_{j=1}^{N} \overrightarrow{p_i})^2} \tag{4.1}$$

Für jeden Zerfallskanal wurde eine Anpassung an das aus den vorgenommenen Selektionsschritten resultierende Massenspektrum vorgenommen, um eine Einschätzung für das Signal/Untergrund-Verhältnis zu bekommen.
Tabelle 4.1 zeigt die Selektionsketten für die einzelnen Resonanzen.

Selektion von Zwei-Spur-Ereignissen
Zwei "gute" Spuren $p_T(1,2) > 0.12$ GeV $20° < \Theta(1,2) < 160°$ Teilchen haben Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens $radialeSpurl\ddot{a}nge(1,2) > 0.1$ m $\lvert z_{Vertex} \rvert < 40$ cm
Selektierte Ereignisse aus dem Jahr 1999: 273840

Selektion der untersuchten Resonanzen		
$\mathbf{J/\Psi} \longrightarrow \mu^+\mu^-$ (i.F. J/Ψ-Datensatz genannt)	$\rho^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ (i.F. ρ-Datensatz genannt)	$\mathbf{\Phi} \rightarrow K^+K^-$ (i.F. Φ-Datensatz genannt)
$3.3 > M_{\mu^+\mu^-} > 2.9$ GeV	$1.0 > M_{\pi^+\pi^-} > 0.6$ GeV $M_{K^+K^-} \notin [1.01, 1.03]$ GeV	$1.0 < M_{K^+K^-} < 1.04$ GeV
$p_T(1,2) > 0.8$ GeV	$p_T(1) > 0.5$ GeV oder $p_T(2) > 0.5$ GeV	–
-	$25 < W_{\gamma p} < 90$ GeV $Q^2 < 1$ GeV	$LH_{Kaon}(1,2) > 0.05$ -
$Q_\mu^{Komb.}(1) \geq 2$ $Q_\mu^{Komb.}(2) \geq 2$	$Q_\mu^{Komb.}(1) = 0$ oder $Q_\mu^{Komb.}(2) = 0$ $Q_e^{Kalo}(1) = 0$ oder $Q_e^{Kalo}(2) = 0$	
$ellipse > 3$	-	-
4555 Ereignisse	3645 Ereignisse	741 Ereignisse

Tabelle 4.1: *Selektionketten der Zweispur-Ereignisse.*

4.2.1 J/Ψ-Selektion

Das J/Ψ-Meson kann über die elektromagnetische Wechselwirkung in zwei geladene Myonen zerfallen ($J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$). Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfallskanal beträgt $\Gamma_{\mu^+\mu^-}/\Gamma = 6.01\%$. In Abbildung 4.2 sieht man das Massenspektrum für Zweispur-Ereignisse mit Myonhypothese für beide Spuren im Bereich der nominellen J/Ψ-Masse von 3.096 GeV für die in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnitte. Der Bereich der selektierten Ereignisse wird

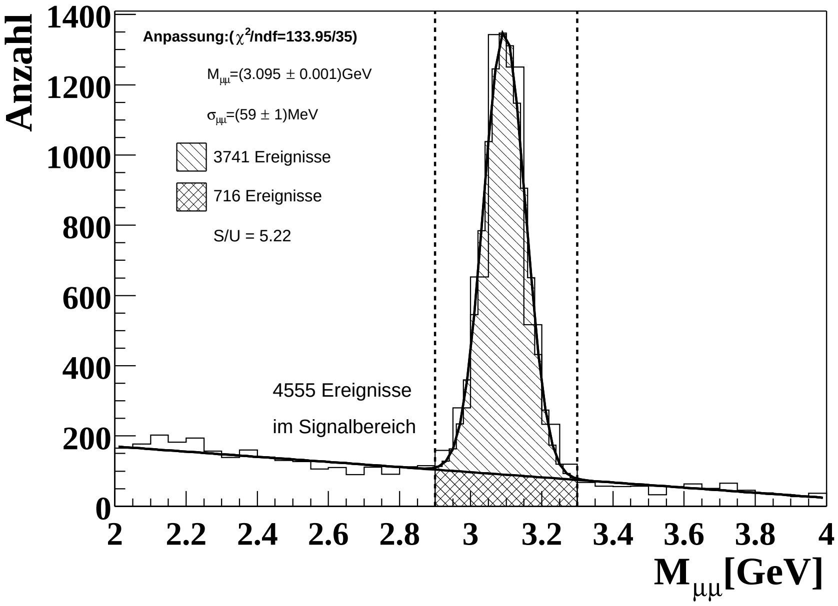


Abbildung 4.2: *Massenspektrum von Zwei-Spur-Ereignissen, in denen ein Teilchen als Myon identifiziert ist,im Bereich der nominellen* J/Ψ*-Masse* ($M_{J/\Psi} = 3.096 MeV$)*. Darüber hinaus sieht man eine Anpassung an die Daten, die mit einer Gaußfunktion für das Signal und einer Geraden für den Untergrund erreicht wurde. Das aus der Anpassung ermittelte Signal/Untergrund-Verhältnis beträgt* 5.22.

durch die gestrichelten vertikalen Linien markiert. Der Hauptuntergrund wurde durch die Verwerfung von den Ereignissen, die durch kosmische Myonen hervorgerufen wurden, unterdrückt. Der verbliebene Untergrund ist in erster Linie auf nicht-resonante Lepton-Paar-Erzeugung $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ zurückzuführen und lässt sich durch einen linearen Term erfassen. Das J/Ψ-Signal lässt sich durch eine Gaußfunktion beschreiben. Die eigentliche Breit-Wigner-Form ist nicht auflösbar, da das Auflösungsvermögen der Spurkammer für die Impulsmessung zu gering ist ($\Gamma_{J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-} = 5.26$keV). Man sieht, dass die gemachte Anpassung die Daten sehr gut beschreibt. Die nominelle J/Ψ-Masse wird mit dem Wert $M_{J/\Psi}^{gem.} = (3.095 \pm 0.001)$ GeV genau bestätigt. Das Signal/Untergrund-Verhältnis hat mit $S/U = 5.22$ einen akzeptablen Wert, da der Untergrund größtenteils auf Myonen zurückzuführen ist.

Zusätzlich werden aus dem Massenspektrum noch die Ereignisse mit $2.7 > M_{\mu\mu} > 2.5$GeV oder $3.7 > M_{\mu\mu} > 3.5$GeV selektiert, um später abschätzen zu können, aus welchen Teilchen der Untergrund im Signalbereich zusammengesetzt ist.

Kosmische Myonen

Den größten Teil des Untergrundes von Ereignissen mit zwei Myonen stellen kosmische Myonen dar. Durchquert ein kosmisches Myon den Detektor im Bereich der Wechselwirkungszone, so wird ein Zwei-Spur-Ereignis rekonstruiert. Dieses beinhaltet zwei Spuren, die von einem gemeinsamen Vertex kommen und einen entgegengesetzten und vom Betrag gleichen Impuls haben. Da sich beide rekonstruierten Spuren in diesem Bild gegenüberliegen, wird die Größe *ellipse* eingeführt, mit der sich kosmische Myonen identizieren lassen:

$$ellipse = \sqrt{\left(\frac{180° - \Delta\Theta}{8°}\right) + \left(\frac{180° - \Delta\Phi}{4°}\right)} > 1 \tag{4.2}$$

Dabei sind $\Delta\Theta = \Theta_1 + \Theta_2$ und $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ die Winkeldifferenzen zwischen Spur1 und Spur2. Im Idealfall ist für kosmische Myonen, also für zwei sich genau gegenüberliegende Spuren, $\Delta\Theta = 180°$ und $\Delta\Phi = 180°$. Als Folge dieser topologischen Eigenschaft kann für kosmische Myonen ein quadratischer Zusammenhang zwischen der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System $W_{\gamma p}$ und der invarianten Masse hergeleitet werden (siehe Anhang E). Als Kriterium für die Verwerfung von Ereignissen kosmischer Myonen kann somit auch der Abstand R in $W_{\gamma p}$ von dieser Parabel verwendet werden. In Abbildung 4.3**a)** und **b)** sind diese beiden Schnitte für Ereignisse mit einer invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ kleiner als 10 GeV bzw. kleiner als 4 GeV graphisch dargestellt. In Bild **a)** ist die Ereignisverteilung in der $W_{\gamma p} - M_{\mu\mu}$-Ebene zu sehen. Man erkennt deutlich die Signatur kosmischer Myonen, der J/Ψ-Resonanz und der ρ^0-Resonanz. **a)** zeigt darüberhinaus eine Anpassung an die Signatur kosmischer Myonen mit Hilfe eines quadratischen Polynoms ($M_{\mu\mu} = a \cdot W_{\gamma p}^2$) im Bereich $M_{\mu\mu} > 2$ GeV. Als Parameter der Anpassung wurde der Wert $a = 5.41 \cdot 10^{-4}$/GeV erhalten, welcher gut mit dem theoretischen Wert $a = 2E_e/s = 5.37 \cdot 10^{-4}$/GeV übereinstimmt. Die Punkte, die einen Abstand R in $W_{\gamma p}$ von 4 GeV zu dieser Parabel haben, sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet und hüllen so den Bereich ein, der aufgrund des Schnittes verworfen wird[2]. **b)** zeigt die Ereignisverteilung in der $\Delta\Theta - \Delta\Phi$-Ebene in dem für kosmische Myonen interessanten Bereich und die Auswirkung des *ellipse*-Schnittes im Bereich $M_{\mu\mu} < 4$ GeV. In **c)** und **d)** sind beide Schnitte durch Linien dargestellt. Das musterlose Histogramm beinhaltet alle Ereignisse mit $M_{\mu\mu} < 4$ GeV und das schraffierte stellt die Verteilung derjenigen Ereignisse dar, die durch den jeweils anderen Schnitt verworfen werden.

Nimmt man eine Gleichverteilung in $W_{\gamma p}$ im Intervall $W_{\gamma p} \in [65, 85]$GeV an, so kann man bei der J/Ψ-Selektion die Anzahl der durch den Schnitt auf R verworfenen Ereignisse abschätzen, indem man diese mit der Anzahl von Ereignissen im Abstand 4GeV $< R <$ 8 GeV im Signalbereich des J/Ψ-Mesons gleichsetzt. So kommt man auf 366 durch den Schnitt auf R verworfene Ereignisse, was einem prozentualen Anteil von etwa 11 Prozent entspricht.

Eine weitere Möglichkeit, Ereignisse kosmischer Myonen zu verwerfen, ist, auf die Zeitmessung T_0 in der CJC zu schneiden, da die meisten dieser Ereignisse zum HERA-Takt, der die nominelle Strahlkreuzung von Elektron und Protonstrahl angibt, zeitlich verschoben

---

[2] Wie man in **a)** sieht, muss man den Schnitt auf den Abstand R dem Bereich der invarianten Masse anpassen, da bei höherer invarianter Masse die Streuung der Werte stärker wird. Das hängt wahrscheinlich mit der schlechter werdenden Auflösung bei der Impulsrekonstruktion zusammen.

sind. Diese Methode wird in dieser Analyse aber weder untersucht noch verwendet.

4.2.2 ρ^0-Selektion

Das ρ^0-Meson kann über die starke Wechselwirkung in zwei geladene Pionen zerfallen ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfallskanal beträgt $\Gamma_{\pi^+\pi^-}/\Gamma \approx 100\%$. In Abbildung 4.4 sieht man das Massenspektrum für Zweispurereignisse mit Pionhypothese für beide Spuren im Bereich der nominellen ρ^0 Masse von $M_{\rho^0} = 770$ MeV nach Anwendung der in Tabelle 4.1 angeführten Schnitte. Der Bereich der selektierten Ereignisse wird durch die gestrichelten vertikalen Linien markiert. Es wird die Forderung an die Ereignisse gestellt, dass der Transversalimpuls mindestens einer Spur größer als 0.5 GeV sein muss, da Teilchen erst ab einem Impuls von $P > 0.5$ GeV das Kalorimeter erreichen. Der kinematische Bereich wird mit 25 GeV $< W_{\gamma p} <$ 90 GeV auf den für ρ^0-Untersuchngen *üblichen* Bereich beschränkt und es werden nur Ereignisse mit Photoproduktion ausgewählt. Um den leptonischen Untergrund zu unterdrücken, wird gefordert, dass höchstens ein Teilchen im Kalorimeter als Myon oder als Elektron identifiziert wird und dass keine Spur im Myondetektor gefunden wurde. Eine weitere Quelle für Untergrundereignisse sind Φ-Zerfälle in zwei geladene Kaonen, die aber bei der Berechnung der invarianten Masse als Pionen angenommen werden. Diese Ereignisse wären in dem in Abbildung 4.4 gezeigten Massenspektrum hauptsächlich im Bereich 300 MeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 400 MeV zu finden und bilden damit einen nur geringfügigen Beitrag zum Untergrund im Bereich der Selektion. Dennoch ist ein Schnitt auf die invariante Masse mit Kaon-Hypothese im Φ-Bereich gemacht ($M_{K^+K^-} \notin [1.01, 1.03]$ GeV).
Die Halbwertsbreite von $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ beträgt $\Gamma_{\rho^0\rightarrow\pi^+\pi^-} = 150.7$ MeV und lässt sich damit prinzipiell vom Detektor auflösen. Daher wird bei der Anpassung für das Signal die relativistische Breit-Wigner-Formel verwendet. Nach [6] ist der Hauptuntergrund auf nicht-resonante Erzeugung von $\pi^+\pi^-$-Paaren mit einem zusätzlichen Interferenzterm zurückzuführen. Es wird hier vereinfacht versucht, nur die nicht-resonant erzeugten $\pi^+\pi^-$-Paare mit einem linearen Term zu beschreiben. Die so zusammengesetzte Anpassung liefert für das Signal akzeptable Werte ($M_{\rho^0} = (0.772 \pm 0.002)$ GeV, $\Gamma_{\rho^0\rightarrow\pi^+\pi^-} = (165 \pm 7)$ MeV und $S/U = 4.63$).

4.2.3 Φ-Selektion

Das Φ-Meson kann über die starke Wechselwirkung in zwei geladene Kaonen zerfallen($\Phi \rightarrow K^+K^-$). Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfallskanal beträgt $\Gamma_{K^+K^-}/\Gamma = 49.1\%$. In Abbildung 4.5 sieht man das Massenspektrum für Zweispurereignisse mit Kaon-Hypothese für beide Spuren im Bereich der nominellen Φ Masse von $M_\Phi = 1020$ MeV nach Anwendung der in Tabelle 4.1 angeführten Schnitte. Der Bereich der selektierten Ereignisse wird durch die gestrichelten vertikalen Linien markiert. Es wird der leptonische Untergrund mit der Forderung unterdrückt, dass höchstens eines der beiden Teilchen im Kalorimeter als Myon oder Elektron identifiziert wurde. Außerdem wird noch auf die Wahrscheinlichkeit geschnitten, dass eine Massenhypothese (hier Kaonmasse) mit den gemessenen Werten des

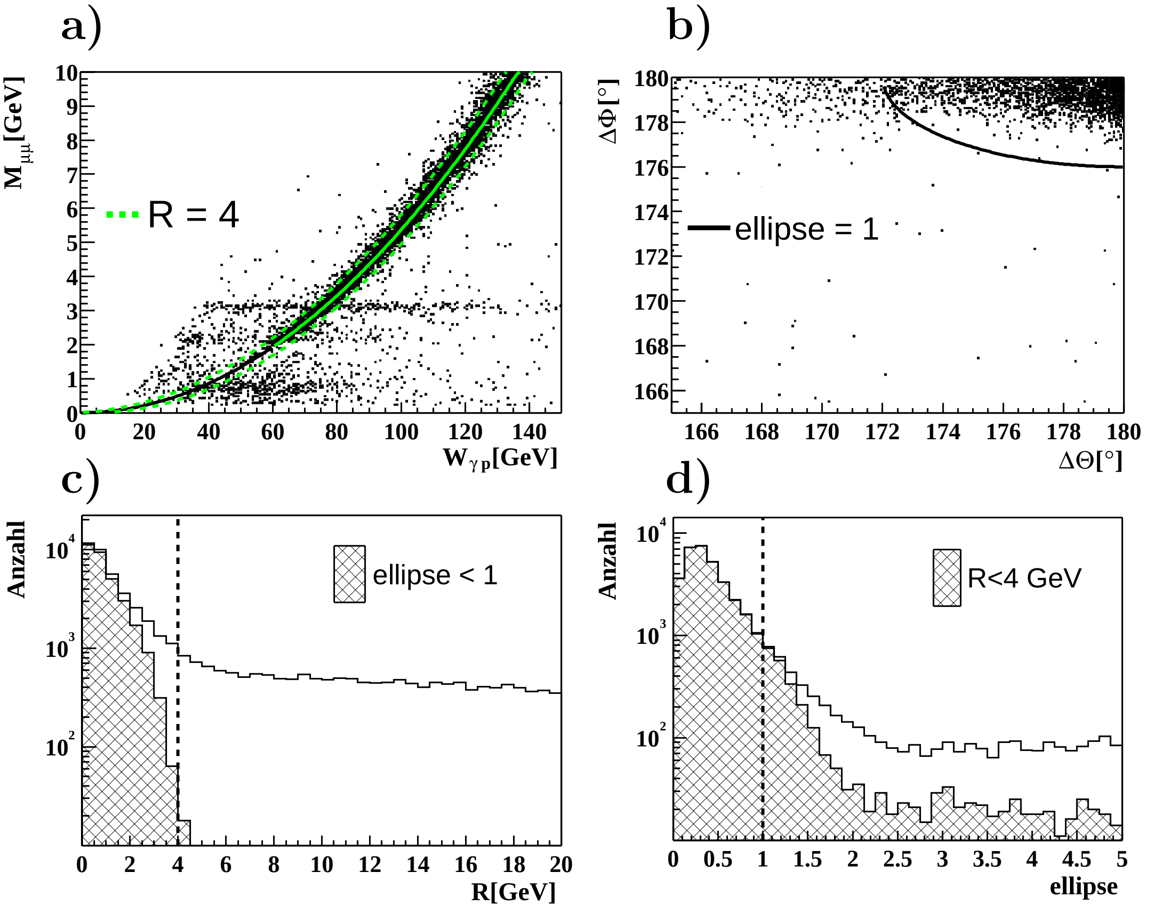


Abbildung 4.3: *Schnitte gegen kosmischen Myonen.* **a**) *zeigt die Ereignisverteilung in der* $W_{\gamma p} - M_{\mu\mu}$*-Ebene mit einer Anpassung an den Bereich kosmischer Myonen mit Hilfe eines quadratischen Polynoms (weiß-durchgezogen) und deren Extrapolation in den Bereich der* ρ^0*- und* Φ*-Mesonen (schwarz-durchgezogen). Die Punkte, die in* $W_{\gamma p}$ *von der angepassten Parabel* 4 GeV *weit entfernt sind, sind als gestrichelte Linien dargestellt.* **b**) *stellt den Schnitt auf ellipse in der* $\Delta\Theta - \Delta\Phi$*-Ebene für* $M_{\mu\mu} < 4$ *GeV dar. Für die Ereignisse in der eingezeichneten Kurve ist ellipse* < 1. **c**) *und* **d**) *zeigen die beiden Schnitte als gestrichelte Linien. Die schraffierten Histogramme stellen die Ereignisse dar, die durch den jeweils anderen Schnitt verworfen werden.*

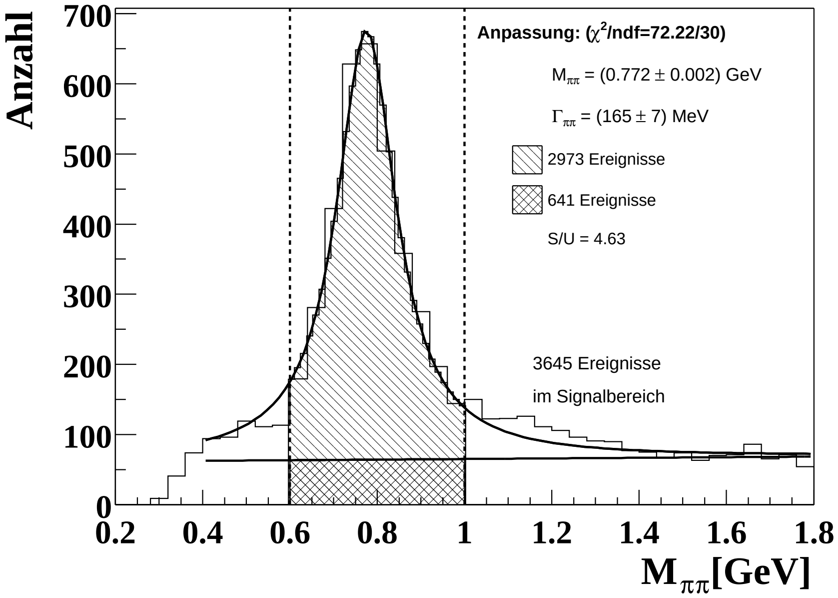


Abbildung 4.4: *Massenspektrum für Zweispur-Ereignisse mit Pion-Hypothese für beide Spuren im Bereich der nominellen Masse des* ρ^0 *(*$M_{\rho^0} = 770$ *MeV). Die Anpassung wurde mit der relativistischen Breit-Wigner-Formel für das Signal und einem linearen Term für den Untergrund realisiert. Das ermittelte Signal/Untergrund-Verhältnis ist* $S/U = 4.63$.

Impulses und der Ionisation dE/dx vereinbar ist. Im selektierten Signalbereich befinden sich 741 Ereignisse.

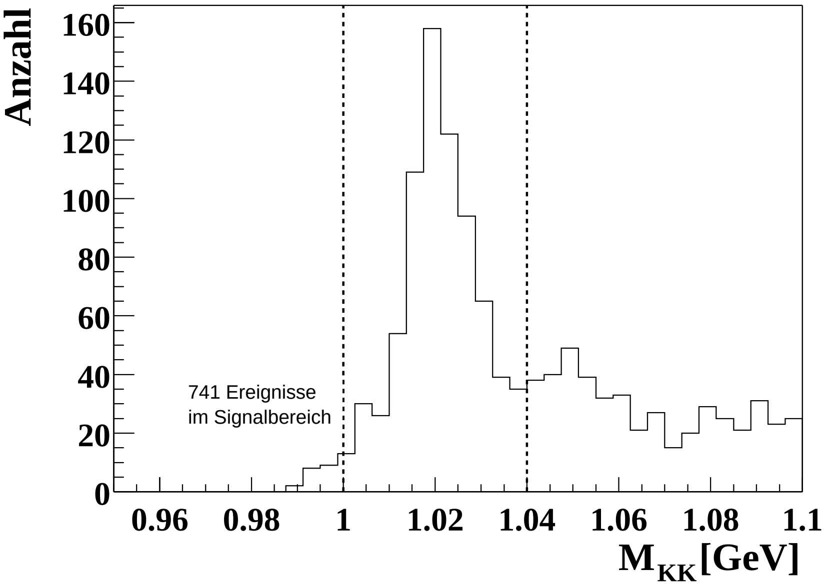


Abbildung 4.5: *Massenspektrum für Zweispur-Ereignisse mit Kaon-Hypothese für beide Spuren im Bereich der nominellen Masse des* $\Phi(M_\Phi = 1.020\ GeV)$.

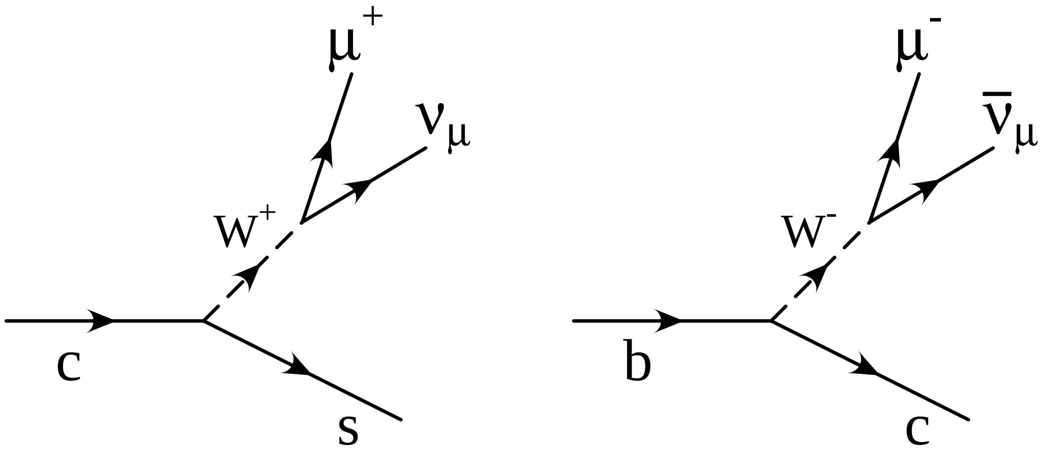


Abbildung 4.6: *Der myonische Zerfall eines c- bzw. b-Quarks.*

4.3 Selektion von $D^*\mu$-Ereignissen

Das Charm-Meson D^* besteht aus einem $c\bar{d}$- bzw. $\bar{c}d$-Paar und ensteht durch Fragmentation von c-Quarks zu einem $c\bar{d}$- bzw. $\bar{c}d$-Paar. Es zerfällt über die starke Wechselwirkung und hat eine entsprechend kurze Lebensdauer. Bei Beauty-Produktion werden zunächst B-Mesonen gebildet, die in Charm-Teilchen zerfallen können.

Durch den Zerfall von Charm- und Beauty-Hadronen können Myonen entstehen. Bei Charm-Produktion entstehen Myonen direkt aus dem semileptonischen Zerfall von Charm-Mesonen, während bei Beauty-Produktion Myonen durch den semileptonischen Zerfall von sowohl Charm-Mesonen als auch B-Mesonen entstehen können. Diese in Abbildung 4.6 dargestellten Prozesse erfolgen über die schwache Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein c bzw. b-Quark in ein Myon zerfällt, beträgt [11]:

$$\mathcal{BR}(c \longrightarrow \mu^+\nu_\mu X) = (8.1^{+1.0}_{-0.9})\%$$

$$\mathcal{BR}(b \longrightarrow \mu^-\nu_\mu X) = (10.8 \pm 0.5)\%$$

Für diese Analyse werden Ereignisse mit mindestens einem D^*-Meson und einem Myon selektiert. Das D^*-Meson wird über den Zerfallskanäle $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_s^+$ und $D^{*-} \rightarrow D^0\pi_s^- \rightarrow K^+\pi^-\pi_s^-$ selektiert. Aufgrund der kleinen Massendifferenz[3] zwischen dem D^* und dem D^0 ist der Impuls des Pions im Ruhesystem des D^* sehr gering. Es wird daher mit π_s bezeichnet (s steht für langsam, englisch *slow*). Die folgenden zwei Zerfallskanäle werden selektiert:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi_s^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi_s^+$$

---

[3] $\Delta M = M(D^*) - M(D^0) = 145.4$ MeV

$$D^{*-} \rightarrow \overline{D}^0 + \pi_s^- \rightarrow K^+ + \pi^- + \pi_s^-$$

Die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit beträgt ([11]):

$$\mathcal{BR}(D^* \rightarrow K + \pi + \pi_s) = \mathcal{BR}\big(D^* \rightarrow D^0\pi_s\big) \cdot \mathcal{BR}\big(D^0 \rightarrow K\pi\big) = (2.63 \pm 0.08)\%$$

Die D^*-Ereignisse aus diesem Zerfallskanal werden üblicherweise über die sogenannte ΔM-Methode selektiert. Dabei wird zunächst nach D^0-Kandidaten gesucht. Falls ein solcher gefunden wurde, wird geprüft, ob eine Spur die Kriterien eines π_s erfüllt. Dann wird gegebenenfalls die Massendifferenz $\Delta M = M(D^* - \text{Kandidat}) - M(D^0 - \text{Kandidat})$ gebildet. Ist ΔM kleiner als 170 MeV, so werden die drei Spuren als D^*-Kandidat akzeptiert. Die Tabelle 4.2 gibt die Werte der einzelnen Schnitte an. Darüber hinaus sind dort die Anforderungen an das Myon angeführt.

Selektion von D$^*\mu$-Ereignissen
$z_{Vertex} < 35$ cm
$\lvert M(K\pi) - M(D^0)\rvert <= 0.08$ GeV
$\eta(D^*) \leq 1.5$
$p_\perp(D^*) > 1.5$ GeV
$p_\perp(K,\pi) > 0.5$ GeV
$p_\perp(\pi_s)) > 0.12$ GeV
$radiale\ Spurlänge(K,\pi) \geq 22$ cm
$radiale\ Spurlänge(\pi_s) \geq 10$ cm
$dca'(K,\pi) < 1$ cm
$dca'(\pi_s) < 2$ cm
Mindestens eine Spur mit:
$Q_{Komb.} \geq 2$
$P \geq 1.0$ GeV
$20° \leq \Theta \leq 160°$
$radiale\ Spurlänge \geq 10$ cm

Tabelle 4.2: *Selektionskette für $D^*\mu$-Ereignisse. z_{Vertex} bezeichnet dabei die z-Koordinate des Vertex. η ist die Pseudorapidität. dca' bezeichnet den kürzesten Abstand in der x-y-Ebene zwischen der Spur und dem primären Vertex.*

Abbildung 4.7 zeigt das ΔM-Spektrum von D^*-Kandidaten in den Daten aus den Jahren 1997, 1999 und 2000. Es ist ein klares Signal bei der nominellen Massendifferenz von 145 MeV zu erkennen. Für die Anpassung wird folgende Funktion verwendet:

$$f(\Delta M) = \frac{N_{Signal}}{\sqrt{2\pi} \cdot 1.2\ \text{MeV}} \cdot exp\Big(- \frac{(\Delta M - 0.1454\ \text{GeV})^2}{2 \cdot (1.2\ \text{MeV})^2}\Big) + a \cdot (\Delta M - M(\pi))^{0.45}$$

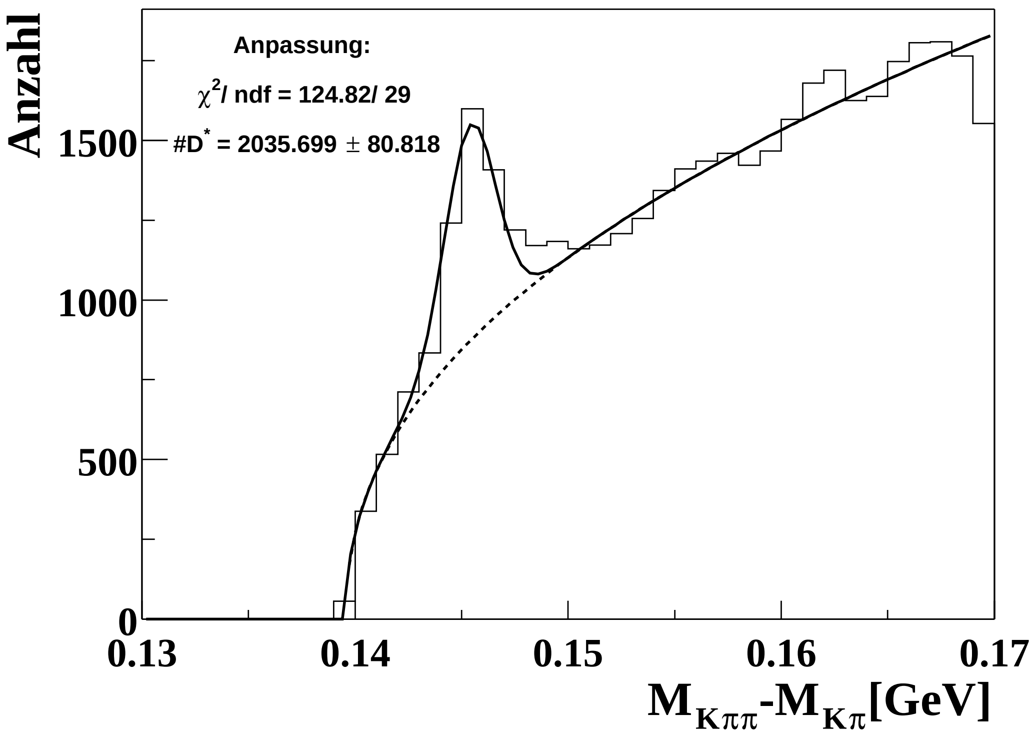


Abbildung 4.7: *ΔM-Spektrum für $D^*\mu$-Kandidaten aus den Daten der Jahre 1997, 1999 und 2000. Eingezeichnet ist die an die ΔM-Verteilung angepasste Funktion (durchgezogen) und die aus der Anpassung bestimmte, den Untergrund beschreibende, Funktion (gestrichelt). Die Anzahl der D^*-Mesonen wird auf* 2035.7 ± 80.8 *bestimmt.*

Dabei sind die freien Parameter N_{Signal} und a die Anzahl der im Signal enthaltenen Ereignisse bzw. der Normierungsfaktor der Untergrundfunktion. Bei der Anpassung wurde N_{Signal} auf 2035.7 ± 80.8 bestimmt.

Der $D^*\mu$-Datensatz enthält 42276 Ereignisse aus den Daten der Jahre 1997, 1999 und 2000.

Kapitel 5

Neuronale Netze

> Watch and learn!
> *-Norman Schwarzkopf*

(Künstliche) Neuronale Netze (NN) sind Algorithmen, die die Informationsverarbeitung des biologischen Nervensystems nachahmen. Sie finden vor allem Verwendung als Modell für künstliche Intelligenz, als Lösung von Problemen der Klassifikation oder Mustererkennung oder als Mittel zur Funktionsanpassung. Dabei ist der zweite Punkt für diese Arbeit von besonderer Bedeutung.

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 5 zunächst eine kurze Einführung in die Welt der Neuronalen Netze gegeben. In Abschnitt 6 wird dann die Entwicklung verschiedener Neuronaler Netze für die Identifikation von Myonen beim H1-Experiment vorgestellt.

5.1 Biologisches Vorbild

Jedes *höhere* Lebewesen verfügt über ein kommunizierendes Wahrnehmungssystem, das auf Reize des eigenen Körpers oder der Umgebung reagieren, Signale zu einem Zentrum weiterleiten und in diesem verarbeiten kann. Dieses System ermöglicht es den Lebewesen, in verschiedenen Situationen angemessen zu handeln. Wie ein spezielles Lebewesen auf eine bestimmte Situation reagiert, hängt von den Erbanlagen und der Erfahrung ab. Beim Menschen wird zwischen dem zentralen Nervensystem, bestehend aus Gehirn und Rückenmark, und dem allen anderen Nervenbahnen zugeordneten peripheren Nervensystem unterschieden. Das zentrale Nervensystem besteht aus 10^{12} Nervenzellen, die auch Neuronen genannt werden und die elementaren Bausteine des menschlichen Nervensystems darstellen. Jedes dieser Neuronen besteht aus einem Zellkörper und mehreren Nervenfasern (siehe Abbildung 5.1). Genau eine dieser Fasern, das sogenannte Axon, trägt Information nach außen. Alle anderen dienen dem Empfang von Information und werden Dendriten genannt. Das Axon kann eine Länge von 1 m erreichen und teilt sich an seinem Ende in bis zu 1000 Äste auf. Am Ende dieser Äste kann über eine *Synapse* die Information des Axons an einen Dendrit einer benachbarten Zelle weitergeleitet werden.

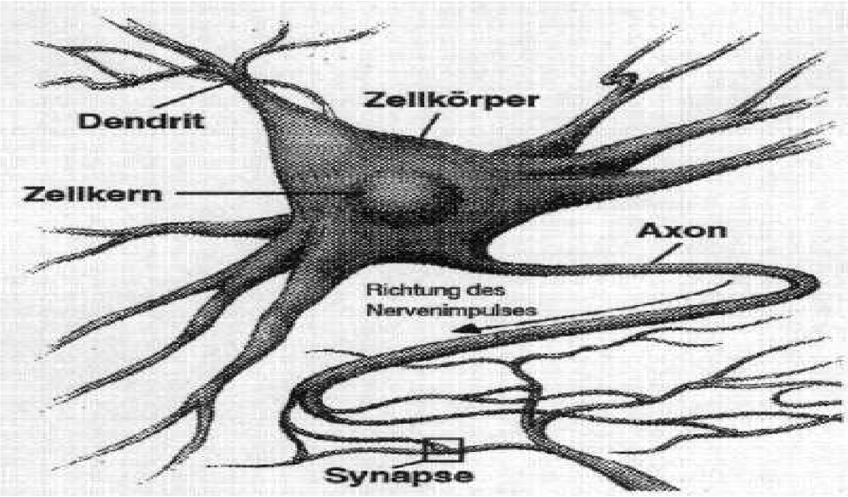


Abbildung 5.1: *Nervenzelle*

Die Ausbreitung eines Signals kommt durch elektrochemische Prozesse zustande. Die Potentialdifferenz auf der Zellmembran ist im Ruhezustand auf konstantem Niveau. Dies wird durch eine erhöhte Konzentration von Natrium-Ionen außerhalb des Zellkernes erreicht. Durch eine Anregung des Neurons über seine Dentriten wird die Durchlässigkeit der Membran verändert, so dass sich die Konzentration von Natrium-Ionen im Zellkern erhöht. Übersteigt diese einen für jede Zelle charakteristischen Schwellenwert, so baut sich am Ursprung des Axons, dem sogenannten *Axonhügel*, ein Aktionspotential auf. Das Neuron "feuert". Nach etwa einer Millisekunde kehrt das Neuron wieder in den Ruhezustand zurück, indem es die Natrium-Ionen aus dem Zellkern verdrängt. Das Aktionspotential wird über das Axon auf die Verknüpfungen zu anderen Neuronen, den *Synapsen*, übertragen. Am *synaptischen Spalt* wird das Signal dann auf chemischem Wege auf die Dendriten übertragen, indem eine Ausschüttung von Neurotransmittern hervorgerufen wird. Diese verändern dann über Rezeptoren auf der Membran der Dendriten das Potential und können somit hemmend oder erregend auf das Neuron wirken.
Die Tatsache, dass die Neuronen Signale nur übertragen können, deutet darauf hin, dass die Speicherung von Information in der Ausprägung der synaptischen Verbindung und der Topologie des gesamten Neuronen-Netzwerkes enthalten ist. Diese wurde von Hebb in der sogenannten *Hebb'schen Lernregel* [5] formuliert, die postuliert, dass ein Lernvorgang eine Veränderung der Gewichte zwischen zwei Neuronen bedeutet, in Abhängigkeit von der Häufigkeit der Signalübertragung über diese Verbindung.

5.2 Mathematisches Modell des Neurons

1943 wurde von S.McColloch und Walter Pitts ein grundlegendes Modell für ein künstliches Neuron vorgeschlagen, das so genannte *McColloch-Pitts-Neuron*. Für dieses werden folgende Eigenschaften gefordert:

- Ein Neuron kann genau zwei Zustände annehmen. Entweder ist es aktiv oder nicht.
- Die Aktivierungsschwelle hat einen festen Wert.
- Es gibt mehrere Eingaben, die über Synapsen an das Neuron gewichtet übertragen werden.
- Die gewichteten Eingaben werden aufsummiert und mit dem Schwellenwert verglichen. Ist dieser kleiner als die Summe der gewichteten Eingaben, so wird das Neuron aktiviert.
- Das Neuron wird einem Lernprozess unterzogen, indem die Gewichte variiert werden, je nach Relevanz der Eingabegröße.

5.2.1 Das Perceptron

Die mathematische Umsetzung eines *McColloch-Pitts-Neurons* bezeinet man als *Perceptron* [15]. Im Folgenden wird diese Umsetzung beschrieben.
Die Abhängigkeit des Zustandes des Neurons von der Summe der gewichteten Eingabewerte lässt sich mit der Heaviside'schen Sprungfunktion beschreiben. Da es für die Anwendung des Lernalgorithmus aber notwendig ist, dass diese Funktion, die auch *Aktivierungsfunktion* genannt wird, differenzierbar ist, wird in der Regel eine sigmoide(*s-förmige*) Funktion benutzt. Bei den später entwickelten neuronalen Netzen wird die Funktion $g(x)$ verwendet, die folgendermaßen definiert ist:

$$g(x) = \frac{1}{1 + e^{-2x}} \tag{5.1}$$

Wenn die Eingabegrößen mit $\vec{x} \in \mathbb{R}^n$, die Gewichte der Eingabegrößen mit $\vec{\omega} \in \mathbb{R}^n$ und der Schwellenwert des Perceptrons mit $\Theta \in \mathbb{R}$ bezeichnet werden, dann ist der Ausgabewert $o \in \mathbb{R}$ wie folgt beschrieben:

$$o(\vec{x}) = g\left(\sum_{k=1}^{n} \omega_k x_k - \Theta \right) \tag{5.2}$$

Der Ausgabewert o hat damit Werte im Bereich zwischen 0 und 1. In der Regel definiert man mit den Werten $o = 0$ und $o = 1$ zwei Klassen von Eingabevektoren, $\vec{x}_0$ und $\vec{x}_1$. Damit zwei Klassen von Eingabevektoren vollständig durch ein Perceptron klassifiziert werden können, müssen sie linear trennbar sein. Das bedeutet, dass ein Gewichtsvektor $\omega_{\vec{HE}}$ existieren muss, für den die durch $\vec{\omega}_{HE}\vec{x} - \Theta = 0$ definierte Hyperebene die beiden Ereignisklassen $\vec{x}_0$ und $\vec{x}_1$ trennen kann. Falls dies nicht der Fall ist, muss ein neuronales Netz von mindestens zwei Perceptronen zur Lösung dieses Problems verwendet werden(siehe Abbildung 5.3).

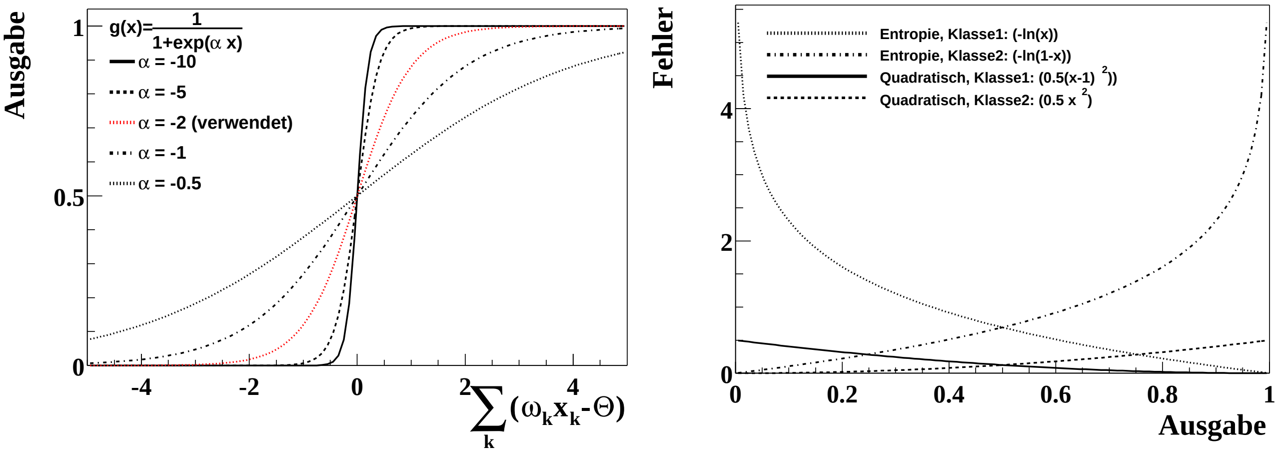


Abbildung 5.2: *Die benutzte Aktivierungsfunktion mit verschiedenen Parametereinstellungen und die Fehlerfunktionen.*

5.3 Feedforward-Netzwerke

Für komplexere Klassen von Eingabevektoren müssen mehrere Perceptronen zu einem Netzwerk zusammengeschaltet werden. Diese Netzwerke können beliebig kompliziert sein. Die Topologie vereinfacht sich, wenn man Rückkopplung ausschließt. Dann spricht man von einem *feedforward-Netz*. In einem solchen Netz werden die Informationen nur in eine Richtung übertragen. Abbildung 5.4 zeigt ein feedforward Netz mit drei Ebenen. Die Neuronen werden oft *Knoten* genannt. Bei den Knoten der ersten Schicht spricht man von Eingabeknoten x_i, die der letzten Schicht nennt man Ausgabeknoten x_o. Die Anzahl der Ausgabeknoten richtet sich nach der Anzahl der Klassen von Eingabevektoren. Man benötigt $log_2(N_K - 1) + 1$ Ausgabeknoten, um N_K Klassen von Eingabevektoren zu trennen. Für die Trennung von zwei Klassen reicht folglich ein Ausgabeknoten aus. Die Schichten von Knoten zwischen der Eingabe- und der Ausgabeschicht werden versteckte Schichten genannt. Jedes lösbare Klassifizierungsproblem lässt sich im Prinzip mit einer versteckten Schicht bestmöglich lösen (*Kolmogorovs-Theorem* [7]). Der Einsatz mehrerer versteckter Schichten kann aber in vielen Fällen die Trennung zweier Klassen vereinfachen.

Beschränkt man sich auf eine versteckte Schicht, dann lässt sich der Wert des Ausgabeknotens o_0 folgendermaßen schreiben:

$$o_0(\vec{x}) = g(\sum_{j=1}^{m}(\tilde{\omega}_j \; g(\sum_{i=1}^{n} \omega_{ij} x_i - \Theta_j)) - \tilde{\Theta}) \tag{5.3}$$

Dabei sind $\tilde{\omega}_j$ die Gewichte zwischen den Knoten der versteckten Schicht und dem Ausgabeknoten und $\tilde{\Theta}$ der Schwellenwert des Ausgabeknotens.

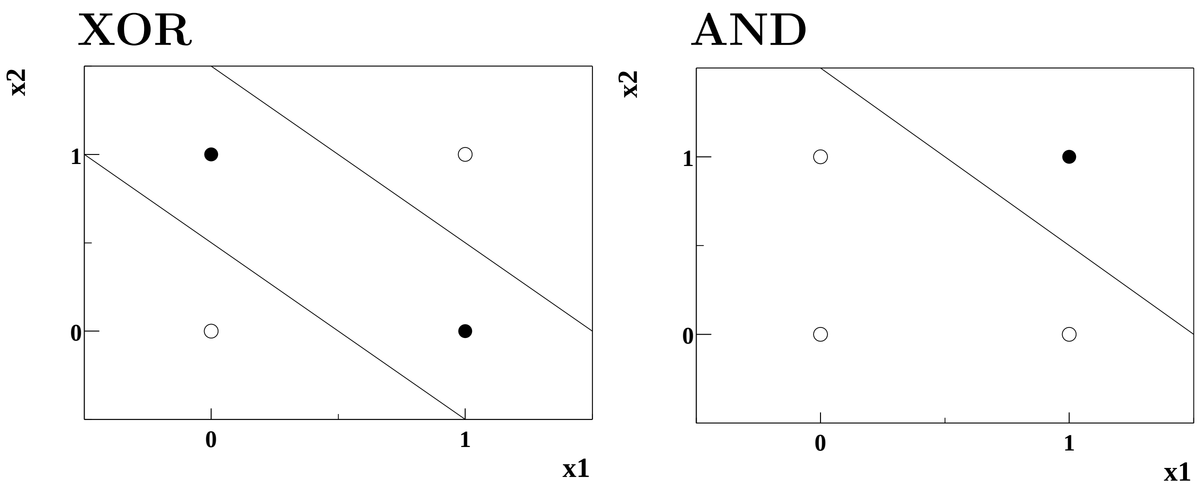


Abbildung 5.3: *Mögliche Hyperebenen, die die zwei unterschiedlichen Ergebnistypen "wahr" und "falsch" der logischen Funktionen AND und XOR(eXclusive OR) trennen können. Dabei entsprechen die Kreise dem Ausgabetyp "wahr" und die Kreisringe dem Ausgabetyp "falsch". Zur Separation der Ausgabeklassen der XOR-Funktion sind zwei Hyperebenen notwendig.*

5.3.1 Backpropagation-Lernalgorithmus

Über die Veränderung der Gewichte der Verbindungen zwischen den einzelnen Knoten wird ein neuronales Netz an ein zu lösendes Klassifizierungsproblem angepasst. Das bezeichnet man als Lernen. Es gibt verschiedene Algorithmen, die verwendet werden. Für Klassifizierungsprobleme wird in der Regel der *backpropagation*-Algorithmus angewendet [12], welcher im Folgenden beschrieben wird:

Ein Eingabevektor $\vec{v}^{(p)}$ und ein zugehöriger Ausgabe-Sollwert $t^{(p)}$ bilden zusammen ein Muster. Die Menge aller zur Verfügung stehenden Muster wird mit $\mathbf{M}$ bezeichnet. Um dem Netz eine quantitative Größe zu geben, nach der es beurteilen kann, wie gut die aktuelle Einstellung der Gewichte mit den Eingabemustern $\mathbf{M}$ vereinbar ist, wird eine Fehlerfunktion E definiert. Diese kann zum Beispiel wie folgt definiert sein:

$$E_{quadr.}\big(\vec{\omega}\big) = \frac{1}{2N_M}\sum_{p\in\mathbf{M}}\big(o^{(p)}\big(\vec{\omega}\big) - t^{(p)}\big)^2 \qquad (5.4)$$

$$E_{Entropie}\big(\vec{\omega}\big) = -\frac{1}{2N_M}\sum_{p\in\mathbf{M}}\Big(\big(1 - t^{(p)}\big)ln\big(1 - o^{(p)}\big(\vec{\omega}\big)\big) - t^{(p)}ln\big(o^{(p)}\big(\vec{\omega}\big)\big)\Big) \qquad (5.5)$$

Dabei wird $E_{quadr.}\big(\vec{\omega}\big)$ die quadratische und $E_{Entropie}\big(\vec{\omega}\big)$ die Entropie-Fehlerfunktion genannt.

Der Verlauf der beiden Fehlerfunktionen ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

Das Ziel des Backpropagation-Lernalgorithmus ist es, den Satz von Gewichten zu finden,

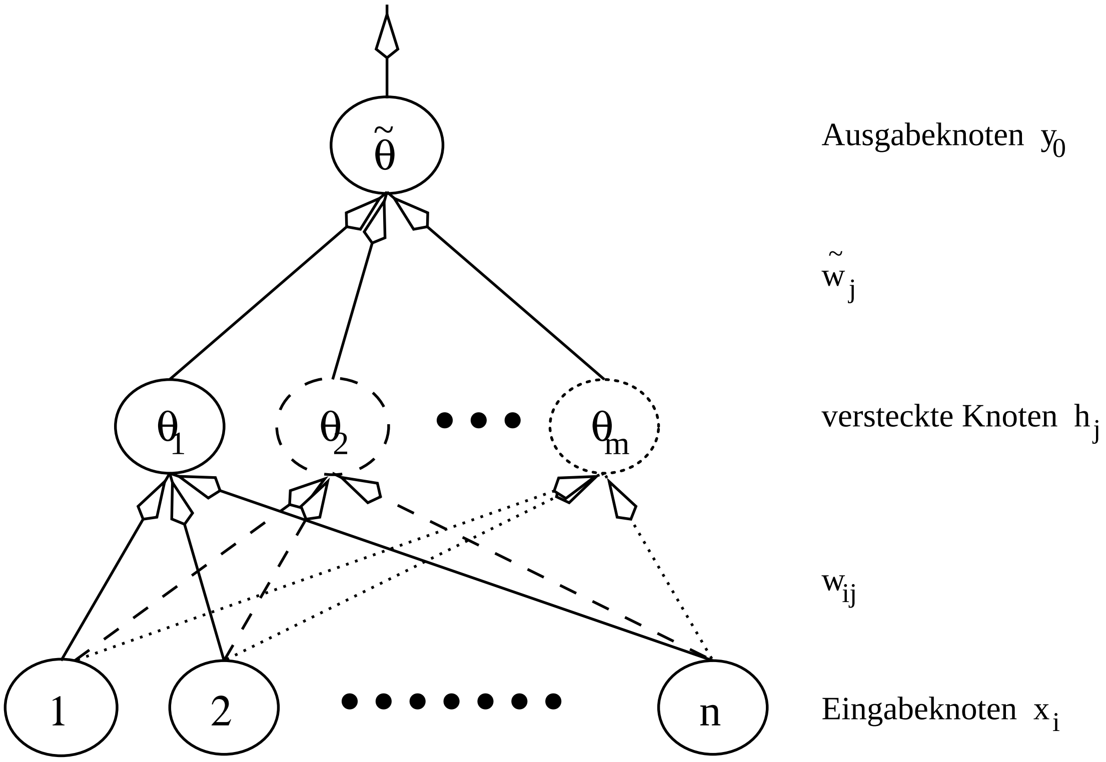


Abbildung 5.4: Die Struktur eines feed-forward Netzes

für den der Wert der gewählten Fehlerfunktion minimal wird. Hierzu bedient sich der Backpropagation-Lernalgorithmus des Gradientenabstiegsverfahrens [12], nach dem die Änderungen der Gewichte und Schwellenwerte wie folgt berechnet werden:

$$\vec{\omega}_{t+1} = \vec{\omega}_t + \Delta\vec{\omega}_t \tag{5.6}$$

$$\Delta\vec{\omega}_t = -\eta\vec{\nabla}_{\vec{\omega}} E_t \tag{5.7}$$

Dabei ist $\vec{\omega}$ der Vektor aller Gewichte und Schwellenwerte im Netz.
Das Hauptproblem dieses Verfahrens ist, dass es nur lokale Informationen im $\vec{\omega}$-Raum auswertet und somit die Gefahr besteht, dass der Algorithmus in einem lokalen Minimum steckenbleibt. Probleme des Gradientenabstiegsverfahrens sind im Einzelnen:

- Die Ermittlung der Korrektur der Gewichte über die Steigung der Fehlerfunktion. Deshalb kann es passieren, dass bei steilen Tälern in der Fehlerfläche der Gradient so groß wird, dass das Minimum übersprungen und an der anderen Seite des Tals die Korrektur der Gewichte umgekehrt wird. So kann es also zu einer Oszillation um ein Minimum kommen.
- Das Verfahren kann auf einem flachen Plateau steckenbleiben.
- Gute Minima können übersprungen werden, wenn der Gradient der Fehlerfläche zu groß ist.

Um den Lernalgorithmus aus Gleichung 5.7 gegen solche Situationen zu schützen, wird ihm ein Trägheitsterm α zugefügt. Dann ergibt sich:

$$\Delta\vec{\omega}_{t+1} = -\eta\vec{\bigtriangledown}_{\vec{\omega}}E_t + \alpha\Delta\vec{\omega}_t \tag{5.8}$$

Weiterhin kann man Oszillationen vermeiden, indem die Lernrate nach jedem Lernschritt um einen bestimmten prozentualen Anteil verringert wird.
Fügt man der Gleichung 5.7 einen gaußverteilten Zufallsterm hinzu, dann spricht man von *Langevin-Updating*:

$$\Delta\vec{\omega}_{t+1} = -\eta\vec{\bigtriangledown}_{\vec{\omega}}E_t + \vec{\sigma} \tag{5.9}$$

Betrachtet man für die Korrektur der Gewichte nur das Vorzeichen des Gradienten, dann bezeichnet man das als *Manhattan-Updating*:

$$\Delta\vec{\omega}_{t+1} = -\eta \cdot sgn\left[\vec{\bigtriangledown}_{\vec{\omega}}E_t\right] \tag{5.10}$$

5.4 Lernverfahren

Aus dem bisher Beschriebenen ergibt sich folgender Ablauf für die Durchführung des Lernverfahrens:

1. Beschaffung von Mengen M_1, M_0 von Mustern für zwei Klassen von Eingabevektoren. Für jede Menge von Mustern wird eine feste Anzahl von Mustern für das *Training* ausgewählt. Die übrigen Muster werden zum *Test* verwendet.

2. Skalierung der Eingabegrößen x_i, damit die Werte für die Eingabeknoten und Gewichte alle dieselbe Größenordnung haben.

3. Initialisierung der Gewichte und Schwellenwerte mit Zufallszahlen Z aus dem Bereich $Z \in [-1.5, 1.5]$.

4. Beginn der Lernphase. Dazu wird dem Netz nacheinander eine bestimmte Anzahl von Eingabemustern präsentiert. Dann wird der Ausgabewert o^p für jedes Muster berechnet und mit dem Sollwert $t^{(p)}$ verglichen. Der aufsummierte Fehler dient über den gewählten Lernalgorithmus zur Bestimmung der Korrekturwerte der Gewichte und Schwellenwerte. Sind alle *Trainings-Muster* einmal verwendet worden, fängt man mit einer neuen Iteration an. Eine solche Iteration nennt man *Epoche.*

5. Das Verfahren kann beendet werden, wenn sich der aufsummierte Fehler einer Epoche nicht mehr ändert. In diesem Fall sind die Werte der Gewichte konvergiert.

Das Training eines Netzes ist umso erfolgreicher gewesen, je besser es sich auf unbekannte, im Training nicht verwendete Muster anwenden ließ. Dieser Schritt wird *Generalisation* genannt. Wird bei vielen Gewichten nur eine geringe Anzahl von Mustern zum Training

verwendet, so kann es vorkommen, dass das neuronale Netz jedes einzelne Muster *auswendig lernt*, und deshalb auf unbekannte Muster nicht mehr angewendet werden kann. Diesen Effekt bezeichnet man als *over-training*.
Anhand der *Test-Muster* wird entschieden, ob das Training erfolgreich war. Abbildung 5.5 stellt den Verlauf der Fehlerfunktion dar, jeweils für Trainings- und Testmuster und für zwei verschiedene Trainingsdurchläufe. Für das erfolgreiche Training konvergiert der Lernalgorithmus schnell und der Verlauf der Fehlerfunktion der Testmuster folgt dem der Trainingsmuster. Tritt *over-training* auf, so wird der Fehler der Trainings-Muster kleiner, während der Fehler der Test-Muster ansteigt.

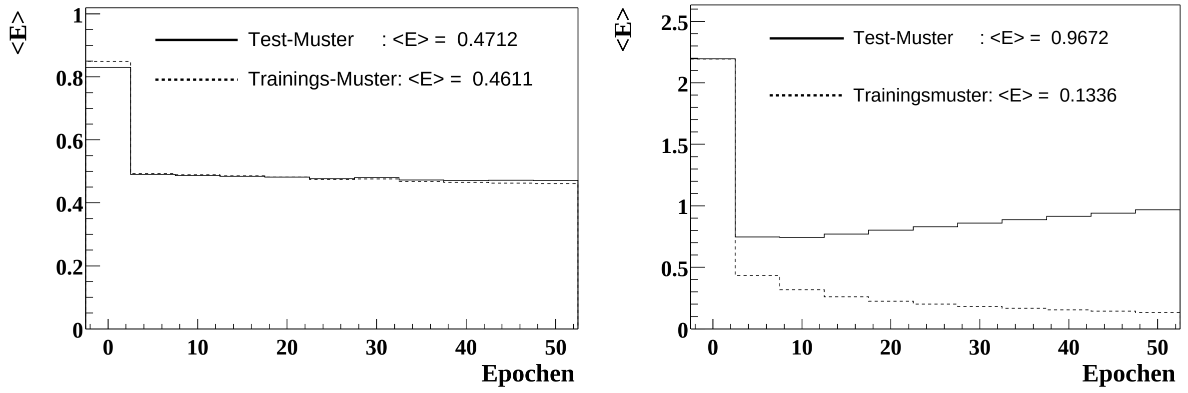
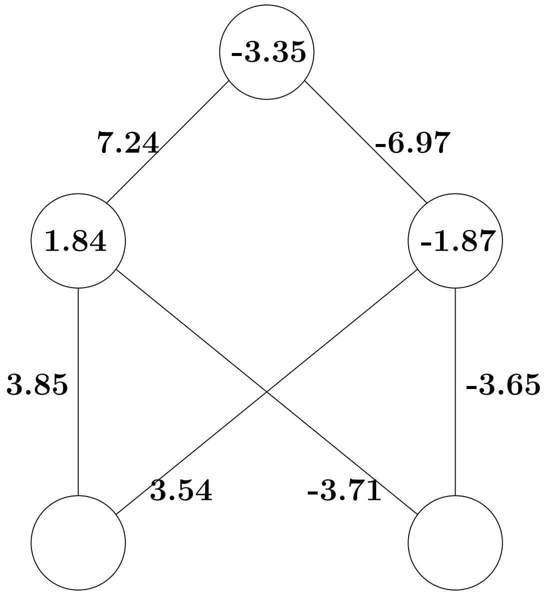


Abbildung 5.5: *Die Verläufe des mittleren Fehlers für Trainings- und Testmuster in Abhängigkeit von der Anzahl der durchlaufenen Epochen. Das linke Bild dokumentiert das Training und den Test eines Netzes, das auf unbekannte Muster erfolgreich angewendet werden kann. Das rechte Bild zeigt den Trainings- und Testverlauf eines übertrainierten Netzes.*

5.5 Beispiele

5.5.1 XOR-Problem

Ein Beispiel, das mit einem Knoten in der versteckten Schicht nicht lösbar ist, ist das XOR-Problem[14]. Für eine Separation der beiden möglichen Funktionswerte 0 und 1 (siehe Tabelle in Abbildung 5.6) benötigt mindestens zwei Hyperebenen (siehe Abbildung 5.3). Zwei Hyperebenen entsprechen zwei Knoten in der versteckten Schicht.
Das Ziel ist es, ein neuronales Netz mit zwei Knoten in der versteckten Schicht so zu trainieren, dass es die Sollwerte aus der Tabelle aus Abbildung 5.6 selbstständig ermitteln kann. Das Ergebnis eines Trainings über 1000 Epochen und zwei Knoten in der versteckten Schicht ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Zur Veranschaulichung ist die Netzausgabe in Abhängigkeit von kontinuierlichen Eingabewerten x_1, x_2 in Abbildung 5.7 gezeigt.
Für die beiden durch $\vec{\omega}_i\vec{x} - \Theta_i = 0$ definierten Hyperebenen, wobei $i = 1, 2$ den beiden versteckten Knoten entspricht, ergibt sich mit den durch das Training ermittelten Werten:



p	$x_1^{(p)}$	$x_2^{(p)}$	$t^{(p)}$
1	0	0	0
2	1	0	1
3	0	1	1
4	1	1	0

Abbildung 5.6: *Links: Gewichts- und Schwellenwerte nach dem Training. Rechts: Alle Eingabe- und zugehörige Ausgabewerte der logischen XOR-Funktion.*

$$x_1 = \frac{3.717 \cdot x_2 + 1.84}{3.85} = 0.963 \cdot x_2 + 0.478 \tag{5.11}$$

$$x_1 = \frac{3.64 \cdot x_2 - 1.87}{3.54} = 1.031 \cdot x_2 - 0.528 \tag{5.12}$$

Die Gewichte zwischen versteckter Schicht und Ausgabeschicht sind dabei nicht von Bedeutung, da sie nur den Ausgabewert in den von den Hyperebenen getrennten Bereichen festlegen. Die durch Gleichung 5.11 und 5.12 definierten Geraden stimmen mit den Flanken der Ausgabe aus Abbildung 5.7 überein.

5.5.2 H1-Logo

In diesem Abschnitt wird ein neuronales Netz an eine Funktion angepasst, die jedem Zahlenpaar (x_1, x_2) mit $x_1 \in [0,1]$ und $x_2 \in [0,1]$ einen binären Wert zuweist. Die Funktion ist so gewählt, dass sie als Histogramm dargestellt das H1-Logo zeigt. Dabei wird der durch (x_1, x_2) mit $x_1 \in [0,1]$ und $x_2 \in [0,1]$ definierte Zahlenbereich in 26×26 Bereiche eingeteilt, in denen die Funktion konstante Werte hat. Als Eingabegrößen des Netzes werden (x_1, x_2) benutzt und als Ausgabesollwert der Wert der Funktion.
Das verwendete Netz hat jeweils 15 Knoten in zwei versteckten Schichten. In Abbildung 5.8 ist der zeitliche Ablauf der Bearbeitung dieser Lernaufgabe dokumentiert. Bei einer Netztopologie von diesem Ausmaß ist es nur noch sehr schwer möglich, anhand der Gewichte und Schwellenwerte auf die gefundenen Korrelationen zu schließen.

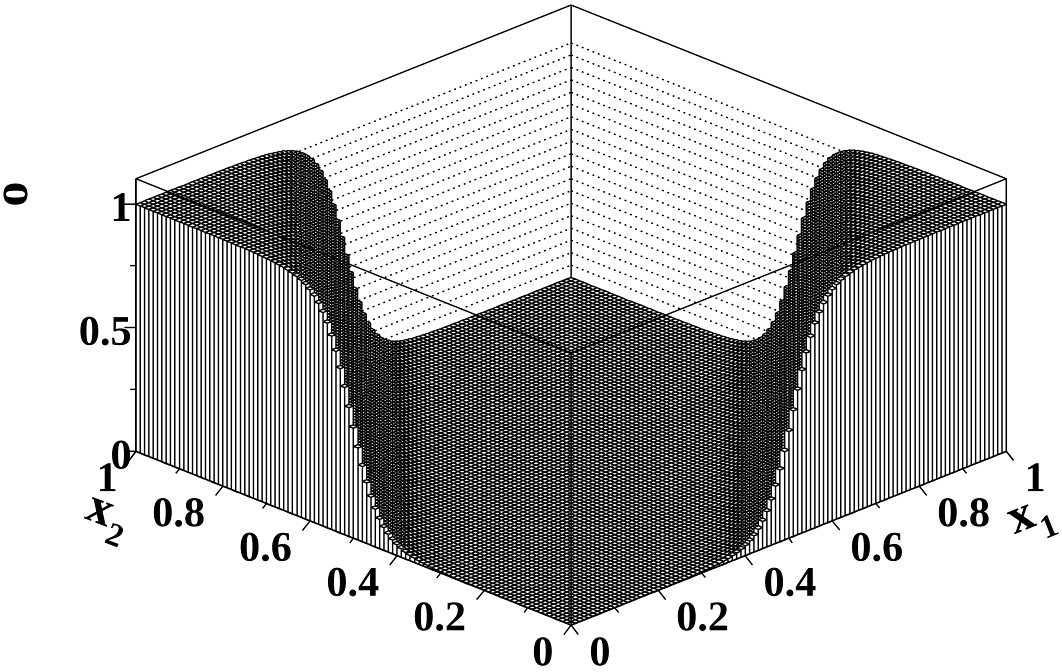


Abbildung 5.7: *Die Ausgabe des das XOR-Problem lösenden neuronalen Netzes für kontinuierliche Eingabewerte.*

5.6 Das JETNET-Softwarepaket

Für die Implementierung wird das Softwarepaket JETNET 3.5[12] verwendet. Mit diesem können mehrlagige *Feedforward*-Netze realisiert werden. Die Anzahl der versteckten Lagen und die Anzahl der Knoten in einer Lage sind auf maximal 10 bzw. 1000 beschränkt. Für die Konfiguration eines Netzes werden in dieser Arbeit die folgenden Parameter benutzt:

- Die Anzahl der versteckten Lagen
- Die Anzahl der Eingabeknoten
- Die Anzahl der Knoten in jeder versteckten Lage
- Der Lernalgorithmus
    - Reines *Backpropagation*-Lernverfahren
    - *Manhattan*-Lernverfahren
    - *Langevin*-Lernverfahren
- Die Lernrate η

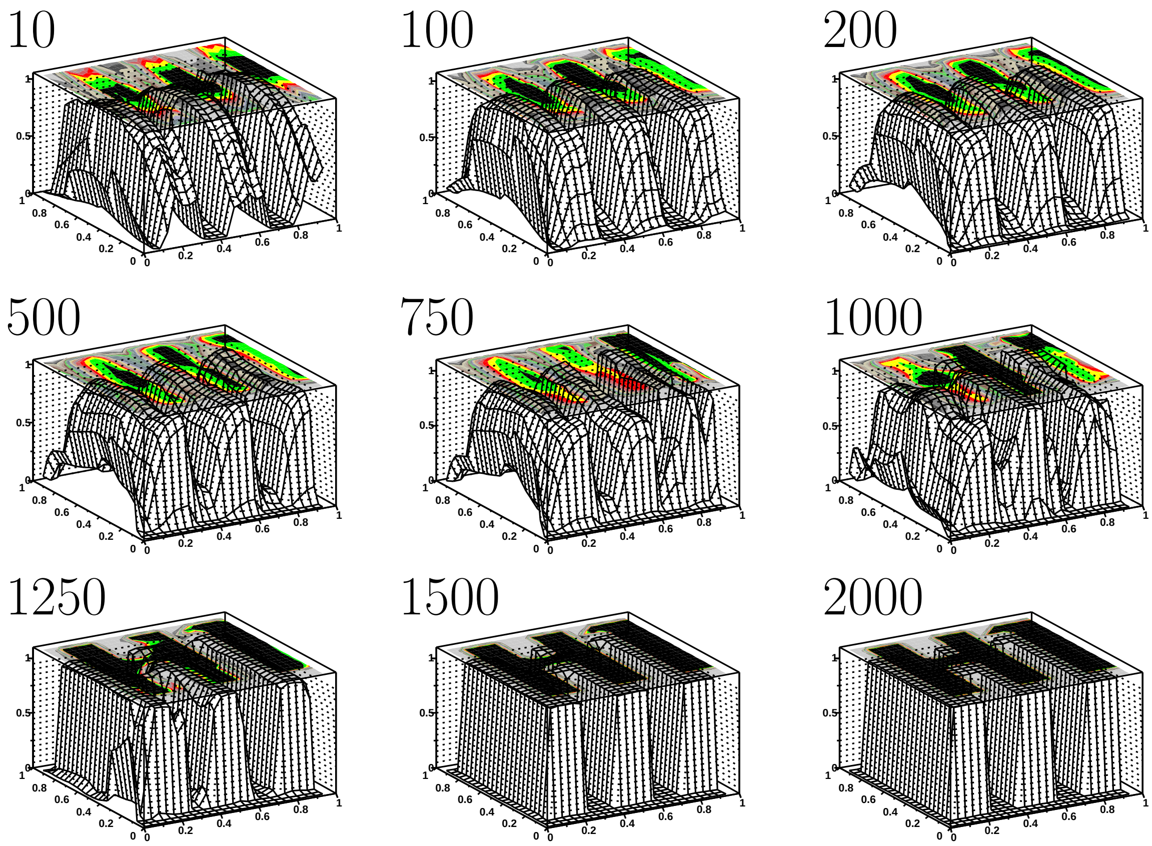


Abbildung 5.8: *Die zeitliche Entwicklung eines Trainings. Die Zahlen geben an, wie oft dem Netz das Muster präsentiert worden ist.*

- Die Abschwächung $\Delta\eta$ der Lernrate
- Der Trägheitsterm α
- Die Fehlerfunktion
  - Entropie-Fehlerfunktion:
    $E_{Entropie} = -\frac{1}{2N_M}\sum_{p=1}^{N_M}\Big(\big(1-t^{(p)}\big)ln\big(1-o^{(p)}\big) - t^{(p)}ln\big(o^{(p)}\big)\Big)$
  - Die quadratische Fehlerfunktion:
    $E_{quadr.} = -\frac{1}{2N_M}\sum_{p=1}^{N_M}\Big(o^{(p)} - t^{(p)}\Big)^2$
  - Die Log-Likelyhood-Fehlerfunktion:
    $E_{LLH} = -\frac{1}{2N_M}\sum_{p=1}^{N_M} ln\Big(1 - \Big(o^{(p)} - t^{(p)}\Big)^2\Big)$
- Die sigmoide Aktivierungsfunktion:

- $g(x) = tanh(x)$
- $g(x) = (1 + e^{2x})^{-1}$

Kapitel 6

Neuronale Netze für die Myonidentifikation bei H1

6.1 Training

Für die Identifikation von Myonen werden zwei unterschiedliche Netze entwickelt. Das eine soll nur die Kalorimeterinformation auswerten, das andere soll sowohl anhand der Kalorimeter- als auch anhand der Myondetektorinformation seine Entscheidungen treffen. Im Folgenden werden diese Netze mit *Kalorimeter-Netz* bzw. *Eisen-Kalorimeter-Netz* bezeichnet. Der Ausgabewert der Netze wird als o_K (Kalorimeter-Netz) und o_{EK} (Eisen-Kalorimeter-Netz) geschrieben. Die für beide neuronalen Netze verwendeten Kalorimetergrößen sind in Kapitel 3 beschrieben und im Anhang in Tabelle D.1 aufgelistet. Dem Eisen-Kalorimeter-Netz werden darüber hinaus noch die Anzahl der angesprochenen Lagen im Myondetektor ($NIRONLAYERS$) und die erste ($FIRSTIRONLAYER$) und die letzte angesprochene Lage im Myondetektor ($LASTIRONLAYER$) und die Verbindungswahrscheinlichkeit einer Jetkammerspur mit einer Eisenspur (*linkprobability*), als Eingabegrößen bereitgestellt. Da die verwendet Größen, wie in Kapitel 3 gezeigt ist, stark von dem Impuls und dem Polarwinkel abhängen, werden diese ebenfalls als Eingabegrößen verwendet. Somit wird das Kalorimeter-Netz und das Eisen-Kalorimeter-Netz über 28 bzw. 32 Eingabegrößen gesteuert.
Die Konfigurationen beider Netze ist Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Zum Training werden für beide Netze die gleichen Muster verwendet. Mit folgenden Mustern wird die Trainingsphase durchgeführt:

- 2000 Myonen aus Zerfällen von J/Ψ-Mesonen, die durch elastische e-p-Reaktionen entstanden sind. 4000 Myonen aus simulierten Zerfällen von J/Ψ-Mesonen (DIFFVM)
- 4000 simulierte Myonen
- 2000 Pionen aus Zerfällen von ρ^0-Mesonen, die durch elastische e-p-Reaktionen entstanden sind. 4000 Pionen aus simulierten Zerfällen von ρ^0-Mesonen (DIFFVM)

	Kalorimeter-Netz	Eisen-Kalorimeter-Netz
Anzahl der Eingangsneuronen	28	32
Anzahl der Ausgangsneuronen	1	
Anzahl der Neuronen in der ersten versteckten Schicht	20	
Anzahl der Neuronen in der zweiten versteckten Schicht	10	
Fehlerfunktion	Entropie-Fehlerfunktion	
Lernverfahren	*Langevin*-Lernverfahren	
η	0.05	
$\Delta\eta$	0.98	
α	0.1	

Tabelle 6.1: *Konfiguration der beiden Netze*

- 2000 simulierte Pionen (einschließlich Myonen, die aus dem Zerfall eines Pions stammen)
- 2000 simulierte Kaonen

Für den Erfolg des Trainings ist es wichtig, dass die Anzahl der Muster für beide Teilchenklassen möglichst gleich ist, da im Falle einer ungleichen Anzahl im Allgmeinen schon während der Trainingsphase die Trennung der Teilchenklassen weniger Gewicht hat als die Identifikation der in der Mehrzahl vorhandenen Muster der einen Teilchenklasse. Zudem ist gerade für das Kalorimeter-Netz wichtig, dass in dem Polarwinkelbereich von $\Theta > 130°$ gleich viele Muster für beide Teilchenklassen benutzt werden, da sich dort die Kalorimetergrößen zwischen Myonen und Hadronen kaum oder gar nicht unterscheiden. Ansonsten würde sich der Ausgabewert in diesem Bereich dem Ausgabesollwert der Teilchenklasse anpassen, die dort mit mehreren Mustern vertreten ist.
Die Reihenfolge der Muster beeinflusst das Training in hohem Maße. Als sehr effektiv gilt die zufällig Anordnung der Trainingsmuster [3]. Vor Beginn des Trainings wird die Reihenfolge der Muster zufällig festgelegt. Beim Training über mehrere Epochen wird diese Reihenfolge beibehalten.
Der Ausgabesollwert wird für Myonen auf $t^\mu = 1$ und für Hadronen auf $t^\pi = 0$ festgelegt.

6.1.1 Behandlung der Ausgabe der neuronalen Netze

Training

Abbildung 6.1 zeigt die Netzausgabe des Eisen-Kalorimeter-Netzes für die zum Teil beim Training verwendeten Teilchen aus dem J/Ψ-Datensatz und für die Teilchen aus den Seitenbändern des Massenspektrums der J/Ψ-Kandidaten. Für die Myonkandidaten aus dem

Signalbereich liegt der Ausgabeparameter im Wesentlichen über 0.95. Das neuronale Netz identifiziert in Abhängigkeit von dem Schnittwert s_n etwa zwei Drittel aller Teilchen aus dem J/Ψ-Untergrund als Myonen. Etwa 100 Teilchen haben einen Netzausgabewert, der kleiner als 0.05 ist (Abbildung 6.1 c)). Diese Anzahl stimmt annähernd mit der aus dem Signalbereich überein, was darauf hindeutet, dass ein Großteil der nicht vom Netz identifizierten Teilchen aus dem Signalbereich wirklich keine Myonen sind.
Der Ausgabewert der Teilchen aus dem ρ^0-Datensatz ist breiter verteilt als für die Teilchen aus dem J/Ψ-Datensatz (Abbildung 6.2). Das liegt an der hohen Anzahl von Teilchen mit einem Impuls kleiner als 1.2 GeV. 275 Teilchen haben einen Netzausgabewert von $o_{EK} > 0.85$. Das entspricht einem Anteil von 2.5%. Genau dieser Anteil wird auch für simulierte Pionen aus ρ^0-Zerfällen erzielt, wenn der Ausgabewert von Teilchen mit $0.8 < P < 2$ GeV untersucht wird. Sowohl die simulierten als auch die gemessen Teilchen, für die eine Netzausgabe von $o_{EK} > 0.85$ berechnet wird, werden zu etwa 70% auch von der konventionellen Methode ($Q_{Komb} \geq 2$) identifiziert.

Relevanz der Eingabegrößen

Es gibt keine allgemeingültigen Kriterien für die Auswahl der Separationsvariablen für die Lösung eines Problems mit einem Backpropagation-Netz. Eine Größe ausschließlich nach ihrer linearen Separierbarkeit auszuwählen ist fragwürdig, da neuronale Netze auch fähig sind, Korrelationen zwischen den gewählten Grössen auszunutzen. Die Relevanz einer einzelnen Größe wird folgendermaßen definiert:

$$R_i = \frac{1}{N_{Muster}} \cdot \sum_{j=1}^{N_{Muster}} (o(\vec{x}_j) - o(\vec{x}_j|_{(\vec{x_j})_i = \overline{x}_i}))^2 \tag{6.1}$$

Aus der Relevanz lässt sich aber nicht der Korrelationsgrad zu anderen Größen bestimmen. Ein Vergleich mit der Relevanz aus anderen Netzen ist nicht ratsam, da oft in mehreren Variablen dieselbe Information enthalten ist. So ist z.B. in jeder benutzten Myondetektorvariable die Information enthalten, ob die betrachtete Spurkammerspur mit einer Spur aus dem Myondetektor verbunden werden kann oder nicht, und die Information des mittleren Abstandes zur extrapolierten Helix ist in der Verwendung der Zylinderradien enthalten. Somit hat man im Prinzip einen großen Anteil redundanter Information, den man gegebenenfalls durch die Reduzierung der Anzahl der Eingabegrößen verringern könnte. Alle Versuche mit Hilfe der Relevanz oder der linearen Separierbarkeit der einzelnen Variablen die Anzahl der Eingabegrößen auf unter 15 zu verringern hatten eine Verschlechterung des Netzes zur Folge, was in erster Line daran lag, dass das Netz fast nur noch Eiseninformation zur Entscheidungsfindung verwendet hat. Die beiden negativen Aspekte so vieler Eingabegrößen sind mehr Rechenaufwand und das Hinzukommen eines weiteren Faktors, der die Übersichtlichkeit und das Verständnis von dem, was das Netz macht, weiter einschränkt. Eine Verschlechterung der Netzfunktion sollte bei der Wahl einer hohen Anzahl von Eingabegrößen aber nicht auftreten, da der Lernalgorithmus in der Lage sein sollte,

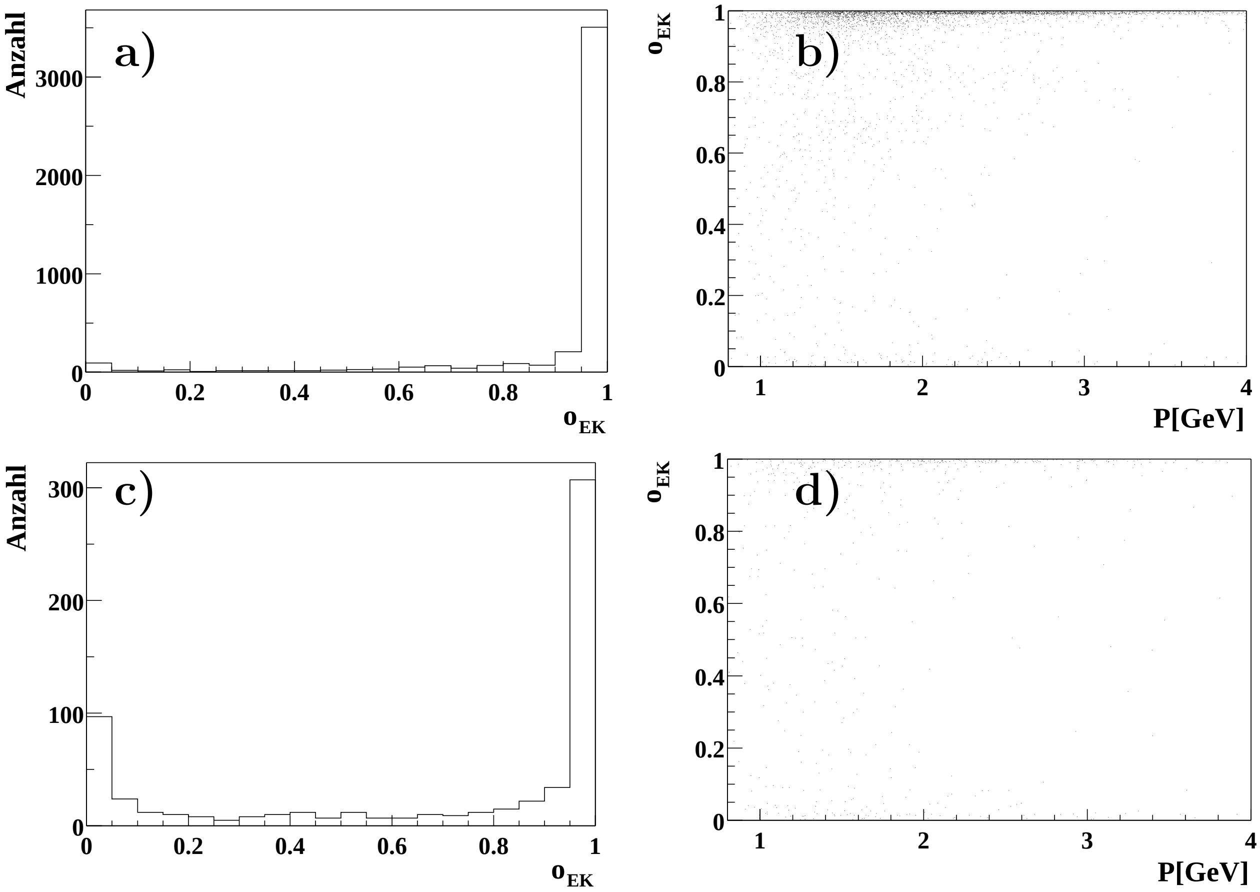


Abbildung 6.1: **Myonen aus dem Zerfall der J/Ψ-Kandidaten**: *Ausgabewert des Eisen-Kalorimeter-Netzes (a) und Abhängigkeit des Ausgabewertes vom Impuls (b).* **Untergrund des J/Ψ-Datensatzes** *aus den Seitenbändern des Massenspektrums: Ausgabewert des Eisen-Kalorimeter-Netzes(c) und Abhängigkeit des Ausgabewertes vom Impuls (d).*

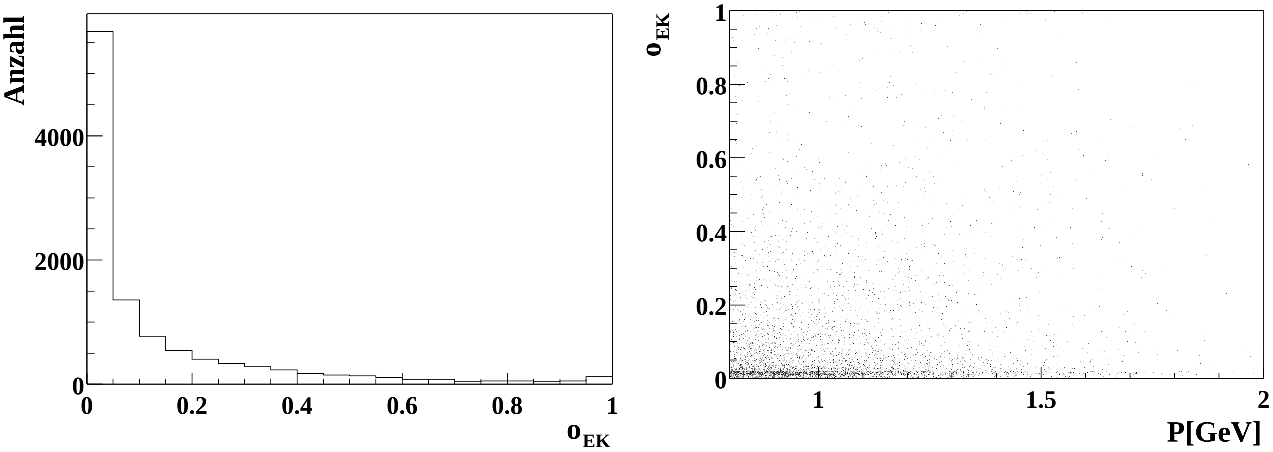


Abbildung 6.2: **Zerfallsteilchen der ρ^0-Kandidaten**: *Ausgabewert (links) und Impulsabhängigkeit des Ausgabewertes des Eisen-Kalorimeter-Netzes (rechts).*

kontraproduktive Variablen zu ignorieren. In Abbildung 6.3 sieht man die Relevanz der Eingabegrößen für beide neuronalen Netze. Auffällig ist besonders die Abhängigkeit vom Impuls bei beiden Netzen. Die Spurlänge und die aufsummierte Spurlänge im hadronischen Kalorimeter scheinen in beiden Netzen keine dominierende Rolle zu spielen, was ein wenig verwundert, da das Training vorwiegend mit Teilchen durchgeführt wurde, die einen Impuls zwischen 1 und 3 GeV haben, und in diesem Bereich sind, wie in Kapitel 3 festgestellt wurde, die Spurlängen besonders gut zur Identifikation von Myonen geeignet.

Um eine Einschätzung zu bekommen, wie erfolgreich das Training des Netzes war, ist es sinnvoll, wie im Folgenden gezeigt wird, die Abhängigkeit der Reinheit von der Netzausgabe o zu untersuchen. Für das optimale Netz muss der gesamte Fehler der Testmuster minimal sein. Es wird die quadratische Fehlerfunktion angenommen:

$$E = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^{N_{Spuren}} (o_i - t_i)^2 \tag{6.2}$$

Dabei sind N_{Spuren} die Anzahl der Testmuster, o_i der Netzausgabewert und t_i der Sollausgabewert für das i'te Muster. Betrachtet man nun den Netzausgabewert o in einem Intervall von $o \in [o - \Delta o/2, o + \Delta o/2]$, und befinden sich dort N_μ Myonen und N_{Hadron} Hadronen, so ist mit der Reinheit $P = N_\mu/(N_\mu + N_{Hadron}) = N_\mu/N_{Int}$ der Gesamtfehler in diesem Intervall:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{1}{2}(N_\mu \cdot (o-1)^2 + N_{Hadron} \cdot o^2) \\ &= \frac{N_{Int}}{2} \cdot (P(o-1)^2 + (1-P) \cdot^2) \end{aligned} \tag{6.3}$$

Der Fehler in diesem Intervall ist dann minimal, wenn gilt:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Delta E}{\partial o} &\overset{!}{=} 0\\ 0 &= P\cdot(o-1)+o\cdot(1-P)\\ \Longrightarrow o &= P \qquad (6.4)\end{aligned}$$

Bei optimalem Training sollte P gegen o aufgetragen eine Ursprungsgerade ergeben. Für die simulierten Myonen und Pionen ist dieser Zusammenhang in Abb. 6.4 zu sehen. Die Netze sind beide gut trainiert. Der ideale Zustand wurde in beiden Fällen fast erreicht.

6.1.2 Bestimmung des Schnittwertes s_n

Um anhand der Ausgabe eines neuronalen Netzes die Trennung zwischen zwei Teilchenklassen zu erreichen, muss man sich auf einen Schnittwert s_N festlegen. In Tabelle 6.2 sind zu verschiedenen Werten von s_N die zugehörigen Effizienzen und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten beider Netze für Teilchen aus dne Zerfällen der J/Ψ- bzw. ρ^0-Kandidaten aufgelistet.

s_N-Schnitt	Kalorimeter-Netz		Eisen-Kalorimeter-Netz	
	Myonen aus J/Ψ-Zerfall	Pionen aus ρ^0-Zerfall	Myonen aus J/Ψ-Zerfall	Pionen aus ρ^0-Zerfall
0.5	89.7%	4.5%	92.9%	7.6%
0.8	81.2%	1.3%	88.8%	3.7%
0.85	73.3%	0.9%	88.1%	3.4%
0.9	62.9%	0.7%	86.9%	2.9%
0.95	58.7%	0.5%	84.6%	2.2%

Tabelle 6.2: *Effizienz und Fehlidentifizierungsrate für beide Netze in Abhängigkeit vom Schnitt s_N, der auf den Ausgabeparameter o angewendet wird.*

Abbildung 6.5 zeigt eine sehr gebräuchliche Darstellung, um eine Entscheidung zu fällen, wie man $\mathbf{s_n}$ wählt. Gegeneinander aufgetragen sind die als Effizienz bezeichnete Identifikationwahrscheinlichkeit und die Reinheit für 1-Myon-J/Ψ-Kandidaten und Pionkandidaten aus ρ^0-Zerfällen. Dabei wird bei der Bestimmung der Reinheit ein Verhältnis zwischen Myonen und Hadronen von 1:1 angenommen. Für jede Markierung, die einem bestimmten Schnittwert s_N entspricht, lässt sich die zugehörige Effizienz und Reinheit ablesen. Dieses Verfahren ist anhand der eingezeichneten Linien angedeutet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird für alle Netze der Schnittwert $s_N = 0.85$ verwendet.

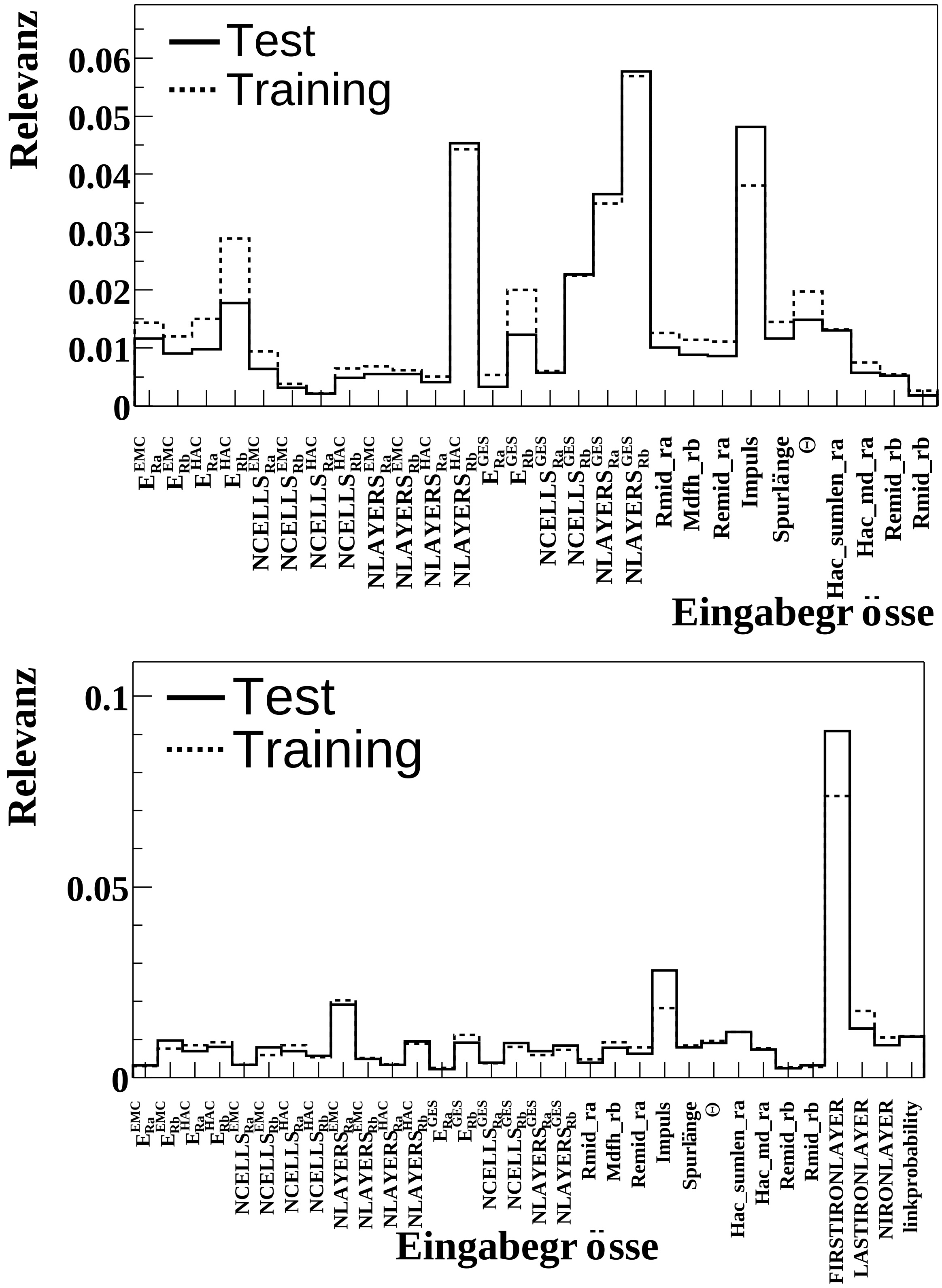


Abbildung 6.3: *Relevanz der einzelnen Eingabegrößen für das Kalorimeter-Netz (oben) und das Eisen-Kalorimeter-Netz.*

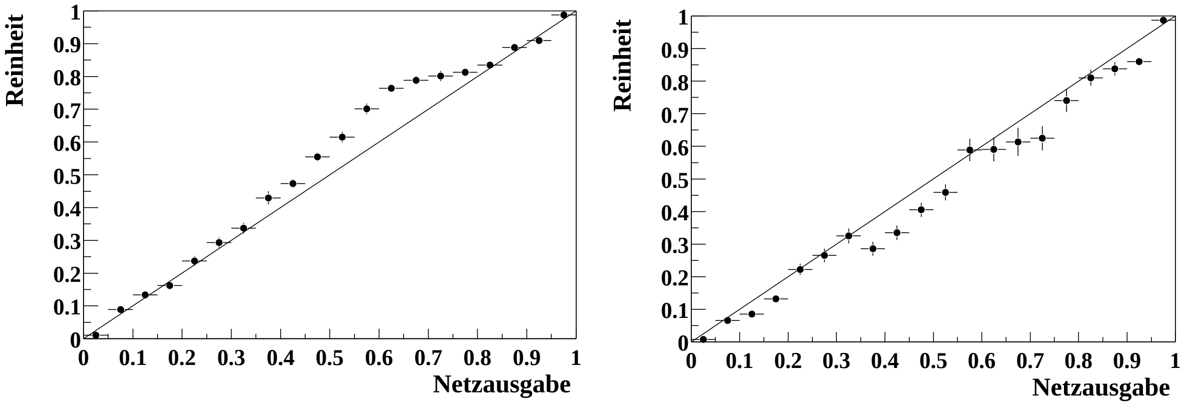


Abbildung 6.4: *Abhängigkeit der Reinheit von der Netzausgabe für das Eisen-Kalorimeter-Netz (rechts) und für das Kalorimeter-Netz (links).*

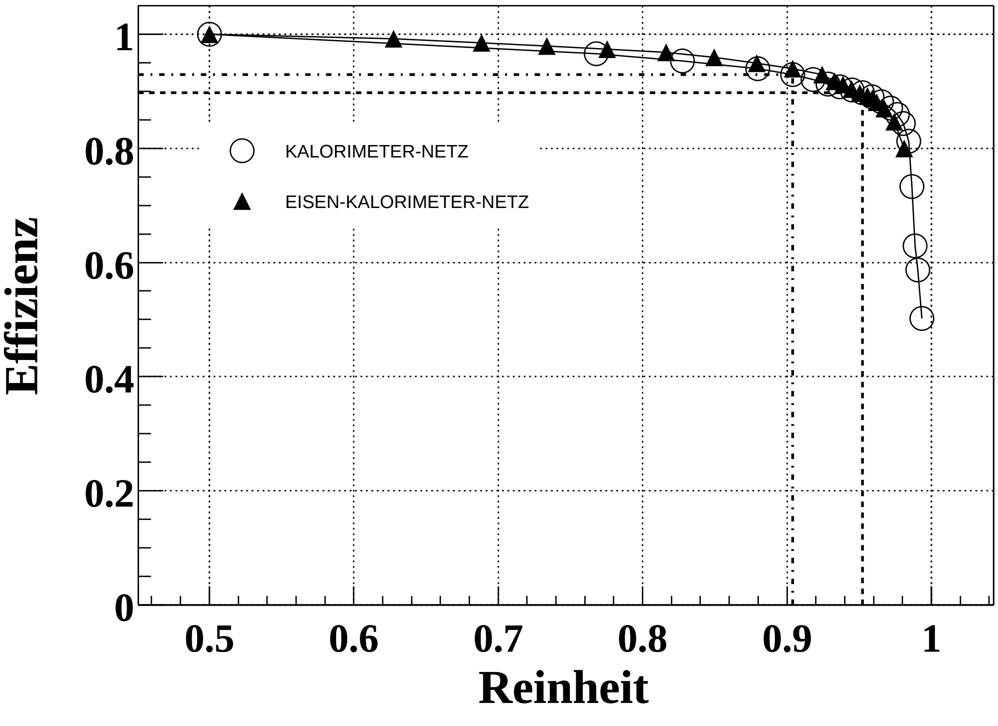


Abbildung 6.5: *Abhängigkeit zwischen Effizienz und Reinheit bei Variation des Schnittwertes s_N. Dargestellt ist der Verlauf des Kalorimeter-Netzes und des Eisen-Kalorimeter-Netzes für Zerfallsteilchen der J/Ψ-Kandidaten und der ρ^0-Kandidaten.*

6.1.3 Test anhand kosmischer Myonen und Kaonen aus dem Φ-Zerfall

Für den Test Effizienz der entwickelten neuronalen Netze werden kosmische Myonen aus dem Zwei-Spur-Datensatz verwendet. Die zum Test verwendeten Teilchen erfüllen die Bedingung *ellipse* < 0.5. Wie in Abbildung 6.6 zu sehen ist, erreichen die neuronalen Netze und die konventionellen Methoden schon ab einem Impuls von 1.3 GeV eine Effizienz von über 80%. Mit höherem Impuls steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit beider Netze auf über 90%. Die Effizienz der konventionellen Methode, die nur Kalorimeterinformation auswertet ($Q_{Kalo} = 3$), bleibt dagegen konstant bei 80-85%.

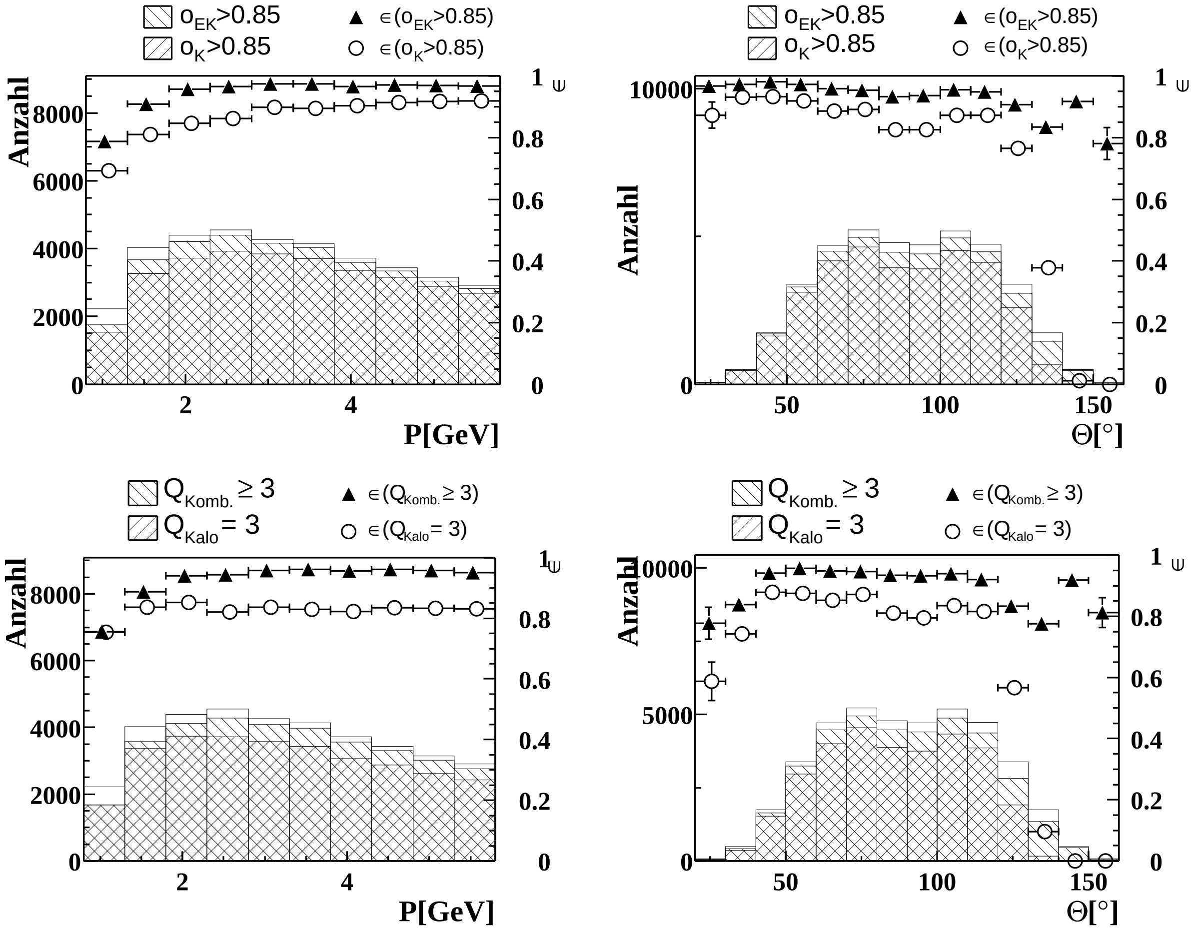


Abbildung 6.6: **Kosmische Myonen**: *Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Effizienz* ϵ *für das Eisen-Kalorimeter-Netz und das Kalorimeter-Netz (oben) und die konventionellen Methoden (*$\mathbf{Q_{Kalo} = 3}$ *und* $\mathbf{Q_{Komb.} \geq 3}$*) (unten). Darüber hinaus sind die Verteilungen des Impulses und des Polarwinkels der kosmischen Myonen und der Anteile, die von den verschiedenen Methoden identifiziert werden, eingezeichnet. Bei der Untersuchung der Impulsabhängigkeit werden nur Spuren aus dem Bereich* $\Theta < 125°$ *verwendet.*

Die neuronalen Netze haben besonders im Vorwärtsbereich eine höhere Effizienz als die konventionellen Methoden. Die konventionelle Methode identifiziert hier im Kalorimeter nur 60% der Myonen, während das Kalorimeter-Netz etwa 90% erkennt. Für das Kalorimeter-Netz und die herkömmliche Methode im Kalorimeter ($Q_{Kalo} = 3$) sinken, wie erwartet, die Erkennungswahrscheinlichkeiten ab einem Polarwinkel von etwa 135° auf 0%.

Abbildung 6.7 zeigt die Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von Kaonen für die neuronalen Netze und die konventionellen Methoden.

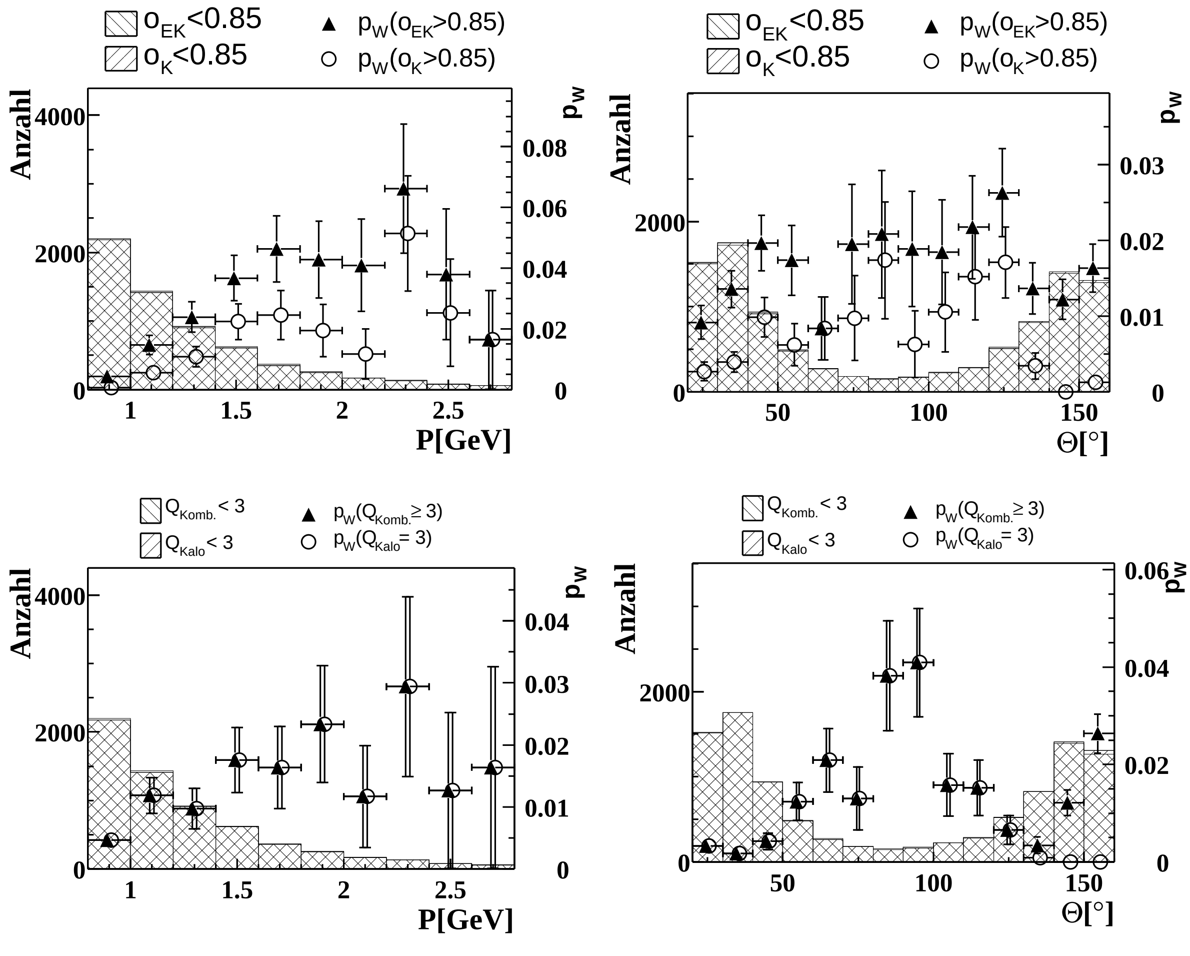


Abbildung 6.7: **Zerfallsteilchen der Φ-Kandidaten**: *Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahscheinlichkeit* p_W *von Kaonen für das Eisen-Kalorimeter-Netz und das Kalorimeter-Netz (oben) und die konventionellen Methoden (*$\mathbf{Q_{Kalo} = 3}$ *und* $\mathbf{Q_{Komb.} \geq 3}$*) (unten). Darüber hinaus sind die Verteilungen des Impulses und des Polarwinkels der Teilchen und der Anteile, die von den verschiedenen Methoden identifiziert werden, eingezeichnet. Bei der Untersuchung der Impulsabhängigkeit werden nur Spuren aus dem Bereich* $\Theta < 125°$ *verwendet.*

Die Fehlidentifikationsrate des Eisen-Kalorimeter-Netzes ist für Impulse größer als 1 GeV am höchsten. Sie erreicht mit steigendem Impuls Werte bis zu 6%. Die konventionellen Methoden und das Kalorimeter-Netz haben mit durchschnittlich 2% in etwa gleiche Werte. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten der neuronalen Netze zeigen eine geringe Abhängigkeit vom Polarwinkel, während die konventionellen Methoden im zentralen Bereich sehr viel größere Werte liefern als im vorderen Bereich. Zwischen $80° < \Theta < 100°$ beträgt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit der konventionellen Methoden etwa 4%. Abbildung 6.8 zeigt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Pionen aus dem Zerfall der ρ^0-Kandidaten für die verwendeteten Methoden zur Myonerkennung. Das dort gezeigte Verhalten ist dem für Kaonen ähnlich. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Pionen ist für die neuronalen Netze jedoch durchschnittlich geringer als die für Kaonen, während für die herk"ommliche Methode die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Kaonen durchschnittlich geringer ist als die von Pionen.

Verändert man den Schnittwert der konventionellen Methoden auf $Q_{Kalo} \geq 2$ bzw. $Q_{Komb.} \geq 2$, dann erreicht man für kosmische Myonen eine Steigerung der Effizienz um etwa 10%. Allerdings steigt die Fehlidientifikationsrate relativ stark an und erreicht im zentralen Bereich des Detektors einen Wert von fast 10% (siehe Anhang A).

6.1.4 Myonen aus dem Pion-Zerfall

Wie in Kapitel 3 beschrieben, ist der Zerfall eines Pions innerhalb des Detektors eine Hauptursache der Fehlidentifikation von Pionen. Diese Art von Myonuntergrund lässt sich prinzipiell nicht unterdrücken.
In Abbildung 6.9 wird für simulierte Pionen die impulsabhängige Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in ein Myon (und ein μ-Neutrino) gezeigt. Außerdem ist dort der Ausgabewert des Eisen-Kalorimeter-Netzes für die Zerfallsmyonen in Abhängigkeit vom Impuls zu sehen.

Der in Geichung 3.3 beschriebene exponentielle Zusammenhang zwischen Zerfallswahrscheinlichkeit und dem Impuls ($\beta\gamma$) ist erkennbar.
Ab einem Impuls von 1.5 GeV werden nahezu alle Zerfallsmyonen vom Eisen-Kalorimeter-Netz als Myonen erkannt.

6.2 Virtuelle Zellstrukturen

In [18] wird versucht, anhand zweier *virtueller* Zellstrukturen neuronale Netze zu entwickeln, die sich für die Myonidentifikation im Kalorimeter eignen. Dabei ist eine virtuelle Zellstruktur eine geometrische Form, die um jede Spur gelegt wird und das Kalorimeter für diese in unterschiedliche Bereiche einteilt, die nur über den Abstand zur Spur definiert sind. In [18] wurden die Spuren als Geraden in das Kalorimeter extrapoliert und mit wenigen Mustern und versteckten Knoten trainiert. Im Folgenden wird der Versuch beschrieben, diese Netze zu verbessern, indem die Extrapolation anhand einer Helix vorgenommen wird und mehr Trainingsmuster und versteckte Knoten benutzt werden.

Bei der Bildung einer *virtuellen* Zellstruktur wird um jede ins Kalorimeter extrapolierte Spur eine geometrische Struktur gelegt, deren Segmente die Eingabegrößen des neuronalen Netzes liefern.
Es werden vier verschiedene Zellstrukturen untersucht. Die drei unterschiedlichen Querschnitte und der für alle benutzten *virtuellen* Zellstrukturen benutzte Längsschnitt sind in Abbildung 6.10 zu sehen. Für alle drei dort abgebildeten Querschnitte werden die gemessenen Energien der *realen* Zellen in den *virtuellen* Zellen aufsummiert. Für den ersten Querschnitt wird darüber hinaus eine Struktur verwendet, die die Anzahl der angesprochenen Zellen in den virtuellen Zellen verwendet.
Es werden vier verschiedene neuronale Netze verwendet, die alle mit 22000 simulierten Myonen und 22000 simulierten Pionen trainiert werden. Es werden jeweils zwei versteckte Schichten verwendet, wobei in der ersten Schicht 50 Knoten und in der zweiten 20 Knoten angeordnet sind. Das Training wird nach 100 Epochen abgebrochen. Die Netze ESTR1, ESTR2 und ESTR3 (siehe Abbildung 6.10) verwenden die aufsummierte Energie in den virtuellen Zellen. Das Netz STR1 hingegen verwendet die Anzahl der angesprochenen Kalorimeterzellen in den Zellen der virtuellen Zellstruktur.
In Abbildung 6.11 werden die Effizienzen und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit p_W der neuronalen Netze mit virtueller Zellstruktur in ihrer Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit anhand von simulierten Myonen und Pionen sowie anhand von Zerfallsteilchen aus simulierten J/Ψ- und ρ^0-Mesonen miteinander verglichen. Das Netz ESTR3 ist das mit der höchsten Effizienz, allerdings ist die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Pionen bei kleinen Impulsen ziemlich hoch (6%).
Im Folgenden wird das Netz ESTR3 verwendet und Struktur-Netz genannt. Der Ausgabewert des Netzes wird mit o_S bezeichnet.

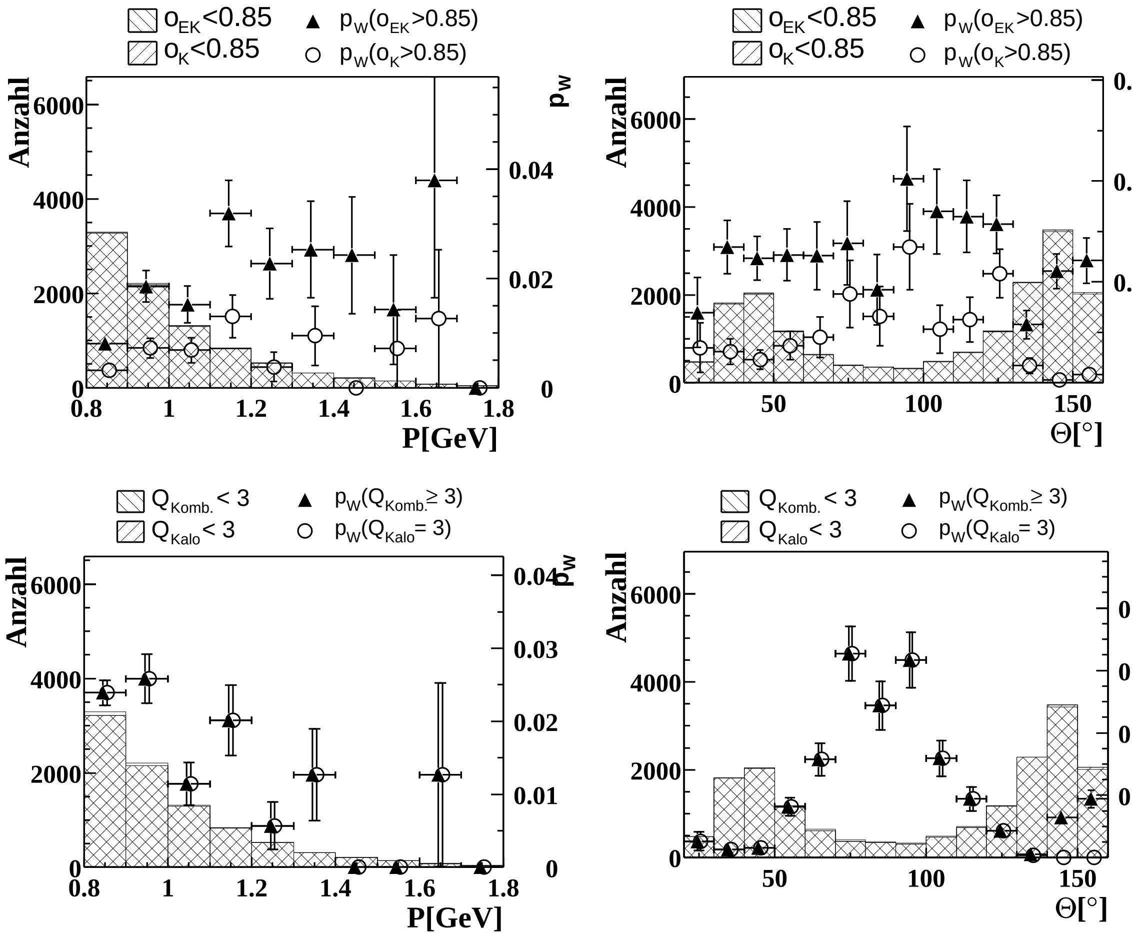


Abbildung 6.8: **Zerfallsteilchen der ρ^0-Kandidaten**: *Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahscheinlichkeit* p_W *des Eisen-Kalorimeter-Netzes und des Kalorimeter-Netzes für Pionen (oben) und die der konventionellen Methoden (*$\mathbf{Q_{Kalo} = 3}$ *und* $\mathbf{Q_{Komb.} \geq 3}$*) (unten). Darüber hinaus sind die Verteilungen des Impulses und des Polarwinkels der Teilchen und der Anteile, die von den verschiedenen Methoden identifiziert werden, eingezeichnet. Bei der Untersuchung der Impulsabhängigkeit werden nur Spuren aus dem Bereich* $\Theta < 125°$ *verwendet.*

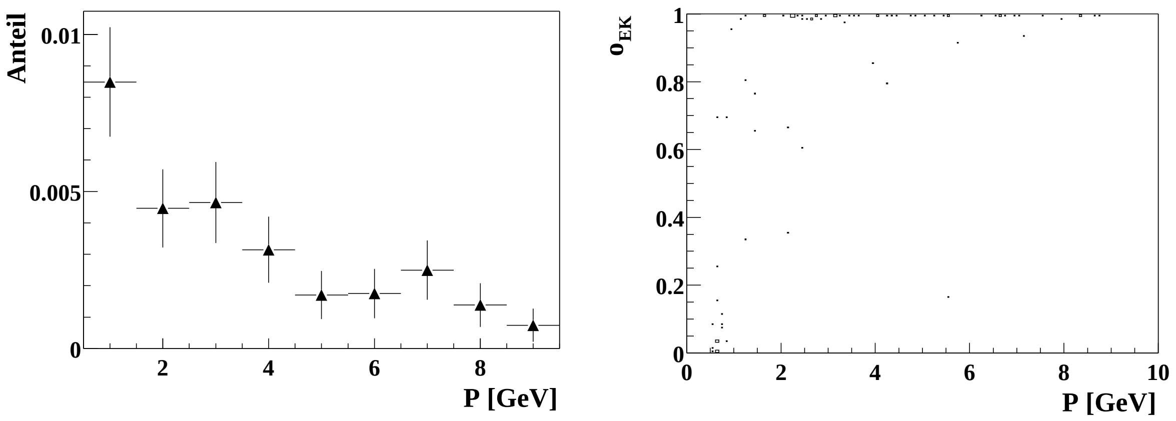


Abbildung 6.9: **simulierte Pionen***: Links: Der Anteil der Pionen, die innerhalb des Detektors zerfallen, für die einzelnen eingezeichneten Impulsbereiche. Rechts: Netzausgabewert des Eisen-Kalorimeter-Netzes für die Zerfallsmyonen in Abhängigkeit des Impulses.*

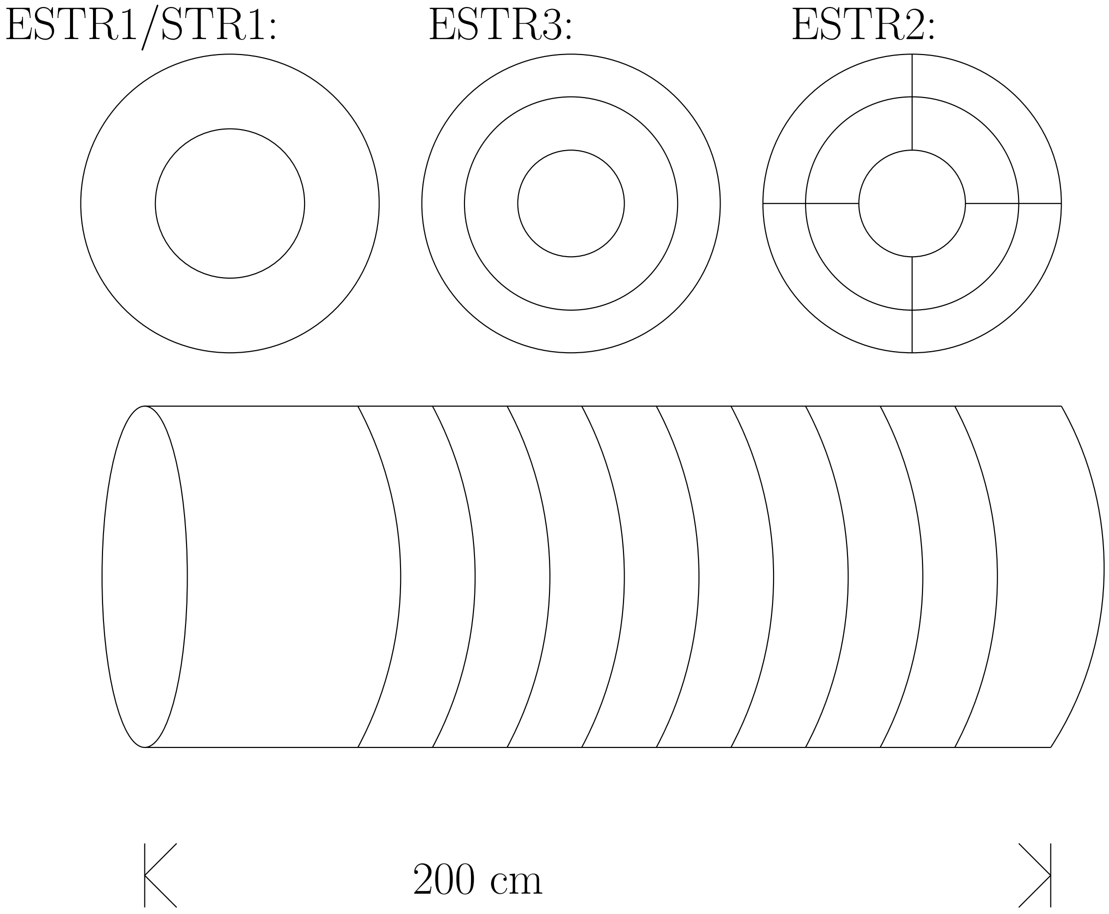


Abbildung 6.10: *Die obere Reihe zeigt die unterschiedlichen Querschnitte der drei virtuellen Zellstrukturen. In der unteren Abbildung sieht man die Segmentierung entlang der Spur.*

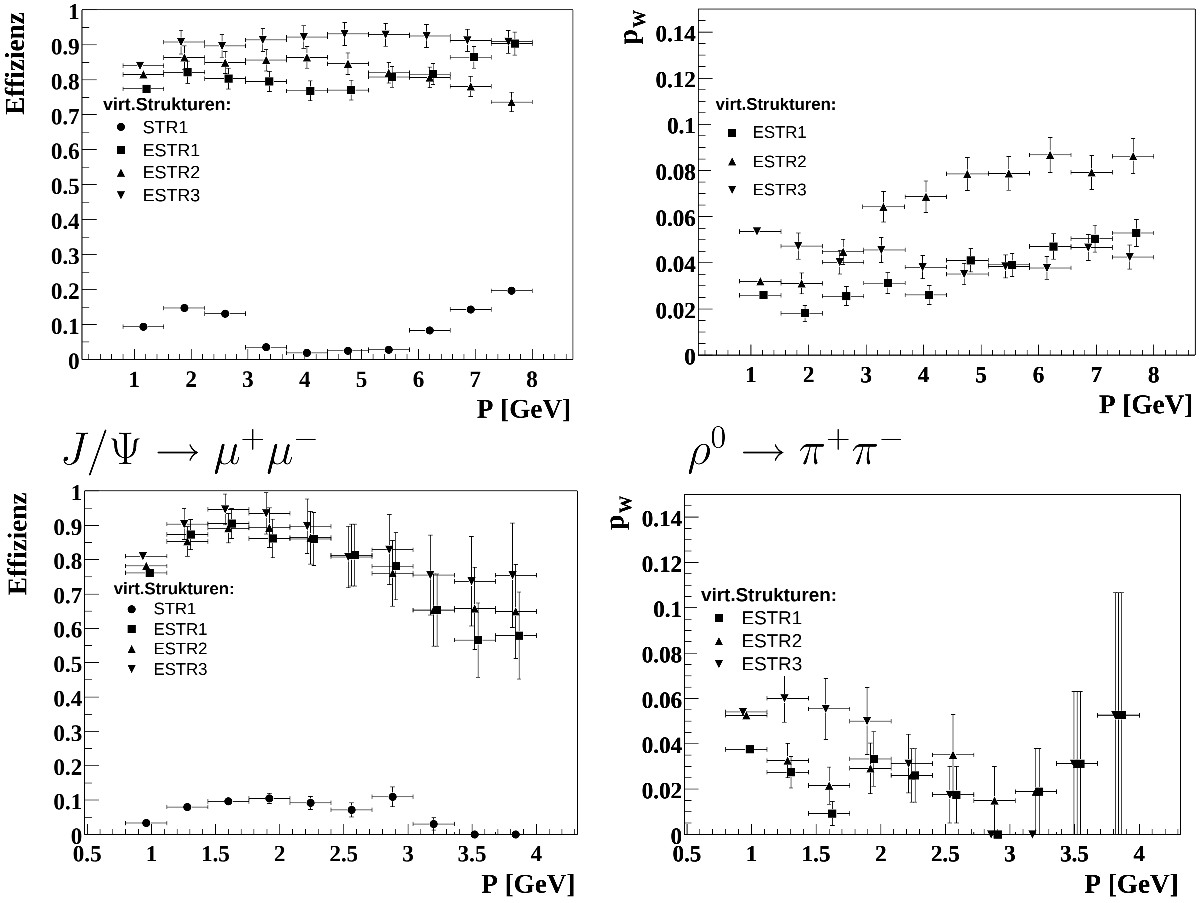


Abbildung 6.11: *Impuls- und Polarwinkelverteilung der Effizienzen und Fehlerkennungswahrscheinlichkeiten* p_W *von Hadronen der verschiedenen Netze mit virtueller Zellstruktur für* **simulierte Myonen** *bzw.* **simulierte Pionen** *(oben) und für die Zerfallsteilchen von simulierten* J/Ψ*-Mesonen bzw.* ρ^0*-Mesonen. Das STR1-Netz wurde nach dem Test der Effizienz von der weiteren Verwendung ausgeschlossen.*

Kapitel 7

Myonidentifikation in $D^*\mu$-Ereignissen

In diesem Kapitel werden die bisher vorgestellten Methoden zur Myonidentifikation auf $D^*\mu$-Ereignisse angewendet. $D^*\mu$-Ereignisse zeichnen sich durch eine hohe Spurmultiplizität aus (Abbildung 7.1). Dadurch wird die Identifiktion von Myonen vor allem durch folgende zwei Aspekte erschwert:

- Die für Myonspuren im Kalorimeter definierten Zylinder überlagern sich mit denen anderer Spuren. Die Energiedeposition eines Teilchens wird dann zum Teil auch dem anderen Teilchen zugeordnet.
- Es gibt unter Umständen mehrere Spuren, die mit einer vorhandenen Spur im Myondetektor verbunden werden können. Somit können Pionen oder Kaonen fälschlicherweise im Myondetektor als Myonen identifiziert werden.

Da bei der Extrapolation der Jetkammer-Spur ins Kalorimeter, so wie sie in dem H1REC-Modul Kalep implementiert ist, der Energieverlust entlang der Flugbahn vernachlässigt wird und da die Auflösung der Spurkammern in z-Richtung relativ schlecht ist, wird zunächst eine Anpassung der extrapolierten Helix an die Kalorimeterzellen vorgenommen. Das dabei verwendete Verfahren ist in Abschnitt 7.1 beschrieben. In Abschnitt 7.2 wird die Größe δ eingeführt, die den Isolationsgrad einer Spur ausdrückt. Anschließend werden in Abschnitt 7.3 die untersuchten Verfahren zur Myonerkennung anhand von simulierten $D^*\mu$-Ereignissen getestet und miteinander verglichen. Um die Überlagerung der Kalorimeter-Zylinder mehrerer Spuren zu vermeiden, wurde für simulierte $D^*\mu$-Ereignisse untersucht, wie sich eine Veränderung der Zylinderradien auf die Effizienz und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit der Myonerkennung und auf die Kalorimetergrößen auswirkt (Abschnitt 7.4). Die Anwendung der in dieser Arbeit entwickelten Verfahren auf Teilchen aus dem $D^*\mu$-Datensatz folgt in Abschnitt 7.5.

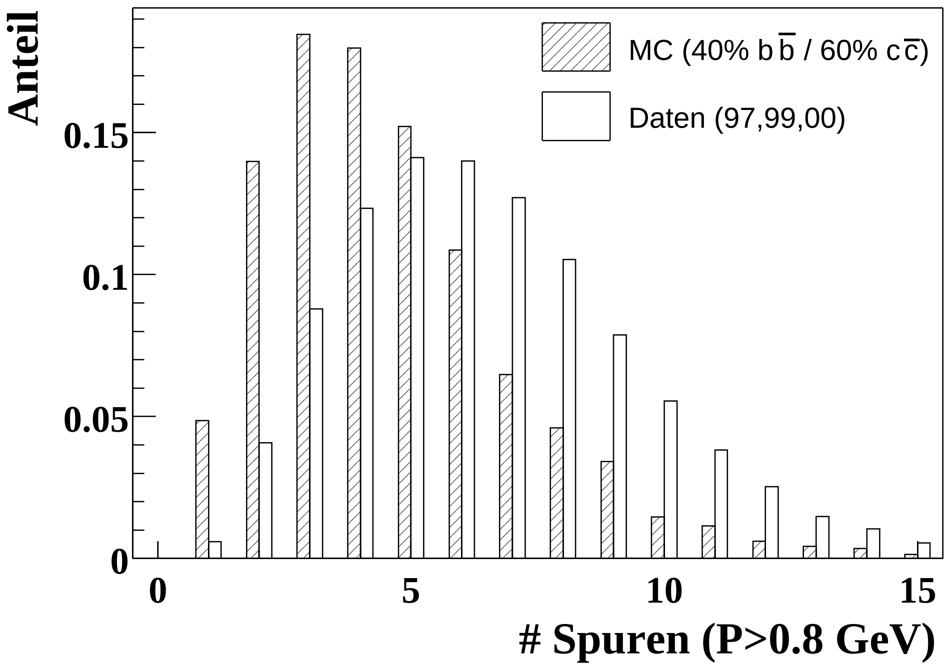


Abbildung 7.1: *Anzahl der Spuren mit einem Impuls* $P > 0.8$ *GeV für Ereignisse aus dem* $D^*\mu$*-Datensatz und dem simulierten* $D^*\mu$*-Datensatz. Der deutliche Unterschied zwischen der Simulation und den Daten resultiert aus dem kleineren Verhältnis von Signal zu kombinatorischem Untergrund bei größerer Spurmultiplizität (siehe Anhang B).*

7.1 Spuranpassung

Die Zuordnung der Zellen zu einer Spur geschieht über eine Extrapolation der Helix aus der Spurkammer ins Kalorimeter. Dabei wird der Energieverlust im Kalorimeter und in der Spurkammer vernachlässigt. Außerdem wird im Falle einer schlechten Spurrekonstruktion in der Spurkammer die Flugbahn des Teilchens durch die Helix nicht gut beschrieben. Die Spurrekonstruktion in der x-y-Ebene ist genauer als die in der z-Richtung. Dies liegt an der besseren Auflösung der Spurkammern in der x-y-Ebene ($\sigma_{r-\phi}^{HITS} \approx 170\mu m$) im Vergleich zur Auflösung in z-Richtung (σ_z^{HITS} bis zu 2.2 cm). In Abschnitt 7.1.1 wird die Anpassung der z-abhängigen Helixparameter Θ und z_0 an die Kalorimeterdaten beschrieben. Das dort angewendete Verfahren wird auch für die Spurrekonstruktion verwendet und ist in [8] beschrieben. Die Anpassung der extrapolierten Helix in der x-y-Ebene wird in Abschnitt 7.1.2 erläutert.

7.1.1 Anpassung in der R-Z-Ebene

Bei der Rekonstruktion einer Spur werden die Parameter der Helix durch eine Anpassung an die der betrachteten Spur zugeordneten *Treffer* in der Spurkammer ermittelt. Für eine durch eine Helix beschriebene Spur ist die z-Koordinate der Spur in Abhängigkeit von der Spurlänge s in der x-y-Ebene gegeben durch:

$$z(s) = z_0 + s \cdot \tan\lambda \tag{7.1}$$

Dabei ist

$$\tan\lambda = \cot(\Theta) \tag{7.2}$$

Aus den für jeden Treffer in der Spurkammer gemessenen Werten der z-Koordinate(z_i) und der Spurlänge(s_i) werden über die Methode der kleinsten Quadrate die optimalen Werte für die Helixparameter z_0 und Θ bestimmt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot (z_i - (z_0 + s_i \cdot \tan\lambda))^2 \longrightarrow min \tag{7.3}$$

Es ist χ^2 minimal, wenn $(\frac{\partial\chi^2}{\partial z_0}, \frac{\partial\chi^2}{\partial\tan\lambda}) = (0,0)$ ist. Also

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial z_0} = \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot 2 \cdot (z_i - (z_0 + s_i \cdot \tan\lambda)) = 0 \tag{7.4}$$

und

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\tan\lambda} = \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot 2 \cdot (z_i - (z_0 + s_i \cdot \tan\lambda)) \cdot s_i = 0 \tag{7.5}$$

Dabei ist n die Anzahl der Treffer und $\omega_i = 1/\sigma_i^2$, wobei σ_i der Fehler der z-Koordinate des Treffers ist. Die Gleichungen 7.4 und 7.5 lassen sich durch folgende Vektorgleichung ausdrücken:

$$A \cdot P = B \tag{7.6}$$

mit

$$A = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} \omega_i & \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot s_i \\ \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot s_i & \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot s_i^2 \end{pmatrix} \quad P = \begin{pmatrix} z_0 \\ \tan\lambda \end{pmatrix} \quad B = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot z_i \\ \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot s_i \cdot z_i \end{pmatrix} \tag{7.7}$$

Aus Gleichung 7.7 erhält man dann den gesuchten Parametervektor:

$$P = A^{-1} \cdot B \tag{7.8}$$

Um die Kalorimeterzellen mit in die Anpassung einzubeziehen, müssen die Summen aus Gleichung 7.7 um die entsprechenden Terme für die Zellen erweitert werden. Dabei wird vereinfacht angenommen, dass die Zellen würfelformig sind, so dass der Fehler der z-Koordinate der Zelle sich zu $\sigma_{ZC} = \sqrt[3]{Volumen}/\sqrt{12}$ ergibt. Da der in Abschnitt 7.1.3 beschriebene Test bessere Ergebnisse für kleinere Fehler liefert, wird ein zusätzlicher Gewichtsfaktor für die Summanden der Kalorimeterzellen verwendet. Es werden nur die Zellen für die Anpassung verwendet, die weniger als 150 cm von dem Eintrittspunkt ins

Kalorimeter entfernt sind und einen Abstand von weniger als 10 cm von der ursprünglichen Helix haben.

7.1.2 Anpassung in der x-y-Ebene

Für die Anpassung in der x-y-Ebene wird das H1REC-Modul CSXYTR verwendet, mit dem eine Spur in der x-y-Ebene an einen Vertex angepasst werden kann. Um die Anpassung an mehrere Zellen im Kalorimeter zu erreichen, wird das in der Methode CSXYTR implementierte Verfahren auf jede in die Anpassung einbezogene Zelle angewendet und die resultierenden Änderungen der x-y-abhängigen Parameter κ, Φ und dca aus dem energiegewichteten Mittelwert der bei jeder Iteration des Verfahrens ermittelten Änderungen bestimmt. Für die Anpassung in der x-y-Ebene werden dieselben Zellen verwendet, die auch für die Anpassung in der R-z-Ebene verwendet werden.

7.1.3 Test anhand von Myonspuren

Für den Test der in Abschnitt 7.1.1 und 7.1.2 beschriebenen Verfahren werden simulierte Myonen und durch die konventionelle Methode im Kalorimeter gefundene Myonen aus dem $D^*\mu$-Datensatz verwendet. Als Kriterium für die Übereinstimmung zwischen der extrapolierten Helix und den Kalorimeterdaten wird zunächst die Spurlänge s_{dca} bestimmt, für die die Helix ($\vec{r}_H(s)$) den kürzesten Abstand in der x-y-Ebene zum Energieschwerpunkt $\vec{r}_{bp}$ im Kalorimeterzylinder mit Radius $R_b = 30$ cm hat. Der Abstand zwischen $\vec{r}_{bp}$ und $\vec{r}_H(s_{dca})$ wird in z-Richtung mit Δz und in der x-y-Ebene mit Δxy bezeichnet:

$$\Delta z = (\vec{r}_{bp} - \vec{r}_H(s_{dca}))_z \quad ; \quad \Delta xy = \pm\sqrt{\left((\vec{r}_{bp} - \vec{r}_H(s_{dca}))_x\right)^2 + \left((\vec{r}_{bp} - \vec{r}_H(s_{dca}))_y\right)^2} \quad (7.9)$$

Diese Abstände zum Energieschwerpunkt werden im Folgenden als Kriterium verwendet, um zu entscheiden, wie gut eine Spurextrapolation mit den Kalorimeterdaten übereinstimmt. In den Abbildungen 7.2 und 7.3 sind die Ergebnisse der Anpassung für simulierte Myonen bzw. für Spuren aus dem $D^*\mu$-Datensatz, die im Kalorimeter als Myonen identifiziert werden, zu sehen. Die Anpassung in der R-z-Ebene erreicht besonders für simulierte Myonen, aber auch für die $D^*\mu$-Myonen eine deutliche Verbesserung. Hierbei wird vor allem im zentralen Bereich (-40 cm$<z_{CALO}<$60 cm) eine Verbesserung erzielt (siehe Anhang C). Die Anpassung in der x-y-Ebene und in der R-z-Ebene erreicht sowohl für simulierte Myonen als auch für $D^*\mu$-Myonen eine geringe, aber sichtbare Verbesserung der Übereinstimmung der Spuren mit den Kalorimeterdaten. Auffällig ist zudem, dass die Verteilung von Δxy für $D^*\mu$-Myonen sehr viel breiter ist als für simulierte Myonen. Das liegt an der Überlagerung mit anderen Spuren im Kalorimeter.

Für alle simulierten und gemessenen $D^*\mu$-Datensätze werden im Folgenden die Spuren an die Kalorimeterinformation angepasst.

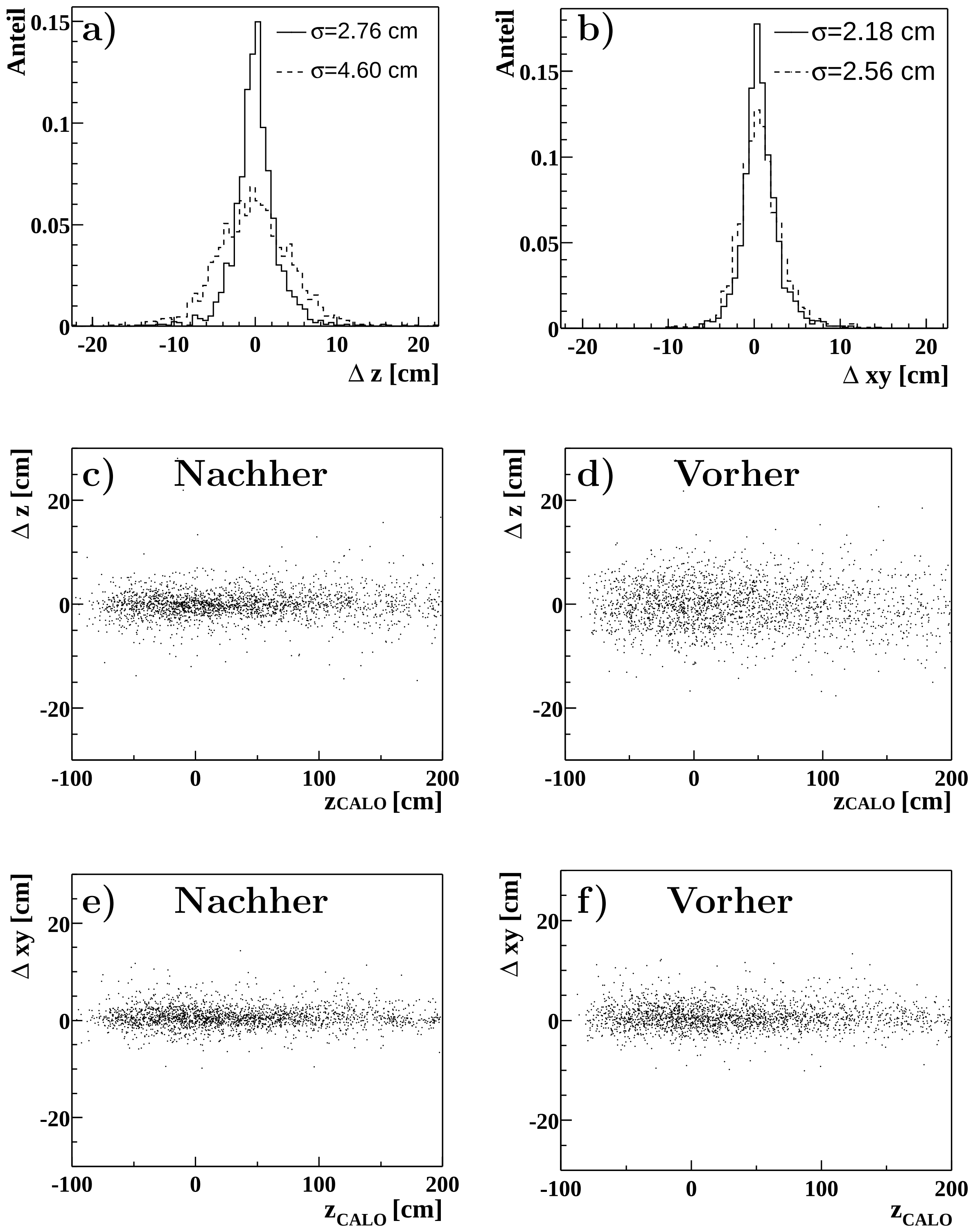


Abbildung 7.2: **Simulierte Myonen**: *a) und b) zeigen die Abweichungen Δz bzw. Δxy vor (gestrichelt) und nach (durchgezogen) der Anpassung in der R-z-Ebene bzw. in der x-y-Ebene. d) und c) zeigen die Abhängigkeit von Δz von der z-Koordinate des Eintrittspunktes in das Kalorimeter z_{CALO} vor bzw. nach der Anpassung in der R-z-Ebene. f) und e) zeigen die Abhängigkeit von Δz von z_{CALO} vor bzw. nach der Anpassung in der x-y-Ebene.*

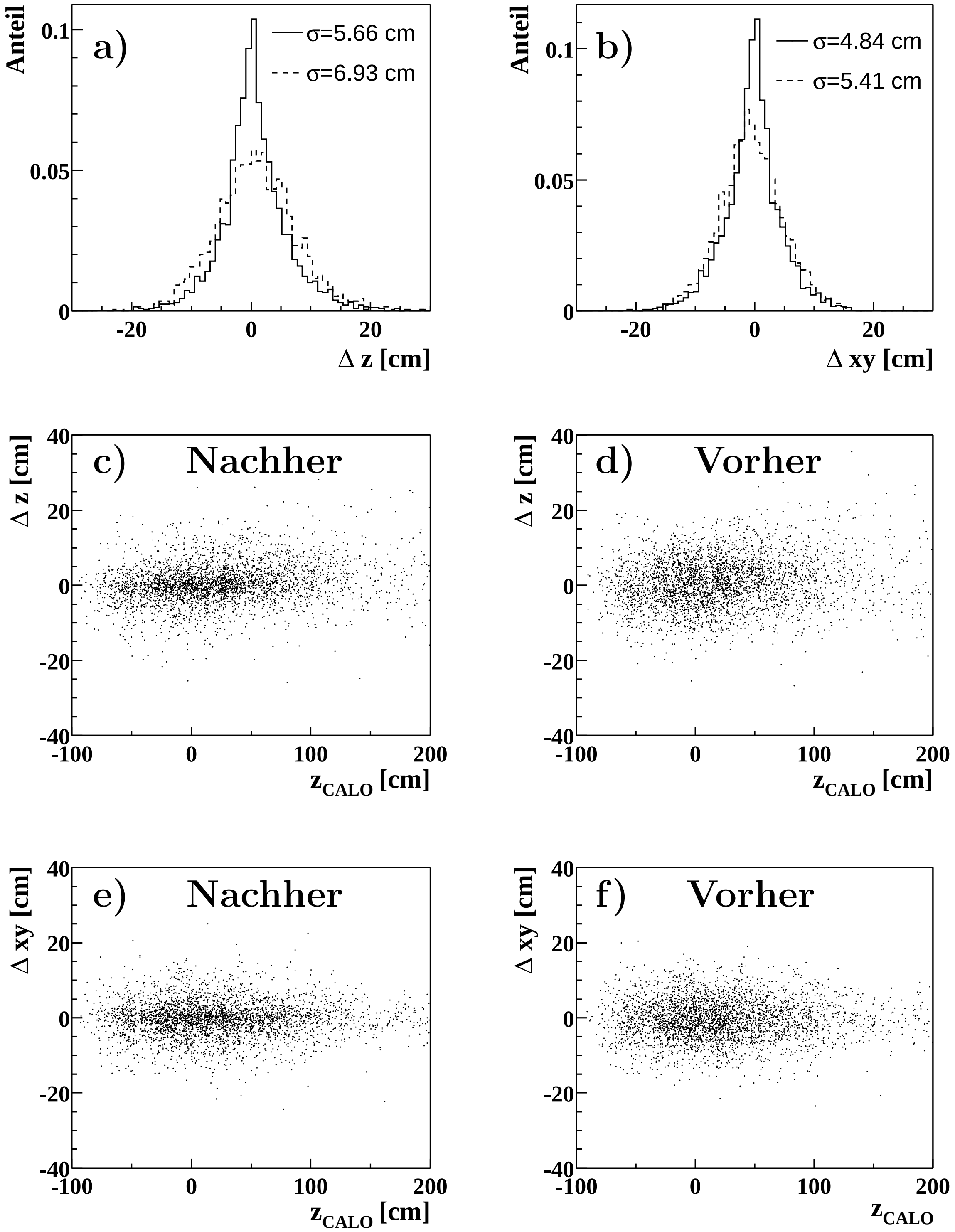


Abbildung 7.3: **Kalorimeter-Myonen** ($Q_{Kalo.} \geq 2$) *aus dem $D^*\mu$-Datensatz: a) und b) zeigen die Abweichungen Δz bzw. Δxy vor (gestrichelt) und nach (durchgezogen) der Anpassung in der R-z-Ebene bzw. in der x-y-Ebene. d) und c) zeigen die Abhängigkeit von Δz von der z-Koordinate des Eintrittspunktes in das Kalorimeter z_{CALO} vor bzw. nach der Anpassung in der R-z-Ebene. f) und e) zeigen die Abhängigkeit von Δz von z_{CALO} vor bzw. nach der Anpassung in der x-y-Ebene.*

7.2 Isolationsgrad δ

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwiefern die Identifikation eines Teilchens als Myon von anderen Teilchen beeinflusst wird. Für eng benachbarte Spuren wird die richtige Zuordnung der im Kalorimeter und im Myondetektor erzeugten Signale erschwert. Man erwartet, dass die Myonerkennung im Kalorimeter von benachbarten Spuren negativ beeinflusst wird und ab einem bestimmten "Abstand" zur nächst gelegenen Spur unbeeinflusst ist. Als "Abstand" zwischen zwei Spuren wird die Größe $\delta_{1,2}$ definiert:

$$\delta_{1,2} = \sqrt{(\Theta_1 - \Theta_2)^2 + (\Phi_1 - \Phi_2)^2} \tag{7.10}$$

Dabei sind Θ und Φ die Winkel im H1-Koordinatensystem für den Vektor, der vom nominellen Wechselwirkungspunkt zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter zeigt.
Als Isolationsgrad wird im Folgenden der minimale nach Gleichung 7.10 definierte Abstand zur nächsten Spur mit $P > 0.8$ GeV, genannt δ, eingeführt. In Abbildung 7.4 ist die Abhängigkeit der Effizienz und der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von δ für Myonen mit einem Impuls von $P > 0.8$ GeV und einem Polarwinkel $\theta < 125°$ in Ereignissen aus dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz gezeigt.

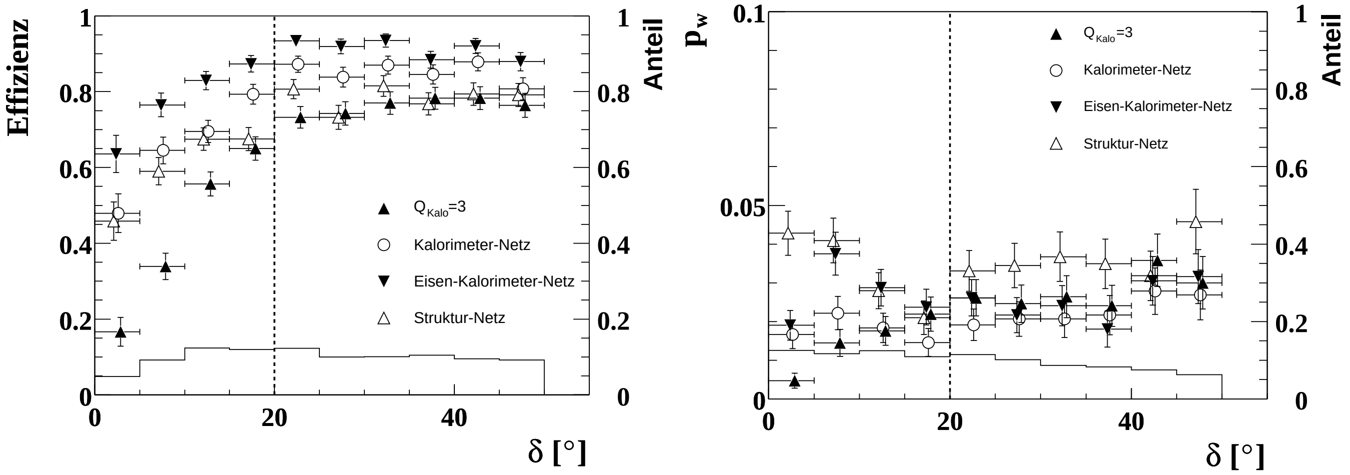


Abbildung 7.4: *Abhängigkeit der Effizienz (links) und der Fehlidentifikationwahrscheinlichkeit (rechts) der neuronalen Netze und der konventionellen Methode $Q_{Kalo} = 3$ vom Isolationsgrad δ für Ereignisse aus dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz. Der relative Anteil der Teilchen ist jeweils durch die musterlose Verteilung dargestellt. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die Spuren mit $\delta > 20°$ (eingezeichnete Line) als isoliert bezeichnet.*

Dort erkennt man für die konventionellen Methode eine stärkere Beinflussung von *benachbarten* Spuren als bei den neuronalen Netzen. Die Effizienz geht mit kleiner werdendem

δ von 80 % auf unter 15 % zurück und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit sinkt von 3% auf unter 1%. Dies lässt vermuten, dass die nicht isolierten Myonen aufgrund der erhöhten im Kalorimeter deponierten Energie verworfen werden. Die Effzienz des Kalorimeter-Netzes ist wie erwartet stärker vom Isolationsgrad der Spuren abhängig als die des Eisen-Kalorimeter-Netzes. Für isolierte Myonen aus Ereignissen des simulierten $D^*\mu$-Datensatzes ist die Effizienz der einzelnen Methoden mit 80% ungefähr gleich der Erkennungswahrscheinlichkeit von Myonen aus simulierten J/Ψ-Zerfällen, wenn man die Verteilung des Impulses berücksichtigt.
Im Folgenden werden Spuren mit $\delta > 20°$ als isoliert bezeichnet.

7.3 Untersuchung von simulierten $D^*\mu$-Ereignissen

Wie in Kapitel 4 beschrieben, liegen $D^*\mu$-Ereignissen Beauty- oder Charm-Produktion zugrunde. In diesem Abschnitt werden diese verschiedenen physikalischen Prozesse sowohl getrennt als auch innerhalb eines Datensatzes mit einem Anteil von 60% Charm-Ereignissen und 40% Beauty-Ereignissen[1] hinsichtlich der Myonerkennung untersucht.
In $c\bar{c}$-Ereignissen sind die aus dem Zerfall eines c-Quarks entstandenen Myonen aufgrund der geringeren Masse des c-Quarks im Vergleich zu Myonen aus dem Zerfall eines b-Quarks weniger isoliert und haben einen geringeren Impuls. Die Impulsverteilungen für Myonen aus den untersuchten simulierten Datensätzen sind in Abbildung 7.5 b) gezeigt. In dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz sind zu etwa 50% Myonen enthalten, die einen Impuls von weniger als 0.8 GeV haben und somit nicht identifiziert werden können.
Die Multiplizität der Spuren mit einem Impuls von $P > 0.8$ GeV ist bei $c\bar{c}$-Ereignissen geringer als bei $b\bar{b}$-Ereignissen (siehe Abbildung 7.5). Die Teilchen mit kleineren Impulsen sind für die Erkennung von Myonen nicht von Bedeutung, da sie das Kalorimeter entweder gar nicht erreichen oder in diesem nur eine geringe Energiemenge deponieren. Der einzige Einfluss könnte eine Störung der Spurrekonstruktion sein. Das wird in dieser Arbeit aber nicht untersucht.
In jedem untersuchten $c\bar{c}$-Ereignis ist mindestens ein Myon aus einem c-Zerfall vorhanden. In jedem sechzehnten Ereignis befinden sich zwei Myonen. Die $b\bar{b}$-Ereignisse beinhalten ebenfalls mindestens ein Myon aus einem b-Zerfall, und es befinden sich in jedem sechsten Ereignis zwei bzw. in jedem sechzigsten Ereignis drei Myonen.
In Abbildung 7.5 f) ist der Isolationsgrad δ als Funktion des Polarwinkels aufgetragen. Die Myonen aus dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz sind im Zentralbereich in der Regel isoliert, während sich im Vorwärtsbereich häufig Kaonen oder Pionen in der näheren Umgebung der Myonen befinden.
Die Verteilungen des Polarwinkels und des Impulses sind für die verschiedenen Teilchensorten in Abbildung 7.5 c) und d) gezeigt. Dabei wurden nur Teilchen berücksichtigt, die einen Impuls von $P > 0.8$ GeV haben. Im Kalorimeter befinden sich überwiegend Pionen und Kaonen.

---

[1] Dieser Datensatz wird im Folgenden simulierter $D^*\mu$-Datensatz genannt

In Abbildung 7.5 e) ist der Impuls der Myonen des simulierten $D^*\mu$-Datensatzes in Abhängigkeit vom Polarwinkel aufgetragen. Im zentralen Bereich ist der Impuls niedriger als im vorderen oder hinteren Bereich. Es werden hier Impulse von etwa 3-4 GeV erreicht. Im vorderen Bereich kann der Impuls sogar 6 GeV und mehr betragen.

7.3.1 Anwendung auf Teilchen aus $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignissen

In den Abbildungen 7.6, 7.7, 7.8, 7.9 ist die Polarwinkel- und Impulsabhängigkeit der Erkennungs- oder die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten der untersuchten Verfahren zur Myonerkennung gezeigt. Die Impulsabhängigkeit wurde nur für Spuren untersucht, deren Polarwinkel kleiner als $\Theta < 125°$ ist.

In Abbildung 7.6 ist die Effizienz der Myonerkennung in $b\bar{b}$-Ereignissen gezeigt. Die Erkennungswahrscheinlichkeit von Myonen ist bei kleinen Impulsen für die konventionellen Methoden am höchsten. Man erreicht hier eine Effizienz von 60%. Das Eisen-Kalorimeter-Netz erkennt in diesem Bereich 55% aller Myonen und das Kalorimeter-Netz nur 45%. Bei größeren Impulsen wird von dem Kalorimeter-Netz und vom Eisen-Kalorimeter-Netz eine Effizienz von 90-95% erreicht. Im zentralen Bereich ($80° < \Theta < 110°$) fällt die Erkennungswahrscheinlichkeit von Myonen für beide Methoden relativ stark ab. Im Vorwärtsbereich werden für das Kalorimeter- und das Eisen-Kalorimeter-Netz die besten Ergebnisse erzielt. Im Rückwärtsbereich sinkt für alle Methoden, die nur Kalorimeterinformation auswerten, die Effizienz auf 0%, da in diesem Bereich das Kalorimeter sehr kurz ist oder gar nicht vorhanden ist. Das Struktur-Netz erzielt in allen Bereichen eine bessere Effizienz als die herkömmliche Methode. Nur im Bereich $20° < \Theta < 30°$ sinkt die Erkennungswahrscheinlichkeit von Myonen auf unter 65%.
Abbildung 7.7 zeigt die Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit p_W von Hadronen aus den $b\bar{b}$-Ereignissen. Die herkömmlichen Methoden, das Kalorimeter-Netz und das Eisen-Kalorimeter-Netz identifizieren ab einem Impuls von 1.5 GeV etwa 3% aller Hadronen falsch als Myonen. Unter 1.5 GeV sinkt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit beider Netze auf bis zu 1%. Das Struktur-Netz hingegen identifiziert bei Impulsen unter 1.5 GeV 6%-8% aller Hadronen falsch. Für steigende Impulse sinkt dieser Wert auf etwa 5% ab. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen aus $b\bar{b}$-Ereignissen ist beim Eisen-Kalorimeter-Netz und beim Kalorimeter-Netz nicht so stark vom Polarwinkel abhängig wie die konventionellen Methoden oder das Struktur-Netz. Das Struktur-Netz identifiziert im Bereich $90° < \Theta < 110°$ 10% der Hadronen als Myonen. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen hat für die konventionellen Methoden im Bereich $80° < \Theta < 100°$ mit 5% einen mehr als doppelt so großen Wert wie im vorderen Bereich ($20° < \Theta < 50°$).
Die Fehlidentifikationwahrscheinlichkeit ist für das Eisen-Kalorimeter-Netz im Bereich $\Theta > 150°$ geringer als die der herkömmlichen Methode. Es werden damit nicht alle durch den Myondetektor als Myon identifizierten Teilchen auch vom Eisen-Kalorimeter-Netz als Myon klassifiziert.

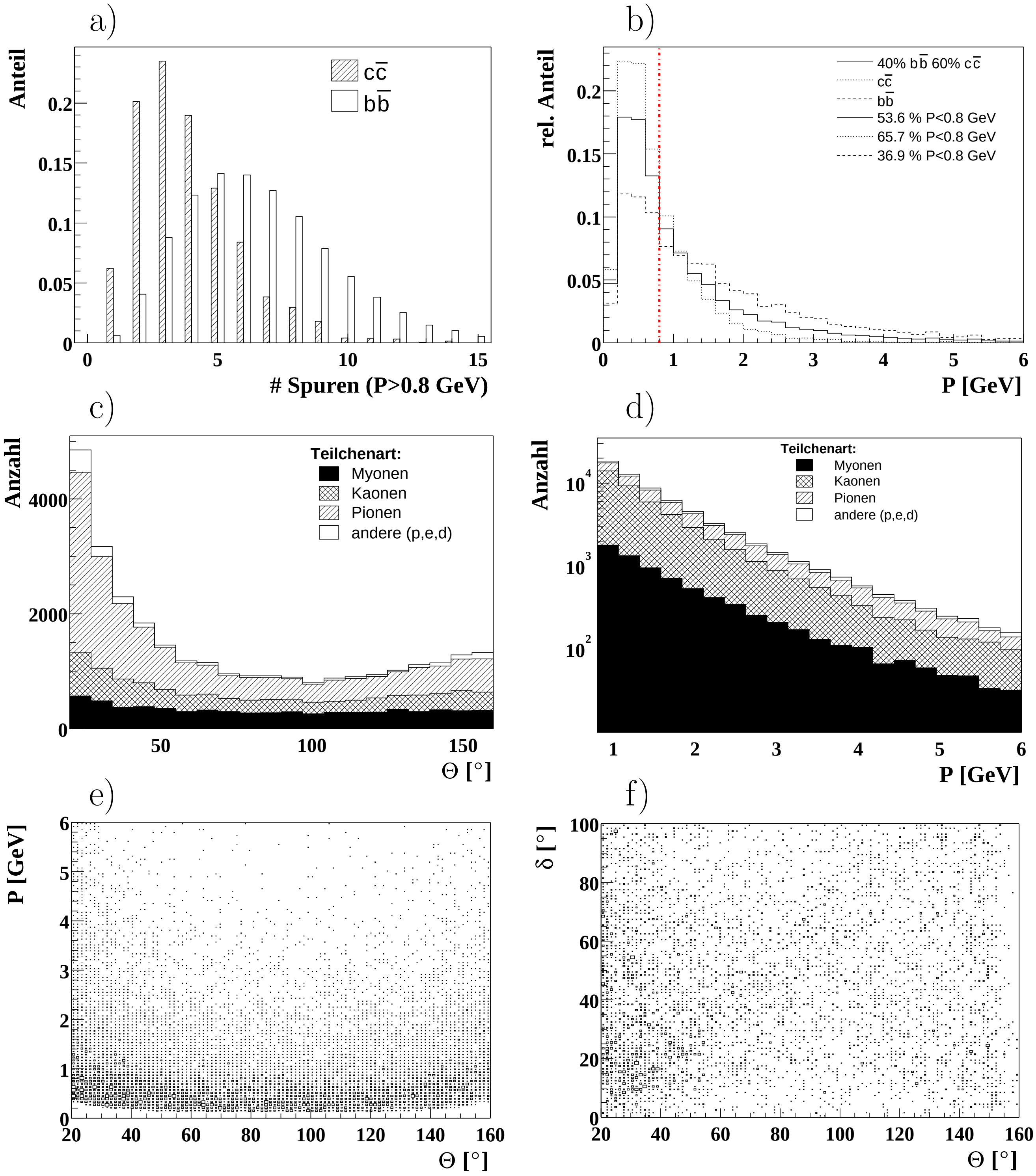


Abbildung 7.5: *Verteilungen für den simulierten $D^*\mu$-Datensatz: a): Multiplizität aller Spuren mit einem Impuls von $P > 0.8$ GeV für $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignisse. b): Impulsverteilung der Myonen in $c\bar{c}$-, $b\bar{b}$- und gemischten Ereignissen. c) und d): Θ- bzw. Impulsverteilung der im simulierten $D^*\mu$-Datensatz vorkommenden Teilchen. e): Polarwinkelabhängigkeit der Impulse von Myonen aus dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz. f): Polarwinkelabhängigkeit des Isolationsgrades der Myonen aus dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz.*

Für Myonen in $c\bar{c}$-Ereignissen zeigen die Effizienzen eine ähnliche Abhängigkeit wie für Myonen aus $b\bar{b}$-Ereignissen (Abbildung 7.8). Die Werte sind im Allgemeinen etwas geringer. Die Effizienz des Kalorimeter-Netzes und des Eisen-Kalorimeter-Netzes fällt im zentralen Bereich sehr viel stärker ab als in $b\bar{b}$-Ereignissen. Das liegt vor allem am hier dominierenden Impulsbereich zwischen 0.8 GeV und 1.3 GeV. Mit zunehmendem Impuls liefern das Kalorimeter-Netz und das Eisen-Kalorimeter-Netz aber weiterhin die besten Ergebnisse und kommen auf eine Effizenz von etwa 90%.
Die Fehlidentifikationsrate für Hadronen aus $c\bar{c}$-Ereignissen ist in Abbildung 7.9 für die verwendeten Verfahren als Funktion des Impulses und des Polarwinkels aufgetragen. Das Eisen-Kalorimeter-Netz und das Kalorimeter-Netz zeigen eine annähernd gleichverteilte Fehlidentifikationsrate, die zwischen 2% und 4% liegt. Im Impulsbereich $0.8\ \mathrm{GeV} < P < 1.3\ \mathrm{GeV}$ beträgt sie sogar unter 1%. Bei der konventionellen Methode liegt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit bei kleinen Impulsen bei etwa 4% und fällt mit zunehmendem Impuls auf bis zu 2% bis 3% ab. Im zentralen Bereich werden durch die konventionelle Methode sogar bis zu 7% aller Teilchen falsch als Myon identifiziert.

In den Abbildungen A.4 und A.3 ist die Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Effizienz und der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit der Myonerkennung für die konventionelle Methode für Myonen aus $b\bar{b}$- bzw. aus $c\bar{c}$-Ereignissen mit der Bedingung $Q_{Kalo} \geq 2$ dargestellt. Im Vergleich mit dem Schnitt $Q_{Kalo.} = 3$ scheint das Verhältnis zwischen Effizienz und Fehlerkennungswahrscheinlichkeit für diesen Schnitt ungünstiger zu sein. Die Fehlerkennungsrate von Hadronen aus $c\bar{c}$-Ereignissen wird im Bereich $80^\circ < \Theta < 110^\circ$ um einen Faktor drei erhöht, während sich die Nachweiswahrscheinlichkeit nur geringfügig verbessert.

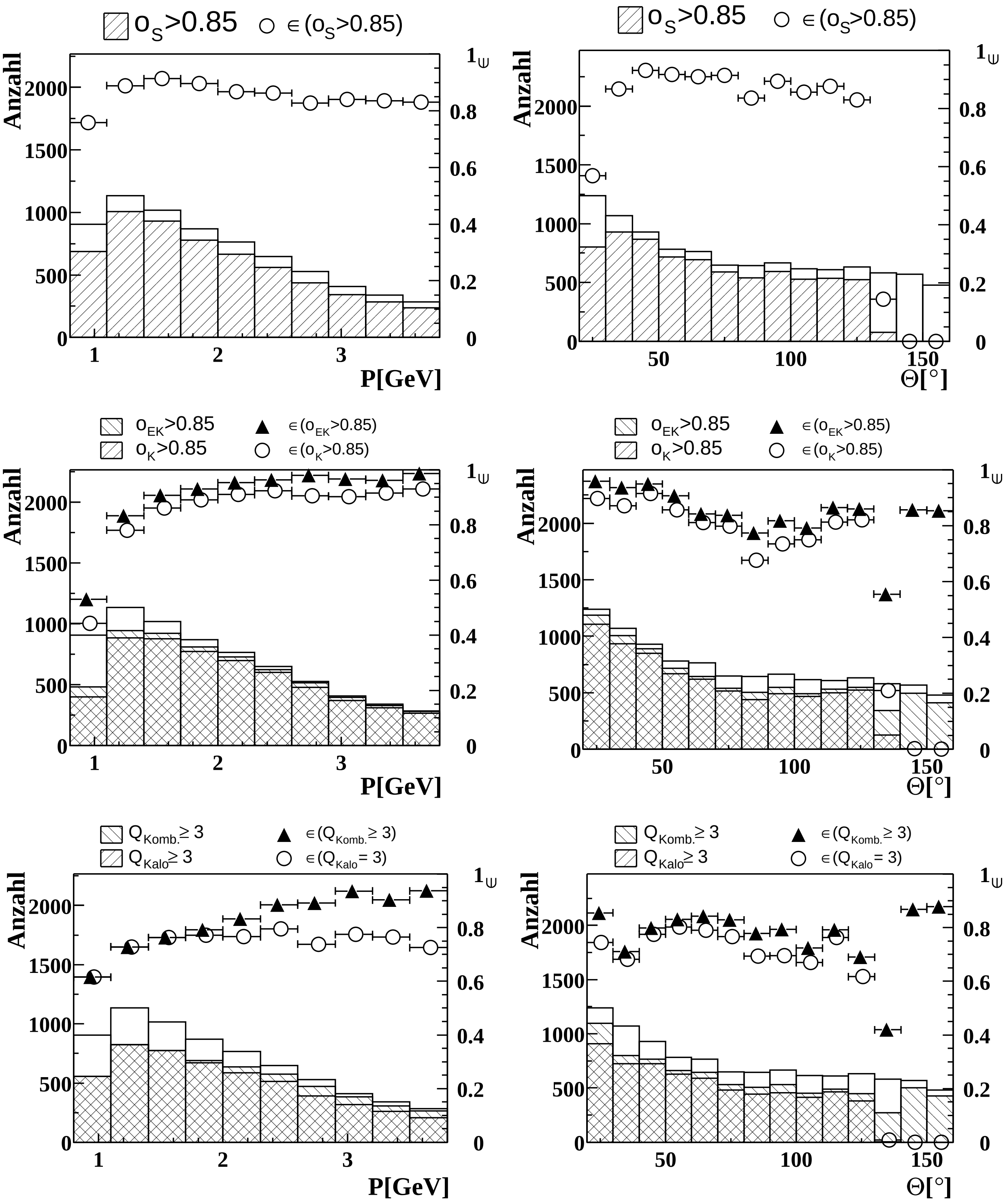


Abbildung 7.6: *Impuls und Polarwinkelabhängigkeit der Identifikationswahrscheinlichkeit ϵ von Myonen aus* **b$\overline{\text{b}}$-Ereignissen** *für die untersuchten Verfahren. Darüber hinaus sind in den Graphen die absoluten Verteilungen (musterlos), die Verteilungen der durch Auswertung reiner Kalorimeterinformationen identifizierten Myonen (von links unten nach rechts oben schraffiert) und die Verteilungen der durch zusätzliche Auswertung der Eiseninformation identifizierten Myonen (von links oben nach rechts unten schraffiert) eingezeichnet. Oben: Effizienz des Netzes mit virtueller Zellstruktur. Mitte: Effizienz des Kalorimeter-Netzes (Kreise) und des Eisen-Kalorimeter-Netzes (Dreiecke). Unten: Effizienz der konventionellen Methode für Q_{Kalo} (Kreise) und $Q_{Komb.}$ (Dreiecke).*

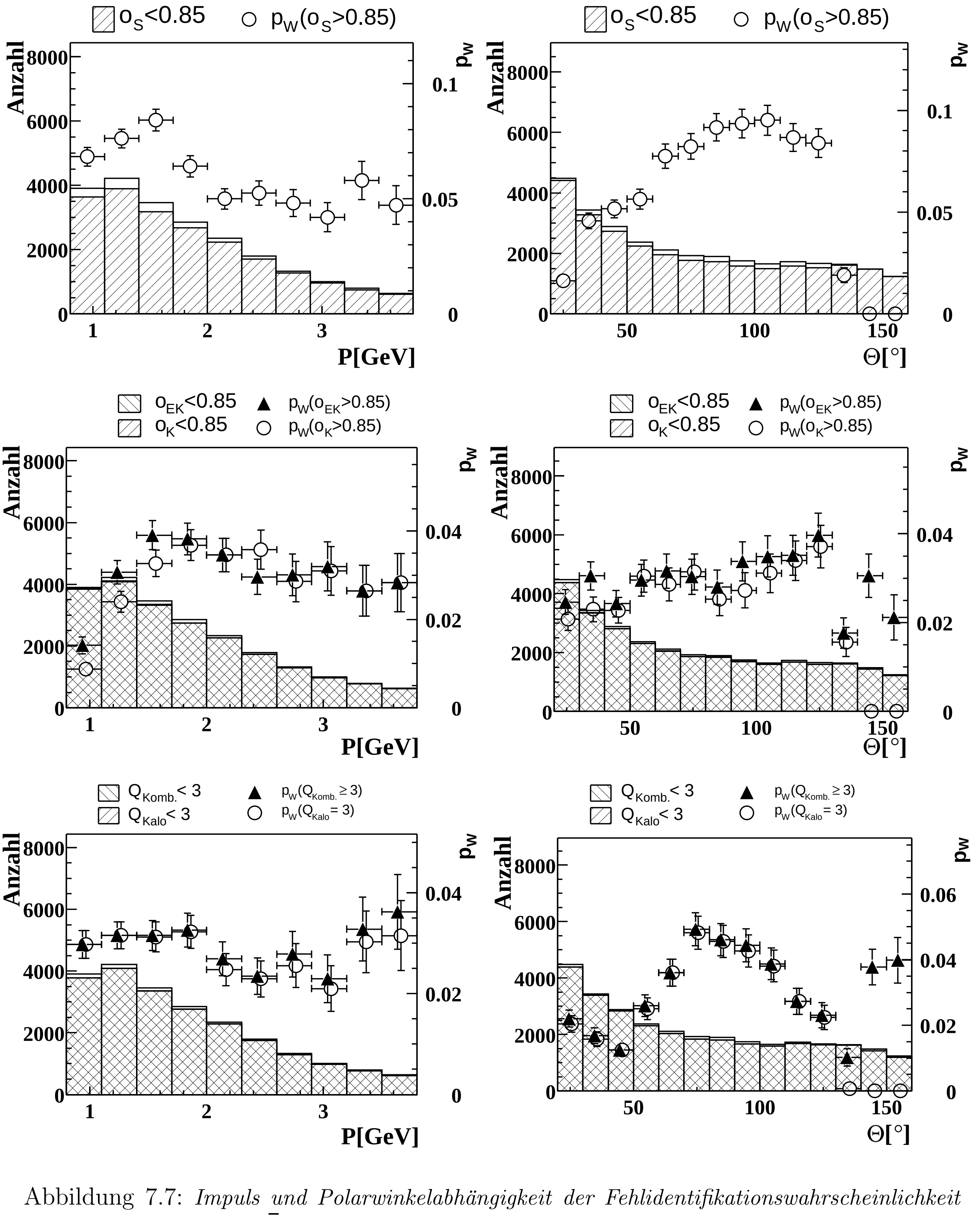


Abbildung 7.7: *Impuls und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit* p_W *von Hadronen aus* $b\bar{b}$*-Ereignissen. Zum Verständnis der eingezeichneten Verteilung siehe Abbildung 7.6.*

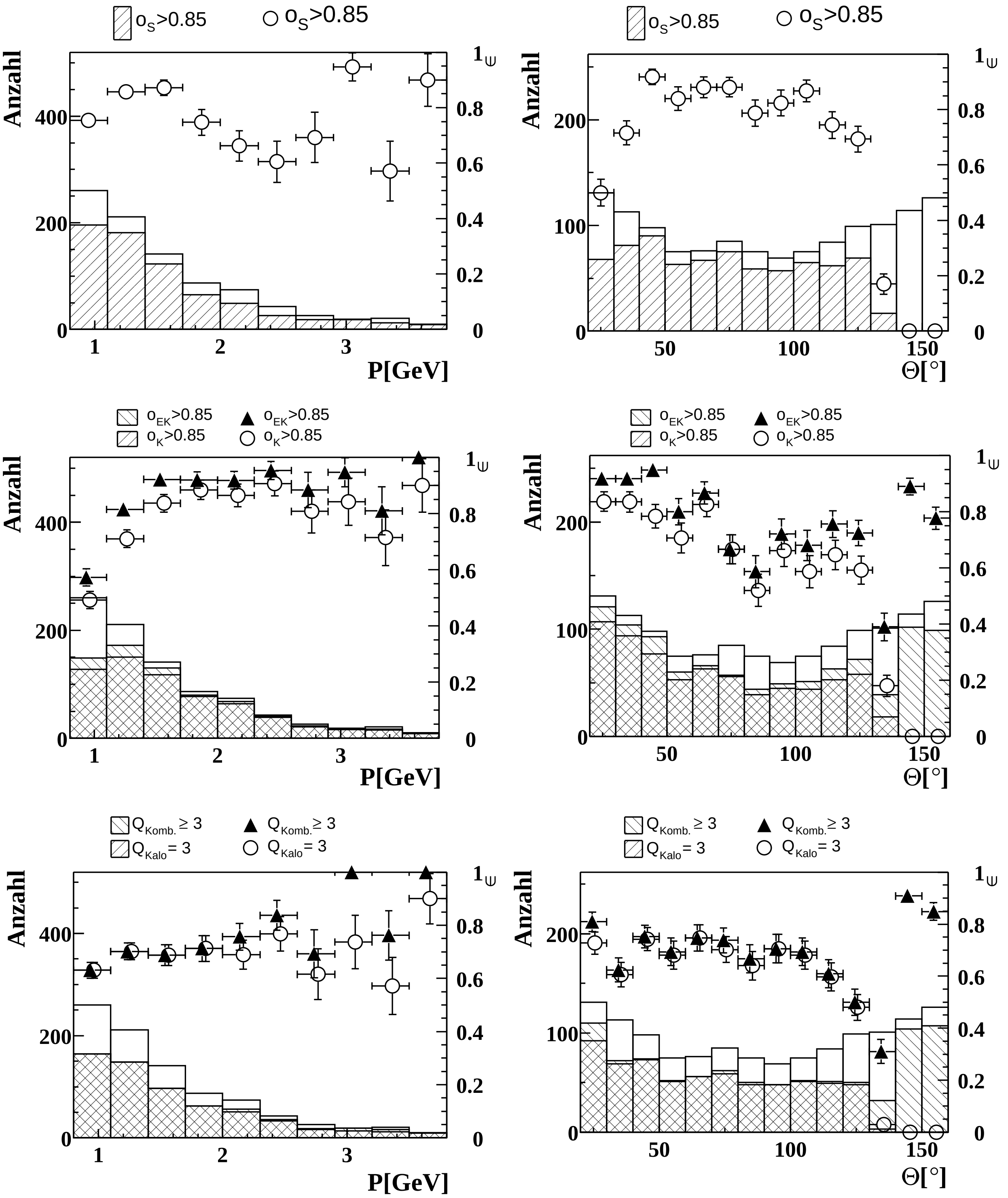


Abbildung 7.8: *Impuls und Polarwinkelabhängigkeit der Identifikationswahrscheinlichkeit* ϵ *von Myonen aus* $c\bar{c}$*-Ereignissen. Zum Verständnis der eingezeichneten Verteilung siehe Abbildung 7.6.*

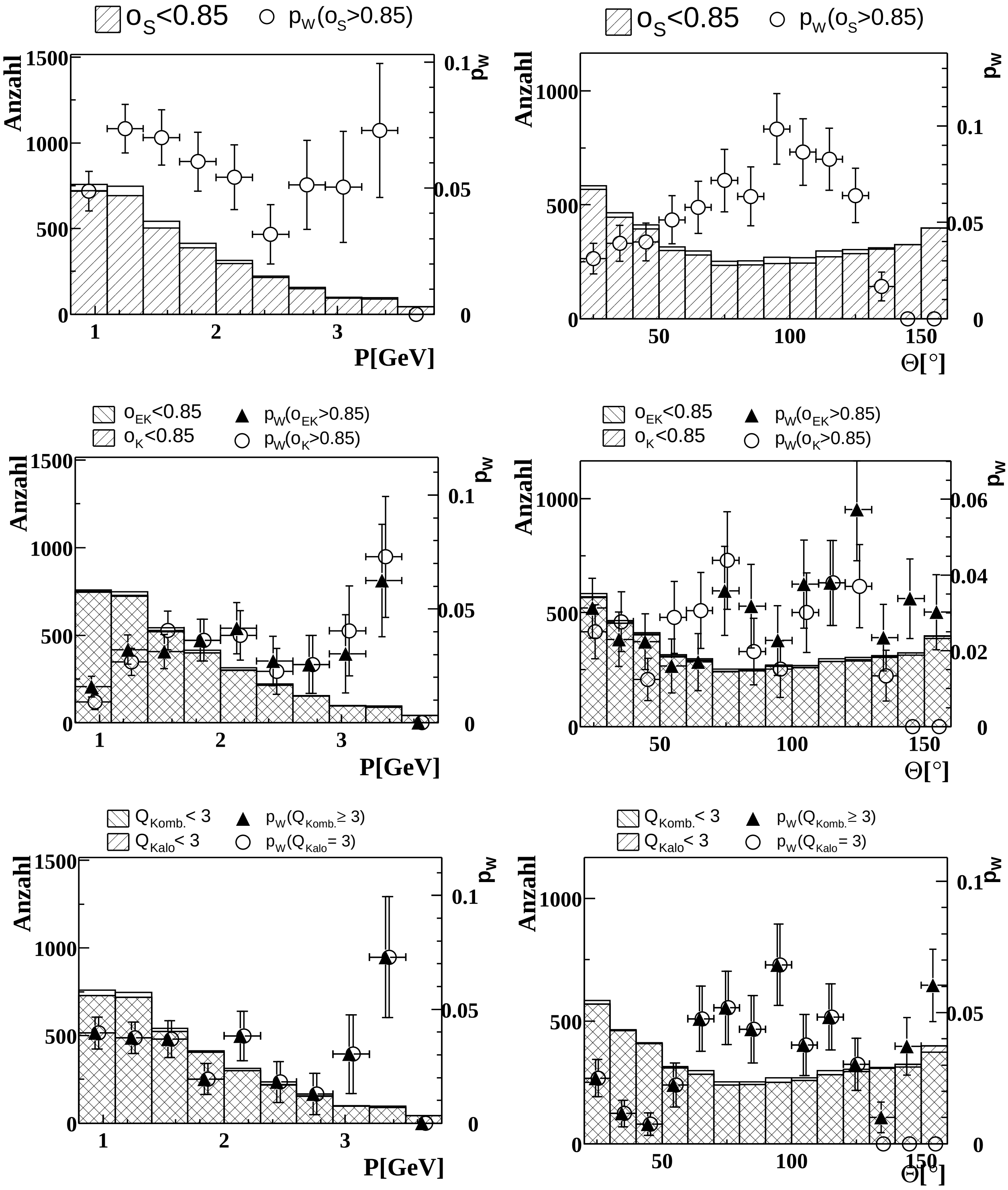


Abbildung 7.9: *Impuls und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit p_W von Hadronen aus $c\bar{c}$-Ereignissen. Zum Verständnis der eingezeichneten Verteilung siehe Abbildung 7.6.*

7.3.2 Energiereiche Myonen im simulierten $D^*\mu$-Datensatz

Myonen mit einem Impuls von $P > 2$ GeV können das Kalorimeter durchdringen und im Myondetektor nachgewiesen werden. Im Folgenden werden Myonen aus diesem Impulsbereich bezüglich ihrer Erkennung im Myondetektor untersucht.

In dem simulerten $D^*\mu$-Datensatz befinden sich 3398 Myonen mit einem Impuls von $P > 2$ GeV. Davon werden 2073 Myonen im Myondetektor als Myonen nachgewiesen. Das entspricht einer Effizienz von 61%. Für Myonen mit einem Impuls von $P > 3$ GeV erhöht sich die Effizienz auf 75%. Nur 36 Myonen von den 1325 nicht im Myondetektor nachgewiesenen Myonen befinden sich in einem Ereignis, in dem ein Teilchen aus dem Myonuntergrund im Myondetektor nachgewiesen wird. Diese Teilchen befinden sich vorwiegend im Vorwärtsbereich ($\Theta < 35°$, 7 Teilchen) oder im Rückwärtsbereich ($\Theta > 130°$, 25 Teilchen). Die Teilchen im Vorwärtsbereich haben alle einen Abstand zum nicht identifizierten Myon von $\delta < 25°$, diejenigen aus dem Vorwärtsbereich haben etwa zur Hälfte (13 Teilchen) einen Abstand von $\delta < 30°$. Insgesamt ist demnach die Wahrscheinlichkeit, dass ein Pion falsch mit einer Spur im Myondetektor verbunden wird, gering. Allerdings ist die Multiplizität der Spuren mit Impulsen größer als 0.8 GeV in den Daten höher als in der Simulation (siehe Abbildung 7.1), so dass keine genauen Aussagen darüber getroffen werden können, wieviele Pionen falsch mit einer Spur im Myondetektor verbunden werden.

In Abbildung 7.10 a) ist die Polarwinkelverteilung der 3398 Myonen mit einem Impuls von $P > 2$ GeV aus dem simulierten $D^*\mu$-Datensatz. Darüber hinaus sind die Anteile der Myonen, die im Myondetektor identifiziert sind, und die Anteile der Myonen, die sowohl im Myondetektor als auch vom Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert sind, eingezeichnet. Besonders im Vorwärtsbereich werden viele Myonen nicht im Myondetektor identifiziert. Die Myonen, die im Myondetektor gefunden werden, werden in der Regel auch vom Eisen-Kalorimeter-Netz erkannt.

Die nicht im Myondetektor nachgewiesenen Myonen mit einem Impuls $P > 2$ GeV haben zu einem kleinen Teil eine Verbindungswahrscheinlichkeit mit einer Spur im Eisen, die größer als Null ist. Dieser Anteil wird vollständig vom Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert (siehe Abbildung 7.10c)). Darüber hinaus wird der Großteil der Myonen, deren Verbindungswahrscheinlichkeit gleich Null ist, auch erkannt. In Abbildung 7.10b) sind die Polarwinkel-Verteilungen aller nicht im Myondetektor identifizierten Myonen und der Anteil, der trotzdem vom Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert wird, zu sehen. Das neuronale Netz erkennt aufgrund der Kalorimeterinformation den größten Teil der nicht im Myondetektor identifizierten Myonen. Nur im hinteren Bereich des Detektors werden die Myonen auch vom neuronalen Netz nicht erkannt.

In Abbildung 7.10d) ist die Θ-Verteilung der Hadronen, die im Myondetektor nachgewiesen werden, gezeigt. Diese Teilchen haben größtenteils einen Polarwinkel von $\Theta > 130°$. Ungefähr ein Fünftel dieser Teilchen wird vom Netz nicht als Myon identifiziert.

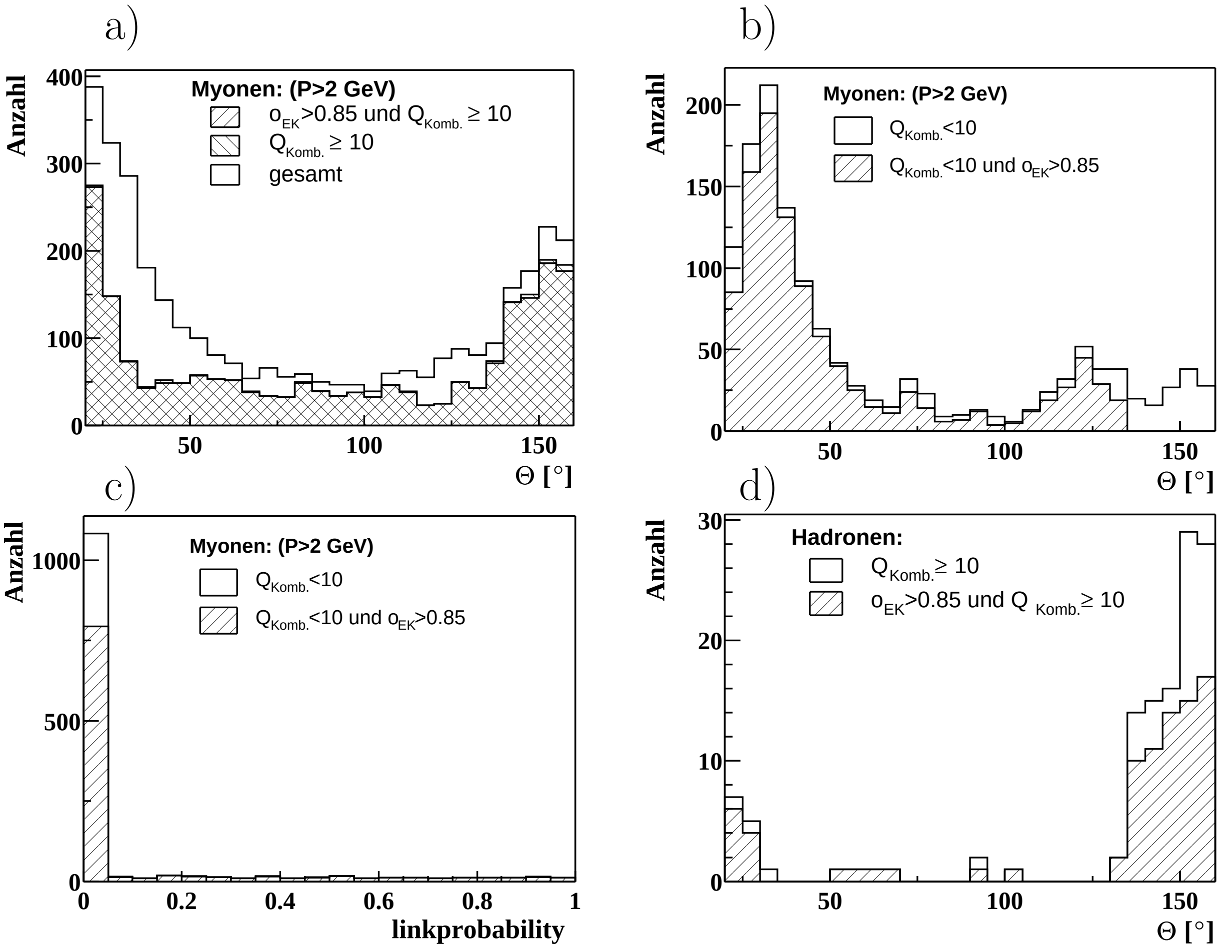


Abbildung 7.10: **simulierter $D^*\mu$-Datensatz**: *a), b) und c): Vergleich der im Myondetektor nachgewiesenen Myonen mit den dort nicht nachgewiesenen. d): Verteilung der Hadronen, die im Myondetektor als Myonen identifiziert werden.*

7.4 Verringerung der Zylinderradien R_a und R_b

Von einer Verkleinerung der Zylinderradien im Kalorimeter verspricht man sich in Ereignissen mit hoher Teilchenmultiplizität eine Erhöhung der Reinheit auf Kosten der Effizienz. Wie sich eine solche Veränderung bemerkbar macht, wird im Folgenden anhand von simulierten $b\bar{b}$-Ereignissen genauer untersucht. In Abbildung 7.11 sind die Identifikationwahrscheinlichkeiten für $Q_{Kalo} \geq 2$ und das Kalorimeter-Netz unter Verringerung der Zylinderradien R_a und R_b auf 8 cm bzw. 15 cm zu sehen. Sowohl die konventionelle Methode als auch das neuronale Netz scheinen stark von einer solchen Veränderung abhängig zu sein. Besonders bei kleineren Impulsen, bei denen die Teilchen einen gekrümmteren Weg durch den Detektor nehmen, sinkt die Effizienz beider Methoden stark ab. Die Effizienz der konventionellen Methode ist zudem noch im Bereich $10° < \Theta < 40°$ für die veränderten Zylinderadien stark reduziert. Sie sinkt dort von 80% auf etwa 55%. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit wird in beiden Methoden um etwa den Faktor 2 verringert, bei der konventionellen Methode sogar etwas mehr. Beide Methoden haben nach der Verringerung der Radien in den meisten Impuls- und Θ-Bereichen eine in etwa gleiche Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit. Nur im zentralen Bereich ist diese immer noch erheblich größer für die konventionelle Methode.
Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich eine Verringerung der Kalorimeterradien für Ereignisse mit höherer Spurmultiplizität besonders bei der Anwendung der konventionellen Methode lohnt. Die Einbußen bei der Effizenz sind hier nicht so groß wie die Verbesserung der Fehlidentifikationwahrscheinlichkeit.

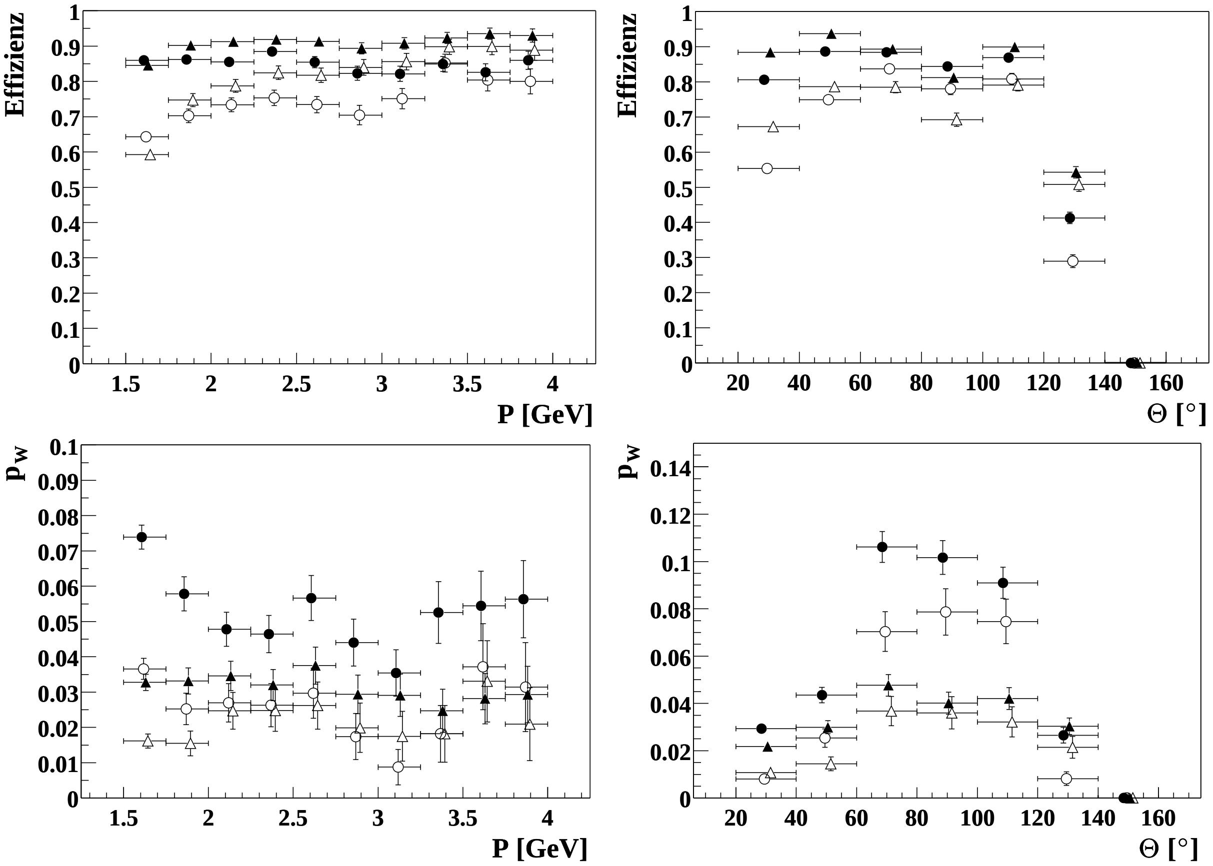


Abbildung 7.11: **Teilchen aus b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen**: *Veränderung der Effizienz und der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit der konventionellen Methode und des Kalorimeter-Netzes bei Verringerung der Zylinderradien* R_a *und* R_b*. Die Dreiecke kennzeichen die Werte des Kalorimeter-Netzes. Die Werte für die konventionelle Methode* ($Q_{Kalo} \geq 2$) *sind als Kreise dargestellt. Für die gefüllten Markierungen sind die Zylinderradien* $R_a = 15$ *cm und* $R_b = 30$ *cm und und für die nicht gefüllten* $R_a = 8$ *cm und* $R_b = 15$ *cm.*

7.5 Untersuchung der Myonerkennung im $D^*\mu$-Datensatz

In diesem Abschnitt wird die Anwendung der vorgestellten Methoden zur Myonerkennung auf Teilchen aus dem $D^*\mu$-Datensatz untersucht.

In Abbildung 7.12 ist die Anzahl der durch die unterschiedlichen Verfahren gefundenen Myonen je Ereignis gezeigt. Wie bei der Selektion der Ereignisse gefordert, wird durch die konventionelle Methode ($Q_{Komb.} \geq 2$) in jedem Ereignis mindestens ein Teilchen als Myon identifiziert. Das Kalorimeter-Netz findet etwa in jedem dritten Ereignis ein Myon. Das Eisen-Kalorimeter-Netz hingegen identifiziert etwa in jedem zweiten Ereignis ein Teilchen als Myon. Das Struktur-Netz findet offensichtlich zu viele Myonen. Das könnte daran liegen, dass für das Training dieses Netzes nur simulierte Teilchen verwendet wurden. Das Struktur-Netz wird im Hinblick auf die Anwendbarkeit auf $D^*\mu$-Daten nicht weiter untersucht.

In Abbildung 7.13 sind die Polarwinkel- und Impuls-Verteilungen für die isolierten Teilchen gezeigt, die durch die entwickelten Methoden identifiziert sind, aber nicht im Myondetektor nachgewiesen werden. Die Verteilungen beschreiben also den Zuwachs an Teilchen, der durch die Auswertung der Kalorimeterinformation erreicht wird. a) und b) zeigen die Impuls- bzw. die Polarwinkelverteilung der durch das Eisen-Kalorimeter-Netz identifizierten Teilchen. Darüber hinaus sind die Verteilungen des Anteils, der auch von der konventionellen Methode ($Q_{Kalo.} \geq 2$ und $Q_{Kalo.} = 3$) identifizierten Teilchen eingezeichnet. Für $Q_{Kalo.} \geq 2$ werden fast alle durch das Eisen-Kalorimeter-Netz identifizierten Teilchen auch durch die konventionelle Methode mit dem Schnitt $Q_{Kalo} \geq 2$ identifiziert. Mit $Q_{Kalo.} = 3$ identifiziert die konventionelle Methode nur zwischen 60% und 80% der Teilchen.

Insgesamt werden vom Eisen-Kalorimeter-Netz 14903 Teilchen als Myonen identifiziert, die nicht im Myondetektor nachgewiesen sind. Davon haben 3291 Teilchen einen höheren Impuls als 2 GeV. Die konventionelle Methode mit dem Schnitt $Q_{Kalo} = 3$ identifiziert 15304 Teilchen, die nicht im Myondetektor nachgewiesen werden. Davon haben 3164 Teilchen einen Impuls von $P > 2$ GeV. Im Myondetektor werden insgesamt 6555 Teilchen nachgewiesen. Die Anzahl der selektierten Myonen läßt sich damit durch Verwendung des Kalorimeters um bis zu 250% steigern.

In c) und d) sind die Impuls- und Polarwinkel-Verteilung der von der konventionellen Methode mit dem Schnitt $Q_{Kalo} = 3$ identifizierten Teilchen und der Anteil, der vom Eisen-Kalorimeter-Netz nachgewiesen wird, eingezeichnet. Vor allem bei kleineren Impulsen und Bereich $70° < \Theta < 110°$ werden viele Teilchen von der konventionellen Methode, aber nicht vom Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert. Da die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen f"ur die konventionellen Methoden in diesem Bereich am höchsten ist, ist es wahrscheinlich, dass viele dieser Teilchen Hadronen sind. In e) und f) sind die Impuls- und Polarwinkel-Verteilungen der durch die konventionelle Methode ($Q_{Kalo.} \geq 2$) identifizierten Teilchen gezeigt und mit dem Anteil der Teilchen, die durch das Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert werden, verglichen. Beide Abbildungen zeigen die gleichen Zusammenhänge wie c) und d), nur der prozentuale Anteil der auch vom Netz identifizierten Teilchen ist geringer.

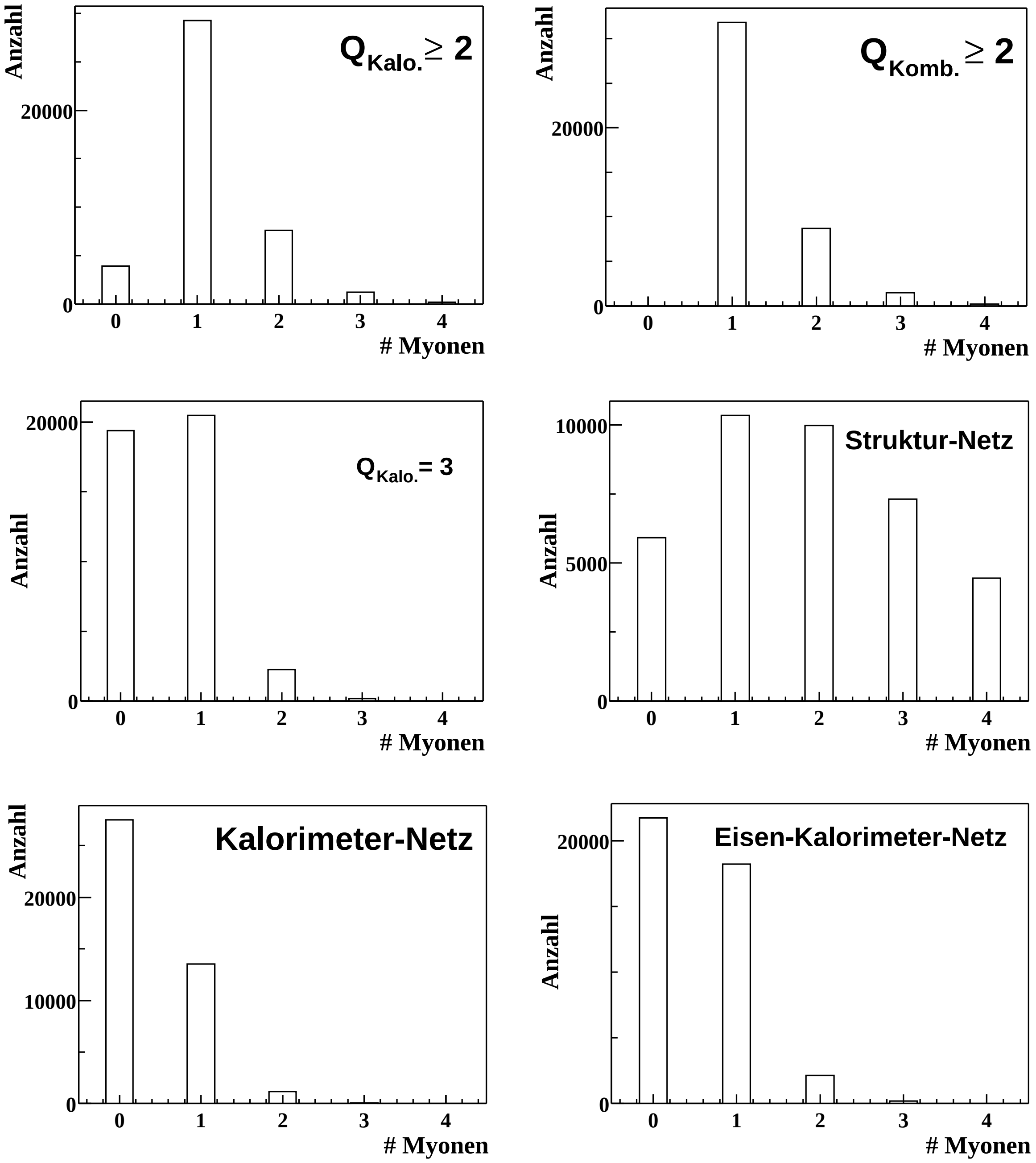


Abbildung 7.12: *Anzahl der je Ereignis gefundenen Myonen für die verschiedenen Verfahren. Von oben links nach unten rechts:* $Q_{Kalo} \geq 2$, $Q_{Komb.} \geq 2$, $Q_{Kalo} = 3$, *Struktur-Netz, Kalorimeter-Netz und Eisen-Kalorimeter-Netz.*

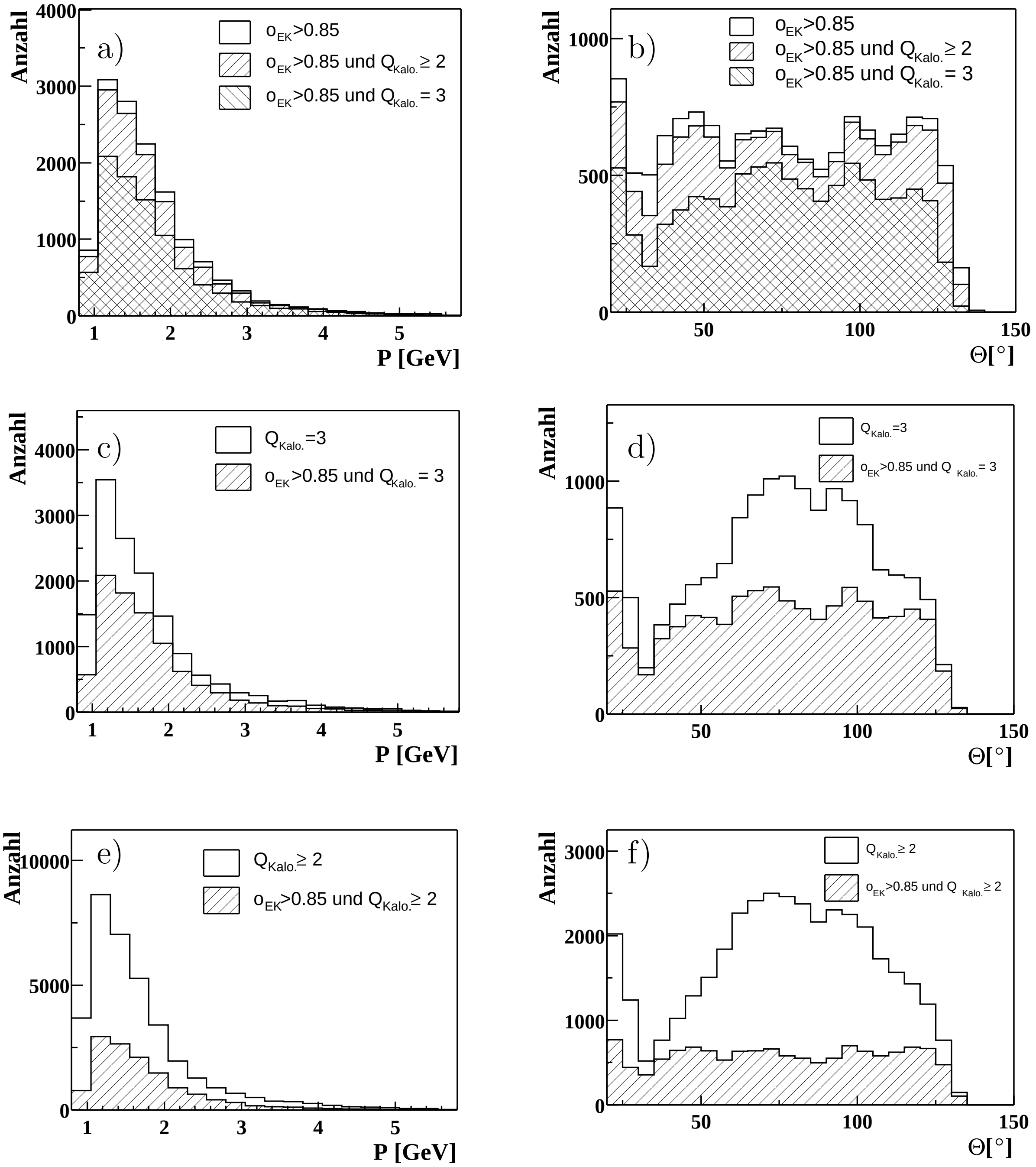


Abbildung 7.13: *Polarwinkel- und Impulsverteilung der durch die verschiedenen Verfahren identifizierten Teilchen aus dem* **$D^*\mu$-Datensatz**, *die nicht im Myondetektor nachgewiesen werden. a) + b): Durch das Eisen-Kalorimeter-Netz identifizierte Teilchen und der Anteil der durch die konventionelle Methode gefunden wird. c) + d): Von der konventionellen Methode gefundene Teilchen ($Q_{Kalo.} = 3$) und der Anteil der vom Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert wird. e) + f): Von der konventionellen Methode gefundene Teilchen ($Q_{Kalo.} \geq 2$) und der Anteil, der vom Eisen-Kalorimeter-Netz identifiziert wird.*

In Abbildung 7.14 ist für die Teilchen, die im Myondetektor nachgewiesen werden und somit mit hoher Wahrscheinlichkeit Myonen sind, die Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden neuronalen Netze und der konventionellen Methode ($Q_{Kalo} \geq 2$) als Funktion des Polarwinkels gezeigt. Das Kalorimeter-Netz identifiziert im Vergleich zur konventionellen Methode in den meisten Bereichen mehr Teilchen. Besonders im vorderen Bereich ist der Unterschied größer. Fordert man, dass die Spuren isoliert sind ($\delta > 20°$), dann steigt die Effizienz für beide Methoden durchschnittlich um etwa 10% an (Abbildung 7.15 oben). Definiert man Kalorimeter-Myonen als Teilchen mit $Q_{Kalo} = 3$, dann sinkt die Effizienz der konventionellen Methode relativ stark und beträgt im Vorwärtsbereich nur etwa 40% (Abbildung 7.15 unten).

Das Kalorimeter-Netz hat also für Spuren mit einem Impuls von $P > 2$ GeV eine etwa gleich hohe Effizienz, wie die konventionelle Methode mit dem Schnitt $Q_{Kalo.} \geq 2$ und eine höhere Effizienz im Vergleich zur konventionellen Methode mit dem Schnitt $Q_{Kalo.} = 3$.

Wie in Abbildung 7.14 unten zu sehen ist, identifiziert das Eisen-Kalorimeter-Netz nur einen Teil der Teilchen, die im Myondetektor nachgewiesen werden. Besonders im Bereich, in dem das Kalorimeter nicht mehr vorhanden ist ($\Theta > 153°$), sinkt die Identifikationswahrscheinlichkeit für im Myondetektor erkannte Teilchen sehr stark und beträgt nur etwa 50%.

In Abbildung 7.16 werden die Größen aus dem Myondetektor, anhand derer das Eisen-Kalorimeter-Netz seine Entscheidung trifft, für die vom Netz nicht identifizierten und für die vom Netz identifizierten Teilchen verglichen. Die nicht identifizierten Teilchen haben in der Regel eine kürzere Spur im Myondetektor ($LASTIRONLAYER$) und es haben weniger Lagen angesprochen ($NIRONLAYERS$) als für die identifizierten Teilchen. Das Eisen-Kalorimeter-Netz stellt somit härte Bedingungen an im Myondetektor nachgewiesene Teilchen als die konventionelle Methode (Tabelle F.1).

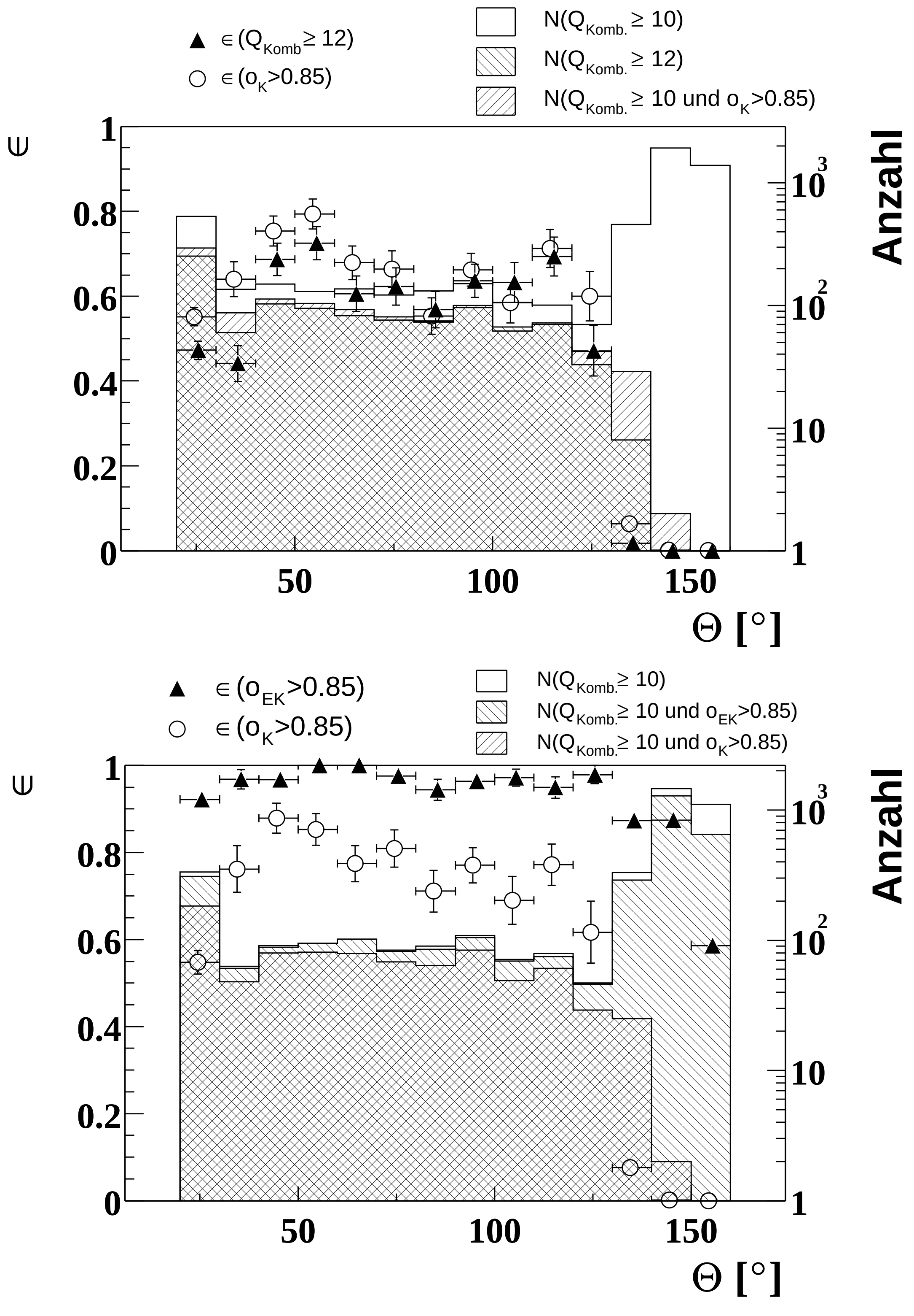


Abbildung 7.14: *Polarwinkelverteilung der im Myondetektor nachgewiesenen Teilchen und die Erkennungwahrscheinlichkeit der einzelnen Verfahren. Oben: Effizienz des Kalorimeter-Netzes und der konventionellen Methode mit dem Schnitt* $Q_{Kalo} \geq 2$. *Unten: Effizienz des Kalorimeter-Netzes und des Eisen-Kalorimeter-Netzes für isolierte Spuren.*

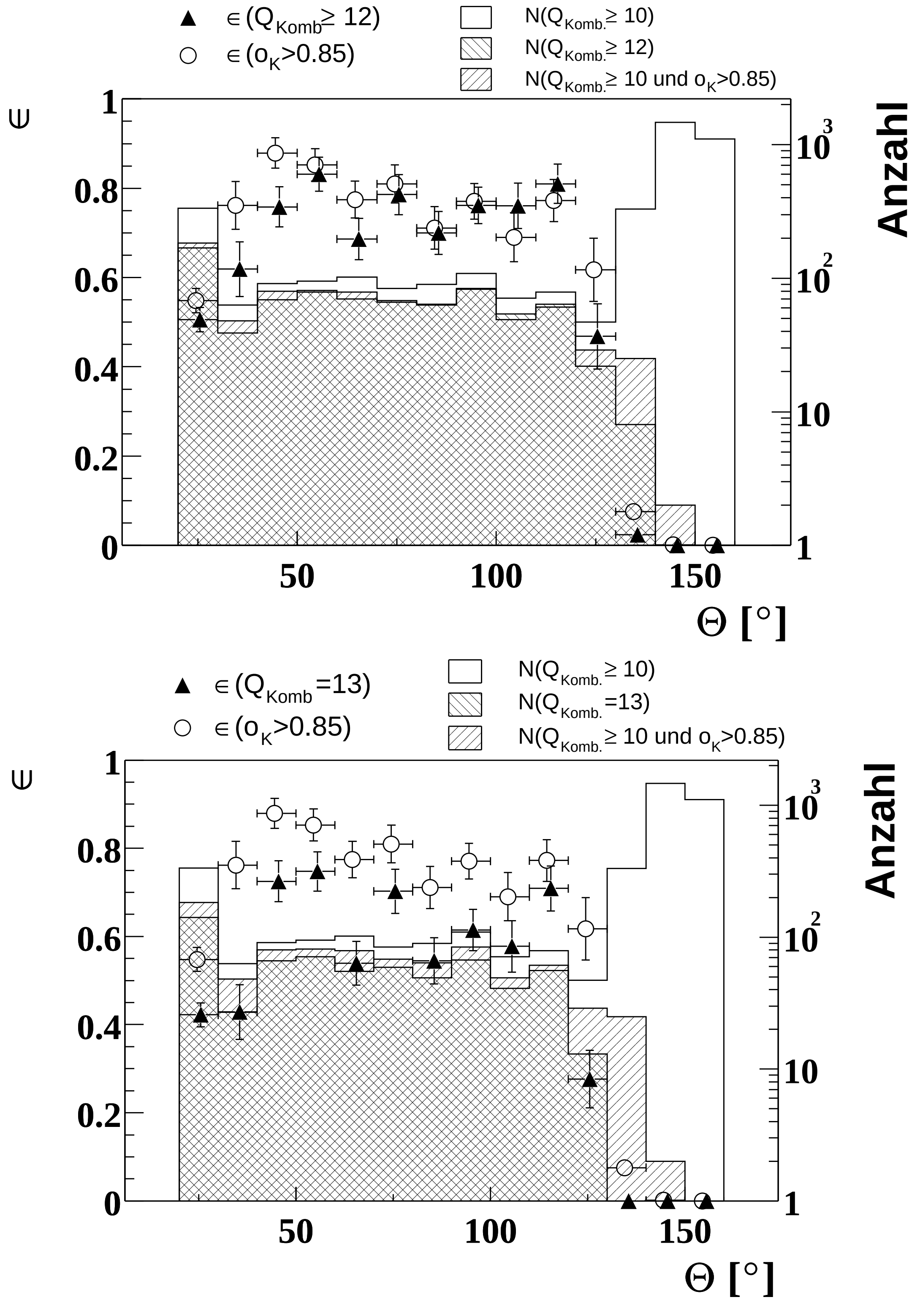


Abbildung 7.15: *Polarwinkelverteilung der im Myondetektor nachgewiesenen isolierten Teilchen und die Erkennungwahrscheinlichkeit der einzelnen Verfahren. Oben: Effizienz des Kalorimeter-Netzes und der konventionellen Methode mit dem Schnitt* $Q_{Kalo} \geq 2$ *. Unten: Effizienz des Kalorimeter-Netzes und der konventionellen Methode mit dem Schnitt* $Q_{Kalo} = 3$.

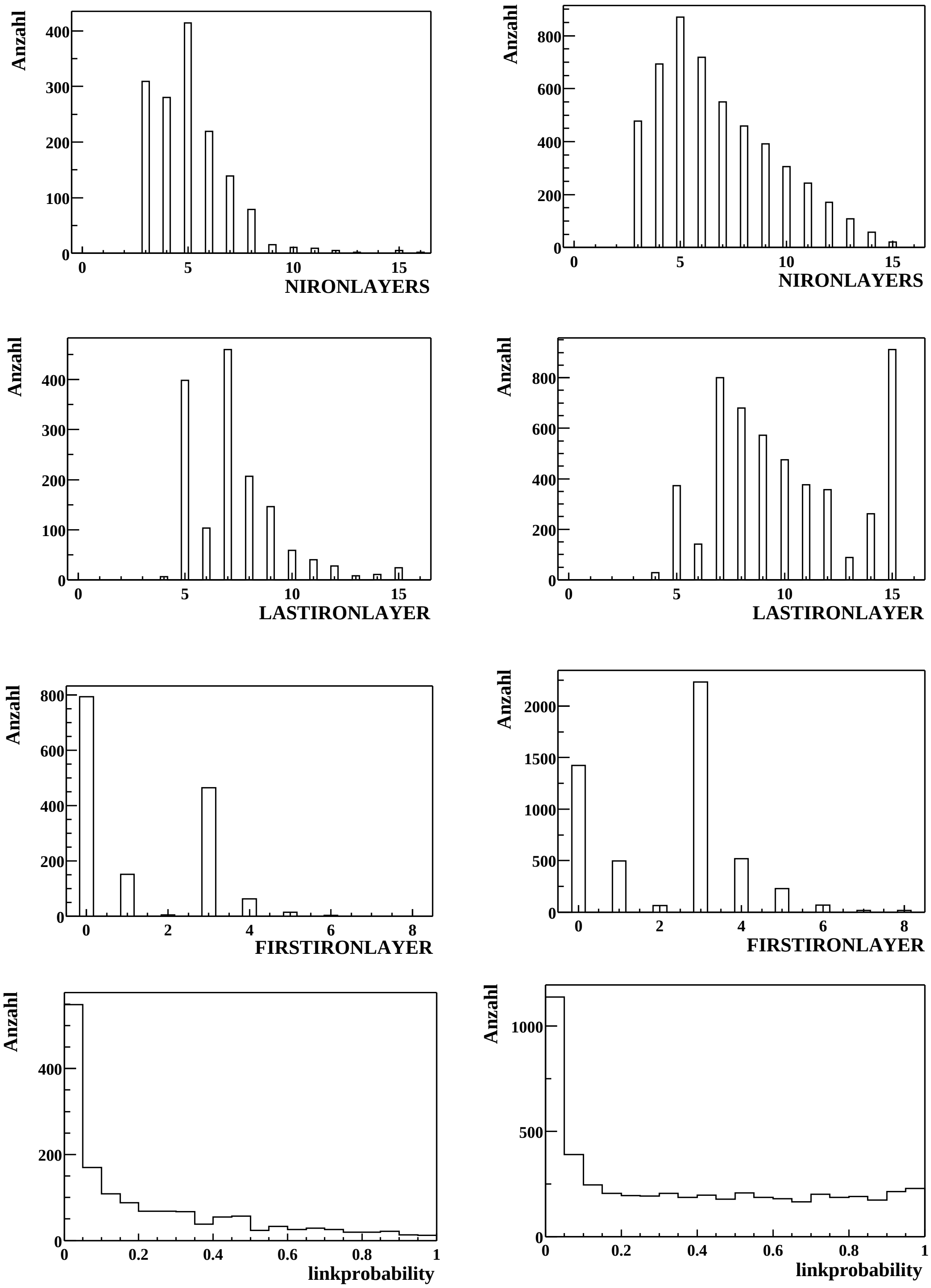


Abbildung 7.16: *Die verwendeten Größen aus dem Myondetektor für Teilchen mit* $Q_{Komb} > 10$*. Auf der linken Seite sind die Verteilungen für die vom Eisen-Kalorimeter-Netz nicht identifizierten Teilchen gezeigt und auf der rechten die der identifizierten.*

Kapitel 8

Zusammenfassung

Diese Arbeit hat sich mit der Myonerkennung beim H1-Experiment beschäftigt. Dazu wurde die Technik der neuronalen Netze verwendet, um Myonen anhand der Information aus dem Kalorimeter und dem Myondetektor von Hadronen zu trennen. Es wurden drei verschiedene neuronale Netze entwickelt:

- das Kalorimeter-Netz, welches nur Kalorimeterinformationen auswertet,
- das Eisen-Kalorimeter-Netz, das Informationen aus dem Kalorimeter und aus dem Myondetektor auswertet, und
- das Struktur-Netz, für das im Kalorimeter eine virtuelle Zellstruktur definiert wird, wobei die Eingabegrößen des Netzes die Energieinhalte der einzelnen virtuellen Zellen sind.

Da man mit den neuronalen Netzen die Myonerkennung erzielen möchte, wird bei der Anwendung der neuronalen Netze in der Regel mit der herkömmlichen Methode der Myonerkennung verglichen. Die herkömmliche Methode ordnet durch Anwendung von Schnitten an signifikanten Größen der Spur im Kalorimeter jedem Teilchen eine sogenannte Myonqualität Q_{Kalo} zu. Diese kann die Werte $Q_{Kalo} = 0, 1, 2, 3$ annehmen, wobei $Q_{Kalo} = 0$ keine Myonqualität und $Q_{Kalo} = 3$ die maximale Myonqualität im Kalorimeter bedeutet. Diese Qualität wird für im Myondetektor nachgewiesene Teilchen noch erweitert zu $Q_{Komb.} = Q_{Kalo} + 10$.

Zunächst wurden die neuronalen Netze anhand von isolierten Myonen und isolierten Hadronen trainiert und getestet.

Für kosmische Myonen erreichen das Kalorimeter-Netz und das Eisen-Kalorimeter-Netz bei Impulsen von über 2 GeV eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 90% bzw. 95%. Unterhalb von 2 GeV beträgt sie für das Kalorimeter-Netz 70%-80% und für das Eisen-Kalorimeter-Netz 80%-90%. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen ist bei der herkömmlichen Methode abhängig von dem gewählten Schnitt auf die Myonqualität im Kalorimeter Q_{Kalo}. Für $Q_{Kalo} \geq 2$ ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von kosmischen Myonen bei Impulsen von über 1.5 GeV etwa 90%. Mit $Q_{Kalo} = 3$ erreicht die herkömmliche Methode in diesem Bereich nur etwa 80%.

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen ist für das Kalorimeter-Netz und das Eisen-Kalorimeter-Netz bei Impulsen von kleiner als 1.5 GeV geringer als 3%. Durch die konventionelle Methode werden gerade im zentralen Bereich des Detektors $60° < \Theta < 110°$ sehr viele Hadronen falsch identifiziert. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Kaonen beträgt hier für $Q_{Kalo} = 3$ etwa 6% und für $Q_{Kalo} \geq 2$ etwa 8%. Der Verlauf der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit zeigt bei dem Kalorimeter-Netz und dem Eisen-Kalorimeter-Netz eine sehr viel geringere Abhängigkeit vom Polarwinkel.

Anschließend wurden die neuronalen Netze auf Teilchen aus simulierten $D^*\mu$-Ereignissen angewandt. Der größte Teil der Myonen, die aus einem Zerfall eines schweren Quarks stammen, hat einen Impuls von weniger als 2 GeV. Deshalb könnte durch die zusätzliche Verwendung des Kalorimeters die Anzahl der selektierten Ereignisse erheblich gesteigert werden.
Um die Identifikation im Kalorimeter zu erleichtern, wurden zunächst die Spurparameter an die Position der angesprochenen Kalorimeterzellen angepasst und ein Maß für die Isolation einer Spur eingeführt.
Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen in simulierten $D^*\mu$-Ereignissen ist bei dem Kalorimeter-Netz und dem Eisen-Kalorimeter-Netz höher als bei Anwendung der konventionellen Methode mit $Q_{Kalo} = 3$. Sie beträgt ab einem Impuls von 1.5 GeV etwa 90% bzw. 95%, während durch die konventionelle Methode mit $Q_{Kalo} = 3$ nur etwa 80% aller Myonen in diesem Bereich identifiziert werden. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen hingegen ist mit unter 5% etwa gleich.
Bei der Anwendung der konventionellen Methode auf Teilchen aus simulierten $D^*\mu$-Ereignissen wurde festgestellt, dass die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen für $Q_{Kalo} \geq 2$ im zentralen Bereich des Detektors und bei kleinen Impulsen sehr hoch ist. Für Hadronen aus $b\bar{b}$-Ereignissen beträgt sie etwa 12% und für Hadronen aus $c\bar{c}$-Ereignissen etwa 15%.
Anschließend wurden die neuronalen Netze auf isolierte Teilchen aus $D^*\mu$-Daten angewendet, die nicht im Myondetektor nachgewiesen werden und deshalb nicht in der Analyse berücksichtigt wurden. Das Eisen-Kalorimeter-Netz hat 3291 Teilchen identifiziert, die einen Impuls von mehr als 2 GeV haben und nicht im Myondetektor nachgewiesen wurden. Die konventionelle Methode identifiziert hier 3164 Teilchen. Unterhalb von Impulsen mit 2 GeV werden 11612 dieser Teilchen vom Eisen-Kalorimeter-Netz nachgewiesen. Von der herkömmlichen Methode mit $Q_{Kalo} = 3$ werden hier 12140 Teilchen identifiziert. Insgesamt werden 6555 Teilchen im Myondetektor nachgewiesen. Nimmt man innerhalb einer Analyse, die sich mit Ereignissen mit Myonen beschäftigt, zu den im Myondetektor identifizierten Teilchen noch Teilchen hinzu, die nur durch Auswertung der Kalorimeterinformation identifiziert wurden, so kann man mit beiden Methoden bis zu 250% mehr Teilchen dazugewinnen. Die von der herkömmlichen Methode identifizierten Teilchen befinden sich

zu großen Teilen im Bereich $70° < \Theta < 110°$. Dies ist der Bereich, in dem die konventionelle Methode für simulierte Hadronen die höchste Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit zeigt. Die Verwendung eines neuronalen Netzes erscheint deshalb sinnvoller, zumal sich durch Erhöhung des Schnittwertes s_n auf den Ausgabewert des neuronalen Netzes die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen leicht weiter verringern läßt.

Anhang A

Myonerkennung mit $Q_{Kalo}, Q_{Komb.} \geq 2$

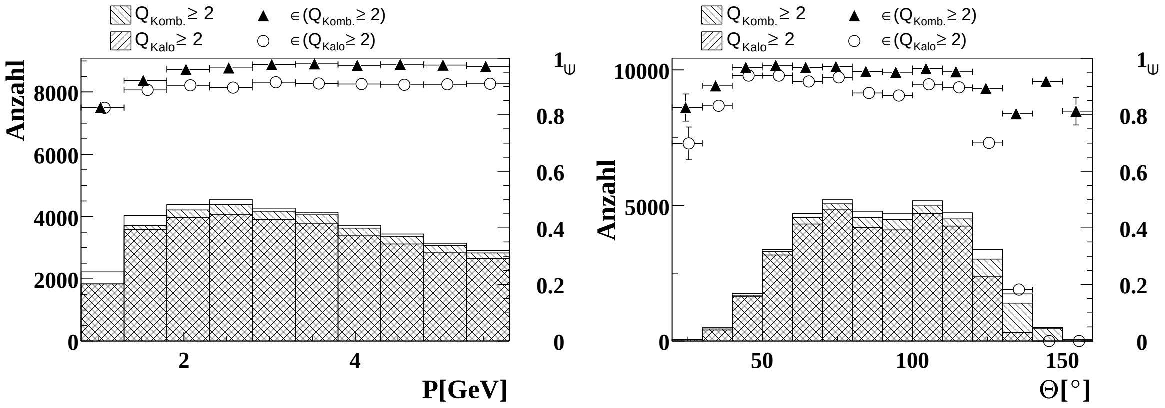


Abbildung A.1: *Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Effizienz der konventionellen Myonerkennung für* **kosmische Myonen** *($Q_{Kalo} \geq 2$).*

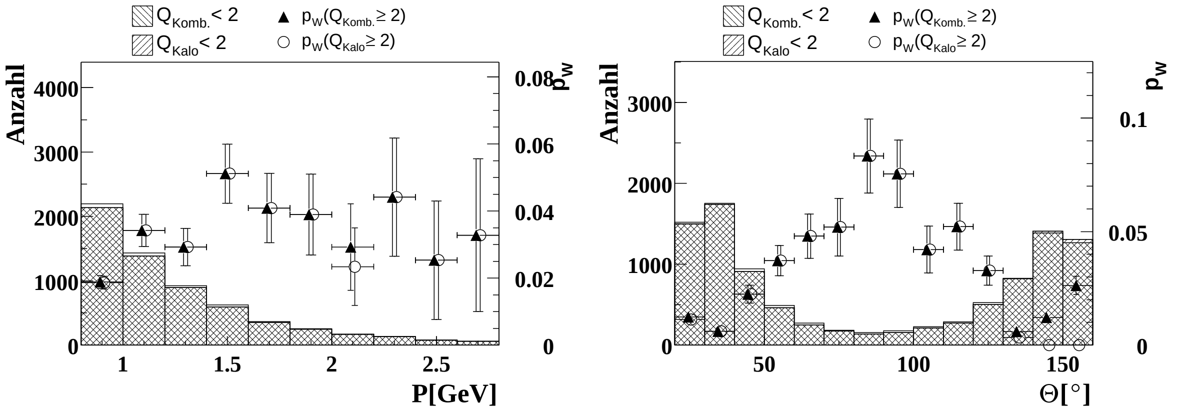


Abbildung A.2: *Impuls- und Polarwinkelabhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit p_W der konventionellen Myonerkennung für* **Teilchen aus dem Zerfall von Φ-Kandidaten** *($Q_{Kalo} \geq 2$).*

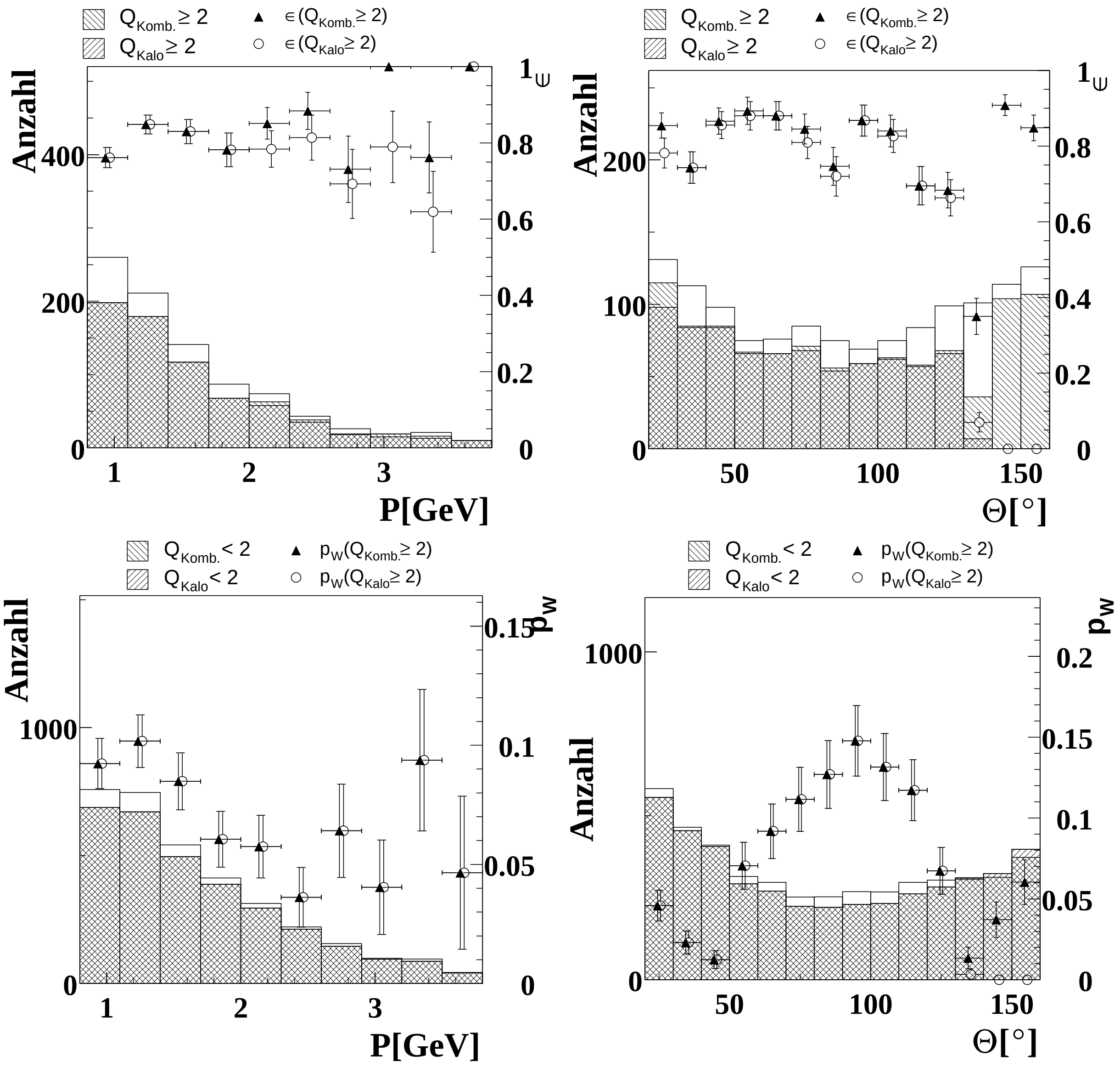


Abbildung A.3: *Effizienz und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Myonen bzw. Hadronen in* $\mathbf{c}\bar{\mathbf{c}}$*-Ereignissen für die konventionelle Methode mit* $Q_{Kalo} \geq 2$.

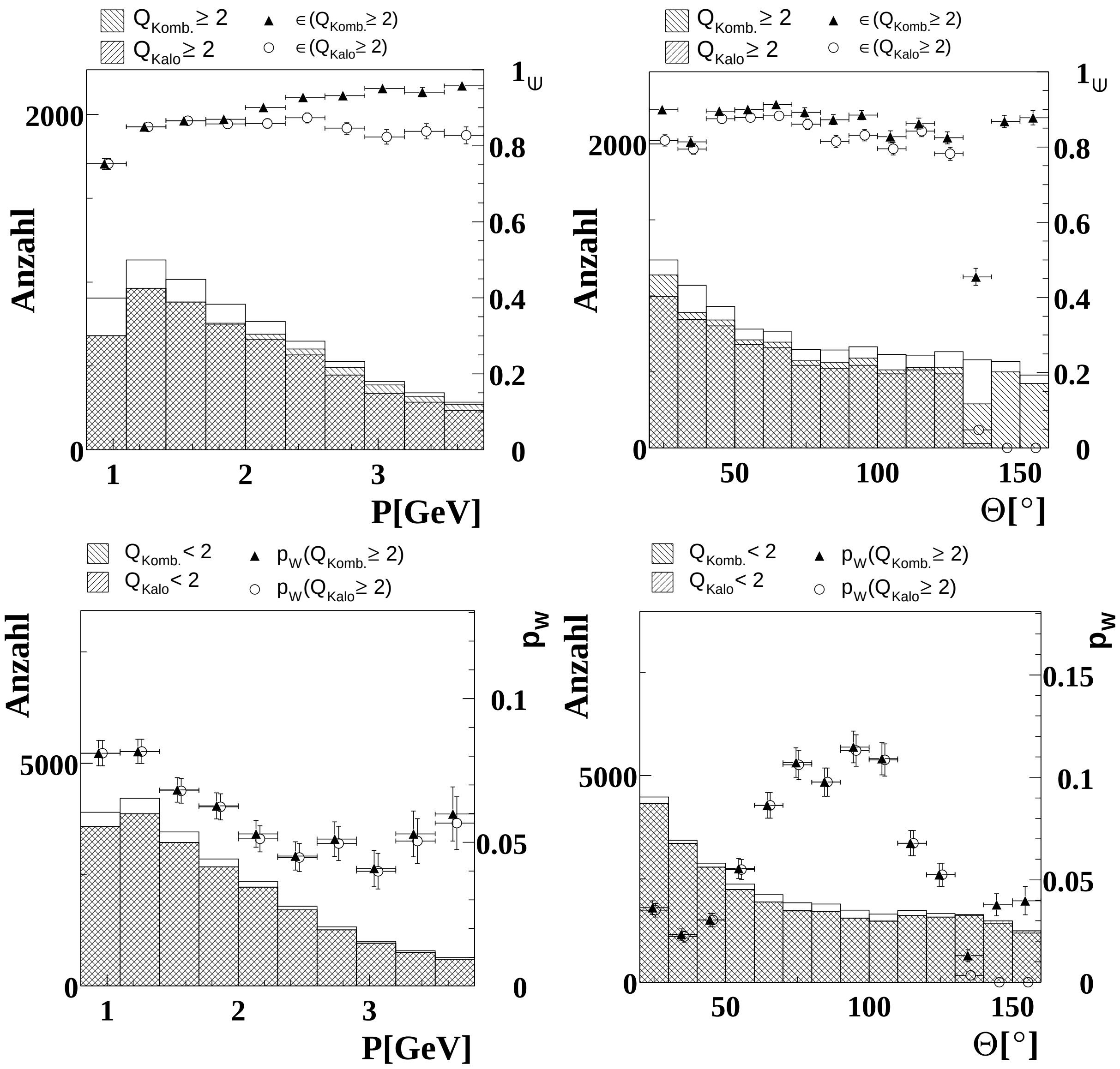


Abbildung A.4: *Effizienz und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Myonen bzw. Hadronen in* $\mathbf{b}\bar{b}$*-Ereignissen für die konventionelle Methode mit* $Q_{Kalo} \geq 2$*.*

Anhang B

Differenzielle $D^*\mu$-Verteilungen

Es ist naheliegend, dass es bei dem in Kapitel 4 in Abschnitt 4.3 beschriebenen Verfahren zur Rekonstruktion eines D^*-Mesons für Ereignisse mit höherer Spurmultiplizität wahrscheinlicher ist, eine Spurkombination zu finden, die den Kriterien eines D^*-Kandidaten genügt, als für Ereignisse mit einer geringeren Spurmultiplizität.
Im $D^*\mu$-Datensatz befinden sich im Vergleich zur Simulation durchschnittlich mehr Spuren mit einem Impuls von mehr als 0.8 GeV (Daten: $\overline{N}(P\!>\!0.8\ \text{GeV}) = 6.65$; Simulation: $\overline{N}(P\!>\!0.8\ \text{GeV}) = 4.49$). Das ist auf das mit der Spurmultiplizität sinkende Verhältnis von Signal zu kombinatorischem Untergrund zurückzuführen:
In den Abbildungen B.1 und B.2 ist das ΔM-Spektrum für die verschiedenen Spurmultiplizitäten zu sehen. Das D^*-Signal wird ab einer Multiplizität von 6 deutlich schwächer und ist ab einer Multiplizität von 9 nicht mehr sichtbar.
Vergleicht man die durch die in Kapitel 4 in Abschnitt 4.3 beschriebene Anpassung ermittelte Anzahl der D^*-Mesonen mit der Simulation für die Ereignisse mit gleicher Multiplizität, dann stimmen Simulation und Daten recht gut überein (siehe Abbildung B.3).

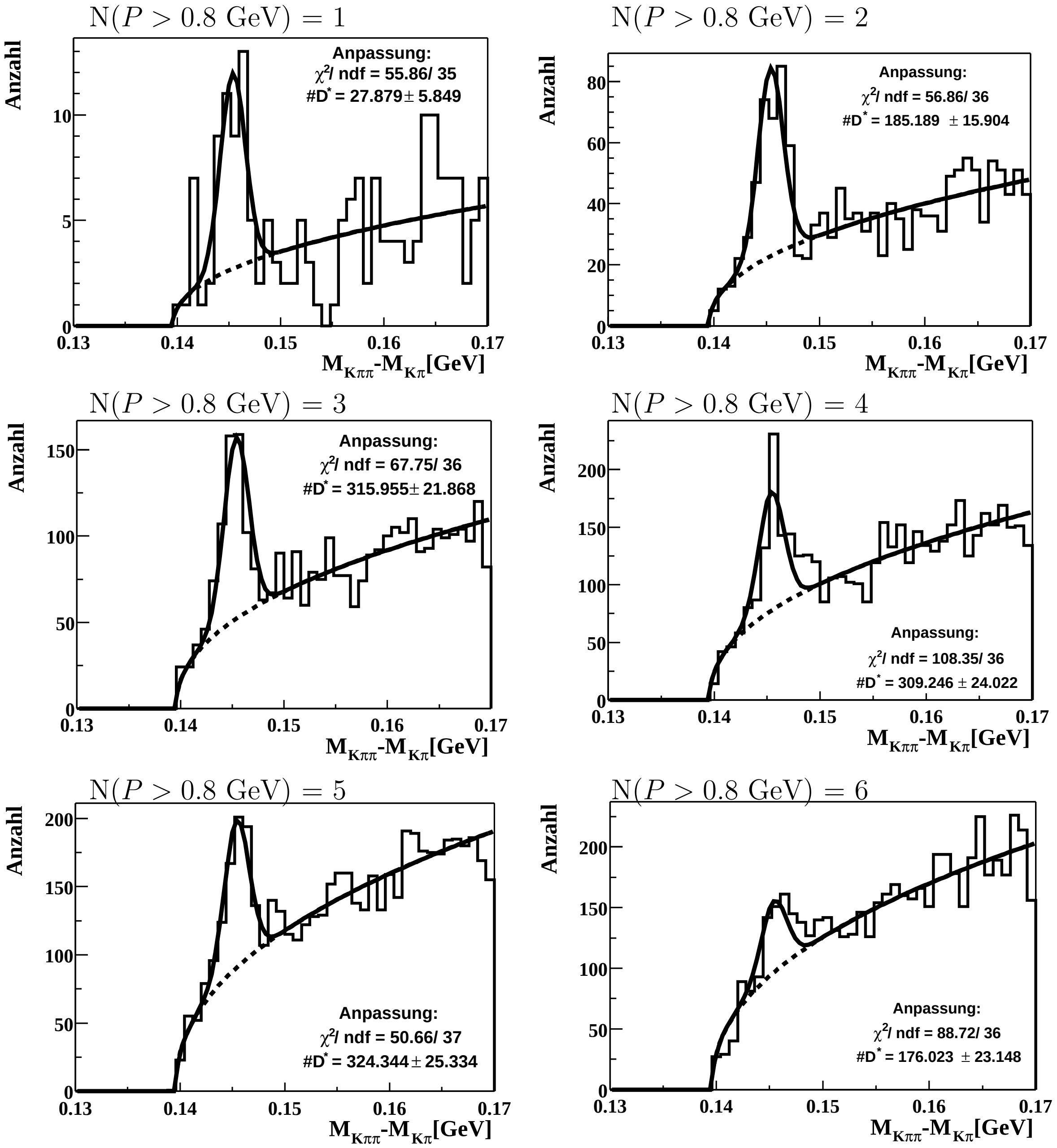
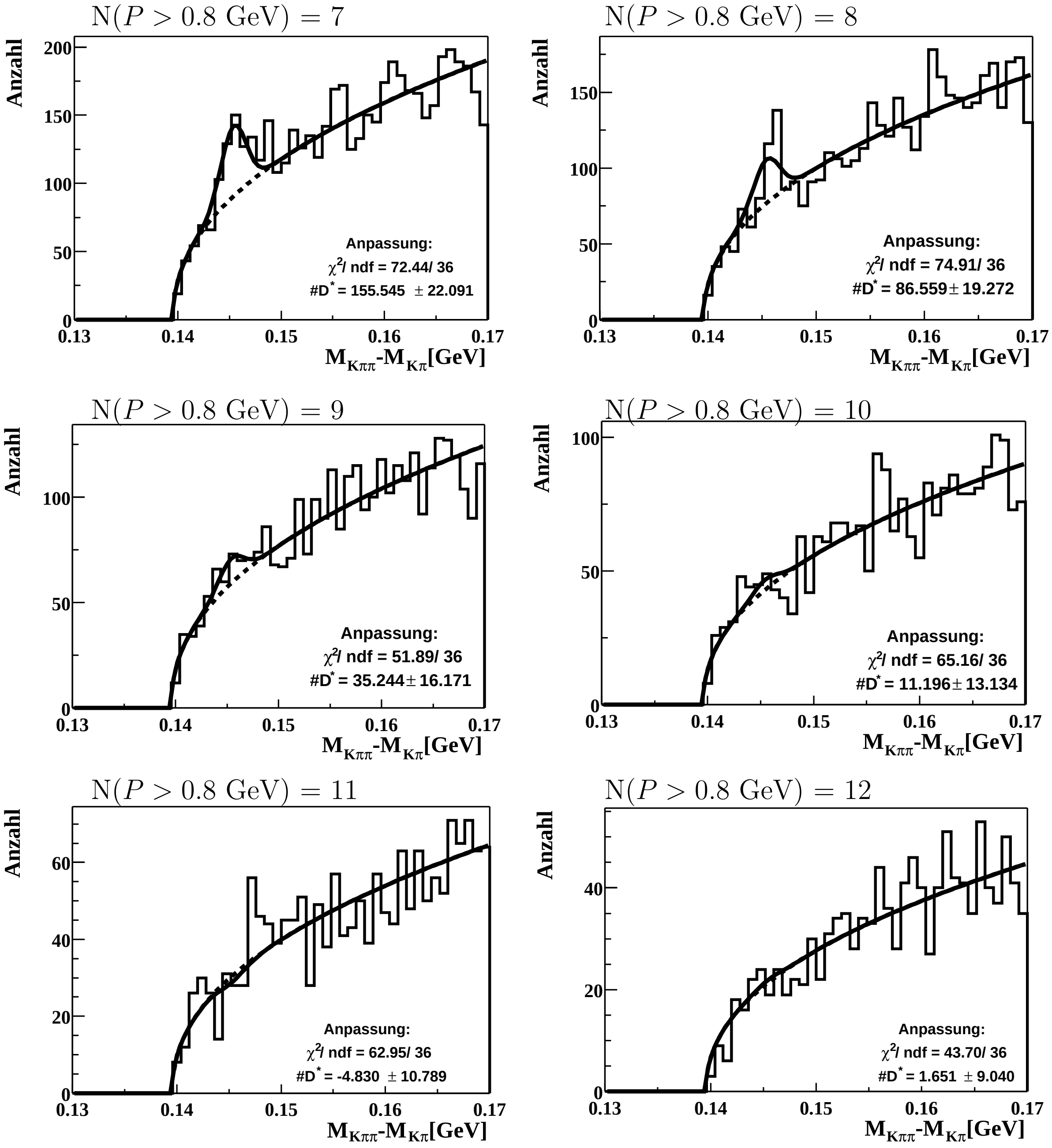


Abbildung B.1: ΔM-*Spektrum für feste Spurmultiplizitäten (N(P* > 0.8 *GeV) = 1 bis 6).*


N($P > 0.8$ GeV) = 7

N($P > 0.8$ GeV) = 8

N($P > 0.8$ GeV) = 9

N($P > 0.8$ GeV) = 10

N($P > 0.8$ GeV) = 11

N($P > 0.8$ GeV) = 12

Abbildung B.2: ΔM*-Spektrum für feste Spurmultiplizitäten (N(*$P > 0.8$ *GeV)= 7 bis 12).*

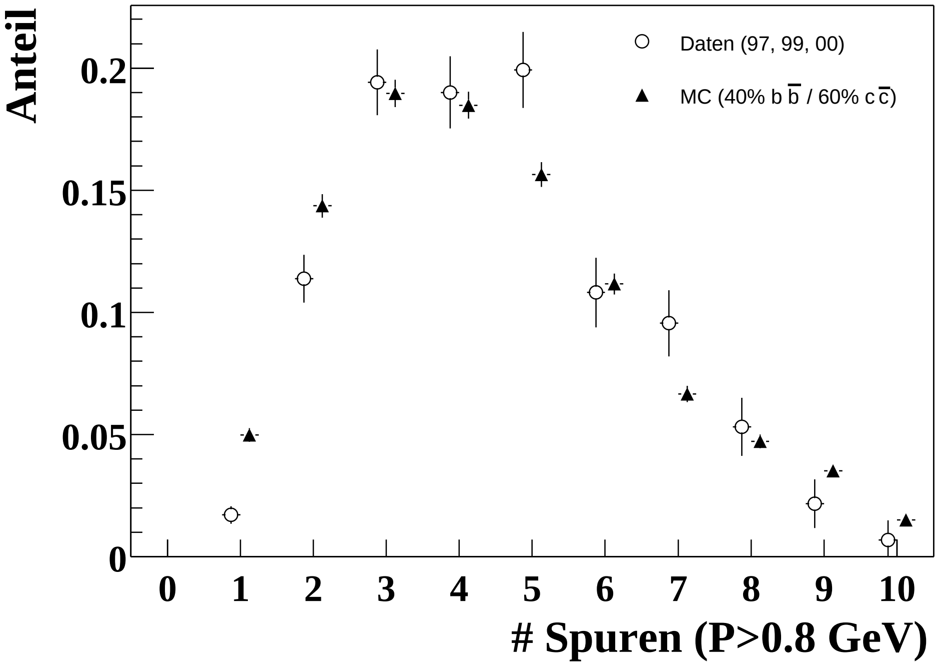


Abbildung B.3: *Verteilung der Spurmultiplizität von $D^*\mu$-Ereignissen für Daten und die Simulation.*

Anhang C

Anpassung in der R-z-Ebene

In den Abbildungen C.1 und C.2 ist die Abhängigkeit der Wirksamkeit der Anpassung in der R-z-Ebene von der z-Koordinate des Punktes, in dem die Spur in das Kalorimeter eintritt, für simulierte Myonen bzw. Teilchen aus dem $D^*\mu$-Datensatz, die eine Myonqualität $Q_{Kalo} \geq 3$ haben, dargestellt. Sowohl für die simulierten Teilchen als auch für die gemessenen Teilchen ist die Anpassung in der R-z-Ebene im zentralen Bereich des Detektors besonders wirksam.

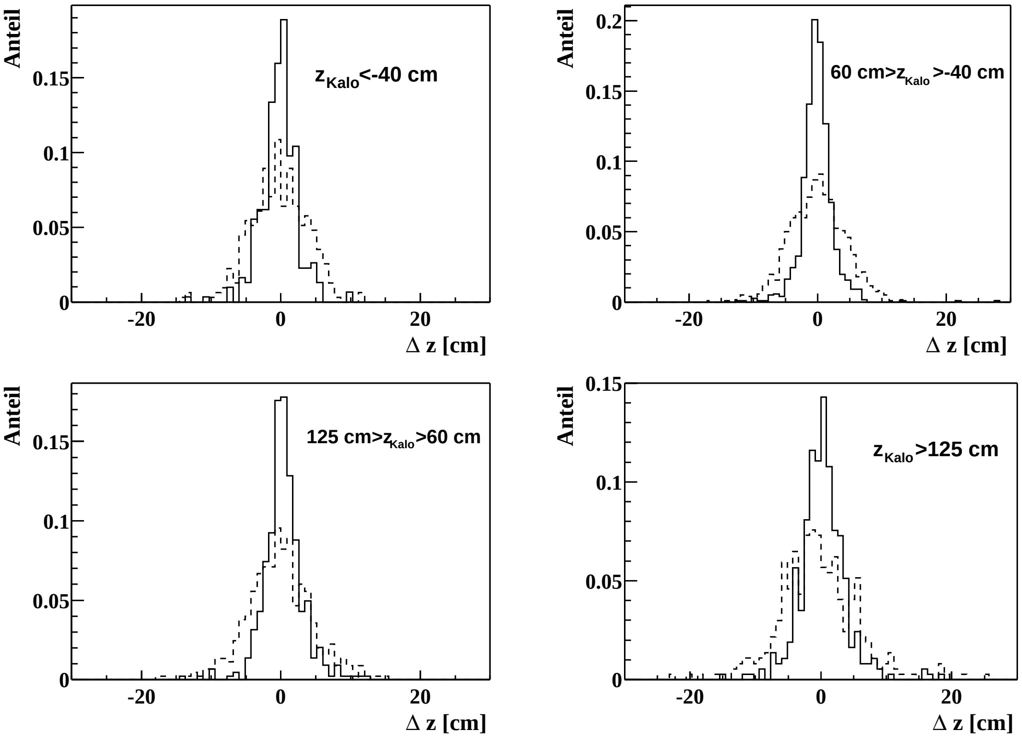


Abbildung C.1: **simulierte Myonen**: *kürzester Abstand zwischen Helix und dem Energieschwerpunkt im Kalorimeter für verschiedene Bereiche der z-Koordinate des Eintrittspunktes der Spur in das Kalorimeter.*

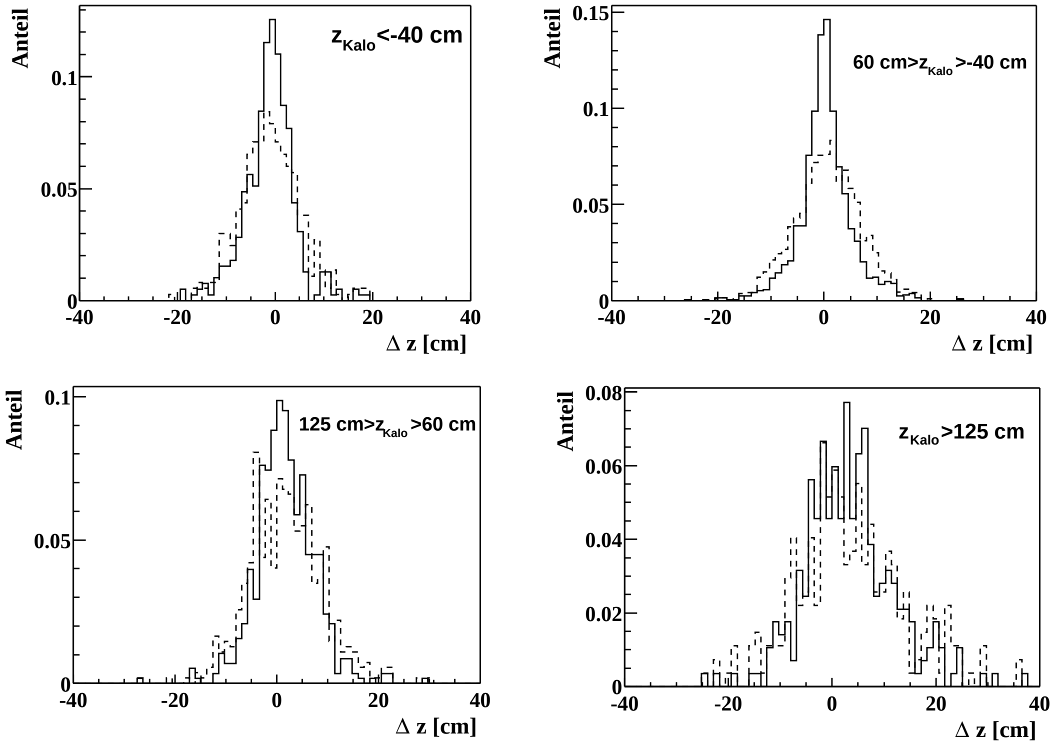


Abbildung C.2: **Kalorimeter-Myonen** ($Q_{Kalo} \geq 2$) **aus dem** $D^*\mu$**-Datensatz***: kürzester Abstand zwischen Helix und dem Energieschwerpunkt im Kalorimeter für verschiedene Bereiche der z-Koordinate des Eintrittspunktes der Spur in das Kalorimeter.*

Anhang D

Eingabegrößen der Netze

Name	Bedeutung
E_{Ra}^{EMC}	Im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm deponierte Energie
E_{Rb}^{EMC}	Im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm deponierte Energie
E_{Ra}^{HAC}	Im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm deponierte Energie
E_{Rb}^{HAC}	Im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm deponierte Energie
$NCELLS_{Ra}^{EMC}$	Anzahl der im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Zellen
$NCELLS_{Rb}^{EMC}$	Anzahl der im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Zellen
$NCELLS_{Ra}^{HAC}$	Anzahl der im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Zellen
$NCELLS_{Rb}^{HAC}$	Anzahl der im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Zellen
$NLAYERS_{Ra}^{EMC}$	Anzahl der im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Lagen
$NLAYERS_{Rb}^{EMC}$	Anzahl der im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Lagen
$NLAYERS_{Ra}^{HAC}$	Anzahl der im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Lagen
$NLAYERS_{Rb}^{HAC}$	Anzahl der im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Lagen
E_{Ra}^{GES}	Im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm deponierte Energie

E_{Rb}^{GES}	Im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm deponierte Energie
$NCELLS_{Ra}^{GES}$	Anzahl der im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Zellen
$NCELLS_{Rb}^{GES}$	Anzahl der im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Zellen
$NLAYERS_{Ra}^{GES}$	Anzahl der im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Lagen
$NLAYERS_{Rb}^{GES}$	Anzahl der im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Lagen
Spurlänge	Der maximale Abstand einer innerhalb von R_a liegenden Zelle zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter.
$Rmid\_ra$	Der Abstand des geometrischen Schwerpunktes aller im gesamten Kalorimeter im Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Zellen zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter
$Remid\_ra$	Der Abstand des energiegewichteten Schwerpunktes aller im gesamten Kalorimeter im Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Zellen zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter
$Rmid\_rb$	Der Abstand des geometrischen Schwerpunktes aller im gesamten Kalorimeter im Kalorimeterradius $R_b = 15$ cm angesprochenen Zellen zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter
$Remid\_rb$	Der Abstand des energiegewichteten Schwerpunktes aller im gesamten Kalorimeter im Kalorimeterradius $R_b = 15$ cm angesprochenen Zellen zum Eintrittspunkt ins Kalorimeter
$mdfh\_rb$	Mittlerer Abstand aller im gesamten Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_b = 30$ cm angesprochenen Zellen zur extrapolierten Helix.
Hac_md_ra	Mittlerer Abstand aller im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 30$ cm angesprochenen Zellen zur extrapolierten Helix.
Hac_sumlen_ra	Summe aller Abstände zwischen den im hadronischen Kalorimeter innerhalb des Kalorimeterradius $R_a = 15$ cm angesprochenen Zellen und dem Eintrittspunkt ins Kalorimeter

Tabelle D.1: *Kalorimetergrößen*

Anhang E

$W_{\gamma p}^2 \sim M_{\mu\mu}$ für kosmische Myonen

Kosmische Myonen werden als Zwei-Spur-Ereignisse rekonstruiert. Da die durch kosmische Myonen erzeugte Spur im Idealfall mit konstanter Krümmung durch das Spurkammersystem verläuft, werden die beiden Spuren mit gleichem Impuls entgegengetzten Vorzeichens rekonstruiert($\vec{p_1} = -\vec{p_2}$). Wie im Folgenden gezeigt wird kann aufgrund dieser Tatsache ein quadratischer Zusammenhang zwischen $W_{\gamma p}$ und $M_{\mu\mu}$ hergeleitet werden. Für die Berechnung der kinematischen Größen wird die Methode von Jaquet und Blondel benutzt. Diese ist nur dann anwendbar, wenn *fast* alle Teilchen des hadronischen Endzustandes detektiert und in die Rechnung mit einbezogen werden. Diese Voraussetzung ist für Ereignisse kosmischer Myonen natürlich gegeben, da sie nur diese eine Spur beinhalten.

$$\begin{aligned} y_{jb} &\equiv \frac{\sum_{i=1}^{N_{Hadr.}} (E_i - p_{z,i})}{2E_e} \\ &\overset{cosmics}{=} \frac{(E_{\mu,1} - p_{z,1}) + (E_{\mu,2} - p_{z,2})}{2E_e} = \frac{E_\mu}{E_e} \end{aligned} \tag{E.1}$$

Dabei ist y_{jb} eine dimensionslose Bjørkensche Skalenvariable, die Inelastizität genannt wird und den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons beschreibt. Weiterhin ist N_{Hadr} die Anzahl der Teilchen im hadronischen Endzustand und E_e die Energie eines Elektrons im Elektronstrahl. Für die Virtualität Q^2 gilt nach Jaquet-Blondel:

$$\begin{aligned} Q_{jb}^2 &\equiv \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_{Hadr.}} p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_{Hadr.}} p_{y,i}\right)^2}{1 - y_{jb}} \\ &\overset{cosmics}{=} 0 \end{aligned} \tag{E.2}$$

Für die invariante Masse der beiden Spuren gilt nach Definition:

$$M_{\mu^+\mu^-}^2 \equiv (p_{\mu^+} + p_{\mu^-})^2 \overset{cosmics}{=} 4E_\mu^2 \tag{E.3}$$

Dabei sind p_{μ^+} und p_{μ^-} die Viererimpulse der beiden Spuren.
Aus den Gleichungen E.1, E.2 und E.3 folgt für die Beziehung zwischen der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System W_{jb} und der invarianten Masse $M_{\mu^+\mu^-}$:

$$\begin{aligned} W_{jb}^2 \equiv y_{jb}s - Q_{jb}^2 &\overset{cosmics}{=} \frac{E_\mu}{E_e} \cdot s = \frac{M_{\mu^+\mu^-}}{2E_e} s \\ &\Longrightarrow \boxed{M_{\mu^+\mu^-} \sim W_{jb}^2} \end{aligned} \tag{E.4}$$

Anhang F

Myonerkennung im instrumentierten Eisen

Barrel			**Vordere Endkappe**			**Hintere Endkappe**		
ρ	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
z_0	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	2	N_{Lagen}	$\geq$	6	N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{ersteLage}$	$\leq$	5	$i_{ersteLage}$	$\leq$	5	$i_{ersteLage}$	$\leq$	8
$i_{letzteLage}$	$\geq$	2	$i_{letzteLage}$	$\geq$	6	$i_{letzteLage}$	$\geq$	3

Tabelle F.1: *Erfüllte Kriterien für ein im instrumentierten Eisen erkanntes Myon.*

Dabei haben die verwendeten Abkürzungen folgende Bedeutung:

- ρ, ρ_x, ρ_y: Radialer Abstand zur zurückextrapolierten Spur sowie dessen x- und y-Komponente.
- z_0 : z-Koordinate vom Anfangspunkt der Eisenspur.
- $i_{ersteLage}$, $i_{letzteLage}$, N_{Lagen}: Nummer der ersten bzw. letzten angesprochene Lage der Streamerrohrkammern im Myondetektor sowie die Anzahl aller angesprochenen Lagen.

Literaturverzeichnis

[1] B. Andrieu et al., H1 Calorimeter Group
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
Nucl. Instr. and Methods A 336/1993, 460-498

[2] C. Caso et al.
Review of Particle Physics.
European Physics (1998)

[3] J.A.Freeman, D.M.Skapura *Neural Networks - Algorithms, Applications, and Programming Techniques*
Reading 1991

[4] H1, I. Abt. et al.
The H1-Detector at HERA
Nucl. Instrum. Meth. **386**, 310 (1997)

[5] D.O. Hebb
The Organization of Behaviour
New York 1949

[6] O.Karschnik
Photoproduktion von Rho-Mesonen unter Nachweis des vorwärtsgestreuten Protons bei H1
Dissertation, Universität Hamburg 2001

[7] A.N. Kolmogorov
Dokl. Akad. Nauk. 115, USSR 1957

[8] T.Kuhr
Rekonstruktion von V_0s mit dem H1-Silizium-Detektor
Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 1999

[9] B. List, A. Mastroberardino in: Proc. of the Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics, DESY-PROC-1999-02 (1999), 396.

[10] G.Musiol, J.Ranft, R. Reif
Kern- und Elementarteilchenphysik
Weinheim 1988

[11] Particle Data Group
Review of Particle Physics
Phys. Rev. C15 (2000)

[12] C. Peterson, T. Rögnvaldsson
JETNET 3.0- *A Versatile Artificial Neural Network Package*
Comput. Phys. Commun. 81 (1994), 185-220.

[13] P. Robmann
The central inner z-chamber of the H1-Experiment
Dissertation, Zürich 1994

[14] R.Rojas
Theorie der neuronalen Netze
Berlin 1991

[15] F.Rosenblatt
The Perceptron: A Probabilistic Model for Information Storage and Organisation in the Brain
Psychological Review 65 (1958), 386-408

[16] D.Samtleben
Untersuchung zur exklusiven Produktion von ρ^0 *und* Φ*-Mesonen in ep-Streuung im H1-Experiment bei HERA*
Diplomarbeit, Universität Hamburg, April 1997

[17] D.Schmidt
Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detek

[18] G.Schmidt
Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994 tor bei HERA
Diplomarbeit, Universität Hamburg, Februar 1997

[19] G.Schmidt
Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/Ψ*-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*
Dissertation, Universität Hamburg, 1996

[20] J.Wagner
Bestimmung von ep-Wirkungsquerschnitten für Charm- und Beauty-Produktion durch $D^*\mu$*-Koinzidenzen*

Diplomarbeit, Universität Hamburg, Oktober 2000

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Personen bedanken, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit anzufertigen.

Zunächst bedanke ich mich bei Frau Prof. Dr. Naroska für die interessante Aufgabenstellung und die engagierte Betreuung.

Bei Herrn Prof. Dr. Blobel bedanke ich mich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Besonders Dr. Duncan-Paul Brown, Thomas Kuhr und Jeannine Wagner danke ich für die allgemeine Hilfsbereitschaft. Für die geleisteten Hilfestellungen und Hinweise anderer H1-Mitglieder, insbesondere der D^*-Arbeitsgruppe, bin ich ebenfalls dankbar.

Für das Korrekturlesen möchte ich mich bei Philipp Fleischmann, Thomas Kuhr und Johannes Gassner bedanken. Ganz besonders danke ich aber Jeannine Wagner, die sich die Mühe gemacht hat, die gesamte Arbeit zu lesen.

Allen meinen Freunden will ich danken, einfach dafür, dass sie da sind, ihrer Lebensphilosophie noch immer treu sind und den Glauben an den “großen Plan” nicht verloren haben.

Zum Schluss möchte ich mich besonders bei meinen Eltern für die finanzielle und moralische Unterstützung während meines Studiums bedanken.

Ich versichere, daß ich die Arbeit unter Verwendung der angegeben Quellen selbstständig angefertigt habe.

Hamburg,