Untersuchung der $D^{\star} - \pi_{slow}$ Double Tagging Methode in Charmanalysen

Diplomarbeit
vorgelegt von

Susanne Hellwig,
Universität Hamburg

13. Juni 2004

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit der Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie. Das Ziel dieser Untersuchungen ist es, den Aufbau der Materie aus Elementarteilchen und die Kräfte zwischen diesen zu erklären.
Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik sind alle die Materie aufbauenden Teilchen, nämlich die Quarks und Leptonen, punktförmige Fermionen mit Spin $1/2$. Man kennt jeweils sechs und ordnet sie in Familien oder Generationen gemäß ihrer zunehmenden Masse an. Zu den Leptonen gehören das Elektron, das Myon, das Tauon und die zugehörigen Neutrinos. Die Quarks gibt es in den sechs Flavours *up, down, strange, charm, bottom* und *top*.
Die fundamentalen Wechselwirkungen lassen sich als Austausch von Teilchen mit Spin 1, den Eichbosonen, auffassen. Die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung sind die Photonen, die der schwachen Wechselwirkung sind die massebehafteten $W^{\pm}$–, Z–Bosonen, und die starke Wechselwirkung wird durch den Austausch von Gluonen vermittelt.
Um die Struktur von mikroskopischen Teilchen untersuchen zu können, werden Teilchenbeschleuniger gebaut, in denen Teilchen bei hohen Energien zur Kollision gebracht werden. Aus der Beobachtung der Kollisionsprozesse verspricht man sich Aufschlüsse über die Struktur der kollidierenden Teilchen sowie über die fundamentalen Kräfte.
Im HERA Beschleuniger am DESY in Hamburg werden Elektronen und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Ein wichtiges Ziel dieser Experimente ist die Erforschung der Protonstruktur. Dazu ist es notwendig, dass die Energien der Teilchen in der Kollision so groß sind, dass das Proton dabei aufbricht und seine Bestandteile beobachtet werden können.
Bei früheren Messungen wurden im Proton die elementaren Quarks mit den Flavours *up, down* und *strange* beobachtet. Zusätzlich wurde festgestellt, dass neben den Quarks auch Gluonen Bestandteile des Protons sind und somit einen wesentlichen Beitrag zum Impuls und zum Spin des Protons liefern. Für eine Untersuchung der Gluonen im Proton sind Charmquarks besonders geeignet, da sie im Proton selbst nicht vorkommen, sondern in Reaktionen mit Gluonen erzeugt werden. In der Elektron-Proton Streuung findet die Erzeugung von Charmquarks in Quark-Antiquark Paaren statt.
In dieser Arbeit wird eine Methode vorgestellt, mit der man die beiden erzeugten Charmquarks identifizieren und ihre Kinematik rekonstruieren kann. Dabei findet der

Nachweis für eines der beiden Charmquarks statt, indem ein $D^\star$-Meson rekonstruiert wird. Das andere Charmquark wird über einen inklusiven $D^\star$-Nachweis identifiziert. Dieses Nachweisverfahren wurde von der OPAL-Kollaboration in der Elektron-Positron Streuung eingeführt. Der wesentliche Vorteil dieses Verfahrens, das in dieser Arbeit zum ersten Mal auf Ereignisse der Elektron-Proton Streuung angewendet wird, ist die erheblich höhere Nachweiseffizienz für Charmquarks im Vergleich zu Verfahren, bei denen beide Charmquarks über vollständig rekonstruierte $D^\star$-Meson nachgewiesen werden.
Die Arbeit beginnt mit einem einleitenden Kapitel, in dem die theoretischen Grundlagen der Arbeit eingeführt werden. Danach werden der HERA-Beschleuniger und der H1-Detektor vorgestellt. Im dritten Kapitel wird auf die Rekonstruktion der Teilchen im H1-Detektor eingegangen und das $D^\star$-Meson und seine Rekonstruktion vorgestellt. Das vierte Kapitel erläutert die Rekonstruktion der Jets von Charmquarks. Diese Jets spielen in dieser Arbeit eine zentrale Rolle, da für den Nachweis des zweiten Charmquarks zwei rekonstruierte Jets benötigt werden.
Im fünften Kapitel wird dann auf den inklusiven $D^\star$-Nachweis zur Rekonstruktion des zweiten Charmquarks eingegangen. Dieser Nachweis beruht auf der Identifizierung des langsamen Pions, eines der beiden Zerfallsteilchen aus dem Zerfall des $D^\star$-Mesons. Um diese Identifizierung zu verbessern wurde eine multivariate Analyse durchgeführt, die im sechsten Kapitel vorgestellt wird.
Das siebte Kapitel zeigt das Ergebnis, das bei der Anwendung dieses Nachweisverfahrens auf die Daten erzielt werden kann. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen der vorliegenden Analyse vorgestellt werden. Zum Anfang wird die Elektron-Proton Streuung und ihre Kinematik erklärt. Dann wird der dominante Prozess zur Produktion von Charmquarks vorgestellt werden. Im Anschluss wird auf die starke Wechselwirkung (Abschnitt 1.4), den Fragmentationsprozess (Abschnitt 1.5) und die Jets aus Charmquarks (Abschnitt 1.6) eingegangen. Der vorletzte Abschnitt enthält Erläuterungen zu den Nachweismethoden von Charmquarks, und zum Schluss wird das in dieser Analyse verwendete Bezugssystem definiert.

1.1 Die Tiefunelastische Streuung

Der H1-Detektor am Speicherring HERA untersucht die Streuung von hochenergetischen Elektronen oder Positronen ($e^{\pm}$)[1] an Protonen (p). Die Wechselwirkung der beiden Strahlteilchen wird dabei durch den Austausch von Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung, also Photon γ, Z^0 oder $W^{\pm}$ vermittelt. Als tiefunelastische Streuung bezeichnet man die Streuprozesse, die mit so hohem Impulsübertrag stattfinden, dass dabei das Proton zerbricht. Hierbei unterscheidet man zwei Arten von Wechselwirkungen, die des neutralen Stroms (*engl.* **N***eutral* **C***urrent*) bzw. die des geladenen Stroms (*engl.* **C***harged* **C***urrent*):

$$NC : e^{\pm}\, p \xrightarrow{\gamma^{\star}, Z^{0\star}} e^{\pm} X$$

$$CC : e^{\pm}\, p \xrightarrow{W^{\pm\star}} \nu_e X \ ,$$

wobei X den hadronischen Endzustand bezeichnet. Beide Prozesse tragen zum totalen Wirkungsquerschnitt bei, allerdings sind die Beiträge von Z^0 und $W^{\pm}$ wegen ihrer großen Massen[2] stark unterdrückt, solange der Impulsübertrag klein gegenüber ihrer

[1] Zwischen Elektronen und Positronen wird im Folgenden nicht unterschieden. Es wird allgemein der Begriff Elektron verwendet.

[2] Masse des Z-Bosons: $91.1876 \pm 0.0021\,\mathrm{GeV}$, Masse des W-Bosons: $80.423 \pm 0.039\,\mathrm{GeV}$ [8]

Masse ist. In den folgenden Betrachtungen beschränken wir uns nur auf den Austausch von Photonen.
In Abbildung 1.1 ist das Feynman-Diagramm für die tiefunelastische Streuung in nied-

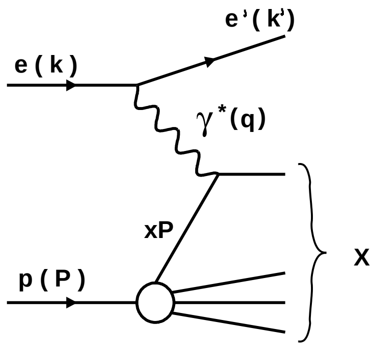


Abbildung 1.1: Der Prozess der tiefunelastischen Streuung in niedrigster Ordnung der QCD-Störungsrechnung: das einlaufende Elektron $e(k)$ strahlt ein virtuelles Photon $\gamma(q)$ ab. Das Photon reagiert mit einem Quark aus dem einlaufenden Proton $p(P)$. Das Quark trägt den Impuls xP. Protonrest und Quark bilden den hadronischen Endzustand X. Hierbei bezeichnen k, P und q die Vierervektoren von Elektron, Proton und Photon.

rigster Ordnung der QCD-Störungsrechnung (s. Abschnitt 1.4) gezeigt. Dabei strahlt das einlaufen Elektron ein virtuelles Photon ab, das mit einem Quark innerhalb des Protons wechselwirkt, woraufhin das Proton zerbricht. Die tiefunelastische Streuung bietet also die Möglichkeit die Struktur des Protons zu untersuchen.

1.1.1 Die Kinematik der Tiefunelastischen Streuung

Zur vollständigen Beschreibung eines unelastischen Streuprozesses benötigt man bei bekannter Energie der einlaufenden Teilchen zwei unabhängige, kinematische Variablen. Zusätzlich werden hier weitere Größen verwendet, die jeweils bestimmte Aspekte des Prozesses beleuchten. Die Vierervektoren der beiden einlaufenden Teilchen werden im Folgenden als k für das Elektron und P für das Proton bezeichnet. Der Vierervektor des auslaufenden Elektrons wird mit k' bezeichnet. Die Schwerpunktsenergie s der Wechselwirkung wird aus den Vierervektoren der einlaufenden Teilchen berechnet,

$$s = (k+P)^2 \, . \tag{1.1}$$

Mit den folgenden lorentzinvarianten Variablen wird der Streuprozess beschrieben. Das negative Impulsübertragsquadrat des virtuellen Photons Q^2 ist durch die Differenz der Vierervektoren von einlaufendem und auslaufendem Elektron festgelegt,

$$Q^2 = -q^2 \;\text{ mit }\; q = (k-k') \, . \tag{1.2}$$

Es ist ein Maß für das Auflösungsvermögen des Photons. Die Inelastizität des Elektrons y,

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \ , \tag{1.3}$$

gibt an, wie viel Energie relativ zur Strahlenergie des Elektrons bei der Streuung auf das Proton übertragen wurde. Man definiert die Bjorken-Skalenvariable x,

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \ , \tag{1.4}$$

die den Anteil des Protonimpuls angibt, den das gestreute Quark aus dem Proton trägt. Die Schwerpunktsenergie s ist mit Q^2, x und y über

$$s = \frac{Q^2}{xy} \ , \tag{1.5}$$

verknüpft.
Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes W ist durch

$$W^2 = (q+P)^2 \ , \tag{1.6}$$

gegeben.

1.2 Der Aufbau des Protons

Als Baryon besitzt das Proton im naiven Quarkmodell drei Valenzquarks, deren Spin- und Ladungsquantenzahlen die Quantenzahlen des Protons ergeben. Es besteht aus zwei *up* und einem *down* Valenzquark.
Bei genauerem Betrachten beobachtet man viele weitere Quarks im Proton, die Seequarks, die aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks spontan als Quark-Antiquark Paar erzeugt werden und nach kurzer Zeit wieder annihilieren. Diese Quarks tragen nicht zu den Quantenzahlen des Protons bei. Sie kommen in den Flavour *up*, *down* und *strange* vor. Quarks der anderen Flavour *charm*, *bottom* und *top* werden wegen ihrer großen Masse bei den Energien von HERA nicht als Bestandteil des Protons beobachtet. Aus früheren Messungen weiß man [1], dass alle Quarks zusammen nur die Hälfte des Protonimpulses ausmachen. Die andere Hälfte wird von Gluonen getragen, die die Wechselwirkung der Quarks untereinander vermitteln.
Diese Arbeit befasst sich mit dem Nachweis von Charmquarks, die in tiefunelastischer Streuung auftreten. Da sie bei HERA-Energien nicht direkt im Proton vorhanden sind, entstehen Charmquarks im harten Subprozess.

1.3 Die Boson-Gluon-Fusion

Frühere Experimente haben gezeigt [2, 3], dass der dominante Prozess zur Erzeugung von Charmquarks die Boson-Gluon-Fusion ist. Bei diesem Prozess fusioniert ein Gluon mit dem vom Elektron abgestrahlten Photon, es entsteht ein Quark-Antiquark Paar. Anstelle eines Quarks nimmt an dieser Reaktion also ein Gluon aus dem Proton teil, die Quarks aus dem Proton sind am Prozess selber nicht beteiligt, sie tragen aber zum hadronischen Endzustand bei. Im Gegensatz zu den leichten Quarks, die auch im Proton beobachtet werden, kann man aus der Beobachtung von Charmquarks direkt auf den Produktionsprozess, die Boson-Gluon-Fusion (kurz BGF), schließen. Insbesondere ermöglicht sie die Messung der Gluondichte im Proton.
Man unterscheidet BGF-Prozesse danach, ob das Photon als Boson oder mit seiner hadronischen Struktur an der Wechselwirkung teilnimmt. Der erste Fall, in dem das Photon direkt an der Wechselwirkung teilnimmt, ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Die

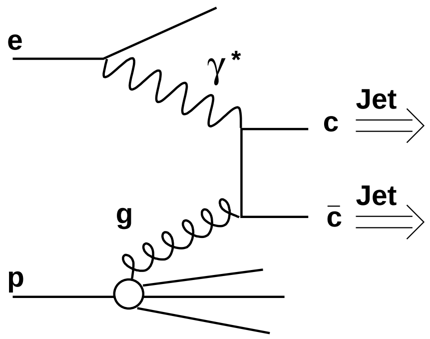


Abbildung 1.2: Der „direkte“ Prozess der Boson-Gluon-Fusion: Das abgestrahlte Photon γ verschmilzt mit einem Gluon aus dem Proton. Dabei entsteht ein Quark-Antiquark Paar, das als zwei Jets im hadronischen Endzustand zu sehen ist. Hier ist der direkte Prozess dargestellt.

beiden erzeugten Charmquarks hadronisieren und sind im Detektor als Jets (s. Abschnitt 1.6) zu beobachten.
Nimmt das Photon mit seiner hadronischen Struktur an der Wechselwirkung teil, so ist es in ein Quark-Antiquark Paar fluktuiert, das wie die Quarks im Proton von weiteren Quarks und Gluonen umgeben ist. Man spricht in diesem Fall von einem aufgelösten Photon. Durch die vielen Partonen, die in dieser hadronischen Struktur auftreten, sind viele verschiedene Prozesse der BGF denkbar. Diese Arbeit konzentriert sich auf Prozesse, bei denen genau zwei Jets im Endzustand beobachtet werden. Dafür gibt es die beiden in Abbildung 1.3 dargestellten Möglichkeiten, die Abbildung 1.3 dargestellten Möglichkeiten.
Im linken Diagramm (1.3 a.) fusioniert ein Gluon aus dem aufgelösten Photon mit einem Gluon aus dem Proton zu einem $c\bar{c}$-Paar. Im Detektor beobachtet man die Jets

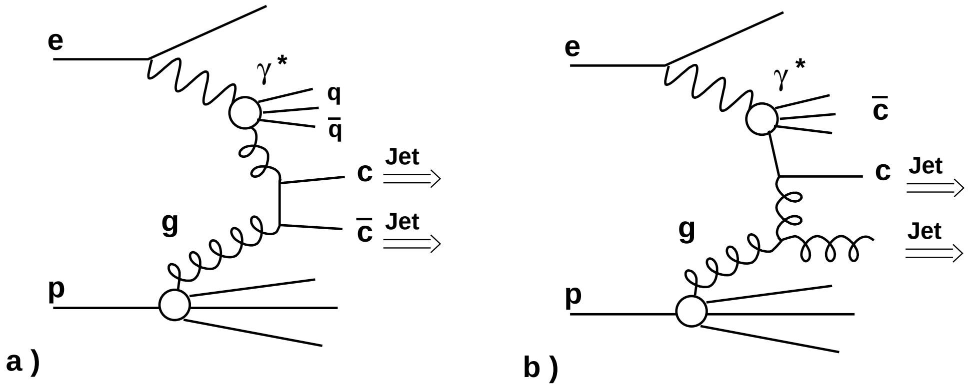


Abbildung 1.3: Die beiden möglichen BGF-Prozesse mit einem aufgelösten Photon, die zu zwei Jets im Detektor führen. a. Das Gluon bildet ein Quark-Antiquark Paar, das an ein Gluon aus dem aufgelösten Photon koppelt. b. Das Gluon strahlt über Selbstkopplung ein Gluon ab und eines der beiden Gluonen koppelt an ein Quark aus dem aufgelösten Photon.

der beiden Quarks. Im rechten Diagramm (1.3 b.) ist das Charmquark Bestandteil der Photonfluktuation. Es wechselwirkt mit einem Gluon aus dem Proton. Zwei Jets können hierbei dann beobachtet werden, wenn das Gluon ein weiteres Gluon abgestrahlt hat. In diesem Fall beobachtet man einen Gluon- und einen Quarkjet. Die unbeteiligten Partonen des Photons bilden den Photonrest, der sich größtenteils in Richtung des einlaufenden Elektrons bewegt und deshalb unbeobachtet im Strahlrohr verschwindet. Entstehen bei einem BGF-Prozess mit einem aufgelösten Photon zwei Charmquarks, so werden sie nicht immer beide im Detektor beobachtet.

1.4 Die Starke Wechselwirkung

Gluonen sind die Quanten der starken Wechselwirkung. Die Feldtheorie der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromodynamik (QCD). Sie kann für viele Rechnungen mit störungstheoretischen Methoden genähert werden. Die Ladung der starken Wechselwirkung ist die Farbladung, wobei es drei unterschiedliche Farbladungen gibt. Teilchen mit Farbladungen sind Quarks, die jeweils eine Farbladung tragen, Antiquarks mit entsprechender Antifarbe und Gluonen, die sowohl eine Farb- als auch eine Antifarbladung tragen. Hadronen sind farbneutrale Teilchen. Sie bestehen entweder aus einem Quark und einem Antiquark mit einer Farb- und einer Antifarbladung oder aus drei Quarks mit unterschiedlichen Farben.
Da die Gluonen auch Farbladung tragen und sie deshalb mit anderen Gluonen wechselwirken können (Gluonselbstkopplung), nimmt die Stärke der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung mit zunehmenden Impulsübertrag ab. Deshalb kann die starke Wechselwirkung nur bei hinreichend großen Impulsüberträgen störungs-

theoretisch beschrieben werden. Die störungstheoretischen Entwicklungen der QCD werden dabei in Ordnungen von α_s durchgeführt. Bei kleinen Impulsüberträgen kann man diese Methoden nicht mehr anwenden, da die Kopplungskonstante α_s mit kleiner

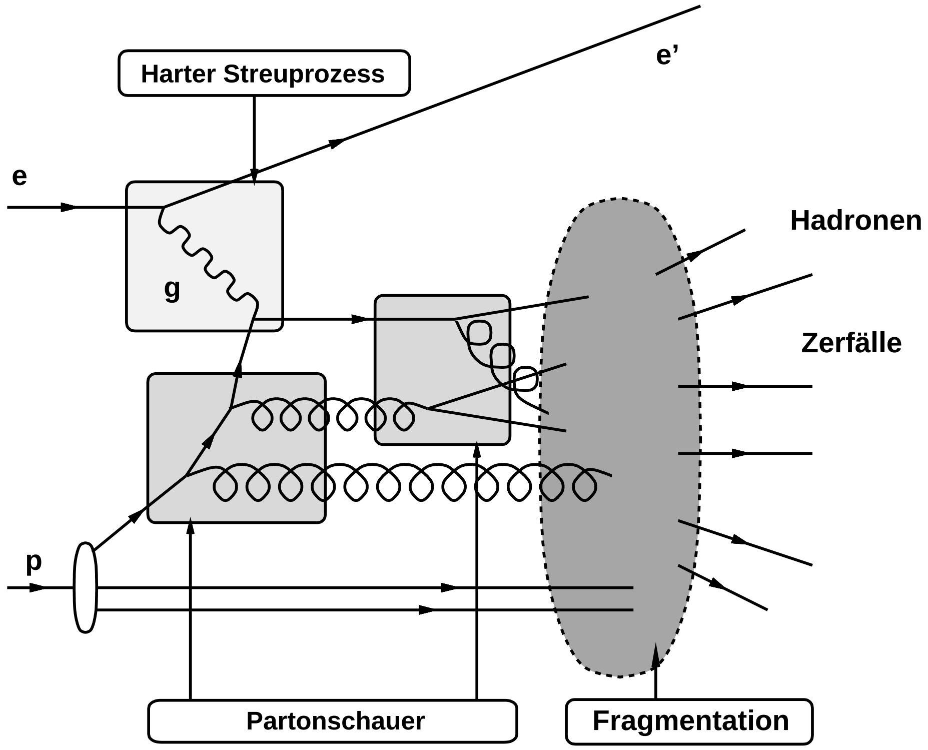


Abbildung 1.4: Zur theoretischen Beschreibung wird ein Prozess der ep-Streuung in drei Stufen unterteilt: Der harter Streuprozess, der in Ordnungen der Kopplungsstärke α_s entwickelt wird, die Partonschauer der teilnehmenden Partonen, die mit Evolutionsgleichungen genähert werden, und der Fragmentationsprozess, der nur mit Modellen beschrieben werden kann.

werdenden Energien zunimmt und schließlich divergiert.
Will man einen Prozess, bei dem die starke Wechselwirkung beteiligt ist, wie etwa

$$ep \longrightarrow ec\bar{c}X \longrightarrow eD^{\star}Y \quad ,$$

beschreiben, so unterteilt man diesen in mehrere Teilprozesse, wie für die tiefunelastische Streuung in Abbildung 1.4 gezeigt.
Der harte Subprozess der Wechselwirkung kann störungstheoretisch behandelt werden. Bei der Charmproduktion ist die Boson-Gluon Fusion ein solcher Prozess in erster Ordnung α_s. Neben den Partonen des harten Subprozesses können weitere Partonen durch Abstrahlung im Anfangs- bzw. Endzustand erzeugt werden. Die rigorose Behandlung dieser Partonen in der Störungstheorie ist äußerst kompliziert. Stattdessen beschreibt man sie näherungsweise als Partonschauer. Dabei werden alle Ordnungen

von α_s resummiert, indem nur die führenden Logarithmen jeder Ordnung berücksichtigt werden. Hierbei sind die im Partonschauer vorkommenden Energien sind geringer als die des harten Subprozesses. Der abschließende Übergang aller Partonen zu den sichtbaren Hadronen bei ganz niedrigen Energien kann wegen der Divergenz von α_s nur durch die phänomenologische Modelle zur Fragmentation beschrieben werden. Auf die Fragmentation wird im Abschnitt 1.5 näher eingegangen.
In einem Hadron, das aus mehreren Quarks besteht, finden ebenfalls Prozesse der starken Wechselwirkung statt. Die dabei auftretenden Impulsüberträge sind so niedrig, dass für eine annähernde Beschreibung ein ganz anderer Ansatz gewählt wurde. Anschaulich bildet ein solches Hadron eine Art hadronische Wolke, in der sich neben den Valenzquarks wie beim Proton weitere Seequarks und Gluonen befinden, die in zahlreichen Wechselwirkungen interagieren. Da diese Prozesse nicht mehr einzeln erfassbar sind, wird zur Beschreibung eines Hadrons eine so genannte Strukturfunktion bestimmt, die aussagt, wie viele Quarks oder Gluonen einer bestimmten Sorte mit welchem Anteil am Impuls des Hadrons beobachtet werden. Die experimentelle Bestimmung der Strukturfunktion des Protons ist eines der wesentlichen Ziele der Messungen am HERA-Beschleuniger.

1.5 Die Fragmentation

Mit Fragmentation bezeichnet man den Übergang der einzelnen Quarks und Gluonen aus den Partonschauern in Hadronen. Dabei ist die Grenze zwischen den Partonschauern und der Fragmentation nicht eindeutig festgelegt. Während des Fragmentationsprozesses sind die Impulsüberträge der stattfindenden Streuprozesse sehr niedrig, d.h. die Kopplung der starken Wechselwirkung ist so groß, dass eine Näherung der Prozesse durch störungstheoretische Methoden nicht durchführbar ist.
Um trotzdem Erkenntnisse über den Prozess gewinnen zu können, verwendet man phänomenologische Modelle zur Fragmentation und vergleicht diese mit den experimentellen Beobachtungen. Im Folgenden werden drei solcher Modelle genauer beschrieben.

Das Lund-String-Modell

Im Lund-String-Modell [4] wird von den Farbfeldern ausgegangen, die sich zwischen den Partonen aus dem harten Subprozess und dem Protonrest entwickeln. Diese Farbfelder, deren Potential linear mit dem Abstand zweier Farbladungen zunimmt, werden anschaulich durch masselose Farbstrings beschrieben.
Wird der Abstand zwischen zwei Farbladungen groß, so wird bei genügender Stringenergie der String durch die Bildung einer $q\bar{q}$-Paares aufgebrochen und es entsteht ein energetisch günstigerer Zustand mit zwei Farbstrings, die sich zwischen jeweils einem ursprünglichen und einem neuen Quark aufbauen.
Dieser Prozess wiederholt sich solange, bis die entstandenen Quarkpaare nicht mehr

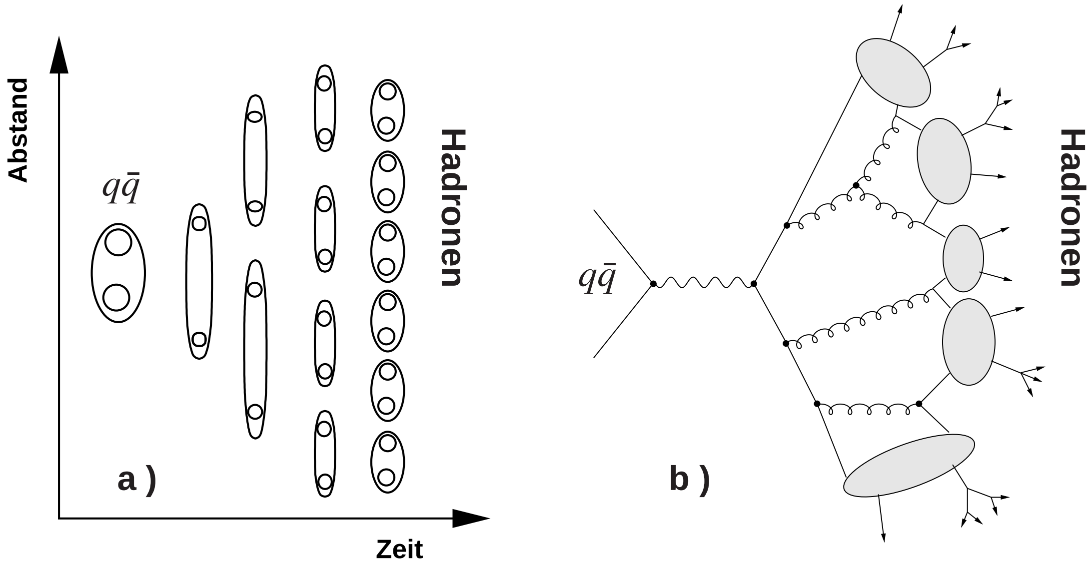


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Fragmentationsmodelle. Im Lund-String-Modell (a.) entstehen die Hadronen aus dem Farbstring, der sich zwischen den ursprünglichen Quarks aufbaut, im Cluster-Modell (b.) bilden die ursprünglichen Quarks „Cluster“, die dann in Hadronen zerfallen.

genug relativen Impuls haben, um den String aufzubrechen. Sie bilden dann die Hadronen, die man im Endzustand beobachtet. In Abbildung 1.5-a ist gezeigt, wie ein Quark-Antiquark Paar über Farbstrings in Hadronen übergeht.

Das Cluster-Modell

Die Fragmentation im Cluster-Modell [5] ist in Abbildung 1.5-b skizziert. Das Clustermodell paart im Fragmentationsprozess jeweils zwei fragmentierende Quarks zu einem schweren hadronischen Cluster. Diese Cluster, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, sind dabei nach außen farbneutral, sodass zwischen den Clustern keine weiteren Wechselwirkungen stattfinden. Die Cluster zerfallen dann in mehrere Hadronen. Diese Zerfälle finden isotrop statt, und hängen nur von der Clusterenergie bzw. den Massen der Hadronen ab, nicht aber von den Prozessen, die zur Entstehung der Cluster geführt haben.
Um die Fragmentation eines Gluons zu modellieren, wird in diesem Modell das Gluon in ein Quark-Antiquark Paar transformiert. Die Fragmentation der beiden Quarks wird anschließend wie beschrieben modelliert.

Die Peterson Fragmentationsfunktion

Die Peterson Fragmentationsfunktion [6] wird vor allem zur Modellierung der Fragmentation von schweren Quarks verwendet. Sie beschreibt die Impulsaufteilung bei der Entstehung von Hadronen aus einem fragmentierenden Quark. Für die Petersonfunktion $P(x)$ gilt

$$P(x) \propto \frac{x(1-x)^2}{\left((1-x)^2 + \varepsilon x\right)^2} \ . \tag{1.7}$$

$P(x)$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, dass das Hadron, das das fragmentierende Quark enthält, den Impulsanteil x des Quarkimpulses trägt. Der einzige Parameter der Petersonfunktion ist ε.

Um die Fragmentation eines schweren Quarks zu beschreiben kombiniert man häufig die Petersonfragmentation mit anderen Modellen, indem man mit der Petersonfunktion den Impulsanteil des Hadrons mit dem schweren Quark bestimmt und dann ein weiteres Modell verwendet, mit dem die Fragmentation der leichten Hadronen, die den Impulsanteil $(1-x)$ tragen, modelliert wird.

1.6 Die Entstehung und Rekonstruktion von Jets

Da Jets in dieser Arbeit eine wichtige Rolle spielen, soll hier kurz auf ihre Entstehung und allgemeine Prinzipien der Rekonstruktion von Jets eingegangen werden.

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Fragmentation von Partonen beschrieben. Die während des Fragmentationsprozesses entstehenden Quarks tragen nicht nur einen longitudinalen Impulsanteil des ursprünglichen Partons sondern auch einen begrenzten Transversalimpuls. Dieser ist so groß, dass die entstehenden Hadronen im Mittel einen Transversalimpuls von etwa $300\,\mathrm{MeV}$ zur Flugrichtung des harten Partons erhalten [7].

Ist der Impuls des aus dem harten Subprozess stammenden Partons sehr viel größer als die Summe der Transversalimpulse der im Fragmentationsprozess entstehenden Hadronen, so beobachtet man einen Jet. Ein Jet ist also das Teilchenbündel, das bei der Fragmentation eines harten Partons entsteht. Je größer dabei der Impuls des Partons ist, desto stärker ist die Bündelung des Jets.

In der Regel werden Jets mit Hilfe von Jetalgorithmen rekonstruiert. Herkömmliche Jetalgorithmen rekonstruieren Jets, indem sie alle Teilchen aus dem Detektorereignis betrachten und nach bestimmten Kriterien in Gruppen zusammen bündeln. Diese Kriterien können sich entweder auf jeweils zwei Teilchen beziehen, zum Beispiel, dass zwei Teilchen zusammen gruppiert werden, wenn ihr Abstand kleiner als ein bestimmter Maximalwert ist, oder es wird eine allgemeinere Bedingung formuliert, zum Beispiel, dass eine Jetachse bestimmt wird, und alle Teilchen, deren Abstand zu dieser Achse kleiner ist als ein gegebener Radius, zu einem Jet gruppiert werden. Um zufällige Gruppierungen von Teilchen besser von Jets trennen zu können, führen die meisten

Jetalgorithmen nach der Rekonstruktion der Jets einen Schnitt auf eine minimale Jetenergie oder -impuls ein. Beim k_t-Algorithmus (s. Kapitel 4) wird zum Beispiel für jeden Jet ein minimales p_t von 2.5 GeV oder mehr gefordert.
Im BGF-Prozess werden Charmquarks hauptsächlich direkt an der Massenschwelle mit sehr wenig kinetischer Energie produziert. Dieser Effekt wird in Abbildung 1.6 verdeutlicht, die die Verteilung von $\hat{s}$, der invarianten Masse von Photon und Gluon bei BGF-Prozessen,

$$\hat{s} = (P_{gluon} + P_{\gamma})^2 = (P_{Quark} + P_{Antiquark})^2 \ , \tag{1.8}$$

aus Monte-Carlo Ereignissen[3] zeigt. Die dargestellte Verteilung hat ihr Maximum bei

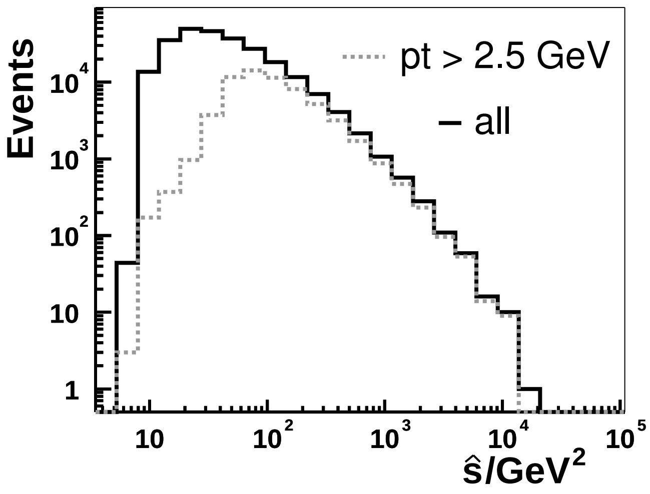


Abbildung 1.6: Die Verteilung von $\hat{s}$ in Monte-Carlo Simulation zur BGF, doppelt logarithmisch dargestellt. Die obere Kurve zeigt alle Ereignisse, in denen ein $D^{\star}$-Meson mit einem $p_t > 2.5$ GeV erzeugt wurde, die untere nur solche, in denen jedes Quark ein p_t von mindestens 2.5 GeV hat.

sehr niedrigen Werten von $\hat{s}$, bei denen die Energie der Quarks gering ist. Die durchgezogene Verteilung erhält man aus allen Ereignissen mit Charmproduktion, bei denen ein $D^{\star}$ mit einem minimalen Transversalimpuls p_t von 1 GeV produziert wurde. Verlangt man zusätzlich, dass die Charmquarks im Laborsystem einen Transversalimpuls von $p_t > 2.5$ GeV tragen, liegt das Maximum der Verteilung bei deutlich größeren Werten, dargestellt im gestrichelten Histogramm. Das Integral der gestrichelten Verteilung entspricht ungefähr 25% des Integrals der oberen Verteilung. Für eine effiziente Rekonstruktion der Jets aus den Charmquarks ist es also wichtig, dass man keinen Schnitt

[3] Soweit nicht anders vermerkt, wurden Monte-Carlo Verteilungen mit dem Generator AROMA erstellt.

auf den Transversalimpuls oder die Energie der Jets verwendet. In Kapitel 4 dieser Arbeit wird ein Verfahren vorgestellt, das auf Schnitte in die Jetenergie vollständig verzichtet.

1.7 Die Rekonstruktion von Charmquarks

Schwere Quarks fragmentieren hauptsächlich in ein schweres Hadron, das von wenigen leichten Hadronen umgeben ist. Dieses schwere Hadron trägt einen großen Anteil des Quarkimpulses, da es das Quark selbst enthält. Im Falle der Charmquarks entstehen bei der Fragmentation hauptsächlich D-Mesonen. Die Eigenschaften der D-Mesonen sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Mit der Rekonstruktion dieser Mesonen kann

Grundzustände der D-Mesonen			
Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV/c^2]	$c\tau$ [μm]
$D^\pm$	$c\bar{d}$, $\bar{c}d$	1869.3 ± 0.5	315
D^0, $\bar{D}^0$	$c\bar{u}$, $\bar{c}u$	1864.5 ± 0.5	123.4
$D_s^\pm$	$c\bar{s}$, $\bar{c}s$	1968.5 ± 0.6	147.0
Erste Angeregte Zustände der D-Mesonen			
Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV/c^2]	Breite [MeV]
$D^{\star\pm}$	$c\bar{d}$, $\bar{c}d$	2010.0 ± 0.5	0.096 ± 0.022
$D^{\star 0}$, $\bar{D}^{\star 0}$	$c\bar{u}$, $\bar{c}u$	2006.7 ± 0.5	< 2.1
$D_s^{\star\pm}$	$c\bar{s}$, $\bar{c}s$	2112.4 ± 0.7	< 1.9

Tabelle 1.1: Grundzustände ($J^P = 0^-$) und erste angeregte Zustände ($J^P = 1^-$) der D-Mesonen. Bei den langlebigen Grundzuständen kann die Lebensdauer (bzw. $c\tau$) angegeben werden. Die angeregten Mesonen zerfallen so schnell, dass hier nur die gemessen Breite genannt wird. (Quelle: [8])

man nicht nur Charmquarks identifizieren, sondern erhält auch aus dem Impuls des D-Mesons eine gute Näherung für den Impuls des Quarks, da die Richtungen von Charmquark und D-Meson wegen der großen Masse der Mesonen in erster Näherung übereinstimmen. Deswegen reicht für viele Studien zur Charmproduktion durchgeführt ein rekonstruiertes D-Meson aus.

Wegen seiner eindeutigen Signatur eignet sich das $D^\star$-Meson besonders gut für solche Studien. In Tabelle 1.2 sind die Zerfälle des $D^\star$-Meson aufgeführt. Das angeregte $D^\star$-Meson zerfällt in ein Pion oder Photon und ein D-Meson im Grundzustand. Die Pionen haben dabei nur sehr wenig kinetische Energie, weil die Massendifferenz zwischen den beiden D-Mesonen nur sehr wenig über der Pionmasse liegt. Im „goldenen“

Zerfälle des $D^\star$-Meson		
Zerfall	Anteil [%]	Massendifferenz [MeV]
$D^{\star\pm} \to D^0\pi^\pm$	67.7 ± 0.5	145.42 ± 0.01
$D^{\star\pm} \to D^\pm\pi^0$	30.7 ± 0.5	140.64 ± 0.10
$D^{\star\pm} \to D^\pm\gamma$	1.6 ± 0.4	140.64 ± 0.10

Tabelle 1.2: Die drei Zerfälle des $D^\star$-Meson: die erste Spalte ist der Zerfallskanal, in der zweiten Spalte der Anteil an der Zerfallsbreite an der totalen Zerfallsbreite der $D^\star$ und in der dritten Spalte die Massendifferenz zwischen den beiden D-Mesonen angegeben. (Quelle: [8])

Zerfallskanal des $D^\star$-Meson

$$D^{\star\pm} \to D^0\pi^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi^\pm$$

werden drei geladene Teilchen im Endzustand beobachtet. Dem Zerfall ist wegen der kleinen Massendifferenz nur ein sehr kleines Phasenraumvolumen zugängig. Dadurch gibt es für den Zerfall weniger Untergrund und man erhält ein klares Signal.
Das D^0-Meson ist das leichteste Meson, das ein Charmquark enthält. Es kann also nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen und hat deswegen eine relativ lange Lebensdauer. Bei dem Zerfall entsteht ein Meson mit einem Strangequark, in der Regel ein Kaon. Da zwischen dem D^0-Meson und dem Kaon eine sehr große Massendifferenz besteht, ist das Phasenraumvolumen für D^0-Zerfälle viel größer, als beim $D^\star$-Zerfall. Dadurch stehen dem D^0-Zerfall mehr Zerfallskanäle offen, da genügend Energie für die Produktion weiterer Pionen zur Verfügung steht. Ein einzelner Kanal tritt dadurch sehr selten auf und ist als Nachweis sehr ineffizient.
Im „goldenen" Zerfallskanal des $D^\star$ wird der Zerfall des D^0 in ein $K^\mp$ und ein $\pi^\pm$ rekonstruiert. Er tritt in ca. 3.8% der D^0-Zerfälle auf [8]. Kombiniert man dieses Verzweigungsverhältnis, mit der Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des $D^\star$ in ein D^0 und der Wahrscheinlichkeit, dass ein Charmquark in ein $D^\star$-Meson fragmentiert, erhält man insgesamt eine Zerfallswahrscheinlichkeit für den „goldenen" Kanal von

$$\begin{array}{ccccccc} & & P\left(c \to D^{\star\pm} \to D^0\pi^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi^\pm\right) & & & = & \\ P\left(c \to D^{\star\pm}\right) & \times & P\left(D^{\star\pm} \to D^0\pi^\pm\right) & \times & P\left(D^0\pi^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi^\pm\right) & \approx & \\ 0.26^{\mathrm{b}} & \times & 0.677^{\mathrm{c}} & \times & 0.034^{\mathrm{c}} & \approx & 0.5\% \,. \end{array} \tag{1.9}$$

Das $D^\star$-Meson hat zwar eine klare Zerfallssignatur, es ist aber ein ineffizienter Nachweis für Charmquarks, da dieser „goldene" Zerfallskanal nur sehr selten auftritt.

[b] Quelle: [9]
[c] Quelle: [8]

Für viele Studien überwiegen jedoch die Vorteile der klaren Signatur, sodass das $D^\star$-Meson sehr häufig zum Nachweis von Charmquarks verwendet wird.
In dieser Arbeit wird das $D^\star$ verwendet, um Ereignisse der Charmproduktion zu identifizieren. Um das zweite Charmquark aus dem BGF-Prozess zu finden, ist der „goldene" Kanal des $D^\star$-Mesons aufgrund des kleinen Verzweigungsverhältnisses ungeeignet. Stattdessen kann man das $D^\star$ über die niedrige Massendifferenz seines Zerfalls nachweisen. Aufgrund dieser Massendifferenz hat das beim Zerfall entstandene Pion eine maximale kinetische Energie von $6.8\,\mathrm{MeV}$ bzw. einen maximalen Transversalimpuls zum $D^\star$ von $39\,\mathrm{MeV}$. Aus diesem Grund wird das Pion auch „langsames Pion" π_{slow} (engl. *slow pion*) genannt. Da das $D^\star$ ebenfalls sehr wenig Transversalimpuls zum Charmquark hat, aus dem es kommt, sind $D^\star$ und Pion annähernd parallel zum Quark und dem dazugehörigen Jet. Diese Eigenschaft kann man ausnutzen, um ein $D^\star$ nachzuweisen, ohne auf die Rekonstruktion eines D^0-Zerfalls angewiesen zu sein. Dadurch ist eine wesentlich höhere Identifikationswahrscheinlichkeit des zweiten Charmquarks zu erwarten.

1.8 Das γp-System

Durch eine Lorentztransformation in das Schwerpunktsystem von virtuellem Photon und einlaufendem Proton („γp-System"), kann man die Rekonstruktion der Jets aus dem BGF-Prozess vereinfachen. Mit der Transformation erreicht man idealerweise eine Trennung der Teilchen im hadronischen Endzustand in zwei Hemisphären (s. Abb. 1.7). Die beiden Quarks aus dem BGF-Prozess fragmentieren dabei in der Hemisphäre, in die das Photon fliegt („Photonhemisphäre"), die an der Reaktion unbeteiligten Partonen aus dem Proton in der anderen Hemisphäre („Protonhemisphäre"). Im γp-System haben Photon und Proton dieselbe Energie, die genau der Hälfte der hadronischen Schwerpunktsenergie W entspricht. Aus der Impulserhaltung folgt, dass auch im Endzustand in jeder Hemisphäre die Energie $W/2$ zur Verfügung steht. Für die Rekonstruktion der Jets kann man die beiden Hemisphären trennen. Durch so eine räumliche Trennung wird die Rekonstruktion der Jets deutlich vereinfacht.
Da im γp-System Photon und Proton antiparallel einlaufen, sind die Transversalimpulse der Quarks, die im harten Subprozess entstehen in etwa ausgeglichen. Im Laborsystem ist dies nicht der Fall, da dort der hadronische Endzustand auch den Transversalimpuls des Elektrons ausgleicht.

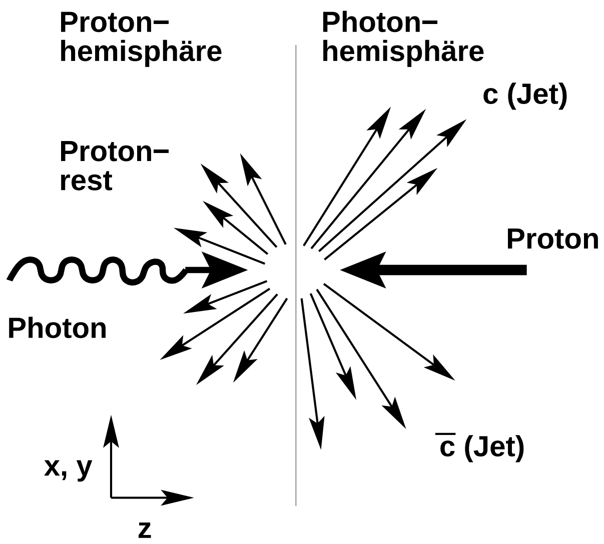


Abbildung 1.7: BGF im γp-System: In der Photonhemisphäre liegen die zwei Jets aus den Charmquarks und in der Protonhemisphäre findet man den an der Reaktion unbeteiligten Protonrest. Durch diese Trennung wird die Rekonstruktion deutlich vereinfacht.

Kapitel 2

Hera und der H1-Detektor

Diese Arbeit beruht auf Daten, die mit dem H1-Detektor am HERA-Beschleuniger aufgenommen wurden. Beide Großgeräte sollen in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden. Dabei wird nur auf die Detektorkomponenten eingegangen, auf die sich diese Untersuchung stützt. Neben den gemessenen Daten wurden auch einige Untersuchungen mit Monte-Carlo Generatoren durchgeführt. Diese werden im letzten Absatz erläutert.

2.1 Der Elektron-Proton Speicherring HERA

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing**a**nlage („HERA")[10] am **D**eutschen-**E**lektronen-**Sy**nchrotron („DESY") in Hamburg ist die weltweit erste Speicherringanlage, in der Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Dabei werden die Protonen in einem Speicherring auf 920 GeV, die Elektronen in einem zweiten System auf 27.6 GeV beschleunigt. An dem Speicherring mit 6.3 km Umfang befinden sich vier Experimentierhallen, in denen die Experimente H1, HERA-B, HERMES und ZEUS untergebracht sind. Bei HERA-B und HERMES handelt es sich um Festtarget Experimente, bei denen jeweils einer der beiden Strahlen (e bei HERMES, p bei HERA-B) auf ein ruhendes Target geschossen wird. In den beiden Kollisionsexperimenten H1 und ZEUS werden die beiden Strahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318\,\mathrm{GeV}$ zur Kollision gebracht. Die beiden Strahlen sind in jeweils bis zu 220 Strahlpakete aufgeteilt, die aus jeweils $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen bestehen. Dadurch ergibt sich eine Kollisionsrate der Pakete von 10.4 MHz, das heißt, alle 96 ns treffen die Pakete im Kollisionspunkt aufeinander. Dieser Vorgang wird *bunch crossing* genannt. Da man für die Beschleunigung von Teilchen auf die Energien 920 GeV (Protonen) bzw. 27.6 GeV (Elektronen) mehrere Beschleunigungsstufen benötigt, ist der Speicherring HERA an ein System aus mehreren Vorbeschleunigern angeschlossen (siehe Abb. 2.1). Die verschiedenen Beschleunigerstufen für Elektronen und Protonen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Im Speicherring selbst befinden sich vier lineare Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken, auf denen die Teilchen nach dem

Vorbeschleuniger für Elektronen		
Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINAC II	70 m	450 MeV
DESY II	293 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	14 GeV
Vorbeschleuniger für Protonen		
Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINAC III	70 m	50 MeV
DESY III	317 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	40 GeV

Tabelle 2.1: Vorbeschleuniger für den Elektron- und den Protonstrahl.

Einspeisen auf die Sollenergien beschleunigt werden. Auch während der Speicherung der beiden Strahlen wird den Teilchen auf diesen Strecken Energie zugeführt, um den Energieverlust während des Umlaufs zu kompensieren. Bei den Elektronen wird der Energieverlust hauptsächlich von der Synchrotronstrahlung verursacht, die in den Kreisstrecken des Beschleunigerrings auftritt. Wegen ihrer größeren Masse ist dieser Effekt bei den Protonen nur sehr gering. Der Energieverlust des Protonstrahls lässt sich hingegen auf die Wechselwirkung mit Atomen des Restgases im Strahlrohr zurückführen.

Um die beiden Teilchenstrahlen auf einer geschlossenen Bahn zu bewegen, werden die Teilchen mit Dipolmagnetfeldern auf eine gekrümmte Bahn gelenkt. Zusätzlich zu den Dipolmagneten befinden sich in den Speicherringen zahlreiche Multipolmagnete. Ihre Aufgabe ist es, die beiden Strahlen so zu fokussieren, dass in den Wechselwirkungspunkten eine möglichst hohe Teilchendichte erreicht wird. Da wegen der großen Masse und Energie der Protonen sehr starke Magnetfelder sowohl bei den Dipolmagneten, als auch bei den Fokussierungsmagneten notwendig sind, werden für den Protonstrahl supraleitende Magnete eingesetzt.

2.2 Der H1-Detektor

Um die Energien und Impulse der in den Elektron-Proton-Kollisionen erzeugten Teilchen möglichst genau und vollständig messen zu können, ist der H1-Detektor in einer Zwiebelschalenstruktur um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Dabei deckt er fast den kompletten Raumwinkel ab. Wegen der ungleichen Energie der Teilchenstrahlen befinden sich in Vorwärtsrichtung, also in Richtung des Protonstrahls mehr Messinstrumente und Materie im Detektor, um die Impulse und Energien der Teilchen vollständig messen zu können.

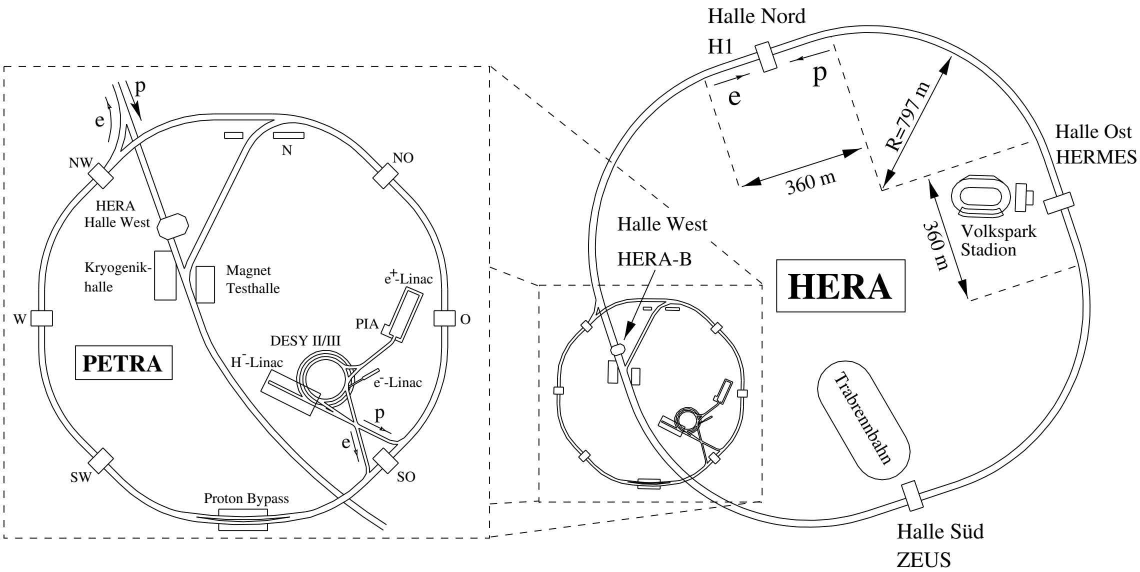


Abbildung 2.1: Die Beschleunigeranlagen am DESY. Im Gegensatz zu den früheren Beschleunigungsanlagen (links) ist HERA so groß angelegt, dass nur ein kleiner Teil der Anlage direkt unter dem Gelände von DESY liegt.

In Abbildung 2.2 ist der Detektor schematisch dargestellt. Der Wechselwirkungspunkt ist von den Siliziumdetektoren (in der Abbildung nicht gezeigt) umgeben, die eine genaue Auflösung der primären und sekundären Vertices ermöglichen. Hieran schließen sich die Spurkammern an, deren Aufgabe die Impulsmessung und Identifikation geladener Teilchen ist. Der vordere und der zentrale Bereich der Spurkammern ist von dem Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben, während sich im rückwärtigen Bereich das so genannte Spaghetti-Kalorimeter befindet. Die Kalorimeter und Spurdetektoren befinden sich in einem zylindrischen Magnetfeld der Stärke 1.2 T, das von einer supraleitenden Spule erzeugt wird. Die Spule wird von einem instrumentierten Eisenjoch umgeben, mit dem Myonen nachgewiesen werden können. Im Vorwärtsbereich befindet sich ein weiterer Myonendetektor.
Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt als Ursprung wird in H1 ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem definiert (s. Abb. 2.3). Hierbei zeigt die z-Achse in die Protonrichtung, die x-Achse in der Ringebene zum Mittelpunkt des Beschleunigers und die y-Achse senkrecht zur Ringebene nach oben. Daraus ergeben sich folgende Definitionen für die gemessenen Winkel:

ϕ**:** Azimutalwinkel: Winkel zur x-Achse in der xy-Ebene

θ**:** Polarwinkel: Winkel zur z-Achse

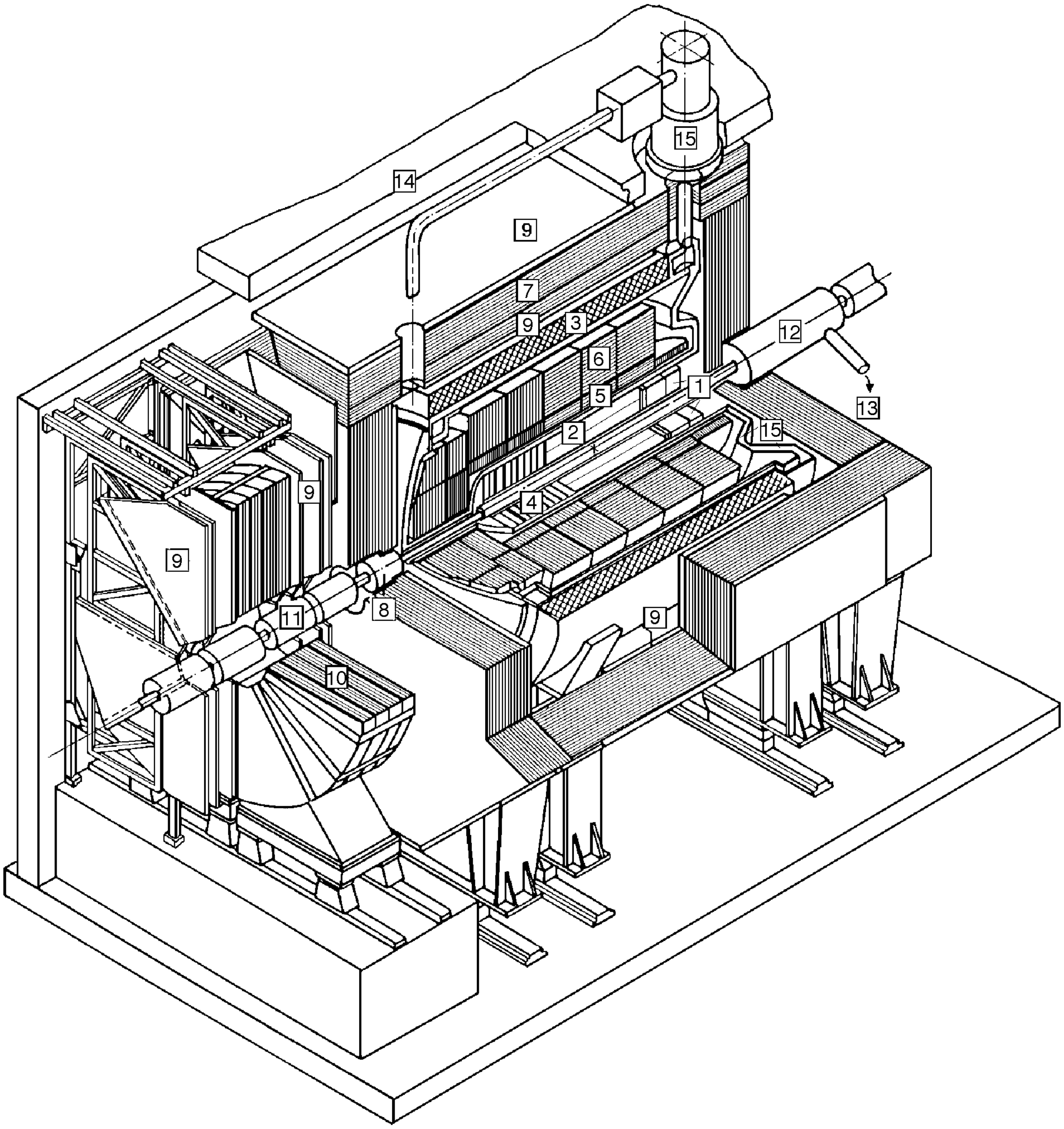


Abbildung 2.2: Schematische Ansicht des H1-Detektors: [1] Rückwärtiges Kalorimeter SpaCal, [2] Zentrale Spurkammer, [3] Supraleitende Spule (1.2T), [4] Vorwärtsspurkammern, [5] Elektromagnetisches und [6] Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter, [7] Instrumentiertes Eisen, [8] Plug Kalorimeter, [9] Myon-Kammern, [10] Myon-Torroid-Magnet, [11] Strahlrohr und Strahlmagnete, [12] Kompensationsmagnet, [13] Helium-Kälteanlage, [14] Betonabschirmung.

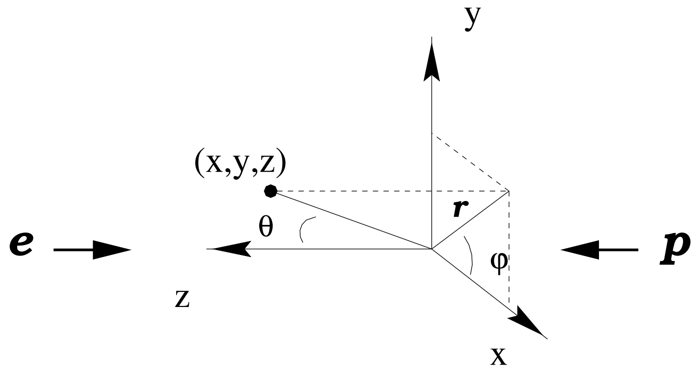


Abbildung 2.3: Das Koordinatensystem von H1.

Zusätzlich wird die Größe r als radialer Abstand zur z-Achse definiert. Anstelle des Polarwinkels wird auch die Pseudorapidität η,

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad , \tag{2.1}$$

verwendet, da sie sich bei einer Lorentztransformation entlang der z-Achse nur um einen konstanten Summanden ändert, so dass Differenzen von Pseudorapiditäten konstant bleiben.
Im Folgenden sollen einige für diese Analyse wichtige Komponenten des H1-Detektors näher beschrieben werden, eine detaillierte Beschreibung des gesamten Detektors findet sich in [11][12].

2.2.1 Das Spurkammersystem

Das H1-Spurkammersystem, das der Impulsbestimmung und Teilchenidentifikation geladener Teilchen dient, ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Entsprechend dem Akzeptanzbereich im Polarwinkel ist es in einen vorderen, einen zentralen und einen rückwärtigen Bereich unterteilt. Die rückwärtige Driftkammer BDC [13] wird für die Spurmessung des gestreuten Elektrons verwendet. Für die Rekonstruktion der geladenen Teilchen des hadronischen Endzustands spielt sie eine untergeordnete Rolle. Dazu wurde in dieser Arbeit die Spurkammern im zentralen Bereich verwendet.
Im inneren Teil des zentralen Spurkammersystems befinden sich die zentrale innere Proportionalkammer (CIP) [14] und die zentrale innere z-Kammer (CIZ) [15], an die sich die erste zentrale Jetkammer (CJC1) [16] anschließt. Das System der zentralen äußeren Kammer besteht ebenfalls aus einer Proportionalkammer (COP) [17], einer z-Kammer (COZ) und einer Jetkammer (CJC2). Das gesamte System hat eine Länge von 2 m und deckt den Bereich von $15^\circ < \theta < 165^\circ$ im Polarwinkel ab.
Die wichtigsten Kammern für die Rekonstruktion der Spuren sind die beiden Jetkammern. Die CJC1 (CJC2) besteht aus 30 (60) Driftzellen, mit jeweils 24 (32) parallel

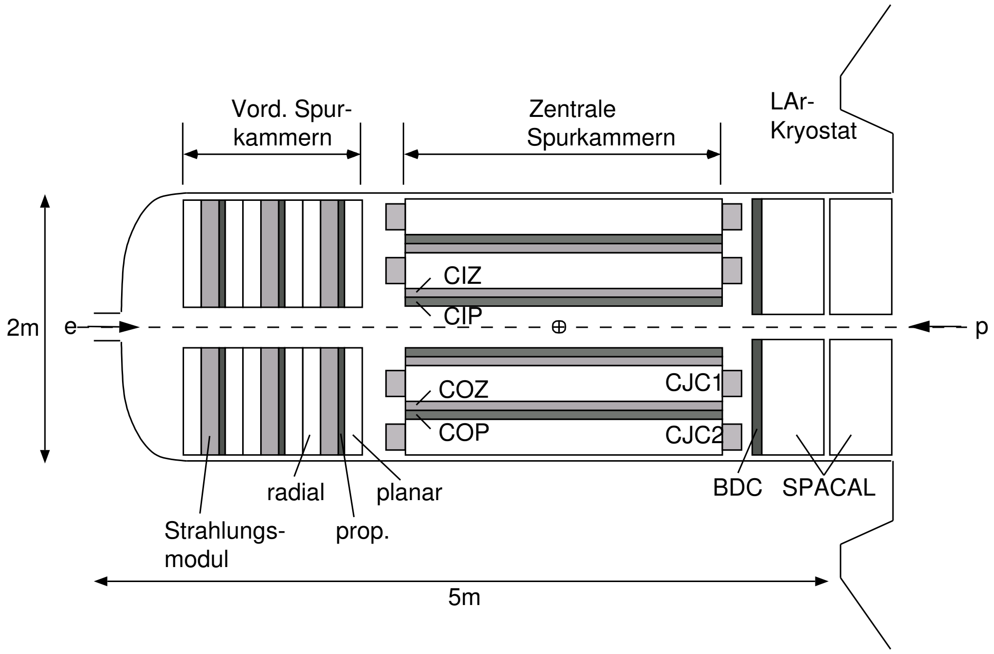


Abbildung 2.4: Das Spurkammersystem von H1 ist in einen vorderen, einen zentralen und einen rückwärtigen Bereich unterteilt.

zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähten. Die Zellen sind um ca. 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt, damit ein Teilchen mit radialer Bewegungsrichtung mehr als eine Zelle durchläuft. Die insgesamt 56 Signaldrähte in radialer Richtung ermöglichen eine sehr gute Auflösung der Spuren sowie eine Bestimmung des Impulses aus der Spurkrümmung im Magnetfeld und des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$.
Die beiden Kammern sind mit einem Argon-Ethan Gasgemisch gefüllt. Beim Durchgang geladener Teilchen werden die Gasatome ionisiert. Die bei der Ionisation freigewordenen Elektronen bewegen sich im elektrischen Driftfeld, das durch Kathodendrähte aufgebaut wird, mit konstanter Driftgeschwindigkeit zu den Signaldrähten, an denen eine positive Hochspannung anliegt. Im Feld der Signaldrähte lösen die Elektronen durch Ionisation Teilchenlawinen aus, so dass auf den Drähten ein größerer Stromimpuls beobachtet werden kann. Aus den Stromimpulsen verschiedener Drähte werden dann die Teilchenspuren rekonstruiert. Dabei wird eine Ortsauflösung senkrecht zu den Signaldrähten ($r\phi$) von $\sigma_{r\phi} \approx 140\mu$m, parallel zu den Drähten (z-Richtung) von 3 bis 15 cm erreicht. Damit erhält man eine Impulsauflösung von $\sigma_{p_\mathrm{t}}/p_\mathrm{t} \approx 0.005\, p_\mathrm{t}/\mathrm{GeV}$.
Eine bessere z-Auflösung von $\sigma_z \approx 300\mu$m liefern die beiden z-Kammern. Hierbei handelt es sich um zwei dünne Driftkammern aus 15 (CIZ) bzw. 24 (COZ) Zellen, deren vier Signaldrähte senkrecht zum Strahlrohr angeordnet sind, so dass die Driftrichtung in den Kammern entlang der z-Achse verläuft.
Am inneren Radius der CJC1 und zwischen den beiden Jetkammern befinden sich zwei Proportionalkammern CIP und COP. Sie dienen vor allem der Triggerung und bieten

die Möglichkeit, Ereignisse mit Spuren, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt stammen, zu triggern und Spuren aufeinander folgenden *bunch crossings* zuzuordnen.

2.2.2 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter schließen sich an das Spurkammersystem an. Mit Kalorimetern kann man die Energie eines Teilchens rekonstruieren. Dabei wird es im Kalorimeter abgestoppt, so dass es einen Teilchenschauer verursacht. Da Elektronen und Pionen Schauer mit unterschiedlichen Profilen erzeugen, kann das Kalorimeter auch zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Bei H1 wird sowohl das gestreute Elektron von den Kalorimetern identifiziert und seine Energie bestimmt, als auch die Teilchen des hadronischen Endzustands. Dazu sind die beiden Kalorimeter, das Flüssig-Argon-Kalorimeter und das Spaghetti-Kalorimeter, in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil aufgeteilt.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [18](im Folgenden LAr-Kalorimeter - *Liquid Argon* abgekürzt) spielt neben den Spurdetektoren eine wichtige Rolle bei der vollständigen Rekonstruktion des hadronischen Endzustands. Es deckt den vorderen und zentralen Detektorbereich ab, in dem man viele Teilchen des hadronischen Endzustands erwartet. Die wichtigsten Daten des LAr-Kalorimeter sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Das LAr-Kalorimeter ist ein Samplingkalorimeter, bei dem abwechselnd Schichten ei-

Technische Daten des Flüssig-Argon-Kalorimeters		
	Elektromagnetisch	Hadronisch
Winkelbereich	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$4^\circ < \theta < 135^\circ$
Auslesekanäle	30784	13568
Absorber	Blei	Edelstahl
Energieauflösung	$\sigma_E/E \approx 11\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	$\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Strahlungslängen	20 bis 30	-
Wechselwirkungslängen	-	4.5 bis 8

Tabelle 2.2: Technische Daten des Flüssig-Argon-Kalorimeter, getrennt nach hadronischem und elektromagnetischem Teil. Zur Auflösung, siehe auch [19, 20].

nes Absorbermaterials und des aktiven Materials, dem flüssigen Argon, angeordnet sind. Ein einfallendes Teilchen verursacht im Absorbermaterial einen elektromagnetischen oder hadronischen Teilchenschauer, dessen Sekundärteilchen das aktive Materi-

al ionisieren, so dass eine der Energie des primären Teilchen proportionale elektrische Ladung als Signal ausgelesen werden kann. Durch die zahlreichen Kalorimeterzellen wird eine gute Ortsauflösung gewährleistet.
Während die Teilchen, die in einem elektromagnetischen Schauer erzeugt werden (Elektronen und Photonen), innerhalb des Schauer auch wieder abgebremst werden und dabei ihre gesamte Energie deponieren, werden in hadronischen Schauern viele minimal ionisierende Teilchen erzeugt, die ihre Energie nicht innerhalb des Schauers deponieren, sondern bei ihrer Abbremsung kleine hadronische Schauer innerhalb des Absorbermaterials bilden, sodass nur ein Bruchteil ihrer Energie in den aktiven Kalorimeterbereichen sichtbar wird. Dadurch erzeugt ein hadronischer Schauer eine niedrigere Energieantwort als ein elektromagnetischer Schauer derselben Energie.
Das LAr ist nicht kompensierend gebaut, d. h., dass hadronische Teilchen eine niedrigere Detektorantwort als elektromagnetische Teilchen erzeugen. Dies wird bei der Rekonstruktion berücksichtigt, indem man zwei Energieskalen benutzt, um die Energie eines Kalorimeterclusters zu bestimmen, eine elektromagnetische und eine hadronische.

Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

In dieser Analyse, die im Bereich kleiner Q^2 angesiedelt ist, wird das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal identifiziert und rekonstruiert. Das SpaCal deckt den Bereich sehr großer Polarwinkel $155^o < \theta < 177.5^o$ ab. Im Gegensatz zum LAr besteht es nicht aus sich abwechselnden Schichten von Absorber und aktivem Material. In die Bleiblöcke des Absorbermaterials sind direkt szintillierende Fasern eingebaut, in denen die Schauerteilchen das Material anregen, so dass Photonen erzeugt werden, die mit Photomultipliern registriert werden. Dabei ist der in den Photomultipliern fließende Strom proportional zur Anzahl erzeugter Photonen und diese wiederum ist proportional zur Energie der Schauerteilchen.
Durch die horizontale Anordnung (s.Abb 2.5) der Kalorimeterzellen und die kleine Höhe der Kalorimeterzellen wird eine hohe Auflösung im Polarwinkel θ erreicht. Aufgrund der Geometrie der szintillierenden Fasern wird das rückwärtige Kalorimeter auch **Spa**ghetti-**Kal**orimeter oder SpaCal genannt [21].
Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters besteht aus 1192 Zellen der Größe $4 \times 4 \times 25\,\mathrm{cm}^3$. Er ist 27.5 Strahlungslängen tief, so dass er die Energie eines elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen vollständig messen kann. Dabei wird in diesem Kalorimeterteil eine Energieauflösung von $\sigma/E \approx 7.5\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$ erreicht [22].
Der hadronische Teil des SpaCal besteht aus 136 Kalorimeterzellen mit den Ausmaßen $12 \times 12 \times 25\,\mathrm{cm}^3$. Zusammen mit dem elektromagnetischen Teil erreicht das SpaCal eine Tiefe von 2 nuklearen Wechselwirkungslängen, so dass die hadronischen Schauer nicht immer vollständig im SpaCal enthalten sind. Für ein hadronisches Teilchen beträgt die Energieauflösung im hadronischen Teil des Kalorimeters $\sigma/E \approx 40\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ [23].

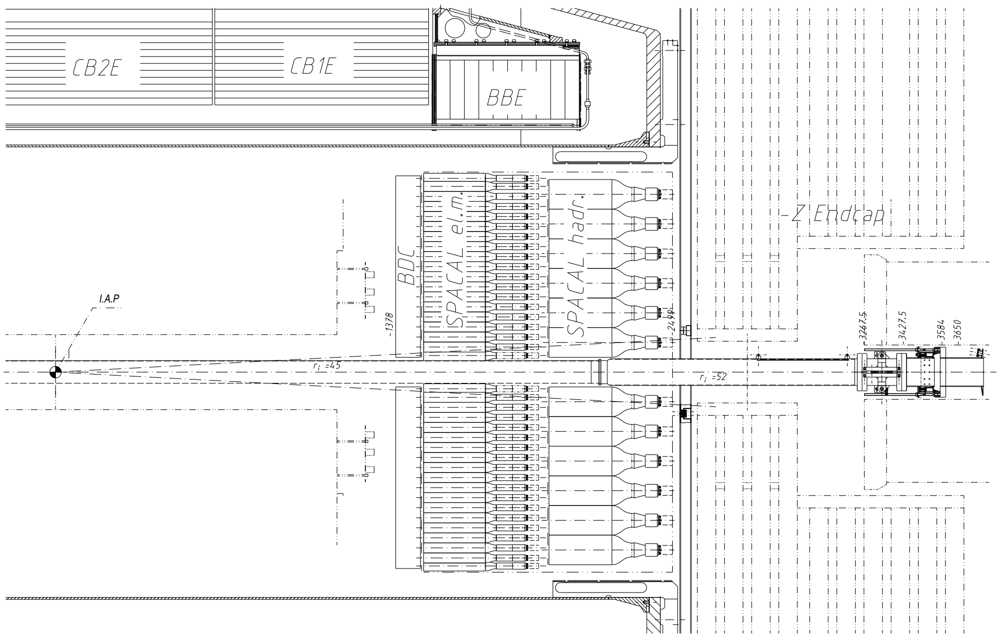


Abbildung 2.5: Das rückwärtige Kalorimeter von H1.

2.3 Die Ereignissimulation

Um die Ergebnisse der Datenanalyse mit den theoretischen Rechnungen vergleichen zu können, verwendet man Monte-Carlo Simulationen. Diese Programme simulieren die physikalischen Prozesse der ep-Kollisionen auf der Grundlage von theoretischen Modellen. Dabei werden sowohl für die Simulation der Art des Streuprozesses, als auch für die Simulation des vollständigen Endzustands und seiner Dynamik Zufallsgeneratoren verwendet, weshalb diese Programme Monte-Carlo Generatoren genannt werden.

Die Endzustände der simulierten Prozesse durchlaufen dann eine Detektorsimulation, in der die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Material im Detektor und die Reaktionen der aktiven Detektorkomponenten so simuliert werden, dass am Ende ein Datensatz entsteht, der dem der reellen Messung entspricht. Auf diesen Datensatz kann man dann das Analyseprogramm ebenso wie auf die gemessenen Daten anwenden und die Ergebnisse vergleichen. Dabei spielt die Simulation des Detektors und seiner Reaktionen auf durchlaufende Teilchen eine wichtige Rolle für das Verständnis seiner Eigenschaften. In vielen Fällen werden Identifikations- und Rekonstruktionseffizienzen von Teilchen auf der Grundlage der Detektorsimulation ermittelt.

In dieser Untersuchung wurden verschiedene Monte-Carlo Programme verglichen, um festzustellen, ob und wie die hier beschriebene Methode von den Details des Produktions- und Fragmentationsmechanismus der Charmquarks in den unterschiedlichen Modellen abhängt.

Die Generation von Ereignissen kann man in drei Phasen unterteilen, die den in Abbildung 1.4 gezeigten Stufen entsprechen. Das Matrixelement des harten Streuprozesses wird direkt berechnet. Die meisten Monte-Carlo Programme berechnen das Matrix-

	Matrixelement	Partonschauer	Fragmentation	Referenz
AROMA	$\alpha \cdot \alpha_s$	DGLAP	JETSET	[27]
RAPGAP	$\alpha \cdot \alpha_s$	DGLAP	JETSET	[28]
CASCADE	$\alpha \cdot \alpha_s$	CCFM	JETSET	[29]
HERWIG	$\alpha \cdot \alpha_s$	DGLAP	Cluster	[30]

Tabelle 2.3: Verwendete Monte-Carlo Generatoren im Überblick

element in führender Ordnung, in diesem Fall $O(\alpha \cdot \alpha_s)$. In dieser Arbeit wurden nur Monte-Carlo Programme verwendet, in denen Charmproduktion im BGF-Prozess simuliert wurde.

Um die Partonschauer zu simulieren werden Evolutionsgleichungen verwendet, die den Schauerprozess parametrisieren. In dieser Arbeit wurden Monte-Carlo Generatoren verwendet, die entweder mit der DGLAP[1] [24] - oder mit der CCFM[2] [25] - Näherung den Partonschauer bestimmen. Die beiden Modelle arbeiten mit unterschiedlichen Annahmen zur Dynamik des Partonschauers, so dass im DGLAP-Modell die Partonschauer in Q^2, im CCFM-Modell in x sortiert sind.

Für die letzte Phase der Simulation, den Fragmentationsprozess (s. Abschnitt 1.5), wird entweder das JETSET [26] Programm verwendet, das die Petersonfragmentation mit dem Lund-Modell kombiniert, oder ein Programm, das auf dem Cluster-Modell beruht.

Tabelle 2.3 gibt eine Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo Generatoren. Gleichzeitig wird angegeben, welche Variante in den drei verschiedenen Phasen verwendet wurde. Bei zwei Generatoren wurden mehrere unterschiedliche Einstellungen untersucht. So wurde beim RAPGAP-Generator einmal der Prozess, indem das Photon direkt an der Wechselwirkung teilnimmt simuliert, und einmal der Prozess, bei dem ein aufgelöstes Photon vorkommt. Das AROMA Programm wurde in vier verschiedenen Versionen verwendet, die sich in dem Parameter ε der Petersonfunktion (s. Abschnitt 1.5) und der Protonstrukturfunktion unterscheiden.

[1]Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi
[2]Catani, Ciafaloni, Fiorani, Marchesini

Kapitel 3

Die Rekonstruktion der Daten

Um ein Detektorereignis rekonstruieren zu können, müssen die verschiedenen Teilchen im Endzustand identifiziert und ihre Kinematik rekonstruiert werden. Die dazu benötigten Algorithmen werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei wird als erstes auf die Rekonstruktion des gestreuten Elektrons eingegangen, aus dessen Impuls auch die Kinematik des Streuprozesses bestimmt wird. Danach folgt ein Abschnitt über die Rekonstruktion der Teilchen des hadronischen Endzustands. Dabei werden zwei verschiedene Algorithmen verglichen, und es wird festgestellt, welcher für die Anwendung in dieser Arbeit besser geeignet ist. Aus den geladenen Teilchen im hadronischen Endzustand wird das $D^\star$ rekonstruiert. Das Vorgehen für diese Rekonstruktion wird im letzten Abschnitt beschrieben.

3.1 Die Rekonstruktion der Streuprozess-Kinematik

Um die Kinematik des harten Subprozesses der tiefunelastischen Streuung bestimmen zu können, muss das gestreute Elektron im Detektor identifiziert werden. Innerhalb des Q^2-Bereichs, der in dieser Analyse gewählt wurde, wird das Elektron unter kleinen Winkel in das rückwärtige SpaCal gestreut.
Die Identifikation und Rekonstruktion des gestreuten Elektrons findet in drei Schritten statt.

- Aus den im SpaCal gemessen Clustern werden diejenigen als Elektronen selektiert, deren Energie größer als 10 GeV und deren Radius kleiner als 4 cm ist.
- Als nächstes wird überprüft, ob in der rückwärtigen Driftkammer und den Siliziumdetektoren Spuren gefunden wurden, die auf den Cluster des Elektrons zeigen. Ist dies der Fall wird die Position des Elektrons aus der gemessenen Spurinformation bestimmt.
- Um aus den gefundenen Elektronen das gestreute Elektron zu bestimmen, werden alle Elektronen nach ihrem Transversalimpuls p_t sortiert. Das Elektron mit

dem höchsten p_t, das isoliert auftritt, ist das gestreute Elektron. Dabei ist ein Teilchen isoliert, wenn in einem Kegel mit dem Radius $R_{\eta-\phi} = 0.5$ weniger Energie als 5% der Teilchenenergie gemessen wurde.

Aus den rekonstruierten Größen des gestreuten Elektrons werden unter Vernachlässigung der Elektron- und der Protonmasse die Größen

$$Q_e^2 = 4E_eE_e'\cos^2\frac{\theta_e}{2} \quad (3.1) \qquad \text{und} \qquad y_e = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin\frac{\theta_e}{2} \quad (3.2)$$

berechnet. In dieser Arbeit wurden die Bereiche $2\,\text{GeV}^2 < Q_e^2 < 100\,\text{GeV}^2$ und $0.05 < y_e < 0.7$ selektiert. Die Schwerpunktsenergie bei HERA beträgt $\sqrt{s} = 318\,\text{GeV}$. Mit

$$x_e = \frac{Q_e^2}{y_e\,s} \tag{3.3}$$

erhält man den Bereich $0.3 \cdot 10^{-4} < x_e < 0.02$.

3.2 Rekonstruktion des Hadronischen Endzustands

Zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustands (im Folgenden auch HFS - ***H**adronic **F**inal **S**tate* abgekürzt) werden eigene Rekonstruktionsalgorithmen verwendet. Diese Algorithmen kombinieren die Cluster aus den Kalorimetern und die Spuren aus dem Spurkammersystem zu so genannten HFS-Objekten, die eine gute Beschreibung des hadronischen Energieflusses im Detektor erlauben. Dabei nutzen die Algorithmen aus, dass Kalorimeter und Spurkammersystem in Abhängigkeit vom Impuls des Teilchens unterschiedliche Impuls- und Energieauflösungen haben, die zueinander komplementär sind (s. Abschnitte 2.2.1 und 2.2.2). Die Anforderungen an einen HFS-Algorithmus lassen sich folgendermaßen beschreiben:

- Vollständige Beschreibung des Energieflusses im HFS unter Berücksichtigung der verfügbaren Messinformation aus allen Detektorkomponenten

- Kein *double counting*, also keine doppelte Verwendung eines Clusters oder einer Spur. Das betrifft auch die Spuren und Cluster, die von anderen Algorithmen Leptonen zu geordnet wurden

- Identifikation der einzelnen Teilchen im hadronischen Endzustand

Für verschiedene Bereiche in Q^2 besitzt der hadronische Endzustand unterschiedliche Eigenschaften. Bei Ereignissen mit einem hohen Q^2 ($Q^2 > 100\,\text{GeV}^2$) besitzen die meisten Teilchen im HFS einen hohen Transversalimpuls p_t. Sie sind so stark zu Jets gebündelt, dass man sie nicht mehr einzeln auflösen kann. Man misst im Detektor hauptsächlich hochenergetische, hadronische Schauer der Jets. Um solche Ereignisse gut zu rekonstruieren, ist es vor allem wichtig zu rekonstruieren, wie die Jets und

der Protonrest im Detektor verteilt sind. Auf Jets werden in der Regel nach der Rekonstruktion Energiekalibrationen angewendet werden, die die Energie fehlender Teilchen im Jet berücksichtigen, sodass die vollständige Rekonstruktion der einzelnen Teilchen nicht unbedingt notwendig ist.
Im Bereich mit niedrigem Q^2, in dem diese Analyse angesiedelt ist, sind die Energien und Transversalimpulse der Teilchen jedoch erheblich niedriger. Das hat zur Folge, dass Jets im Detektor nicht mehr deutlich als solche erkennbar sind. Stattdessen sind die Teilchen im Detektor über einen großen Bereich verteilt und treten als einzelne Teilchen auf. Dabei wird in den Kalorimetern erheblich mehr Energie aus elektromagnetischen Schauern gemessen als aus hadronischen. Um bei solchen Ereignissen den hadronischen Endzustand gut zu rekonstruieren, ist es notwendig, dass jedes einzelne Teilchen erkannt und seine Energie so genau wie möglich bestimmt wird.
Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein HFS-Algorithmus „HADROO II“ untersucht, der für die Rekonstruktion des HFS bei niedrigem Q^2 neu entwickelt wurde. Dabei wurde die Rekonstruktion des HFS mit HADROO II mit der Rekonstruktion des bisher verwendeten HADROO-Algorithmus, der in Hinblick auf Ereignisse mit hohem Q^2 entwickelt wurde, verglichen. Im nächsten Abschnitt wird der HADROO II-Algorithmus kurz erläutert, danach werden die Ergebnisse des Vergleichs der beiden Algorithmen vorgestellt. Eine Beschreibung des HADROO-Algorithmus findet sich in [31].

3.2.1 Der HADROO II-Algorithmus

Man kann die Arbeitsweise von Algorithmen zur Rekonstruktion des HFS in zwei Schritte unterteilen. Als erstes selektiert der Algorithmus gut rekonstruierte Spuren und Cluster. Dabei sollen die Cluster so ausgewählt werden, dass der Untergrund durch Rauschen unterdrückt wird. Danach werden die Messinformationen zu HFS-Objekten kombiniert. Beim HADROO II-Algorithmus wurden sowohl neue Selektionskriterien eingeführt, als auch ein neues Kombinationsschema.
Zur Selektion der Spuren werden die „Lee-West“ Kriterien [32](Tabelle 3.1) verwendet. An die Cluster wird die Bedingung gestellt, dass sie aus mindestens zwei Zellen bestehen und auf der elektromagnetischen Skala eine Mindestenergie von 200 MeV bzw. 100 MeV in LAr- bzw. SpaCal-Kalorimeter haben. Alle Spuren und Cluster die vorher einem Lepton zugeordnet wurden, werden vom HFS-Algorithmus nicht berücksichtigt.
Bei der Bildung der HFS-Objekte aus den selektierten Clustern und Spuren können drei Fälle auftreten (s. Abb. 3.1):

- Auf einen Cluster im Kalorimeter zeigt eine Spur, d.h. ihre Verlängerung führt in einem Abstand von weniger als 25 cm am Schwerpunkt des Clusters vorbei. In diesem Fall nimmt man an, dass Spur und Cluster von demselben geladenen Teilchen kommen.

- Auf einen Cluster im Kalorimeter zeigt keine Spur. Es handelt sich also um den Schauer eines neutralen Teilchens.

Lee-West Kriterien für zentrale Spuren	
min. Transversalimpuls	$p_t > 0.120\,\mathrm{GeV}$
Polarwinkelbereich	$20° < \theta < 160°$
max. Abstand zum Vertex	$\lvert dca' \rvert \leq 2\,\mathrm{cm}$
max. Startradius	$R_{Start} \leq 50\,\mathrm{cm}$
Spurlänge	$R_{length} \geq 10\,\mathrm{cm}$ für $\theta \leq 150°$ $R_{length} \geq 5\,\mathrm{cm}$ für $\theta > 150°$
Anzahl Hits in CJC	$N_{CJC\ hits} \geq 0$

Tabelle 3.1: Lee-West Kriterien für eine gute Spurselektion bei zentralen Spuren. (Die Kriterien für Spuren in den Vorwärts- oder beiden Spurkammerbereichen sind sehr ähnlich, in dieser Arbeit wurde aber nur mit zentralen Spuren gearbeitet.)

- Eine Spur aus den Spurkammern zeigt auf keinen Cluster. Es handelt sich also um ein geladenes Teilchen, das keinen Teilchenschauer produziert hat.

Hierbei sind alle Teilchen mit einer Spur geladen, alle Teilchen hingegen, die nur aus einem Cluster bestehen, neutrale Teilchen.
Bei einem Teilchen, das nur aus einer Spur besteht, wird die Energie des Teilchens mit der Massenhypothese eines $\pi^{\pm}$ aus dem gemessenen Impuls bestimmt.
Bei der Rekonstruktion der Teilchen, die aus einem Cluster und einer Spur bestehen, entscheidet der Messfehler von gemessener Clusterenergie und gemessenem Spurimpuls, wie Energie und Impuls des Teilchens bestimmt werden. Wenn der Fehler des Spurimpulses kleiner ist als der Fehler auf die Clusterenergie, wird aus dem gemessenen Spurimpuls mit der Massenhypothese eines $\pi^{\pm}$ die Energie des Teilchens bestimmt. Für die Cluster können dann drei Fälle auftreten:

- Wenn die gemessene Energie des Clusters kleiner ist als $E(P_{Spur}) + 1.64\sigma(E(P_{Spur}))$[1] , wird der Cluster verworfen und die Energie der Spurmessung verwendet.

- Wenn ein Cluster komplett im hadronischen Teil des Kalorimeters enthalten ist, oder, wenn der Abstand zwischen dem Clusterschwerpunkt und dem Auftreffpunkt der Spur größer als 2.5 nukleare Wechselwirkungslängen ist, wird der Cluster verworfen.

- Wenn die gemessene Energie des Clusters größer ist, als $E(P_{Spur}) + 1.64\sigma(E(P_{Spur}))$[1], nimmt man an, dass die überschüssige Energie im Cluster

[1] 95% oberes Konfidenzlimit für die elektromagnetische Energiebestimmung aus der Messung des Spurimpulses unter Berücksichtigung der Messfehler aus Spurdetektor und Kalorimeter

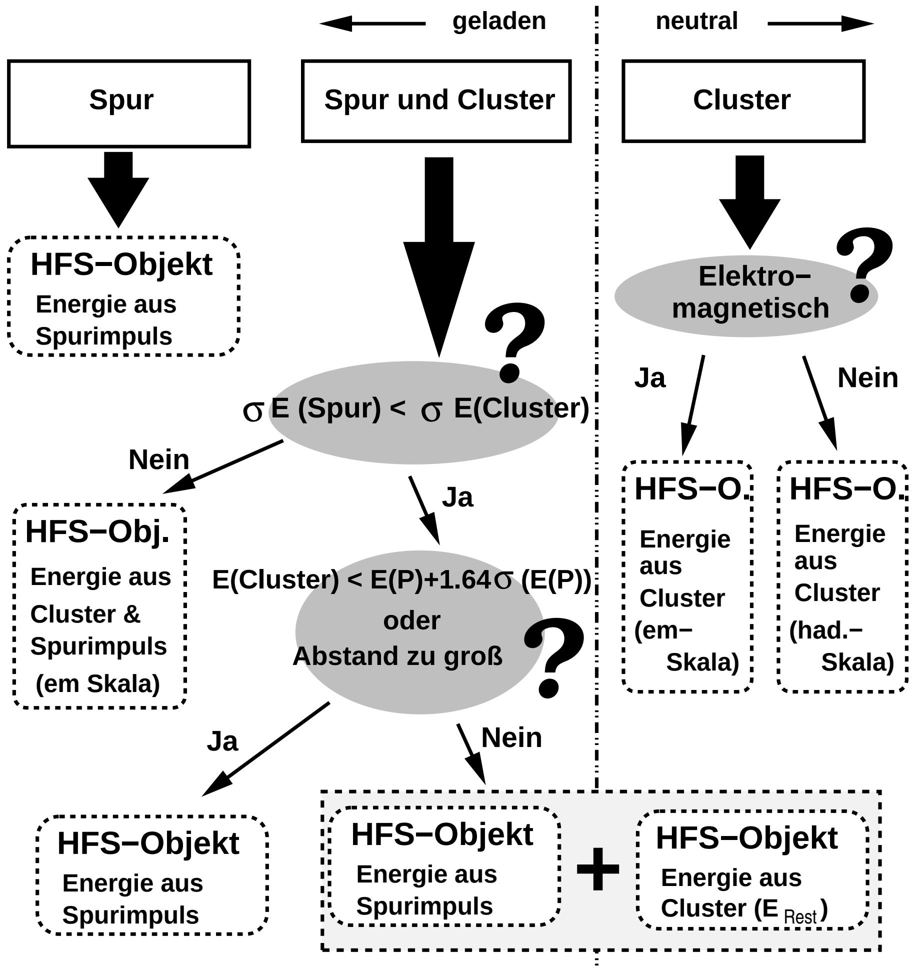


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des HFS-Algorithmus HADROO II.

durch ein Photon oder Photonen aus einem neutralen Pion verursacht wird, das am gleichen Ort auf das Kalorimeter trifft. Die Energie des neutralen Teilchens wird dann mit $E_{neutral} = E_{Cluster} - E(P_{Spur})^{\text{a}}$ bestimmt.

Wenn der Fehler aus der Messung der Clusterenergie kleiner ist als der Messfehler des Spurimpulses, dann werden Energie und Impuls des Teilchens aus dem Fehler-gewichteten Mittel der beiden Messungen bestimmt.
Bei den Clustern, auf die keine Spur zeigt, können zwei Fälle auftreten: Neutrale elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (Photonen und Pionen) erkennt man daran, dass ihre Schauer in den ersten beiden Lagen der Kalorimeter beginnen und zu über 90% im elektromagnetischen Teil der Kalorimeter enthalten sind. Ist eine der beiden oben genannten Bedingungen nicht erfüllt, geht man davon aus, dass es sich um ein

[a] Aus der Messung des Spurimpulses bestimmte elektromagnetische Energie.

neutrales Hadron handelt. In diesem Fall wird die Energie des Clusters mit der hadronischen Energieskala bestimmt. In beiden Fällen werden die Impulse der HFS-Objekte aus den im Kalorimeter gemessenen Energien und Winkeln bestimmt.
Die Unterschiede zwischen HADROO II und dem bisher verwendeten HADROO Algorithmus betreffen hauptsächlich die Behandlung der Cluster. Bei der Selektion der Cluster werden in HADROO höhere Schnitte auf die Clusterenergie angewendet als in HADROO II und es gibt keine Bedingung für die Anzahl der Zellen in einem Cluster. Bei der Rekonstruktion der HFS-Objekte wird bei HADROO von den Clustern ausgegangen und nicht wie bei HADROO II von den Spuren. Dabei wird bei HADROO das Ziel verfolgt, die Energie aus den Kalorimetern möglichst vollständig in den hadronischen Endzustand aufzunehmen. Die Energien der Cluster werden im HADROO Algorithmus nach der hadronischen Energieskala bestimmt.

3.2.2 Vergleich von HADROO und HADROO II

Der Vergleich der beiden HFS-Algorithmen wurde mit Monte-Carlo Ereignissen durchgeführt. Die Ereignisse wurden mit den Schnitten auf Q_e^2 und y_e aus Abschnitt 3.1 selektiert. Zusätzlich wurde an die Ereignisse die Bedingung gestellt, dass ein $D^\star$-Kandidat (s. Abschnitt 3.3) mit einem Transversalimpuls von $p_t \geq 1.5\,\mathrm{GeV}$ gefunden wurde, um ein möglichst reines Ensemble von Ereignissen zu erhalten, das relevant für eine Analyse mit $D^\star$-Mesonen ist.
Um die Qualität der Rekonstruktion beurteilen zu können, wurde das Verhältnis von der gesamten im zentralen Detektorbereich deponierten und rekonstruierten Energie des hadronischen Endzustand zu seiner im zentralen Detektorbereich generierten Energie bestimmt. Dazu wurden die Energien aller rekonstruierten HFS-Teilchen mit der Pseudorapidität $|\eta| \leq 2$ aufsummiert, und mit der Summe der Energien der generierten HFS-Teilchen verglichen. Die in Abbildung 3.2 dargestellten Verteilungen des Verhältnisses der beiden Summen zeigen, dass der HADROO II Algorithmus die Energie des hadronischen Endzustands deutlich besser rekonstruiert, als der HADROO Algorithmus. Beim HADROO Algorithmus wird der hadronische Endzustand im Mittel mit deutlich mehr Energie rekonstruiert als generiert. Für das Verhältnis der Energien ergibt sich ein Mittelwert von $\mu = 1.168 \pm 0.002$ mit einer Auflösung von $\sigma = 0.193 \pm 0.003$. Beim HADROO II Algorithmus stimmt die rekonstruierte Energie wesentlich besser mit der Erwartung überein. Bei ihm beobachtet man ein Verhältnis von $\mu = 1.015 \pm 0.002$ mit einer Auflösung von $\sigma = 0.146 \pm 0.002$. Es zeigt sich also, dass der neue Algorithmus HADROO II nicht nur im Mittelwert besser mit der generierten Energie übereinstimmt, sondern auch eine bessere Auflösung erzielt wird, dabei ist die Verteilung nicht nur im zentralen Bereich schmaler als bei dem alten Algorithmus, sondern es fehlen auch die langen Ausläufer zu hohen Werten des Energieverhältnisses hin, die bei HADROO deutlich sichtbar sind.
Abbildung 3.3 zeigt die Korrelation der beiden Energiesummen für alle HFS-Objekte (oben), neutrale HFS-Objekte (Mitte) und geladene HFS-Objekte (unten) jeweils für die beiden Algorithmen. In jeder Verteilung ist auch die Gerade eingetragen, für die die

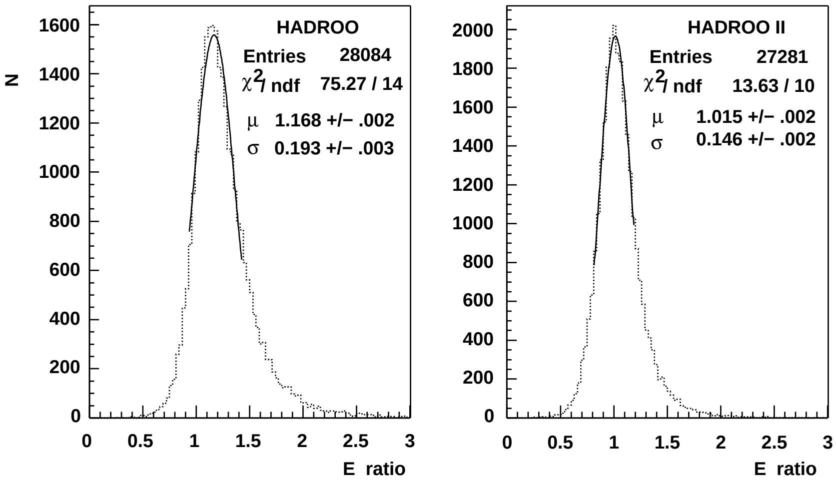


Abbildung 3.2: Das Verhältnis von der gesamten im zentralen Detektorbereich deponierten und rekonstruierten Energie des hadronischen Endzustand zu seiner im zentralen Detektorbereich generierten Energie für die beiden HFS-Algorithmen. Das Maximum der Verteilung liegt beim HADROO Algorithmus (links) bei höheren Werten, als bei HADROO II. Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste Gaußverteilung, mit der die angegeben Mittelwerte und Standardabweichungen bestimmt wurden.

rekonstruierte Energiesumme genauso groß wie die generierte Energiesumme ist. Die Abbildung zeigt, dass sich die Änderung im HFS-Algorithmus für geladene und neutrale HFS-Teilchen unterschiedlich auswirkt. Bei den geladenen Teilchen stimmen die rekonstruierte und die generierte Energie in beiden Algorithmen gut überein. Dabei ist im HADROO-Algorithmus die rekonstruierte Energie der geladenen Teilchen ein bisschen niedriger als die generierte Energie ist, beim HADROO II-Algorithmus stimmen die beiden Energie besser überein. Bei den neutralen Teilchen wird in beiden Algorithmen mehr Energie rekonstruiert als generiert. Man sieht, dass die Schwerpunkte der gezeigten Verteilungen oberhalb der Linie liegen. Während bei HADROO die neutrale Energie fast um einen Faktor zwei überschätzt wird, sind es bei HADROO II nur noch etwa 20%. Diese verbesserte Rekonstruktion der neutralen Teilchen bewirkt also die in Abbildung 3.2 beobachtete Verbesserung des Verhältnisses von rekonstruierter und generierter Gesamtenergie.

Durch den neuen Algorithmus beobachtet man auch eine Veränderung in der Teilchenzahl im hadronischen Endzustand. Die Verteilungen der rekonstruierten Teilchenzahlen kann man in Abbildung 3.4 beobachten. In dem linken Histogramm wird dabei die Verteilung des HFS-Multiplizität nach der Rekonstruktion mit HADROO dargestellt. Der Mittelwert dieser Verteilung liegt bei $\mu = 39.76$ mit einer Breite von $\sigma = 16.03$. Im rechten Histogramm ist die Verteilung der HFS-Multiplizität nach der Rekonstruktion mit HADROO II gezeigt. Hier beträgt der Mittelwert nur $\mu = 34.1$

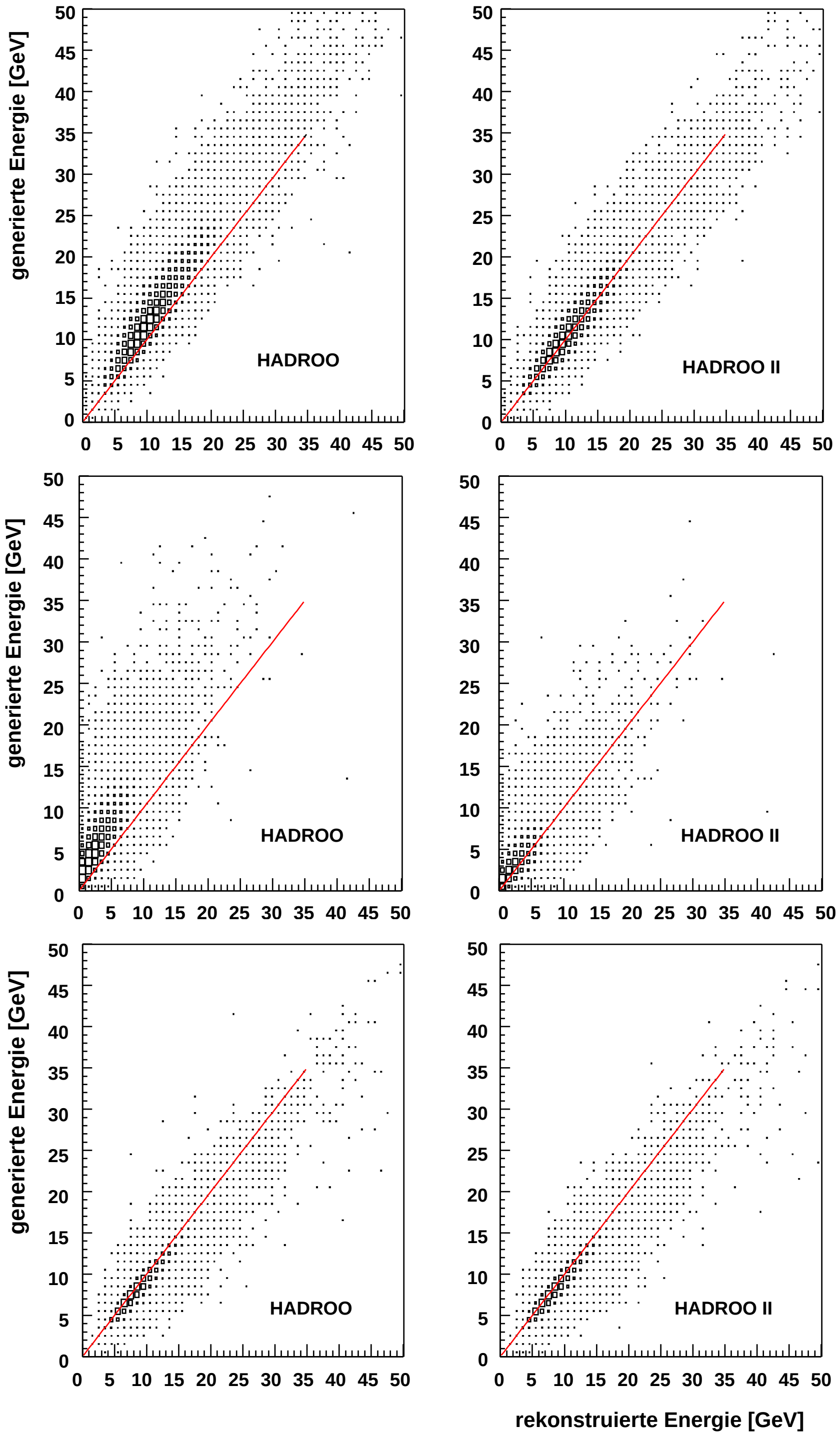


Abbildung 3.3: Die Energiesumme der generierten Teilchen (Ordinate) über die Energiesumme der rekonstruierten Teilchen (Abszisse). Vergleich der Ergebnisse von HADROO (links) und HADROO II (rechts) für alle HFS-Teilchen (oben), die neutralen HFS-Teilchen (Mitte) und die geladenen HFS-Teilchen (unten).

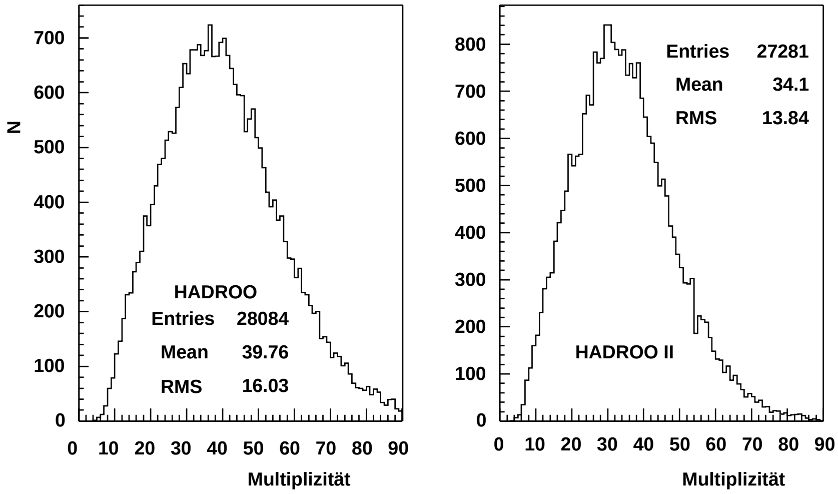


Abbildung 3.4: Multiplizität Teilchen im hadronischen Endzustand. Beim HADROO II-Algorithmus (rechts) werden im Mittel 14 % weniger Teilchen rekonstruiert, als bei HADROO (links).

und die Breite $\sigma = 13.84$. HADROO II rekonstruiert also ca. 14 % weniger Teilchen als HADROO. Dieser Unterschied beruht hauptsächlich auf den veränderten Schnitten zur Untergrundunterdrückung für die Kalorimetercluster. (Die Schnitte auf die Spuren sind bei beiden Algorithmen identisch.) Es zeigt sich, dass diese Änderung in der Teilchenzahl im HFS hauptsächlich von der Bedingung herrührt, dass ein Cluster aus mindestens zwei Zellen bestehen muss. Diese Bedingung dient hauptsächlich zur Unterdrückung des elektronisches Rauschen im Kalorimeter.
Eine weitere Verbesserung in der HFS-Rekonstruktion zeigt sich beim Betrachten der Impulsverteilung der beobachteten neutralen HFS-Teilchen. In Abbildung 3.5 ist diese Impulsverteilung für beide Algorithmen dargestellt. Dabei kann man in in der Verteilung für HADROO (links) eine Stufe beobachten, die man bei HADROO II nur noch in abgeschwächter Form bei niedriger Energie findet. Diese Stufe beruht bei HADROO auf einem Schnitt auf die Clusterenergie von 400 MeV. Bei HADROO II beobachtet man stattdessen ein Einbrechen der Kurve bei ca. 200 MeV durch den Energieschnitt bei LAr-Clustern.
Für den hier untersuchten Phasenraumbereich kann man abschließend feststellen, dass der HADROO II-Algorithmus die Rekonstruktion des hadronischen Endzustands im Vergleich zu HADROO vor allem in zwei Aspekten verbessert: durch eine verbesserte Rekonstruktion der Energie der neutralen HFS-Teilchen stimmt die rekonstruierte Energie des HFS besser mit der generierten überein und es wird eine bessere Energieauflösung erreicht. Die neuen Schnitte zur Unterdrückung des Untergrunds lassen mehr Teilchen mit geringen Energien zu, bewirken aber auch eine effizientere Unterdrückung von Rauschen.

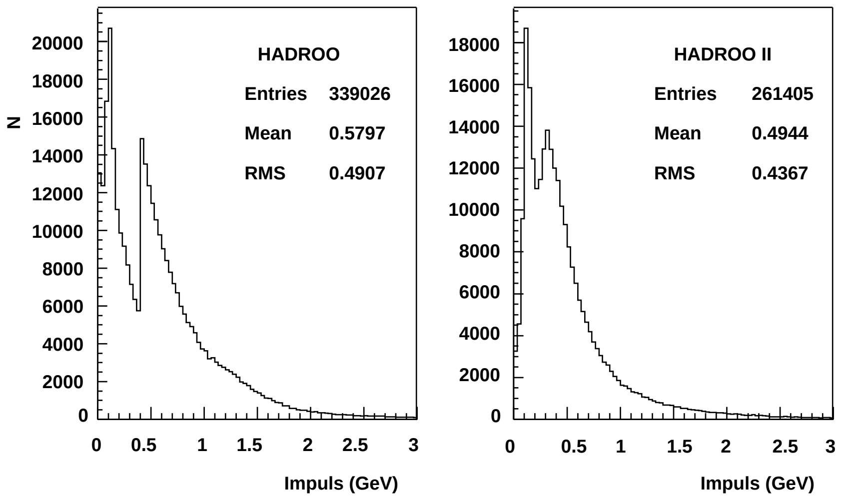


Abbildung 3.5: Impulsverteilung der neutralen Teilchen im HFS. Die Stufe, die in der linken Verteilung (HADROO) sichtbar ist, tritt bei HADROO II erst bei kleineren Werten auf.

3.3 Die Rekonstruktion des $D^\star$

In dieser Analyse wird das $D^\star$ anhand seines „goldenen“ Zerfallskanals rekonstruiert. Dabei zerfällt das $D^\star$ zuerst in ein D^0-Meson und ein Pion. Das D^0 zerfällt anschließend in $K^\mp\pi^\pm$. Man erhält folgende Zerfallskette:

$$D^{\star\pm} \to D^0\pi^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi^\pm \; .$$

Die Rekonstruktion des $D^\star$ wird dabei nur mit den gemessenen Spuren in den zentralen Spurkammern durchgeführt. Damit alle Spuren in den zentralen Spurkammern gut enthalten sind, fordert man für das $D^\star$-Meson $|\eta(D^\star)| < 1.5$. Bei der Rekonstruktion wird in zwei Schritten vorgegangen. Zunächst werden zwei Spuren zu einem D^0-Kandidaten kombiniert. Hierzu werden für jedes Spurpaar mit entgegengesetzter Ladung die Vierervektoren addiert, indem aus den Impulsmessungen der Spuren die Energie der Teilchen berechnet wird, wobei bei der einen Spur die $\pi^\pm$-Massenhypothese und bei der anderen Spur die $K^\pm$ gewählt wird. Die Spuren müssen dabei zusätzlich zu den Lee-West Kriterien in Tabelle 3.1) den in Tabelle 3.2 aufgeführten Bedingungen genügen. Der Summenvektor der beiden Spuren entspricht dem Vierervektor eines D^0-Kandidaten. Für die invariante Masse des D^0-Kandidaten muss gelten:

$$|m_{D^0\,Kand.} - m_{D^0\,lit}| < 80\,\mathrm{MeV} \tag{3.4}$$

Ist diese Bedingung erfüllt, so wird zu dem Spurpaar eine dritte Spur als $\pi^\pm_{slow}$ mit entgegengesetzter Ladung zum $K^\mp$-Kandidaten hinzugefügt und erhält so das $D^\star$-Meson. Die übrigen Selektionskriterien für die Spur des langsamen Pions (s. Abschnitt 1.7) aus dem $D^\star$ -Zerfall sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Für diesen $D^\star$ -Kandidaten

Spurkriterien für $K^{\pm}$ und $\pi^{\pm}$	
min. Transversalimpuls	$p_t > 0.400\,\mathrm{GeV}$
Summe der Transversalimpulse	$p_t(K^{\pm}) + p_t(\pi^{\pm}) > 2\,\mathrm{GeV}$
max. Abstand zum Vertex	$\lvert dca' \rvert \leq 1\,\mathrm{cm}$
Anzahl Hits in CJC	$N_{CJC\ hits} \geq 10$
Spurlänge	$R_{length} \geq 15\,\mathrm{cm}$

Tabelle 3.2: Selektionskriterien für die $K^{\pm}$- und die $\pi^{\pm}$-Spur bei der Rekonstruktion des D^0-Mesons.

Spurkriterien für das langsame Pion	
min. Transversalimpuls	$p_t > 0.120\,\mathrm{GeV}$
max. Abstand zum Vertex	$\lvert dca' \rvert \leq 1\,\mathrm{cm}$
Anzahl Hits in CJC	$N_{CJC\ hits} \geq 10$
Spurlänge	$R_{length} \geq 10\,\mathrm{cm}$

Tabelle 3.3: Selektionskriterien für die $\pi^{\pm}_{slow}$-Spur bei der Rekonstruktion des $D^{\star}$-Mesons.

wird die Massendifferenz Δm von $D^{\star}$ -Kandidat und D^0 -Kandidat bestimmt. Die Verteilung von Δm, die man mit diesem Rekonstruktionsverfahren erhält, ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Das $D^{\star}$-Signal hebt sich deutlich bei 0.1454 GeV vom dem Untergrund ab. $D^{\star}$-Kandidaten wurden im Folgenden dadurch selektiert, dass sie die Bedingung

$$|\Delta m_{D^{\star}\,Kand.} - \Delta m_{lit}| = |\Delta m_{D^{\star}\,Kand.} - 0.1454\,\mathrm{GeV}| < 2.5\,\mathrm{MeV} \tag{3.5}$$

erfüllen.

Den kombinatorischen Untergrund zum $D^{\star}$ -Signal erhält man durch zufällige Spurkombinationen, die die genannten Bedingungen für die einzelnen Spuren und die Massen der Teilchenkandidaten erfüllen. Die gestrichelte Linie stellt die Verteilung dar, die man erhält, wenn das Kaon und das Pion des „D^0-Kandidaten“ gleich geladen sind. Dieser falsch geladene Untergrund ermöglicht eine Abschätzung des richtig geladenen kombinatorischen Untergrundes. Neben dem kombinatorischen Untergrund gibt es zum $D^{\star}$ -Signal noch Untergrund aus Charmereignissen, bei denen eine richtiges D^0 mit einem falschen π_{slow} kombiniert wurde. Der „non-Charm“-Untergrund wurde in den Daten durch einen Schnitt auf die Inelastizität des $D^{\star}$

$$z_{D^{\star}} = \frac{(E - p_z)(D^{\star})}{2 y_e E_e} \tag{3.6}$$

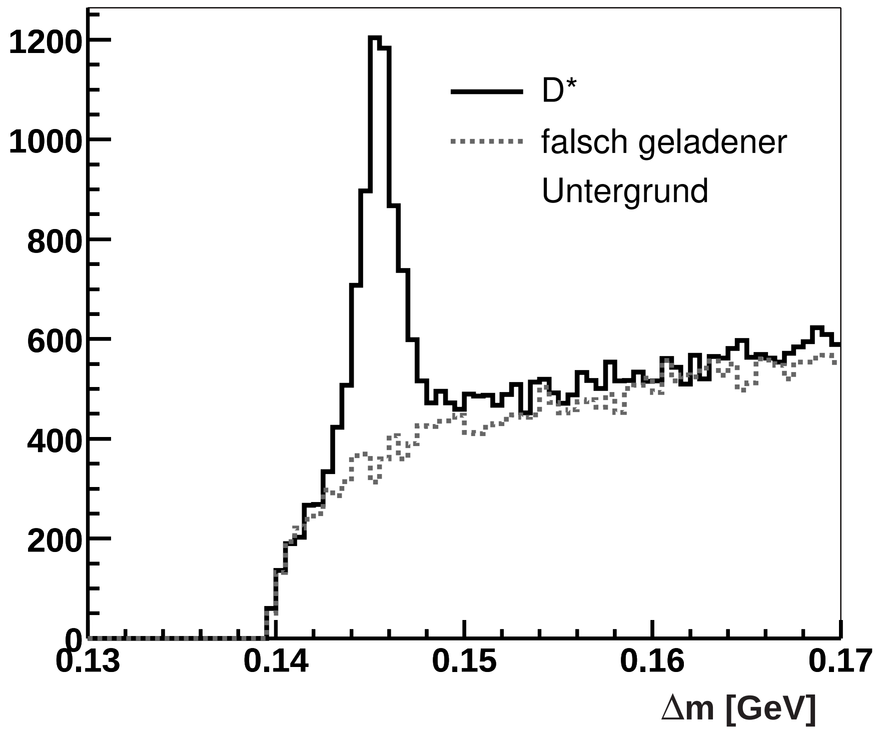


Abbildung 3.6: δm-Verteilung für die $D^{\star}$-Rekonstruktion.

unterdrückt. Hierbei bedeutet E_e die Strahlenergie des Elektrons. Die Größe z gibt an, welchen Anteil am Impuls des ausgetauschten Photons das $D^{\star}$-Meson erhält. Bei Ereignissen mit Charmquarks ist z groß, da die D-Mesonen aufgrund ihrer Massen einen großen Impulsanteil der Charmquarks aus dem harten Subprozess erhalten. Bei Ereignissen ohne Charmproduktion ist z demgegenüber klein. Um diese Ereignisse zu unterdrücken wurde hier die Bedingung $z > 0.1$ gewählt.
Für die Monte-Carlo Studien war ein solcher Schnitt nicht notwendig, da die Untersuchungen anhand von Monte-Carlo Datensätzen durchgeführt wurden, bei denen nur BGF-Prozesse (s. Abschnitt 1.3) mit Charmproduktion simuliert wurden, es also keinen „non-Charm"-Untergrund gab.

Kapitel 4

Rekonstruktion von Charmjets

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Rekonstruktion der Teilchen des hadronischen Endzustands beschrieben. Von diesen Teilchen ausgehend kann man nun versuchen, die Jets der Charmquarks zu rekonstruieren. Dazu wird das $D^{\star}$-Meson verwendet, das eines der beiden Charmquarks enthält.
In diesem Kapitel wird ein Verfahren zur Jetrekonstruktion vorgestellt, das eigens für die Rekonstruktion der Charmjets entwickelt wurde. Es wird dabei besonders berücksichtigt, dass Charmquarks bei ihrer Erzeugung nur sehr wenig kinetische Energie erhalten. Das Rekonstruktionsverfahren wird anschließend mit dem k_{t} Algorithmus verglichen, der oft in der tiefunelastischen Streuung zur Jetrekonstruktion benutzt wird.

4.1 Die Aufgaben des Jetalgorithmus

Ein Jet-Algorithmus stellt ein Verfahren dar, das es ermöglicht, Jets in einem gemessenen Ereignis zu definieren. Mit Jet wird dabei das Teilchenbündel bezeichnet, das bei der Fragmentation eines Partons aus dem harten Subprozess entsteht. Seine Definition ist physikalisch nicht eindeutig, weil die Zuordnung von Hadronen, die im Bereich zwischen zwei Jets entstehen, zu einem dieser Jets nicht eindeutig festgelegt werden kann. Deswegen steht ein Jetalgorithmus immer im Kontext seiner Anwendung, d.h. es gibt keinen „richtigen“ Jetalgorithmus, ohne dass vorher definiert wurde, welche Anforderungen der Algorithmus erfüllen soll.
Die wichtigste Eigenschaft eines Jets ist, dass er eine Beschreibung der Kinematik des zugrunde liegenden Partons ermöglicht. Das bedeutet, dass die gemessenen Viererimpulse der rekonstruierten Jets weitestgehend von Effekten der weichen QCD, insbesondere des Fragmentationsprozesses unabhängig sein sollten. Das erfordert unter anderem, dass ein Verfahren zur Jetrekonstruktion nicht sensitiv auf die Abstrahlung eines zum Parton kollinearen oder sehr weichen Gluons ist, da die Wirkungsquerschnitte für diese Abstrahlungen divergieren. Diese Eigenschaft von Jetalgorithmen nennt man Divergenzfreiheit.
Ein wichtiges Indiz für die Unabhängigkeit des Rekonstruktionsverfahrens vom Frag-

mentationsprozess ist die Stabilität der Rekonstruktionsergebnisse bei hinreichend kleinen Veränderungen der Parameter des Jetalgorithmus. Es wird also jeder Parameter so gewählt, dass er in einem Wertebereich liegt, in dem die Rekonstruktionsergebnisse nur schwach von ihm abhängen. Vom Rekonstruktionsverfahren fordert man außerdem Invarianz gegenüber Lorentztransformationen, der Jetalgorithmus soll also in verschiedenen Bezugssystemen dieselben Jets finden. Das schließt aber nicht aus, dass der Algorithmus in manchen Bezugssystemen die Jets effizienter rekonstruiert als in anderen.

Im Falle von Jets aus Charmquarks ergeben sich weitere Anforderungen daraus, dass Charmquarks hauptsächlich direkt an der Massenschwelle produziert werden (s. Abschnitt 1.6). Da es sich bei Jets aus Charmquarks also um sehr niederenergetische Jets handelt, sollte ein Verfahren zur Rekonstruktion dieser Jets auf Schnitte auf die Jetenergie oder den Jetimpuls verzichten, um Charmjets möglichst im gesamten Phasenraum der Charmproduktion rekonstruieren zu können. Erschwerend kommt dabei hinzu, dass die Bündelung eines Jets davon abhängt, wie groß sein Impuls ist (s. Abschnitt 1.6). Die hier untersuchten Charmjets sind entsprechend nur sehr schwach gebündelt, so dass sich die Jets im hadronischen Endzustand nur sehr undeutlich abzeichnen.

Allerdings vereinfacht sich das Rekonstruktionsverfahren, wenn man seine Anwendbarkeit einschränkt. In dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur Jetrekonstruktion untersucht, das die beiden Jets der im BGF-Prozess entstandenen Charmquarks rekonstruiert. In diesem Verfahren werden also genau zwei Jets gesucht. Dieses Rekonstruktionsprinzip ist deutlich anders als das Prinzip der meisten anderen Algorithmen, die versuchen möglichst alle Jets zu finden.

Um Ereignisse mit Charmproduktion zu selektieren, wurde das Verfahren nur bei Ereignissen mit einem $D^\star$-Kandidaten in der Signalregion (s. Abschnitt 3.3) angewendet.

4.2 Das Rekonstruktionsverfahren

Zur Rekonstruktion der beiden Jets aus dem harten Subprozess geht man von dem rekonstruierten $D^\star$-Kandidaten aus. Aufgrund seiner hohen Masse trägt das $D^\star$-Meson rund 75% des Jetimpulses. Da das $D^\star$-Meson im Fragmentationsprozess einen maximalen Transversalimpuls zum Charmquark von 300 MeV (s. Abschnitt 1.6) bekommt, ist der Impulsvektor des $D^\star$-Meson eine gute erste Näherung für die Richtung des Charmquarks. Der Vierervektor des $D^\star$ wird deshalb als Initiator für eine iterative Bestimmung des Jets verwendet. Ausgehend vom $D^\star$ wird dieser Jet rekonstruiert, indem alle Teilchen, die einen maximalen Abstand zum $D^\star$ nicht überschreiten, eingesammelt und dem Jet zugeordnet werden.

In Abbildung 4.1 ist das Verfahren dargestellt. Hierbei wird der Abstand ΔR der Teilchen des hadronischen Endzustands in η und ϕ zum Initiator, dem $D^\star$, bestimmt. Ist

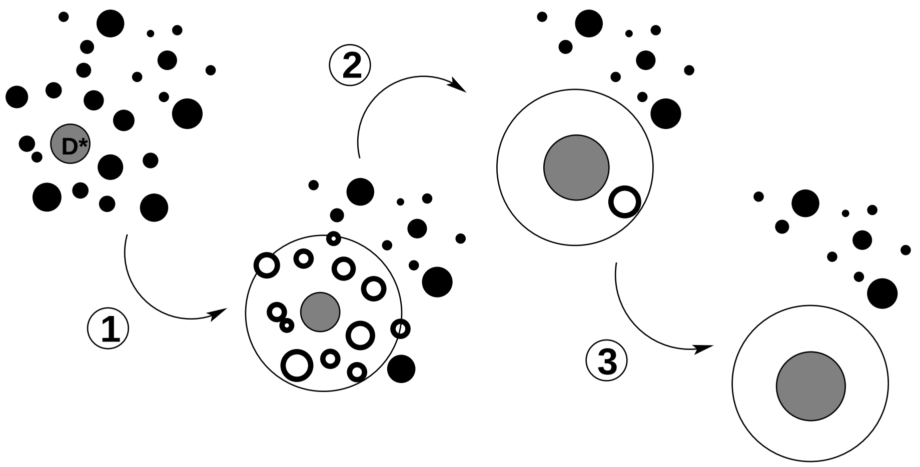


Abbildung 4.1: Das Verfahren der Jetrekonstruktion: 1. Ausgegangen wird von einem Initiator ($D^\star$). Alle Teilchen, deren Abstand ΔR zum Initiator kleiner ist als ein gegebener Radius, werden dem Jet zugeordnet. 2. Aus diesen Teilchen wird dann ein neuer Jetinitiator berechnet, indem die Vierervektoren der Teilchen aufsummiert werden. Alle Teilchen, deren Abstand zum neuen Initiator kleiner als der Jetradius ist, werden ebenfalls dem Jet zugeordnet. 3. Das Verfahren wird solange wiederholt, bis sich keine Teilchen mehr in der Umgebung des Jets befinden, die dem Jet nicht zugeordnet sind.

der Abstand

$$\Delta R(P_{\text{Teilchen}}, P_{D^\star}) = \sqrt{(\phi_{\text{Teilchen}} - \phi_{D^\star})^2 + (\eta_{\text{Teilchen}} - \eta_{D^\star})^2} \qquad (4.1)$$

kleiner als ein gegebener Jetradius R, so wird das Teilchen dem Jet zugeordnet. Der Summenvektor dieser Teilchen und des ursprünglichen Initiators (Vierervektor des $D^\star$-Meson) bildet dann den Initiator für die nächste Iteration des Jetalgorithmus. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis sich der Vierervektor des Initiators zwischen zwei Iterationen nicht mehr ändert, weil keine neuen Teilchen mehr zum Jet dazukommen.
In diesem Verfahren ist der Jetradius R ein freier Parameter, der das Verhalten der Rekonstruktion bestimmt. Wählt man ihn zu klein, wird nur ein Bruchteil des Jets gefunden, wählt man ihn hingegen zu groß, läuft man Gefahr, dass zu viele Teilchen dem Jet zugeordnet werden.
Ausgehend vom Jet mit dem $D^\star$, wird dann ein Initiator für den zweiten Jet gesucht. Dabei verwendet man das Wissen über den Produktionsprozess der beiden Quarks. In ihrem Schwerpunktsystem, dem γg-System werden die beiden Quarks mit antiparallelen Richtungen produziert. Sie haben also einen Winkel von 180° zueinander. Dieser Winkelabstand bleibt in ϕ auch bei Lorentztransformationen entlang der Protonrichtung (z-Achse) vom γg-System ins Labor- oder γp-System erhalten solange der Transversalimpuls des Gluons im Proton klein ist. Man erwartet also, dass die beiden

Jets einen großen Winkelabstand $\Delta\phi$ zueinander haben. Da es sich um Partonen aus dem harten Subprozess handelt, erwartet man zusätzlich, dass die Teilchen der beiden Jets mehr Energie haben als andere Teilchen im hadronischen Endzustand. Diese beiden Erkenntnisse kann man zu der Aussage zusammenfassen, dass ein Teilchen, bei dem das Produkt von Energie und Winkelabstand zum ersten Jet maximal ist, mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit aus dem zweiten Jet stammt.
Um diese Aussage in einen Algorithmus umzuwandeln, bestimmt man Metriken, die diese beiden Kriterien berücksichtigen, und sucht das Teilchen, bei dem der Abstand in einer der Metriken den größtem Wert hat. Dieses Teilchen dient dann als Initiator für den zweiten Jet, der genauso wird wie der erste Jet.
Die Rekonstruktion der beiden Jets wurde im γp-System durchgeführt, da diese Wahl des Bezugssystems es erlaubt, nur Teilchen in der Photonhemisphäre (s. Abschnitt 1.8) zu betrachten, und somit die Rekonstruktion vereinfacht.
Auf diese Weise kann man in jedem Ereignis mit einem rekonstruierten $D^\star$-Meson zwei Jets rekonstruieren. Es wird nicht nach weiteren Jets gesucht, da sich diese Arbeit auf Ereignisse aus BGF-Prozessen mit zwei Jets im Endzustand konzentriert. Ziel des Verfahrens ist es, beide Jets möglichst gut und effizient zu rekonstruieren. Darin unterscheidet sich dieses Verfahren, im Folgenden auch CHARM-Verfahren genannt, von anderen Jetalgorithmen, deren Ziel es ist, möglichst alle Jets zu rekonstruieren.

4.2.1 Die verwendeten Abstandsmetriken

Um den Initiator für den zweiten Jet zu bestimmen, wurden in dieser Arbeit sechs verschiedene Metriken untersucht und miteinander verglichen. Da sich das Grundprinzip der Metrik in dieser Anwendung, nämlich ein Produkt von Winkelabstand und Energie zu formulieren, nicht von dem der Metriken in anderen Jetalgorithmen unterscheidet, wurden einige der hier verwendeten Metriken von herkömmlichen Jetalgorithmen adaptiert.
Alle Metriken, die hier verwendet wurden, werden aus zwei Vierervektoren berechnet. Sie sind nicht notwendigerweise symmetrisch bezüglich der Vertauschung der beiden Teilchen, der zweite Vierervektor muss also immer derjenige des Jets sein.
Im Folgenden werden die einzelnen Metriken kurz vorgestellt.

Metrik A

Diese Metrik ist dem CDF-CONE Algorithmus [33] nachempfunden. Hier wird also nur ein Winkelabstand bestimmt. Die Energie geht in die Abstandsberechnung nicht ein.

$$d\left(P_{\text{Teilchen}}, P_{\text{Jet}}\right) = \Delta R\left(P_{\text{Teilchen}}, P_{\text{Jet}}\right) = \sqrt{\left(\phi_{\text{Teilchen}} - \phi_{\text{Jet}}\right)^2 + \left(\eta_{\text{Teilchen}} - \eta_{\text{Jet}}\right)^2} \tag{4.2}$$

Metrik B

Metrik B wurde dem JADE Algorithmus [34] entnommen. Hier wird neben den Energien der beiden Vierervektoren auch der Winkel der Vektoren zueinander verwendet. Die Metrik entspricht dem Impuls der Teilchen senkrecht zu ihrer gemeinsamen Bewegungsrichtung.

$$d\left(P_{\mathrm{Teilchen}}, P_{\mathrm{Jet}}\right) = 2 \cdot E_{\mathrm{Teilchen}} \cdot E_{\mathrm{Jet}} \left(1 - \cos\left(\theta(\vec{p}_{\mathrm{Teilchen}}, \vec{p}_{\mathrm{Jet}})\right)\right) \tag{4.3}$$

Metrik C

Metrik C wurde aus dem LUCLUS Algorithmus [35] adaptiert. Ähnlich der Metrik B wird hier auch der Impuls der Teilchen senkrecht zu ihrer gemeinsamen Bewegungsrichtung bestimmt. Im Unterschied zu Metrik B wird dieser Impuls aber durch die Summe der beiden Impulsbeträge geteilt, so dass die Metrik den Impulsanteil senkrecht zur gemeinsamen Bewegungsrichtung darstellt.

$$d\left(P_{\mathrm{Teilchen}}, P_{\mathrm{Jet}}\right) = \frac{2 \cdot |\vec{p}_{\mathrm{Teilchen}}| \cdot |\vec{p}_{\mathrm{Jet}}| \left(1 - \cos\left(\theta(\vec{p}_{\mathrm{Teilchen}}, \vec{p}_{\mathrm{Jet}})\right)\right)}{|\vec{p}_{\mathrm{Teilchen}}| + |\vec{p}_{\mathrm{Jet}}|} \tag{4.4}$$

Metrik D

Diese Metrik ist dem DURHAM k_{t} Algorithmus [36] nachempfunden. Es wird wieder ein Impuls senkrecht zur gemeinsamen Bewegungsrichtung bestimmt, wobei diesmal nicht beide Impulse eingehen, sondern nur der kleinere von beiden, so dass es sich um den minimalen Impuls senkrecht zur gemeinsamen Bewegungsrichtung handelt.

$$d\left(P_{\mathrm{Teilchen}}, P_{\mathrm{Jet}}\right) = \min\left(E_{\mathrm{Teilchen}}, E_{\mathrm{Jet}}\right)^2 \left(1 - \cos\left(\theta(\vec{p}_{\mathrm{Teilchen}}, \vec{p}_{\mathrm{Jet}})\right)\right) \tag{4.5}$$

Metrik E

Bei Metrik E handelt es sich um einen Spezialfall. Sie wurden nicht von einem anderen Algorithmus adaptiert, sondern wurde aus dem Ansatz entwickelt, die oben erläuterten Kriterien direkt umzusetzen. Es handelt sich bei der Metrik um das Produkt von Impulsbetrag des Teilchens und ΔR.

$$d\left(P_{\mathrm{Teilchen}}, P_{\mathrm{Jet}}\right) = |\vec{p}_{\mathrm{Teilchen}}| \cdot \Delta R\left(P_{\mathrm{Teilchen}}, P_{\mathrm{Jet}}\right) \tag{4.6}$$

Metrik F

Diese Metrik ist dem JADE-E Algorithmus [37] nachempfunden. Das Abstandskriterium ist hier die invariante Masse des Systems der beiden Teilchen.

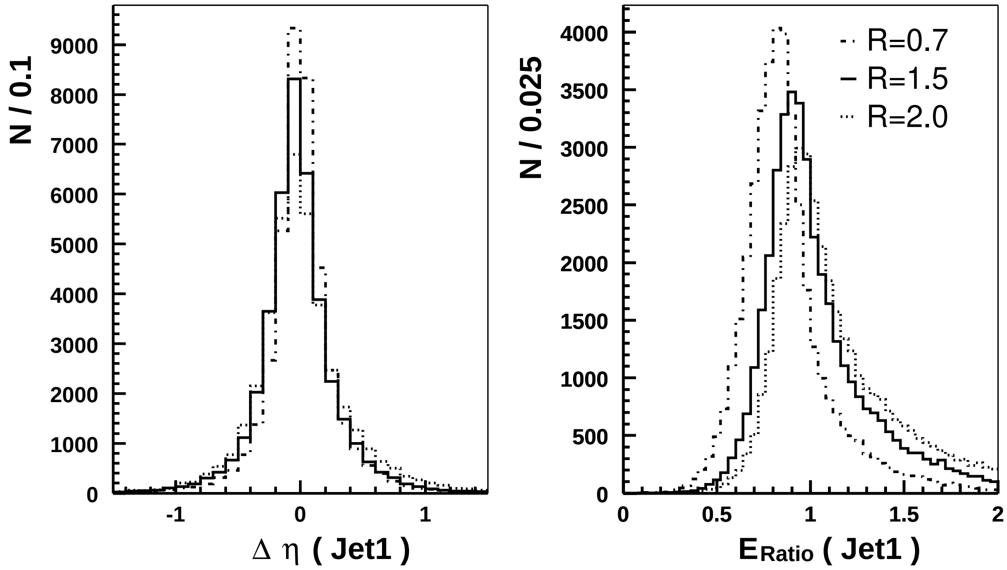
$$d\left(P_{\mathrm{Teilchen}}, P_{\mathrm{Jet}}\right) = m_{\left(P_{\mathrm{Teilchen}} + P_{\mathrm{Jet}}\right)} \tag{4.7}$$

Zwischen der Verwendung der Metriken in den zugehörigen Jetalgorithmen und der Verwendung bei dem hier vorgestellten Verfahren besteht ein grundlegender Unterschied. Hier wird mit der Metrik ein Abstand berechnet, der maximiert werden soll, während in den anderen Algorithmen Minima gesucht werden. Welche der Metriken für diese Verwendung geeignet sind, war Teil der hier vorgestellten Untersuchung.

4.3 Die Ergebnisse der Rekonstruktion

Um zu überprüfen, dass mit diesem Verfahren wirklich die beiden Jets aus dem harten BGF-Subprozess gefunden werden, wurden anhand von mit Monte-Carlo Generatoren[1] erzeugten Ereignissen die Ergebnisse der Jetrekonstruktion mit den ursprünglichen Charmquarks verglichen. Dabei wurde vor allem überprüft, wie gut Energie und Richtung der rekonstruierten Charmjets mit denen der generieren Quarks übereinstimmt.
Da das $D^\star$-Meson einen großen Impulsanteil des ursprünglichen Charmquarks trägt, beobachtet man eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Jet mit dem $D^\star$ und dem Charmquark. In Abbildung 4.2 sind die Größen $\Delta\eta = \eta(\text{Jet1}) - \eta(\text{Quark1})$ und $E_{\text{Ratio}} = E(\text{Jet1})/E(\text{Quark1})$ für den ersten Jet dargestellt. Dabei sind jeweils drei Verteilungen gezeigt, die mit drei unterschiedlichen Jetradien R erzeugt wurden. Man kann beobachten, dass die rekonstruierte Jetrichtung weitgehend unabhängig vom gewählten Jetradius ist, und dass sich auch die Verteilung des Energieverhältnisses nur schwach mit dem Radius ändert. Mit dem Jetradius $R = 1.5$ (durchgezogene Linie) erreicht man eine sehr gute Übereinstimmung von Jet und Quark.
Die Rekonstruktion des zweiten Jets hängt nicht nur von der Wahl des Jetradius, sondern auch von der Metrik ab, die bei der Bestimmung des Initiators für den zweiten Jet verwendet wurde. In Abbildung 4.3 ist für den zweiten Jet die Verteilung von $\Delta\eta$ über $\eta(\text{Jet2})$ aufgetragen. Man sieht, dass $\eta(\text{Jet2})$ immer positiv ist, da für die Rekonstruktion der beiden Jets nur Teilchen aus der Photonhemisphäre mit $\eta > 0$ zugelassen wurden.
Die Abbildung zeigt, dass nicht alle Metriken für diese Aufgabe geeignet sind. Während die Metriken C, D und E den zweiten Jet mit einer guten Übereinstimmung zum Quark rekonstruieren, haben die Metriken A, B und F die Tendenz, anstelle der Teilchen des zweiten Jets Teilchen aus dem Protonrest zum Jet zu rekonstruieren. Man beobachtet in den Verteilungen statt der Anhäufung bei $\Delta\eta \approx 0$, dass viele Einträge bei negativen Werten von $\Delta\eta$ liegen. Das entspricht der Tatsache, dass der zweite Jet mit Tendenz zur Protonrichtung rekonstruiert wurde. Die Metriken A, B und F sind also für dieses Verfahren nicht geeignet und werden im Folgenden nicht mehr betrachtet.
Um zu überprüfen, ob die übrigen Metriken wirklich unabhängig von den Teilchen

[1]Die hier vorgestellten Untersuchungen wurden wenn nicht anderes vermerkt mit einem AROMA Monte-Carlo gemacht.



Radius	$\Delta\eta$	E_{Ratio}
0.7	$\mu = 0.000 \quad \sigma = 0.277$	$\mu = 0.87 \quad \sigma = 0.236$
1.5	$\mu = -0.025 \quad \sigma = 0.307$	$\mu = 1.02 \quad \sigma = 0.274$
2.0	$\mu = -0.002 \quad \sigma = 0.362$	$\mu = 1.10 \quad \sigma = 0.294$

Abbildung 4.2: Die Größen $\Delta\eta(\text{Jet1}) = \eta(\text{Jet1}) - \eta(\text{Quark1})$ und $E_{\text{Ratio}} = E(\text{Jet1})/E(\text{Quark1})$ zur Überprüfung der Rekonstruktion des ersten Jets für drei verschiedene Jetradien. Da dieser Jet hauptsächlich aus dem $D^{\star}$ besteht, beobachtet man eine gute Übereinstimmung zwischen Jet und Charmquark. Die Tabelle gibt eine Übersicht über die Mittelwerte und die Standardabweichungen der gezeigten Verteilungen.

im Protonrest sind, wurde das Rekonstruktionsverfahren mit den drei Metriken C, D und E ohne den Ausschluss der Protonhemisphäre wiederholt (s. Abb. 4.4). Man kann beobachten, dass die Metriken C und D mehr Einträge bei großen Werten von $-\Delta\eta$ aufweisen, als in der vorherigen Abbildung. Die meisten Einträge finden sich aber immer noch im Bereich $\Delta\eta \approx 0$, d.h., dass das Verfahren mit diesen beiden Metriken stabil den zweiten Jet aus dem harten Subprozess findet. Im Gegensatz zu den Metriken C und D zeigt Metrik E nur sehr wenig Einträge bei großen Werten von $-\Delta\eta$ auf. Metrik E ist also die für dieses Verfahren die am besten geeignete Metrik. Bei allen nachfolgenden Studien wurde nur noch diese Metrik betrachtet.
Nach der Entscheidung für die beste Rekonstruktionsmetrik stellte sich die Frage, mit welchem Jetradius die Jetenergie am besten rekonstruiert wird. In Abbildung 4.5 werden Richtung und Energie des rekonstruierten zweiten Jets und dem dazugehörigen Parton für verschiedene Jetradien verglichen. Gezeigt wird wieder die Verteilung von $\Delta\eta$ und das Verhältnis von Jetenergie zur Quarkenergie für verschiedene Jetradien,

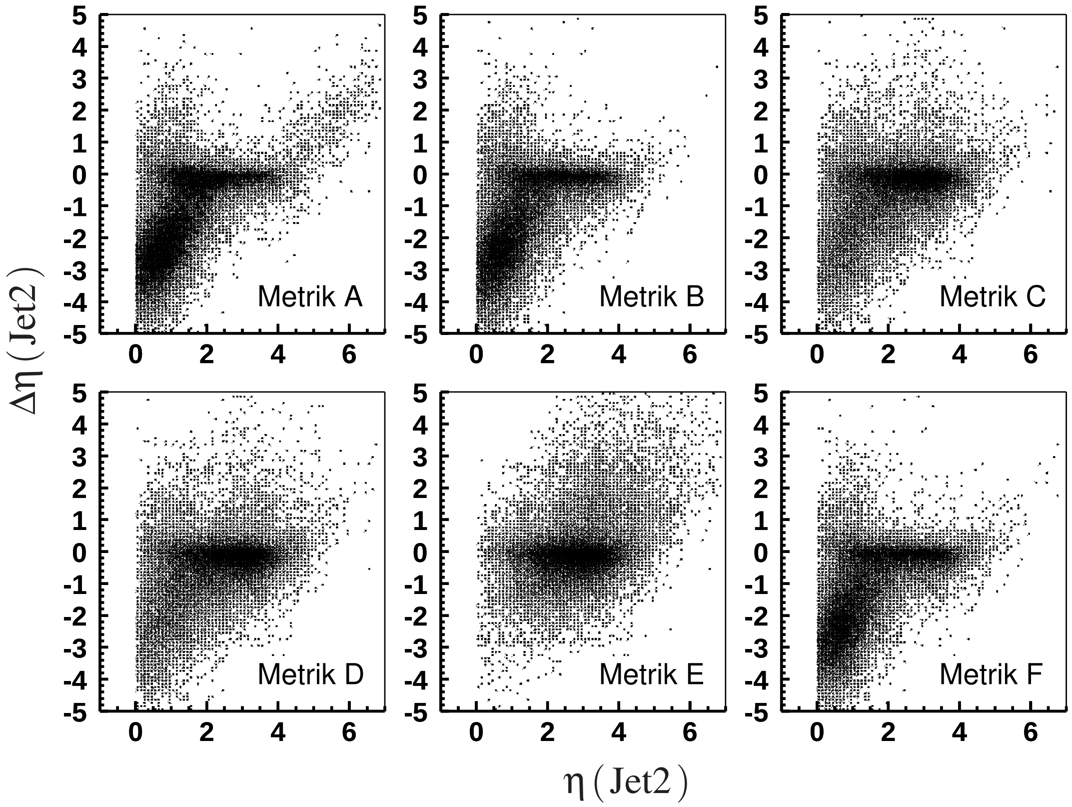


Abbildung 4.3: Überprüfung der Rekonstruktion des zweiten Jets. Auf der Abszisse ist jeweils η(Jet2) aufgetragen, auf der Ordinate die Differenz $\Delta\eta$ für den zweiten Jet. Eine Anhäufung bei $\Delta\eta = 0$ weist auf eine gute Übereinstimmung zwischen Jet und Quark hin eine Anhäufung bei $\Delta\eta < 0$ bedeutet, dass anstelle von Teilchen aus dem zweiten Jet Teilchen des Protonrests zum Jet rekonstruiert werden.

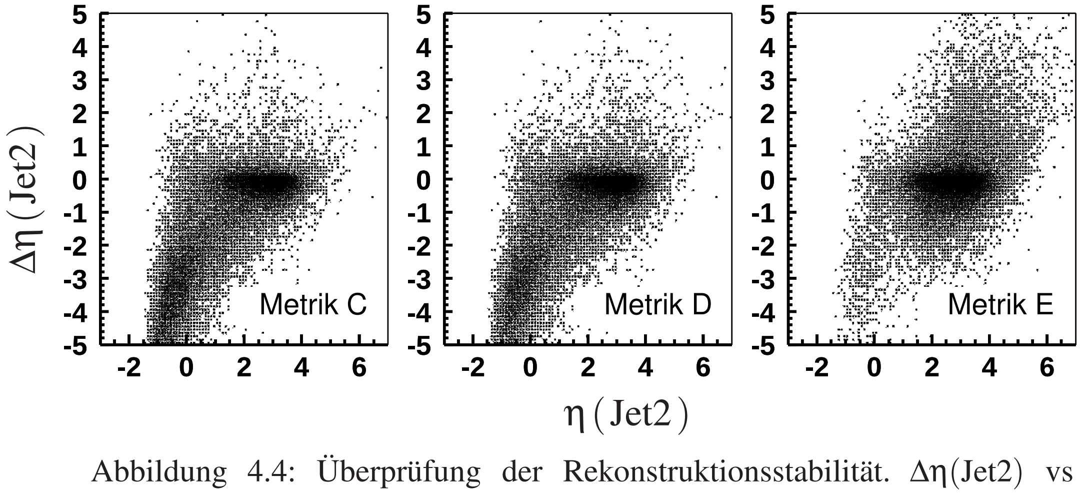
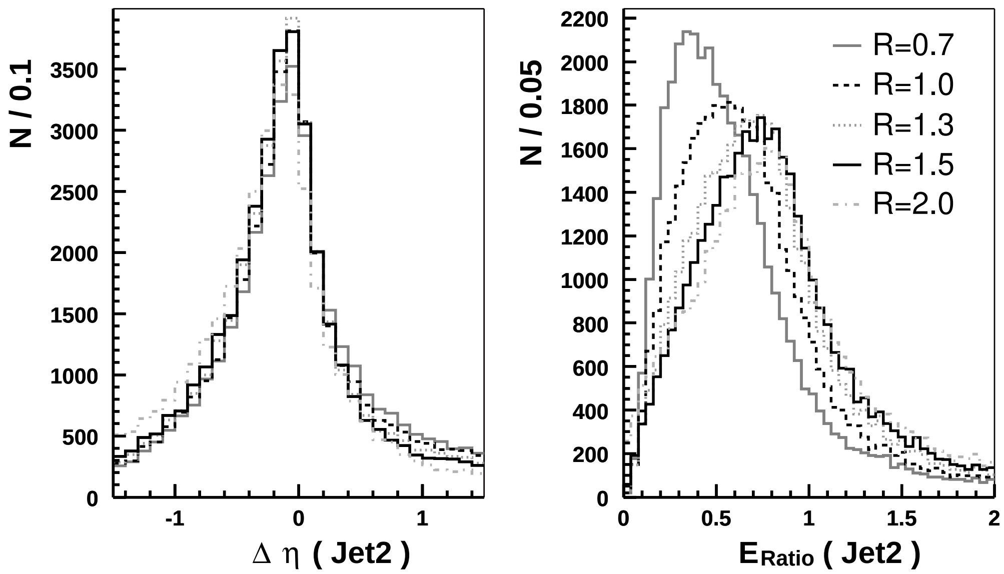


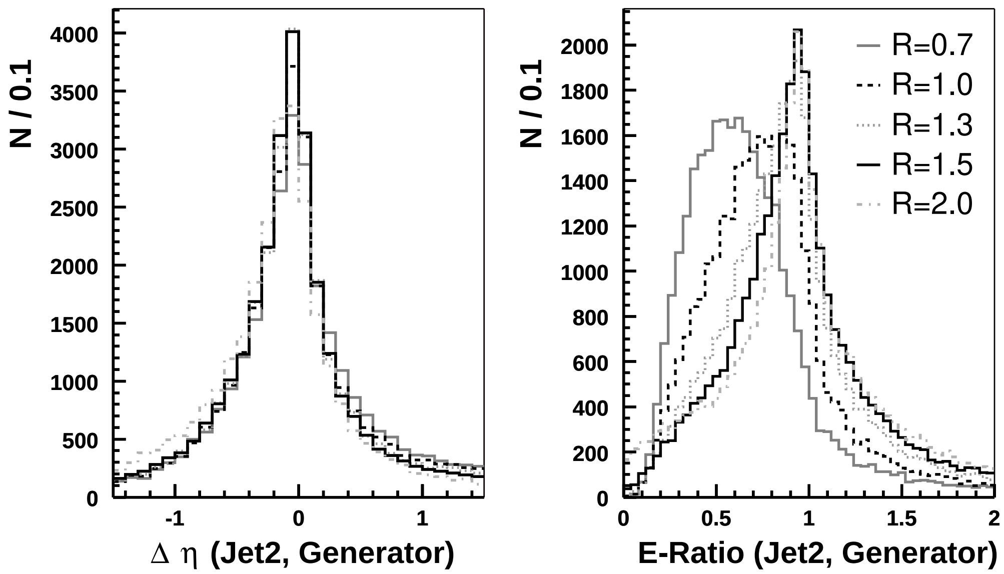
Abbildung 4.4: Überprüfung der Rekonstruktionsstabilität. $\Delta\eta$(Jet2) vs η(Jet2) des zweiten Jets ohne Ausschluss der Protonhemisphäre.



Radius	$\Delta\eta$		E_{Ratio}	
0.7	$\mu = -0.055$	$\sigma = 0.585$	$\mu = 0.59$	$\sigma = 0.357$
1.0	$\mu = -0.083$	$\sigma = 0.576$	$\mu = 0.67$	$\sigma = 0.369$
1.3	$\mu = -0.117$	$\sigma = 0.562$	$\mu = 0.75$	$\sigma = 0.381$
1.5	$\mu = -0.139$	$\sigma = 0.557$	$\mu = 0.79$	$\sigma = 0.391$
2.0	$\mu = -0.217$	$\sigma = 0.565$	$\mu = 0.80$	$\sigma = 0.417$

Abbildung 4.5: $\Delta\eta(\text{Jet2})$ und E_{Ratio} für den zweiten Jet. Gezeigt werden die Verteilungen mit jeweils 5 verschiedenen Jetradien. Die Tabelle gibt eine Übersicht über die Mittelwerte und die Standardabweichung der Verteilungen.

diesmal für den zweiten Jet. Um besser abschätzen zu können, welche Auswirkung der Jetradius auf die Jetrekonstruktion hat, sind in der Tabelle unter der Abbildung die Mittelwerte und die Standardabweichungen der gezeigten Histogramme angegeben.
Man kann in der linken Verteilung ($\Delta\eta$) beobachten, dass die Rekonstruktion der Jetrichtung stabil ist unter Veränderungen des Jetradius. Die Standardabweichung ist beim zweiten Jet deutlich größer als beim Jet mit dem $D^{\star}$. Sie liegt für alle Jetradien bei Werten von $0.55 - 0.58$, im Vergleich zu ~ 0.3 beim ersten Jet.
Das Energieverhältnis (E_{Ratio}) verändert sich dagegen sehr deutlich mit dem Jetradius. Bei Jetradien $R < 1.3$ liegen Maximum und Mittelwert deutlich unterhalb von 1. Diese Radien sind also zu klein um den Jet vollständig zu rekonstruieren. Erst ab $R \approx 1.3$ erreicht man, dass das Maximum der Verteilung ungefähr bei 0.8 liegt und sich auch für größere Werte von R nicht ändert. Alle Kurven haben lange Ausläufer zu sehr großen Werten des Energieverhältnisses.



Radius	$\Delta\eta$		E_{Ratio}	
0.7	$\mu = -0.013$	$\sigma = 0.315$	$\mu = 0.66$	$\sigma = 0.417$
1.0	$\mu = -0.037$	$\sigma = 0.328$	$\mu = 0.77$	$\sigma = 0.425$
1.3	$\mu = -0.061$	$\sigma = 0.344$	$\mu = 0.87$	$\sigma = 0.444$
1.5	$\mu = -0.078$	$\sigma = 0.356$	$\mu = 0.92$	$\sigma = 0.465$
2.0	$\mu = -0.158$	$\sigma = 0.393$	$\mu = 0.93$	$\sigma = 0.519$

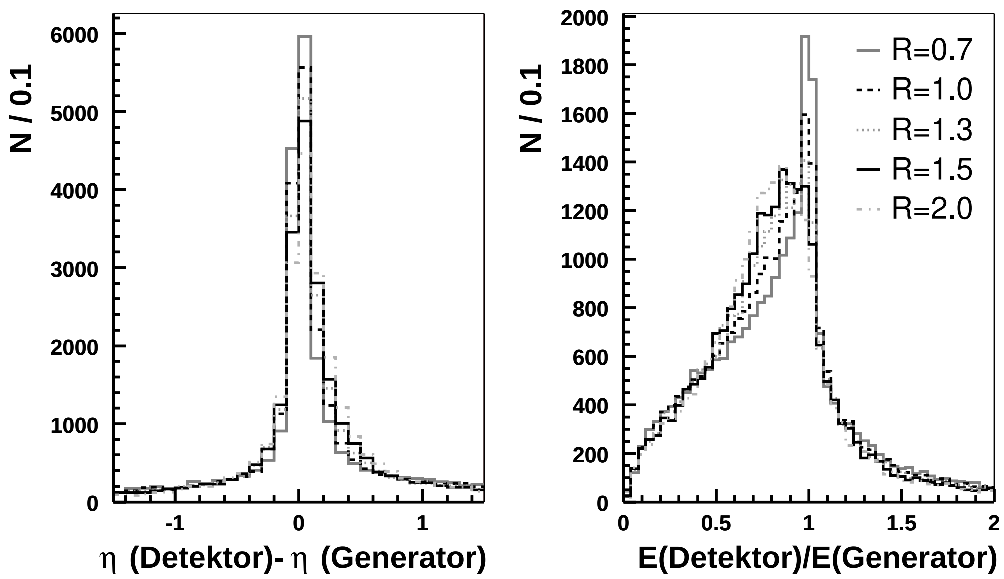
Abbildung 4.6: $\Delta\eta(\text{Jet2})$ und E_{Ratio} für den zweiten Jet, rekonstruiert auf dem Niveau der generierten Hadronen. Gezeigt werden die Verteilungen mit jeweils 5 verschiedenen Jetradien. Die Tabelle gibt eine Übersicht über die Mittelwerte und die Standardabweichung der Verteilungen.

Eine optimale Rekonstruktion erreicht man mit einem Jetradius von $R = 1.5$ (durchgezogene Linie), da mit diesem Radius in der $\Delta\eta$ keine besonders großen Ausläufer beobachtet werden und im Jet genügend Energie rekonstruiert wird. Dieser Radius wurde sowohl für die Rekonstruktion des $D^\star$-Jets als auch für die des zweiten Jets gewählt.

Dieser Radius ist größer als bei anderen Rekonstruktionsverfahren üblich [33]. Er entspricht aber den Erwartungen für die niederenergetischen Jets, die hier beobachtet wurden. In [38] wurde gezeigt, dass man für Jets, deren Energieanteil an der Schwerpunktsenergie kleiner als 1% ist, Radien von größer als 1 erwartet. Das entspricht der Situation, die hier beobachtet wurde. Zusätzlich beobachtet man, dass beim Zerfall des Hadrons mit dem Charmquark die Tochterteilchen sehr viel kinetische Energie erhalten und deswegen viel Transversalimpuls relativ zum Jet haben können. Sie werden also nicht immer im Jet rekonstruiert, so dass dem rekonstruierten Jet Energie fehlt.

Als nächstes wurde überprüft, ob man auch bei den Jets, die aus den generierten Hadronen der Monte-Carlo Simulation rekonstruiert wurden, einen großen Jetradius bevorzugt, oder ob die Jets durch die Akzeptanz und die Auflösung des Detektors verbreitert wurden. Dazu wurde das Rekonstruktionsverfahren im Monte-Carlo Datensatz auf die generierten Hadronen angewendet, bevor diese die Detektorsimulation und -rekonstruktion durchlaufen. Abbildung 4.6 zeigt wieder die Größen $\Delta\eta$ und E_{Ratio} für den zweiten Jet, der diesmal aber auf der Ebene der generierten Hadronen rekonstruiert wurde. Hier kann man dieselbe Abhängigkeit der Jetrekonstruktion von dem gewählten Jetradius beobachten, wie bei der Jetrekonstruktion auf dem Detektorniveau. Die Jetrichtung ist unabhängig von dem gewählten Radius und zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Jet und ursprünglichem Quark. Die $\Delta\eta$-Verteilungen sind ein bisschen schmaler als beim zweiten Jet auf Detektorniveau, wie man das für den Jet der generierten Teilchen auch erwartet. Die rekonstruierte Jetenergie zeigt eine deutlich stärkere Abhängigkeit vom gewählten Jetradius, als bei der Rekonstruktion auf Detektorniveau beobachtet wurde. Bei kleinen Radien wird der Jet mit zu wenig Energie rekonstruiert, was man an den Mittelwerten erkennt. Bei den Radien um 1.5 erreicht eine praktische vollständige Rekonstruktion der Partonenergie und bei dem Jetradius $R = 2.0$ hat der Jet in vielen Ereignissen zu viel Energie.
Auch auf dem Niveau der generierten Hadronen liegt der optimale Jetradius bei $R = 1.5$. Man beobachtet also keine Verbreiterung der Jets durch Detektoreffekte. Die gute Übereinstimmung der Jets auf Generator- und Detektorniveau ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Der Vergleich der Jets auf Detektor- und Generatorniveau wurde wieder mit fünf verschiedenen Jetradien durchgeführt. Dabei hängen die hier gezeigten Verteilungen nur sehr schwach vom gewählten Radius ab. Eine solche Abhängigkeit würde man beobachten, wenn durch den Einfluss des Detektors die Struktur der Jets verändert worden wäre.
Erwartungsgemäß zeigt die Verteilung $\eta(\mathrm{Detektor}) - \eta(\mathrm{Generator})$ ein klares Maximum beim Wert 0. Die Richtung der beiden Jets ist also identisch. Das Energieverhältnis der beiden Jets $E(\mathrm{Detektor})/E(\mathrm{Generator})$ liegt im Mittel deutlich unterhalb des Idealwerts 1. Die Ursache hierfür ist, dass generierten Teilchen nicht immer beobachtet werden und vollständig rekonstruiert werden. Zusätzlich kommt es bei Teilchen, die erst im Detektor zerfallen, vor, dass nicht alle Zerfallsprodukte im Jet des Teilchen rekonstruiert werden. Oberhalb von 1 fallen die gezeigten E_{Ratio}-Verteilungen sehr stark ab. Es kommt also nur sehr selten vor, dass ein Jet auf Detektorniveau mit mehr Energie rekonstruiert wird als auf Generatorniveau.

Das Rekonstruktionsverfahren ist so angelegt, dass in jedem Ereignis mit einem $D^{\star}$-Kandidaten zwei Jets rekonstruiert werden, unabhängig davon, ob eines der beiden Charmquarks vor der Fragmentation ein Gluon abgestrahlt hat, oder weitere Partonen im Endzustand aufgetreten sind. Um weitere Jets, zum Beispiel von abgestrahlten Gluonen, ebenfalls zu rekonstruieren, könnte man das Verfahren um eine Iteration erweitern, indem man mit derselben Metrik einen Initiator für einen dritten Jet sucht, der idealerweise von beiden Quarks einen maximalen Abstand haben sollte.



Radius	$\Delta\eta$	E_{Ratio}
0.7	$\mu = 0.060 \quad \sigma = 0.489$	$\mu = 0.83 \quad \sigma = 0.373$
1.0	$\mu = 0.064 \quad \sigma = 0.480$	$\mu = 0.82 \quad \sigma = 0.364$
1.3	$\mu = 0.072 \quad \sigma = 0.465$	$\mu = 0.81 \quad \sigma = 0.353$
1.5	$\mu = 0.080 \quad \sigma = 0.459$	$\mu = 0.80 \quad \sigma = 0.344$
2.0	$\mu = 0.102 \quad \sigma = 0.450$	$\mu = 0.79 \quad \sigma = 0.338$

Abbildung 4.7: Direkter Vergleich der rekonstruierten Jets auf Generator- und Detektorniveau. $\eta(\mathrm{Detektor}) - \eta(\mathrm{Generator})$ und $E(\mathrm{Detektor})/E(\mathrm{Generator})$ für fünf verschiedene Jetradien. Die Tabelle gibt eine Übersicht über die Mittelwerte und die Standardabweichung der Verteilungen.

4.4 Die Rekonstruierten Charmjets

In Abbildung 4.8 werden die rekonstruierten Jets verglichen. Dabei werden ihre Verteilungen für die Jetenergie, den Transversalimpuls und die Jetmultiplizität gezeigt. Damit die Jets auch im zentralen Detektorbereich enthalten sind, wurden nur Ereignisse gewählt, bei denen im Laborsystem gilt $|\eta(\mathrm{Jet2})| < 2$. Der erste Jet ist gut im Detektor enthalten, weil er das $D^\star$-Meson enthält, für das gilt $|\eta(D^\star)| < 1.5$. In der linken Spalte der Abbildung ist jeweils die Verteilung des $D^\star$-Jets, in der rechten die des anderen Jets gezeigt.
Man beobachtet, dass sich die Verteilungen der beiden Jets unterscheiden. Diese Unterschiede beruhen auf der Tatsache, dass im ersten Jet das $D^\star$-Meson immer komplett enthalten ist, während es beim zweiten Jet vorkommen kann, dass ein Teilchen aus dem Zerfall eines D-Mesons nicht im zweiten Jet rekonstruiert wird, da es im Zerfall einen

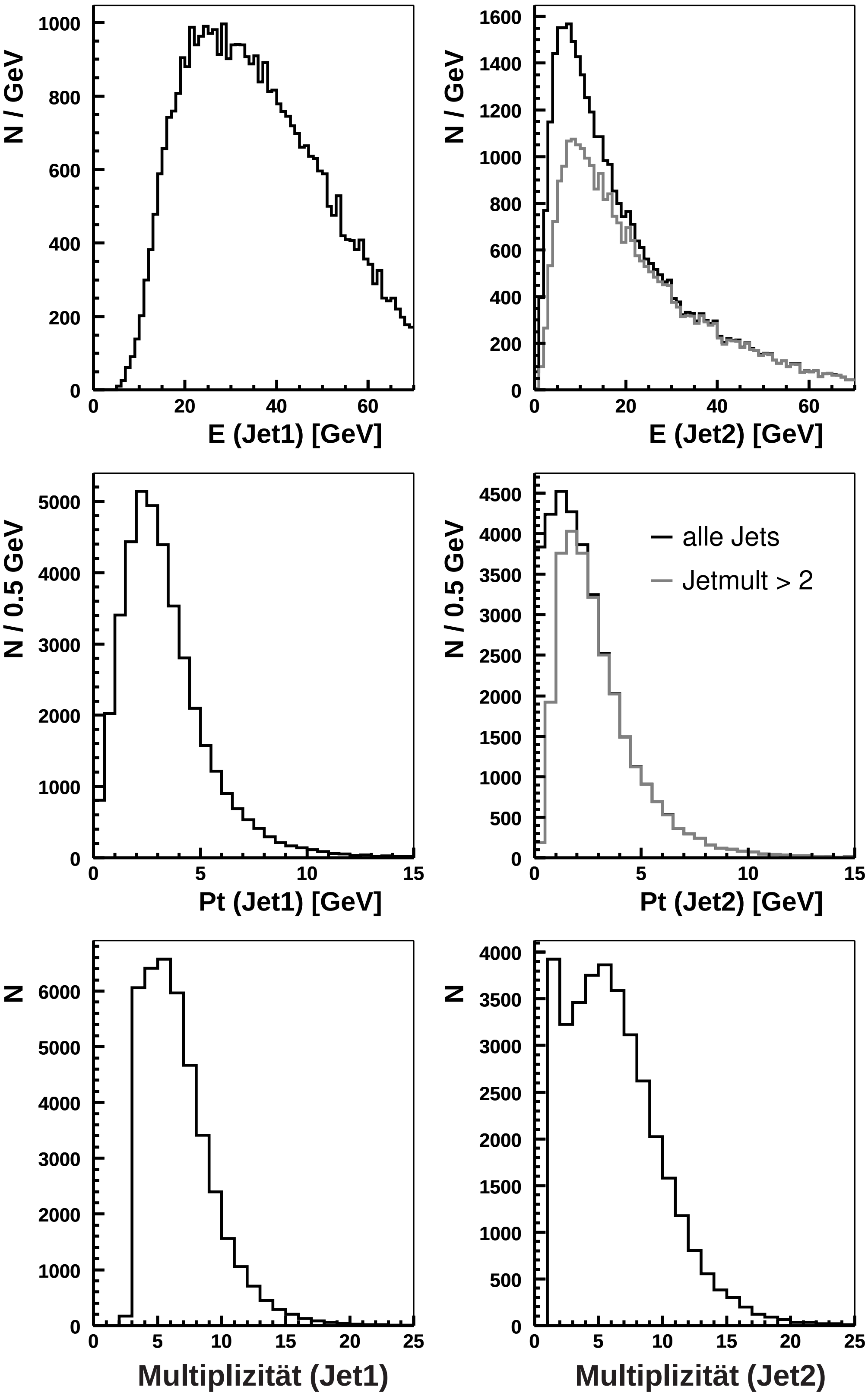


Abbildung 4.8: Energie, Transversalimpuls und Multiplizität der rekonstruierten Jets: $D^{\star}$-Jet links, der zweite Jet rechts. Bei den Verteilungen für den zweiten Jet sind in grau die Verteilungen für Jets mit mindestens drei Teilchen eingetragen (Jetmultiplizität > 2).

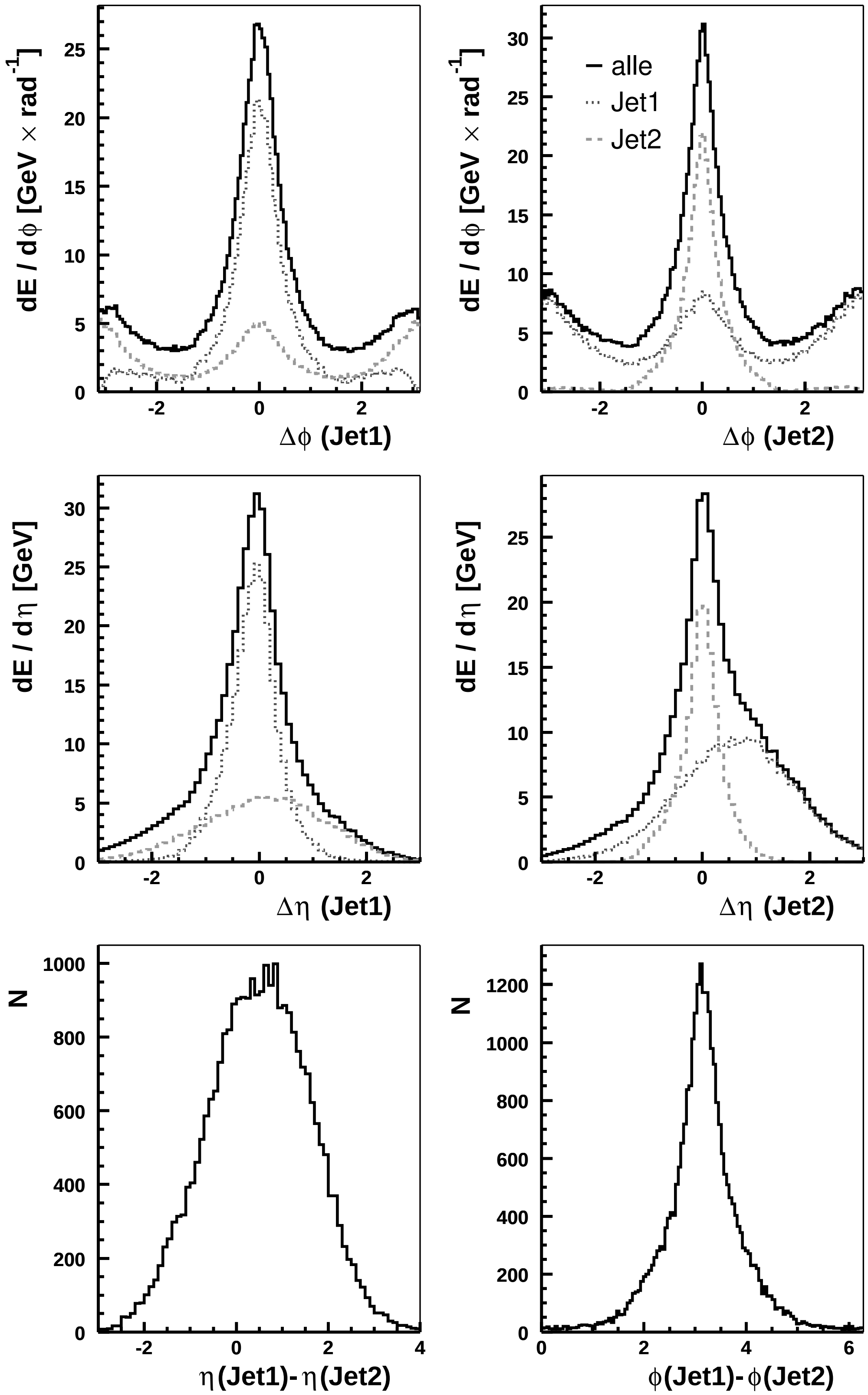


Abbildung 4.9: Oben: Die Energieprofile von Jet1 (links) und Jet2 (rechts) in ϕ. Mitte: Die Energieprofile von von Jet1 (links) und Jet2 (rechts) in η. Bei allen Profilen zeigt die durchgezogene Linie den Beitrag aller Teilchen, die gepunktete Linie den Beitrag der Teilchen aus dem ersten Jet und die gestrichelte Linie den Beitrag der Teilchen aus dem zweiten Jet. Unten links: Der Abstand der beiden Jets in η. Unten rechts: Der Abstand der beiden Jets in ϕ.

großen Transversalimpuls zur ursprünglichen Quarkrichtung bekommen hat. Das bewirkt, dass der zweite Jet mit weniger Energie und Impuls rekonstruiert wird als der erste, in dem ja alle Teilchen aus dem $D^{\star}$-Zerfall enthalten sind. Dabei liegt der Mittelwert der Energieverteilung beim ersten Jet bei $\mu = 35.3\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 14.5\,\mathrm{GeV}$, beim zweiten Jet bei $\mu = 19.3\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 14.7\,\mathrm{GeV}$. Der erste Jet wird also mit erheblich mehr Energie rekonstruiert, als der zweite.

Bei den p_t-Verteilungen sind die Unterschiede zwischen den beiden Jets auch erkennbar, aber weniger stark ausgeprägt. Der mittlere Transversalimpuls des ersten Jets liegt bei $3.3\,\mathrm{GeV}$, beim zweiten Jet bei $2.5\,\mathrm{GeV}$. Der Unterschied ist also nicht mehr so auffällig.

In der untersten Zeile sind die Verteilungen der Jetmultiplizitäten dargestellt. Durch das $D^{\star}$-Meson, das im ersten Jet gefordert wird, besteht der erste Jet automatisch aus mindestens drei Teilchen, den Zerfallsteilchen des $D^{\star}$-Mesons. Der zweite Jet besteht hingegen bei einigen Ereignissen nur aus einem oder zwei Teilchen. Dieser Fall tritt auf, wenn als Initiator für den zweiten Jet ein isoliertes Teilchen gewählt wurde.

Für die Identifizierung des zweiten Charmquarks sind Jets aus isolierten Teilchen nicht geeignet, da bei der hier vorgestellten Methode der Transversalimpuls des langsamen Pions zur Jetachse betrachtet wird. Eine Jetachse kann aber nur sinnvoll definiert werden, wenn der Jet aus mindestens drei Teilchen besteht. Zusätzlich erwartet man auch für einen Jet mit einem fragmentierenden Charmquark, das beim Zerfall des Hadrons mit dem Charmquark mindestens drei Teilchen entstehen. Deswegen wird im Folgenden an den zweiten Jet die Bedingung gestellt, dass er aus mindestens drei Teilchen besteht.

In Abbildung 4.8 wird gezeigt, welche Auswirkung diese Forderung auf den rekonstruierten Jet hat. In den Abbildungen auf der rechten Seite sind neben den Verteilungen für alle zweiten Jets auch die Verteilungen für die zweiten Jets gezeigt, die aus mindestens drei Teilchen bestehen. Man sieht, dass man mit dieser Forderung vor allem solche Jets verliert, die nur sehr wenig Energie und sehr wenig Transversalimpuls besitzen. Der Mittelwert der Energieverteilung hat für die Jets mit drei Teilchen auf $\mu = 21.9\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 15.0\,\mathrm{GeV}$ leicht zugenommen. Ebenso der Mittelwert der p_t-Verteilung, der für Jets mit drei Teilchen $\mu = 3.01\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 1.97\,\mathrm{GeV}$ beträgt.

In Abbildung 4.9 (oben und Mitte) sind die Profile der beiden Jets gezeigt. Dabei zeigt die durchgezogene Linie den Beitrag aller Teilchen im Ereignis, die gepunktete Linie den Beitrag der Teilchen des ersten Jets und die gestrichelte Linie den Beitrag der Teilchen aus dem zweiten Jet. Dabei wurde gefordert, dass im zweiten Jet mindestens drei Teilchen enthalten sind.

In den Profilen in ϕ beobachtet man, dass der erste Jet sehr große Ausläufer zu großen Winkeln hat. Diese treten im Profil des zweiten Jets als Maximum bei $\Delta\phi = 0$ auf. Sie werden von Tochterteilchen des D^0 verursacht, die durch die beim D^0-Zerfall freiwerdende Energie viel Transversalimpuls zur Jetrichtung bekommen, aber bei der Rekonstruktion trotzdem dem ersten Jet zugeordnet werden, da das rekonstruierte $D^{\star}$-Meson dem ersten Jet zugeordnet wird. Umgekehrt bedeutet das auch, dass nicht alle Teilchen aus dem Zerfall des Hadrons mit dem Charmquark im zweiten Jet enthalten sind.

Bei den η-Profilen wird dieser Effekt nicht beobachtet. Stattdessen sieht man, dass sich die beiden Jets in η leicht überlagern. Diese Beobachtung wird in der Abbildung links unten bestätigt. Dort sieht man den Abstand der beiden Jets in η. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei ungefähr 1. Das bewirkt die Überlagerung, die man in den η-Profilen beobachtet. Eine Überprüfung des Abstands in η für die beiden Quarks ergab, dass die beobachtete Überlagerung in η eine Eigenschaft der Quarks ist.
In Abbildung 4.9 ist unten rechts der Abstand der beiden Jets in ϕ aufgetragen. Man sieht, dass das Maximum dieser Verteilung bei π liegt. Das entspricht der Erwartung für zwei Jets aus einem BGF-Prozess.

4.5 Der Vergleich mit dem k_t-Algorithmus

Die Ergebnisse der Jetrekonstruktion wurden in dieser Arbeit mit dem k_t-Algorithmus [39] verglichen, der bei $e\,p$-Kollisionen üblicherweise zur Jetrekonstruktion verwendet wird. Dieser Algorithmus rekonstruiert die Jets des Ereignisses, indem er sich am Transversalimpuls der Teilchen orientiert.

4.5.1 Der k_t-Algorithmus

Im Gegensatz zu dem in diesem Kapitel vorgestellten Rekonstruktionsverfahren geht der Algorithmus von allen Teilchen des Ereignisses aus und gruppiert diese zu Jets. Dabei arbeitet der Algorithmus mit zwei Listen, einer Teilchenliste, der alle Teilchen zugeordnet sind, die nicht zu einem Jet gehören, und eine Jetliste, in der die rekonstruierten Jets stehen. Zu Beginn des Verfahrens ist die Jetliste leer, und in der Teilchenliste befinden sich alle Teilchen des hadronischen Endzustands. Durch die Anwendung des Verfahrens wird die Teilchenliste schrittweise geleert, während in der Jetliste Jets entstehen. Der Algorithmus ist beendet, wenn die Teilchenliste leer ist, und alle Teilchen einem Jet in der Jetliste zugeordnet sind.
Um das zu erreichen wird bei dem Algorithmus wie folgt vorgegangen:

- Für alle Teilchen i wird $d_{ii} = E_{\mathrm{t}i}^2$ bestimmt, für alle Teilchenpaare (i, j) wird $d_{ij} = \min(E_{\mathrm{t}i}^2, E_{\mathrm{t}j}^2) \cdot \frac{\Delta^2 R}{R_0^2}$ bestimmt. Dabei ist R_0 eine Konstante, mit der der Jetradius definiert wird.

- Als nächstes sucht man das Minimum d_{min} aus $\{\{d_{ii}\}, \{d_{ij}\}\}$. Je nachdem ob d_{min} aus einem Teilchen oder aus zweien bestimmt wurde, wird das weitere Vorgehen bestimmt:

  $d_{min} \in \{d_{ij}\}$: Die Teilchen i und j sind so nahe beieinander, dass sie vermutlich aus demselben Jet kommen. Sie werden zu einem neuen Teilchen kombiniert, die Teilchen i und j werden aus der Liste ausgetragen. Der Vierervektor des neuen Teilchens wird aus den beiden Teilchen als

p_t-gewichteter Mittelwert bestimmt:

$$\phi_{neu} = \frac{E_{t\,i} \cdot \phi_i + E_{t\,j} \cdot \phi_j}{E_{t\,neu}}, \quad (4.8) \qquad \eta_{neu} = \frac{E_{t\,i} \cdot \eta_i + E_{t\,j} \cdot \eta_j}{E_{t\,neu}}, \quad (4.9)$$

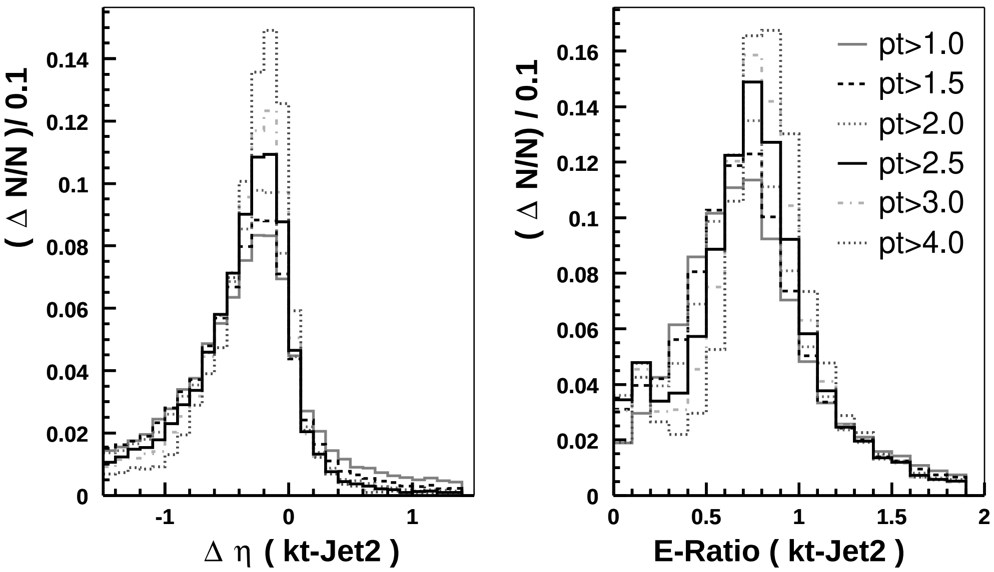
$$E_{t\,neu} = E_{t\,i} + E_{t\,j}, \quad (4.10)$$

$d_{min} \in \{d_{ii}\}$**:** Es befindet sich kein weiteres Teilchen mehr in der Umgebung ($\Delta R < R_0$) von Teilchen i. Teilchen i ist also ein Jet. Es wird in die Jetliste übertragen und aus der Teilchenliste gelöscht.

Nach der Anwendung des Algorithmus, werden die guten Jets selektiert, indem man auf die rekonstruierten Jets einen E_t Schnitt anwendet. Da die Jets als masselose Teilchen rekonstruiert werden, entspricht das einem Schnitt auf den Transversalimpuls des Jets. Typischerweise fordert man dabei, dass ein Jet einen minimalen Transversalimpuls von 2.5 GeV hat.

4.5.2 Der Vergleich der Rekonstruktionsergebnisse

Bei der Anwendung des k_t-Algorithmus auf dieselben generierten Monte-Carlo Ereignisse stellt man als erstes fest, dass die Ergebnisse der Jetrekonstruktion mit den Standardparametern sehr unbefriedigend sind. Dabei wird der Algorithmus auf die Teilchen im Laborsystem mit den Parameter $R_0 = 1.0$ und $p_t > 2.5$ GeV angewendet. In dieser Einstellung werden in weniger als einem Drittel der Ereignisse mit einem rekonstruierten $D^\star$ zwei Jets rekonstruiert.
Die Situation wird erheblich verbessert, wenn man die Jets im γp-System rekonstruiert. Mit den Parametern $R_0 = 1.0$ und $p_t > 2.5$ GeV erreicht man durch die Anwendung im γp-System zwei rekonstruierte Jets in ca. 40% der Ereignissen, mit den Parametern $R_0 = 1.5$ und $p_t > 2.5$ GeV in ca. 60% der Ereignisse. Es stellte sich heraus, dass vor allem der p_t-Schnitt die Rekonstruktionseffizienz beeinflusst. Allerdings ist er auch notwendig, um die Qualität der Rekonstruktion zu gewährleisten. Abbildung 4.10 zeigt die Verteilungen von $\Delta\eta$ und E_{Ratio} für den zweiten Jet. Dabei ist der erste Jet derjenige von den zwei Jets mit der meisten Energie, der den kleineren Abstand ΔR zum $D^\star$-Meson hat. Der zweite Jet ist dementsprechend der andere, dem das $D^\star$ nicht zugeordnet wurde. Er ist für die folgenden Vergleich wichtiger, da der erste Jet durch das $D^\star$-Meson dominiert und entsprechend gut rekonstruiert wird. In der Abbildung die beiden Verteilungen $\Delta\eta$ und E_{Ratio} für verschiedene p_t-Schnitte gezeigt. Da die Anzahl der Ereignisse, in denen zwei Jets gefunden wurde, mit dem p_t-Schnitt variiert, sind die hier gezeigten Verteilungen auf 1 normiert worden. An den $\Delta\eta$ Verteilungen kann man erkennen, dass die Richtung des zweiten Jets umso besser rekonstruiert wird, je höher der p_t-Schnitt ist. Dabei liegt der Mittelwert von allen $\Delta\eta$-Verteilungen bei -0.3. Die rekonstruierten Jets sind gegenüber den Quarks im Mittel leicht in Protonrichtung verschoben. Im Vergleich zu den $\Delta\eta$-Verteilungen in Abbildung 4.2 beobachtet bei den



p_t-Schnitt	$\Delta\eta$		E_{Ratio}	
1.0	$\mu = -0.329$	$\sigma = 0.532$	$\mu = 0.74$	$\sigma = 0.368$
1.5	$\mu = -0.373$	$\sigma = 0.487$	$\mu = 0.72$	$\sigma = 0.365$
2.0	$\mu = -0.380$	$\sigma = 0.447$	$\mu = 0.72$	$\sigma = 0.359$
2.5	$\mu = -0.365$	$\sigma = 0.416$	$\mu = 0.74$	$\sigma = 0.351$
3.0	$\mu = -0.344$	$\sigma = 0.392$	$\mu = 0.77$	$\sigma = 0.343$
4.0	$\mu = -0.295$	$\sigma = 0.350$	$\mu = 0.81$	$\sigma = 0.329$

Abbildung 4.10: $\Delta\eta(\text{Jet2})$ und E_{Ratio} für den zweiten Jet. Gezeigt werden die Verteilungen, die man mit dem k_t-Algorithmus erhält. Es wurden sechs verschiedene p_t-Schnitte untersucht. Die Tabelle gibt eine Übersicht über die Mittelwerte und die Standardabweichung der Verteilungen.

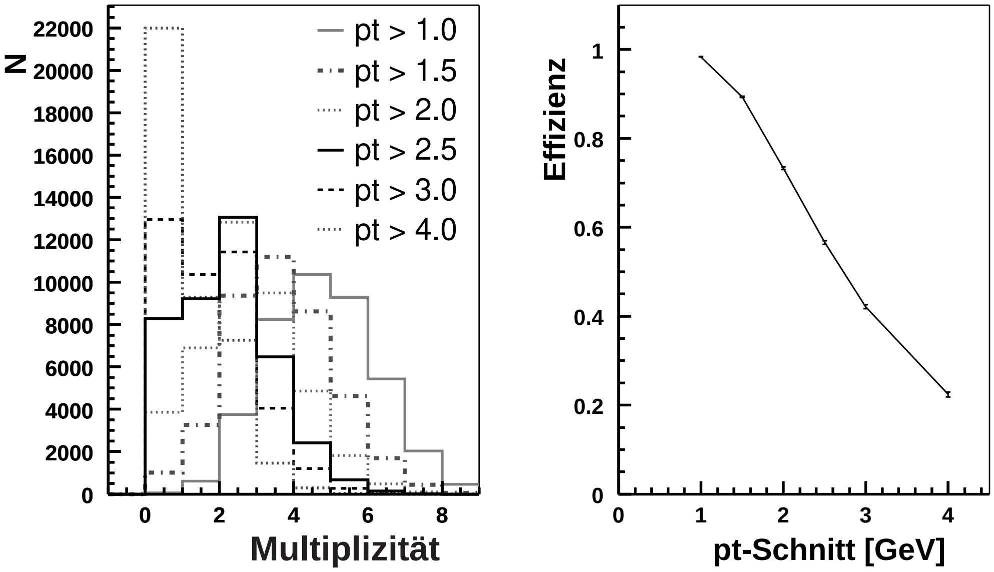


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der Jetmultiplizität (links) und der Effizienz für zwei rekonstruierte Jets (rechts) vom gewählten p_t-Schnitt.

hohen p_t-Schnitten eine verbesserte Auflösung in η. Die durchgezogenen Linie zeigt die Verteilung, die man für den Schnitt $p_t > 2.5\,\mathrm{GeV}$ erhält. Dies ist der niedrigste Abschneidewert, bei dem man eine vertretbare Verteilung erhält.
Ganz ähnliche Erkenntnisse gewinnt man vom rechten Diagramm. Auch in der Verteilung des Energieverhältnisses beobachtet man eine starke Abhängigkeit von p_t-Schnitt. Dabei stellt man fest, dass bei einem niedrigen Abschneidewert das Maximum der Energieverteilungen bei Werten von fast 0.5 liegt. Die schwarze, durchgezogene Linie zeigt wieder die Verteilung beim Abschneidewert $p_t > 2.5\,\mathrm{GeV}$. Für diese Verteilung beobachtet man ein Maximum bei ungefähr 0.8. Man kann auch bei den E_{Ratio}-Verteilungen sagen, dass das Ergebnis ab diesem p_t-Schnitt vertretbar wird. Im Vergleich zum CHARM-Verfahren (Metrik E) beobachtet man den E_{Ratio}-Verteilungen, dass beim k_t-Algorithmus im Mittel weniger Energie im zweiten Jet rekonstruiert wird. Die Auflösungen sind bei den beiden Verfahren hingegen vergleichbar.
Dass ein höherer Abschneidewert unerwünscht ist, zeigen die beiden Diagramme in Abbildung 4.11. Auf der linken Seite ist die Anzahl der gefundenen Jets pro Ereignis dargestellt. Dabei stellen die verschiedenen Kurven wieder die verschiedenen Abschneidewerte dar. Je niedriger der Abschneidewert ist, desto mehr Jets werden gefunden. Beim niedrigsten Wert ($p_t > 1.0\,\mathrm{GeV}$) werden in praktisch allen Ereignisse mindestens 2 Jets gefunden und der Mittelwert liegt bei 4.3 Jets pro Ereignis. Bei einem Abschneidewert $p_t > 4.0\,\mathrm{GeV}$, bei dem die Verteilungen in Abbildung 4.10 eine sehr gute Übereinstimmung zwischen rekonstruiertem Jet und ursprünglichem Quark zeigten, werden hingegen nur noch ganz selten Jets gefunden. Der Mittelwert liegt mit 0.7 Jets bei weniger als einem Jet pro Ereignis.

Das die Anzahl der rekonstruierten Jets sehr stark mit dem Schnitt in das p_t der Jets abnimmt, zeigt auch Abbildung 4.11-rechts. Hier ist die Effizienz, dass zwei Jets rekonstruiert wurden, über dem p_t-Schnitt aufgetragen. Der beste Kompromiss für eine gute Effizienz für zwei Jets bei gut rekonstruierten Jets stellt der p_t-Schnitt 2.5 GeV dar. Man erreicht dabei eine Rekonstruktionseffizienz von $56.6 \pm 0.4\%$.
Um das Verfahren weiter zu optimieren, wurden zwei weitere Einstellungen untersucht. Da das Verfahren im γp-System angewendet wird, kann man die Rekonstruktion vereinfachen, indem man die Protonhemisphäre ausschließt. Eine weitere Verbesserung ist denkbar, wenn man die drei Tochterteilchen des $D^{\star}$durch das $D^{\star}$ersetzt. Dadurch erhält man ein Teilchen mit sehr hohem Impuls, dessen Richtung einen der beiden Jets einigermaßen beschreibt. Oder man kann nicht nur die Tochterteilchen, sondern den gesamten ersten Jet nach dem CHARM-Verfahren rekonstruieren, und dann als einzelnes Teilchen in den k_t-Algorithmus aufnehmen. Durch die Anwendung dieser Erweiterungen wird die Rekonstruktionseffizienz für zwei Jets auf 65% leicht verbessert. Es stellte sich heraus, dass die effizienteste Einstellung für den k_t-Algorithmus diejenige ist, bei der der erste Jet nach dem CHARM-Verfahren rekonstruiert wird, die übrigen Jets mit dem k_t-Algorithmus mit den Parametern $R_0 = 1.5$ und $p_t > 2.5$ GeV im γp-System unter Ausschluss der Protonhemisphäre rekonstruiert werden.

Zum Vergleich der Jetrekonstruktion mit dem CHARM-Verfahren und dem k_t-

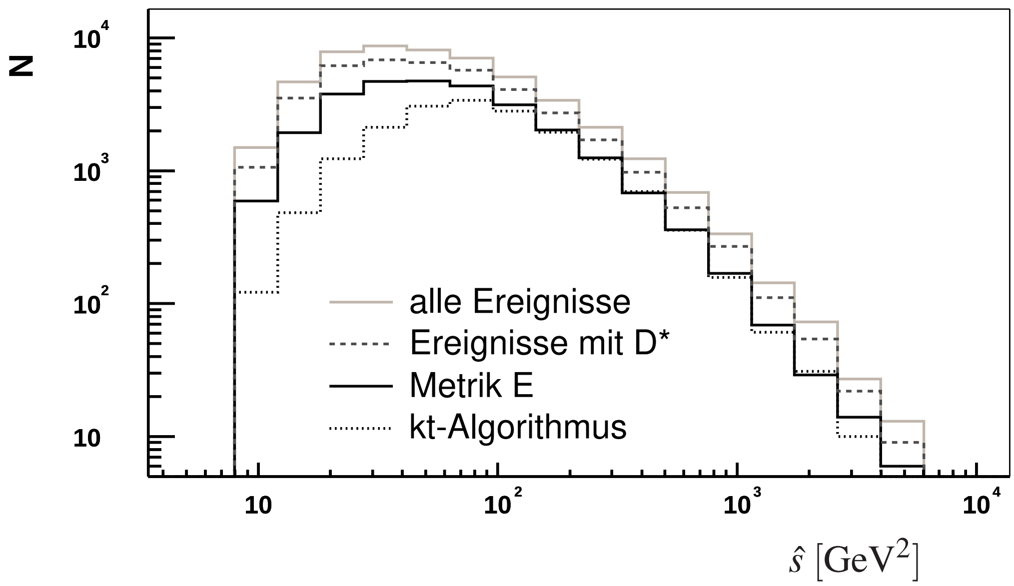


Abbildung 4.12: $\hat{s}$ für alle Ereignisse (helle Linie), für die Ereignisse mit einem rekonstruierten $D^{\star}$ (gestrichelte Linie), für die Ereignisse mit 2 CHARM-Jets (durchgezogene Linie) und für die Ereignisse mit 2 k_t-Jets (gepunktete Linie).

Algorithmus ist in Abbildung 4.12 die Verteilung von $\hat{s}$ (s. Abschnitt 1.6) gezeigt. Die Verteilung der Ereignisse der tiefunelastischen Streuung, bei denen ein $D^{\star}$-Meson mit einem $p_{\mathrm{t}} \geq 1.5\,\mathrm{GeV}$ generiert wurde, ist mit der hellen, durchgezogenen Linie gezeigt. Die Verteilung für die Ereignisse, in denen ein rekonstruiertes $D^{\star}$-Meson gefunden wurde, ist gestrichelt eingezeichnet. Bei diesen beiden Verteilungen wurde nicht gefordert, dass die beiden Jets in der Detektor-Akzeptanz liegen. Die Abbildung zeigt auch die Verteilungen mit den Ereignissen, in denen zwei Jets mit dem CHARM-Verfahren (durchgezogene Linie) bzw. mit dem k_{t}-Algorithmus (gepunktete Linie) rekonstruiert wurden.

Der Abstand zwischen der Verteilung mit allen generierten Ereignissen und den Ereignissen mit einem $D^{\star}$-Meson beruht auf der Rekonstruktionseffizienz für $D^{\star}$-Meson und der Detektorakzeptanz für $D^{\star}$-Mesonen, die mit $|\eta(D^{\star})| < 1.5$ festgelegt wird. Für die Ereignisse mit einem $D^{\star}$-Meson findet man mit dem CHARM-Verfahren praktisch unabhängig von $\hat{s}$ sehr effizient zwei Jets. Sehr viel seltener werden dagegen beim k_{t}-Algorithmus zwei Jets gefunden. Dabei scheitert der k_{t}-Algorithmus für zwei Jets besonders bei kleinem $\hat{s}$, bei dem die beiden Jets wenig Energie haben. Bei großem $\hat{s}$ sind die beiden Rekonstruktionsverfahren gleich effizient.

Der Vergleich der Rekonstruktionsergebnisse hatte gezeigt, dass die mit dem k_{t}-Algorithmus und dem CHARM-Verfahren rekonstruierten Jets die ursprünglichen Charmquarks gleich gut wiedergeben. Bei der Rekonstruktionseffizienz für zwei Jets beobachtet man allerdings deutliche Unterschiede, wie in Abbildung 4.12 gezeigt. Insgesamt beträgt die Rekonstruktionseffizienz beim CHARM-Verfahren 79%, wenn man für den zweiten Jet mindestens drei Teilchen fordert. Beim k_{t}-Algorithmus werden nur 57% erreicht. Deswegen wurde für die weiteren Untersuchungen das CHARM-Verfahren verwendet.

Kapitel 5

Der Nachweis für das zweite Charmquark

In den Kapiteln 3 und 4 wurde erläutert, wie $D^\star$-Mesonen rekonstruiert werden, und wie man sie zur Rekonstruktion der Jets aus den Charmquarks verwendet. In dieser Arbeit werden $D^\star$-Mesonen auch zum Nachweis des zweiten Charmquarks verwendet. Dazu wird das $D^\star$-Meson über ein langsames Pion aus dem Zerfall von $D^\star \rightarrow D^0\ \pi_{slow}$ nachgewiesen, wobei der vollständige Zerfall nicht rekonstruiert wird.
In diesem Kapitel soll diese Nachweismethode vorgestellt werden. Zunächst wird das Nachweisprinzip erläutert. Danach wird untersucht, wie gut die langsamen Pionen in BGF-Prozessen gefunden werden können. Hierbei wird auch das Verhalten von verschiedenen Jetalgorithmen und Monte-Carlo Generatoren untersucht. Im letzten Abschnitt werden die Eigenschaften der langsamen Pionen mit denen anderer geladener Teilchen im zweiten Jet verglichen.

5.1 Das langsame Pion als Charmnachweis

In Abschnitt 1.7 wurde erläutert, dass sich vollständig rekonstruierte $D^\star$-Mesonen nicht zum Nachweis beider Charmquarks eignen, da ihre Rate wegen der kleinen Verzweigungsverhältnisse sehr klein ist. Durch ihre Verwendung beim Nachweis des ersten Charmquarks erhält man ein Ensemble mit BGF-Ereignissen, in denen Charmquarks produziert wurden. Da das $D^\star$-Meson im „goldenen" Zerfall (s. Abschnitt 3.3) ein sehr klares Signal besitzt, hat das Ereignisensemble eine hohe Reinheit, d.h. Untergrundereignisse werden stark unterdrückt. Das $D^\star$-Meson stellt bei der Rekonstruktion in seinem „goldenen" Zerfallskanal einen sehr ineffizienten Charmnachweis dar. Deswegen sollte der Nachweis des zweiten Charmquarks mit einem effizienteren Verfahren durchgeführt werden, damit nicht zu viele Ereignisse verloren gehen.
In dieser Arbeit wird das zweite Charmquark durch einen inklusiven $D^\star$-Nachweis identifiziert. Hierzu reicht es aus, das π_{slow} aus dem Zerfall des zweiten $D^\star$-Meson

in $D^0\ \pi_{slow}$ zu erkennen. Eine Rekonstruktion des D^0 ist dabei nicht erforderlich. So sollte es möglich sein, das zweite Charmquark mit einer deutlich größeren Effizienz zu erkennen als bei einer vollständigen Rekonstruktion aller Zerfallsteilchen. Da das π_{slow} alleine als geladenes Hadron im Detektor kein eindeutiges Signal hinterlässt, eignet sich der Nachweis nicht zur Unterdrückung von Untergrund aus Ereignissen ohne Charmproduktion.
Kombiniert man jetzt den Nachweis des vollständig rekonstruierten $D^\star$-Mesons für ein Charmquark mit dem inklusiven $D^\star$-Nachweis für das zweite Charmquark, erhält man ein gutes $c\bar{c}$-Ereignisensemble mit einer Nachweiseffizienz, die ungefähr 20-mal so hoch ist, wie bei der vollständigen Rekonstruktion von 2 $D^\star$-Zerfällen im „goldenen“ Zerfallskanal.
Die hier verwendete Methode nutzt die Tatsache aus, dass das langsame Pion aus dem $D^\star$-Zerfall wegen der kleinen Massendifferenz des $D^\star$-Mesons zum D^0-Meson nur sehr wenig kinetische Energie ($6\,\mathrm{MeV}$) erhält. Damit ist der maximale Transversalimpuls des langsamen Pions zum $D^\star$-Meson $39\,\mathrm{MeV}$. Das $D^\star$-Meson kann im Fragmentationsprozess Impuls transversal zur Richtung des Charmquarks erhalten. Dieser Transversalimpuls ist aber auf ca. $300\,\mathrm{MeV}$ begrenzt (s. Abschnitt 1.6). Näherungsweise erhält man damit für den Transversalimpuls des langsamen Pions relativ zum Charmquark

$$\begin{aligned} p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, c) &= \sqrt{p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, D^\star)^2 + \frac{m_{\pi_{slow}}}{m_{D^\star}} \cdot p_{\mathrm{t,rel}}(D^\star, c)^2} \\ &\leq \sqrt{39\,\mathrm{MeV}^2 + \frac{138.6\,\mathrm{MeV}}{2010\,\mathrm{MeV}} \cdot 400\,\mathrm{MeV}^2} \\ p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, c) &\leq 50\,\mathrm{MeV}\,. \end{aligned} \tag{5.1}$$

D. h., dass das langsame Pion nur sehr wenig Transversalimpuls relativ zum Impuls des Charmquarks besitzt. Aus Kapitel 4 wissen wir, dass die Impulse der Charmquarks und der rekonstruierten Jets sehr gut übereinstimmen. Daraus folgt, dass das langsame Pion auch einen sehr kleinen Transversalimpuls $p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet})$ zu dem Jet hat, indem es sich befindet. Das ermöglicht seinen Nachweis im Jet des zweiten Charmquarks.
Dieses Verfahren zum doppelten Nachweis von zwei Charmquarks wurde zum ersten Mal von der OPAL-Kollaboration am LEP Beschleunigerring benutzt [40]. Dort wurde in Prozessen der e^+e^--Streuung der inklusive $D^\star$-Nachweis unter anderem verwendet, um den Hadronisierungsfaktor $f(c \to D^\star X)$ zu bestimmen.
In der e^+e^--Streuung werden Charmquarks über den Austausch eines Photons oder Z-Bosons erzeugt. Die Charmquarks entstehen dabei als $c\,\bar{c}$-Paar. Hat man eines der beiden Charmquarks über ein $D^\star$-Meson nachgewiesen, so muss das zweite $D^\star$-Meson zum ersten entgegengesetzt geladen sein, da es das andere (Anti-)Charmquark enthält. Also erwartet man, dass das π_{slow} aus dem zweiten $D^\star$-Zerfall ebenfalls die entgegengesetzte Ladung zum ersten $D^\star$-Meson hat. Um das π_{slow} nachzuweisen, untersucht man alle richtig geladenen Teilchen im zweiten Jet. Das sind die Teilchen, die zum

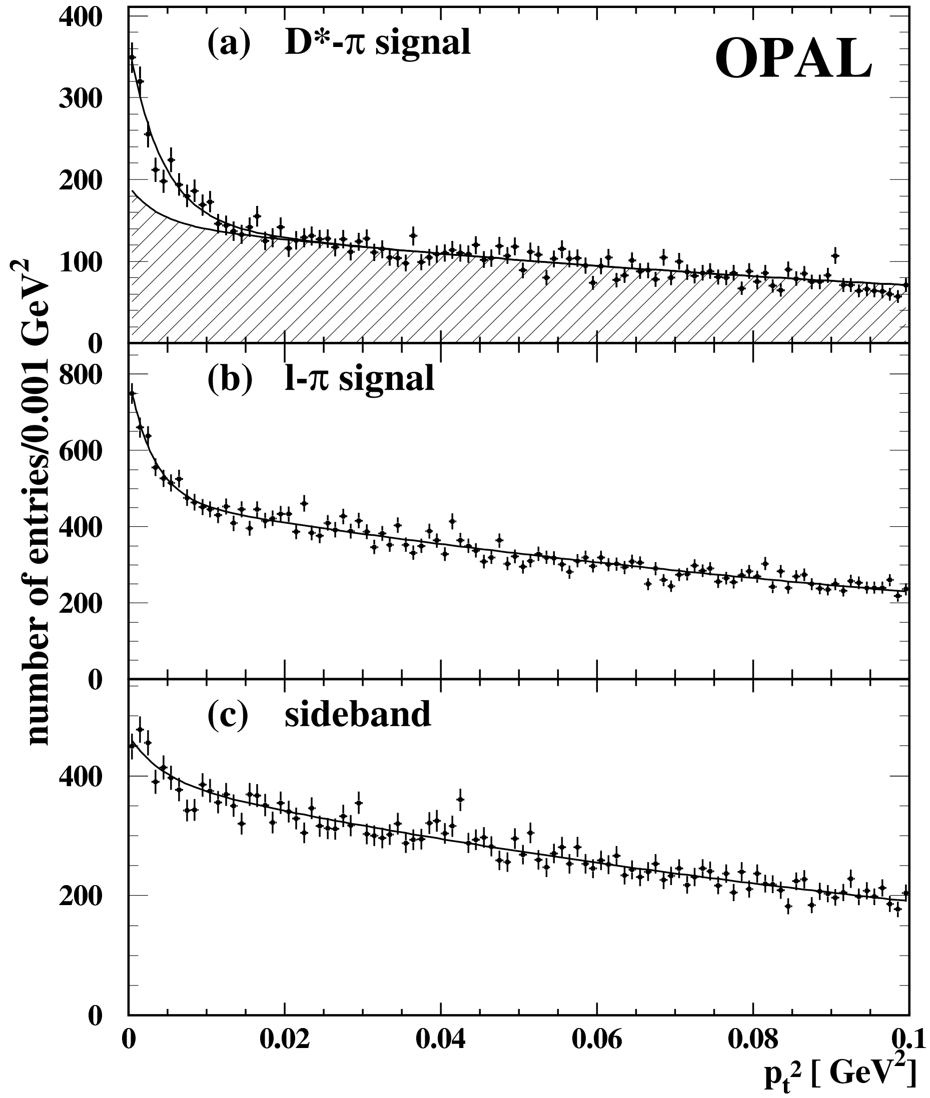


Abbildung 5.1: Die Verteilungen des quadrierten Transversalimpulses relativ zur Jetachse der richtig geladenen Spuren im zweiten Jet in e^+e^-- Ereignissen, die im OPAL-Detektor gemessen wurden. (a) Signalereignisse mit einem $D^{\star}$-Meson im ersten Jet. Die schraffierte Fläche zeigt die Verteilung des richtig geladenen Untergrunds an. (b) Signalereignisse mit einem Lepton mit hohem $p_{\mathrm{t,rel}}$ im ersten Jet. (c) Untergrundereignisse mit einem $D^{\star}$-Meson aus dem Seitenband der Δm-Verteilung im ersten Jet. Die Kurven in den drei Abbildungen zeigen eine Anpassung an die Datenpunkte.

ersten $D^{\star}$-Meson entgegengesetzt geladen sind.
In Abbildung 5.1 wird die Verteilung von $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\mathrm{Spur, Jet})$ für alle Spuren richtig geladener Teilchen im zweiten Jet gezeigt. Die Abbildung vergleicht die Verteilung für drei verschiedene Ereignisensemble. Die oberste Verteilung zeigt die $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\mathrm{Spur, Jet})$-Verteilung, die man erhält, wenn der Nachweis des ersten Charmquarks über ein $D^{\star}$-Meson aus der Signalregion der Δm-Verteilung geführt wird. In der mittleren Verteilung wurde das erste Charmquark über ein Lepton aus dem schwachen Zerfall des Quarks nachgewiesen. In der unteren Verteilung wurden Ereignisse gewählt, für die kein richtiges $D^{\star}$-Meson rekonstruiert wurde. Stattdessen wurden solche Spurkombinationen von drei Spuren gewählt, die alle Kriterien für ein $D^{\star}$-Kandidaten erfüllen, aber nicht aus der Signalregion der Δm-Verteilung stammen. Diese Ereignisse bestehen aus „nicht-Charm“ Untergrund Ereignissen und Charmereignissen, in denen ein D^0 alleine erzeugt wurde, das zur Δm-Bestimmung mit einer dritten Spur kombiniert wurde.
Zusätzlich ist im oberen Diagramm die Kurve eingetragen, die diejenigen Spuren, die nicht aus dem langsamen Pion kommen, beschreibt. Diese Spuren stellen den Untergrund bei der Bestimmung des π_{slow} dar. Die beobachteten richtig geladenen Spuren sind die Summe aus den Spuren der langsamen Pionen und diesem Untergrund.
Man sieht, dass die verschiedenen Verteilungen bei hohen Werten von $p^2_{\mathrm{t,rel}}$ gut übereinstimmen. Sie sind alle drei relativ flach und nehmen mit zunehmendem $p^2_{\mathrm{t,rel}}$ ab. Bei hohen Werten von $p^2_{\mathrm{t,rel}}$ beobachtet man also nur den Untergrund durch die anderen, richtig geladenen Teilchen im Jet. Bei ganz kleinen $p^2_{\mathrm{t,rel}}$-Werten verhalten sich die Verteilungen unterschiedlich. Die beiden Verteilungen, in denen das Signal der langsamen Pionen erwartet wird (oben und Mitte), zeigen einen steilen Anstieg zu ganz kleinen Werten von $p^2_{\mathrm{t,rel}}$, der sich deutlich von der flachen Verteilung bei höheren Werten abhebt. Ein solcher Anstieg wird in der unteren Verteilung und der Kurve, die im oberen Diagramm den „nicht Charm“-Untergrund beschreibt, nicht beobachtet, er wird von den langsamen Pionen aus dem zweiten $D^{\star}$-Meson verursacht.

5.2 Die Selektion des langsamen Pions

Da sich das langsame Pion in erster Linie nicht von anderen geladenen Teilchen unterscheidet, wurde in dieser Untersuchung die Information über die generierten Teilchen der Monte-Carlo Simulation zu Hilfe genommen. Mit dieser Information konnte eine Methode entwickelt werden, die eine Identifizierung des langsamen Pions in den Daten ermöglicht. Hierzu wurde ein AROMA Monte-Carlo [27] mit ca. 40000 $D^{\star}$-Ereignissen verwendet, in dem die Charmquarks in direkten BGF-Prozessen erzeugt werden. In diesem Monte-Carlo gibt es praktisch keinen Untergrund von „nicht Charm“-Ereignissen.
Um die langsamen Pionen zu bestimmen, wurde als erstes in allen Ereignissen, in denen ein $D^{\star}$-Meson im Detektor gefunden wurde, untersucht, ob ein zweites $D^{\star}$-Meson

generiert wurde, das in π_{slow} und D^0 zerfällt. Wie oft das dazugehörige, langsame Pi-

	Anzahl	Anteil (in %)
mind. 1 $D^\star$ im Detektor (Ausgangspunkt)	40285	100.00
generiertes π_{slow} aus 2. $D^\star$	8622	21.40
generiertes 2. π_{slow} in Detektorakzeptanz	2765	6.86
rekonstruiertes 2. π_{slow}	2562	6.36
rekonstruierte 2. π_{slow} im 2. Jet	2375	5.90
rek. 2. π_{slow} im 2. Jet & ≥ 3 Teilchen in Jet 2	2299	5.71

Tabelle 5.1: Übersicht über die Monte-Carlo Ereignisse mit mind. 1 $D^\star$-Meson

on gefunden wurde, ist in Tabelle 5.1 gezeigt.

Das langsame Pion muss innerhalb der Akzeptanz des Spurdetektors liegen, damit auch das zugehörige, rekonstruierte Teilchen gefunden werden kann. Der Akzeptanzbereich der Spurkammern wird durch $|\eta| < 1.5$ und $p_{\mathrm{t,lab}} > 0.12\,\mathrm{GeV}$ festgelegt. Wie man aus Tabelle 5.1 entnehmen kann, erfüllt nur ein Drittel der π_{slow} diese Bedingung. Zu diesen generierten π_{slow} wurde dann das passende rekonstruierte Teilchen im Detektor gesucht. Dabei wurde unter allen rekonstruierten Teilchen mit der gleichen Ladung wie das generierte π_{slow} dasjenige gesucht, das den kleinsten Winkel zum generierten π_{slow} hatte. War dieser Winkel kleiner als 5°, so wurde angenommen, dass es sich um dieselben Teilchen handelte. Um zu überprüfen, dass generiertes und rekonstruiertes langsames π_{slow} wirklich übereinstimmen, wurde der Transversalimpuls des gefundenen, rekonstruierten langsamen Pion zum generierten π_{slow} untersucht. Die Abbildung 5.2-links zeigt, dass die Impulse der beiden Teilchen sehr gut übereinstimmen. Es wird also das richtige rekonstruierte Teilchen gefunden.

In Tabelle 5.1 kann man erkennen, dass es nicht zu allen in der Akzeptanz generierten π_{slow} ein rekonstruiertes Teilchen gibt. Dieses ist durch die niedrige Effizienz der Spurrekonstruktion bei Spuren mit niedrigem Transversalimpuls bedingt.

Als nächstes wurde untersucht, in welchem Jet sich das langsame Pion befindet. In Abbildung 5.2-rechts ist die Verteilung der π_{slow} auf die Jets grafisch dargestellt. Wie man erkennen kann, befindet sich das langsame Pion zu $\sim 82\%$ im zweiten Jet. Es zeigt sich also, dass der gewählte Ansatz für diese Untersuchung geeignet ist, denn das langsame Pion wird überwiegend in dem Jet gefunden, der aus dem zweiten Charmquark kommt.

In der letzten Zeile von Tabelle 5.1 ist angegeben, wie viele langsame Pionen sich im zweiten Jet befinden, wenn man gleichzeitig fordert, dass dieser aus mindestens 3 Teilchen besteht (s. Abschnitt 4.3). Durch diese zusätzliche Forderung gehen nur wenig Ereignisse verloren.

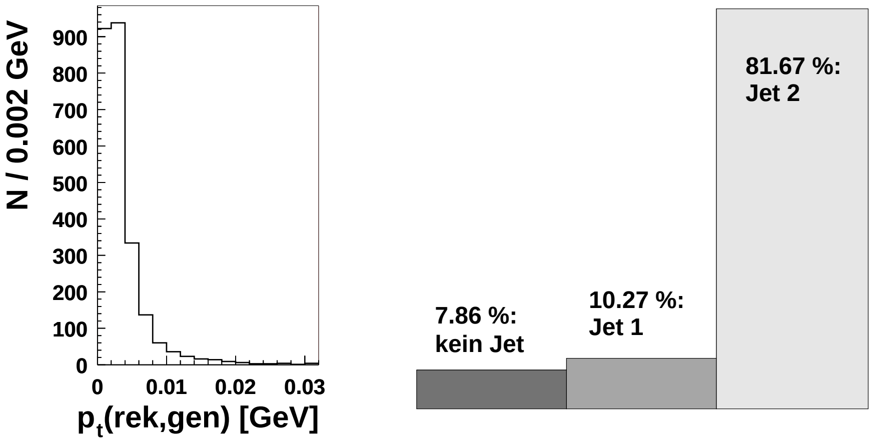


Abbildung 5.2: *links:* $p_{\mathrm{t}}(\mathrm{rek}, \mathrm{gen.})$, relativer Transversalimpuls vom rekonstruierten zum generierten π_{slow}; *rechts:* Verteilung der gefundenen langsamen Pionen auf die beiden Jets. Von den π_{slow} sind 7.86 % in keinem Jet, 10.27 % im 1. Jet und 81.67 % im 2. Jet.

5.3 Der Einfluss des verwendeten Jetalgorithmus

Wie viele langsame Pionen man im zweiten Jet findet, hängt auch davon ab, wie die Jets rekonstruiert werden. Um diesen Effekt zu untersuchen wurde für verschiedene Jetalgorithmen untersucht, wie gut das langsame Pion dem zweiten Jet zugeordnet wurde. Dabei wurden die einzelnen Jetrekonstruktionen an denselben Monte-Carlo Ereignissen untersucht, die auch schon im vorigen Abschnitt verwendet wurden. Tabelle 5.2 zeigt die Zuordnung des 2. π_{slow} zum zweiten Jet für die verschiedenen untersuchten Jetalgorithmen. Man erkennt, dass die richtige Wahl des Jetalgorithmus entscheidend ist für die richtige Zuordnung des 2. π_{slow}.
Der Vergleich findet an Hand von vier verschiedenen Größen statt. In der ersten Spalte der Tabelle steht die Anzahl der langsamen Pionen, die im zweiten Jet gefunden wurde. Diese Zahl wird auch davon beeinflusst, ob überhaupt ein zweiter Jet gefunden wurde. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass die Rekonstruktionseffizienz der Jets sehr stark von den gewählten Selektionsschnitten abhängt. Die hier bei den einzelnen Algorithmen verwendeten Schnitte wurden in den Abschnitten 4.3 und 4.5 vorgestellt. In der zweiten Spalte wurde aus der Anzahl der gefunden π_{slow} die Wahrscheinlichkeit $P(\pi_{slow}\,\text{in Jet2})$ bestimmt, dass ein gefundenes, rekonstruiertes π_{slow} zum zweiten Jet gehört.
Die Größen in der dritten und vierten Zeile geben eine Abschätzung, wie gut das langsame Pion selektiert werden kann. Für ihre Bestimmung wurden die langsamen Pionen mit dem Untergrund von anderen Spuren verglichen. In Abbildung 5.3 zeigt die $p^2_{\mathrm{t,rel}}$-Verteilung für verschiedene Spuren Spuren im zweiten Jet. Die Spuren der langsamen Pionen entsprechen der gestrichelten Linie. Die gepunktete Verteilung zeigt alle falsch

Quantitativer Vergleich der Jetalgorithmen						
	Algorithmus	$n_{\pi_{slow}}$	$P(\pi_{slow}\text{ in Jet2})$	$\frac{\text{Signal}}{\text{Untergrund}}$	Signifikanz
CHARM	Metrik C	2186± 47	0.791± 0.023	0.221± 0.005	17.886±0.003
	Metrik D	2231± 47	0.807± 0.023	0.223± 0.005	18.127±0.003
	Metrik E	2299± 48	0.832± 0.023	0.225± 0.005	18.348±0.003
k_t	k_t Lab.	331± 18	0.120± 0.007	0.247± 0.026	4.677±0.017
	k_t γp 1	1579± 40	0.571± 0.018	0.386± 0.013	19.169±0.008
	k_t γp 2	1723± 42	0.624± 0.019	0.232± 0.007	15.277±0.004
	k_t γp 3	1524± 39	0.552± 0.018	0.249± 0.008	14.873±0.005
JADE	JADE γp 1	151± 12	0.055± 0.005	0.474± 0.053	6.634±0.031
	JADE γp 2	160± 13	0.058± 0.005	0.289± 0.029	5.283±0.018
	JADE γp 3	165± 13	0.060± 0.005	0.289± 0.029	5.189±0.018

Tabelle 5.2: Quantitativer Vergleich des Einflusses der Jetalgorithmen auf die gefundenen π_{slow}

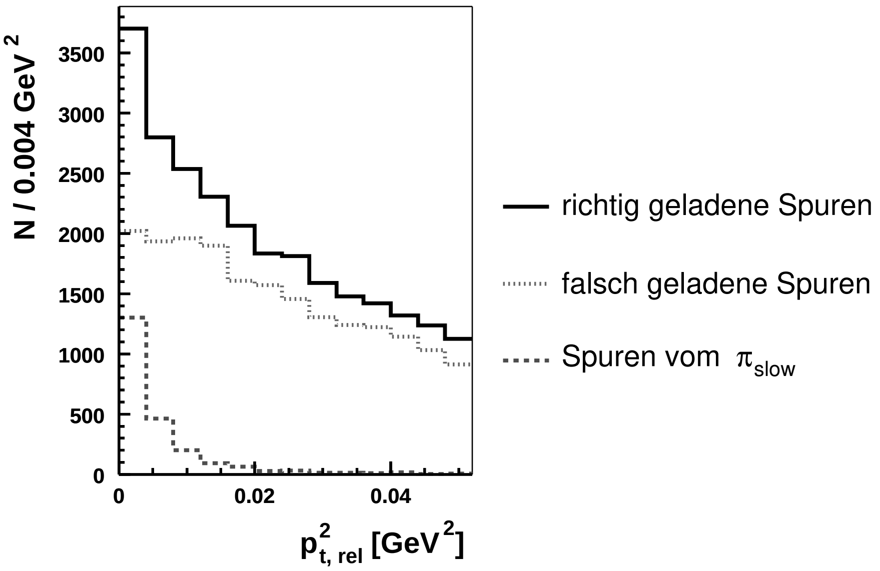


Abbildung 5.3: Die $p_{\mathrm{t,rel}}^{2}$ der Spuren im 2. Jet. Die gestrichelte Linie zeigt dabei die Verteilung der gefundenen langsamen Pionen, die gepunktete Linie die Verteilung der falsch geladenen Spuren und die durchgezogenen Linie die Verteilung der richtig geladenen Spuren im zweiten Jet. Die Jets wurden mit Metrik E rekonstruiert (Erläuterungen zur Jetrekonstruktion: s. Kapitel 4)

geladenen Spuren in einem zweiten Jet. Dabei treten auch die Spuren aus Ereignissen auf, in denen man keine zweites langsames Pion im Detektor erwartet. In Tabelle 5.1 wurde gezeigt, dass man für 93.1% der Ereignisse kein langsames Pion erwartet.
Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung aller richtig geladenen Spuren in einem zweiten Jet. In dieser Verteilung wird bei einer Analyse der gemessenen Daten das Signal der π_{slow} gesucht. Sie setzt sich aus den langsamen Pionen und dem Untergrund der richtig geladenen Spuren zusammen. Um den Untergrund besser verstehen zu können, werden die falsch geladenen Spuren betrachtet, die sich abgesehen von der Ladung nicht vom richtig geladenen Untergrund unterscheiden. In Abbildung 5.3 beobachtet man, dass sich die Verteilungen der richtig geladenen und der falsch geladenen Spuren außerhalb der Signalregion schwach unterscheiden. Dieser Unterschied beruht auf der Tatsache, dass aufgrund der Ladung des Charmquarks die Summe aller Ladungen im zweiten Jet nicht Null ergibt. Es gibt also immer ein bisschen mehr richtig geladenen als falsch geladene Teilchen in diesem Jet. Trotzdem stimmen die Verteilungen der falsch geladenen Teilchen und des richtig geladenen Untergrunds soweit überein, dass die falsch geladenen Spuren zur Beschreibung des richtig geladenen Untergrunds verwendet werden können.
Wie man in Abbildung 5.3 sehen kann, werden die langsamen Pionen nur bei $p_{\mathrm{t,rel}}^{2}(\mathrm{Spur},\mathrm{Jet}) < 0.02\,\mathrm{GeV}^2$ beobachtet. Die Zahlen der Spalten drei und vier in Ta-

belle 5.2 beziehen sich deswegen nur auf Spuren aus dieser Signalregion. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund $\frac{\text{Signal}}{\text{Untergrund}}$ in Spalte drei ist die Anzahl der π_{slow}-Spuren geteilt durch die falsch geladenen Spuren. In der letzten Spalte wurde die zu erwartende Signifikanz des Signals bestimmt. Sie wird als statistische Signifikanz definiert durch

$$\Sigma = \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Signal} + \text{Untergrund}}} \ , \tag{5.2}$$

wobei mit Signal die Anzahl der π_{slow}-Spuren und mit Untergrund die Anzahl der falsch geladenen Spuren in einem zweiten Jet gemeint ist. In dieser Definition bezieht sich die Signifikanz auf die Monte-Carlo Statistik. Für das Signal in den Daten werden aufgrund der niedrigeren Statistik deutlich niedrigere Signifikanzen erwartet. Die Signifikanz gibt eine Abschätzung, wie unwahrscheinlich es ist, in einem Ereignissatz mit genauso vielen Untergrundereignissen, wie Signal- und Untergrund zusammen, eine statistische Fluktuation der Größe des Signals zu beobachten.

In den Zeilen von Tabelle 5.2 werden diese Zahlen für verschiedene Jetalgorithmen und deren Anwendung verglichen. Dabei wurden drei verschiedene Verfahren in jeweils mehreren Varianten angewendet.

In den ersten drei Zeilen sind die Ergebnisse für die Jetrekonstruktion mit dem in Kapitel 4 eingeführten Verfahren zur Rekonstruktion von Charmjets, CHARM-Verfahren, zusammengestellt. Dabei werden die drei Metriken verglichen, die gute Ergebnisse bei der Jetrekonstruktion ergaben.

In den nächsten vier Zeilen sind verschiedene Varianten für den k_t-Algorithmus [39] zusammengestellt. Bei der ersten Variante „k_t Lab.“ handelt es sich um die Anwendung des Algorithmus im Laborsystem unter Verwendung der in anderen Analysen üblichen Parameter des Algorithmus. Die anderen drei Varianten wurden alle im γp-System angewendet. Als p_t-Schnitt wurde der Wert 2.5 GeV, für den Jetradius $R_0 = 1.5$ gewählt. „k_t γp 1“ stellt dabei die Variante dar, bei der der Algorithmus auf alle Teilchen im γp-System angewendet wurde. „k_t γp 2“ bezeichnet eine Variante, bei der vor Anwendung des k_t-Algorithmus auf die Teilchen, der erste Jet analog zum CHARM-Verfahren rekonstruiert wurde. Alle Teilchen dieses ersten Jets wurden dann aus dem k_t-Verfahren herausgenommen, statt ihrer ging der Jet als einzelnes Teilchen in die Jetrekonstruktion mit dem k_t-Algorithmus ein. Die dritte Variante im γp-System „k_t γp 3“ unterscheidet sich von der zweiten nur wenig. Hier wurden anstelle des gesamten ersten Jets nur die drei $D^\star$-Tochterteilchen durch das $D^\star$-Meson ersetzt.

In den letzten drei Zeilen wird das Ergebnis der Jetrekonstruktion mit dem JADE Algorithmus [34] gezeigt. Dabei wurde der JADE Algorithmus im γp-System mit dem Parameter $y_\mathrm{cut} = 0.015$ angewendet. Die drei Varianten „JADE γp 1“, „JADE γp 2“ und „JADE γp 3“ergeben sich dabei analog zu den drei Varianten „k_t γp 1“, „k_t γp 2“ und „k_t γp 3“.

Die Tabelle 5.2 zeigt sehr deutlich, dass die Wahrscheinlichkeit, das π_{slow} im zweiten Jet zu finden, sehr stark von dem gewählten Rekonstruktionsverfahren abhängt. Am schlechtesten schneidet dabei eindeutig der JADE Algorithmus ab, der offensicht-

lich für diese Anwendung nicht geeignet ist. Dasselbe gilt für die Anwendung des k_t-Algorithmus in seiner Standardeinstellung. Deutlich erfolgreicher ist hingegen die Anwendung des k_t-Algorithmus im γp-System mit Parametern, die an dieses Verfahren angepasst wurden. Die Ergebnisse der drei Varianten weisen leichte Unterschiede auf, die aber längst nicht so groß sind, wie der Unterschied zu „k_t Lab.“.
Am besten eignet sich das Rekonstruktionsverfahren für Charmjets, das in Kapitel 4 vorgestellt wurde. Mit diesen Verfahren werden die meisten langsamen Pionen im zweiten Jet gefunden. Man erreicht also die größte Nachweiseffizienz für die langsamen Pionen. Dabei ist die Metrik E, mit der auch schon bei den Vergleichen der Jetrekonstruktion die besten Ergebnisse erzielt wurden, auch für die Anwendung bei der Suche nach den langsamen Pionen am besten geeignet. Vergleicht man die Ergebnisse zwischen der Jetrekonstruktion mit den CHARM-Verfahren und mit dem k_t-Algorithmus, kann man zwei Dinge feststellen. Zum einen erreicht man beim CHARM-Verfahren eine höhere Nachweiseffizienz für die langsamen Pionen. Dabei ist bemerkenswert, dass die Nachweiseffizienz ansatzweise proportional zur Rekonstruktionseffizienz für zwei Jets ist. Zum anderen beobachtet man auch, dass bei den k_t-Algorithmen dadurch, dass insgesamt weniger oft zwei Jets rekonstruiert werden, auch weniger Untergrund vorhanden ist. Deswegen ist das Verhältnis von Signal und Untergrund im Signalbereich größer als bei den CHARM-Verfahren.
Der Vergleich in Tabelle 5.2 ergibt, dass man mit dem CHARM-Verfahren unter Verwendung der Metrik E für die Rekonstruktion der beiden Jets die größte Effizienz für die Selektion des langsamen Pions erhält. Deswegen wurden in allen nachfolgenden Studien die Jets nach diesem Verfahren rekonstruiert.

5.4 Der Einfluss des Produktionsmechanismus

In einem nächsten Vergleich wurde untersucht, inwiefern die Ergebnisse vom Produktionsmechanismus der Charmquarks und deren Fragmentation abhängen. Dazu wurde die Suche nach dem langsamen Pion für Ereignisse von den unterschiedlichen Monte-Carlo Generatoren, die in Abschnitt 2.3 vorgestellt wurden, durchgeführt.
Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 dargestellt. In den Spalten der Tabelle sind die Wahrscheinlichkeit, das zweite langsame Pion im zweiten Jet zu finden, das Verhältnis von Signal zu Untergrund und die bei der Monte-Carlo Statistik erwartete Signifikanz des Signals der Pionen aufgetragen. Dabei wurde für die Jetrekonstruktion das Verfahren für Charmjets mit der Metrik E verwendet. In den Zeilen werden acht verschiedene Monte-Carlo Generatoren verglichen.
In den ersten vier Zeilen handelt es sich um Varianten des AROMA Generators [27]. Dabei wurde die Variante der ersten Zeile mit der Protonstrukturfunktion (s. Abschnitt 1.4) GRVLO [41] und dem Petersonparameter $\varepsilon = 0.078$, die anderen drei AROMA-Varianten mit Protonstrukturfunktion CTEQ5L [42] simuliert. Bei den mit „AROMA 2“ bezeichneten Varianten wurde der harte Subprozess und der Partonschauer immer nach demselben Verfahren simuliert, nur in der Simulation des Frag-

Quantitativer Vergleich der MC-Generatoren (Jetrekonstruktion: Metrik E)			
Generator	$P(\pi_{slow}\text{ in Jet2})$	$\frac{\text{Signal}}{\text{Untergrund}}$	Signifikanz
AROMA 1	0.832 ± 0.023	0.225 ± 0.005	18.348 ± 0.003
AROMA 2 a	0.845 ± 0.026	0.199 ± 0.005	16.308 ± 0.003
AROMA 2 b	0.883 ± 0.026	0.202 ± 0.005	16.781 ± 0.003
AROMA 2 c	0.881 ± 0.024	0.231 ± 0.005	19.394 ± 0.003
HERWIG	0.886 ± 0.038	0.102 ± 0.003	8.821 ± 0.003
RAPRES	0.554 ± 0.031	0.061 ± 0.003	4.647 ± 0.002
RAPDIR	0.836 ± 0.026	0.179 ± 0.005	15.013 ± 0.003
CASCADE	0.876 ± 0.024	0.240 ± 0.006	19.587 ± 0.003

Tabelle 5.3: Quantitativer Vergleich des Einflusses des Produktionsmechanismus von Charmquarks und ihrer Jets auf die gefundenen π_{slow}. Erklärung der Generatoren: AROMA 1: Version 2.2, Prot-strktfkt.: GRVLO [41], $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.078$; AROMA 2: Version 2.2, Prot-strktfkt.: CTEQ5L [42], a: $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.100$, b: $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.078$, c: $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.035$; HERWIG: Version 6.4; RAPRES: RAPGAP Version 2.8 - Resolved, Phot.-strktfkt.: SaS-G 2D [43], $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.078$; RAPDIR: RAPGAP Version 2.8 - direkt, $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.078$; CASCADE: $\varepsilon_{\text{Peterson}} = 0.078$

mentationsprozesses treten Unterschiede auf. Für die Simulation des Fragmentationsprozesses wurde die Petersonfragmentation verwendet, wobei für den Parameter ε für die drei Varianten 0.100, 0.078 und 0.035 gewählt wurde.
In der fünften Zeile werden die Ergebnisse für das HERWIG Programm [30] vorgestellt. Es unterscheidet sich vom AROMA Generator hauptsächlich darin, dass der Fragmentationsprozess nach dem Clustermodell simuliert wird.
Die RAPGAP Generatoren aus Zeile sechs und sieben, sind mit dem AROMA-Programm eng verwandt. In den beiden Zeilen werden vor allem der direkte BGF-Prozess (RAPDIR) und der (BGF-)Prozess mit einem aufgelösten Photon (RAPRES) verglichen.
Der CASCADE Generator in der letzten Zeile unterscheidet sich von AROMA vor allem in der Simulation der Partonschauer, so dass sich hierdurch eine andere Kinematik der Charmquarks ergibt.
Das Ergebnis dieses Vergleichs ist sehr zufriedenstellend. Mit der Ausnahme von RAPRES erreicht man bei allen Generatoren eine Wahrscheinlichkeit von ca. 85%, dass das langsame Pion aus dem zweiten $D^{\star}$-Meson im zweiten Charmjet gefunden wird. Die Ergebnisse für die Signifikanz und das Verhältnis von Signal und Untergrund sind ebenfalls sehr ähnlich, wobei HERWIG größere Abweichungen aufweist. Diese Abweichungen hängen mit der Tatsache zusammen, dass HERWIG im Allgemeinen die gemessenen Daten schlechter beschreibt als die anderen Monte-Carlo Generatoren.
Man sieht in der Tabelle 5.3 auch, dass die Ergebnisse für die Prozesse, bei denen ein aufgelöstes Photon (s. Abschnitt 1.3) teilnimmt (RAPRES) erheblich schlechter sind. In Abschnitt 1.3 wurde erläutert, dass es bei den Prozessen mit einem aufgelösten Photon für die beiden Jets, die im Detektor gefordert werden, zwei mögliche Entstehungsprozesse gibt. Dabei kommt in einem der beiden Prozesse der zweite Jet nicht aus einem Charmquarks, sondern von einem Gluon. Das zweite Charmquark ist also in keinem der Jets im Detektor, sondern Teil des Photonrests, der in der Regel in Elektronrichtung im Strahlrohr verschwindet. In diesem Fall kann das langsame Pion nicht gefunden werden. Dieser Effekt tritt bei den anderen Generatoren nicht auf, da sie nur die direkten Prozesse simulieren.
Man kann in diesem Vergleich feststellen, dass der Produktions- und Fragmentationsmechanismus keinen allzu großen Einfluss darauf hat, ob das langsame Pion im zweiten Jet gefunden werden kann, sofern das zweite Charmquark im Detektor erscheint. Deswegen konnten die nachfolgenden Untersuchungen zur Selektion des π_{slow} hauptsächlich mit dem „AROMA 1“ Monte-Carlo durchgeführt werden, ohne dass weitere Vergleich zwischen den verschiedenen Generatoren notwendig waren.

5.5 Die Eigenschaften des langsamen Pions

Als nächstes wurde untersucht, ob das langsame Pion besondere Eigenschaften hat, die eine Diskriminierung von anderen richtig geladenen Teilchen im zweiten Jet ermöglichen. Dazu wurden eine Signalklasse bestehend aus den gefundenen langsamen

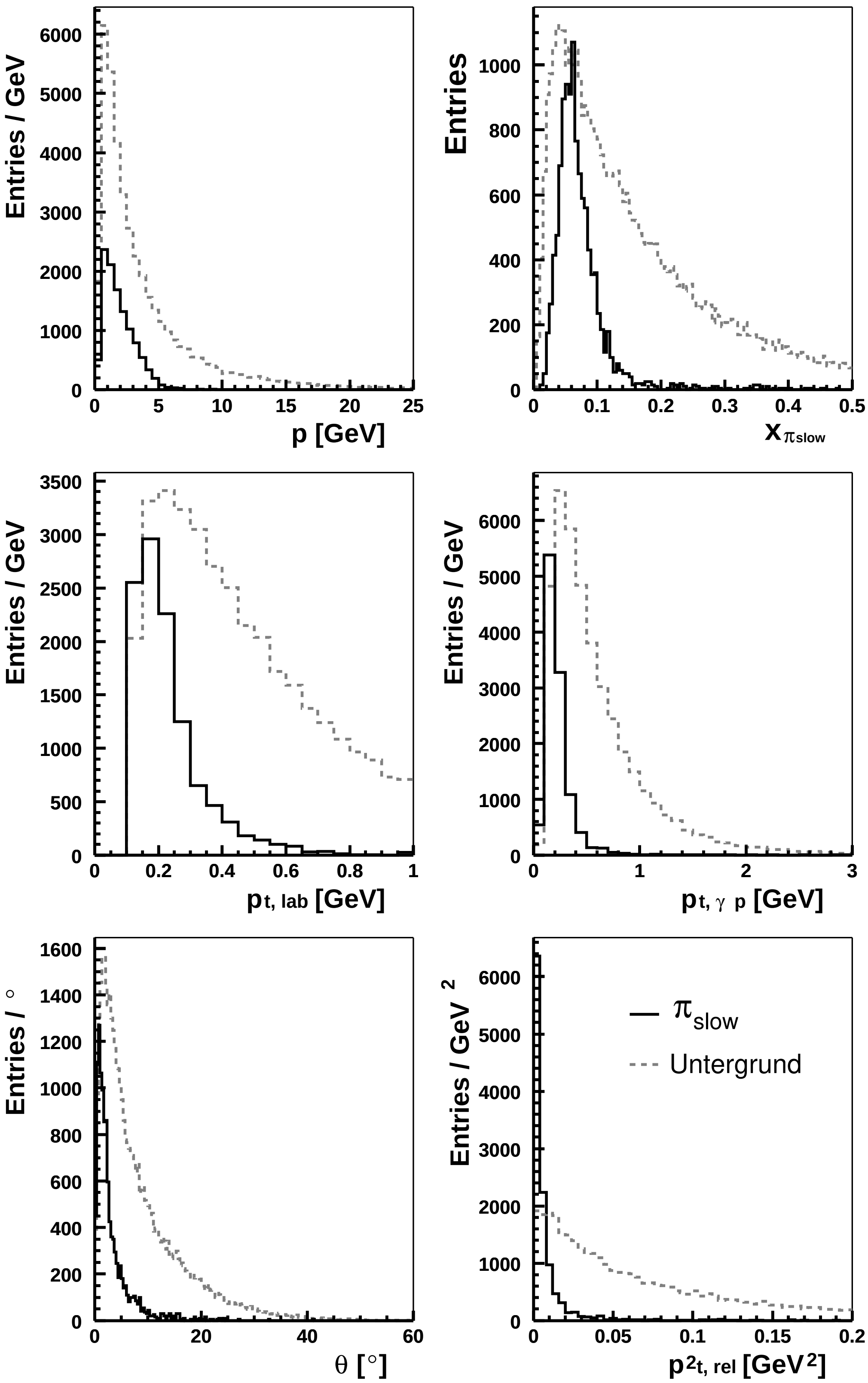


Abbildung 5.4: Vergleich zwischen den langsamen Pionen und falsch geladenen Spuren im zweiten Jet. Die Verteilungen der Pionen wurden um einen Faktor 5 hochskaliert, um sie in den Diagrammen sichtbar zu machen.

Pionen im zweiten Jet und eine Untergrundklasse mit allen falsch geladenen Teilchen in einem zweiten Jet gebildet. Für beide Klassen wurden die Verteilungen in einigen Beobachtungsgrößen des π_{slow} verglichen, mit dem Ziel, Variablen zu finden, die eine Diskrimierung erlauben. Dabei wurden auch Variablen verwendet, die zeigen, dass man für das langsamen Pion ein niedriges p_{t} zur Jetachse erwartet.
In Abbildung 5.4 sind sechs solcher Verteilungen gezeigt. Dabei ist sind die Verteilungen der langsamen Pionen (durchgezogene Linie) um den Faktor fünf hochskaliert worden, um sie in den Diagrammen sichtbar zu machen, denn das Verhältnis von Signal zu Untergrund beträgt 1 / 18.
Wie in diesem Kapitel beschrieben, besitzen die langsamen Pionen einen niedrigen relativen Transversalimpuls zur Jetachse $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$. Zusätzlich erwartet man, dass ihr Impuls niedrig ist, weil der Impulsanteil vom $D^{\star}$-Meson, den ein π_{slow} beim Zerfall erhält, mit dem Massenverhältnis von Pion und $D^{\star}$-Meson skaliert. Entsprechend erwartet man für die langsamen Pionen auch einen niedrigen Anteil am Jetimpuls $x_{\pi_{slow}}$ und niedrige Transversalimpulse im Labor- und γp-System $p_{\mathrm{t,lab}}$ und $p_{\mathrm{t},\gamma p}$. Zusätzlich beobachtet man, dass der Winkel $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ des langsamen Pions zur Jetachse für die Signalklasse deutlich geringer ist, als für den Untergrund.
Hierbei besteht keine Korrelation zwischen $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ und $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$, was die beiden Diagramme in Abbildung 5.5 beweisen.

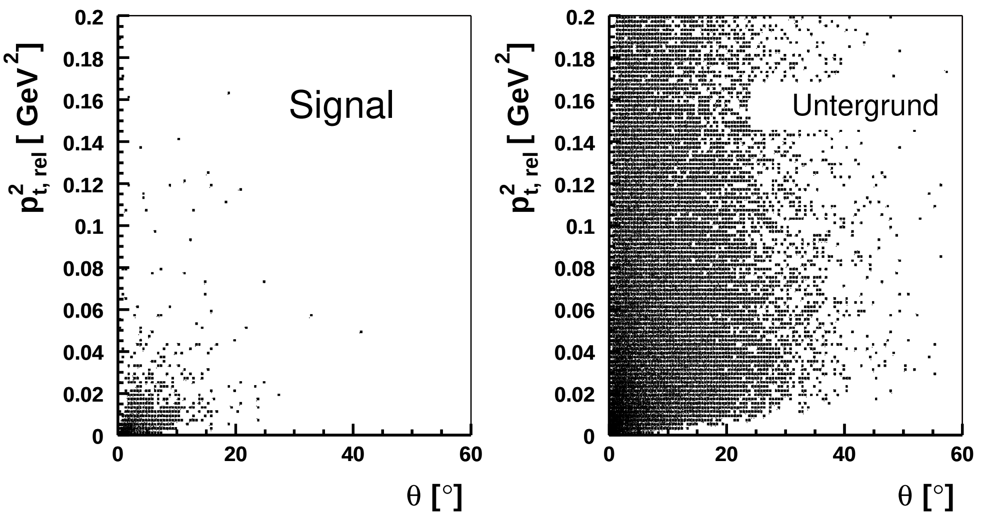


Abbildung 5.5: Die Korrelation von $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ und $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ für die Signalklasse (links) und die Untergrundereignisse (rechts). Die beiden Größen sind unkorreliert.

Die Abbildung 5.4 zeigt, dass die beiden Klassen in den gezeigten Variablen unterschiedlich verteilt sind. Man kann beobachten, dass die langsamen Pionen in den meisten Variablen deutlich schmaler verteilt sind als der Untergrund. Dieser Effekt ist bei den Größen $x_{\pi_{slow}}$, dem Impulsanteil des langsamen Pions am zweiten Jet, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$, dem Transversalimpuls des langsamen Pions im γp-System, $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$, der Winkel zwischen langsamen Pion und zweitem Jet, und $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$, dem relativen Transversalimpuls des Pions zur Jetachse, besonders ausgeprägt.

Neben den Variablen, die sich auf ein einzelnen Teilchen des zweiten Jets beziehen, wurden auch die Jetgrößen der beiden Jets für die beiden Klassen verglichen. Hier konnten aber keine signifikanten Unterschiede zwischen der Signal- und der Untergrundklasse festgestellt werden.

Kapitel 6

Die Multivariate Analyse

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass sich das langsame Pion aus dem $D^{\star}$-Zerfall nicht anhand eines einzelnen Kriteriums sicher von anderen Teilchen unterscheiden lässt. Es wurde aber festgestellt, dass sich die langsamen Pionen in den Verteilungen einiger Größen von denen der anderen Teilchen unterscheidet (s. Abbildung 5.4). Um eine Diskriminierung zwischen Untergrund und langsamen Pionen durchführen zu können, wurde anhand dieser Größen eine multivariate Analyse durchgeführt.
Bevor das Vorgehen in dieser Untersuchung dargestellt wird, erfolgt zunächst eine allgemeinere Einführung zur multivariaten Analyse, wobei zwei unterschiedliche Methoden näher diskutiert werden. Diese beiden Verfahren werden anschließend auf das Problem des Erkennens der langsamen Pionen angewendet. Die Ergebnisse des Verfahrens werden im letzten Abschnitt vorgestellt.

6.1 Die Aufgabe der Multivariaten Analyse

Multivariate Analysen werden bei physikalischen Problemen als mächtiges Hilfsmittel angewendet, um einzelne Signalereignisse von mehreren Untergrundereignissen zu trennen. Multivariat bedeutet dabei, dass mehrere Variablen, die das Ereignis charakterisieren, gleichzeitig betrachtet werden.
Multivariate Verfahren stehen dabei im Gegensatz zu Verfahren, bei denen die Selektion der Signalereignisse durch sequentielles Schneiden in den Einzelverteilungen durchgeführt wird. Bei vielen physikalischen Problemen sind diese Einzelverteilungen für Signal- und Untergrundereignisse sehr ähnlich, so dass durch Schneiden in die einzelnen Verteilungen für die Selektion eines sauberen Ensembles mit Signalereignissen nur eine geringe Effizienz erreicht wird.
Multivariate Methoden kombinieren hingegen zunächst die Einzelverteilungen zu einer Diskriminante, auf die anschließend geschnitten wird. Dadurch lassen sich zur Trennung auch die Informationen nutzen, die in der Korrelation der Variablen enthalten sind.

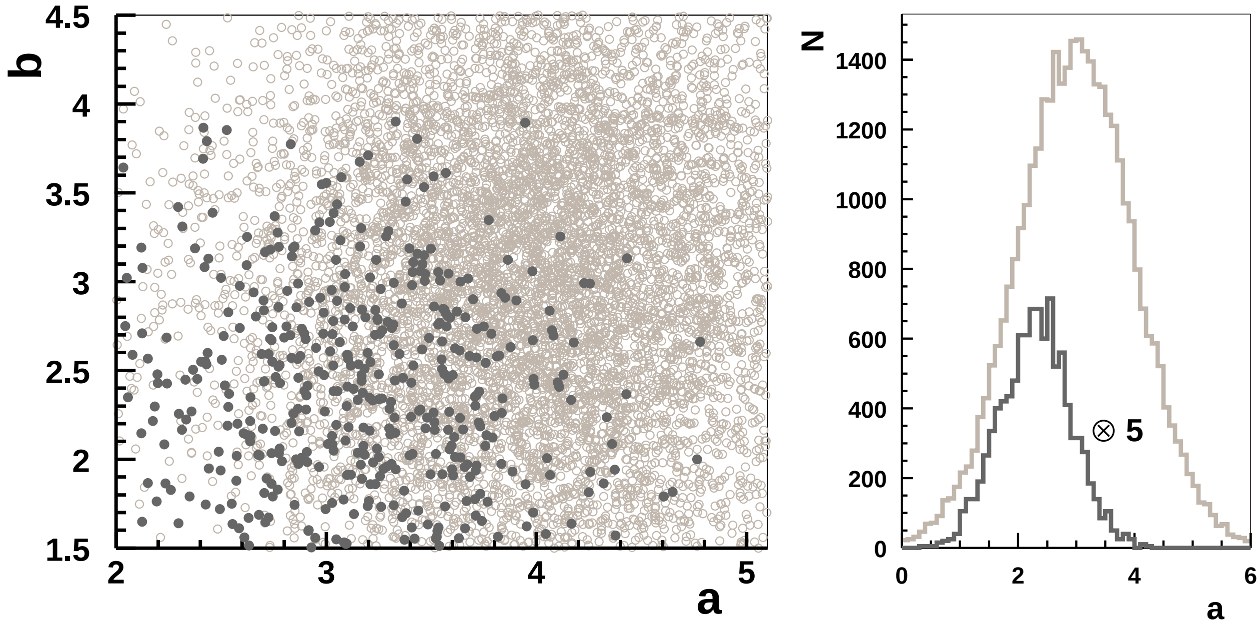


Abbildung 6.1: links: Zur Illustration des Klassifizierungsproblems. Die beiden gezeigten Klassen besitzen in a und b denselben Wertebereich. Wie ist also eine Diskriminierung möglich? rechts: Das Profil von Signal ($\otimes 5$) und Untergrund in der Variable a zeigt, dass sie sich nicht zur Diskriminierung eignet.

Die Situation mit einer Signal- und einer Untergrundklasse, die man trennen möchte, ist in Abbildung 6.1 im linken Diagramm in einem Beispiel dargestellt. In der Abbildung werden die Verteilungen von zwei in den Variablen a und b zufällig verteilten Klassen gezeigt, deren Wertebereiche sich in beiden Variablen überlappen. Dabei wurden die Signal- (dunkelgrau) und die Untergrundklasse gemäß Abschnitt 5.5 so erzeugt, dass ihre Ereigniszahlen im Verhältnis von $1/18$ zueinander stehen. Das entspricht wie in Abschnitt 5.5 erläutert dem Verhältnis zwischen der Signal- und der Untergrundklasse bei den langsamen Pionen. In der multivariaten Analyse sucht man nach einem Kriterium, das eine Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund nur aufgrund der Informationen zu den Werten von a und b eines Ereignisses ermöglicht. Dabei sollen möglichst viele Signalereignisse aber kein Untergrund der Signalklasse zugeordnet werden, damit man am Ende ein sehr reines Ensemble mit Signalereignissen erhält, ohne wesentlich Effizienz einzubüßen.
Die einfachste Möglichkeit, eine solche Trennung durchzuführen, wäre anhand von einfachen Schnitten in a und b. Die Verteilung der beiden Klassen in der Variable a ist ebenfalls in Abbildung 6.1 dargestellt. Dabei wurde die Verteilung der Signalklasse um einen Faktor fünf hochskaliert, um sie in dem Diagramm sichtbar zu machen.

Man kann sehr gut erkennen, dass die Verteilungen sich durch einen Schnitt in a nicht sinnvoll trennen lassen.
Bei der multivariaten Analyse wird eine eindimensionale Diskriminante bestimmt, in der dann geschnitten wird, um die Trennung zu erreichen. Diese Diskriminante ist eine Funktion der Variablen, die die beiden Klassen charakterisieren. Dabei gibt es verschiedene Ansätze für die Bestimmung einer solchen Diskriminante. In Abschnitt 6.2 wird ein Verfahren vorgestellt, in dem die Diskriminante durch eine Variablentransformation aus den verwendeten Größen bestimmt wird. In diesem Fall handelt es sich um eine Lineartransformation, prinzipiell ist jedoch eine Transformation mit beliebigen Funktionen denkbar. In Abschnitt 6.3 wird eine Verfahren vorgestellt, das als Diskriminante für jedes Ereignis die *likelihood*, dass das Ereignis zum Signal gehört, bestimmt. Die *likelihood* ist ein Ausdruck dafür, wie wahrscheinlich es unter gegebenen Umständen ist, dass eine Hypothese wahr ist. Die *likelihood* kann dabei mit unterschiedlichen Methoden bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde dazu das Verfahren der Bereichsuche angewandt. Häufig wird die *likelihood* eines Ereignisses auch mit Hilfe von neuronalen Netzen bestimmt, dieses Verfahren wurde hier aber nicht angewendet und wird deswegen nicht beschrieben.

6.2 Die Fisher-Methode: Lineare Diskriminierung

Die statistische „Fisher Diskriminierungs Methode“ (kurz Fisher-Methode) [44] führt eine lineare Variablentransformation durch, und bestimmt so eine Diskriminante, die ein größeres Trennvermögen besitzt, als die ursprünglichen Variablen. Dabei wird von den Schwerpunkten der beiden Verteilungen ausgegangen. Die Verbindungsachse der Schwerpunkte bildet die Hauptachse für die Diskriminierung. Vom Schwerpunkt der Signalklasse aus betrachtet nimmt entlang dieser Achse die Anzahl der Signalereignisse langsam ab, während die Untergrundereignisse zunehmen. Im einfachen Fall von unkorrelierten Variablen, der auch für das Beispiel gewählt wurde, wird die Diskriminante als Projektion eines Ereignisses auf diese Achse bestimmt. Im Falle von korrelierten Variablen werden bei der Berechnung der Projektion die Kovarianzen der Verteilungen berücksichtigt. Eine ausführliche Beschreibung der Matrizenrechnung, die für diese Lineartransformation durchgeführt wurde, findet sich in [45].
In Abbildung 6.2 wurde das Verfahren für das Beispiel aus Abbildung 6.1 grafisch dargestellt. Die schwarze Linie entspricht dabei der Hauptachse. Für die sechs mit Sternen markierten Punkte wurde die Diskriminante bestimmt. Man kann erkennen, dass sie von links nach rechts langsam zunimmt. Der Wert der Diskriminante ist dabei unabhängig davon, wie weit ein Ereignis in senkrechter Richtung von der Hauptachse entfernt ist. Im rechten Diagramm sind die Verteilungen der Diskriminante für Ereignisse aus der Signal- und aus der Untergrundklasse gezeigt. Man kann erkennen, dass man durch einen Schnitt in der Diskriminante eine erheblich bessere Trennung erreicht, als das vorher bei der Variablen a der Fall war. Eine optimale Trennung erreicht man mit einem Schnitt in die Diskriminante bei einem Wert von ~ 7.

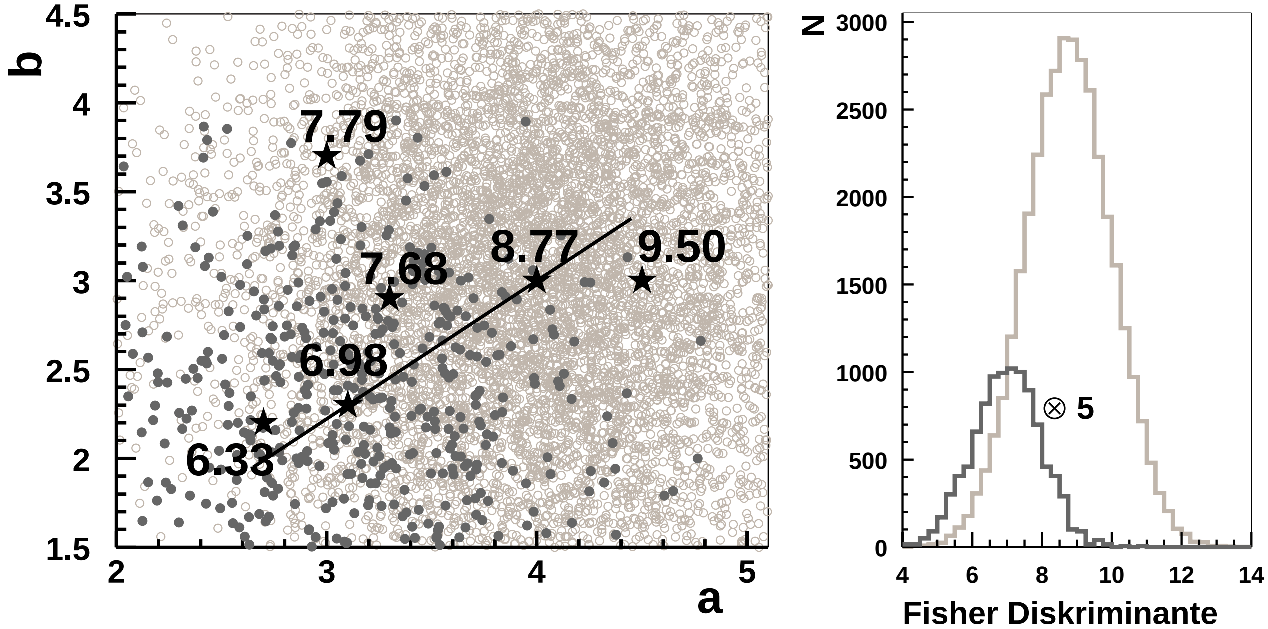


Abbildung 6.2: Diskriminierung nach der Fisher-Methode. links: Die Diskriminante ist die Projektion eines Punktes auf die Achse, die die Schwerpunkte der beiden Klassen verbindet. rechts: Fisher Diskriminante für zwei Testklassen (Signal$\otimes$5 und Untergrund)

Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass eine Klassifizierung auch durchführbar ist, wenn die Signal- und Untergrundklasse nur wenig Ereignisse enthalten, da zur Klassifizierung nur die Mittelwerte und die Kovarianzmatrix benötigt werden. Dazu kommt, dass die Fisher-Methode ohne freie Parameter arbeitet. Dadurch ist das Verfahren sehr transparent und eine Abschätzung der Unsicherheit einer Klassifizierung ist leicht möglich.

Im Vergleich mit anderen Analyseverfahren, weist die Fisher-Methode auch einige Nachteile auf. Es handelt sich um ein lineares Verfahren, bei dem implizit davon ausgegangen wird, dass die Klassen, die diskriminiert werden sollen, beide ein konvexes Volumen einnehmen. Es wäre zum Beispiel unmöglich das Verfahren anzuwenden, wenn eine der beiden Klassen eine ringförmige Verteilung hätte. Rechnerisch wird davon ausgegangen, dass die beiden Klassen in den Variablen gaußverteilt sind. Ist das nicht der Fall, ist die Trennkraft des Verfahrens eingeschränkt. Auch von technischer Seite gibt es einen Nachteil. Da in der Fisher-Methode mit Matrizen gerechnet wird, sollten die ursprünglichen Variablen dieselbe Größenordnung besitzen, da sonst in der Rechnung Ungenauigkeiten auftreten. Bei physikalischen Variablen ist das jedoch nur selten der Fall. Für die Anwendung der Fisher-Methode auf physikalische Größen kann es deswegen hilfreich sein, vorher Variablentransformationen durchzuführen.

Die Fisher-Methode stellt also ein transparentes Verfahren zur Klassifizierung von Ereignissen dar, das aber nicht in jeder Situation anwendbar ist. Die oben erläuterten Einschränkungen hatten aber bei der hier vorgestellten Anwendung keine Auswirkungen, so dass auch mit der Fisher-Methode gute Ergebnisse erzielt werden konnten.

6.3 Die Bereichsuche: *likelihood*-Diskriminierung

In der Bereichsuche [46] wird als Diskriminante die *likelihood* $P(p_1)$ verwendet, dass ein Ereignis p_1 zur Signalklasse gehört. Die *likelihood* wird dabei aus den Dichteverteilungen $\rho_{\text{Signal}}(p_1)$ und $\rho_{\text{Untergrund}}(p_1)$ der Signal- und der Untergrund-

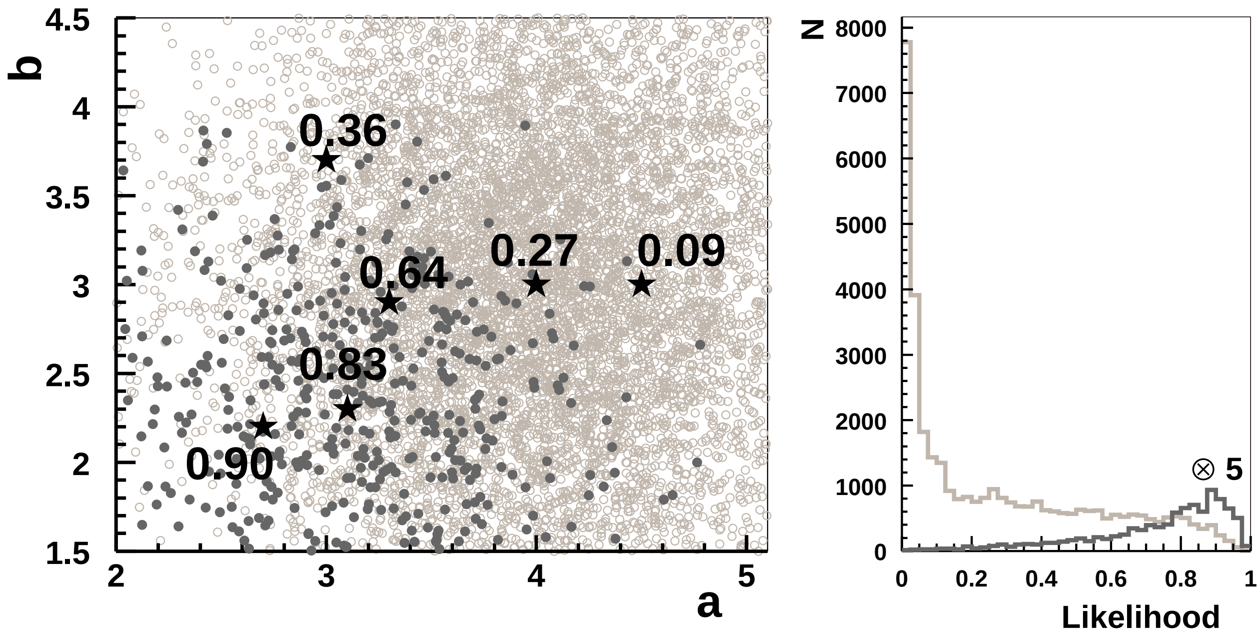


Abbildung 6.3: Diskriminierung nach der Bereichsuche. links: Die Diskriminante *likelihood* wird bestimmt, indem die Ereignisse in der Umgebung eines Ereignisses gezählt werden. Dadurch werden die Dichteverteilungen genähert. rechts: *likelihood* für zwei Testklassen (Signal⊗5 und Untergrund)

klasse bestimmt durch

$$P(p_1) = \frac{\rho_{\text{Signal}}(p_1)}{\rho_{\text{Signal}}(p_1) + c \cdot \rho_{\text{Untergrund}}(p_1)} \quad . \tag{6.1}$$

Dabei ist die Konstante c so festgelegt, dass

$$c \cdot \int_{\text{Volumen}} \rho_{\text{Untergrund}}\, dV = \int_{\text{Volumen}} \rho_{\text{Signal}}\, dV \quad . \tag{6.2}$$

Bei der Bereichsuche müssen diese Dichteverteilungen a priori nicht bekannt sein, sondern werden bei Bedarf aus den Ereignissen der Klassen berechnet. Dazu bestimmt man eine multidimensionale Box um das zu klassifizierende Ereignis und zählt die Anzahl der Signalereignisse und die Anzahl der Untergrundereignisse in der Box. Aus diesen Zahlen werden die Dichteverteilungen genähert. Es gilt für die Signalklasse

$$\rho_{\text{Signal}}(p_1) \approx \frac{n_{\text{Signal}}(p_1)}{V_{\text{box}}} \quad , \tag{6.3}$$

wobei $n_{\text{Signal}}(p_1)$ die Anzahl der Signalereignisse in einer Box um den Punkt p_1 und V_{box} das Volumen dieser Box ist. Analog wird die Dichteverteilung der Untergrundereignisse aus den gezählten Ereignissen bestimmt. Damit diese Zählung der Ereignisse technisch effizient durchgeführt werden kann, werden die beiden Ensemble in einem Binärbaum strukturiert. Das erlaubt auch dann eine schnelle Klassifizierung eines Ereignisses, wenn die beiden Klassen aus jeweils vielen Ereignissen bestehen. Eine ausführliche Beschreibung der Bereichsuche findet sich [46].
In Abbildung 6.3 ist das Verfahren der Bereichsuche für das Beispiel aus Abbildung 6.1 grafisch dargestellt. In der linken Abbildung werden wieder die beiden Verteilungen gezeigt. Für die sechs mit einem Stern markierten Punkte wurde die *likelihood* berechnet und mit in dem Diagramm eingetragen. Man sieht, dass die *likelihood* in dem Bereich hohe Werte annimmt, in dem auch viele Signalereignisse beobachtet werden. Sobald ein Punkt in einem Bereich liegt, in dem viele Untergrundereignisse beobachtet werden, nimmt die *likelihood* einen niedrigeren Wert an. Auf der rechten Seite ist die *likelihood*-Verteilung für mehrere Signal- und Untergrundereignisse gezeigt. Da die beiden Ensemble im Verhältnis von $1/18$ zueinander stehen, wurde die Signalklasse auch hier mit einem Faktor fünf multipliziert. Man kann erkennen, dass durch einen Schnitt in die *likelihood* eine gute Trennung erreicht werden kann, da die Untergrundverteilung ihr Maximum bei 0, die Signalverteilung ihr Maximum bei 0.9 hat.
Im Vergleich zu anderen Analyseverfahren hat die Bereichsuche den Vorteil, dass es für ihre Anwendung nicht notwendig ist, dass die Verteilungen der beiden Klassen durch festgelegte mathematische Funktionen beschrieben werden. Für eine Klassifizierung werden lediglich zwei ausreichend große Ereignisensemble benötigt, die die Zählung der Ereignisse ohne große statistische Unsicherheiten ermöglichen. Diese statistischen Unsicherheiten in den Zählungen bestimmen am Ende auch den Fehler der berechneten *likelihood* und somit die Unsicherheit des Verfahrens.
Die Bereichsuche arbeitet mit einem freien Parameter, der Boxgröße. Die Kantenlänge der Box in jeder Dimension muss vor Durchführung der Analyse festgelegt werden. Die Wahl der Boxgröße sollte dabei sehr sorgfältig durchgeführt werden, da durch diese Größe das Ergebnis beeinflusst wird. In der Regel wird dabei so vorgegangen, dass zuerst eine Länge in jeder Dimension bestimmt wird, und danach das Volumen der Box nur noch verändert wird, indem alle Kantenlängen mit demselben Faktor multipliziert werden. Zu diesem Verfahren wurde in [46] gezeigt, dass sich das Ergebnis innerhalb der durch die systematischen Unsicherheiten gegebenen Grenzen nicht ändert, wenn man die Boxgröße innerhalb einer Größenordnung variiert.

In dieser Arbeit wurde die Boxgröße bestimmt, indem für jede Variable die Standardabweichung der Signalverteilung ohne Ausläufer (*truncated RMS*) bestimmt wurde. Dazu wurden anstelle von allen Ereignissen der Signalklasse nur diejenigen zur Bestimmung der Standardabweichung verwendet, die sich in dem Intervall $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$ der Signalverteilung befanden. Dabei ist μ der Mittelwert der Signalverteilung in der Variable und σ die dazugehörige Standardabweichung. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass die Kantenlänge auch der Größe der Struktur der Signalverteilung entsprach.

6.4 Die Multivariate Suche nach dem Langsamen Pion

Bei der Anwendung der multivariaten Analyse auf die Suche nach einem langsamen Pion wurde folgendermaßen vorgegangen. Die Klassen mit π_{slow}-Spuren bzw. falsch geladenen Spuren im zweiten Jet wurden jeweils halbiert, so dass von beiden eine Klasse zur Klassifizierung und eine zum Test der Methode zur Verfügung standen. Für die Anwendung der multivariaten Analyse wurde dann nach geeigneten Variablen gesucht. Dazu wurde für verschiedene Variablenpaare die Diskriminante für die Ereignisse aus den Testklassen bestimmt. Dabei wurden nicht nur die in Abbildung 5.4 gezeigten Variablen verwendet, sondern ihre Quadrate und zum Teil auch die Quadratwurzel dazu, um sicherzustellen, dass auch wirklich eine optimale Trennung erreicht wird. Zum Teil wurde auch untersucht, ob die Hinzunahme von Variablen des zweiten Jets das Verfahren verbessert werden kann.
Dann wurde untersucht, bei welchem Wert man in der Diskriminante am besten schneidet, um die Signal- von der Untergrundklasse zu trennen. Dazu wurden für verschiedene Schnittwerte die drei Größen

$$\text{Effizienz}: \quad \varepsilon = \frac{N_{ph}}{N_{ph,\,\text{gesamt}}} \tag{6.4}$$

$$\text{Reinheit}: \quad \Pi = \frac{N_{ph}}{N_{ph} + N_{bg}} \tag{6.5}$$

$$\text{Signifikanz}: \quad \Sigma = \frac{N_{ph}}{\sqrt{N_{ph} + N_{bg}}} \tag{6.6}$$

bestimmt. Dabei ist N_{ph} die Anzahl Signalereignisse, die mit dem Schnitt selektiert werden, N_{bg} die Anzahl der selektierten Untergrundereignisse und $N_{ph,\,\text{gesamt}}$ die Gesamtzahl Signalereignisse, die es vor der Selektion gab. Die Effizienz gibt also Auskunft darüber, wie viele Signalereignisse selektiert werden, und die Reinheit ist ein Maß dafür, wie viel Untergrund im selektierten Ensemble zu finden ist. Beide Größen haben bei einer idealen Diskriminierung den Wert 1. Mit der erwarteten Signifikanz wird beschrieben, wie gut das Verhältnis von Signal und Untergrund im selektierten Ensemble ist. Eine hohe Signifikanz erreicht man, wenn sowohl Reinheit als auch die Effizienz hoch sind. Bei maximaler Signifikanz erreicht man also die beste Trennung.

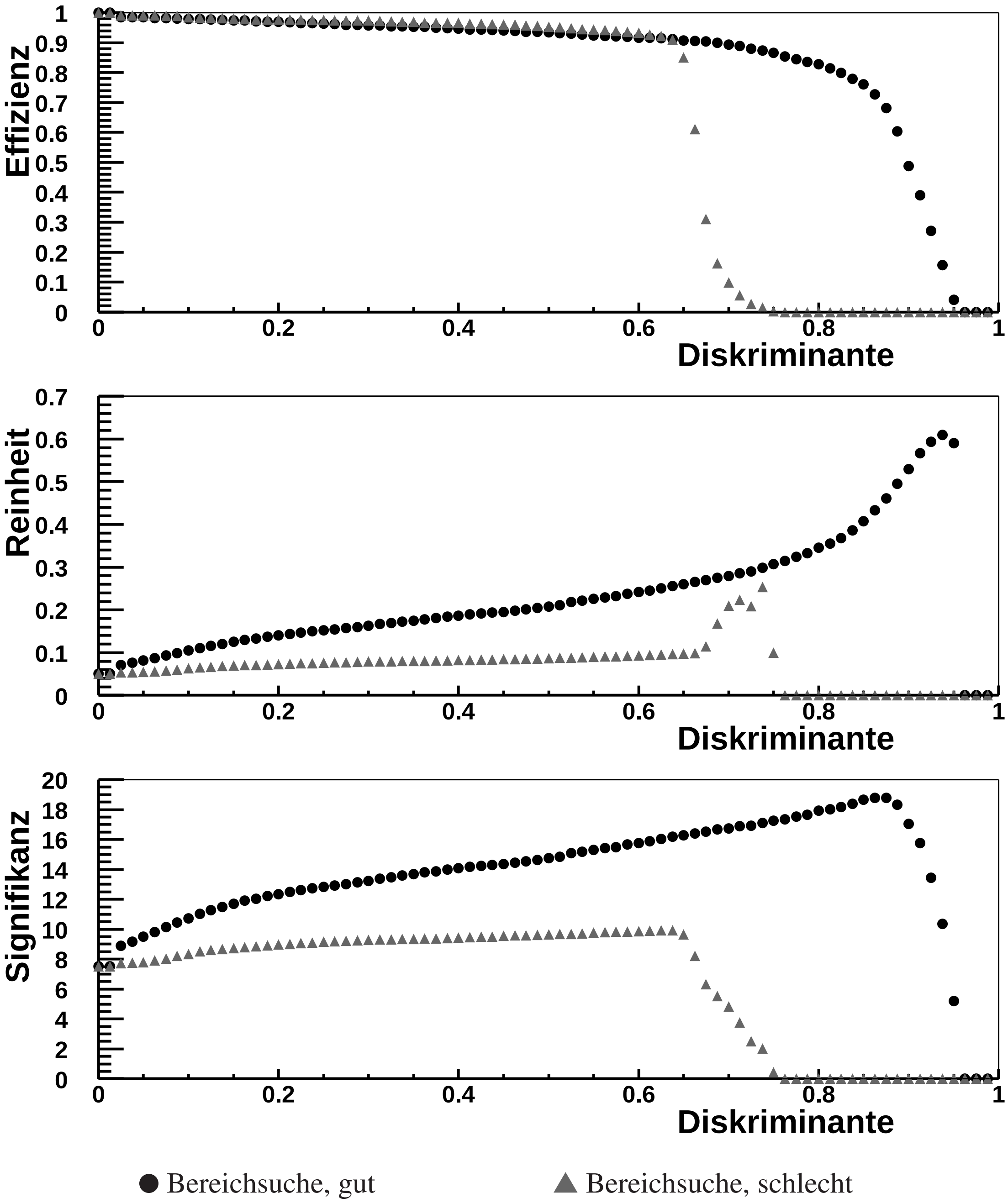


Abbildung 6.4: Verteilungen von Effizienz, Reinheit und Signifikanz für ansteigende Schnitte in die *likelihood* der Bereichsuche. Dabei werden die Kurven für die beste Variablenkombination und ein Variablenpaar mit schlechtem Trennvermögen gezeigt.

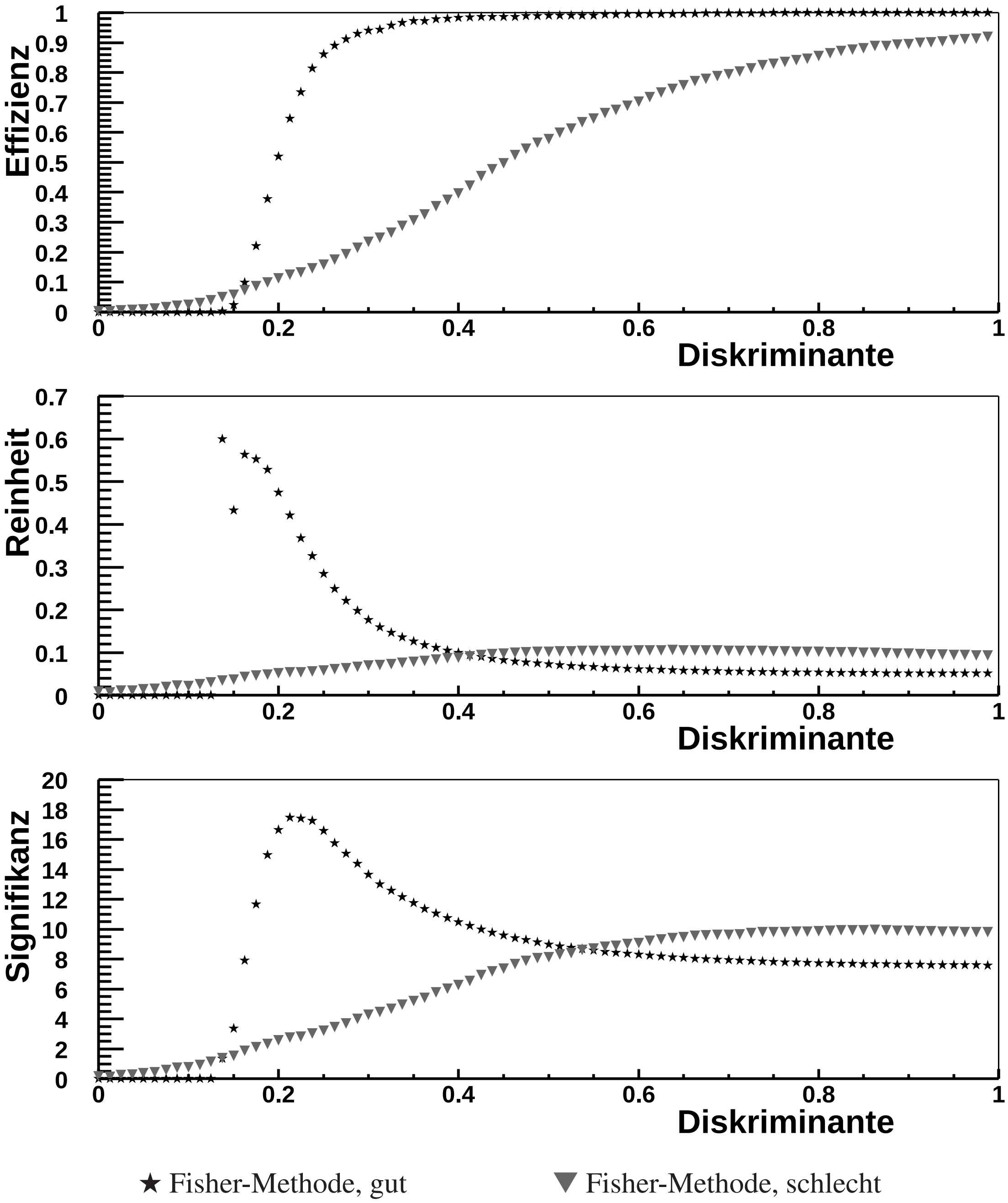


Abbildung 6.5: Verteilungen von Effizienz, Reinheit und Signifikanz für ansteigende Schnitte in die Diskriminante der Fisher-Methode. Dabei werden die Kurven für die beste Variablenkombination und ein Variablenpaar mit schlechtem Trennvermögen gezeigt.

In den Abbildungen 6.4 und 6.5 sind Effizienz, Reinheit und Signifikanz über den Schnitt in die Diskriminante aufgetragen. Dabei werden zwei Beispiele gezeigt, bei denen die Bereichsuche angewendet wurde (Abbildung 6.4), und zwei Beispiele der Fisher-Methode (Abbildung 6.5). In beiden Fällen wurde jeweils einmal die Diskriminante unter Verwendung der besten Variablenkombination bestimmt, und einmal mit einem Variablenpaar, das keine gute Trennung ermöglicht.
Die oberen beiden Diagramme zeigen die Effizienzkurven für die Bereichsuche und die Fisher-Methode. Idealerweise ist die Effizienz der Selektion 1, es werden also alle Ereignisse selektiert. Bei den guten Selektionen beobachtet man, dass die Kurven über einen großen Bereich sehr nahe bei diesem Wert bleiben, bis die Effizienz einbricht, weil der Schnitt so selektiv ist, dass auch viele Signalereignisse unterdrückt werden. Für die schlechten Beispiele nimmt die Effizienz auch schon bei weniger selektiven Schnitten ab.
Für die Kurven der Reinheit in der Mitte beobachtet man, dass bei den guten Beispielen die Reinheit über große Bereiche der Diskriminante konstant bleibt. Sobald der durchgeführte Schnitt aber strenger wird, also viel Untergrund unterdrückt wird, steigt die Reinheit bis zu einem Maximum an. Danach fällt die Kurve sehr schnell auf Null, da dann keine Signalereignisse mehr vorhanden sind. Die Kurven für die schlechten Beispiele sind hier deutlich flacher und liegen bei sehr niedrigen Werten.
Die Signifikanz, die eine Kombination von Effizienz und Reinheit darstellt, weist entsprechend auch unterschiedliche Kurven für die guten und die schlechten Beispiele auf. Man beobachtet, dass die „guten“ Signifikanzen zunehmen, wenn Effizienz und Reinheit anfangen abzunehmen. Dabei beobachtet man ein ausgeprägtes Maximum. Die „schlechten“ Signifikanzkurven sind dagegen sehr flach und zeigen kein Maximum.
Um festzustellen, welche Variablenkombination besonders gut für die Selektion der langsamen Pionen geeignet ist, wurde für jedes Paar die maximal erreichte Signifikanz bestimmt. Bei einer guten Selektion lag die Signifikanz bei Werten über 17, wodurch man die guten Variablenpaare deutlich von den schlechten Variablen mit Signifikanzen von typischerweise 13 unterscheiden konnte. Eine gute Selektion wurde mit verschiedenen Variablenpaaren erreicht. In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse von Bereichsuche und Fisher-Methode für einige Variablenkombinationen gezeigt. Dabei sind die Einträge in der Tabelle nach der in der Bereichsuche erreichten Signifikanz sortiert. Man sieht sofort, dass man mit drei Variablen bessere Ergebnisse erzielen kann, als mit zwei Variablen.
Beim Vergleich der Ergebnisse für Fisher-Methode und Bereichsuche sieht man, dass die Fisher-Methode weniger gute Ergebnisse erreicht. Dabei sind für Variablenkombinationen mit einer guten Trennung sowohl Reinheit als auch Effizienz niedriger als bei guten Ergebnissen für die Bereichsuche.
In einigen Fällen beobachtet man bei der Fisher-Methode eine erheblich niedrigere Signifikanz als bei der Bereichsuche. Diese Unterschiede treten auf, wenn $p_{\mathrm{t,rel}}^2$ verwendet wurde. Im Gegensatz zu $p_{\mathrm{t,rel}}$ ist diese Variable für die Fisher-Methode ungeeignet. In Abbildung 5.4-rechts,unten sieht man, dass die $p_{\mathrm{t,rel}}^2$-Werte für Signalereignisse un-

Ergebnisse der Multivariaten Analyse

Variablen			Bereichsuche			Fisher-Methode		
			Signifikanz	Reinheit	Effizienz	Signifikanz	Reinheit	Effizienz
$p_{\mathrm{t},\gamma p}$	$p_{\mathrm{t,rel}}$	$x_{\pi_{slow}}$	19.786 ± 0.014	0.458 ± 0.019	0.761 ± 0.035	17.597 ± 0.013	0.406 ± 0.017	0.680 ± 0.032
$p^2_{\mathrm{t,rel}}$	$p_{\mathrm{t},\gamma p}$	$x_{\pi_{slow}}$	19.757 ± 0.014	0.462 ± 0.019	0.752 ± 0.034	12.701 ± 0.005	0.166 ± 0.006	0.868 ± 0.038
$x_{\pi_{slow}}$	$p^2_{\mathrm{t,rel}}$		19.337 ± 0.014	0.451 ± 0.019	0.739 ± 0.034	12.044 ± 0.005	0.152 ± 0.005	0.852 ± 0.038
$\theta_{\pi_{slow}}$	$p^2_{\mathrm{t,rel}}$	$x_{\pi_{slow}}$	19.257 ± 0.016	0.507 ± 0.023	0.652 ± 0.031	16.913 ± 0.012	0.380 ± 0.016	0.670 ± 0.032
$p_{\mathrm{t},\gamma p}$	$p_{\mathrm{t,rel}}$	$\theta_{\pi_{slow}}$	18.221 ± 0.013	0.425 ± 0.018	0.697 ± 0.032	17.461 ± 0.012	0.384 ± 0.016	0.709 ± 0.033
$p^2_{\mathrm{t,rel}}$	$p_{\mathrm{t},\gamma p}$		17.813 ± 0.012	0.387 ± 0.016	0.730 ± 0.034	13.917 ± 0.008	0.248 ± 0.010	0.695 ± 0.032
$p_{\mathrm{t,rel}}$	$p_{\pi_{slow}}$		17.654 ± 0.013	0.409 ± 0.018	0.679 ± 0.032	16.876 ± 0.011	0.357 ± 0.015	0.711 ± 0.033
$\theta_{\pi_{slow}}$	$p^2_{\mathrm{t,rel}}$		16.950 ± 0.012	0.360 ± 0.015	0.710 ± 0.033	11.933 ± 0.007	0.205 ± 0.009	0.619 ± 0.030
$\theta_{\pi_{slow}}$	$p_{\pi_{slow}}$		16.632 ± 0.013	0.382 ± 0.017	0.645 ± 0.031	16.557 ± 0.012	0.370 ± 0.016	0.660 ± 0.031
$\theta_{\pi_{slow}}$	$p_{\mathrm{t},\gamma p}$		15.938 ± 0.015	0.408 ± 0.019	0.555 ± 0.028	16.136 ± 0.016	0.435 ± 0.021	0.534 ± 0.027
$x_{\pi_{slow}}$	$p_{\mathrm{t},\gamma p}$		13.396 ± 0.007	0.223 ± 0.009	0.717 ± 0.033	11.562 ± 0.004	0.143 ± 0.005	0.835 ± 0.037
$p_{\mathrm{t},\gamma p}$	$p_{\pi_{slow}}$		12.134 ± 0.007	0.201 ± 0.008	0.652 ± 0.031	11.832 ± 0.005	0.166 ± 0.006	0.750 ± 0.034
$x_{\pi_{slow}}$	$p_{\pi_{slow}}$		10.239 ± 0.004	0.113 ± 0.004	0.824 ± 0.037	9.944 ± 0.003	0.099 ± 0.003	0.893 ± 0.039

Tabelle 6.1: Die Ergebnisse von Fisher-Methode und Bereichsuche für einige Variablenkombinationen.

gefähr eine Größenordnung kleiner sind, als die Werte in anderen Variablen. Das ist bei $p_{\mathrm{t,rel}}$, der Wurzel von $p^2_{\mathrm{t,rel}}$ nicht mehr der Fall. Durch diesen Unterschied der Wertebereiche verschlechtert sich das Ergebnis der Fisher-Methode. Bei der Bereichsuche werden sowohl mit $p^2_{\mathrm{t,rel}}$ als auch mit $p_{\mathrm{t,rel}}$ Variablen gute Ergebnisse erzielt, diese Methode ist von den Eigenschaften der Signalereignisse nicht abhängig. Dieses Beispiel illustriert, wie wichtig die richtige Selektion der verwendeten Variablen für das Ergebnis der multivariaten Analyse ist.

6.5 Die Ergebnisse der Suche

Das Ergebnis der in Abschnitt 6.4 erläuterten Untersuchungen war, dass die beste Diskriminanz mit den drei Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$ und $p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ erreicht wird. Das Ergebnis kommt nicht unerwartet, da der Impulsanteil des langsamen Pions am zweiten Jet $x_{\pi_{slow}}$, der Transversalimpuls des langsamen Pions im γp-System $p_{\mathrm{t},\gamma p}$ und der Transversalimpuls des langsamen Pions zum zweiten Jet $p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ Variablen sind, in denen sich das langsame Pion von anderen Teilchen unterscheidet.
Die erwartete Signifikanz des Signals für die Statistik des AROMA 1 Monte-Carlos nach der Selektion mit der Bereichsuche beträgt $\Sigma = 19.78 \pm 0.01$ und liegt deutlich über den Signifikanzen, die mit jeweils zwei Variablen erreicht wurden. Bei der Selektion erhält man eine Effizienz von $\varepsilon = 76.1 \pm 3.5\,\%$ und eine Reinheit von $\Pi = 45.8 \pm 1.9\,\%$. Das entspricht einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von $1/1.2$, bzw. einer Untergrundunterdrückung von 95%.
In Abbildung 6.6 werden die Verteilungen der selektierten Signal- und Untergrundereignisse in den vier für die langsamen Pionen charakteristischen Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$, $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ und $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ gezeigt. Die entsprechenden Verteilungen vor Anwendung der Bereichsuche sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Abbildungen wurde in Abbildung 6.6 die Signalklasse nicht mehr hochskaliert, um sie sichtbar zu machen, da fast genauso viele Signal- wie Untergrundereignisse selektiert wurden.
Man beobachtet, dass die gezeigten Verteilungen praktisch übereinander liegen. Es wurden nur Untergrundereignisse selektiert, die in einem Phasenraumbereich liegen, in dem auch Signalereignisse gefunden wurden, und damit nicht mehr von diesen zu unterscheiden sind. In den Untergrundverteilungen sind besonders die großen Ausläufer verschwunden. Im Gegensatz zu den anderen Variablen wurde $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ nicht bei der Bereichsuche verwendet. Entsprechend beobachtet man in dieser Verteilung bei den Untergrundereignissen einen kleinen Ausläufer in den Bereich, in dem es keine Signalereinisse mehr gibt.
Die mit den drei Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$ und $p_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ erreichte Signifikanz liegt nur sehr wenig (nur etwa $\Delta\Sigma \approx 0.3$) über der Signifikanz, die man mit anderen Kombinationen der vier Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$, $\theta(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ und $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ in der Bereichsuche erreichen kann. Es handelt sich bei diesen vier Variablen eindeutig um die besten Variablen für diese Anwendung. Es wurde auch untersucht, ob

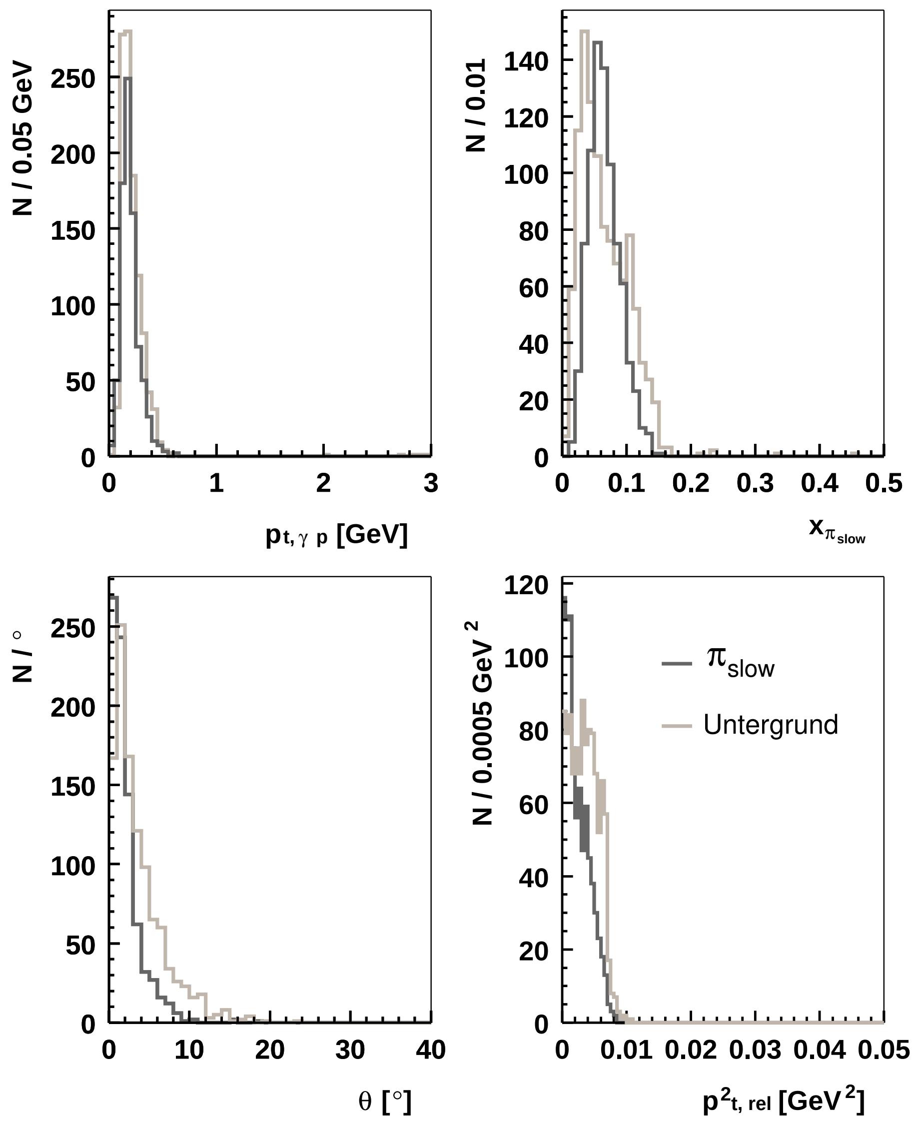


Abbildung 6.6: Die Verteilung der vier Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{t,\gamma p}$, $p^2_{t,\mathrm{rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ für die Signal- und die Untergrundklasse nach Anwendung der Bereichsuche.

man durch die Verwendung aller vier Variablen bei der Bereichsuche eine weitere Verbesserung erzielen kann. Dabei stellte sich heraus, dass bei vier Variablen die Grenze der verwendeten Monte-Carlo Statistik erreicht wurde. Bei mehreren Testereignissen konnten keine Klassifizierungsereignisse in ihrer Umgebung gezählt werden. Trotz dieser Einschränkung lag die erreichte Signifikanz bei 19.7. Um jedoch festzustellen, ob der Übergang von drei auf vier Variablen insgesamt eine ähnliche Verbesserung erbringen kann, wird eine vergrößerte Monte-Carlo Statistik benötigt.
Die für die Effizienz, Reinheit und Signifikanz angegebenen Fehler sind die rein statistischen Fehler, die sich aus der statistischen Unsicherheit der selektierten Signal- und Untergrundereignisse ergeben. Um die systematische Unsicherheit abzuschätzen wurde die Bereichsuche mit Datensätzen aus den verschiedenen Monte-Carlo Programmen durchgeführt, die in Kapitel 5 vorgestellt wurden. Dabei wurden Testereignisse für Signal und Untergrund von AROMA 1 (s. Abschnitt 5.4) verwendet, das auch für alle bisherigen Untersuchungen verwendet wurde. Durch die Verwendung von Ereignissen von verschiedenen Monte-Carlo Generatoren für die Klassifizierung erhält man für die gleichen Testereignisse unterschiedliche Selektionen. Diese entstehen durch die unterschiedlichen Eigenschaften, die sowohl die langsamen Pionen als auch die geladenen Hadronen des zweiten Jets bei ihrer Erzeugung erhalten.
In Tabelle 6.2 werden Signifikanz, Reinheit und Effizienz für diese verschiedenen Selektionen verglichen. Man beobachtet zwischen den verschiedenen Selektionen nur sehr geringe Unterschiede. Es wird in allen Fällen ein ähnlich gute Trennung erreicht. Aus dem Mittelwert und der Standardabweichung der Signifikanzen von diesen acht Selektionen ergibt sich eine grobe Abschätzung für die systematische Unsicherheit des Verfahrens. Man erhält einen Mittelwert von $\mu = 19.70$ und eine Standardabweichung von $\sigma = 0.3$. Die Signifikanz der besten Selektion kann man also mit $\Sigma = 19.78 \pm 0.01^{\text{stat.}} \pm 0.3^{\text{syst.}}$ angeben.
Im Vergleich zur Bereichsuche weist die Fisher-Methode ein deutlich schwächeres Trennvermögen auf. Bei Anwendung der Fisher-Methode erhält man bei den drei genannten Variablen eine Signifikanz von $\Sigma = 17.60 \pm 0.01$. Auch bei anderen Variablen Kombinationen wurde beobachtet, dass die Ergebnisse, die mit der Fisher-Methode erreicht wurden, weniger signifikant waren, als die Ergebnisse der Bereichsuche. Die Bereichsuche ist also für die hier besprochene Anwendung eindeutig die geeignetere Methode.
In Tabelle 5.1 ist aufgeführt, dass bei dieser Untersuchung von 40285 Ereignissen mit einem $D^{\star}$-Meson ausgegangen wurde. Davon wurde in 5.71% der Fälle ein langsames Pion im zweiten Jet gefunden. Nach der Selektion durch die Bereichsuche befinden sich 854 Signalereignisse im Ensemble. Das ergibt, wenn man berücksichtigt, dass vor der multivariaten Analyse die Ereignisensembles halbiert wurden, eine Wahrscheinlichkeit von 4.2%, dass in einem Ereignis mit einem $D^{\star}$-Meson ein π_{slow} selektiert wird, und so beide Charmquarks nachgewiesen werden können.

Ergebnisse der Multivariaten Analyse						
Klassifizierung	Bereichsuche			Fisher-Methode		
	Signifikanz	Reinheit	Effizienz	Signifikanz	Reinheit	Effizienz
AROMA 1	19.786 ± 0.014	0.458 ± 0.019	0.761 ± 0.035	17.597 ± 0.013	0.406 ± 0.017	0.680 ± 0.032
AROMA 2 a	19.812 ± 0.014	0.471 ± 0.020	0.743 ± 0.034	17.407 ± 0.012	0.373 ± 0.015	0.724 ± 0.033
AROMA 2 b	19.720 ± 0.013	0.439 ± 0.018	0.789 ± 0.035	17.509 ± 0.012	0.388 ± 0.016	0.705 ± 0.033
AROMA 2 c	19.731 ± 0.013	0.438 ± 0.018	0.792 ± 0.036	17.482 ± 0.013	0.390 ± 0.016	0.698 ± 0.032
HERWIG	19.587 ± 0.014	0.456 ± 0.019	0.750 ± 0.034	17.772 ± 0.013	0.409 ± 0.017	0.688 ± 0.032
RAPRES	19.504 ± 0.014	0.458 ± 0.019	0.740 ± 0.034	17.493 ± 0.012	0.382 ± 0.016	0.715 ± 0.033
RAPDIR	19.749 ± 0.015	0.476 ± 0.020	0.731 ± 0.034	17.207 ± 0.012	0.381 ± 0.016	0.693 ± 0.032
CASCADE	19.724 ± 0.013	0.435 ± 0.017	0.798 ± 0.036	17.448 ± 0.013	0.408 ± 0.018	0.666 ± 0.031

Tabelle 6.2: Die Ergebnisse von Fisher-Methode und Bereichsuche für die beste Variablenkombination für verschiedene Monte-Carlo Generatoren im Vergleich. Die Klassifizierungsklassen kamen vom angegebenen Monte-Carlo Generator (s. Abschnitt 5.4), zum Test wurden immer zwei Klassen verwendet, die mit AROMA 1 erstellt wurden. Die angegebenen Signifikanzen beziehen sich auf die Statistik der AROMA 1 Ereignisse.

Kapitel 7

Der Blick auf die Daten

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die $D^{\star}$- π_{slow} *Double Tagging* Methode anhand von Monte-Carlo Ereignissen untersucht. In diesem Kapitel soll jetzt gezeigt werden, dass sie auch auf Daten, die in den Jahren 1999 und 2000 aufgenommen wurden, angewendet werden kann.
Dazu wird zuerst auf die rekonstruierten Jets in den Daten eingegangen. Danach wird gezeigt, dass bei der Anwendung der multivariaten Analyse auf die Teilchen im zweiten Jet langsame Pionen selektiert werden. Im letzten Abschnitt wird auf ein Beispiel eingegangen, bei dem die $D^{\star}$- π_{slow} *Double-Tagging* Methode zur Anwendung kommt.

7.1 Die rekonstruierten Charmjets

Die Anwendung der $D^{\star}$- π_{slow} *Double-Tagging* Methode auf die Daten wird im Vergleich zur Anwendung bei Monte-Carlo Ereignissen dadurch erschwert, dass man die richtigen $D^{\star}$-Mesonen nur schwer von Untergrund durch Spurkombinationen mit den gleichen Eigenschaften trennen kann. In der Δm-Verteilung in Abbildung 3.6 sieht man, dass sich in der Signalregion fast gleich viele Signal- und Untergrundereignisse befinden. Um eine Beschreibung dieses kombinatorischen Untergrunds zu erhalten, werden in diesem Kapitel außer den $D^{\star}$-Kandidaten aus der Signalregion (*Right Charge* $D^{\star}$) auch Spurkombinationen betrachtet, die außer der Ladung alle Kriterien für ein $D^{\star}$ erfüllen und somit eine falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten bilden (*Wrong Charge* $D^{\star}$). Da sich diese falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten nur in der Ladung von richtig geladenem kombinatorischen Untergrund unterscheiden, bieten sie eine gute Beschreibung dieses kombinatorischen Untergrunds.
In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind die Verteilungen der rekonstruierten Jets für die Daten gezeigt, die in den Abbildungen 4.8 und 4.9 für Monte-Carlo Ereignisse betrachtet wurden. Man kann beobachten, dass sich die Verteilungen für die richtig geladenen und die falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten nicht nur darin unterscheiden, dass sie unterschiedliche viele Einträge haben. Deswegen wurde in den Diagrammen zusätzlich

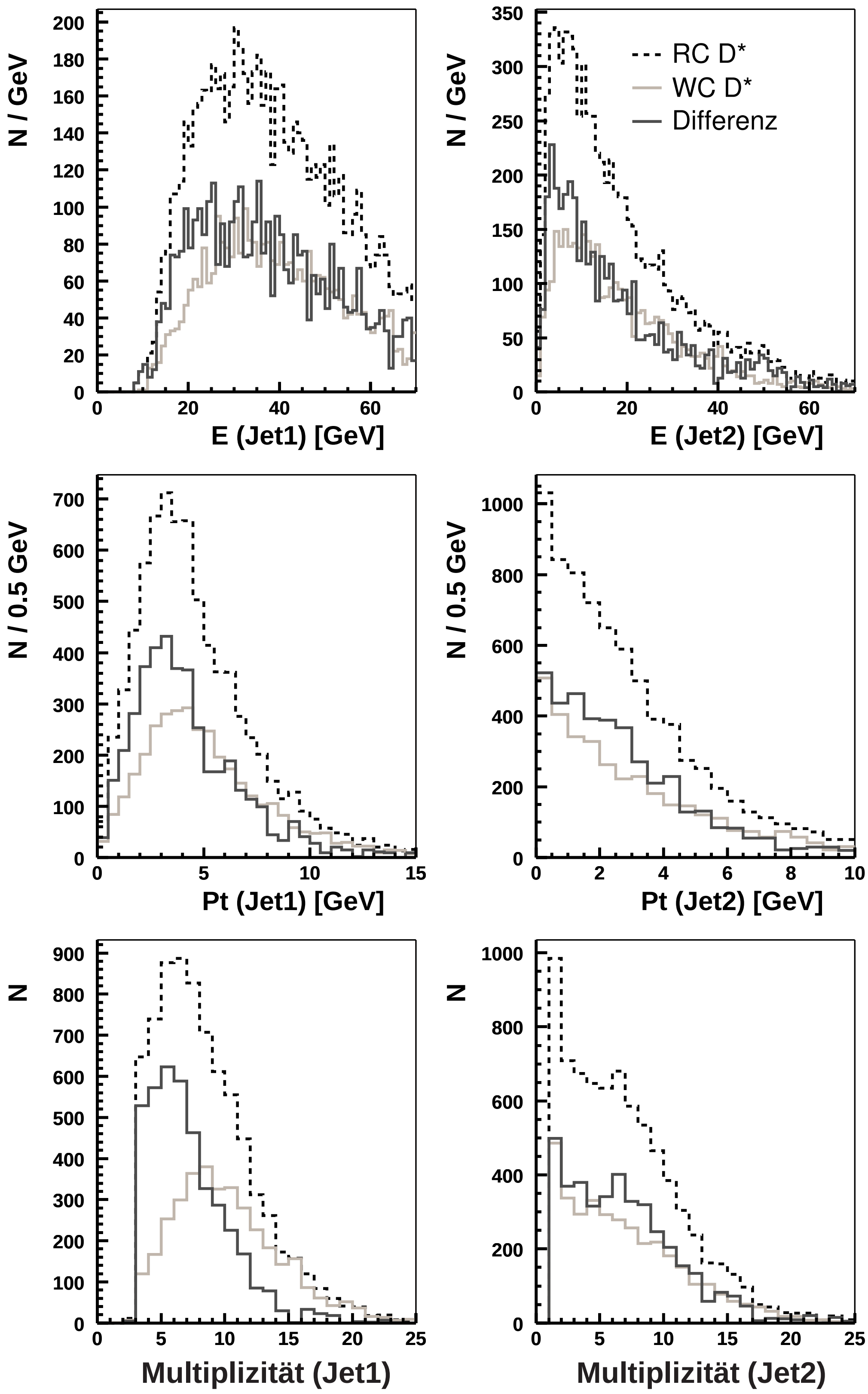


Abbildung 7.1: Energie, Transversalimpuls und Multiplizität der rekonstruierten Jets: $D^\star$ -Jet links, der zweite Jet rechts. Die gestrichelte, schwarze Linie zeigt die Verteilung für alle Ereignisse mit richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten. Die helle, durchgezogene Linie zeigt die Untergrundverteilungen, die aus Ereignissen mit falsch geladenen $D^\star$-Kandidaten (*Wrong Charge* $D^\star$) bestimmt werden. Die Differenz dieser beiden Verteilungen ist mit der dunklen durchgezogenen Linie dargestellt.

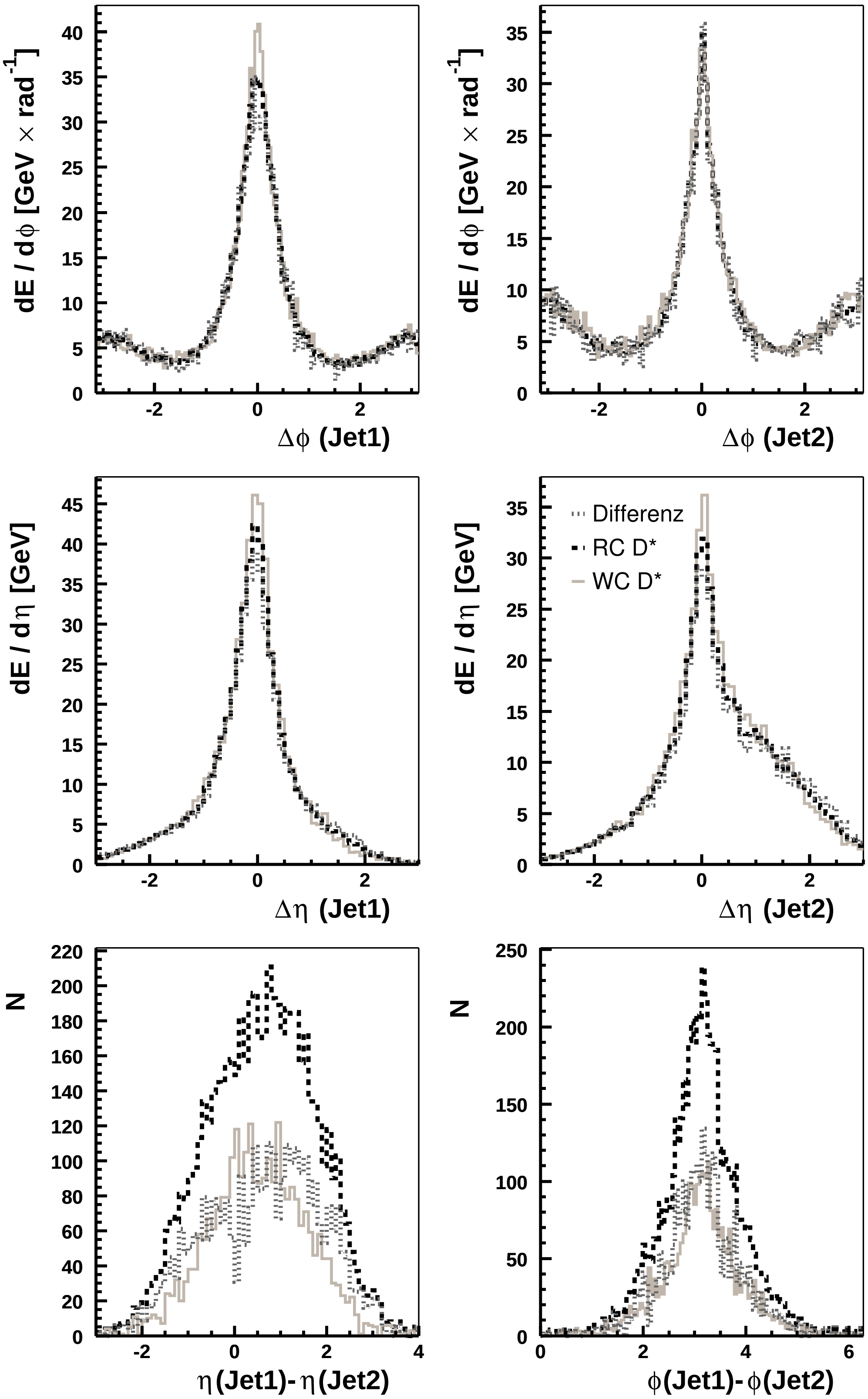


Abbildung 7.2: Oben: Die Energieprofile von Jet1 (links) und Jet2 (rechts) in ϕ. Mitte: Die Energieprofile von von Jet1 (links) und Jet2 (rechts) in η. Unten links: Der Abstand der beiden Jets in η. Unten rechts: Der Abstand der beiden Jets in ϕ. Die gestrichelte, schwarze Linie zeigt die Verteilung für die richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten. Die helle, durchgezogene Linie zeigt die Untergrundverteilungen (*Wrong Charge* $D^\star$). Die helle gepunktete Linie zeigt die Verteilungen die man aus der Differenz der Ereignisse mit richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten und der Untergrundereignisse erhält.

noch die Differenz der beiden Verteilungen eingetragen, die der Verteilung der gefundenen $D^{\star}$-Mesonen entspricht.
Beim ersten Jet beobachtet man, dass in allen drei Diagrammen, die Untergrundverteilung ihr Maximum bei höheren Werten hat, als die Verteilung mit den richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten. Dieser Unterschied macht sich auch beim Mittelwert bemerkbar. Er liegt bei den richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten bei $\mu = 38.0\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 14.5\,\mathrm{GeV}$, bei den falsch geladenen bei $\mu = 39.1\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 14.1\,\mathrm{GeV}$. Der Mittelwert der Differenz liegt bei $\mu = 37.0\,\mathrm{GeV}$ mit $\sigma = 14.8\,\mathrm{GeV}$, man beobachtet also, dass der Jets bei Untergrundereignissen höhere Energien hat, als bei Signalereignissen. Im Vergleich mit der Monte-Carlo Verteilung erhält man eine gute Übereinstimmung zwischen der Differenz-Verteilung und der Erwartung aus den Monte-Carlo Ereignissen.
Dasselbe gilt auch für die p_{t}- und die Multiplizitätsverteilung. In beiden Fällen beobachtet man eine gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo Erwartung und der Differenzverteilung. In diesen Diagrammen kann man zusätzlich beobachten, dass die Ausläufer der Kurve mit den richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten und der Kurve mit den falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten übereinander liegen. Diesen Effekt könnte man ausnutzen, um durch Schnitte in p_{t} des ersten Jets bzw. an die Jetmultiplizität den Untergrund des $D^{\star}$-Signals zu reduzieren.
Beim zweiten Jet sind die Unterschiede zwischen den richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten und dem falsch-geladenen Untergrund weniger ausgeprägt. Insbesondere beobachtet man auch geringere Unterschiede zwischen der Untergrundverteilung und der Differenzverteilung, die dem $D^{\star}$-Signal entspricht. Dabei stellt man hier ebenfalls fest, dass der zweite Jet bei Untergrundereignissen aus mehr Teilchen besteht und auch mehr Energie besitzt.
Die Unterschiede zwischen den Jets in den $D^{\star}$-Ereignissen und den Untergrundereignissen kann man auch in Abbildung 7.2 beobachten. In den vier gezeigten Jetprofilen sieht man, dass die Jets der Untergrundereignisse deutlich schmaler sind, als die Jets aus den Ereignissen mit einem $D^{\star}$-Meson. In den Verteilungen mit Monte-Carlo Ereignissen wurde beobachtet, dass die Jetprofile der beiden Charmquarks unter anderem deswegen so breit sind, weil die Hadronen aus dem $D^{\star}$-Zerfall einen großen Winkel zur Jetachse bilden. Im falsch geladenen Untergrund treten diese Hadronen nicht auf, die rekonstruierten Jets sind bei den Untergrundereignissen also schmaler.
Für tiefer gehende Studien zu den Eigenschaften der Jets in den Daten, ist es notwendig, den Untergrund zu den $D^{\star}$-Mesonen weiter zu reduzieren. Dazu könnten auch Schnitte auf die rekonstruierten Charmjets verwendet werden.

7.2 Die selektierten langsamen Pionen

Bevor auf die richtig geladenen Spuren eine Selektion anhand der multivariaten Analyse durchgeführt wurde, wurden die Verteilungen dieser Spuren für die Daten untersucht. In Abbildung 7.3 sind die Verteilungen für die vier charakteristischen Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$, $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ und $\theta^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ gezeigt. Dabei sind neben den

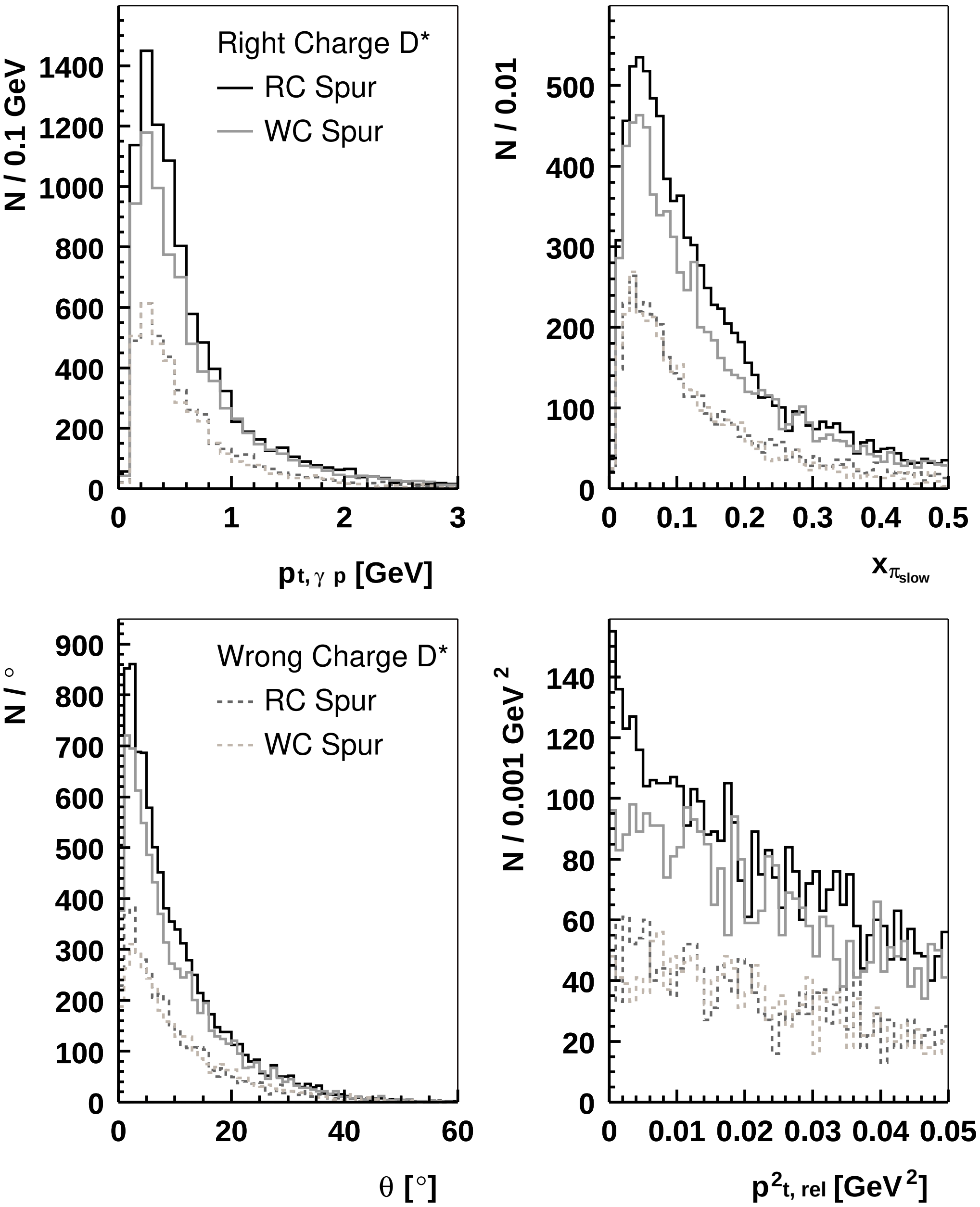


Abbildung 7.3: Untersuchung der richtig geladenen und falsch geladenen Spuren im zweiten Jet. In den vier Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{\mathrm{t},\gamma p}$, $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ wird das Signal der langsamen Pionen erwartet. Gezeigt werden die Verteilungen für die richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten (durchgezogene Linien) und die falsch geladenen $D^\star$-Kandidaten (gestrichelte Linien).

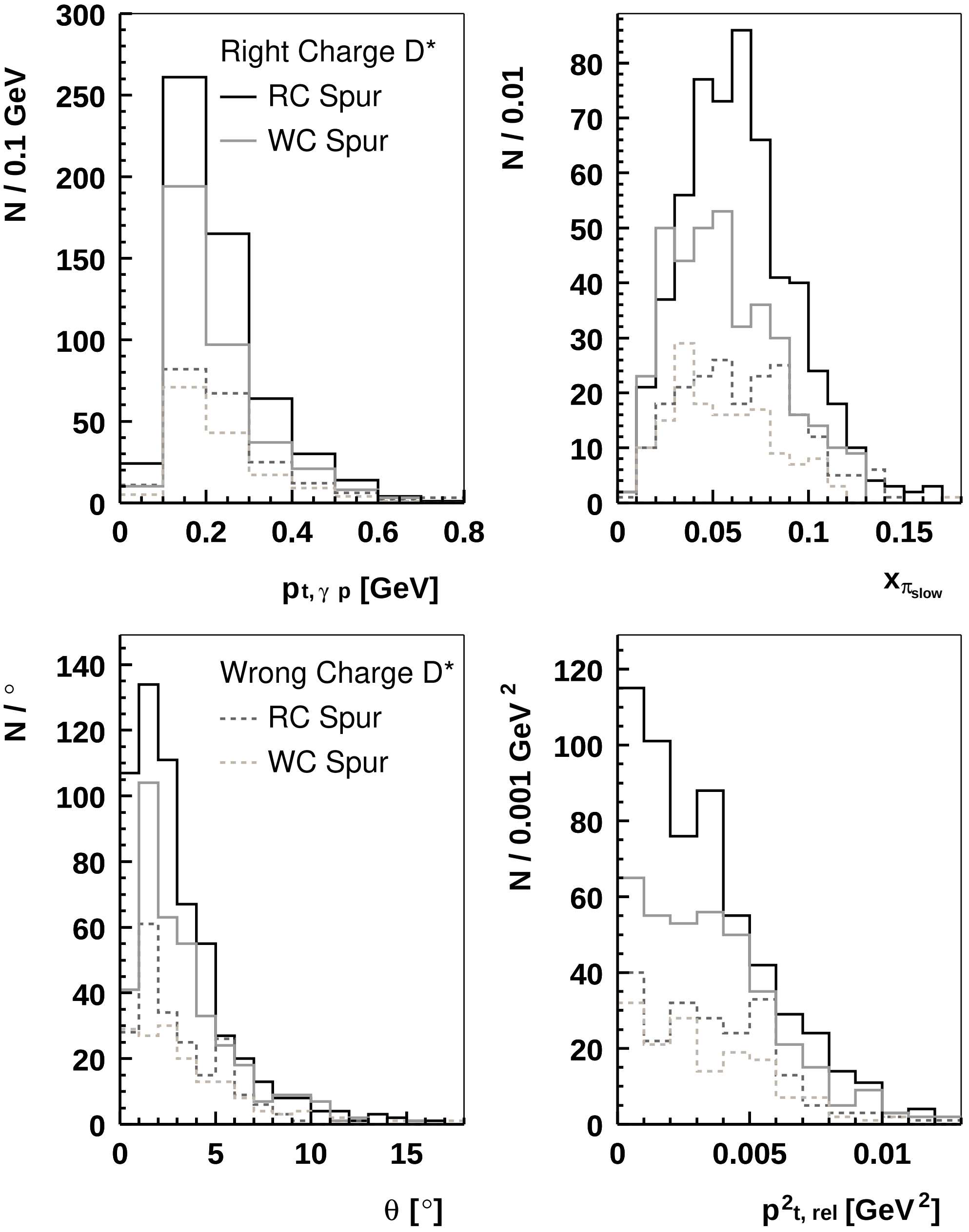


Abbildung 7.4: Verteilung der richtig geladenen und falsch geladenen Spuren im zweiten Jet nach der Bereichsuche in den vier Variablen $x_{\pi_{slow}}$, $p_{t,\gamma p}$, $p^2_{t,\mathrm{rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$. Gezeigt werden die Verteilungen für die richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten (durchgezogene Linien) und die falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten (gestrichelte Linien).

Verteilungen für die richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten (*right charge* $D^\star$, durchgezogene Linien) die Verteilungen für die falsch geladenen $D^\star$-Kandidaten (*wrong charge* $D^\star$, gestrichelte Linien) gezeigt. Für beide Fälle werden die richtig geladenen Spuren (*RC Spur*) und die falsch geladenen Spuren (*WC Spur*) verglichen.
Man beobachtet, dass sich die richtig geladenen Spuren und die falsch geladenen Spuren bei den Untergrundereignissen nicht unterscheiden. Hier wird auch kein Signal erwartet. Bei den $D^\star$-Ereignissen beobachtet man an den Stellen Abweichungen zwischen den richtig und den falsch geladenen Spuren, an denen man das Signal der langsamen Pionen erwartet. Besonders die Verteilung von $p^2_{\mathrm{t,rel}}(\pi_{slow}, \mathrm{Jet2})$ zeigt den charakteristischen Anstieg bei sehr kleinen Werten, der für die richtig geladenen Spuren erwartet wird.
In Abbildung 7.4 sind die gleichen Verteilungen nach der Selektion durch die Bereichsuche gezeigt. Auch nach der Selektion durch die multivariate Analyse liegen die beiden Histogramme mit den falsch geladenen $D^\star$-Kandidaten übereinander, es wird also kein Signal beobachtet. Bei den richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten kann man hingegen ein sehr klares Signal beobachten, da sich die Verteilungen der richtig geladenen Spuren und der falsch geladenen Spuren klar unterscheiden. Aus den Verteilungen kann man abschätzen, dass in rund 200 Ereignissen beide Charmquarks nachgewiesen werden konnten.
Durch eine Anpassung an die Δm-Verteilung in Abbildung 7.5-oben wurde bestimmt, dass sich 3937 ± 95.8 $D^\star$-Mesonen im Signal der Verteilung befinden. In Kapitel 6 wurde erläutert, dass man bei direkten Prozessen in 4.2% der Ereignisse mit einem $D^\star$-Meson durch die multivariate Analyse ein langsames Pion selektiert. Diese Zahl wurde unabhängig von der Nachweiseffizienz für $D^\star$-Mesonen bestimmt und lässt sich deswegen nicht direkt auf die Daten übernehmen. Trotzdem kann man daraus grob abschätzen, dass man rund 180 langsame Pionen im Detektor erwartet. Eine präzisere Aussage über die erwarteten und die gefundenen langsamen Pionen soll im Folgenden gemacht werden.
Um die Zahl der selektierten π_{slow} bestimmen zu können, wurde die Ereignisselektion umgekehrt. Dazu wurde für alle $D^\star$-Kandidaten die Selektion der langsamen Pionen durchgeführt. Dabei wurden auch diejenigen $D^\star$-Kandidaten berücksichtigt, deren Δm außerhalb der Signalregion liegt. Durch die Selektion der langsamen Pionen findet eine Unterdrückung von Untergrundereignissen statt. Die Signalereignisse mit einem richtigen $D^\star$-Meson und einem richtigen π_{slow} werden hingegen nicht unterdrückt und sollten nach der Selektion der langsamen Pionen als Signal auftreten.
Um die Anzahl dieser Signalereignisse zu bestimmen wurde die Δm-Verteilung für alle Ereignisse mit einer selektierten Spur betrachtet. Dabei werden die Δm-Verteilungen für richtig geladene Spuren und für falsch geladene Spuren im zweiten Jet betrachtet. In Abbildung 7.5-unten sieht man, dass die beiden Verteilungen in den Seitenbändern sehr nah beieinander liegen. In der Signalregion beobachtet man hingegen, dass es deutlich mehr Ereignisse mit richtig geladenen Spuren, als mit falsch geladenen Spuren gibt. Dieser Unterschied ist das Signal der richtigen langsamen Pionen. Man beobachtet auch bei den falsch geladenen Spuren mehr Einträge in der Signalregion,

als in den Seitenbändern. Das lässt sich dadurch erklären, dass es in diesem Bereich insgesamt mehr Ereignisse gibt, also werden mehr falsch geladenen Spuren im zweiten Jet selektiert.
Um die Anzahl der selektierten langsamen Pionen zu bestimmen, wurde an beide Verteilung dieselbe Funktion angepasst, die auch schon zur Bestimmung des $D^{\star}$-Signals verwendet wurde. Man erhält für die richtig geladenen Spuren 346.4 ± 28.01 Ereignisse, für die falsch geladenen Spuren 200.6 ± 22.18 Ereignisse im Signal. Die Differenz von 145.8 ± 35.73 Ereignissen entspricht dem Signal der langsamen Pionen. Es wurden also rund 145 langsame Pionen selektiert. Wendet man dasselbe Verfahren auf die Monte-Carlo Ereignisse des AROMA 1 Monte-Carlos an, so kann man daraus die erwartete Anzahl langsamer Pionen unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz für das $D^{\star}$-Meson bestimmen. Somit erhält man bei direkten BGF-Prozessen eine Wahrscheinlichkeit von $4.7 \pm 0.23\%$, dass in einem Ereignis mit einem $D^{\star}$-Meson ein langsames Pion gefunden wird. Das sind bei 3937 rekonstruierten $D^{\star}$-Mesonen 185 ± 10 langsame Pionen. Es wurden also rund 40 langsame Pionen weniger gefunden, als nach dem AROMA 1 Monte-Carlo erwartet werden.
Den Unterschied zwischen der erwarteten Anzahl von langsamen Pionen und der gefundenen Anzahl kann man dadurch erklären, dass die Vorhersage, dass man in $4.7 \pm 0.23\%$ der $D^{\star}$-Ereignisse ein π_{slow} findet, für BGF-Prozesse gemacht wurde, bei denen das Photon direkt teilnimmt. Bei den Prozessen, bei denen ein aufgelöstes Photon wechselwirkt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass in einem Ereignis mit einem $D^{\star}$-Meson ein π_{slow} selektiert wird geringer.

7.3 Die Bestimmung des Anteils von aufgelösten Prozessen

Im vorangegangen Abschnitt wurde gezeigt, dass man im Signal weniger Ereignisse findet, als man nach der Vorhersage für direkte BGF-Prozesse erwarten würde. Dadurch erhält man die Möglichkeit den Anteil an Prozessen zu bestimmen, bei denen das Photon nicht als Boson („direkt“), sondern mit einer hadronischen Struktur („aufgelöst“) teilnimmt. In Abschnitt 5.4 wurde gezeigt, dass die Wahrscheinlichkeit, ein langsames Pion aus dem Zerfall des zweiten $D^{\star}$ im zweiten Jet nachzuweisen, für Prozesse mit aufgelösten Photonen deutlich geringer ist, da das zweite Charmquark nicht immer einen Jet im Detektor bildet.
Dadurch erhält man für die aufgelösten und die direkten Prozesse unterschiedliche Erwartungen für die Anzahl der gefundenen langsamen Pionen. Aus der Anzahl der in den Daten gefundenen langsamen Pionen kann man also den Anteil der aufgelösten Prozesse bestimmen.
Dazu ist es zuerst notwendig, die Wahrscheinlichkeit, dass ein π_{slow} selektiert wird, für die direkten Prozesse und die aufgelösten Prozesse getrennt zu bestimmen. Dazu wurde die Anzahl der $D^{\star}$-Ereignisse durch eine Anpassung an die Δm-Verteilung der

Monte-Carlo Ereignisse bestimmt.
In Abbildung 7.6 sind diese Verteilungen für Daten, RAPDIR, den RAPGAP Monte-Carlo Generator mit direkten Prozessen, und RAPRES, den RAPGAP Monte-Carlo Generator mit aufgelösten Prozessen gezeigt. Dabei sind außer den Verteilungen für die richtig geladenen $D^\star$-Kandidaten auch die Verteilungen für die falsch geladenen $D^\star$-Kandidaten und die Anpassung an die Verteilungen gezeigt. Man sieht sofort, dass bei den Monte-Carlo Generatoren keine Untergrundereignisse simuliert werden.
Es wurden bei den Daten 3937 ± 95.8, bei RAPDIR 24011 ± 164.3 und bei RAPRES 19513 ± 144.0 $D^\star$-Mesonen gefunden.
In Abbildung 7.7 sind die Δm-Verteilungen nach der Selektion der langsamen Pionen gezeigt. Wie schon im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, kann man aus der Differenz des Signals für richtig geladene Spuren und des Signals für die falsch geladenen Spuren die Anzahl der gefundenen langsamen Pionen ermitteln.
In den Daten wurden 145.8 ± 35.7 langsame Pionen selektiert. Beim RAPDIR Monte-Carlo befinden sich 2353 ± 50.6 Ereignisse im Signal der richtig geladenen Spuren und 1172 ± 35.4 im Signal der falsch geladenen Spuren. Es wurden also 1180 ± 61.8 langsame Pionen selektiert. Beim RAPRES Monte-Carlo sind im Signal 1204 ± 36.4 (richtig geladen), bzw. 835 ± 29.4 (falsch geladen) Ereignisse.
Aus diesen Zahlen kann man die Wahrscheinlichkeit bestimmen, dass zu einem $D^\star$-Meson ein langsames Pion gefunden wird. Es gilt

$$P(D^\star + \pi_{slow}) = \frac{N_{\pi_{slow}}}{N_{D^\star}} \quad . \tag{7.1}$$

Für die Daten erhält man $P(\text{Daten}) = 0.037 \pm 0.0091$, für RAPDIR erhält man $P(\text{RAPDIR}) = 0.049 \pm 0.0026$ und für RAPRES erhält man $P(\text{RAPRES}) = 0.019 \pm 0.0024$. Diese drei Wahrscheinlichkeiten sind durch

$$P(\text{Daten}) = x\,P(\text{RAPRES}) + (1-x)\,P(\text{RAPDIR}) \tag{7.2}$$

miteinander verknüpft, wobei x der Anteil an Prozessen ist, an denen ein aufgelöstes Photon teilnimmt. Man kann x aus den drei Wahrscheinlichkeiten über

$$x = \frac{P(\text{Daten}) - P(\text{RAPDIR})}{P(\text{RAPRES}) - P(\text{RAPDIR})} \tag{7.3}$$

berechnen. Die Rechnung ergibt $x = 0.40 \pm 0.31$.
Man kann also aus der Anzahl selektierten langsamen Pionen in den Daten den Anteil der aufgelösten Prozesse ermitteln. Für ein präziseres Ergebnis ist es aber notwendig, dass in den Daten der Untergrund stärker reduziert wird, sodass bei der Bestimmung der Signalereignisse kleinere Fehler auftreten.

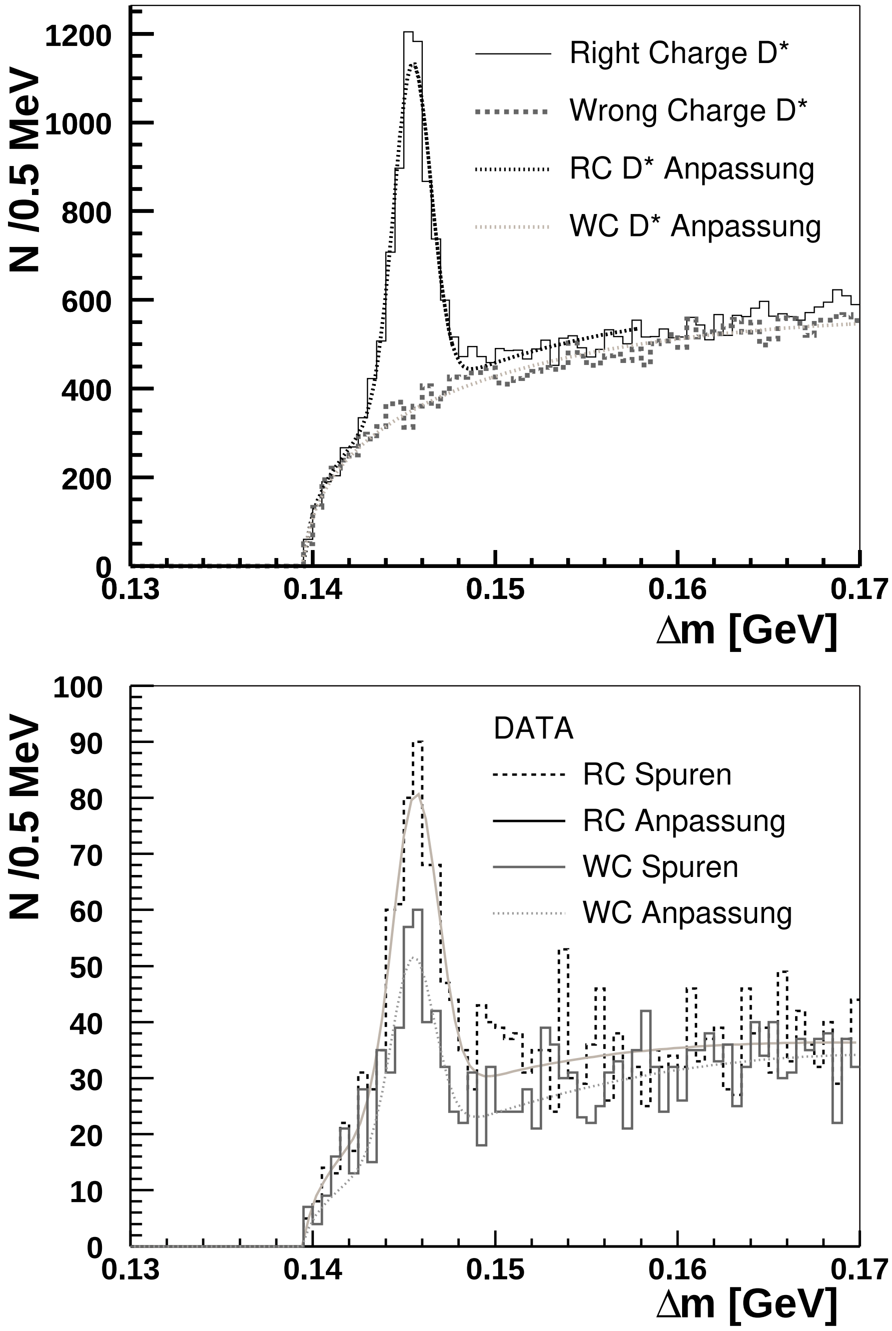


Abbildung 7.5: oben: Δm-Verteilung für die richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten und die falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten. Neben den Histogrammen sind auch die Kurven der Anpassungsfunktionen gezeigt. unten: Δm-Verteilung und Anpassungen für die richtig geladenen und die falsch geladenen Spuren im zweiten Jet nach der Selektion durch die multivariate Analyse.

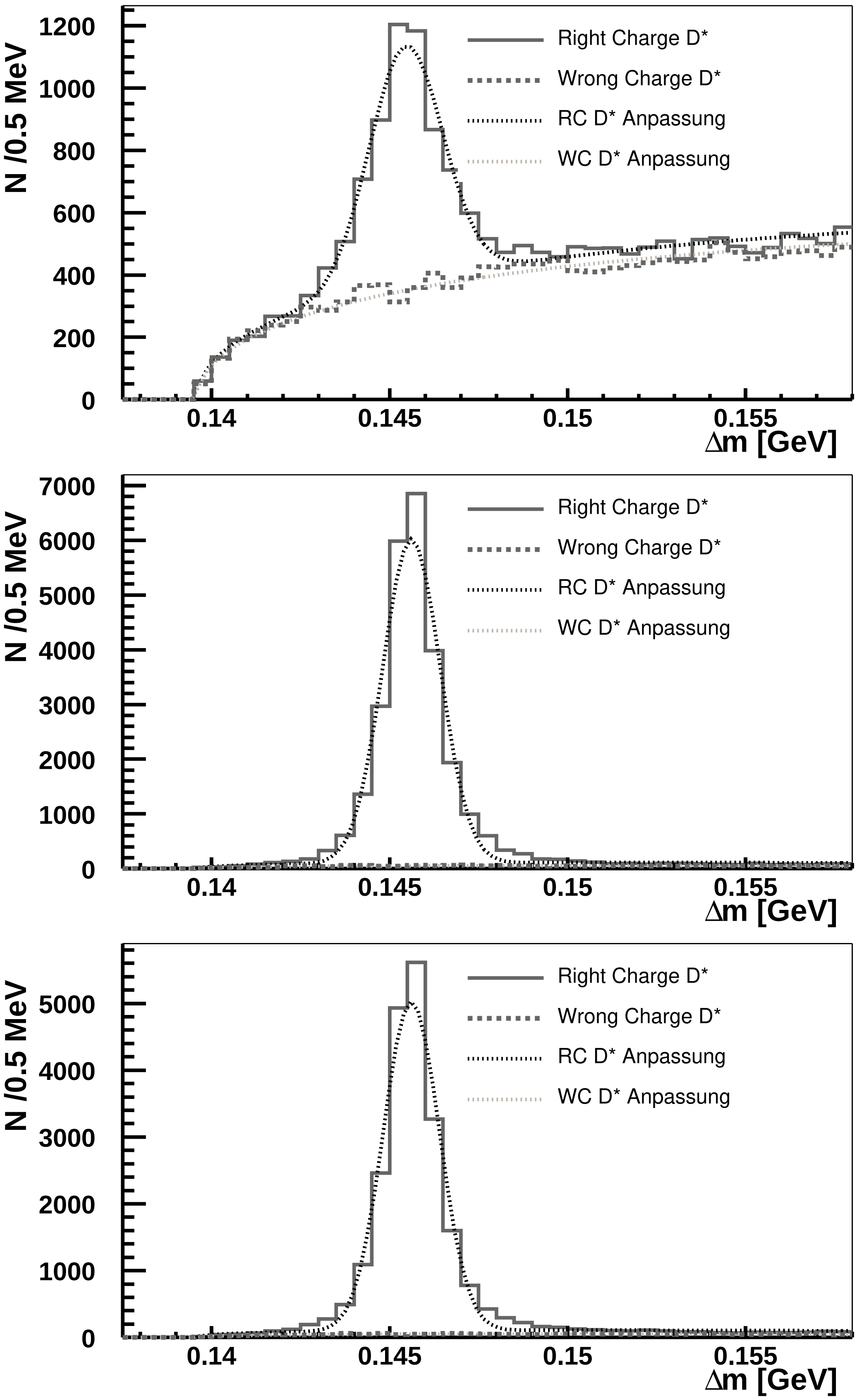


Abbildung 7.6: Die Δm Verteilung für die Daten (oben), ein RAPDIR und ein RAPRES Monte-Carlo. In den Diagrammen sind neben den richtig geladenen $D^{\star}$-Kandidaten, auch die Verteilung für die falsch geladenen $D^{\star}$-Kandidaten und die Anpassungen an die beiden Verteilungen gezeigt.

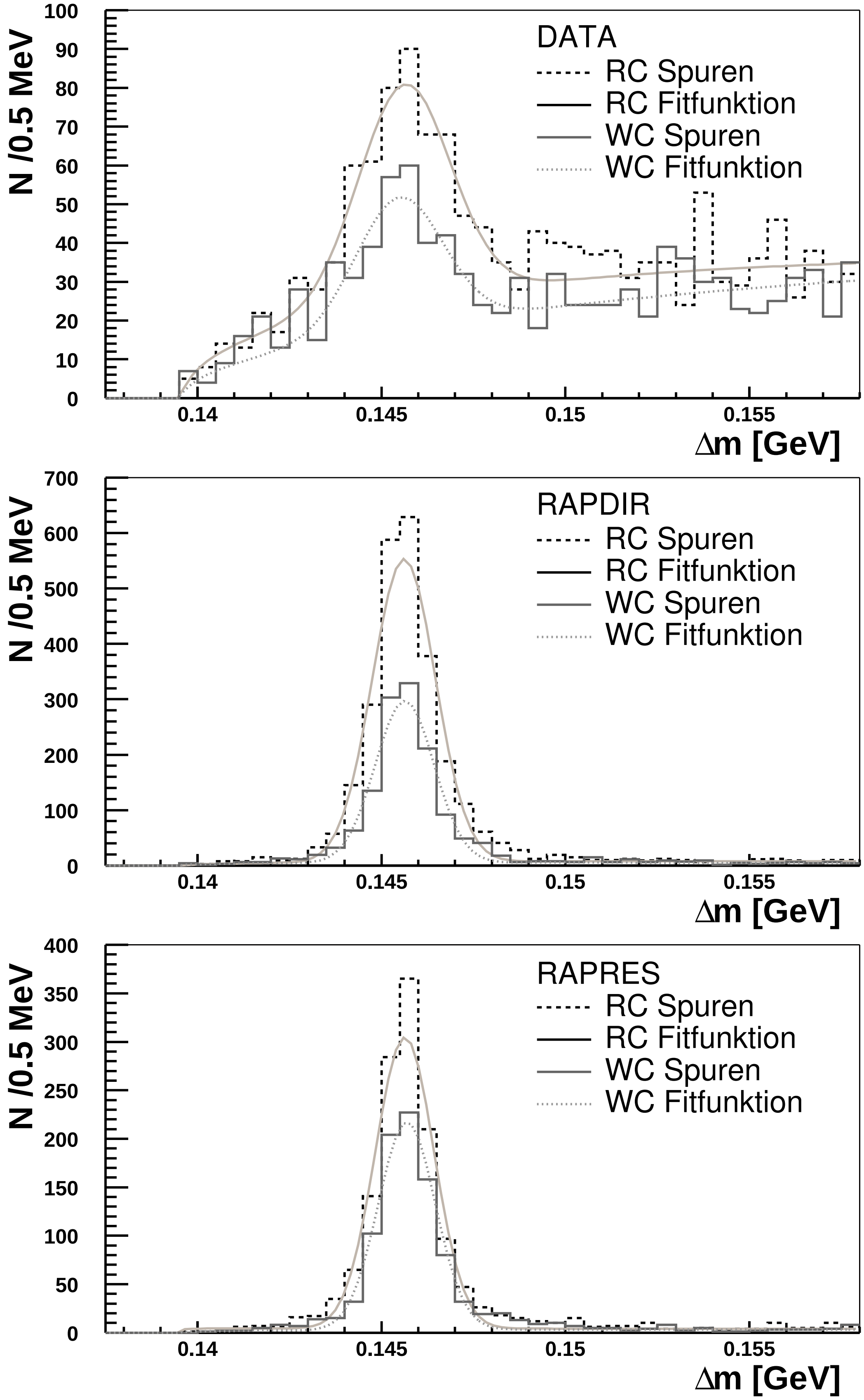


Abbildung 7.7: Die Δm Verteilung für die Daten (oben), ein RAPDIR und ein RAPRES Monte-Carlo. Gezeigt sind die Verteilungen für Ereignisse mit selektierten, richtig geladenen Spuren im zweiten Jet und Ereignisse mit selektierten, falsch geladenen Spuren. Aus den beiden Anpassungen wurde die Anzahl der selektierten langsamen Pionen für die drei Ensemble bestimmt.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, eine Methode zu untersuchen, die einen effizienten Nachweis der beiden Charmquarks aus den BGF-Prozessen der $e\,p$-Streuung ermöglicht. Ein üblicher Nachweis für Charmquarks sind $D^{\star}$-Mesonen, die im „goldenen" Zerfallskanal

$$D^{\star\pm} \to D^0\pi^{\pm} \to (K^{\mp}\pi^{\pm})\pi^{\pm}$$

rekonstruiert werden. Dies ermöglicht einen sehr reinen Nachweis von Charmquarks. Die $D^{\star}$-Rekonstruktion ist aber in diesem Kanal sehr ineffizient, weshalb die vollständige Rekonstruktion zweier $D^{\star}$-Mesonen für den Nachweis beider Charmquarks ungeeignet ist.

Stattdessen wurde in dieser Arbeit die $D^{\star}$-π_{slow} *Double Tagging* Methode untersucht. In diesem Verfahren wird das erste $D^{\star}$-Meson über den „goldenen" Kanal rekonstruiert. Das zweite Charmquark wird dann über einen inklusiven $D^{\star}$-Nachweis identifiziert. Dabei wird ein $D^{\star}$-Meson lediglich über das Pion aus dem Zerfall $D^{\star\pm} \to D^0\pi^{\pm}$ rekonstruiert. Da der D^0-Zerfall nicht rekonstruiert wird, erhält man eine ungefähr 20-mal höhere Nachweiseffizienz.

Die besondere Eigenschaft des Pions aus dem $D^{\star}$-Zerfall ist, dass es in dem Zerfall nur sehr wenig kinetische Energie erhält. Deswegen hat es im Jet des Charmquarks keinen Transversalimpuls zur Jetachse. Um dieses langsame Pion nachweisen zu können, muss diese Jetachse klar definiert sein. Dazu muss der Jet des zweiten Charmquarks gut rekonstruiert werden.

Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit ein neues Verfahren zur Jetrekonstruktion (CHARM-Verfahren) entwickelt, bei dem die Eigenschaften von Charmquarks besonders berücksichtigt werden. Mit diesem Rekonstruktionsverfahren werden die beiden Jets mit einer Effizienz von 79% bezogen auf alle Ereignisse mit einem $D^{\star}$-Meson rekonstruiert. Eine ähnlich gute Jetrekonstruktion erreicht man beim k_t -Algorithmus nur in 56% der Ereignisse mit $D^{\star}$-Meson.

Das langsame Pion soll beim inklusiven $D^{\star}$-Nachweis im Jet des zweiten Charmquarks nachgewiesen werden. Mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen wurde festgestellt, dass 82% der im Detektor gefundenen langsamen Pionen sich im zweiten Jet befinden. Im Vergleich verschiedener Jetrekonstruktionsverfahren konnte beobachtet werden, dass die Wahrscheinlichkeit, das langsame Pion im zweiten Jet zu finden, in erster Linie von der Effizienz abhängt, mit der zwei Jets rekonstruiert wurden. Bei einem Vergleich dieser Wahrscheinlichkeit für verschiedene Monte-Carlo Generato-

ren wurde festgestellt, dass sich die Wahrscheinlichkeit für solche Generatoren nicht ändert, die direkte BGF-Prozesse simulieren. Deutliche Unterschiede beobachtet man hingegen bei den Prozessen mit einem aufgelösten Photon. Diese beruhen auf der Tatsache, dass in diesen Prozessen der zweite Jet nicht immer aus einem Charmquark kommt.
Zur Identifizierung der langsamen Pionen unabhängig von den Monte-Carlo Informationen wurden die geladenen Teilchen im zweiten Jet betrachtet. Von den Pionen erwartet man, dass sie zum ersten rekonstruierten $D^\star$-Meson entgegengesetzt geladen sind. Man kann also im Vergleich der richtig geladenen Teilchen mit den falsch geladenen Teilchen Unterschiede erkennen, die auf dem Signal der langsamen Pionen beruhen. Dabei beträgt das Verhältnis von langsamen Pionen zum Untergrund anderer, richtig geladener Teilchen $1/18$.
Um die Pionen von diesem Untergrund trennen zu können, wurde eine multivariate Analyse mit solchen Variablen als Eingangsgrößen angewendet, in denen sich die Verteilungen von langsamen Pionen und Untergrund unterscheiden. Mit der multivariaten Analyse konnte eine Ereignisselektion mit starker Untergrundunterdrückung erreicht werden, so dass das Verhältnis von Signal zu Untergrund auf $1/1.2$ verbessert werden konnte. Dabei lag die Selektionseffizienz für langsame Pionen bei 76%. Das bedeutet, dass in rund 4.2% der Ereignisse mit einem $D^\star$-Meson ein langsames Pion selektiert wurde.
Zum Abschluss dieser Arbeit wurde die $D^\star$-π_{slow} *Double Tagging* Methode auf Daten des H1-Detektors aus den Jahren 1999 und 2000 angewendet. Dabei wurde von 3937 ± 95.8 rekonstruierten $D^\star$-Mesonen ausgegangen. In diesem Ereignissatz wurden 145.8 ± 35.7 langsame Pionen gefunden. Die Durchführung dieser Selektion wurde in den Daten durch einen kombinatorischen Untergrund mit ca. 2000 Ereignissen erschwert, der zu den $D^\star$-Ereignissen hinzukam. Aus der Anzahl der gefundenen langsamen Pionen konnte der Anteil der aufgelösten Prozesse zur Charmproduktion in der $e\,p$ Streuung auf $x = 0.40 \pm 0.31$ bestimmt werden, wobei die große statistische Unsicherheit darauf beruht, dass der Untergrund zu den $D^\star$-Ereignissen sehr groß ist.

In dieser Arbeit wurde die $D^\star$-π_{slow} *Double Tagging* Methode anhand von Monte-Carlo Ereignissen untersucht. Ihre Anwendung auf die Daten war aber durch den hohen Untergrund zu den $D^\star$-Ereignissen nur eingeschränkt möglich. Für physikalische Studien zu den beiden rekonstruierten Charmquarks kann dieser Untergrund durch eine verbesserte Selektion der $D^\star$-Ereignisse reduziert werden. Die Identifizierung der beiden Charmquarks ermöglicht dann Untersuchungen zu ihrer Produktionsdynamik. Dies erlaubt am Ende auch Rückschlüsse auf das Gluon, in dessen Verschmelzung mit einem Photon die beiden Charmquarks entstanden sind.

Literaturverzeichnis

[1] CHARM Collaboration, M. Jonker *et al.*, *Experimental Study of Neutral Current and Charged Current Neutrino Cross Sections*, Phys. Lett. **B99** (1981) 265.

[2] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement of D* meson cross sections at HERA and determination of the gluon density in the proton using NLO QCD*, Nucl. Phys. B **545** (1999) 21 [arXiv:hep-ex/9812023].

[3] J. J. Aubert *et al.* [European Muon Collaboration], *Production Of Charmed Particles In 250-Gev Mu+ - Iron Interactions*, Nucl. Phys. B **213** (1983) 31.

[4] X. Artru und G. Mennessier, *String Model and Multiproduction*, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93.
M.G. Bowler, *e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model*, Z. Phys. **C11** (1981) 169.
B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelmann und T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rep. **97** (1983) 33.
B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *A General Model for Jet Fragmentation*, Z. Phys. **C20** (1983) 317 und *A Probability measure on Parton and String States*, Nucl. Phys. **B264** (1986) 29.

[5] R.D. Field und S. Wolfram, *A QCD Model for e^+e^- Annihilation*, Nucl. Phys. **B213** (1983) 65.
B.R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.

[6] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. M. Zerwas, *Scaling Violations In Inclusive E+ E- Annihilation Spectra*, Phys. Rev. D **27** (1983) 105.

[7] C. Berger *et al.* [PLUTO Collaboration], *A Study Of Jets In Electron Positron Annihilation Into Hadrons In The Energy Range 3.1-Gev To 9.5-Gev*, Phys. Lett. B **78** (1978) 176.

[8] K. Hagiwara *et al.*, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D66** (2002) 1

[9] L. Gladilin, *Charm hadron production fractions*, [arXiv:hep-ex/9912064].

[10] P. Schmüser, *The Electron Proton Colliding Beam Facility HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1984) 201.

[11] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310.

[12] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, *The tracking calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310 und 348.

[13] B. Schwab, *Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experiments*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1996.

[14] P. Marage *et al.*, *Construction of a cylindrical MWPC for the central tracking detector of H1*, Nucl. Phys.,**B16** (1990) 518.

[15] S. Egli *et al.*, *The Central Inner z Drift Chamber of the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 487.

[16] J. Bürger *et al.*, *The Central Jet Chamber of the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 217.

[17] K. Müller *et al.*, *Construction and performance of a thin cylindrical multi wire proportional chamber with cathode pad readout for the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A312** (1992) 457.

[18] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 460.

[19] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*, Nucl. Instr. and Meth **A350** (1994) 57.

[20] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 499.

[21] R.D. Appuhn *et al.*, *The H1 Lead / Scintillating Fiber Calorimeter* , Nucl.Instr. and Meth. **A386** (1997) 397.

[22] T. Nicholls *et al.*, *Performance of an electromagnetic Lead / Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A374** (1996) 149.

[23] R.D. Appuhn *et al.*, *Hadronic Response and e/pi Separation with the H1 Lead/Fiber Calorimeter*, Nucl.Instr. and .Meth **A382** (1996) 395.

[24] V.N. Gribov und L.N. Lipatov, *Deep Inelastic ep Scattering in Perturbative Theory*, Sov. J. Nucl. Phsy. **15** (1972) 438 und e^+e^- *Pair Annihilation and Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 675.

Y.L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in quantum chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[25] M. Ciafaloni, *Coherence effects in initial jets at small Q^2/s*, Nucl. Phys. **B296** (1988) 49.
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *QCD coherence in initial state radi ation*, Phys. Lett. **B234** (1990) 339; *Small x behaviour of initial state r adiation in perturbative QCD*, Nucl. Phys. **B336** (1990) 18.
A.D. Martin, *Phenomenology of BFKL and CCFM*, Proceedings des Workshops *Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena*, Rom (1996) 156.

[26] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. **43** (1987) 367. T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[27] G. Ingelman, J. Rathsman, G.A. Schuler, *AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 135, [arXiv:hep-ph/9605285].

[28] H. Jung, *The RAPGAP Monte Carlo for deep inelastic scattering - version 2.08/00*, Comp. Phys. Commun. **86** (1995) 147; `http://www-h1.desy.de/ jung/rapgap.html`

[29] H. Jung, G.P. Salam, *Hadronic final state predictions from CCFM: the hadron-level Monte Carlo generator CASCADE*, Eur. Phys. J. **C19** (2001) 351, [arXiv:hep-ph/0012143].
H. Jung, *The CCFM Monte Carlo generator CASCADE*, [arXiv:hep-ph/0109102].

[30] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, *HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991*, Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465;
G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010

[31] M. Peez, *Recherche de deviations au Model Standard dans les processus de grande energie transverse sur le collisionneur electron - proton HERA*, Dissertation, Universite Claude Bernard - Lyon 1, 2003.

[32] L. West, *How to use the Heavy Flavour Working Track, Muon and Electron Selection Code*, Internes Dokument, 1997.

[33] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], *The Topology of three jet events in anti-p p collisions at S**(1/2) = 1.8-TeV*, Phys. Rev. D **45** (1992) 1448.

[34] S. Bethke *et al.* [JADE Collaboration], *Experimental Investigation Of The Energy Dependence Of The Strong Coupling Strength*, Phys. Lett. B **213** (1988) 235.

[35] T. Sjostrand, *The Lund Monte Carlo For E+ E- Jet Physics*, Comput. Phys. Commun. **28** (1983) 229.

[36] S. Catani, Y. L. Dokshitzer and B. R. Webber, *The K-perpendicular clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions*, Phys. Lett. B **285** (1992) 291.

[37] G. R. Bower, *Reconstruction of high mass particles from hadronic jets at a high energy lepton collider*, SLAC-PUB-8360
`http://www.slac.stanford.edu/spires/find/hep/www?r=slac-pub-8360`
Talk given at 4th International Workshop on Linear Colliders (LCWS 99), Sitges, Barcelona, Spain, 28 Apr - 5 May 1999

[38] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], *Jets and Energy Flow in Photon-Proton Collisions at HERA*, Z. Phys. C **70** (1996) 17 [arXiv:hep-ex/9511012].

[39] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions*, Phys. Rev. D **48**, 3160 (1993), [arXiv:hep-ph/9305266].

[40] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], *Measurement of f(c → D*+ X), f(b → D*+ X) and Gamma(c anti-c)/Gamma(had) using D*+- mesons*, Eur. Phys. J. C **1** (1998) 439 [arXiv:hep-ex/9708021].

[41] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, *Dynamical parton distributions revisited*, Eur. Phys. J. C **5** (1998) 461 [arXiv:hep-ph/9806404].

[42] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375 [arXiv:hep-ph/9903282].

[43] G. A. Schuler and T. Sjostrand, *Low and high mass components of the photon distribution functions*, Z. Phys. C **68** (1995) 607 [arXiv:hep-ph/9503384].
Parton Distributions of the Virtual Photon, Phys. Lett. B **376** (1996) 193 [arXiv:hep-ph/9601282].

[44] R. A. Fisher, *The Use of Multiple Measurements in Taxonomic Problems*, Contributions to Mathematical Statistics (reprinted) John Wiley & Sons, New York, (1950).

[45] T. W. Anderson, *An Introduction to Multivariate Statistical Analysis*, John Wiley & Sons, New York, (1958).

[46] T. Carli and B. Koblitz, *A multi-variate discrimination technique based on range-searching*, Nucl. Instrum. Meth. A **501** (2003) 576 [arXiv:hep-ex/0211019].

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.
Zunächst gilt mein Dank Frau Dr. Karin Daum für die interessante Aufgabenstellung, die zu dieser Arbeit geführt hat, und die gute Betreuung während der Durchführung der Untersuchungen.
Zusätzlich möchte ich Frau Prof. Naroska für ihre Bereitschaft, als zweite Gutachterin zu fungieren, danken, da dadurch diese Arbeit möglich gemacht wurde.
Für ihre Unterstützung beim Aufschreiben der Arbeit und das anschließende Korrekturlesen möchte ich Christiane Risler und Birger Koblitz danken.
Meinen Mitstreitern in der „Charming“ Arbeitsgruppe möchte ich für die zahlreichen Ideen und Anregungen zu den durchgeführten Studien danken. Mein besonderer Dank gilt Dr. Katerina Lipka für die wertvollen Diskussionen.
Für die vielen Hilfestellungen bei der Arbeit mit der objekt-orientierten Analyseumgebung möchte ich dem OO-Team danken.
Zur angenehmen Atmosphäre in der Arbeitsgruppe haben unter anderem Dr. Juraj Bracinik, Dr. Günter Grindhammer, Andrey Nikiforov, Adrian Perieanu, Christiane Risler, Zuzana Rurikova und Sebastian Schmidt beigetragen.
Auch außerhalb des Büros habe ich während meiner Arbeit viel Unterstützung erhalten für die ich sehr dankbar bin.
Für zahlreiche Aufmunterungen danke ich Chris, Christiane, Hanna, Zhen, Jenni, und Jochen.
Meinen Eltern möchte ich an dieser Stelle ganz herzlich für ihre stetige Unterstützung und die vielen Aufmunterungen während der fünf Jahre meines Physikstudiums danken.
Als letztes möchte ich ganz besonders Birger dafür danken, dass er auch in den schwierigen Momenten für mich da war, und für vieles andere.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.
Desweiteren erkläre ich mich mit dem Verleih und der Veröffentlichung dieser Arbeit einverstanden.

Susanne Hellwig
Hamburg, den 27.Mai 2004