

MESSUNG SEMILEPTONISCHER ZERFÄLLE SCHWERER QUARKS
MIT DEM MARK J - DETEKTOR BEI PETRA

von

Thomas Hebbeker

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Fachabteilung für Mathematik und Physik der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen

im Februar 1983

angefertigt im
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl A

ZUSAMMENFASSUNG

Am e^+e^- -Speicherring PETRA wurden mit dem MARK J - Detektor bis Juli 1982 insgesamt etwa 28400 Hadron-Ereignisse des Typs

$$e^+e^- \rightarrow q \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

mit einer Schwerpunktsenergie um 35 GeV gemessen. Dabei wurden insgesamt 2200 Ereignisse mit mindestens einer durchdringenden Spur, d.h. einem "Myon-Kandidaten" gefunden.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien werden Schnitte ermittelt, die bevorzugt Myonen aus den semileptonischen Zerfällen der charm- oder bottom-Quarks selektieren. Es können dann die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse bestimmt werden:

$$B(c \rightarrow \mu^+ X) = (13 \pm 4) \%$$

$$B(b \rightarrow \mu^- X) = (9 \pm 3) \%$$

Weiter erhält man eine Grenze für die Erzeugung von Mesonen, die ein top-Quark enthalten:

$$\Delta R_{\text{top}} < 2 \% \quad (95\% \text{ cl}) \quad m_{\text{top}} = 14 \text{ GeV}$$

Die Analyse von hadronischen Ereignissen mit zwei Myonen entgegengesetzter Ladung in einem Jet ergibt eine Grenze für Flavor-ändernde neutrale Ströme:

$$B(b \rightarrow \mu^+ \mu^- X) < 0.8 \% \quad (95\% \text{ cl})$$

Aus der Ladung des Myons und der Thrustichtung der jetartigen Ereignisse kann man auf Ladungsvorzeichen und Richtung des (schweren) Quarks vor der Fragmentation in Hadronen zurückschließen. Es werden die Vorwärts-Rückwärts-Ladungs-Asymmetrie für charm- und bottom-Quarks gemessen und mit der Vorhersage der Theorie von Glashow, Salam und Weinberg verglichen.

INHALT

1.0	EINFÜHRUNG	1
2.0	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	4
2.1	Übersicht	4
2.2	Hadronische Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation	5
2.2.1	Erzeugung eines Quark/Antiquark-Paares	5
2.2.2	Fragmentation	10
2.2.3	Schwache Zerfälle schwerer Mesonen	14
3.0	SCHEMA DER ANALYSE HADRONISCHER EREIGNISSE MIT MYONEN	23
4.0	MONTE-CARLO-SIMULATION	29
5.0	DAS EXPERIMENT	31
5.1	Der Speicherring PETRA	31
5.2	Der MARK J - Detektor	32
6.0	EREIGNISSELEKTION	37
7.0	BESTIMMUNG UND ABTRENNUNG DES UNTERGRUNDES	49
8.0	RESULTATE	54
8.1	Ereignisse mit zwei Myonen	54
8.2	Verzweigungsverhältnisse für charm und bottom	56
8.2.1	Fragmentationsfunktionen für c und b	56
8.2.2	Transversalimpulsspektren für $b \rightarrow c$ und $b \rightarrow u$	57
8.2.3	Schnitte zur charm- bzw. bottom-Anreicherung	58
8.2.4	Semileptonisches Verzweigungsverhältnis für charm	59
8.2.5	Semileptonisches Verzweigungsverhältnis für bottom	61
8.3	Produktion neuer schwerer Quarks	62
8.4	Neutrale Ströme und bottom-Zerfälle	63
8.5	Asymmetrien für charm und bottom	64
8.5.1	Detektor-Asymmetrie	64
8.5.2	Schnitte zur charm- bzw. bottom-Anreicherung	65
8.5.3	Asymmetrie für charm-angereicherten Datensatz	67
8.5.4	Asymmetrie für bottom-angereicherten Datensatz	68
9.0	AUSBLICK	70
	ANHANG	71
	LITERATURVERZEICHNIS	76

1.0 EINFÜHRUNG

In den Jahren 1974 bzw. 1977 wurden die Resonanzen J/ψ ¹ und Υ ² entdeckt, die als Bindungszustände neuer Quark/Antiquark - Paare (charm, bottom) interpretiert werden. Die Suche nach einem sechsten Quark verlief bisher erfolglos³.

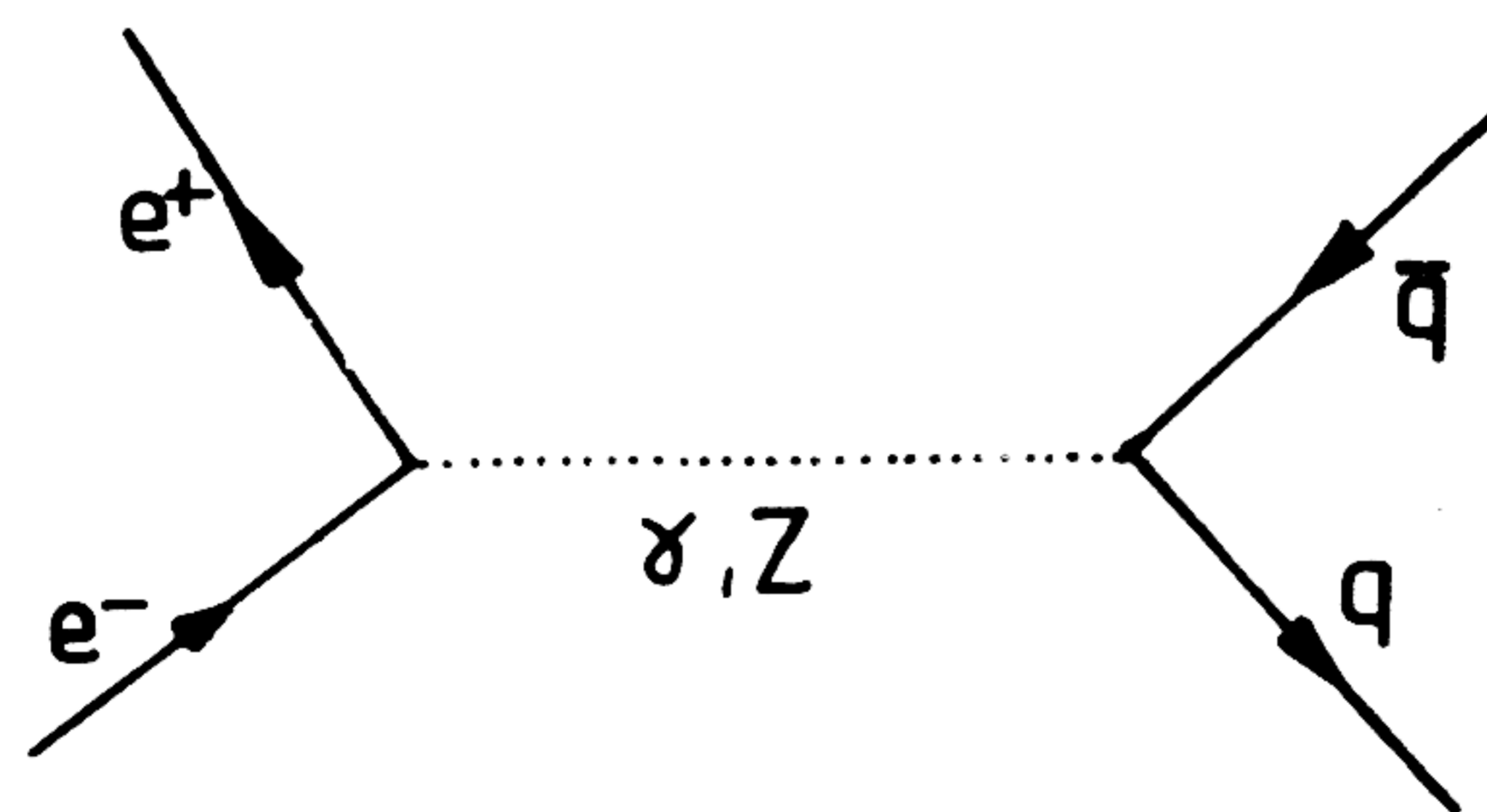
Die an den e^+e^- -Speicherringen SPEAR und DORIS untersuchte Resonanz Ψ'' zerfällt in zwei charm-Mesonen⁴, der bei CESR gemessene analoge Zustand Υ''' ⁵ in bottom-Mesonen. Mit den Beschleunigern PETRA und PEP können Mesonen mit einem schweren Quark über die Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow q \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

erzeugt werden.

In dieser Arbeit werden in der e^+e^- -Annihilation entstandene hadronische Endzustände mit mindestens einem Myon analysiert. Diese stammen bevorzugt aus schwachen Zerfällen schwerer Quarks (charm, bottom, top?). Ziel ist die Messung von semileptonischen Verzweungsverhältnissen und der Nachweis einer Asymmetrie in der Winkelverteilung der erzeugten Quarks, die der axialen Kopplungskonstante für schwache neutrale Ströme proportional ist.

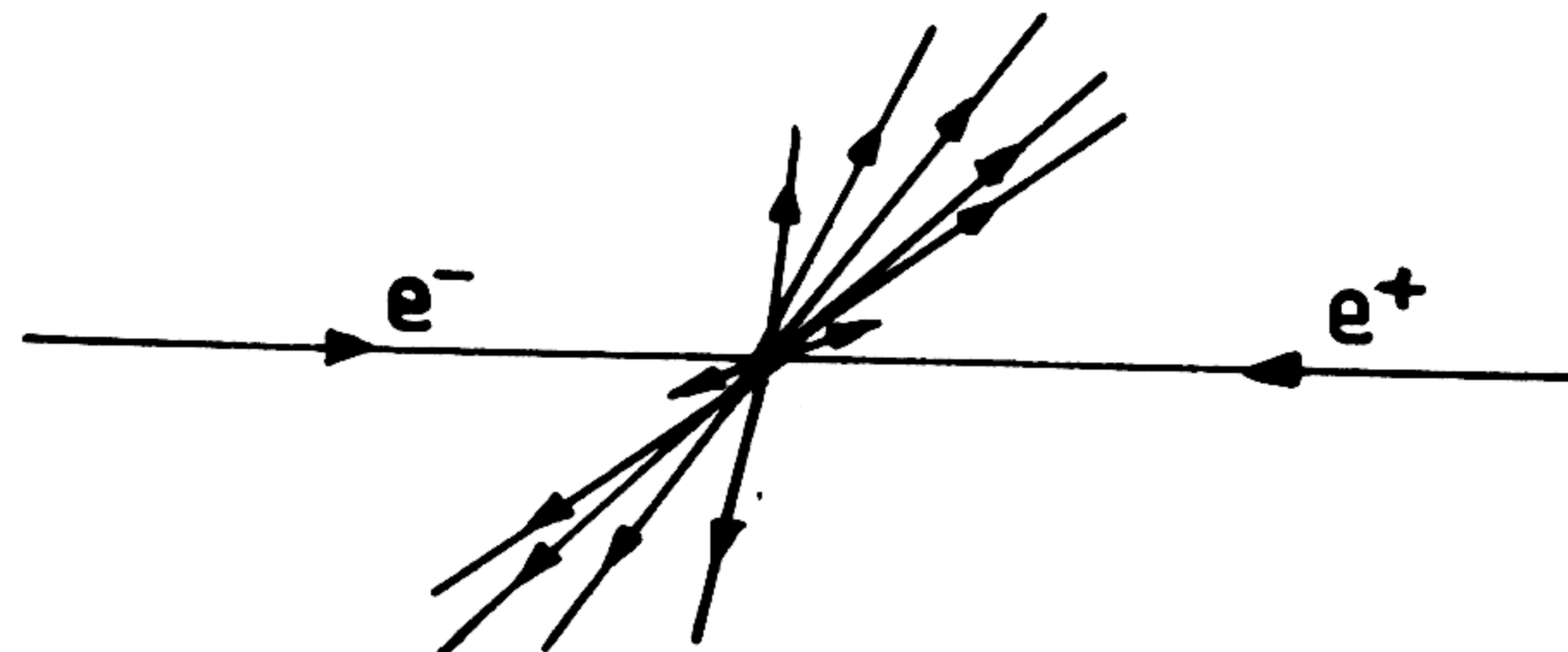
Die Erzeugung von Quark/Antiquark-Paaren in der e^+e^- -Vernichtung kann symbolisch so dargestellt werden:



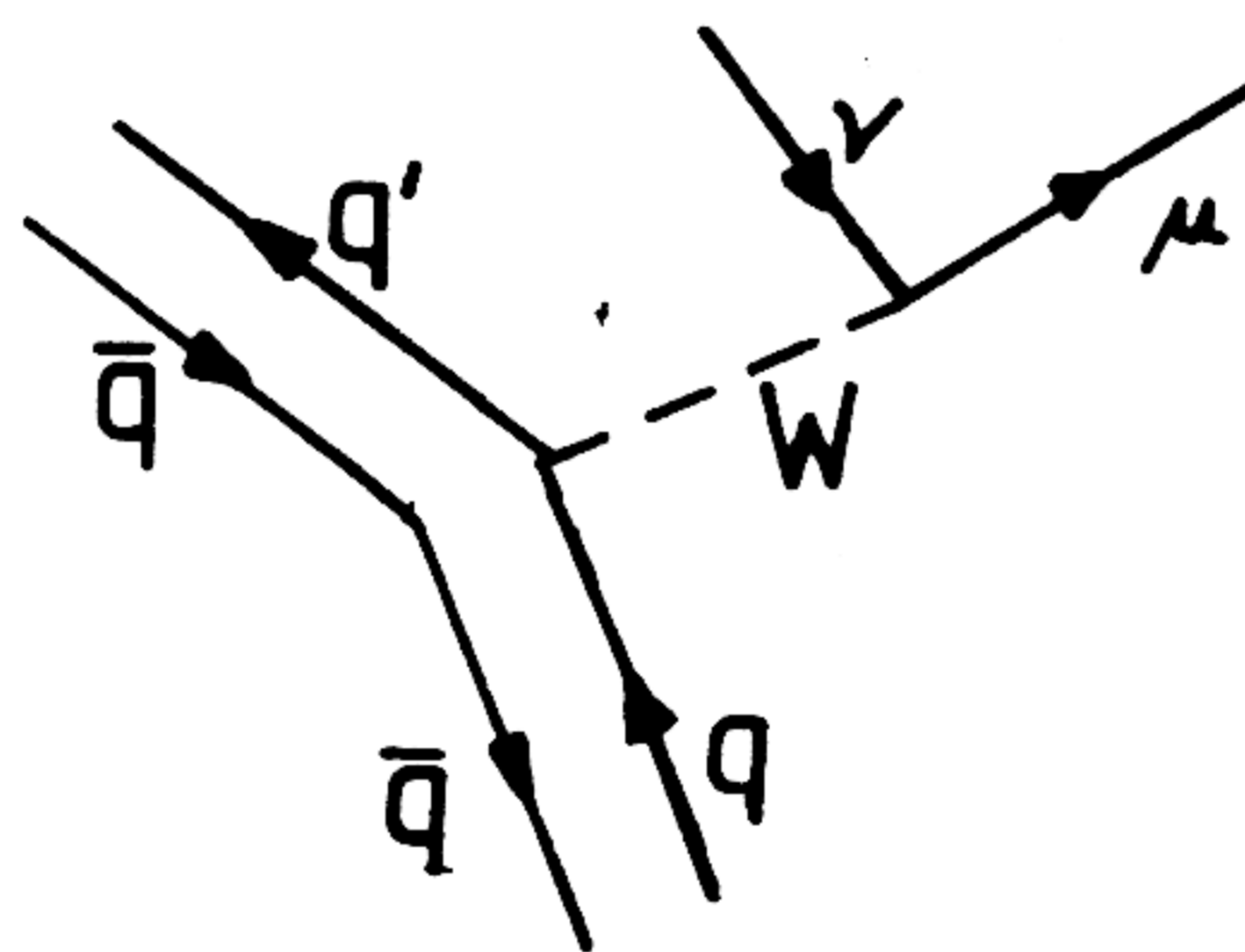
Die Theorie von Glashow, Salam und Weinberg⁶ sagt voraus, daß außer dem Photon γ das neutrale Boson Z der elektroschwachen Wechselwirkung eine wichtige Rolle spielt, so daß eine Asymmetrie in der Winkelverteilung der Quarks auftritt.

Die entstandenen Quarks können jedoch nicht als einzelne Teilchen beobachtet werden: Aufgrund der starken Wechselwirkung werden weitere

Quark/Antiquark-Paare erzeugt, die praktisch ausschließlich aus den leichten Quarks u, d und s bestehen. Zusammen mit den primären Quarks formieren diese dann Hadronen, es entstehen "Jets":



Die Mesonen und - in geringerer Zahl - Baryonen können dann zerfallen oder werden im Detektor absorbiert. Ein primäres schweres Quark bildet mit einem leichten Antiquark ein schweres Meson M , das mit sehr kurzer Lebensdauer schwach zerfällt. Myonen aus den semileptonischen Zerfällen $M \rightarrow \mu X$ entstehen deshalb praktisch am Wechselwirkungsort ("prompte" Myonen). Im "Spectator-Modell", das dem leichten Quark die Rolle eines "Zuschauers" zuweist, wird der Zerfall des Mesons dem des schweren Quarks gleichgesetzt, so daß die Sprechweise "Quarkzerfall" gerechtfertigt ist:



Um semileptonische Verzweungsverhältnisse und Asymmetrien bestimmen zu können, muß zunächst unterschieden werden zwischen schweren Quarks verschiedener Flavor. Dies gelingt wegen der großen Unterschiede in den Massen: Die Breite der Jets sowie der Transversalimpuls des Myons relativ zur Jetachse nehmen mit der Quarkmasse zu, erlauben also eine Flavortrennung.

Die gemessene Zahl von Myonen ist proportional dem Produkt aus Erzeugungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow q \bar{q})$ und semileptonischem Verzweungsverhältnis $B(q \rightarrow \mu X)$. Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt σ erhält man das semileptonische Verzweungsverhältnis B (charm, bottom); umgekehrt können für das top-Quark aus einer Abschätzung von B Grenzen für die Produktionsrate angegeben werden. Ferner kann man aus der Zahl von

Ereignissen mit zwei Myonen in einem Jet auf das Verzweigungsverhältnis $B(b \rightarrow \mu^+ \mu^- X)$ schließen.

Ähnlich wie für den Prozess $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ wird die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Ladungs-Asymmetrie für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q \bar{q}$ versucht. Das Ladungsvorzeichen der schweren Quarks erhält man aus der Myonladung, die Flugrichtung wird durch die Jetachse rekonstruiert.

Die theoretischen Grundlagen zu diesen Messungen werden in Kapitel 2.0 erläutert. Dann folgt eine allgemeine Beschreibung der Analyse hadronischer Ereignisse mit Myonen und ihrer Simulation durch Monte-Carlo-Rechnungen. In den Kapiteln 5.0 und 6.0 wird kurz das Experiment beschrieben und die Selektion der Ereignisse erläutert. Kapitel 7.0 beschäftigt sich mit Erkennung und Reduzierung des Untergrundes. Schließlich werden die Resultate der Analyse angegeben und mit denen anderer Experimente verglichen. Das letzte Kapitel 9.0 enthält einen kurzen Ausblick auf in Zukunft zu erwartende Messungen.

Es wird ein Einheitensystem verwendet, in dem $\hbar = c = 1$ gilt. Die Definition der Diracschen γ -Matrizen stimmt mit der von Bjorken und Drell ⁷ angegebenen überein.

Alle Fehler und Auflösungen entsprechen einem "Confidence-Level" von 68%, sofern nicht anders vermerkt.

2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 ÜBERSICHT

Das heute weithin akzeptierte Bild der Elementarteilchenphysik sieht - grob skizziert - folgendermaßen aus:

Es gibt "elementare Teilchen" (Fermionen mit Spin 1/2), deren Wechselwirkungen bei den experimentell zugänglichen Energien (Impulsüberträge bis etwa 100 GeV) mathematisch durch "Eichtheorien" erfolgreich beschrieben werden können. Die "Leptonen" unterliegen nur der "elektroschwachen", die "Quarks" zusätzlich der "starken" Wechselwirkung.

Ordnet man diese "punktförmigen" Fermionen nach "Konstituenten"-Massen ^{3 9} und elektrischer Ladung, erhält man folgendes Schema:

Tabelle 1. Drei Generationen elementarer Fermionen

LEPTONEN			QUARKS		
	m/GeV	Q		m/GeV	Q
ν_e	$< 5 \cdot 10^{-8}$	0	u	0.35	+2/3
e	$5.1 \cdot 10^{-4}$	-1	d	0.35	-1/3
ν_μ	$< .0005$	0	c	1.7	+2/3
μ	.106	-1	s	0.5	-1/3
ν_τ	$< .25$	0	t	> 18.0	+2/3
τ	1.784	-1	b	5.0	-1/3

Neutrinos treten nur in einem Helizitätszustand auf. Quarks besitzen den zusätzlichen Freiheitsgrad "Color" ¹⁰. Hinzu kommen noch die jeweiligen Antiteilchen mit entgegengesetztem Vorzeichen der ladungsartigen Quantenzahlen. Die drei "Generationen" unterscheiden sich nur in der Masse der Teilchen, nicht aber in den Wechselwirkungen!

Elektromagnetische und schwache Wechselwirkung sind in der "Glashow-Salam-Weinberg (GSW) - Theorie" ⁶ vereinigt:

Eichgruppe : $SU(2) \times U(1)$

Eichbosonen: γ , W^\pm , Z mit den Massen 0, 80 GeV und 90 GeV
(via Higgs-Mechanismus ¹¹ ?); Spin 1

"Ladung" : schwacher Isospin, schwache Hyperladung

Die Universalität der Kopplungen stellt eine enge Verbindung zwischen Leptonen und Quarks her.

Auch die Effekte der starken Wechselwirkung, insbesondere das ausschließliche Auftreten von "Color-Singletts" - Mesonen: $q\bar{q}$, Baryonen: qqq - ("Confinement") werden durch eine nichtabelsche Eichtheorie, die "Quantenchromodynamik" (QCD) ¹², zu "erklären" versucht:

Eichgruppe : $SU(3)$

Eichbosonen: 8 Gluonen (masselos); Spin 1

"Ladung" : Color

Charakteristisch für nichtabelsche Eichtheorien ist die bisher noch nicht direkt beobachtete Kopplung der Eichbosonen untereinander.

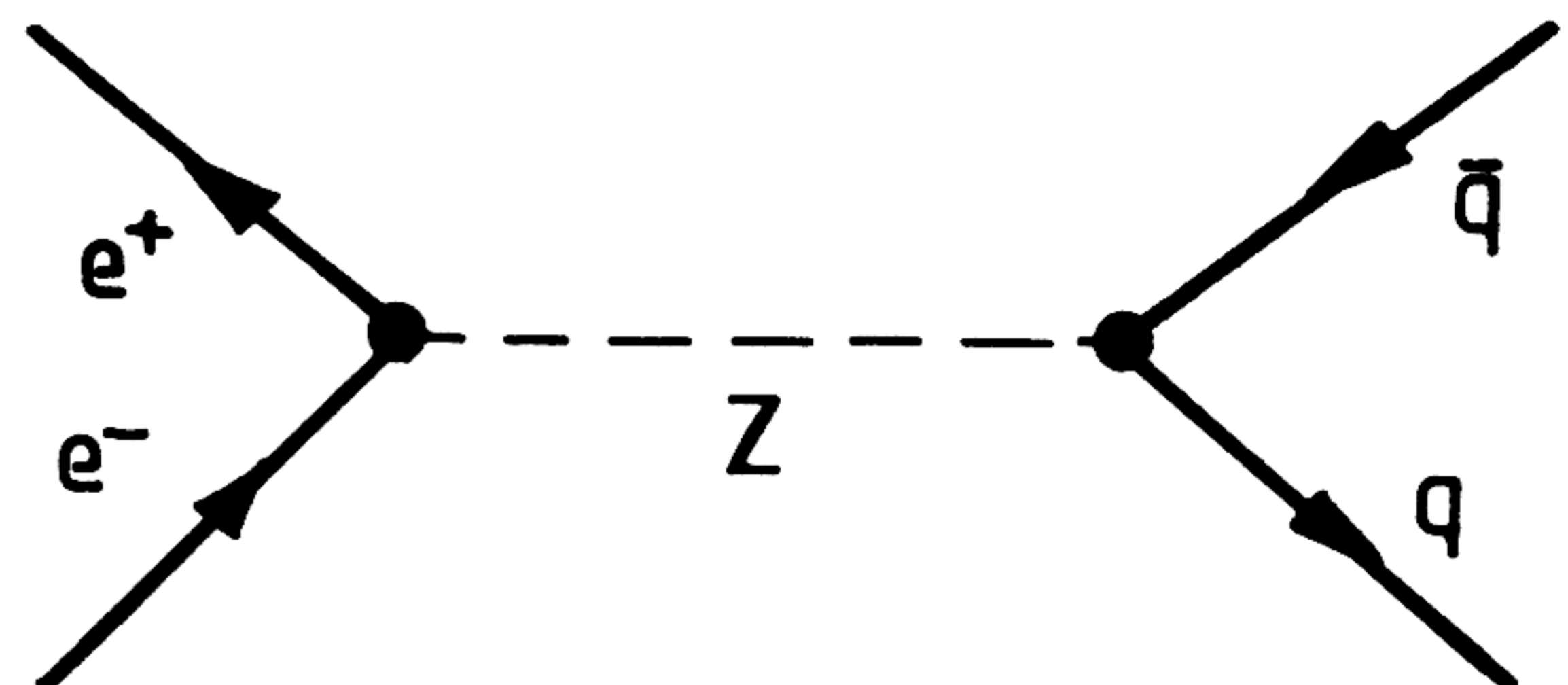
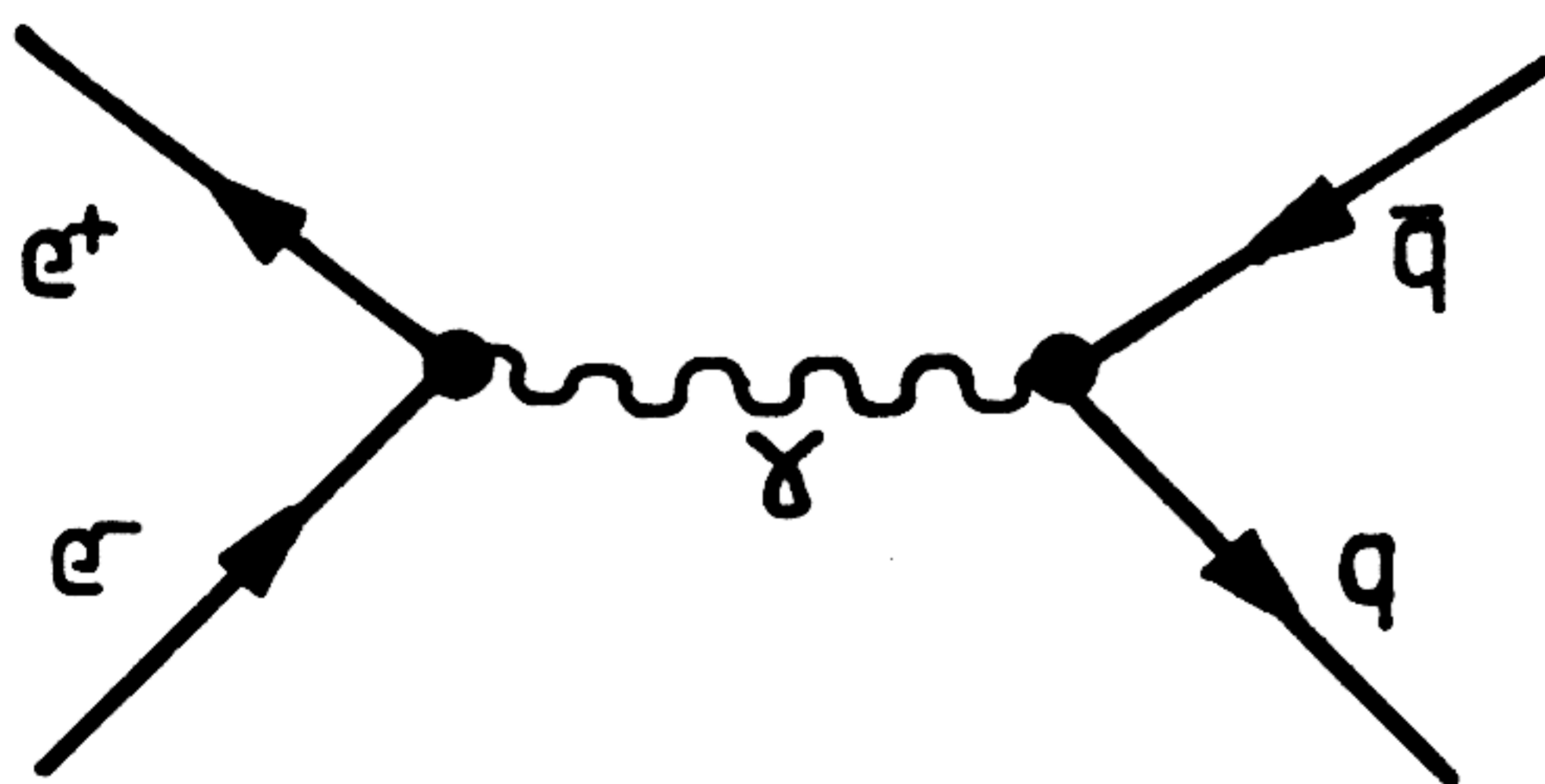
2.2 HADRONISCHE EREIGNISSE IN DER E^+E^- -ANNIHILATION

2.2.1 Erzeugung eines Quark/Antiquark-Paares

Die exklusive Erzeugung eines Quark/Antiquark - Paares in der e^+e^- - Vernichtung

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$$

wird in niedrigster Ordnung durch die Graphen



beschrieben.

Das "Standardmodell" der elektroschwachen Wechselwirkung (GSW) erweitert die QED-Lagrangedichte (Wechselwirkungsteil)

$$L_1 \sim e \bar{q} \gamma_\mu (Q - 0\gamma_5) q A^\mu$$

(Fermion-Photon - Kopplung) um

$$L_2 \sim w \bar{q} \gamma_\mu (v - a\gamma_5) q Z^\mu$$

(Fermion-Z - Kopplung). eQ ("elektrische Ladung") und wv bzw. 0 und wa sind Vektor- bzw. Axialvektor - Kopplung des Fermions an γ und Z , wobei

$$w = e / \sin(2\vartheta_w)$$

mit dem schwachen Mischungswinkel ϑ_w . Während das Photon masselos ist, soll das Z eine Masse von etwa 90 GeV haben. Es gilt der Zusammenhang

$$a = I^3, \quad v = I^3 - 2Q \cdot \sin^2\vartheta_w,$$

wobei I^3 die dritte Komponente des "schwachen Isospins" ist. In Tabelle 2 sind die elektroschwachen Kopplungsparameter für den experimentell bestimmten Wert ³

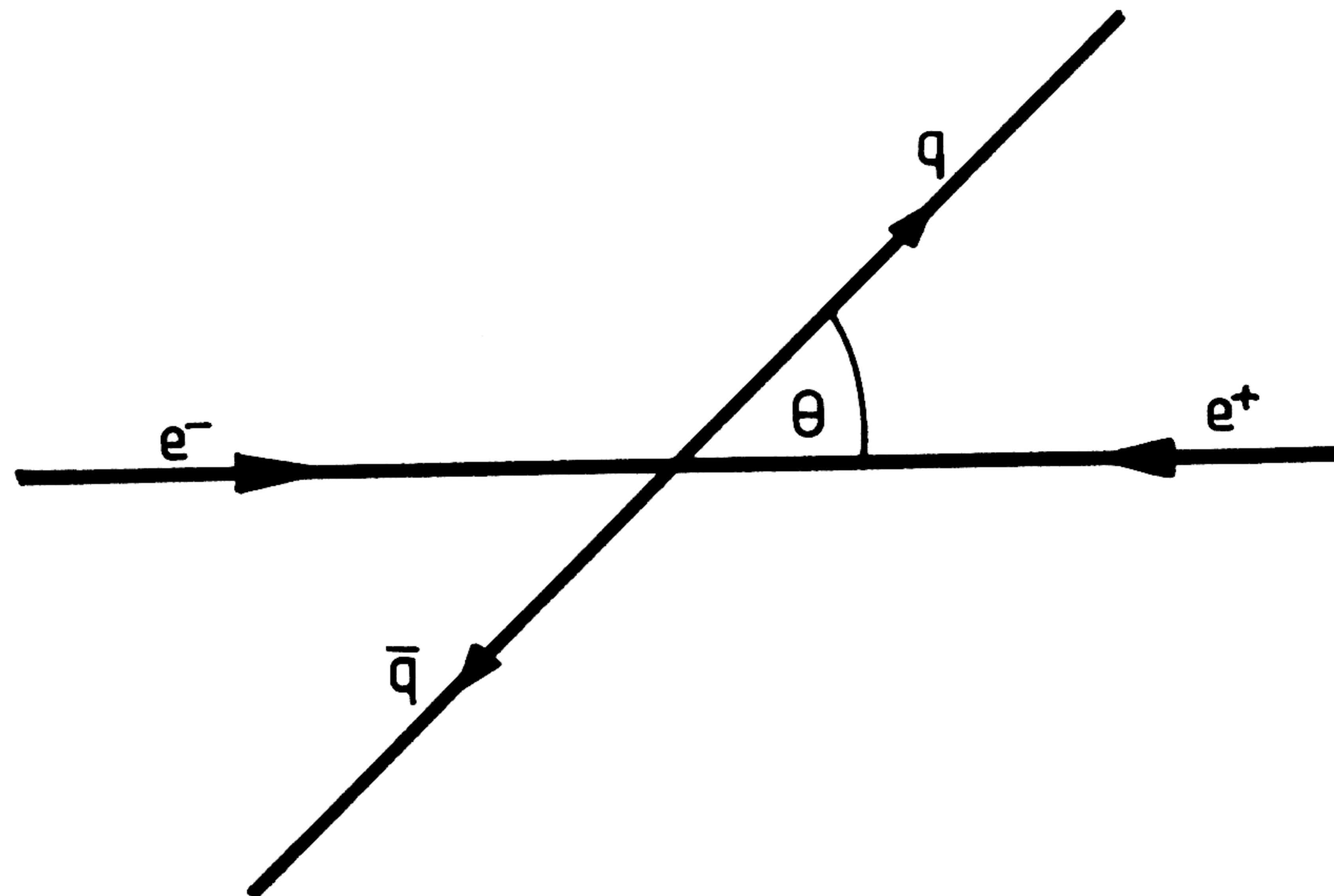
$$\sin^2\vartheta_w = 0.229 \pm 0.010$$

aufgeführt.

Tabelle 2. Elektroschwache Kopplungsparameter und Asymmetrien

Flavor	Q	I^3	v	a	A
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	+1/2	0.50	+0.5	+13%
(e), μ, τ	-1	-1/2	-0.04	-0.5	- 9%
u, c, t	+2/3	+1/2	0.20	+0.5	+14%
d, s, b	-1/3	-1/2	-0.35	-0.5	-23%

Im Ortsraum (Schwerpunktsystem = Laborsystem !):



Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow q \bar{q}$$

ist in niedrigster Ordnung für unpolarisierte Elektronen/Positronen und masselose Fermionen gegeben durch (s. Anhang, ¹³):

$$d\sigma/d\cos\theta = N_c \pi/2 \alpha^2/s (F_1(1+\cos^2\theta) + F_2\cos\theta)$$

wobei θ der Winkel zwischen Quark und e^- ist. N_c ist der Color-Faktor (= 3 für Quarks, = 1 für Leptonen), α die Feinstrukturkonstante und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie.

$$F_1 = (Q_q^2) + 2 (-Q_q v_e v_q) \chi + ((v_e^2 + a_e^2) \cdot (v_q^2 + a_q^2)) \chi^2$$

$$F_2 = 4 (-Q_q a_e a_q) \chi + 8 (v_e a_e v_q a_q) \chi^2$$

Unter Vernachlässigung der Breite des Z gilt:

$$\chi = G_F m_Z^2 / (2\sqrt{2}\pi\alpha) \cdot s / (s - m_Z^2) = -0.26 \quad (\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}, m_Z = 90 \text{ GeV})$$

Hier stehen G_F für die Fermi-Konstante und m_Z für die Z-Masse.

Der Wirkungsquerschnitt ist

$$\sigma_{qq} = \int_{-1}^1 d\sigma/d\cos\theta \, d\cos\theta = F_1 N_c 4\pi/3 \alpha^2/s$$

Die "Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie" ist definiert durch:

$$\bar{A} = \frac{\int_0^1 d\sigma/d\cos\theta \, d\cos\theta - \int_{-1}^0 d\sigma/d\cos\theta \, d\cos\theta}{\int_{-1}^1 d\sigma/d\cos\theta \, d\cos\theta} = 3/8 F_2/F_1$$

Da v_e und χ^2 klein sind, kann man die Ausdrücke für F_1 und F_2 durch den jeweils ersten Term approximieren:

$$\sigma_{qq} \approx N_c Q_q^2 \sigma_{\mu\mu}$$

$$\bar{A} \approx -3/2 a_e a_q / Q_q \chi$$

Für den auf $\sigma_{\mu\mu}$ bezogenen totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt folgt in dieser Näherung:

$$R = \sum \sigma_{qq} / \sigma_{\mu\mu} = N_c \sum Q_q^2 (= 3.7 \text{ für } 5 \text{ Quarks})$$

Die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie erfordert eine Unterscheidung zwischen Quark und Antiquark. Um eine leicht meßbare Größe zu konstruieren, kann man auch die Ladungsvorzeichen als Unterscheidungsmerkmal benutzen: Ersetzt man in der Definition für $\bar{A} \cos\theta$ durch die Größe

$$\xi = -\text{sign}(Q_q) \cdot \cos\theta,$$

so erhält man die "Vorwärts-Rückwärts-Ladungs-Asymmetrie" (im folgenden kurz "Asymmetrie"):

$$A = -\text{sign}(Q_q) \cdot \bar{A}$$

Diese wird gemessen werden durch Abzählen der Teilchen in "Vorwärts"- bzw. "Rückwärts"-Richtung:

$$A = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$$

N_+ = Anzahl Quarks mit $-\text{sign}(Q_q) \cdot \cos\theta > 0$

N_- = Anzahl Quarks mit $-\text{sign}(Q_q) \cdot \cos\theta < 0$

Abb. 1 zeigt ξ -Verteilungen für charm und bottom im Vergleich zur QED-Voraussage ($a=0$).

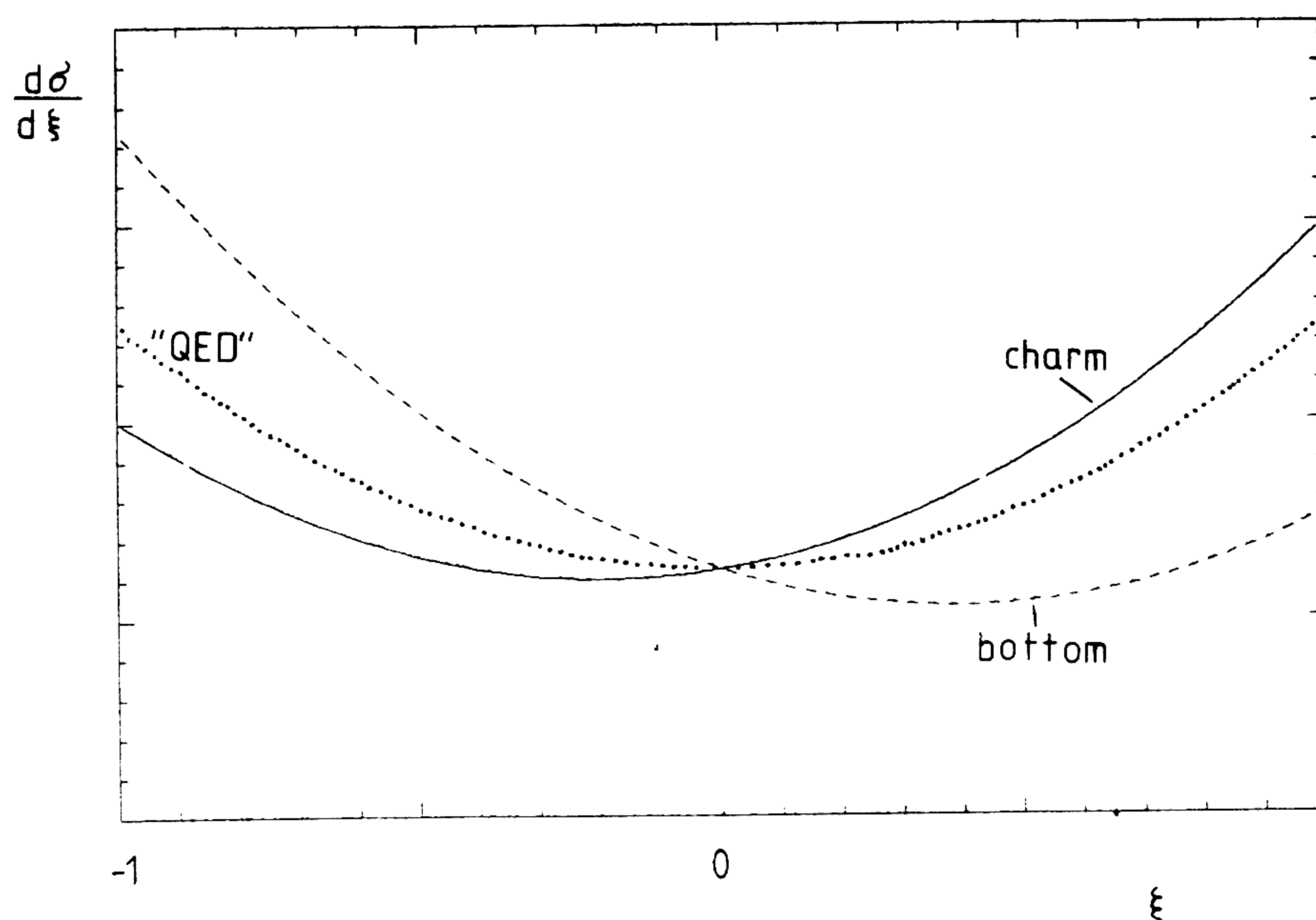


Abbildung 1. ξ -Verteilungen für charm und bottom

An die angegebenen Gleichungen für σ und A sind Korrekturen anzubringen. Die angeführten Zahlen gelten für die im folgenden benutzten Hadronenstücke und $\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$.

● Die Masse des b-Quarks ist nicht klein gegenüber \sqrt{s} . Während σ_{bb} praktisch nicht verändert wird (Faktor $\beta(3-\beta^2)/2$)¹⁴, ist A mit $\beta^2 = 0.92$ ¹⁴ zu multiplizieren.

● Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand ($\sim \alpha^3$) erhöht sowohl σ_{qq} als auch $\sigma_{\mu\mu}$ um etwa 35%¹⁵. Emission "harter Gluonen" ($\sim \alpha^2 \alpha_s$) vergrößert nur σ_{qq} und damit auch R um etwa 5%¹⁶. $\alpha_s \approx 0.16$ (35 GeV)⁸ ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. Die Photonemission (Anfangszustand) bedeutet eine Verringerung des Quadrates der Schwerpunktsenergie s auf den Effektivwert $s' \approx 0.94 s$. Die Asymmetrie ist wegen $A \sim s$ entsprechend zu verkleinern. Die Interferenz von Graphen der Ordnungen α^2 und α^4 ($\rightarrow \alpha^3$) führt zu QED-Beiträgen zur Asymmetrie¹⁷:

charm : $\Delta A \approx 1 \%$ (absolut)
 bottom: $\Delta A \approx 0.5 \%$ (absolut)

QCD-Effekte lassen A praktisch unverändert ¹⁴: $|\Delta A| < 0.5\%$.

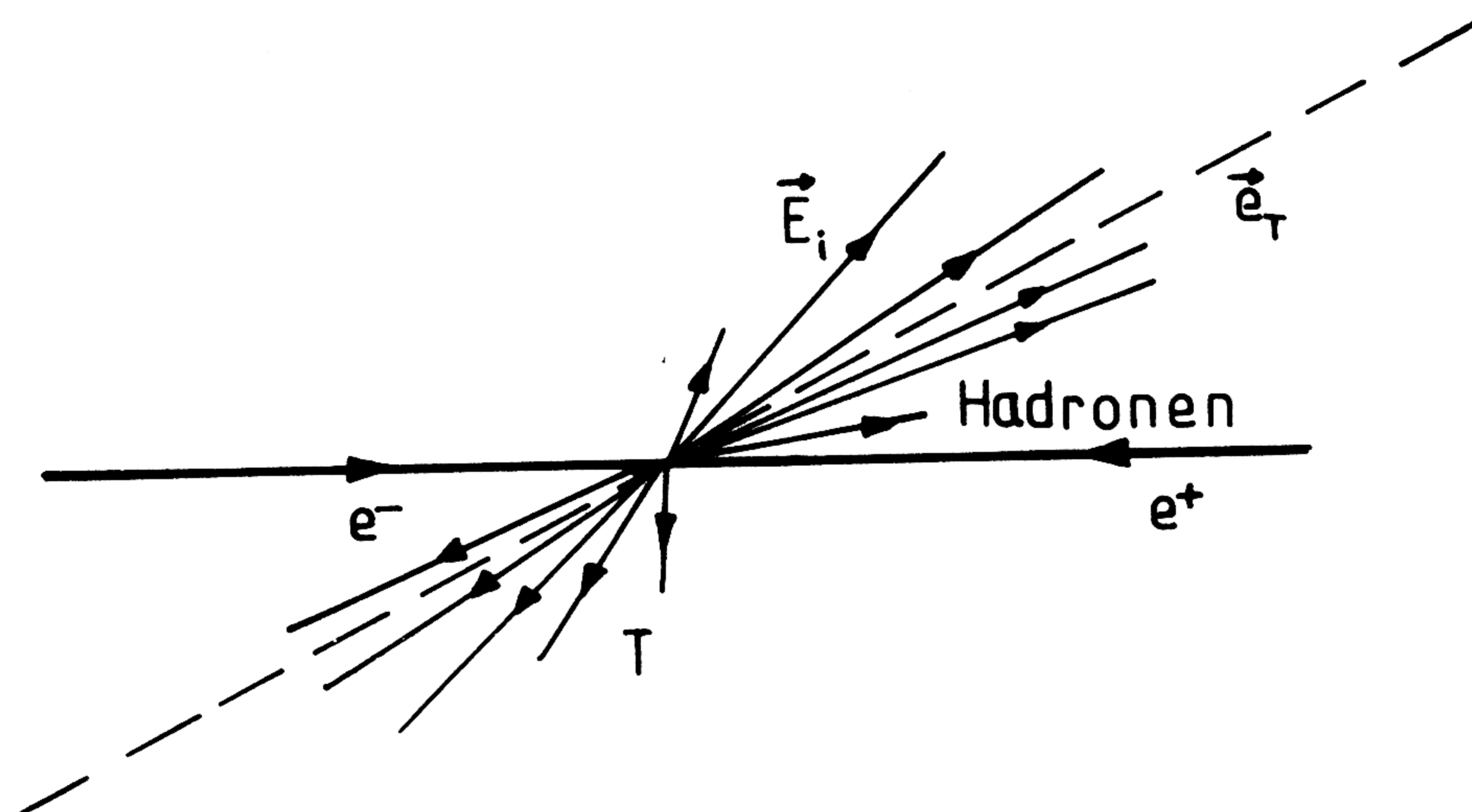
Tabelle 2 zeigt die so korrigierten Asymmetrien A.

Die für die geladenen Leptonen (insbesondere Myonen) bei PETRA und PEP gemessenen Asymmetrien stimmen sehr gut mit dem Wert der GSW-Theorie überein ¹⁸. Die MARK J - Messungen ergeben ^{19 20}:

$$\begin{array}{ll} \mu^+\mu^-: & A^{\text{exp}} = (-8.7 \pm 1.8)\% \quad [A^{\text{theor}} = -7.4\%] \\ \tau^+\tau^-: & A^{\text{exp}} = (-7.5 \pm 3.6)\% \quad [A^{\text{theor}} = -8.0\%] \end{array}$$

2.2.2 Fragmentation

Beobachtet werden allerdings keine freien Quarks oder Gluonen, sondern Ereignisse mit zwei oder drei "Jets", engen Teilchenbündeln aus typisch 5 bis 10 Hadronen (meist Mesonen), die sich in Richtung der primären Quarks und Gluonen ausbilden.



Die Richtung der Quarks wird - bis auf das Vorzeichen - aus der Jetachse bestimmt. Diese wird durch die "Thrust-Richtung" \vec{e}_T gemessen, die so gewählt wird, daß die Größe

$$t = \sum |\vec{E}_i \vec{e}_T| / \sum |\vec{E}_i|$$

maximal wird. Flugrichtung und Energie der Teilchen im Endzustand geben Richtung und Betrag der "Energievektoren" \vec{E}_i an. Ein Maß für die "Breite" der Jets ist der Maximalwert von t, "Thrust" T :

$T = 0.5$	isotropes Ereignis
$T = 1$	2 kollineare Teilchen

Die Entwicklung der Hadronenkaskade aus den Partonen, die man Fragmentation nennt, ist qualitativ im Rahmen der QCD verstehbar, jedoch scheitern quantitative Voraussagen mittels Störungstheorie, da der Entwicklungsparameter α_s für kleine Impulsüberträge sehr groß wird.

Ein auf Feynman und Field zurückgehendes phänomenologisches Fragmentations-Modell ²¹ beschreibt die Entstehung der Mesonen durch einen "Quark-Antiquark-Gluon - Schauer", wobei die vom primären Quark abgestrahlten Gluonen ein $q\bar{q}$ -Paar erzeugen und diese Quarks dann weiter kaskadieren. Die entstehenden Quarks und Antiquarks fliegen jedoch nicht auseinander, sondern formieren sich zu Mesonen (oder Baryonen). Nach Adjustierung vieler freier Parameter stimmen die Vorhersagen dieses Modells gut mit den Messungen überein ⁸.

Die Fragmentationsprodukte zerfallen elektromagnetisch (z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) oder schwach (hadronisch (z.B. $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$), rein leptonisch (z.B. $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu$) oder semileptonisch (z.B. $D^+ \rightarrow K^0\mu^+\nu$)).

Noch wenig ist über die Fragmentation von c- und b-Quarks bekannt. Von Bedeutung ist in diesem Zusammenhang insbesondere die "Fragmentationsfunktion" f , die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Bruchteil z von (Energie + Longitudinalimpuls), den das primäre schwere Quark q an das erste Meson M überträgt:

$$z = (E+p_L)_M / (E+p_L)_q$$

Der einfachste Ansatz ist

$$f_0(z) = 1$$

Ein einfaches Modell sagt eine Bevorzugung hoher z -Werte für schwere Quarks voraus ²². Eine entsprechende Funktion ist ²³ (bis auf einen Faktor $1/z$, der die Form der Verteilung kaum beeinflusst):

$$f_1(z) = C [1 - 1/z - \varepsilon / (1-z)]$$

C ist eine Normierungskonstante und der Parameter ε umgekehrt proportional dem Quadrat der Quarkmasse: $\varepsilon \approx 0.1$ bzw. 0.01 (charm bzw. bottom). Zu Vergleichszwecken wird noch die Verteilung

$$f_2(z) = f_1(1-z)$$

betrachtet.

Abb. 2 und 3 zeigen die Funktionen f_0 bis f_2 für charm und bottom mit den angegebenen Parametern ε . Den Einfluß auf die Impulsverteilung (Laborsystem) der Myonen, in die das schwere Meson zerfallen kann, sieht man in den Abb. 4 und 5.

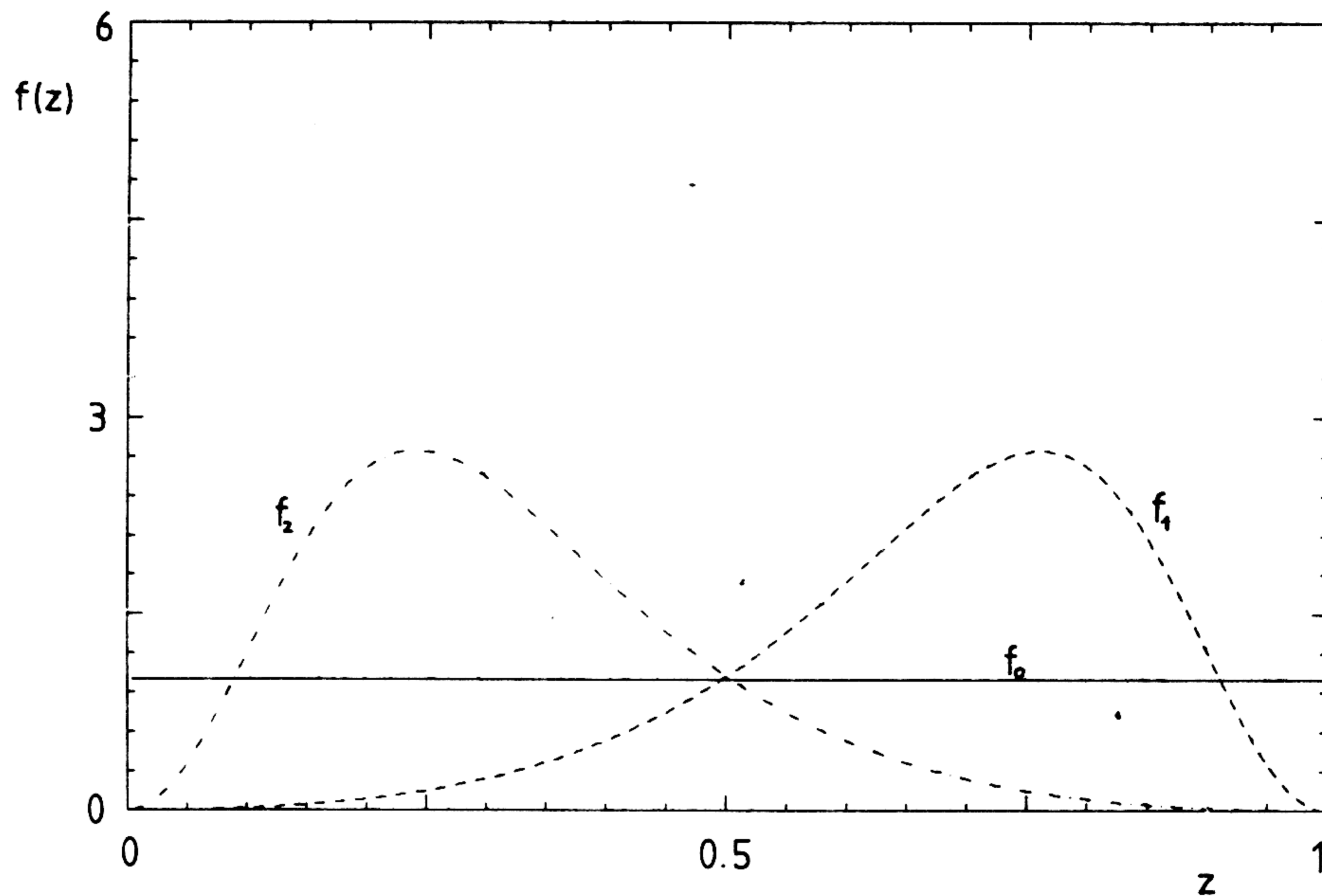


Abbildung 2. Fragmentationsfunktionen für charm

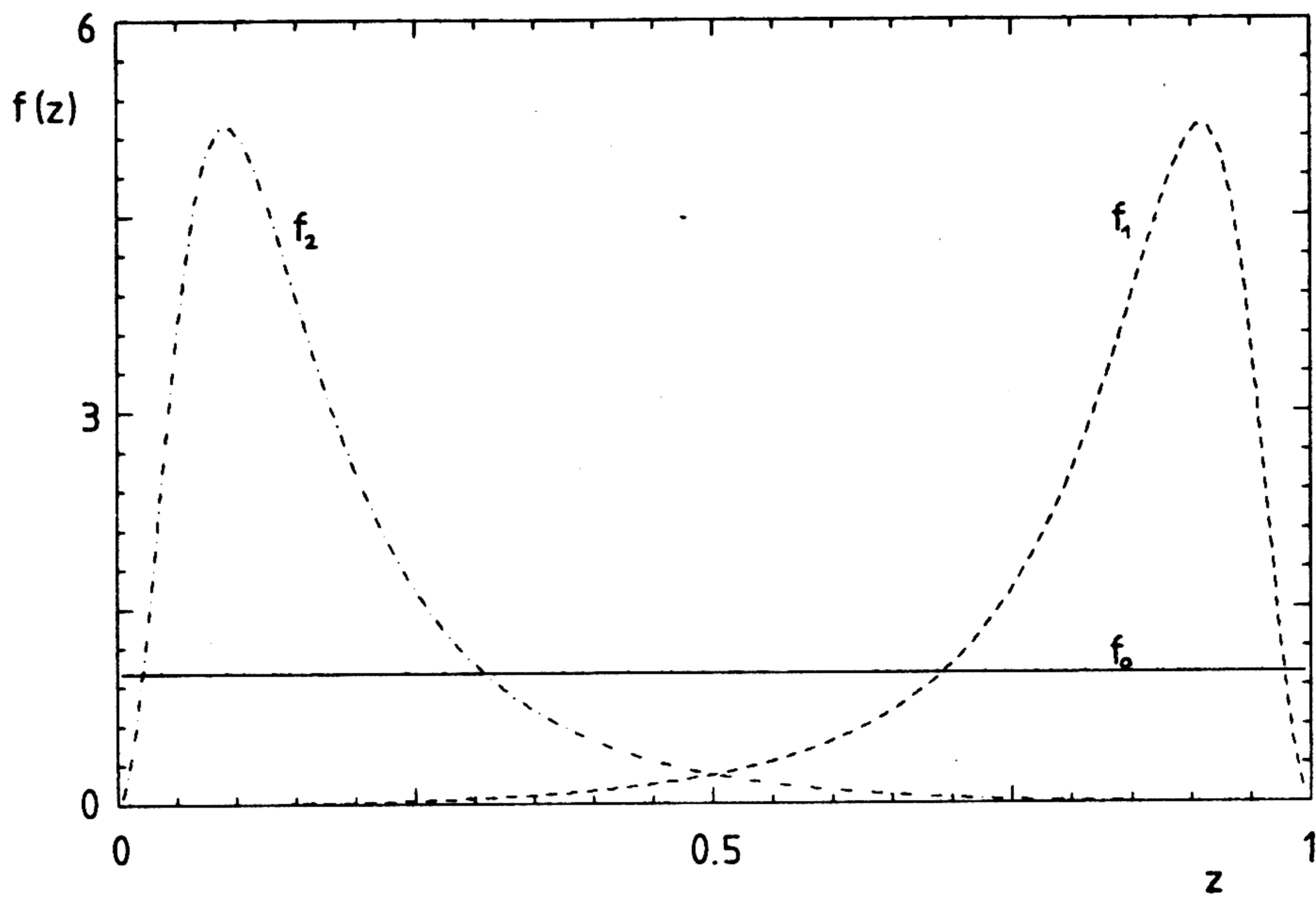


Abbildung 3. Fragmentationsfunktionen für bottom

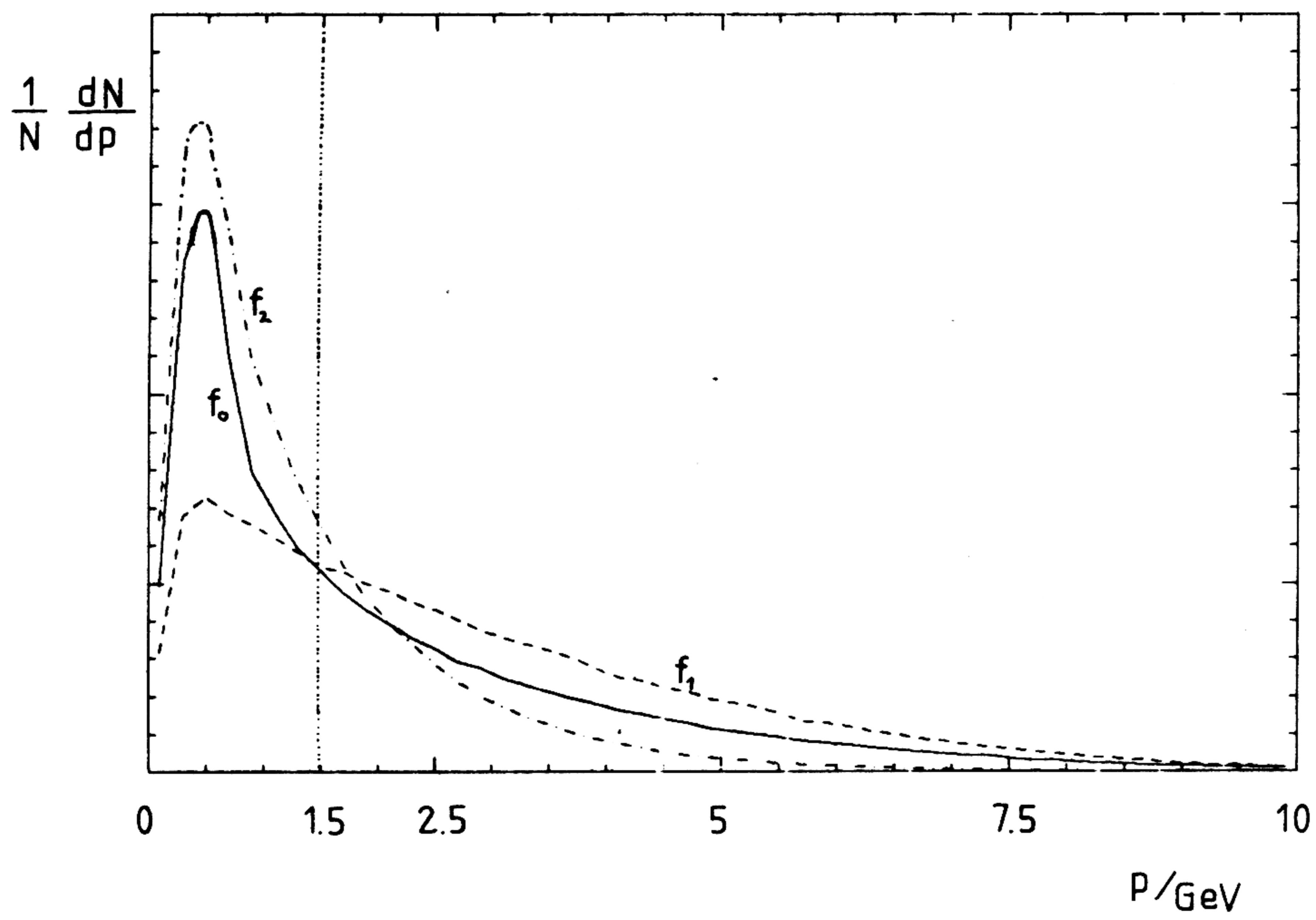


Abbildung 4. Impulsspektren der Myonen (charm)

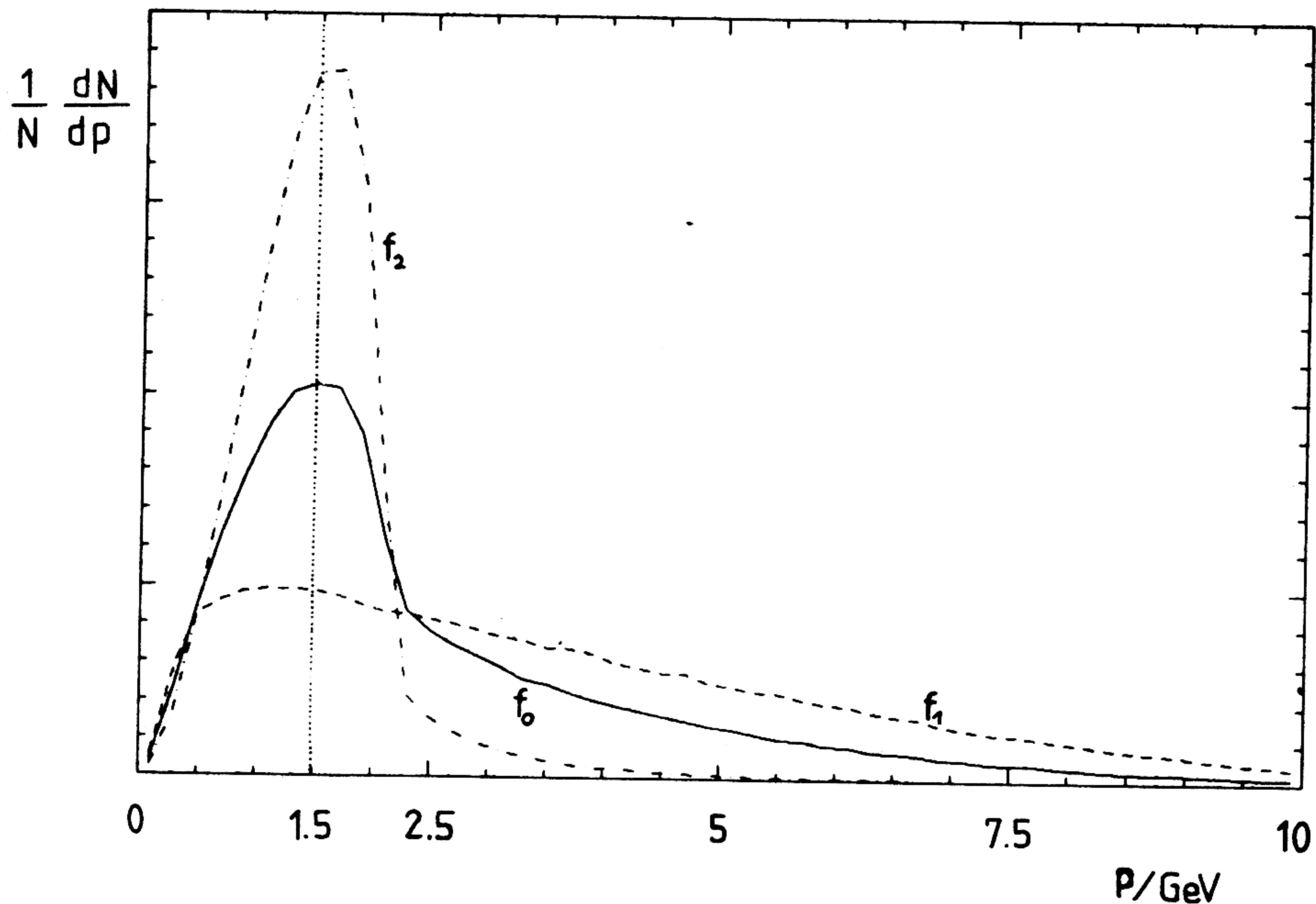


Abbildung 5. Impulsspektren der Myonen (bottom)

Die Auswirkung der ungenauen Kenntnis von f auf die Bestimmung von Verzweungsverhältnissen (und Asymmetrien) sowie die Möglichkeiten zur experimentellen Bestimmung werden in Kapitel 8.2.1 aufgezeigt. Erste Messungen der Fragmentationsfunktion in der Myon-Nukleon-Streuung ²⁴ (c) und an Speicherringen ²⁵ (c,b) sind in qualitativer Übereinstimmung mit f_1 ²⁸.

2.2.3 Schwache Zerfälle schwerer Mesonen

● SCHWACHE WECHSELWIRKUNG DURCH GELADENE STRÖME

Die Voraussagen der GSW - Theorie für schwache Wechselwirkungen durch W^\pm -Austausch ("geladene Ströme") stimmen für kleine Impulsüberträge ($m_q \ll m_W$) mit denen des "Strom-Strom" - Hamiltonians

$$H = 2\sqrt{2} G_F j^\mu j_\mu^* + \text{h.c.}$$

überein. Der Strom j^μ ist gegeben durch

$$j^\mu = \sum \bar{\Psi}_{G^+} 1/2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_{G^-}.$$

Dabei wird über alle Lepton- und Quark-Generationen G summiert:

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \end{array}$$

G^+ bzw. G^- stehen für die Fermionen (der Generation G) mit positiver bzw. negativer dritter Komponente des schwachen Isospins (Tabelle 2).

Im Kobayashi-Maskawa - Modell mit sechs Quarks ²⁹ sind die Eigenzustände d' , s' und b' der schwachen Wechselwirkung mit denen des Massenoperators durch eine lineare Transformation verknüpft:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} & & \\ & M & \\ & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die Unitarität der Matrix M garantiert die Abwesenheit von Flavor-ändernden neutralen Strömen von der Ordnung G_F^2 .

M kann durch vier reelle Zahlen, die Winkel θ_1 , θ_2 , θ_3 und die Phase δ , parametrisiert werden. Für die Zerfälle von charm bzw. bottom kommen nur die Übergänge $c \rightarrow d$, $c \rightarrow s$ bzw. $b \rightarrow u$, $b \rightarrow c$ in Frage; die Quotienten der Absolutquadrate der Amplituden sind ³:

$$c^d_s = \frac{|c \rightarrow d|^2}{|c \rightarrow s|^2} = \frac{|-s_1 c_2|^2}{|c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta}|^2} \approx \tan^2 \theta_c = 0.05$$

$$b^u_c = \frac{|b \rightarrow u|^2}{|b \rightarrow c|^2} = \frac{|s_1 s_3|^2}{|c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta}|^2} < 0.04 \quad (90\% \text{ cl})$$

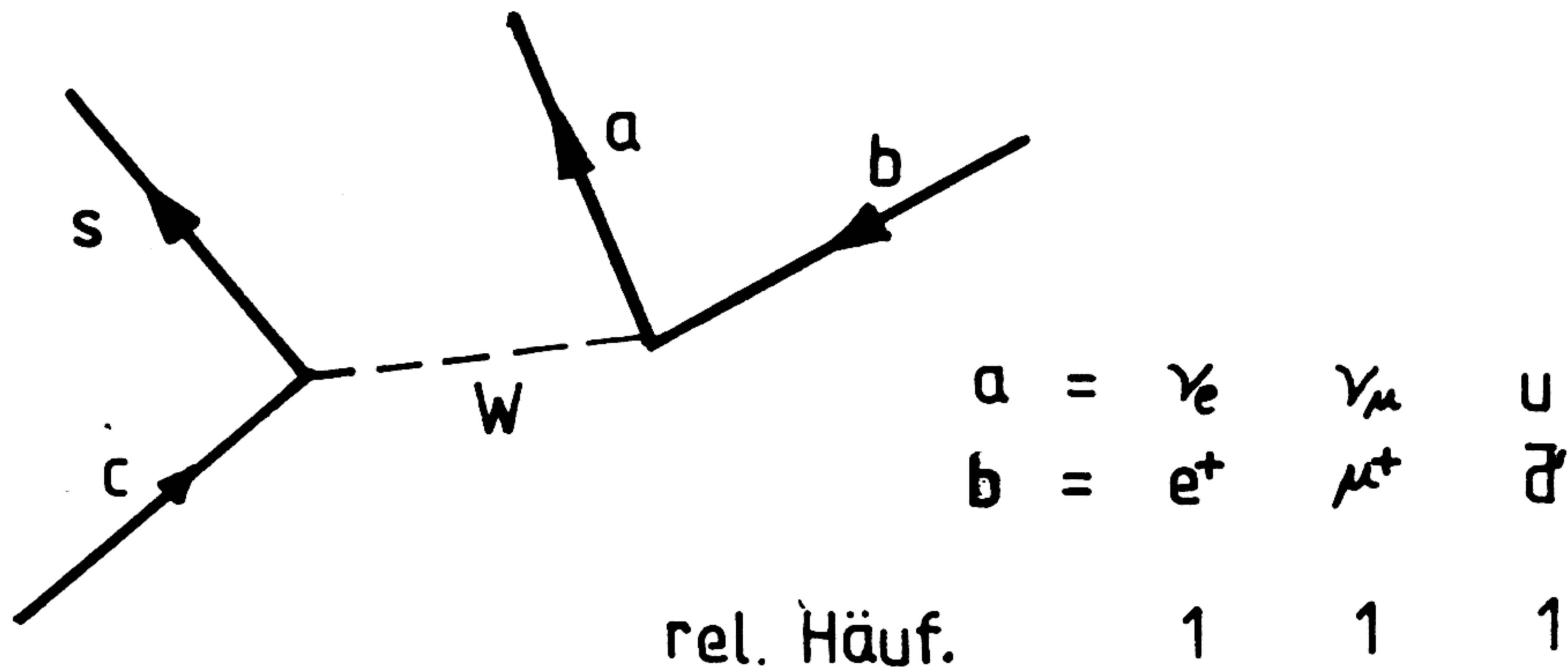
Hier steht s_i für $\sin \theta_i$ und c_i für $\cos \theta_i$, θ_c ist der Cabibbo-Winkel. Die obere Grenze für b^u_c folgt aus den Messungen des Leptonspektrums (s. auch Abb. 6) im Zerfall $b \rightarrow l^- X$, die man am Speicherring CESR auf der Υ''' -Resonanz durchgeführt hat ³⁰:

$$\begin{array}{l} \text{CESR: CLEO }^{31}: B(b \rightarrow u l \nu) / B(b \rightarrow c l \nu) \leq 0.12 \quad (90\% \text{ cl}) \\ \text{CESR: CUSB }^{32}: B(b \rightarrow u e \nu) / B(b \rightarrow c e \nu) \leq 0.09 \quad (90\% \text{ cl}) \end{array}$$

Für das t -Quark erwartet man, daß der Zerfall in b (relativ zu d, s) dominant sein wird ³³.

● SCHWACHER ZERFALL SCHWERER QUARKS

Ignoriert man zunächst QCD-Effekte, so erhält man wegen der Universalität der Kopplung die semileptonischen Verzweungsverhältnisse schwerer Quarks einfach durch Abzählen der möglichen Endzustände. Dabei sind jedoch die Massen der beteiligten Fermionen zu berücksichtigen (s. Anhang). Für charm-Zerfälle findet man:

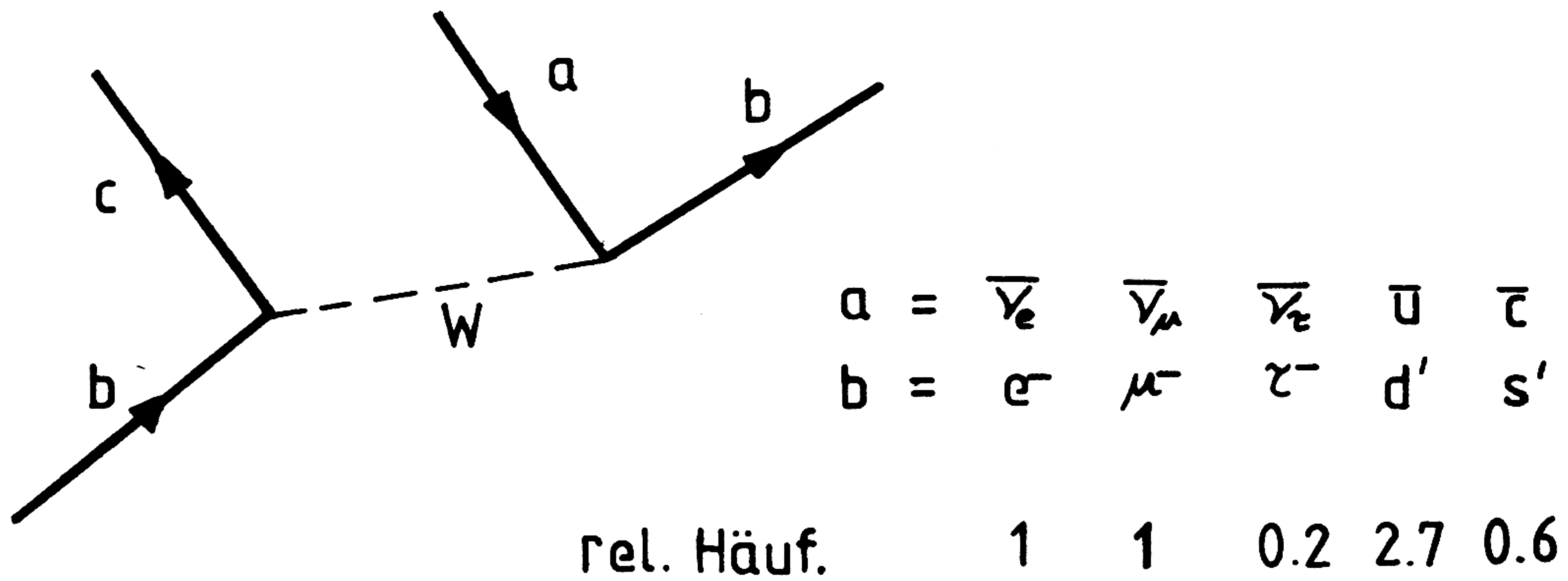


Die angegebenen relativen Häufigkeiten für Konstituenten-Massen (Kapitel 2.1, Tabelle 1) sind durch die Zahlen 1 1 3 zu ersetzen, wenn man mit Strom-Massen ⁹ rechnet. Anstelle von 1/3 für das Verzweungsverhältnis tritt dann der Wert 1/5:

$$B(c \rightarrow s \mu^+ \nu) \approx 33\% \quad [20\%]$$

Die verschiedenen Massen bedeuten also eine beträchtliche Unsicherheit für die Berechnung von Verzweungsverhältnissen.

Ähnlich für bottom:



Hier sind die Unterschiede zwischen den Verzweungsverhältnissen für Konstituenten- und Strommassen weniger groß:

$$B(b \rightarrow c\mu^- \bar{\nu}) \approx 18\% \quad [15\%]$$

Den Einfluß der Quarkmassen auf die Impulsspektren der Myonen im Ruhesystem des zerfallenden Quarks zeigt Abb. 6, in der diese Verteilungen für $b \rightarrow u \mu^- \bar{\nu}$ und $b \rightarrow c \mu^- \bar{\nu}$ verglichen werden (s. Anhang und ³⁴).

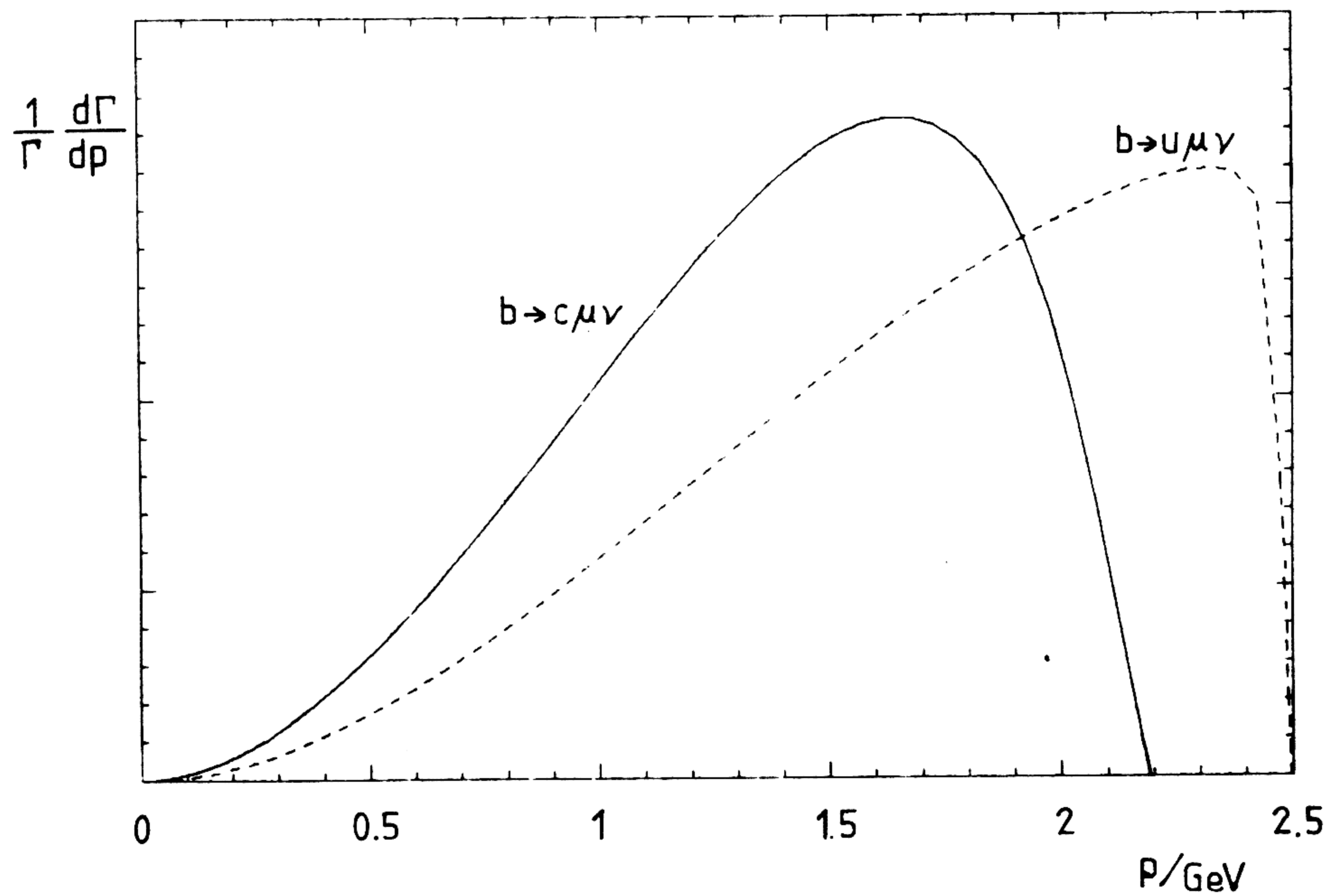


Abbildung 6. Impulsspektren der Myonen für $b \rightarrow u\mu$ und $b \rightarrow c\mu$

Entscheidend für die Asymmetriemessung ist jeweils die Gleichheit der Vorzeichen von Quark- und Myon-Ladung. Bottom-Quarks liefern negative Leptonen, charm-Quarks positive; die Antiquarks zerfallen in Myonen mit umgekehrtem Vorzeichen. Das beim b-Zerfall entstehende c-Quark kann ebenfalls semileptonisch zerfallen. Bei diesem "Kaskadenzerfall" $b \rightarrow c \rightarrow \mu^+$ findet man jedoch positive Myonen: $\text{sign}(Q_b) = -\text{sign}(Q_\mu)$.

Im Falle des top-Quarks erwartet man die Zerfallskaskade $t \rightarrow b \rightarrow c$:

$$\begin{array}{l}
 t \rightarrow b\mu\nu \\
 t \rightarrow b\bar{b}c \\
 t \rightarrow bc\bar{s} \\
 t \rightarrow bu\bar{d} \\
 \dots \\
 \dots \\
 b \rightarrow c\mu\nu \\
 b \rightarrow c\bar{u}d \\
 \dots \\
 \dots \\
 c \rightarrow s\mu\nu \\
 \dots \\
 \dots \\
 c \rightarrow s\mu\nu \\
 \dots
 \end{array}$$

Das durch Berücksichtigung aller so entstehenden prompten Myonen definierte "effektive" Verzweigungsverhältnis B^{eff} ist entsprechend groß (s. Kapitel 4.0). Ähnlich wie das b-Quark würde ein hypothetisches Quark b' ($I^3 = -1/2$) der vierten Generation dominant in c zerfallen, falls $m(b') < m(t)$.

● QCD-KORREKTUREN

Die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse werden durch QCD-Effekte, die im folgenden kurz angesprochen werden sollen, modifiziert ^{9 35}.

Der "schwache" Hamiltonian für den Zerfall $c \rightarrow s\bar{u}d$ nimmt folgende Gestalt an:

$$H = 2\sqrt{2} G_F \frac{1}{2} ((f^+ + f^-) (\bar{u}d)(\bar{s}c) + (f^+ - f^-) (\bar{s}d)(\bar{u}c)) + \text{h.c.}$$

wobei

$$(\bar{u}d) = \bar{\Psi}_u \frac{1}{2} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_d \quad \text{usw.}$$

Die Koeffizienten f^- und f^+ sind in "leading log"-Approximation als Funktion von $\alpha_s(m_q)$ und $\alpha_s(m_W)$ ausgerechnet worden ³⁶:

$$f^- = (f^+)^{-2} = [\alpha_s(m_q)/\alpha_s(m_W)]^a$$

mit

$$a = 12 / (33 - 2N_F)$$

wobei N_F die Zahl der Flavorfreiheitsgrade ist. Man erhält:

charm :	$f^- = 2.1$	$f^+ = 0.7$
bottom :	$f^- = 1.6$	$f^+ = 0.8$

Die hadronische Breiten Γ_q werden um den Faktor

$$1/3 (2(f^+)^2 + (f^-)^2)$$

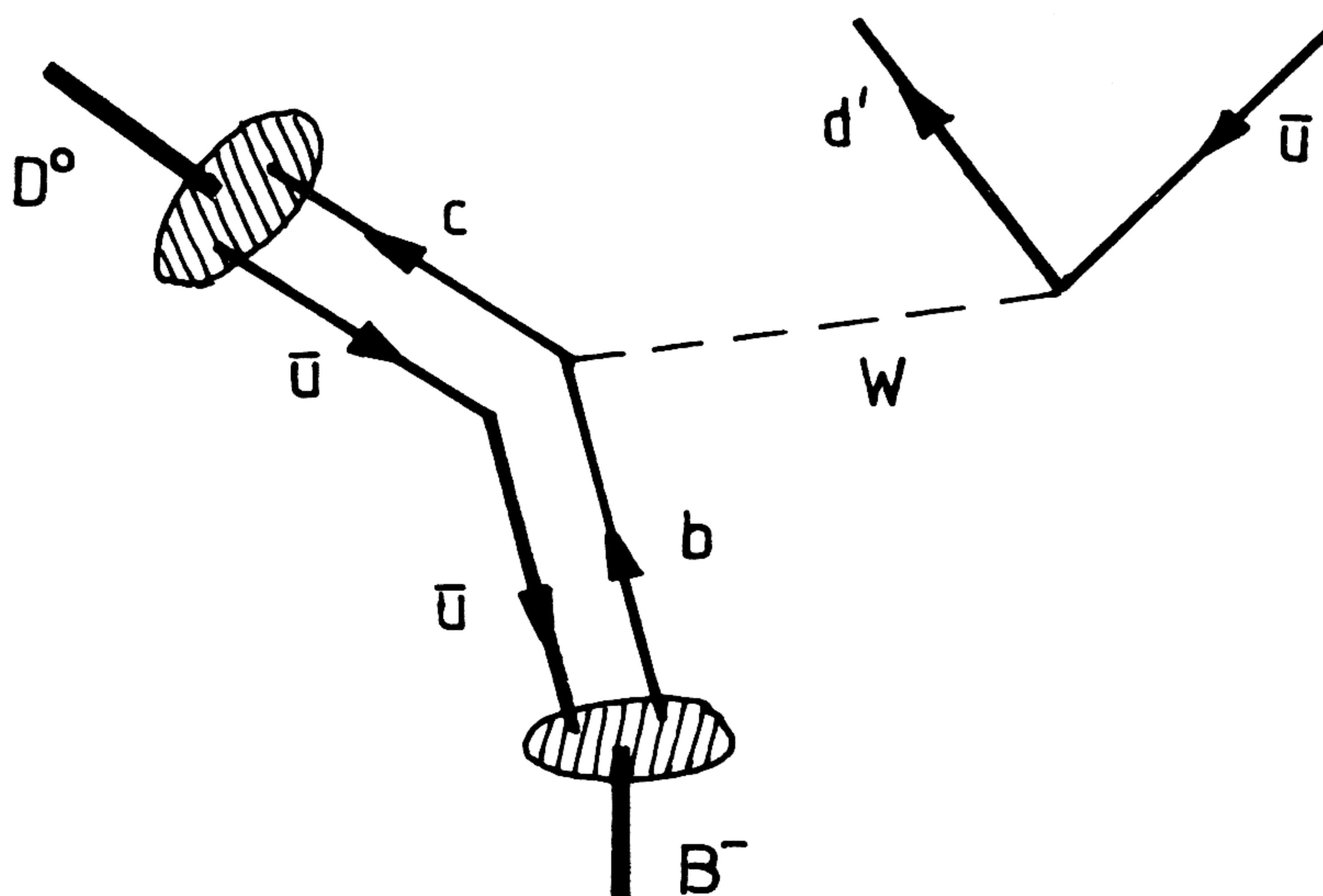
erhöht, was eine Verkleinerung der semileptonischen Verzweungsverhältnisse bedeutet :

$B(c \rightarrow \mu^+ X) \approx 19%$	$[9%]$
$B(b \rightarrow \mu^- X) \approx 12%$	$[10%]$

Die erste Zahl gilt für Konstituenten-, der in Klammern angegebene Wert für Strommassen.

● SPECTATOR-MODELL

Bisher wurde der Zerfall isolierter Quarks diskutiert. Das "Spectator"-Modell weist dem leichten Quark eines schweren Mesons die Rolle eines bloßen "Zuschauers" zu. Beispiel:



Eine unmittelbare Konsequenz ist die Unabhängigkeit von Lebensdauern und Verzweigungsverhältnissen vom "Zuschauer"-Quark, also insbesondere

$$\begin{aligned} \tau(D^+) &= \tau(D^0) \\ B_1(D^+) &= B_1(D^0) \end{aligned} ,$$

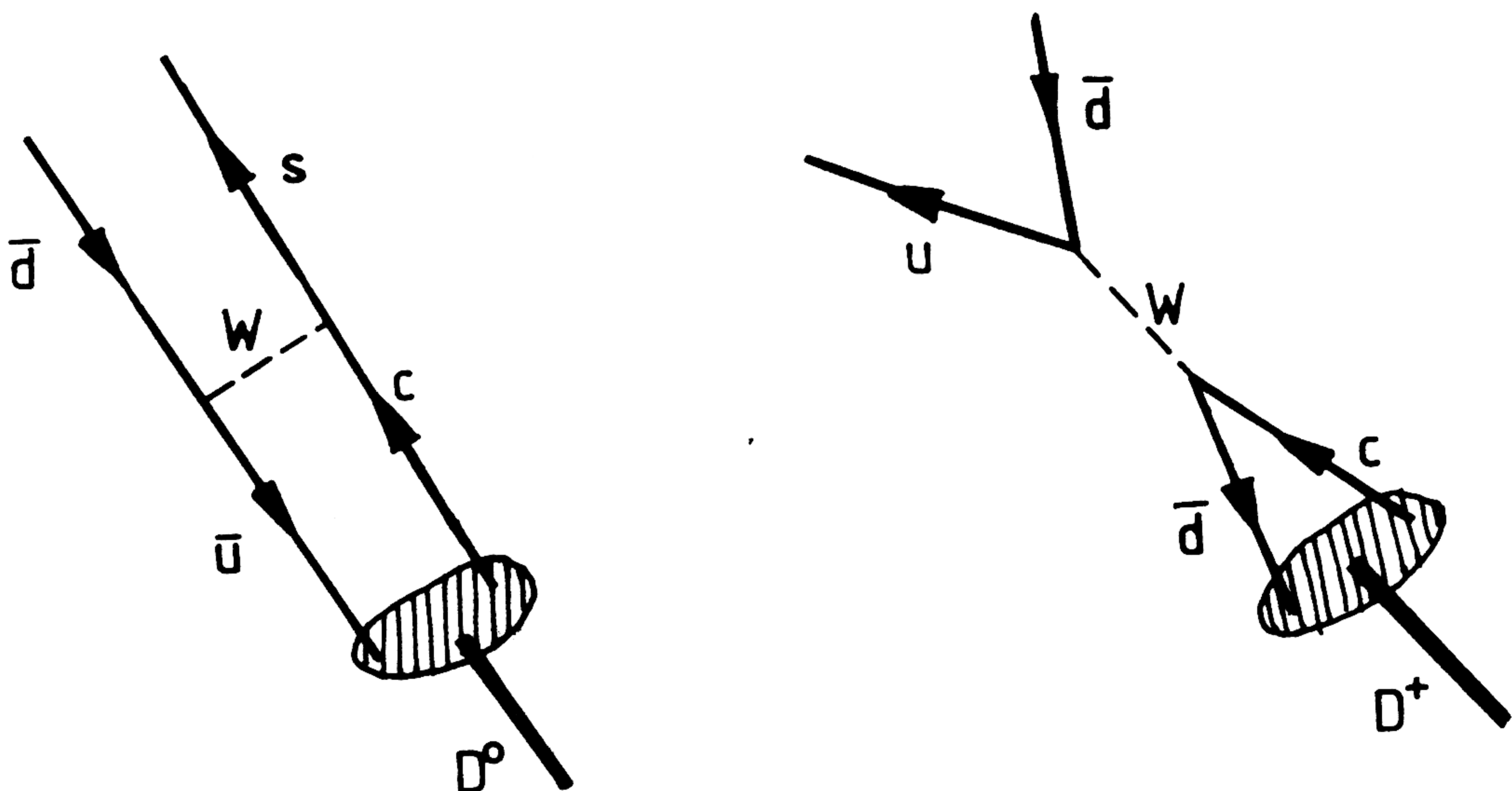
im Widerspruch zu den experimentellen Werten ^{28 37}:

$$\begin{aligned} \tau(D^+) &\approx (9 \pm 2) \cdot 10^{-13} \text{ s} & \tau(D^0) &\approx (4 \pm 1) \cdot 10^{-13} \text{ s} \\ B_1(D^+) &\approx (19 \pm 3) \% & B_1(D^0) &\approx (4 \pm 2) \% \end{aligned}$$

Das Versagen des "Spectator"-Modells für Mesonen mit charm hat zu diversen Vorschlägen geführt, durch Hinzunahme von "Non-Spectator"-Effekten qualitativ die gemessenen Zahlen zu "erklären" ^{9 35}:

i) W-Austausch und Annihilation

Beide Prozesse



sind helizitätsunterdrückt, der D^+ -Zerfall ist zusätzlich Cabibbo-unterdrückt. Durch Abstrahlung eines Gluons kann jedoch der Spin des $q\bar{q}$ -Systems zu 1 geändert werden, so daß (nur) die Helizitätsunterdrückung aufgehoben wird. Das hat unterschiedliche hadronischen Breiten Γ_q zur Folge :

$$\Gamma_q(D^+) < \Gamma_q(D^0)$$

Wegen $\tau \sim B_1 \sim \Gamma^{-1}$ wird also das gemessene Verhältnis der Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse qualitativ richtig wiedergegeben.

ii) Interferenz-Effekte

Eine destruktive Interferenz der beiden \bar{d} -Quarks (Pauli-Prinzip) im Zerfall $D^+ = \bar{d}c \rightarrow \bar{d}\bar{d}us$ führt auch auf

$$\Gamma_q(D^+) < \Gamma_q(D^0) \quad ,$$

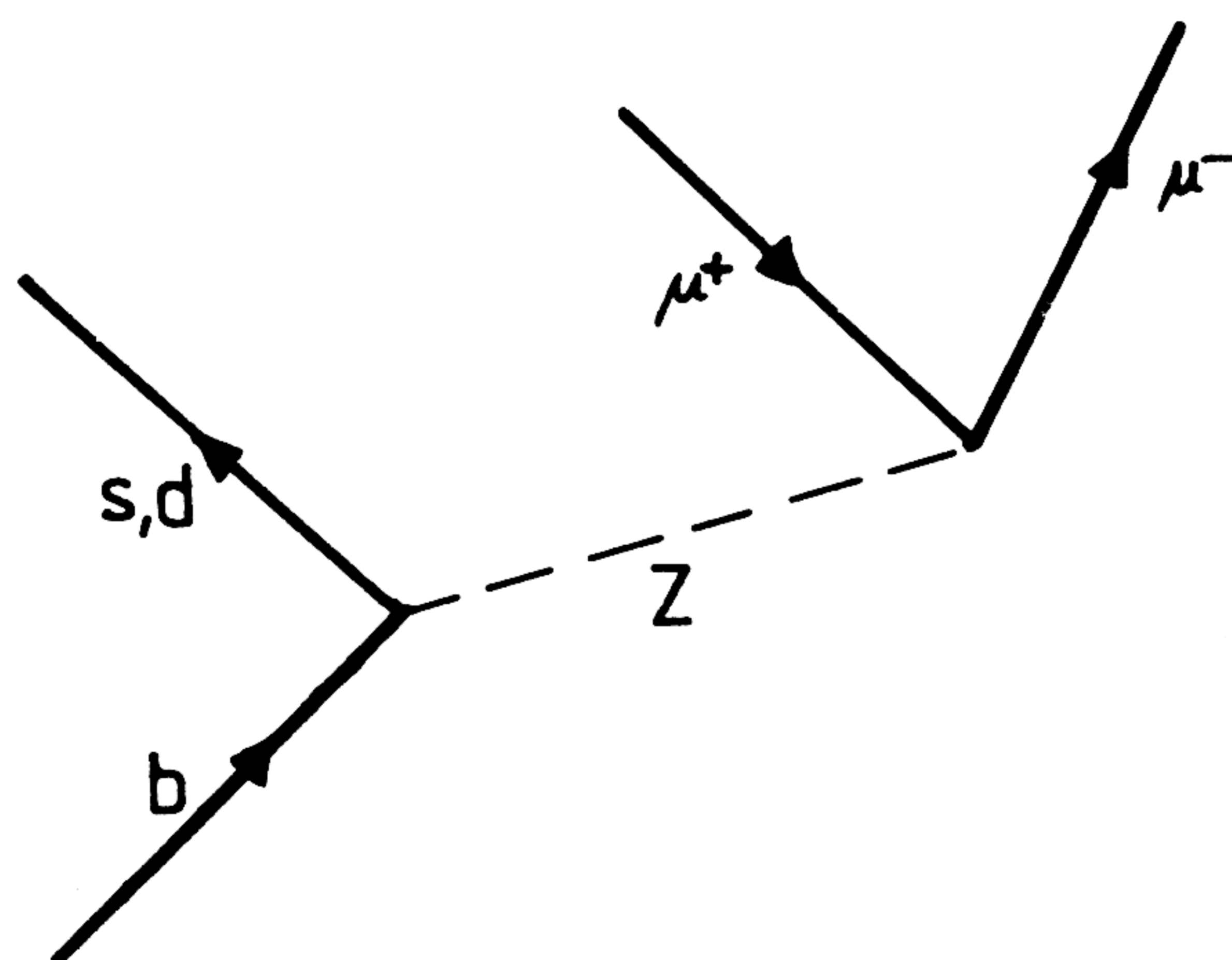
kann aber nicht den kleinen Meßwert für $B_1(D^0)$ erklären.

Für B-Zerfälle werden diese Korrekturen jedoch als klein vorausgesagt, da sie nur mit der dritten, die "Spectator"-Beiträge jedoch mit der fünften Potenz der Quarkmasse anwachsen^{9 35}. Separate Messungen von Lebensdauern und Verzweigungsverhältnissen für B^+ und B^0 sind noch nicht durchgeführt worden.

Eine quantitative Voraussage für semileptonische Verzweigungsverhältnisse gibt es also noch nicht. Eine experimentelle Bestimmung dieser Zahlen für den schwachen Zerfall schwerer Mesonen ist eine Messung von Effekten der starken Wechselwirkung.

● MODELLE OHNE TOP

Im Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung mit sechs Quarks gibt es keine "Flavor-ändernden neutralen Ströme". Viele andere theoretische Modelle jedoch haben (Flavor-ändernde) neutrale-Strom-Zerfälle z.B. des bottom-Quarks zur Folge³⁸:



Für Modelle ohne das bis heute experimentell nicht nachgewiesene top-Quark, in denen das b-Quark nicht einer SU(2)-Dublett-, sondern einer SU(2)-Singlett-Darstellung zugeordnet wird, folgt³⁹:

$$\Gamma(b \rightarrow l^+ l^- X) / \Gamma(b \rightarrow l^- X) > 12 \%$$

bzw.

$$B(b \rightarrow \mu^+ \mu^- X) > 1 \%$$

Die experimentelle Situation ist damit der vor etwa 10 Jahren sehr ähnlich: So wie damals Grenzen für strangeness-ändernde neutrale Ströme im K-Zerfall die Existenz des - die zweite Generation vervollständigenden - c-Quarks erforderten (GIM-Mechanismus ⁴⁰), stellt heute eine experimentelle obere Schranke für den Zerfall

$$b \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$$

einen wichtigen Hinweis für die Existenz des top-Quarks dar, das die dritte Quark-Generation komplettieren soll. Ein anderer Grund ist das Auftreten von "Adler-Anomalien" ⁴¹, falls es nur fünf (drei) Quarks, aber sechs (vier) Leptonen gibt.

3.0 SCHEMA DER ANALYSE HADRONISCHER EREIGNISSE MIT MYONEN

Zunächst werden die wichtigen Eigenschaften von semi-myonischen Zerfällen schwerer Mesonen dargestellt, die von grundlegender Bedeutung für die gesamte Analyse sind:

i) Die Lebensdauern sind im Rahmen des "Standardmodells" gegeben durch

$$\tau_M = B(M \rightarrow l X) (m_\mu/m_M)^5 \tau_\mu$$

mit der Myon-Lebensdauer $\tau_\mu = 2 \cdot 10^{-6}$ s und einem erwarteten semileptonischen Verzweigungsverhältnis B_l von etwa 10%. Die mittleren Flugstrecken $l = \beta\gamma\tau$ sind somit von der Größenordnung ($\sqrt{s} = 35$ GeV):

$$\begin{aligned} [\pi, K &: l \approx 10^{+2} \text{ m}] \\ D &: l \approx 10^{-3} \text{ m} \\ B &: l \approx 10^{-6} \text{ m} \end{aligned}$$

Die Zerfallsmyonen schwerer Mesonen ("prompte" Myonen) entstehen also im Gegensatz zu Myonen aus π - oder K-Zerfällen ("verzögerte" Myonen) praktisch am Wechselwirkungspunkt.

ii) Die Erzeugung schwerer Quarks (c,b,t) im Fragmentationsprozeß ist stark unterdrückt⁴². Schwere Quarks treten also nur als "Valenzquarks" auf oder aber als Zerfallsprodukte noch schwererer Quarks ($b \rightarrow c$!). Diese Tatsache ist entscheidend sowohl für die experimentelle Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen als auch von Asymmetrien!

iii) Die Unterschiede in den Massen der schweren Quarks spiegeln sich in den unterschiedlichen Verteilungen für Transversalimpuls und Thrust wider, so daß eine Flavor-Trennung möglich ist⁴³:

Im Ruhesystem des zerfallenden schweren Mesons erhält das entstehende Myon einen mittleren Impuls $\langle p' \rangle$, der von der Masse des zerfallenden Quarks abhängt (s. Anhang):

$$\langle p' \rangle_c < \langle p' \rangle_b < \langle p' \rangle_t$$

Im Laborsystem unterscheidet daher die Verteilung des Transversalimpulses p_T des Myons relativ zur Bewegungsrichtung des schweren Quarks (Thrust-Richtung) zwischen charm, bottom und top. Je

leichter die Quarks, desto enger sind die Jets. Daher haben Jets schwerer Quarks einen kleinen Mittelwert der Variable Thrust, $\langle T \rangle$:

$$\langle T \rangle_c > \langle T \rangle_b > \langle T \rangle_t$$

Abb. 7 und 8 zeigen p_T - und Thrust-Verteilungen für charm, bottom und top ($m_{\text{top}} = 14 \text{ GeV}$) - Ereignisse. Es handelt sich um Monte-Carlo (MC) - Rechnungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$. Hierbei ist der Detektor nicht berücksichtigt; Die Größe p_T ist berechnet worden aus Myonimpuls und Quarkrichtung. Die Kurven sind alle auf eins normiert; zu beachten ist jedoch, daß der Wirkungsquerschnitt dem Ladungsquadrat proportional ist, also gilt:

$$\sigma_{cc} \approx \sigma_{tt} \approx 4 \sigma_{bb}$$

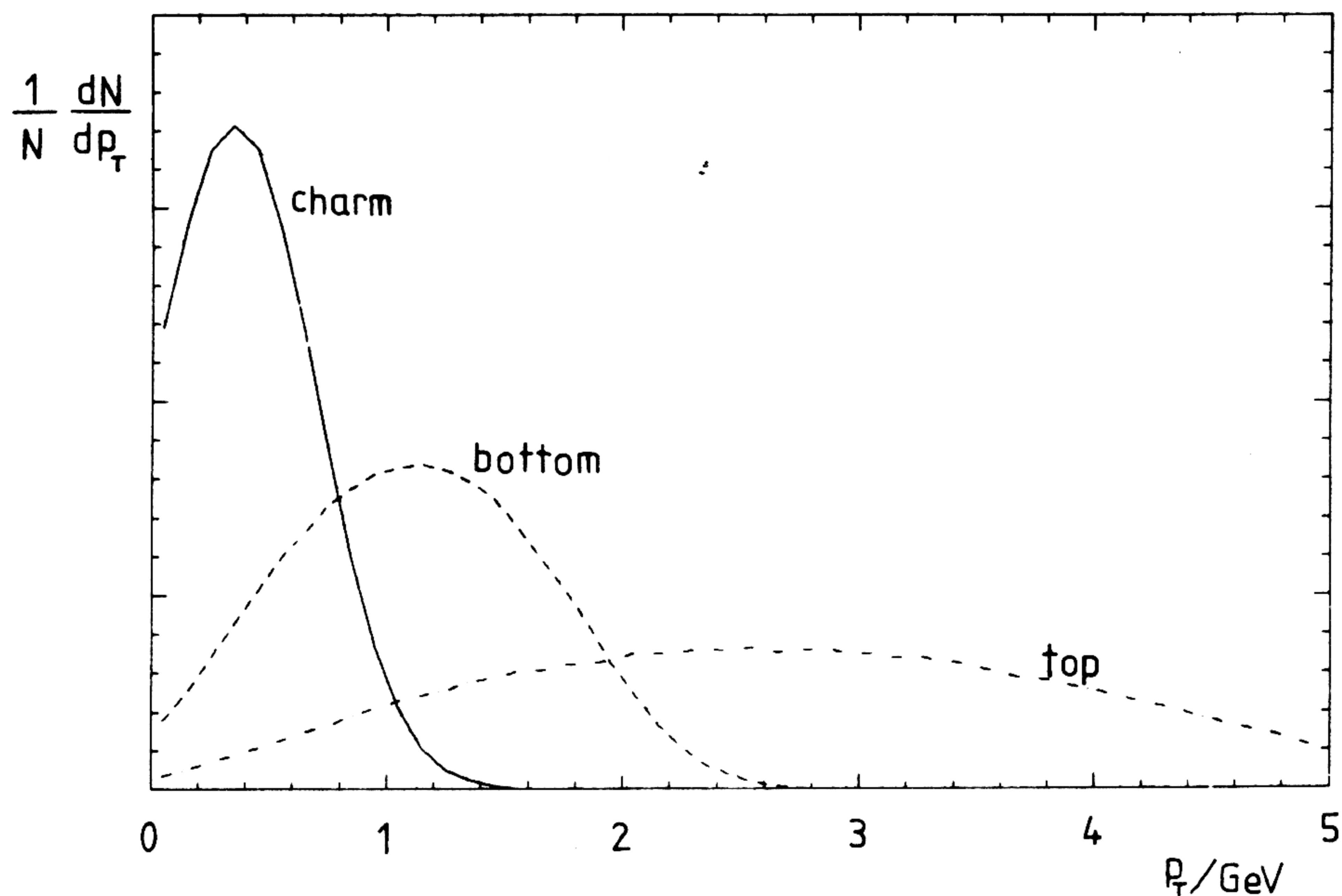


Abbildung 7. p_T -Verteilungen für charm, bottom und top

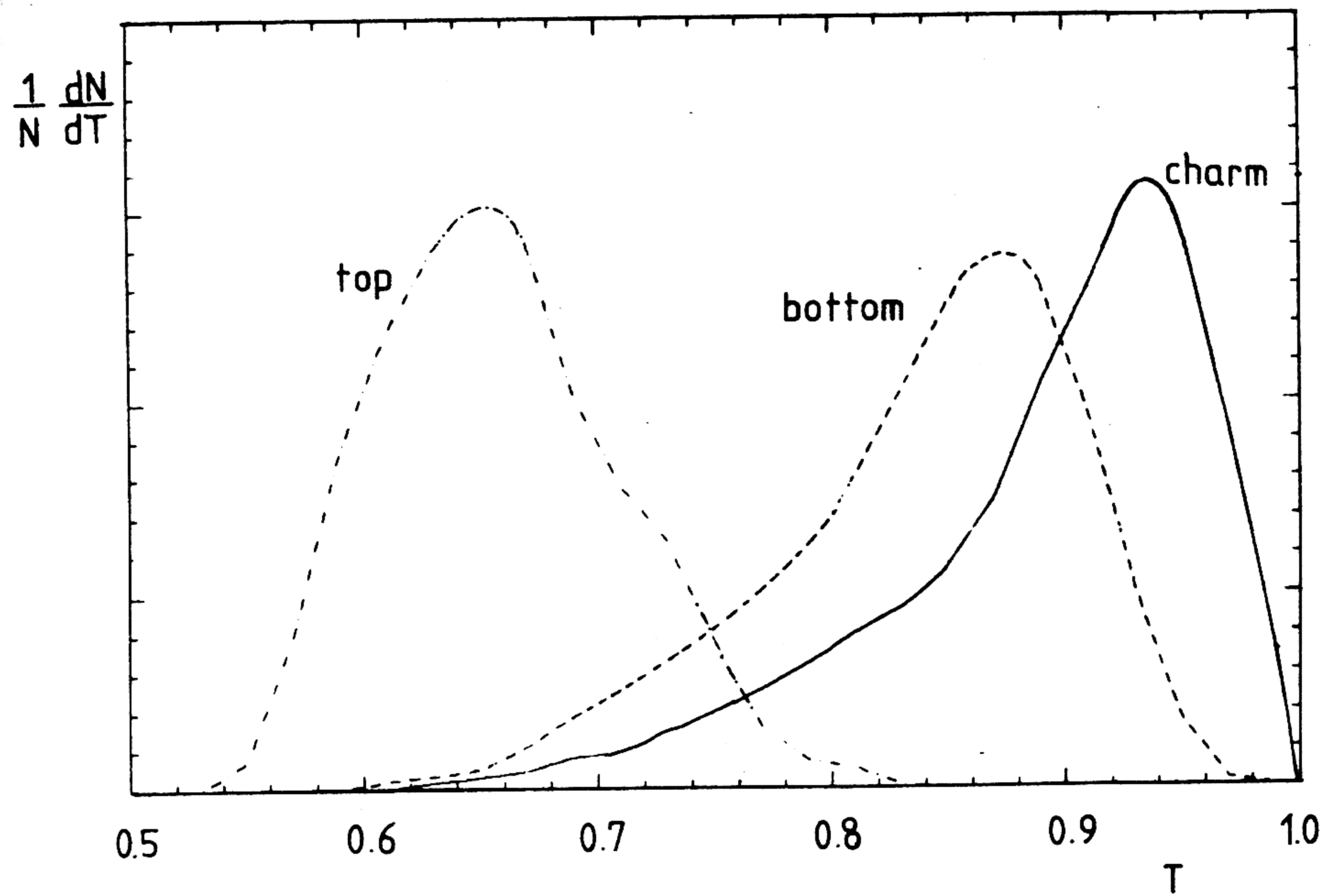


Abbildung 8. Thrust-Verteilungen für charm, bottom und top

Auch für b-Myonen ist trotz der hohen Transversalimpulse die Zuordnung des Myons zu dem Jet, aus dem es stammt, unproblematisch, wie die Verteilung des Winkels α zwischen Myonimpuls und Quarkrichtung zeigt (Abb. 9). So kann also das Ladungsvorzeichen des primären Quarks durch die Myonladung bestimmt werden.

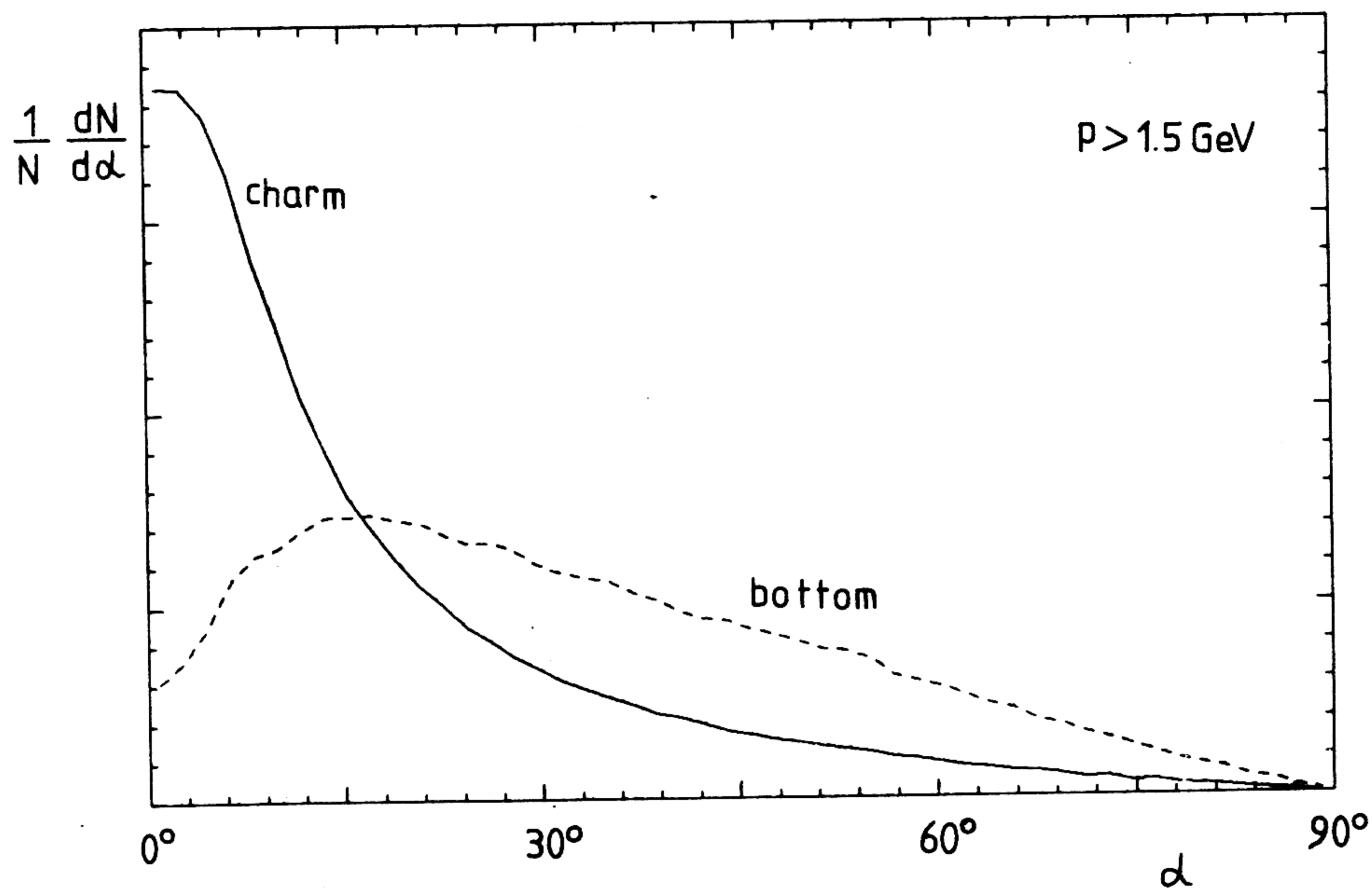


Abbildung 9. α -Verteilung für charm und bottom

Charakteristisch für Zerfälle von b-Quarks in zwei Myonen sind große Winkel χ zwischen den Impulsrichtungen. Abb. 10 zeigt die Verteilungen für Ruhesystem und Laborsystem ($\sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$) (s. Anhang).

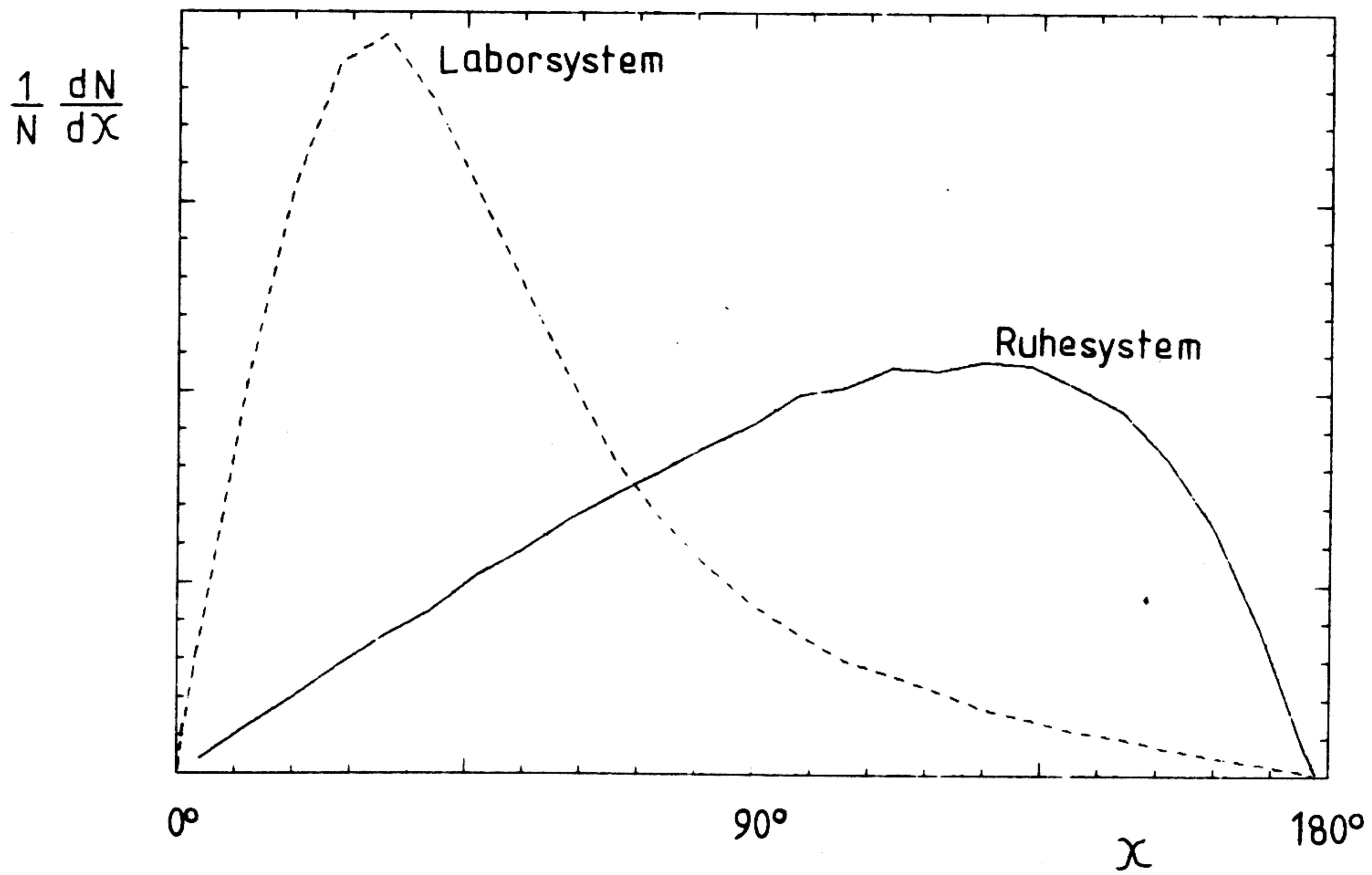
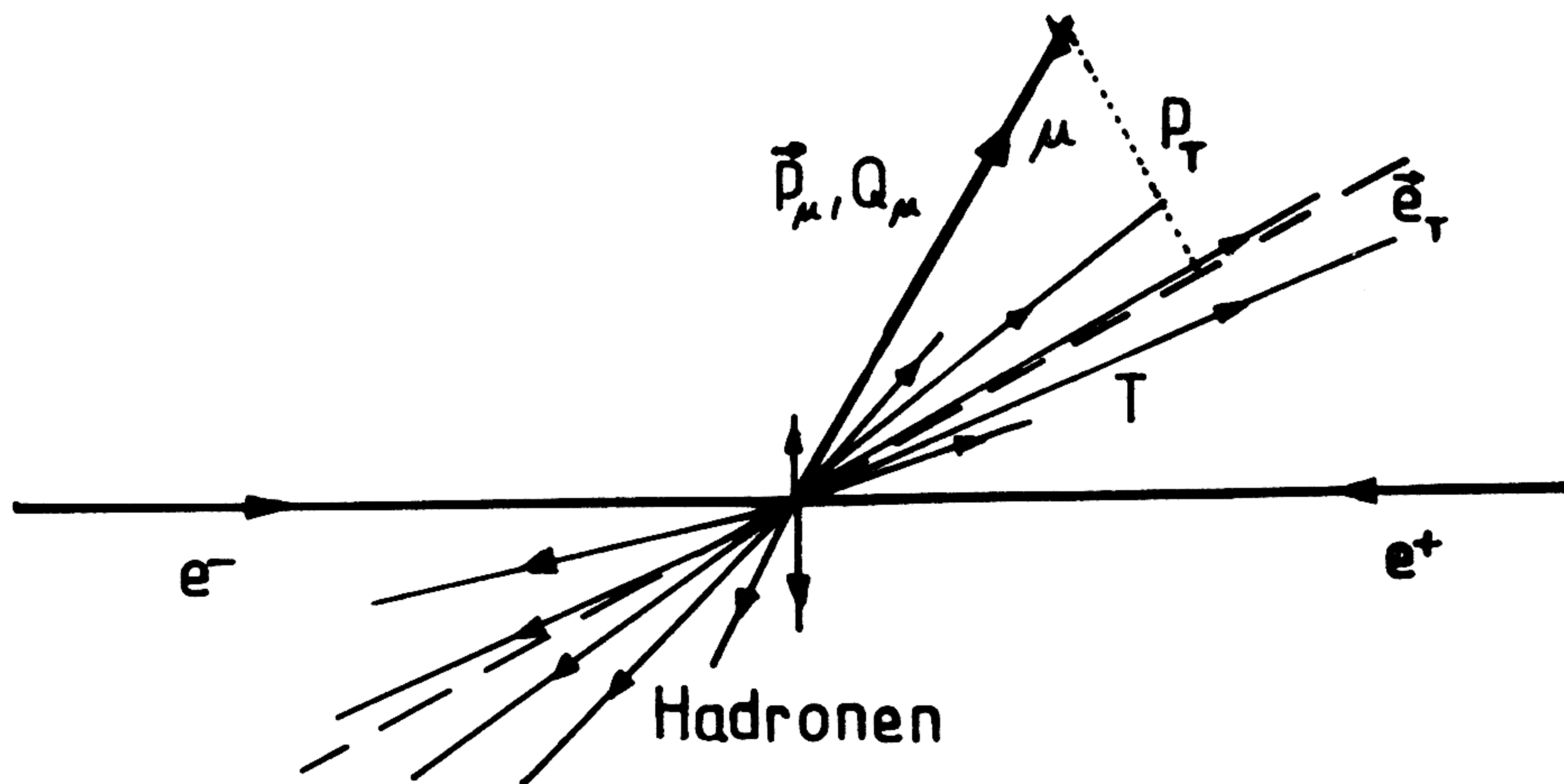


Abbildung 10. χ -Verteilung für $b \rightarrow \mu^+ \mu^- X$

Es folgt eine schematische Zusammenstellung der an das Experiment zu stellenden Anforderungen sowie der Schritte zur Messung von Verzweigungsverhältnissen und Asymmetrien.



A) IDENTIFIKATION

- * Hadronische Ereignisse (h)
- * prompte Myonen (μ)

B) MESSUNG

- * MYONEN:

Ladung	--> Quarkladung (Vorzeichen)	
Impulsvektor	
- * HADRONEN:

Thrust-Richtung	--> Quarkrichtung	
Thrust	α, p_T	--> Flavor

FOLGERUNGEN:

- Die Zahl der Myonen ist dem Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis proportional:

$$(\# \mu / \# h)_q \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow q \bar{q}) \cdot B(q \rightarrow \mu X)$$

- Analog für zwei Myonen in einem Jet:

$$(\# \mu^+ \mu^- / \# h)_q \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow q \bar{q}) \cdot B(q \rightarrow \mu^+ \mu^- X)$$

- Die Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie ist:

$$((N_+ - N_-) / (N_+ + N_-))_q = A(q)$$

4.0 MONTE-CARLO-SIMULATION

Mit Hilfe einer Apparatur, dem Detektor D, werden physikalische Prozesse P, die sich durch einen Satz von Parametern x charakterisieren lassen, in Meßwerte M abgebildet, symbolisch:

$$M(x) = D[P(x)]$$

Da D^{-1} und P^{-1} im allgemeinen nicht existieren oder unbekannt sind, schließt man auf die Parameter x zurück, indem man die physikalischen Ereignisse sowie das Detektorverhalten mit Rechnern simuliert und die so erhaltenen "Computermessungen" mit den wirklichen vergleicht. "Richtig" sind dann alle Parametersätze x , die zu einer Übereinstimmung führen.

Da die zu simulierenden (quantenmechanischen) Einzelprozesse nur durch Angabe von Wahrscheinlichkeitsverteilungen beschreibbar sind, wird entsprechend dieser Funktionen "gewürfelt" um dann schließlich einen vollständigen Satz von "Meßwerten" zu erhalten. Es muß eine große Zahl von Ereignissen generiert (und gemessen !) werden, um die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Meßwerte erkennen zu können.

Die Simulation erfolgt in zwei Stufen:

a) EREIGNISGENERATION (hier: hadronische Endzustände)

Es wird ein Programm von Ali et al. ⁴⁴ benutzt, das Strahlungskorrekturen nach Behrends et al. ¹⁵ berücksichtigt.

Zunächst werden Quarks (und Gluonen und Photonen) erzeugt, die dann in Anlehnung an das Modell von Feynman und Field ²¹ in Hadronen fragmentieren:

- Es entstehen nur Mesonen, keine Baryonen.
- Es werden keine schweren Quarks bei der Fragmentation erzeugt. Leichte Quarks treten im Verhältnis $u : d : s = 1 : 1 : 0.5$ auf.
- Für schwere Quarks (c,b,...) wird die konstante Fragmentationsfunktion f_0 verwendet.

Die schweren Mesonen zerfallen dann in Leptonen bzw. Hadronen:

- Für die Zerfälle von D-Mesonen sind verschiedene exklusive Kanäle einprogrammiert. Es werden keine D^* 's erzeugt. Das gemittelte semileptonische Verzweigungsverhältnis ist $B(c \rightarrow \mu^+ X) = 9\%$.
- B-Mesonen zerfallen im Sinne des "Spectator"-Modells in Leptonen und Quarks, von denen letztere fragmentieren können. Das b-Quark geht immer in ein c-Quark über. $B(b \rightarrow \mu^- X) = 8\%$.
- Mesonen mit einem t- oder b'-Quark zerfallen auf ähnliche Weise. Die "effektiven" Verzweigungsverhältnisse sind $B^{\text{eff}} = 35\%$ bzw. $B^{\text{eff}} = 18\%$.

b) DETEKTOR-SIMULATION

Hier stehen zwei Programme zur Verfügung. Das von H. Fesefeldt entwickelte Simulationsprogramm GHEISHA ⁴⁵ zeichnet sich aus durch eine vollständige Beschreibung hadronischer Kaskaden, die durch Wechselwirkung von Hadronen mit dem Eisen des Detektors entstehen (Kap. 5.2, 7.0). Das Verständnis dieser Prozesse ist entscheidend für die in Kapitel 7.0 beschriebene Bestimmung und Abtrennung eines Untergrundes von Hadronen, die den Eisenabsorber durchdringen und so mit Myonen verwechselt werden können. Da diese Simulation viel Rechenzeit erfordert, wird ansonsten - der besseren "Statistik" wegen - auf Ergebnisse des Programmes von H. Newman et al. ⁴⁶ zurückgegriffen, das die Wechselwirkung von Hadronen mit Materie nicht als Einzelprozesse simuliert, sondern den mittleren Verlauf eines hadronischen Schauers benutzt.

5.0 DAS EXPERIMENT

5.1 DER SPEICHERRING PETRA

Die "Positron-Elektron-Tandem-Ringbeschleuniger-Anlage" PETRA wurde 1978 als dritter großer Teilchenbeschleuniger nach dem Synchrotron (1964) und dem Doppelspeicherring DORIS (1974) auf dem DESY-Gelände in Hamburg in Betrieb genommen (Abb. 11).

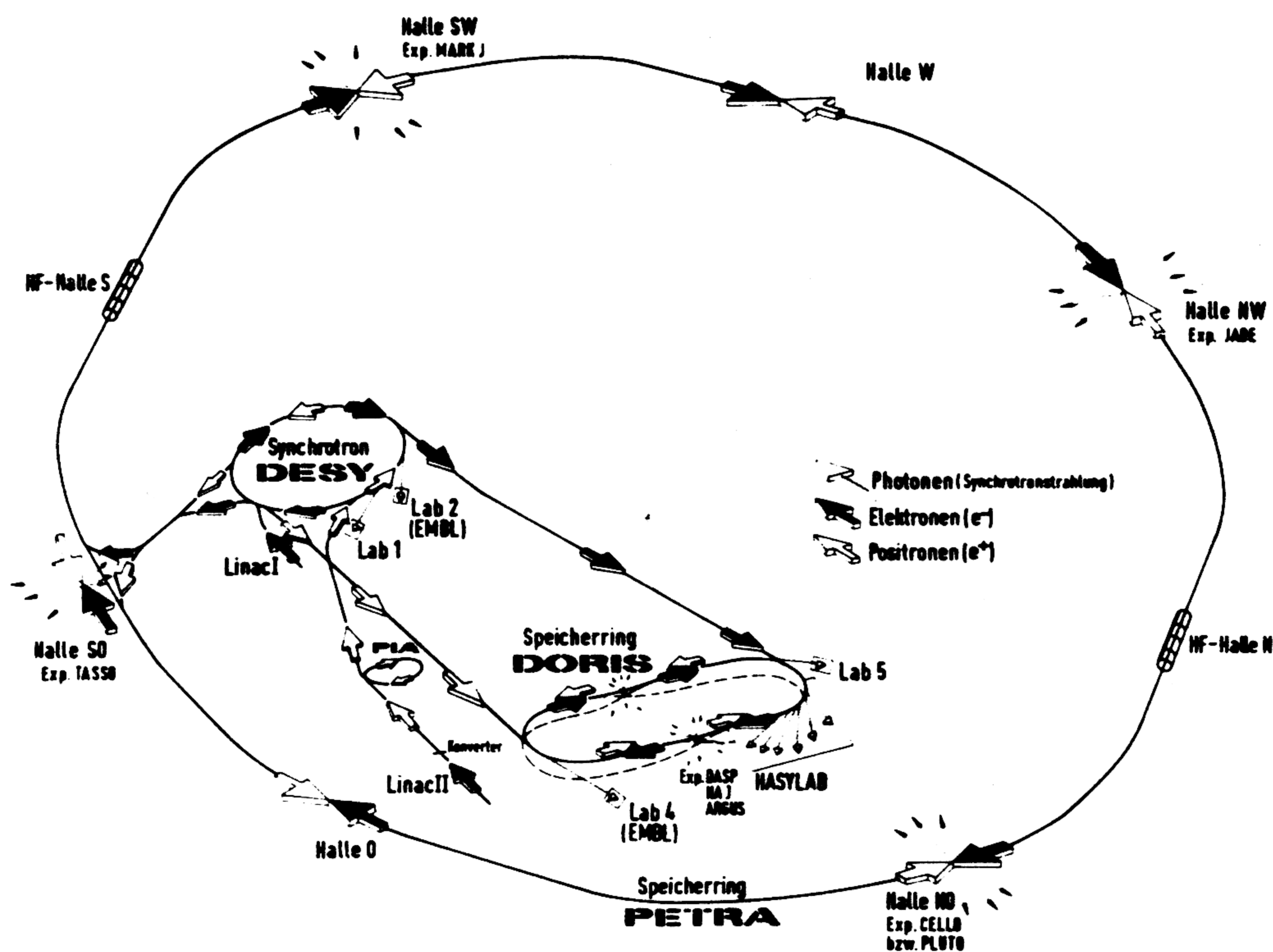


Abbildung 11. Die Teilchenbeschleuniger bei DESY

Die zwei (unpolarisierten) Elektron- und Positronpakete mit einer Maximalenergie von etwa 18.5 GeV (Stand Juli 1981) treffen sich in vier "Wechselwirkungszonen", in denen die Detektoren TASSO, CELLO/PLUTO, JADE und MARK J aufgebaut sind.

Nach Installation von "Mini- β " - Quadrupolmagneten im März 1981 konnte die Luminosität auf typisch $400 \text{ nb}^{-1} / \text{Tag}$ bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV gesteigert werden. Mit dem MARK J - Detektor wurde bis Juli 1982 eine integrierte Luminosität von etwa 90 pb^{-1} gemessen.

5.2 DER MARK J -, DETEKTOR

Die Identifizierung von geladenen und neutralen Hadronen, Photonen und insbesondere Myonen sowie die Messung der Energie- bzw. Impulsvektoren wird erreicht durch den in Abb. 12 schematisch gezeigten Aufbau des MARK J - Detektors ^{47 48}.

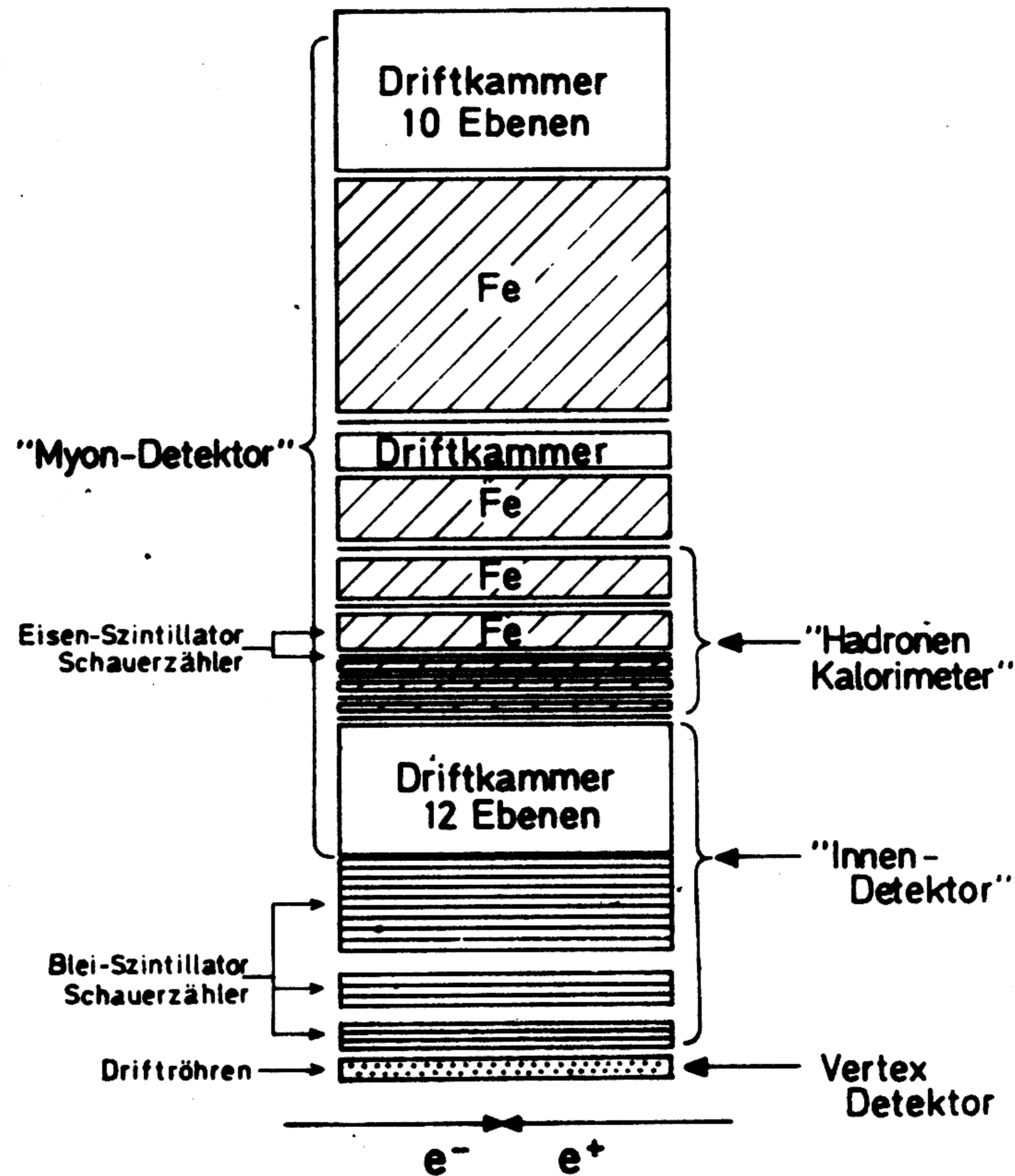
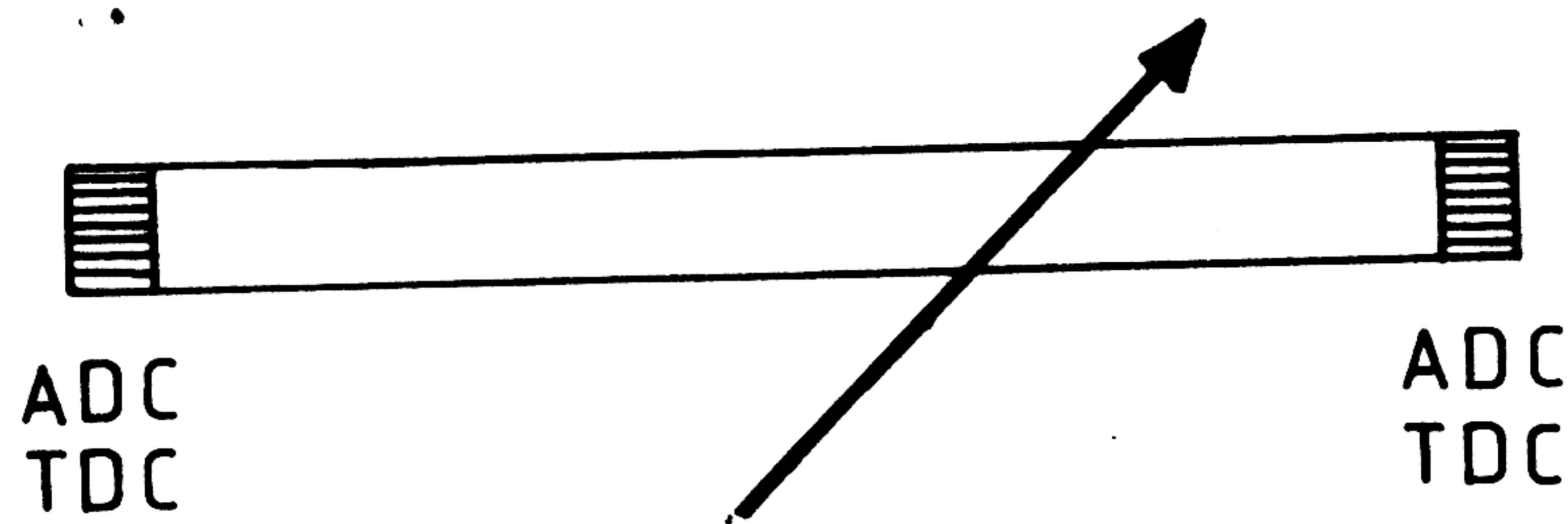


Abbildung 12. Schematischer Aufbau des MARK J - Detektors.

Die räumlich symmetrische Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten, die insgesamt einen Raumwinkel von nahezu 4π umfassen, zeigen die Abb. 13 und 14.

Die wichtigsten Bestandteile sind Driftröhren und Driftkammern, in denen geladene Teilchen "Spuren" erzeugen, sowie von Absorbermaterial (10 cm Blei, 87 cm Eisen) umgebene Szintillationszähler. Letztere sind parallel zum e^- -Strahl (z-Achse) ausgerichtet, etwa 2m bis 4m lang und typisch 20 cm breit.:



Aus den an beiden Enden mit Photovervielfachern gemessenen Impulshöhen kann man auf die abgegebene Energie zurückschließen. Den Durchgangsort des Teilchens bzw. den Polarwinkel Θ erhält man unabhängig durch Vergleich der Impulshöhen als auch aus der Zeitdifferenz der Pulse. Der Azimuthalwinkel Φ ist durch die Lage des Zählers bestimmt.

Die verschiedenen Teilchensorten können anhand ihrer Reichweite im Detektor unterschieden werden. Während Elektronen und Photonen im Innendetektor aufschauern und absorbiert werden, dringen Hadronen in das Hadronkalorimeter ein und werden durch Wechselwirkung mit den Eisenkernen gestoppt. Hochenergetische Myonen können das gesamte Absorbermaterial durchdringen und in den äußeren Kammern (P,R) nachgewiesen werden. Dabei durchqueren sie im Mittel 13 cm Blei und 1 m Eisen, was einem Energieverlust von etwa 1.5 GeV (= Mindestimpuls) entspricht. Drähte benachbarter Doppellagen (5 bzw. 6 in P/R-Kammern) sind um 90° gegeneinander rotiert, so daß beide Koordinaten, Θ und Φ , gemessen werden können. Der Abstand des Teilchendurchganges vom Draht ergibt sich aus der gemessenen Driftzeit. Durch die äußeren Kammern können die Ablenkung im toroidal magnetisierten Eisen ($B = 1.8 \text{ T}$) und daraus Impuls und Ladung der vom Wechselwirkungspunkt kommenden Myonen bestimmt werden.

Die innerhalb des Eisens befindliche doppelagige Q-Kammer, die die z-Koordinate des Teilchendurchganges mißt, sowie der D-Zähler sind wichtig zur Erkennung und Abtrennung eines großen Teil des Untergrundes für die in dieser Arbeit untersuchten Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks: Teilchen, die zu einem Hadronereignis gehören und eine äußere Kammer erreichen, heißen "inklusive Myonen" (die Ereignisse "inklusive Myon-Ereignisse"). Außer prompten Myonen sind dies:

- "Verzögerte" Myonen aus Zerfällen leichter Mesonen (π, K),
- Hadronen, die direkt oder als Sekundärteilchen eines Schauers den Hadronabsorber durchdringen ("Punchthrough").

Diese Untergrundbeiträge sind für den MARK J - Detektor relativ klein aufgrund der folgenden Eigenschaften:

- Die mittlere Zerfallsstrecke von nur etwa 25 cm zwischen Wechselwirkungspunkt und Blei-Material läßt die Absorption eines π^- - oder K-Mesons viel wahrscheinlicher werden als den Zerfall.
- Der "Punchthrough"-Untergrund wird durch das insgesamt etwa 6.5 Strahlungslängen dicke Absorbermaterial stark reduziert.

Die R-Kammern wurden erst Ende 1980 installiert. Sie bedeuten eine - insbesondere für die Asymmetriemessung wichtige - Erweiterung der Akzeptanz für große Werte von $|\cos\theta|$.

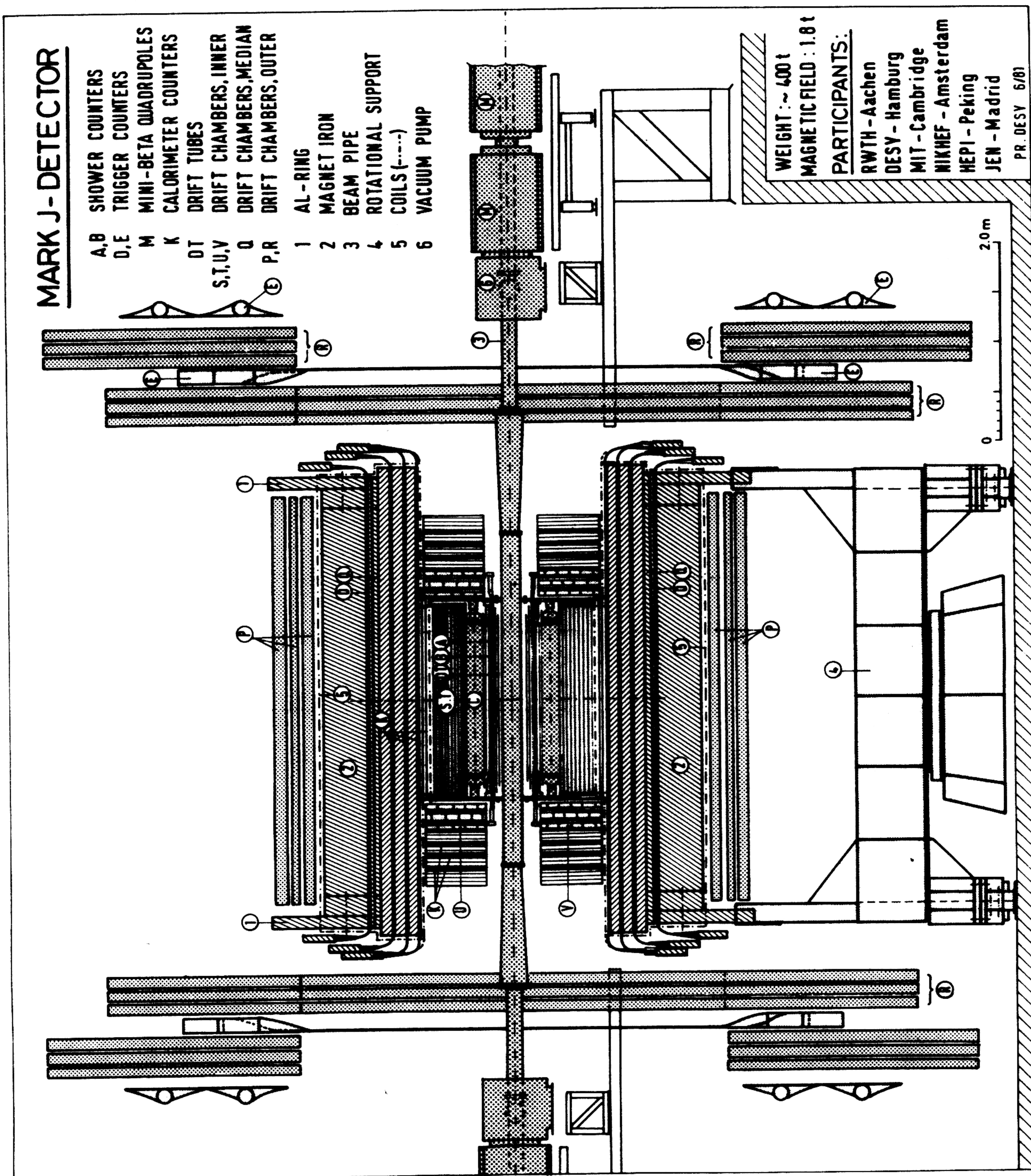
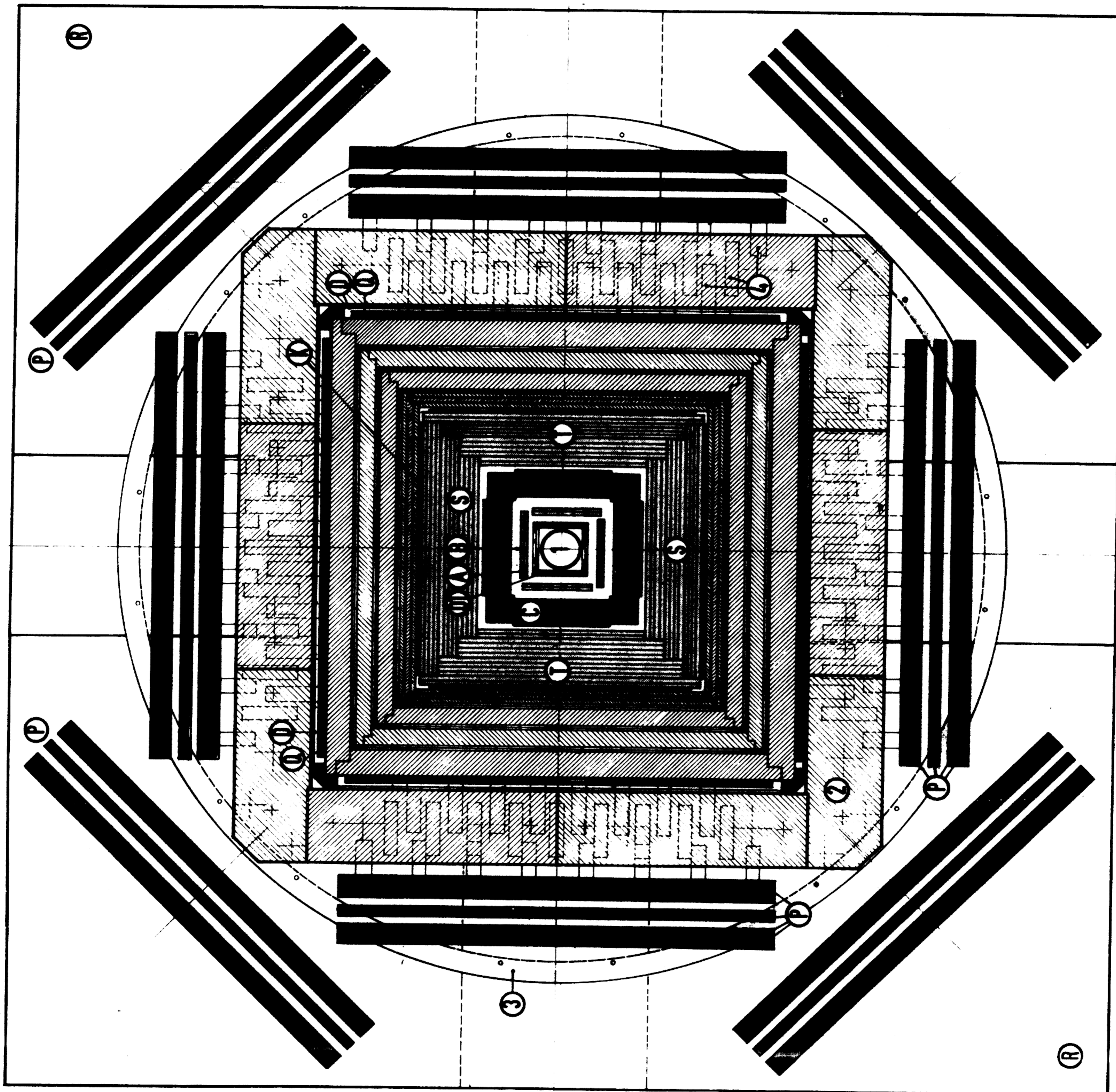


Abbildung 13. Längsschnitt des MARK J - Detektors



- (A)(B)(C) SHOWER COUNTERS
- (D) TRIGGER COUNTERS
- (U) DRIFT TUBES
- (U) DRIFT CHAMBERS, MEDIAN
- (P)(R) DRIFT CHAMBERS, OUTER
- (S)(T) DRIFT CHAMBERS, INNER

- (1) BEAM PIPE
- (2) MAGNET IRON
- (3) AL - RING
- (4) MULTIPLIERS

WEIGHT (total) : ~ 400t
 MAGNETIC FIELD : 1.8 T

PARTICIPANTS:

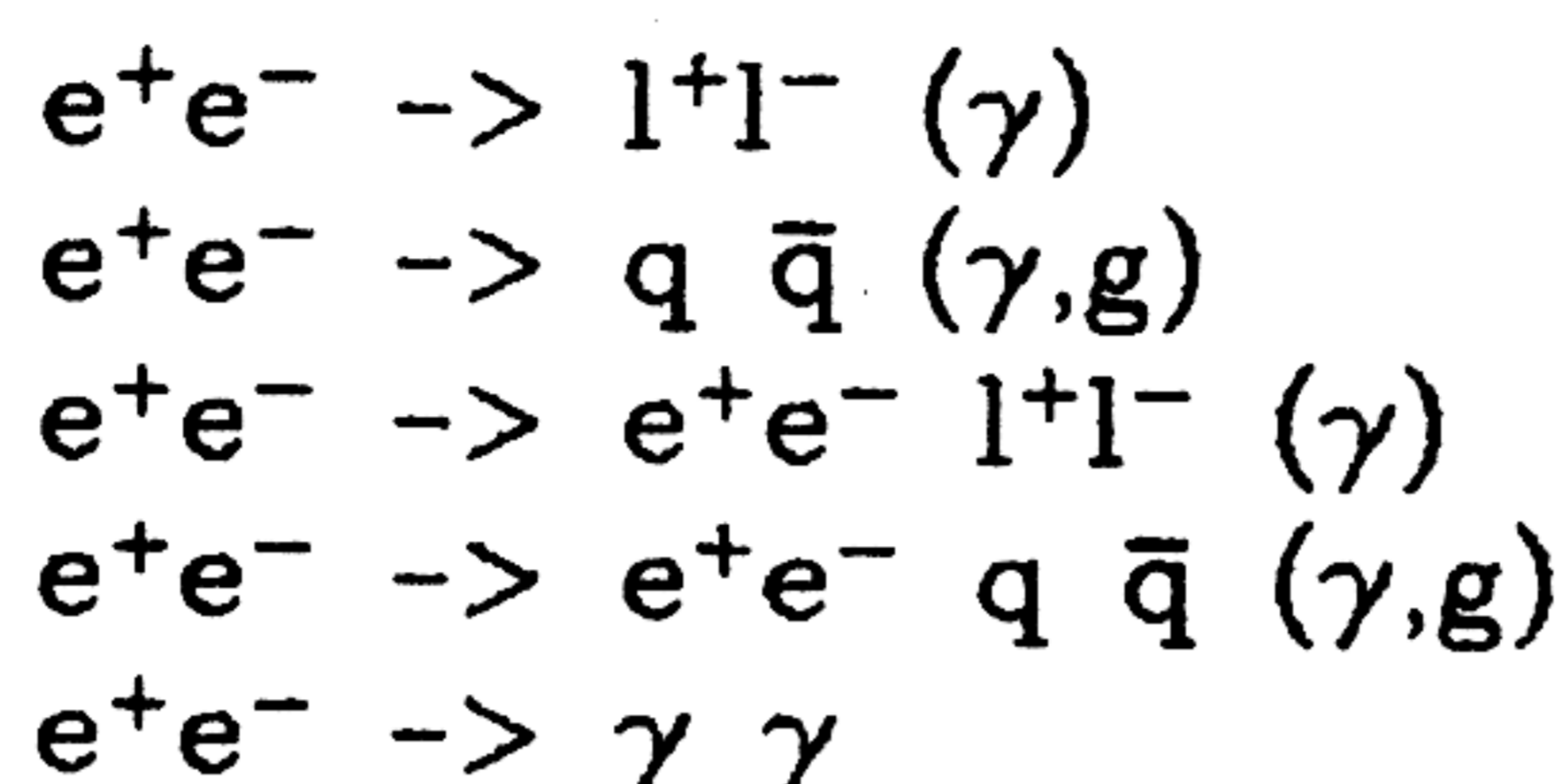
- RWTH - Aachen
- DESY - Hamburg
- MIT - Cambridge
- NIKHEF - Amsterdam
- HEPI - Peking

Abbildung 14. Querschnitt des MARK J - Detektors

6.0 EREIGNISSELEKTION

● Datennahme

Die wichtigsten Prozesse sind (l = gel. Lepton, q = Quark, g = Gluon, γ = Photon):



Ein elektronischer Trigger sorgt dafür, daß für Ereignisse dieses Typs die von den Zählern (Pulshöhe, Zeit) und Driftkammern bzw. Driftröhren (Zeit) gelieferte digitalisierte Information auf Magnetband gespeichert wird ⁴⁸. Untergrund-Reaktionen (Strahl-Gas-Wechselwirkungen, kosmische Strahlung) dagegen erfüllen die Triggerbedingungen in der Regel nicht und bleiben weitgehend unberücksichtigt.

Bei inklusiven Myon-Ereignissen sprechen "Hadron-Trigger" und "Myon-Trigger" an. Der HADRON-TRIGGER verlangt mindestens vier A- und drei B-Zählersignale in gegenüberliegenden Quadranten; die im Innenkalorimeter deponierte Energie muß größer sein als 13% der Schwerpunktsenergie. Der MYON-TRIGGER spricht an, wenn mindestens jeweils zwei A-, B- und C- und ein D-Zähler sowie drei Drahtpaare in den inneren Driftkammern getroffen sind. Die Trigger-Wahrscheinlichkeit für inklusive Myon-Ereignisse (Hadron-Trigger oder/und Myontrigger) ist praktisch eins.

● Hadronselektion

Aus allen aufgezeichneten Daten werden durch ein kompliziertes Programm Hadron-Ereignisse



selektiert; in Einzelfällen werden diese zusätzlich von Physikern an Graphik-Bildschirmen untersucht. Die wesentlichen Kriterien sind ⁴⁹:

- Die gesamte gemessene Energie $E = \sum |\vec{E}_i|$ muß größer sein als $0.5 \sqrt{s}$.
- Das Ereignis muß balanciert sein:
 $E_L \leq 0.5 E$ und $E_T \leq 0.5 E$, wobei

$$E_L = |\vec{E}\vec{e}_z|, \quad E_T = \sqrt{(\vec{E}\vec{e}_x)^2 + (\vec{E}\vec{e}_y)^2}, \quad \vec{E} = \sum \vec{E}_i$$

Mit diesen Kriterien findet man eine Akzeptanz von 87%. Es verbleibt ein Untergrund von Ereignissen des Typs

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \tau^+\tau^- (\mu^+\mu^-\gamma, e^+e^-\mu^+\mu^-) && \approx 7\% \quad (35 \text{ GeV}) \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^-q\bar{q} && \approx 3\% \quad (35 \text{ GeV}) \end{aligned}$$

Die Prozentzahlen geben den relativen Anteil dieser Ereignisse im Hadron-Datensatz an.

● Myonselektion

Es wird eine Spur in einer äußeren Kammer verlangt. Dies bedeutet, daß mindestens 4 (5) von den 10 (12) in der P (R) - Kammer vorhandenen Drähten "getroffen" sind, so daß eine Impuls-Rekonstruktion möglich ist.

Die Akzeptanz für prompte Myonen ist:

$$\begin{aligned} \text{charm:} & \quad 0.25 \approx 0.5 \cdot 0.5 \\ \text{bottom:} & \quad 0.36 \approx 0.7 \cdot 0.5 \\ \text{Kaskade } b \rightarrow c: & \quad 0.12 \approx 0.2 \cdot 0.5 \end{aligned}$$

Der erste Faktor steht für den Impulsschnitt von 1.5 GeV (s. Kapitel 5.2), der zweite für die geometrische Akzeptanz.

Abb. 15 zeigt für alle inklusiven Myonen nach einem Untergrundschnitt (Kap. 7.0) die durch $\cos\theta$ und ϕ parametrisierten Impulsrichtungen. Neben einem Abfallen der Akzeptanz bei großen Werten von $|\cos\theta|$ (s. auch Kap. 8.5.2) erkennt man, daß wegen der größeren effektiven Dicke des Eisens für $\phi \approx 45^\circ, 135^\circ, \dots$ ("Ecken") weniger Myonen nachgewiesen werden.

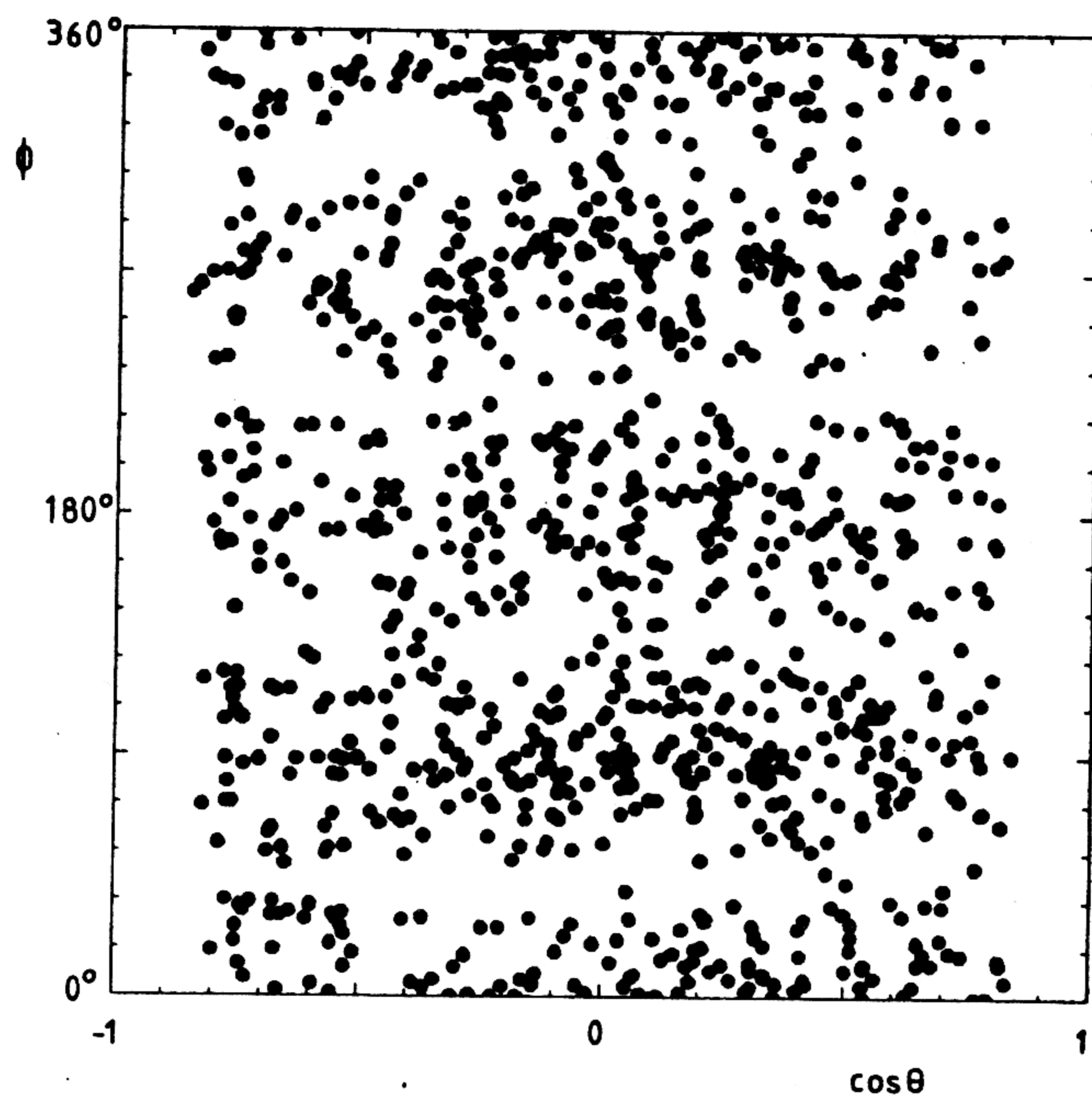


Abbildung 15. Verteilung der gemessenen Impulsrichtungen

Der Untergrund an Ereignissen

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- (\mu^+\mu^-\gamma, e^+e^-\mu^+\mu^-)$$

beträgt für 35 GeV etwa 3% des Datensatzes inklusiver Myon-Ereignisse. Er wird durch einen Multiplizitätsschnitt (Anzahl der Spuren im Driftröhren-Paket von mehr als 4 und mindestens 43 getroffene Zähler) praktisch vollständig entfernt. Eine kleine Kontamination durch kosmische Myonen von 2% wird durch den Untergrundschnitt (Kap. 7.0) beseitigt.

Die Vollständigkeit des Datensatzes ergibt sich durch Vergleich mit den von einer unabhängigen Analysegruppe gefundenen Ereignissen sowie verändertem Selektionsverfahren (Hadronen im Myon-Datensatz) zu etwa 99%.

Abb. 16 zeigt die Zahl der bis Juli 1982 mit dem MARK J - Detektor gemessenen Hadronereignisse als Funktion der Schwerpunktsenergie, Abb. 17 die Rate inklusiver Myonen

$$r = \text{Anzahl inkl. Myonen} / \text{Anzahl Hadronereignisse}$$

vor bzw. nach dem Untergrundschnitt. Für eine Schwerpunktsenergie von 35 GeV kann man ablesen: $r = 8\%$ bzw. $r = 4\%$.

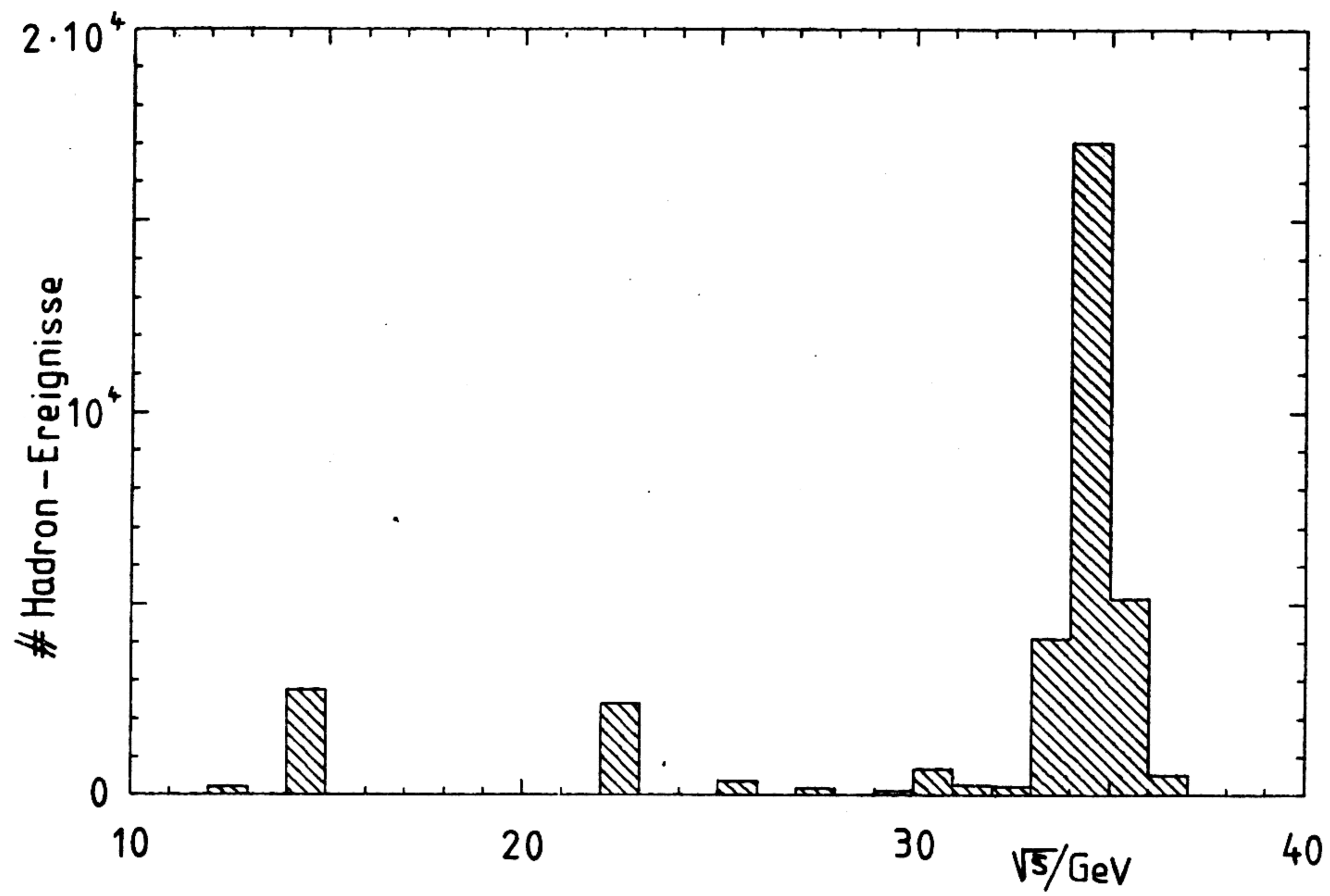


Abbildung 16. Zahl der Hadronereignisse pro Energieintervall

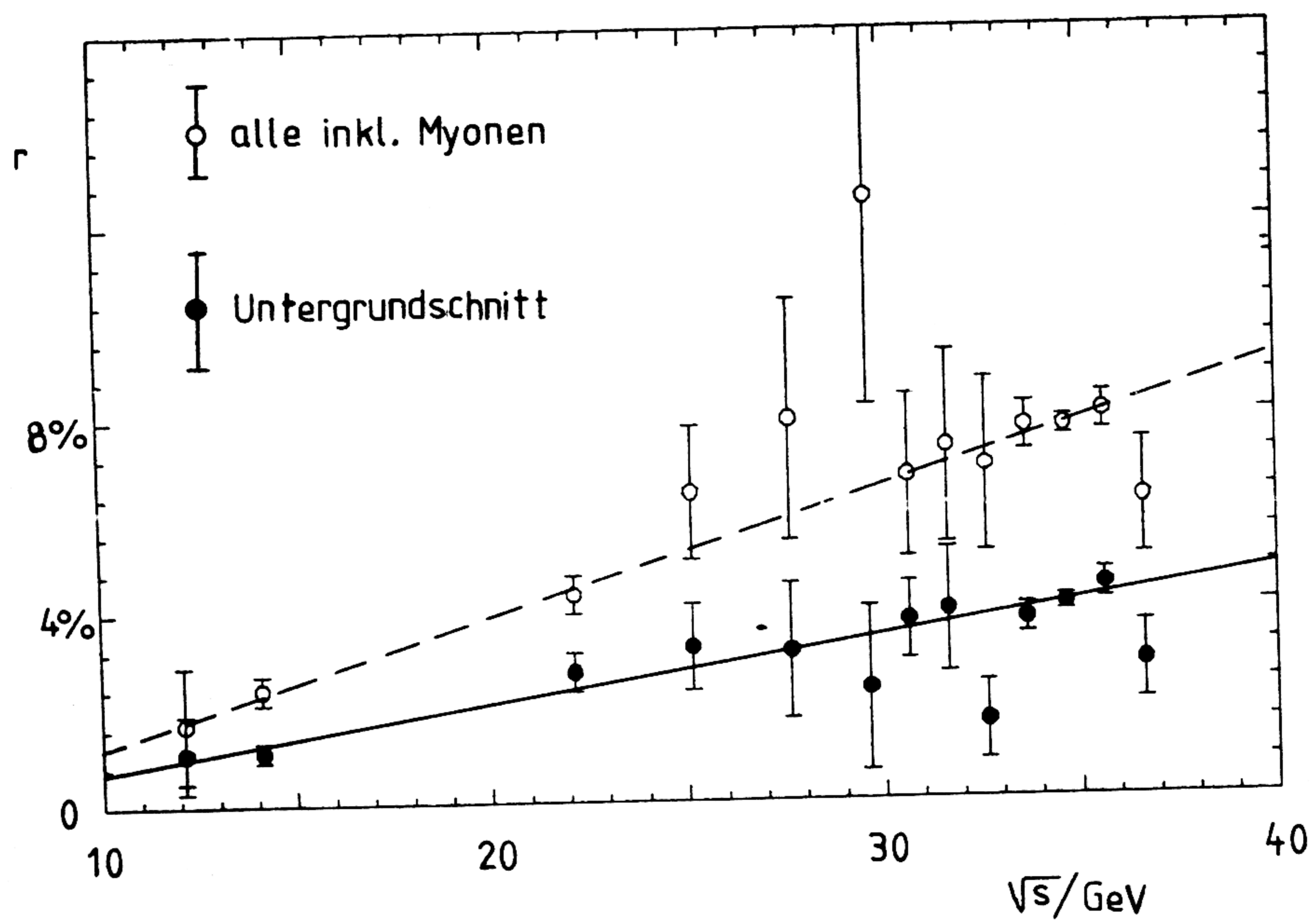


Abbildung 17. Rate inkl. Myonen vor und nach Untergrundschnitt

Die Zahl der inklusiven Myon-Ereignisse für $\sqrt{s} \approx 14$ GeV und $\sqrt{s} \approx 22$ GeV ist zu klein für eine sinnvolle Messung von Verzweigungsverhältnissen und Asymmetrien (s. ⁵⁰). Es werden im folgenden nur die Daten mit $\sqrt{s} \geq 30$ GeV ($\langle \sqrt{s} \rangle = 34.6$ GeV) analysiert: 28400 Hadron-Ereignisse mit 2200 inklusiven Myonen.

Abb. 18 zeigt die "Computergraphik" eines inklusiven Myon-Ereignisses (Längsschnitt durch Detektor). Die Punkte deuten senkrecht zur Bildebene verlaufende Drähte an. Die Kreise bzw. Vierecke stehen für getroffene Drähte bzw. Szintillationszähler. Man erkennt deutlich die 2-Jet-Struktur des Ereignisses und ein das Eisen durchdringendes, im Magnetfeld abgelenktes Myon an der Spur in der oberen P-Kammer.

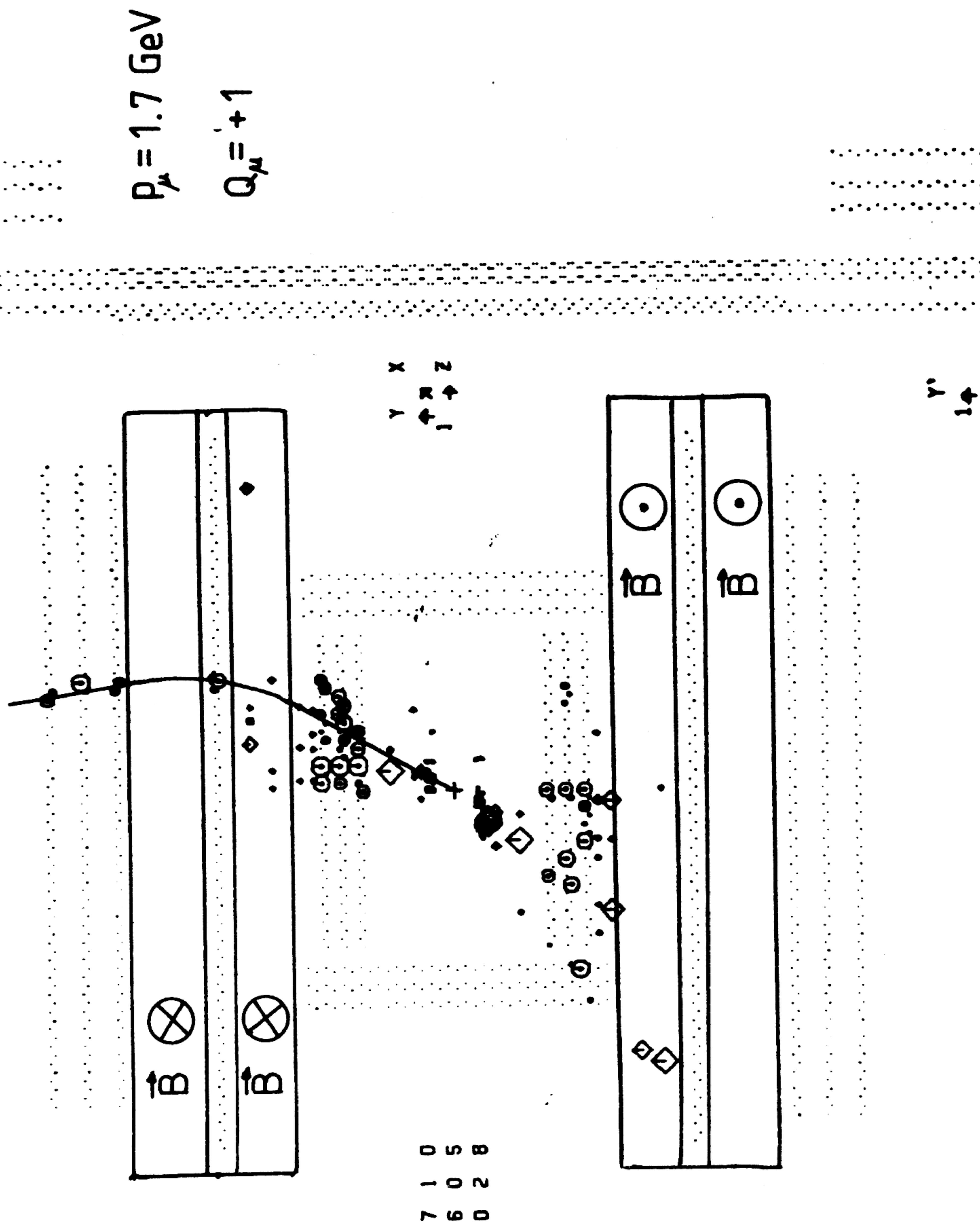


Abbildung 18. Inklusives Myon-Ereignis (Längsschnitt)

● Messung von Thrust, Impuls,...

THRUST

Aus den gemessenen Energievektoren \vec{E}_1 werden Thrust T und Thrustachse \vec{e}_T bestimmt. Die Abb. 19, 20 vergleichen die gemessenen Verteilungen (nach Untergrundschnitt) für T und $\vec{e}_T \vec{e}_z = \cos\Theta_T$ mit der MC-Vorhersage, die mit den in Kap. 4.0 angegebenen Verzweigungsverhältnissen errechnet wurde. Die Thrustachse wird so orientiert, daß der Winkel zwischen Myonimpuls und Thrustrichtung kleiner als 90° ist: $\vec{p}_\mu \vec{e}_T > 0$.

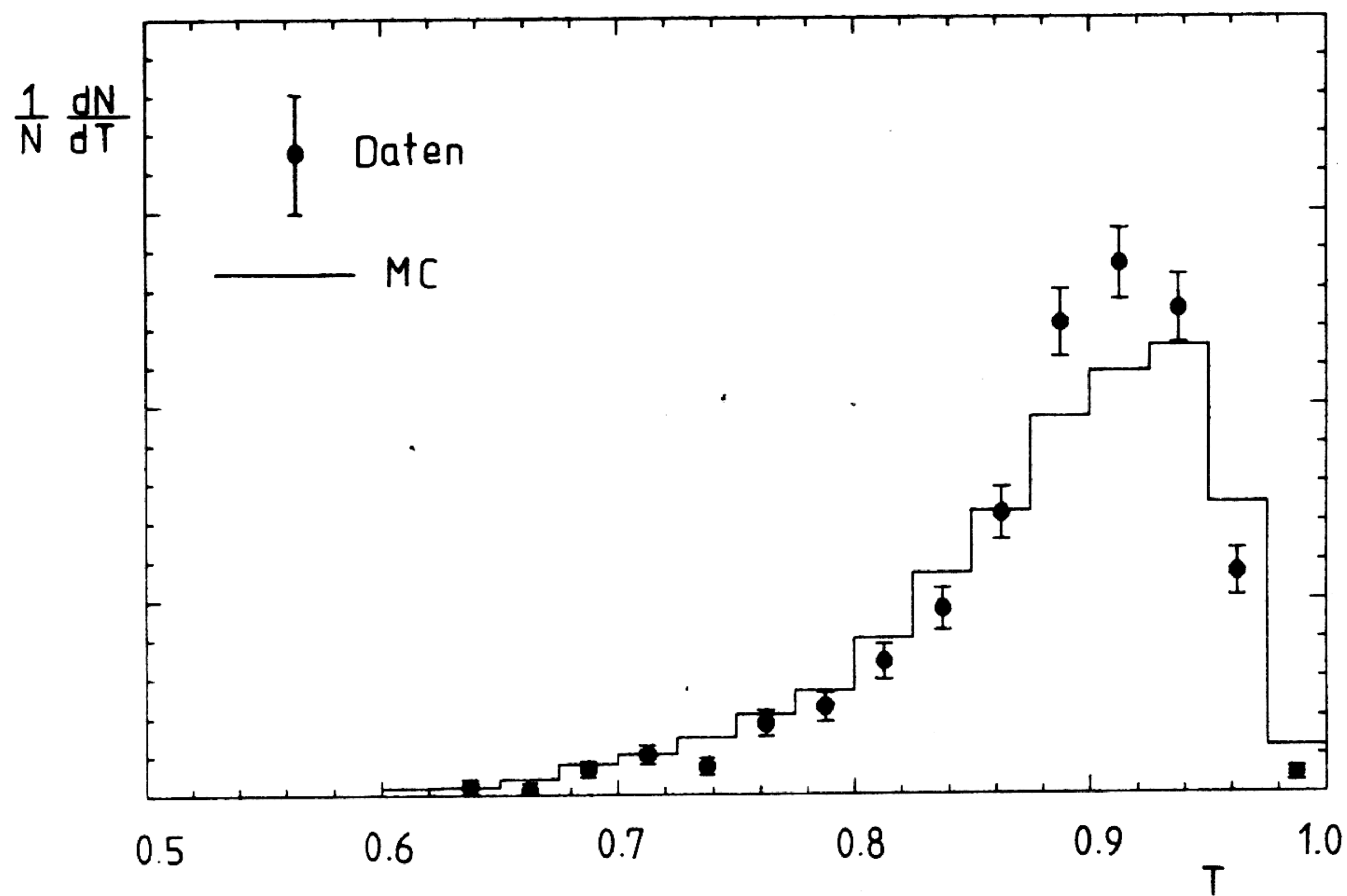


Abbildung 19. Gemessene Verteilung für Thrust T

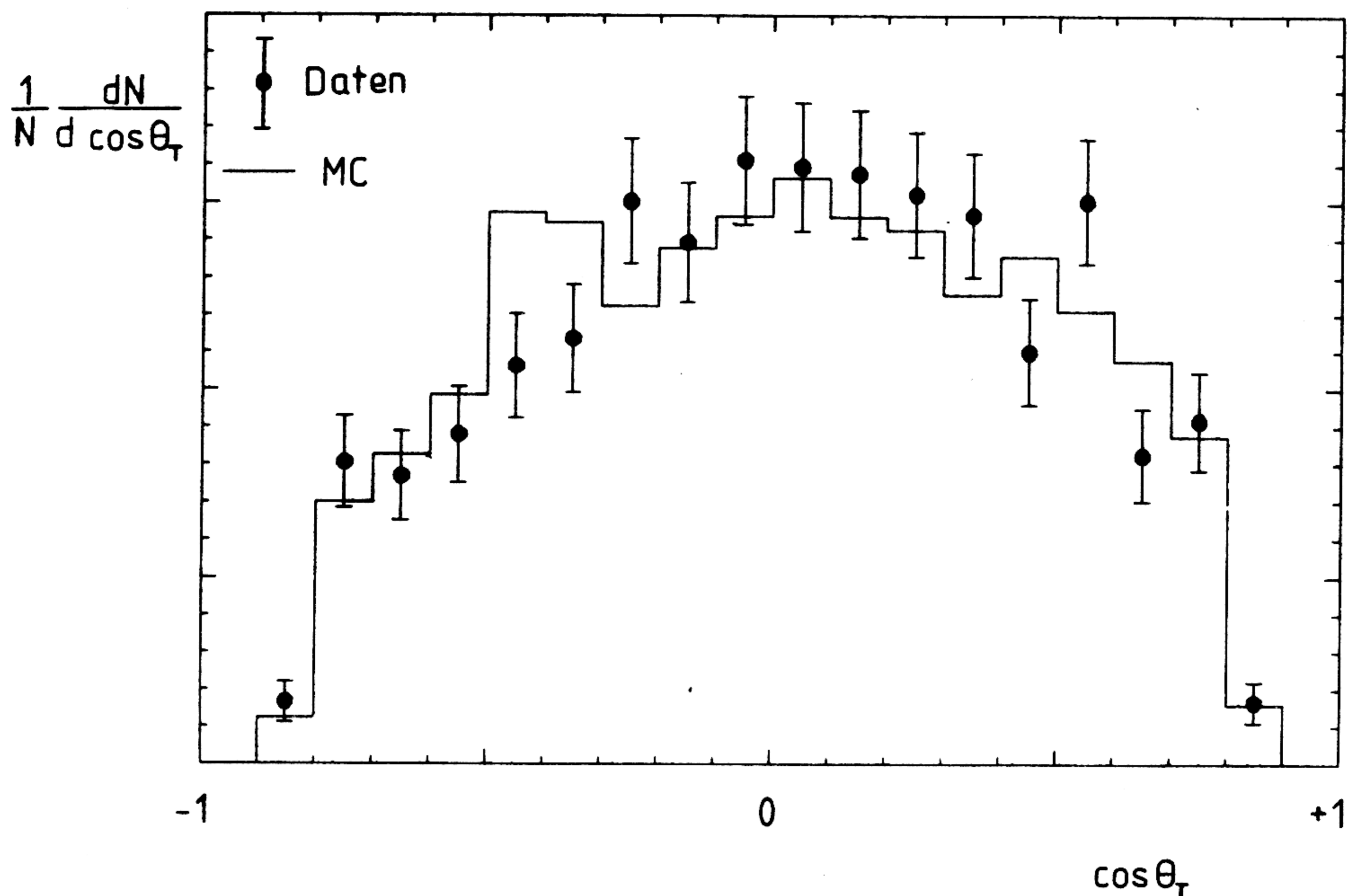


Abbildung 20. Gemessene Verteilung für $\cos\theta_T$

Mittelwert und Standardabweichung für Thrust sind:

$$\langle T \rangle = 0.88 \quad \langle \langle T \rangle \rangle = 0.06$$

Der Vergleich der Thrustwerte mit und ohne Detektor durch eine MC-Rechnung ergibt eine Thrustauflösung von 0.03. Die Quarkrichtung wird durch die Thrustrichtung mit einer Auflösung von 9° gemessen.

IMPULS

Aus dem in einer äußeren Kammer gemessenen Durchgangsort und Winkel Θ des vom Wechselwirkungspunkt kommenden Myons werden unter Berücksichtigung von Magnetfeld und Energieverlust der ursprüngliche Impulsvektor \vec{p} sowie die Ladung Q rekonstruiert. Die Kammern vor dem Eisen werden nicht benutzt, da bei Hadronereignissen in einem engen Winkelbereich sehr viele Drähte getroffen werden und damit eine eindeutige Identifizierung der Myon-Spur nicht möglich ist (Abb 18).

Die "Fitwahrscheinlichkeit" ist definiert durch die Zahl "gefitteter" Impulse relativ zur Anzahl selektierter inklusiver Myonen. Sie beträgt (für prompte Myonen) etwa 90%. Ein Impulsfit kommt nicht zustande, wenn die gemessenen Driftzeiten der getroffenen Drähte nicht mit einer geraden Spur verträglich sind oder die Anpassung mehrdeutig ist (Ineffizienz, δ -Elektronen, Randzonen der Kammer) bzw. wenn der rekonstruierte

Impulswert kleiner als der Energieverlust im Eisen (ca. 1.5 GeV) ist. Falls aus diesen Gründen nur die Koordinate Φ - die lediglich zur Bestimmung der Weglänge im Eisen dient - nicht mit Hilfe der Kammern gemessen werden kann, wird Φ aus der Position des getroffenen D-Zählers bestimmt.

Für die Untergrundbeiträge verzögerte Myonen bzw. Punchthrough besteht nur eine schwache bzw. praktisch gar keine Korrelation zwischen Impuls/Ladung des primären (zerfallenden oder hadronisch schauernden) Teilchens und den gemessenen Werten (s. Kap. 7.0). Abb. 21 und 22 zeigen die gemessenen Verteilungen für Impuls und $\vec{e}_\mu \vec{e}_z = \cos\theta_\mu$ nach dem Untergrundschnitt sowie die MC-Spektren.

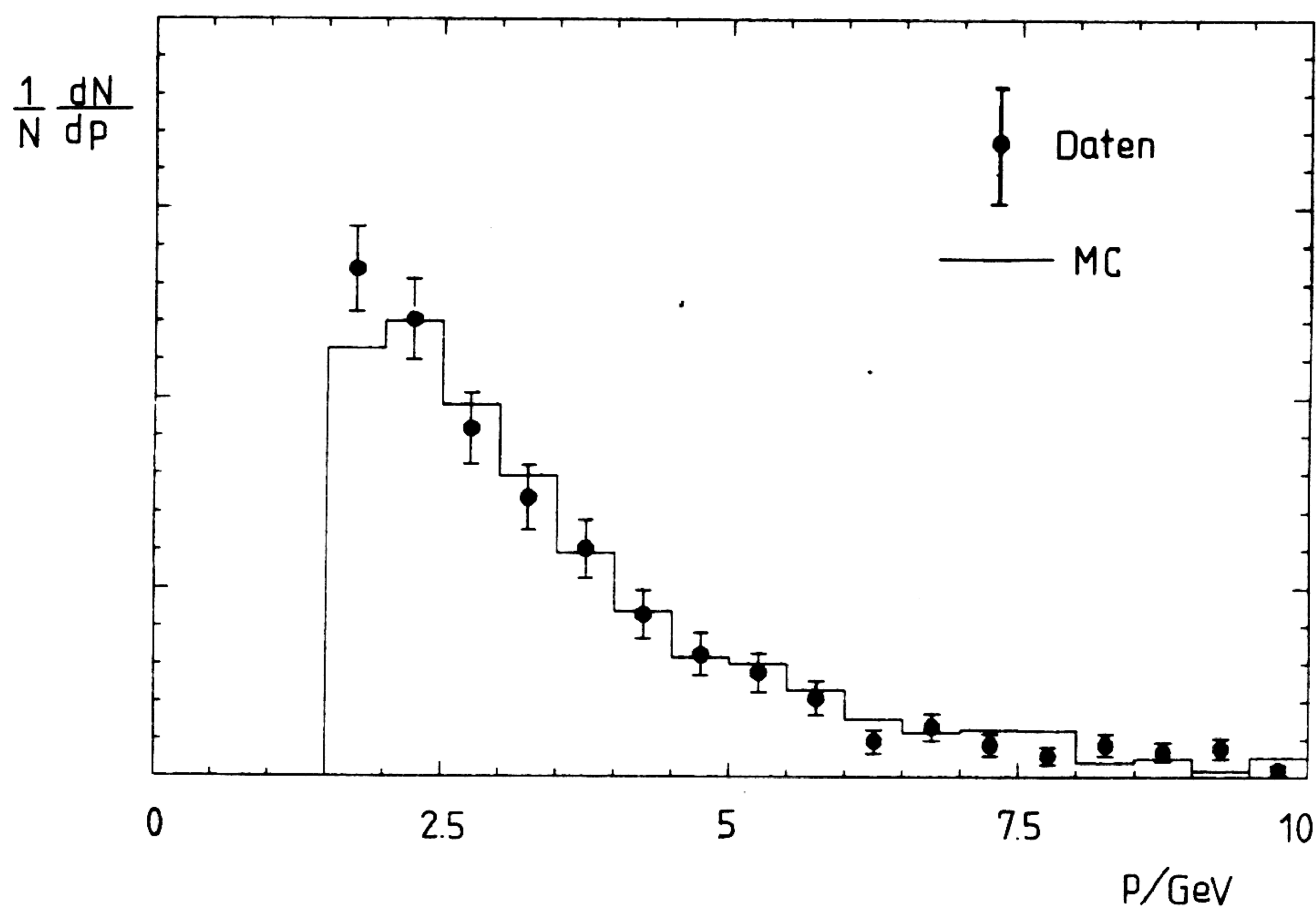


Abbildung 21. Gemessene Verteilung für Impuls p

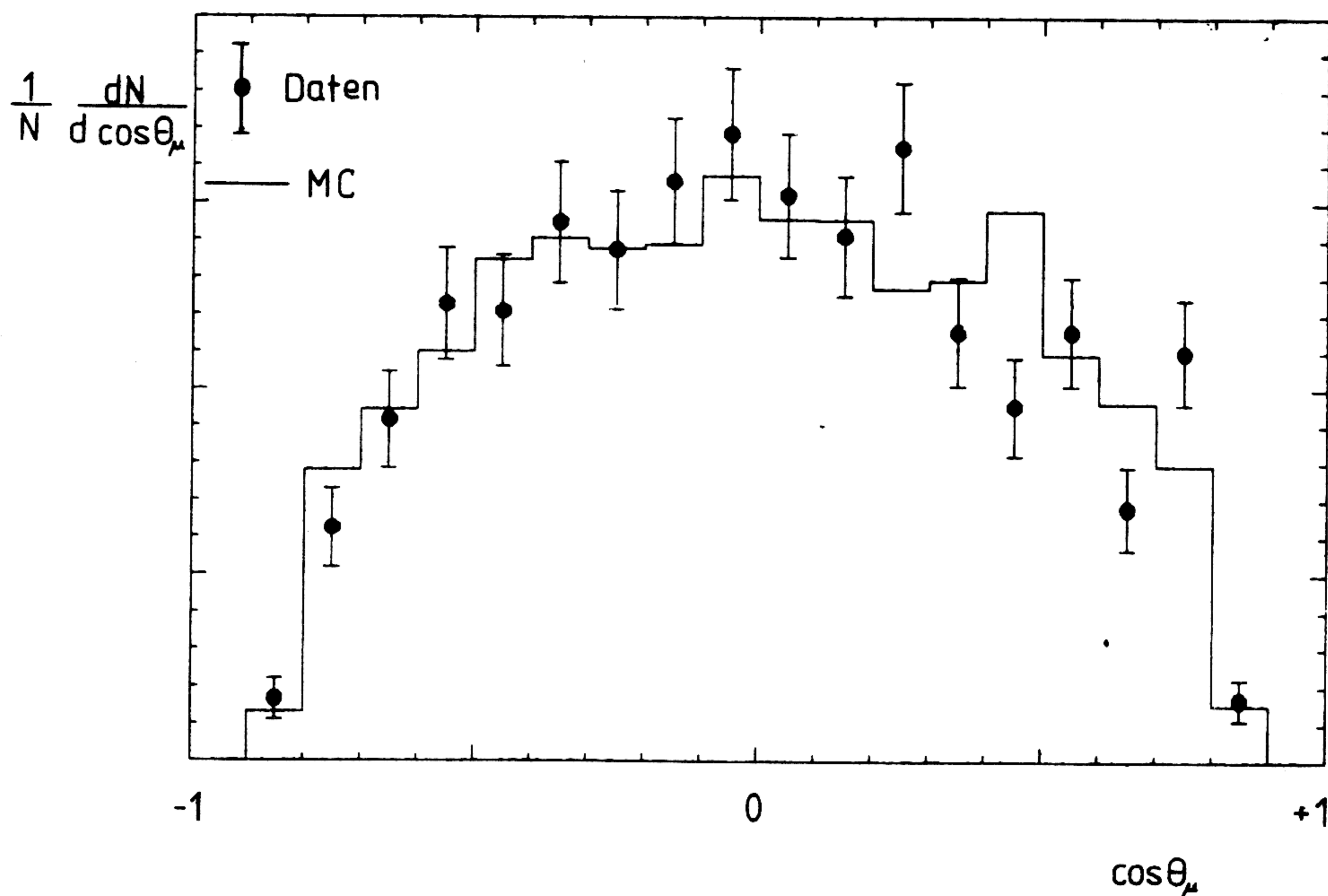


Abbildung 22. Gemessene Verteilung für $\cos\theta_\mu$

Mittelwert und Breite sind:

$$\langle p \rangle = 3.6 \text{ GeV} \quad \langle\langle p \rangle\rangle = 1.8 \text{ GeV}$$

Da sowohl der mittlere Vielfachstreuwinkel $\langle\theta_{\text{vs}}\rangle$ als auch die Ablenkung im Magnetfeld θ_{M} umgekehrt proportional dem Impuls $p=|\vec{p}|$ sind, ist die Impulsauflösung

$$\sigma_p = [\Delta(1/p)] / [1/p] \approx \langle\theta_{\text{vs}}\rangle / \theta_{\text{M}}$$

impulsunabhängig. Für $p \approx 3 \text{ GeV}$:

$$\langle\theta_{\text{vs}}\rangle \approx 2^\circ \quad \theta_{\text{M}} \approx 10^\circ \quad \Rightarrow \quad \sigma_p \approx 20\%$$

Die Winkelauflösung der Driftkammern (0.3°) und die Unsicherheiten in der Vertexrekonstruktion (0.2°) spielen bei niedrigen Impulsen praktisch keine Rolle. Die MC-Analyse ergibt für prompte Myonen $\sigma_p \approx 20\%$, wie erwartet. Die Wahrscheinlichkeit für Ladungsverwechslungen ist sehr viel kleiner als 1%. Die Richtungauflösung, die man durch Vergleich der "wahren" und rekonstruierten Impulsrichtung mit Hilfe einer MC-Rechnung erhält, beträgt 4° .

WINKEL α , TRANSVERSALIMPULS

Die gemessenen Verteilungen für den Winkel α zwischen Myonimpuls und Thrustachse sowie für den Transversalimpuls $p_T = p \cdot \sin\alpha$ zeigen die Abb. 23 und 24 im Vergleich zu den entsprechenden MC-Kurven.

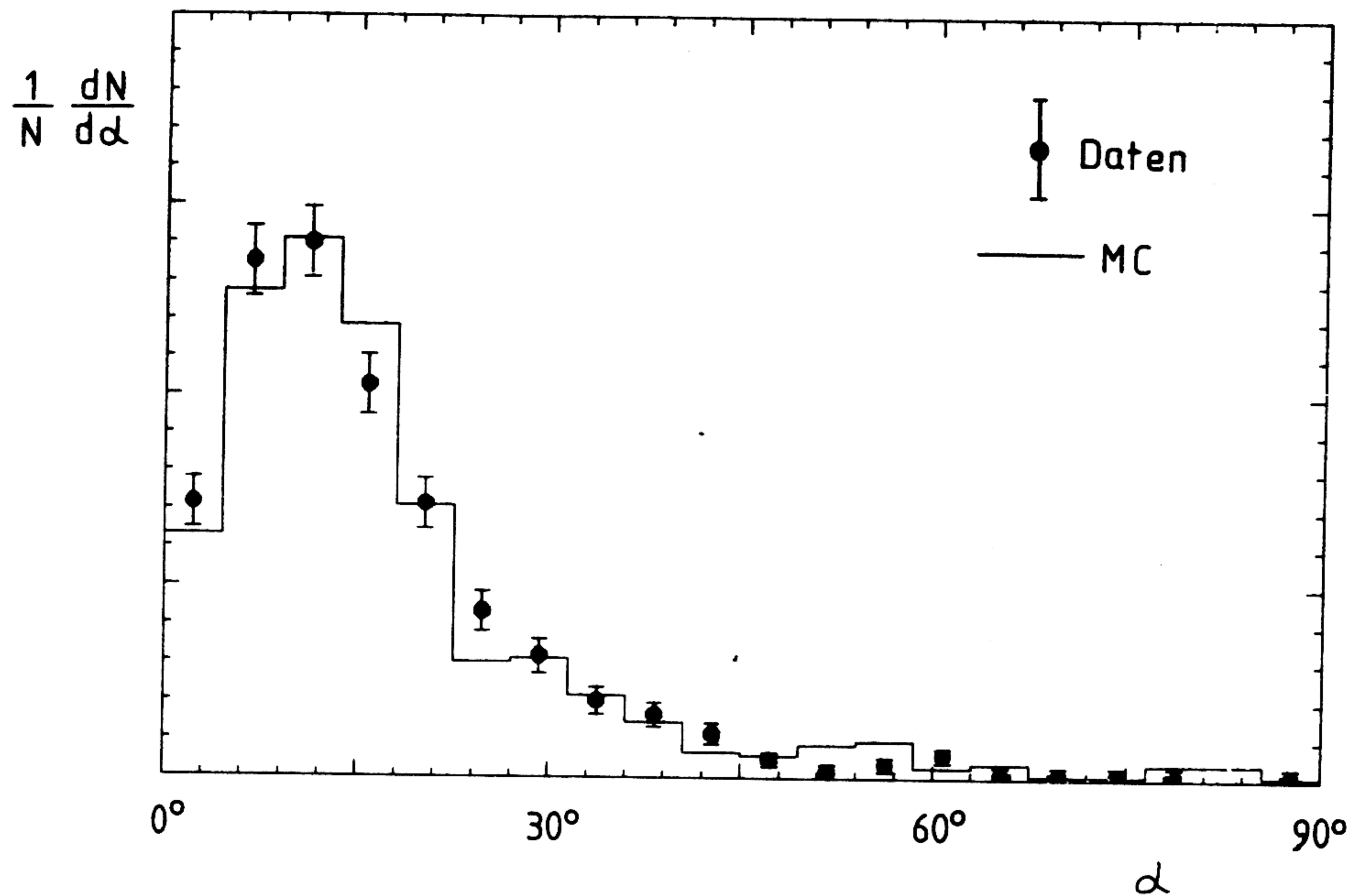


Abbildung 23. Gemessene Verteilung für α

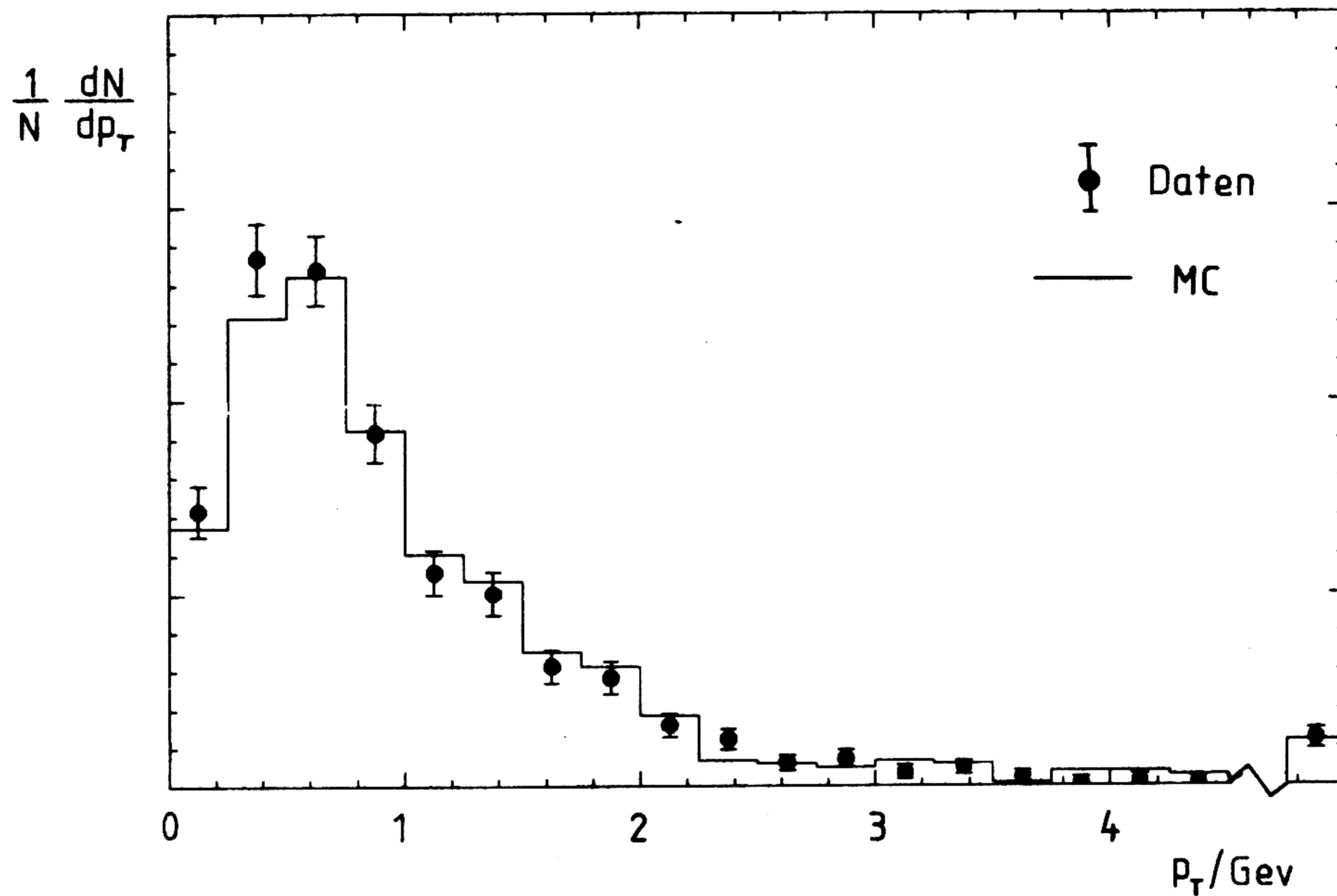


Abbildung 24. Gemessene Verteilung für p_T

Mittelwerte und Standardabweichung sind hier

$$\begin{aligned} \langle \alpha \rangle &= 20^\circ & \langle \langle \alpha \rangle \rangle &= 14^\circ \\ \langle p_T \rangle &= 1.0 \text{ GeV} & \langle \langle p_T \rangle \rangle &= 0.9 \text{ GeV} \end{aligned}$$

α wird mit einer Genauigkeit von 7° gemessen. Diese Auflösung erhält man durch Vergleich des Winkels zwischen Myonimpuls und Quarkrichtung und des Winkels zwischen den gemessenen Richtungen von Myon und Thrustachse. Die entsprechend definierte Transversalimpulsauflösung ist:

$$[\Delta(1/p_T)] / [1/p_T] \approx 40\%$$

7.0 BESTIMMUNG UND ABTRENNUNG DES UNTERGRUNDES

Der Datensatz "inklusive Myonen" enthält neben prompten Myonen einen recht großen Anteil an verzögerten Myonen und vor allem Punchthrough. Dieser Untergrund muß in seiner absoluten Größe bestimmt und/oder möglichst vollständig entfernt werden.

Pro Hadronereignis entstehen im Mittel knapp 0.1 PROMPTE MYONEN. Mit einer Akzeptanz von ca. 30% beträgt die Rate r_{pM} etwa 2.5%. Sie ist abhängig von semileptonischen Verzweigungsverhältnissen und Fragmentationsfunktionen.

Die VERZÖGERTEN MYONEN stammen zu etwa 40% aus π^- und zu 60% aus K-Zerfällen. Im Detektor werden die meisten dieser Mesonen, etwa 10 pro Hadronereignis, absorbiert, können also nicht in Myonen zerfallen. Das MC sagt eine Rate von $r_{vM} = 1\%$ voraus, was einer "Akzeptanz" von ca. 0.1% entspricht.

PUNCHTHROUGH besteht zu etwa 1/4 aus π^- und K-Mesonen relativ hoher Impulse, die nicht im Eisen stecken bleiben ("primärer" Punchthrough). Zum "sekundären Punchthrough" werden alle Folgeteilchen einer (Kern-)Wechselwirkung sowie deren Zerfallsprodukte gezählt.:

$$e / \mu / \pi / K / p \approx 15\% / 5\% / 30\% / 2\% / 50\%$$

Bei den Elektronen handelt es sich um konvertierte Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen. Eine Vorhersage der absoluten Rate r_p erweist sich als schwierig, da sie empfindlich von den Wirkungsquerschnitten σ_{HN} für Hadron-Nukleon-Wechselwirkungen abhängt; diese haben jedoch Meßfehler $\Delta\sigma_{HN}/\sigma_{HN}$ von typisch 10%⁴⁵. Der Vergleich von MC-Rechnungen mit unterschiedlichen Werten für die Wirkungsquerschnitte σ_{HN} ergibt in grober Näherung:

$$\Delta r_p / r_p \approx - 10 \Delta\sigma_{HN} / \sigma_{HN}$$

Approximiert man das Abklingen von r_p mit der Eisendicke durch die Exponentialfunktion der Form

$$r_p = r_p^0 \exp(-X \cdot \sigma_{HN} / \sigma_{HN}^0) ,$$

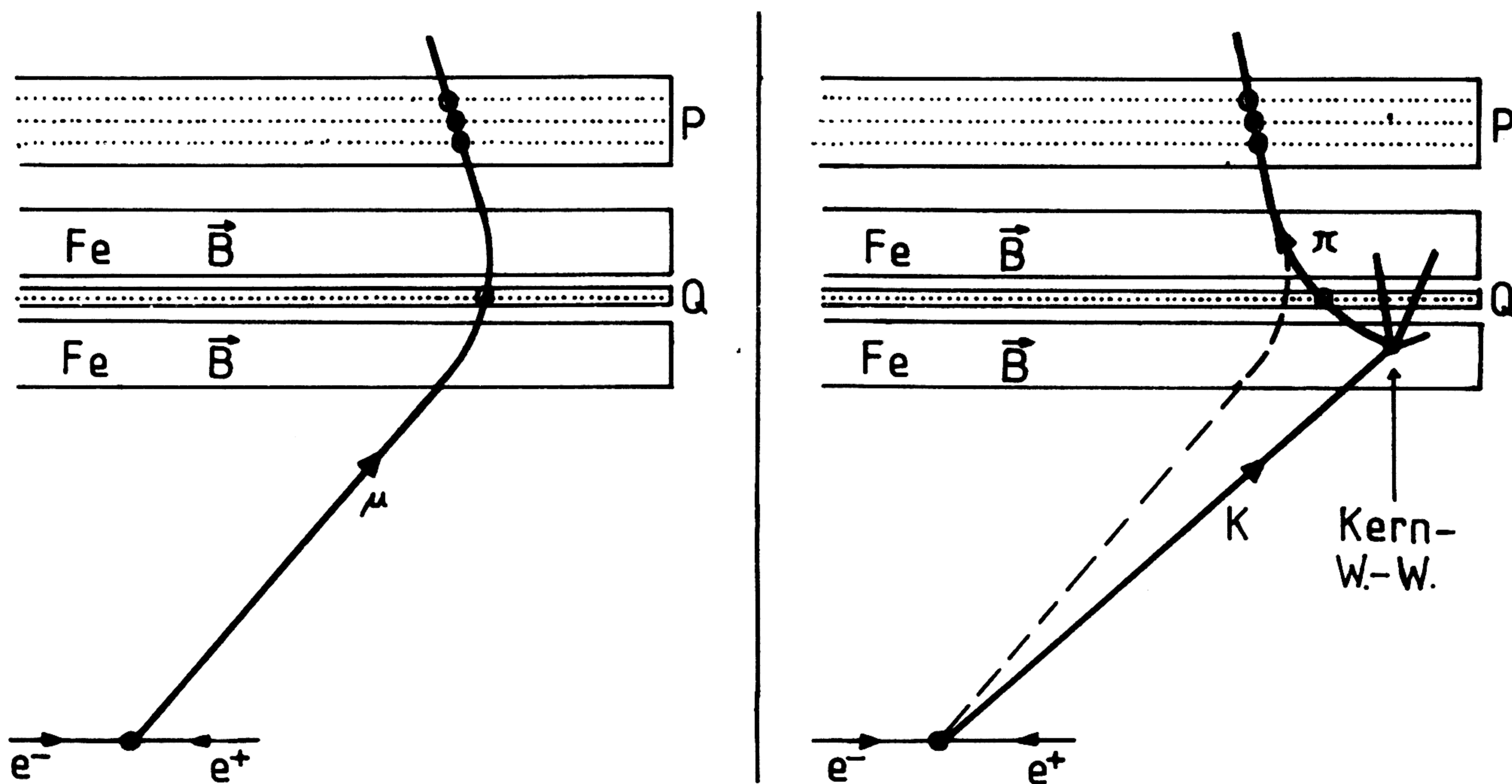
so folgt mit $X=6.5$ Wechselwirkungslängen:

$$\Delta r_p / r_p \approx - 6.5 \Delta\sigma_{HN} / \sigma_{HN} ,$$

in ungefährender Übereinstimmung mit dem Resultat der MC-Analyse.

Das Ergebnis der im folgenden beschriebenen zuverlässigeren Bestimmungsmethode sei hier vorweggenommen: $r_p \approx 3\%$, die "Akzeptanz" beträgt also ungefähr 0.3%.

Innerhalb des Eisens befindet sich eine θ bzw. z messende Driftkammer (Q) sowie ein ϕ (und θ) bestimmender Zähler (D), deren geometrische Akzeptanz ungefähr mit der für die äußeren Kammern übereinstimmt. Für ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Myon, das im Magnetfeld abgelenkt wird und eine Spur in einer äußeren Kammer erzeugt, stimmen die gemessenen Koordinaten z_Q und ϕ_D mit den rekonstruierten überein (s. Kap. 6.0, Abb. 18). Dies ist anders für (sekundären) Punchthrough:



Δz_Q und $\Delta \phi_D$ seien die Abweichungen der wirklichen Trefferposition von der rekonstruierten in Q-Kammer bzw. D-Zähler. Die Abb. 25 und 26 zeigen die auf eins normierten Verteilungen für diese Größen für prompte Myonen (MC) und sekundären Punchthrough (MC) sowie für die gemessenen inklusiven Myonen.

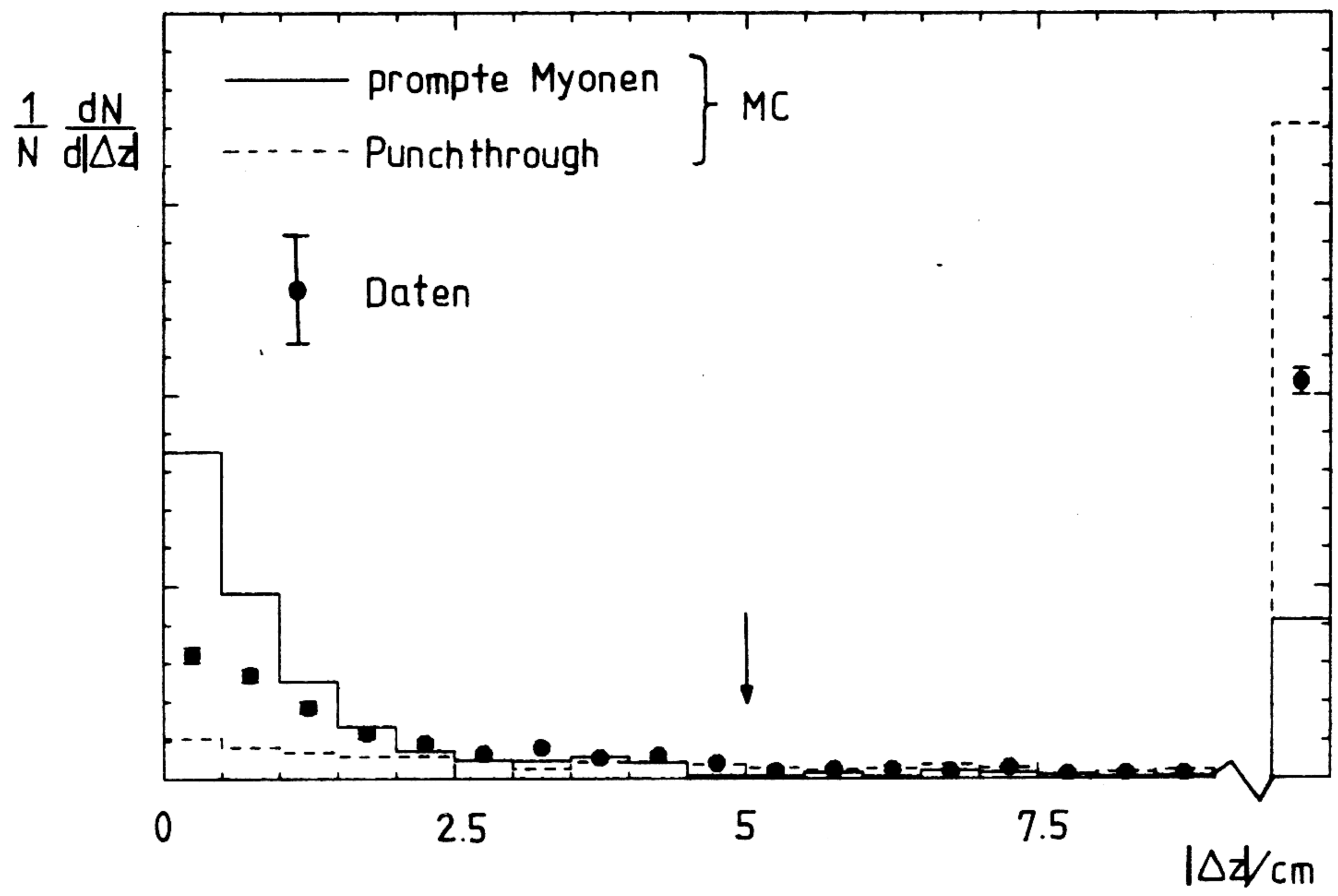


Abbildung 25. $|\Delta z_Q|$ -Verteilungen für Daten und MC

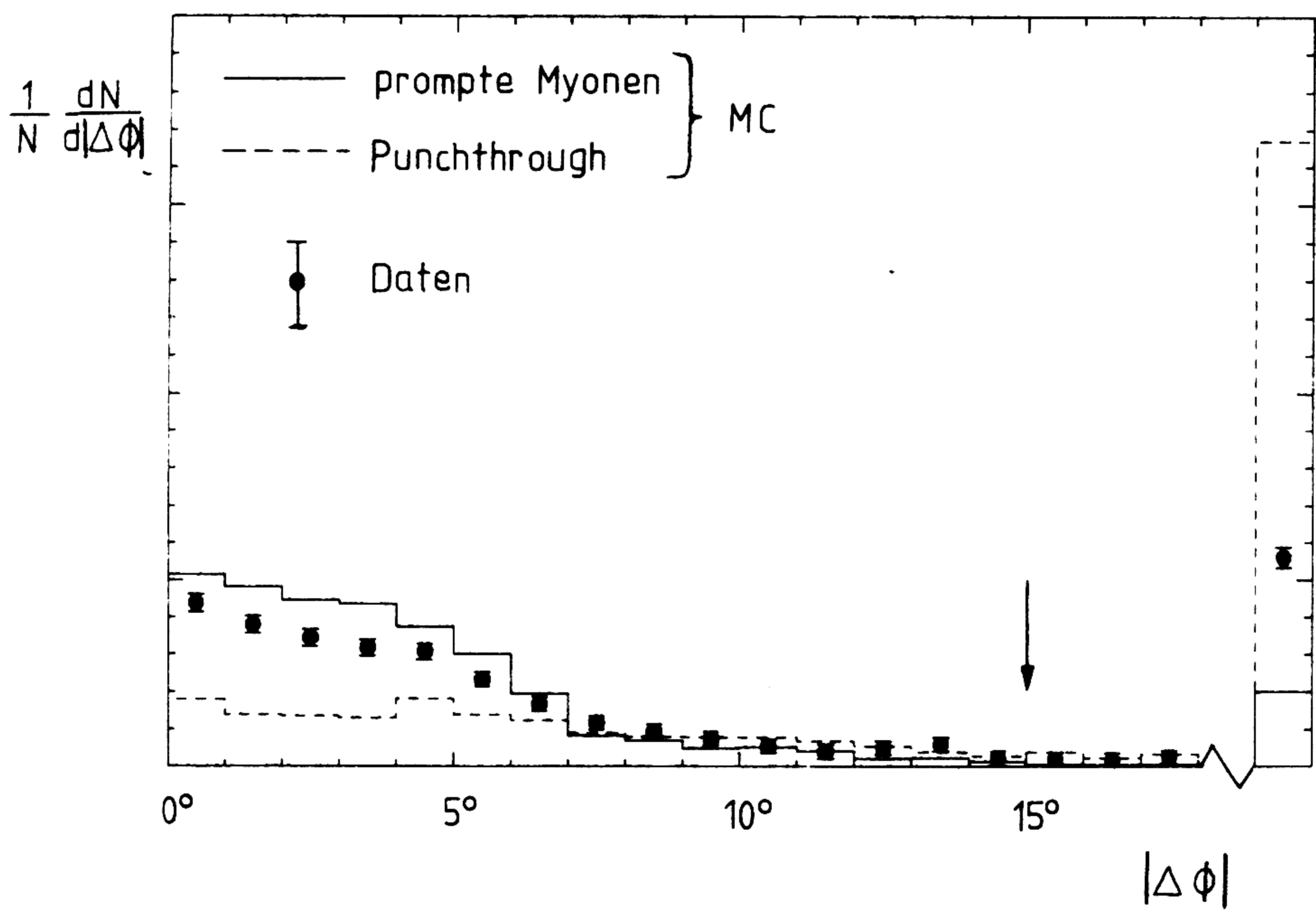


Abbildung 26. $|\Delta \Phi_D|$ -Verteilungen für Daten und MC

Die deutlichen Unterschiede motivieren folgenden Unterschnitt:

$$\begin{aligned} & |\Delta z_Q| \leq 5 \text{ cm} \\ \text{und} & |\Delta \Phi_D| \leq 15^\circ \end{aligned}$$

Die Akzeptanz für diesen Schnitt ist:

Daten	$\varepsilon = 0.50 \pm 0.01$
MC prompte Myonen	$\varepsilon_{pM} = 0.75$
MC verzögerte Myonen	$\varepsilon_{vM} = 0.60$
MC Punchthrough (prim.)	$\varepsilon_{P1} = 0.45$
MC Punchthrough (sek.)	$\varepsilon_{P2} = 0.20$

Vergleich der Akzeptanz für Myonen der Reaktion

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

für Daten und MC zeigt, daß letztere um $(5 \pm 3)\%$ (relativ) zu groß ist. Alle MC-Akzeptanzen sind entsprechend korrigiert.

Nimmt man die Raten für prompte und verzögerte Myonen (r_{pM}, r_{vM}) sowie das Verhältnis von primärem zu sekundärem Punchthrough als bekannt an ($\rightarrow \varepsilon_P = 26\%$), so kann man aus

$$\varepsilon = (\varepsilon_{pM} r_{pM} + \varepsilon_{vM} r_{vM} + \varepsilon_P r_P) / (r_{pM} + r_{vM} + r_P)$$

die absolute Rate r_P zu 3% bestimmen. Der relative Fehler für die Raten von primärem und sekundärem Punchthrough wird zu jeweils 50% abgeschätzt. Berücksichtigt sind hier neben der ungenauen Kenntnis der semileptonischen Verzweungsverhältnisse (!) und Fragmentationsfunktionen auch die Abhängigkeit der Akzeptanz ε_P von σ_{HN} .

Tabelle 3 zeigt die relative Zusammensetzung des Datensatzes vor und nach dem Unterschnitt (2200 bzw. 1091 inklusive Myonen).

Tabelle 3. Datensatz vor und nach Untergrundschnitt

	vor Schnitt	nach Schnitt
MC charm	25%	39%
MC bottom	8%	12%
MC Kaskade b -> c	3%	5%
MC verzögerte Myonen	16%	20%
MC Punchthrough primär	12%	11%
MC Punchthrough sekundär	35%	13%

Der Anteil an prompten Myonen hat sich von 36% auf 56% erhöht!

Im folgenden Kap. 8.0 wird stets nur noch der reduzierte Datensatz zur weiteren Analyse herangezogen.

8.0 RESULTATE

8.1 EREIGNISSE MIT ZWEI MYONEN

Die Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen erlaubt eine einfache Bestimmung des "mittleren" semileptonischen Verzweigungsverhältnisses \bar{B} für charm und bottom, die ohne Untergrundabschätzung durch MC auskommt.

Nach dem Untergrund-Schnitt verbleiben 1055 Ereignisse mit mindestens einem inklusiven Myon:

1019 Ereignisse mit 1 Myon
36 Ereignisse mit 2 Myonen
0 Ereignisse mit > 2 Myonen

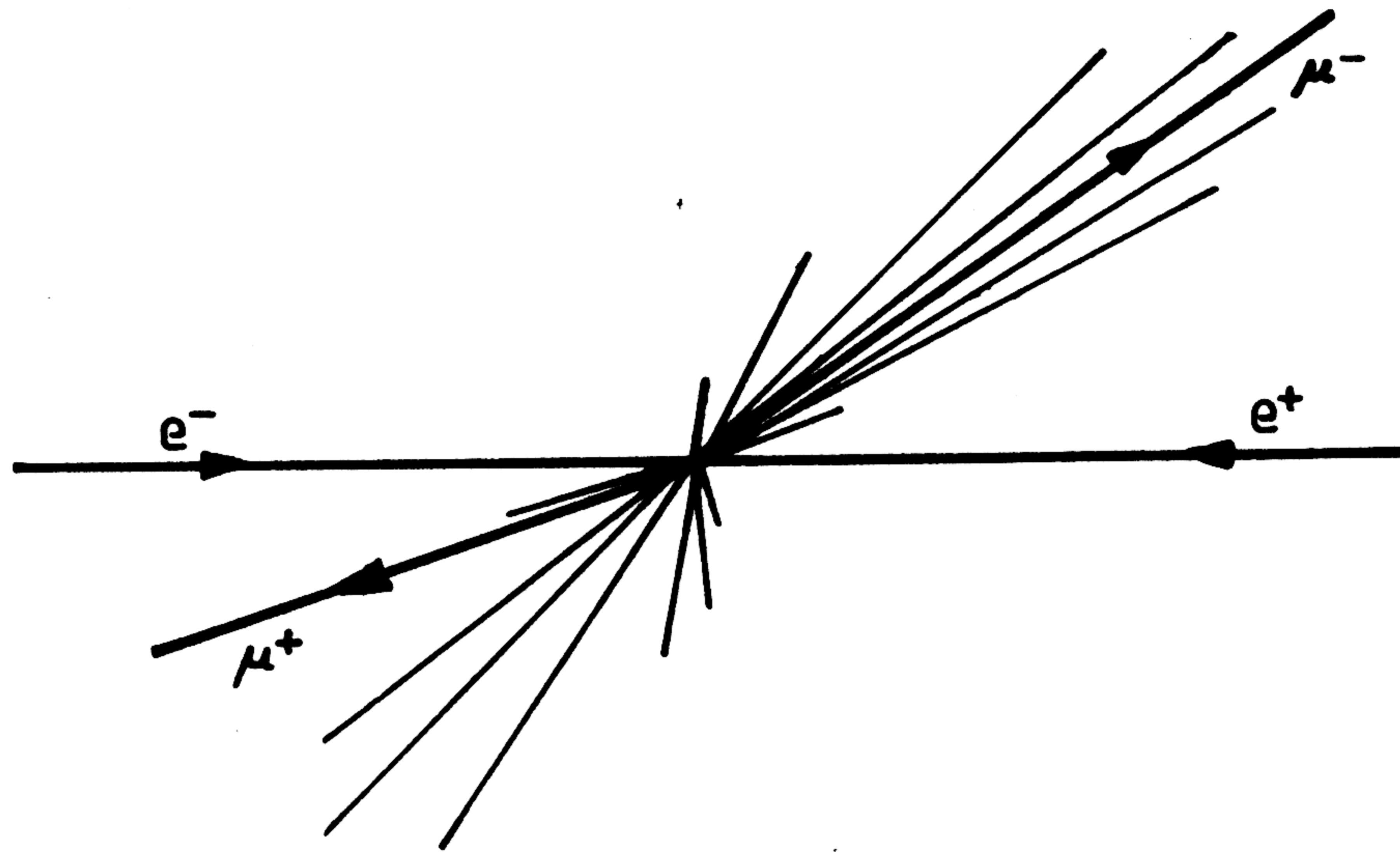
Die 36 2- μ -Ereignisse werden in vier Klassen aufgeteilt.

Hemisphäre	Ladung	Anzahl
g	g	5
g	u	8
u	g	5
u	u	18

Die Kriterien sind:

- Hemisphäre: "g" bedeutet, daß beide Myonen zum gleichen Jet gehören, d.h. $(\vec{p}_1 \vec{e}_T)(\vec{p}_2 \vec{e}_T) > 0$. Analog heißt "u", daß die Myonenimpulse verschiedenen Hemisphären zugeordnet sind: $(\vec{p}_1 \vec{e}_T)(\vec{p}_2 \vec{e}_T) \leq 0$.
- Ladung: Hier bedeuten "g" und "u", daß die Ladungen gleiches ($Q_1 Q_2 > 0$) oder entgegengesetztes Vorzeichen ($Q_1 Q_2 < 0$) haben.

Gäbe es nur prompte Myonen (und auch nicht den Kaskadenzerfall $b \rightarrow c \rightarrow \mu$), so wäre nur die Klasse "uu" bevölkert, da einerseits pro Jet nur ein schweres Quark vorhanden ist und andererseits die unterschiedliche Ladung von Quark und Antiquark $Q_1 Q_2 < 0$ zur Folge hat:



Für den "Untergrund" in den Klassen "gg", "gu" und "ug" ist mindestens eines der Teilchen ein verzögertes Myon oder Punchthrough. In diesen Fällen gibt es keine Korrelation (Hemisphäre, Ladung). Auch für die Klasse "uu" ist ein Untergrund gleicher Größe wie für die drei anderen Fälle zu berücksichtigen. Die Zahl der "uu"-Ereignisse mit zwei prompten Myonen ist damit etwa

$$\bar{N}^{uu}(\text{prompt}) = N^{uu} - 1/3(N^{gg} + N^{gu} + N^{ug}) = 12 \pm 4 .$$

Berücksichtigt man zusätzlich den Kaskadenzerfalls des b-Quarks, ergeben sich zusätzliche (kleine) Beiträge zu den Klassen "gu", "ug" und "uu". Man erhält die geringfügige Korrektur

$$N^{uu}(\text{prompt}) = 0.98 \bar{N}^{uu}(\text{prompt}) \approx \bar{N}^{uu}(\text{prompt})$$

Mit der mittleren Akzeptanz für "uu"-Ereignisse mit zwei prompten Myonen

$$\bar{\varepsilon} = (Q_c^2 \varepsilon_c + Q_b^2 \varepsilon_b) / (Q_c^2 + Q_b^2)$$

und dem mittleren quadratischen Verzweigungsverhältnis

$$\langle B^2 \rangle = (Q_c^2 B_c^2 + Q_b^2 B_b^2) / (Q_c^2 + Q_b^2)$$

gilt näherungsweise ($B_c \approx B_b$ oder $\varepsilon_c \approx \varepsilon_b$):

$$N^{uu}(\text{prompt}) = (Q_c^2 + Q_b^2) / (\sum Q^2) \bar{\varepsilon} \langle B^2 \rangle N_{\text{Had}}$$

Für fünf Quarks folgt mit $N_{\text{Had}} = 28400$, $\bar{\epsilon} = (6 \pm 1)\%$ (MC):

$$\bar{B} = \sqrt{\langle B^2 \rangle} = (12 \pm 3) \%$$

Dieser Wert gilt für die Fragmentationsfunktion f_0 . Es ist nur der statistische Fehler aufgeführt.

Die gute Übereinstimmung dieser Zahl mit den in Kapitel 7.2 angegebenen Werten für $B(c \rightarrow \mu^+ X)$ und $B(b \rightarrow \mu^- X)$ bestätigt die Richtigkeit der Untergrundabschätzung von Kapitel 7.0.

Eine weitergehende Diskussion der Klasse "gu" erfolgt in Kapitel 8.4.

8.2 VERZWEIGUNGSVERHÄLTNISSE FÜR CHARM UND BOTTOM

8.2.1 Fragmentationsfunktionen für c und b

Es wird zunächst der Einfluß der Fragmentationsfunktion f auf die Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen diskutiert sowie eine Messung von f versucht ⁴³.

Der Energieverlust im Detektor bedeutet für Myonen einen Impulsschnitt bei 1.5 GeV. Wie die Abb. 4, 5 (Kap. 2.2.2) zeigen, ist die Akzeptanz ϵ für diesen Schnitt und damit das zu messende Verzweigungsverhältnis von f abhängig. Der Effekt ist für charm stärker ausgeprägt als für bottom. Setzt man willkürlich $\epsilon=1$ für $f=f_0$, so ergeben sich beim Übergang zu den Funktionen f_1 und f_2 (s. Kap. 2.2.2) die Werte

	f_2	f_0	f_1
charm	0.7	1	1.3
bottom	0.85	1	1.15

Für bottom kann die Abhängigkeit von der Fragmentationsfunktion teilweise kompensiert werden, wenn man zur Selektion einen Schnitt im Winkel α zwischen Myonimpuls und Thrustrichtung anstelle von Transversalimpuls p_T wählt.

Eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Funktionen f durch einen Vergleich mit den gemessenen Verteilungen für p , p_L und α ist schwierig, da sich die Form z.B. der Impulsspektren für $p \geq 1.5$ GeV nicht sehr unterscheidet (Kap. 2.2.2, Abb. 4,5) und außerdem ein relativ großer

Untergrund an verzögerten Myonen und Punchthrough die Datensätze kontaminiert.

Für einen charm-Datensatz (nur Untergrundschnitt; charm-Anteil $\approx 40\%$) ergibt der Vergleich keine signifikanten Unterschiede für die drei Funktionen f_0, f_1 und f_2 . Dagegen findet man für einen bottom-Datensatz ($T \leq 0.9$, $p_T \geq 1.2$ GeV; bottom-Anteil $\approx 35\%$) eine leichte Bevorzugung der Funktion f_1 gegenüber f_0 . Das gemessene Impulsspektrum und das vom MC für f_0 vorausgesagte sind in Abb. 27 gezeigt (charm: Kap. 6.0, Abb. 21).

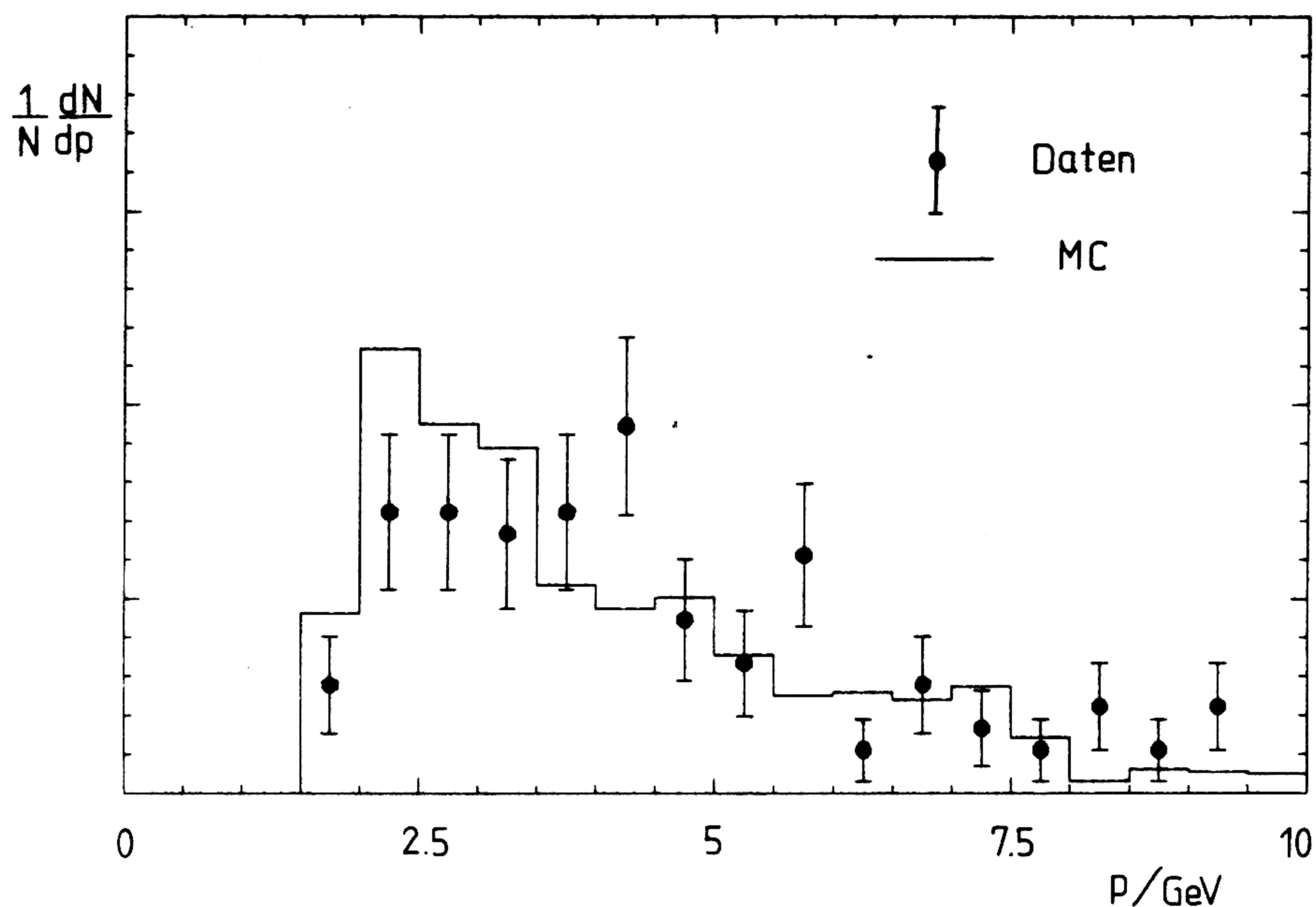


Abbildung 27. Impulsspektrum für bottom-Datensatz

Im folgenden wird für die Rate prompter Myonen aus charm bzw. bottom ein fragmentationsbedingter relativer systematischer Fehler von 30% bzw. 15% berücksichtigt.

8.2.2 Transversalimpulsspektren für $b \rightarrow c$ und $b \rightarrow u$

Für den Zerfall $b \rightarrow u\mu\nu$ erwartet man ein "härteres" Transversalimpulsspektrum der Myonen als für $b \rightarrow c\mu\nu$, s. Kap. 2.2.3, Abb. 6.

Vergleicht man die zugehörigen p_T -Spektren, die das MC für einen mit bottom angereicherten Datensatz ($T \leq 0.9$, $p_T \geq 1.2$ GeV) voraussagt, mit

dem gemessenen, stellt man fest, daß der Zerfall in charm leicht (aber nicht signifikant) bevorzugt wird. Dieses Resultat stimmt qualitativ mit den CESR-Messungen überein, s. Kapitel 2.2.3.

Die gemessenen semileptonischen Verzweigungsverhältnisse ändern sich um nicht mehr als etwa 1% (absolut), wenn man nicht den Zerfall des b in c, sondern den in u als dominant annimmt. Zwar fällt dann der Kaskadenzerfall weg, jedoch wird dies für die bottom anreichernden Schnitte durch die größere Zahl an Myonen aus dem b-Zerfall wegen des härteren p_T -Spektrums teilweise kompensiert. Zur Bestimmung des charm-Verzweigungsverhältnisses spielt der Kaskadenzerfall nur eine unbedeutende Rolle. Auch die erwarteten Asymmetrien ändern sich absolut um höchstens 1%.

8.2.3 Schnitte zur charm- bzw. bottom-Anreicherung

Zur Erhöhung des charm- oder aber bottom-Anteils des inklusiven-Myon-Datensatzes werden Schnitte in den Variablen

$$O_B, \alpha, p_T, T$$

angebracht.

Im folgenden wird immer $O_B \leq 0.3$ verlangt. Dieser Schnitt in "Oblateness Broad" ⁴⁷ entfernt 3-Jet-Ereignisse (ca. 9%), die durch Abstrahlung "harter" Photonen oder Gluonen entstehen. Für diese stimmen einerseits Thrustrichtung und Quarkrichtung im allgemeinen nicht überein und andererseits sind auch für leichte Quarks niedrige Werte für T zu erwarten. Für kleine Werte des Winkels α zwischen Myon- und Thrust-Richtung gilt

$p_T = p \cdot \alpha$, also ist die Messung von p_T notwendig ungenauer als die von α . Da sich die Impulsspektren von prompten und verzögerten Myonen sowie Punchthrough kaum unterscheiden, ist es vorteilhaft, neben einem Schnitt im Transversalimpuls auch einen Winkelschnitt zu verwenden. Die Schnitte sind so gewählt, daß der erwartete Fehler für die Verzweigungsverhältnisse, der sich quadratisch aus einem statistischen und systematischen Anteil zusammensetzt, minimal wird.

Die relativen systematischen Fehler für die Rate der verschiedenen Komponenten werden wie folgt abgeschätzt:

charm	30% / 40%	(Messg. B_c / Messg. B_b)
bottom	30% / 15%	(Messg. B_c / Messg. B_b)
Kaskade $b \rightarrow c$	20%	
verzögerte Myonen	20%	
Punchthrough primär	50%	
Punchthrough sekundär	50%	

Hier sind Unsicherheiten aufgrund von Fragmentation, Verzweigungsverhältnissen und Untergrundbestimmung berücksichtigt. Der Fehler für z.B. den charm-Anteil ist größer bei der Messung des b -Verzweigungsverhältnisses B_b , weil in diesem Fall auch die Unsicherheit in B_c zu berücksichtigen ist!

Das semileptonische Verzweigungsverhältnis für bottom z.B. erhält man aus

$$B(b \rightarrow \mu^- X) = 8\% \left(N(\text{Daten}) - N(\text{Untergrund}) \right) / N(\text{bottom}) .$$

$N(\text{Daten})$ ist die Zahl der nach den Schnitten verbleibenden inklusiven Myonen. Zu subtrahieren ist der mit MC-Rechnungen bestimmte Untergrund, zu dem auch die Beiträge aus dem Kaskadenzerfall und Myonen aus charm-Zerfällen gehören. Der Zähler gibt damit die Zahl der bottom-Ereignisse in den Daten, der Nenner die vom MC für $B_b = 8\%$ vorausgesagte Anzahl an.

Die Unabhängigkeit der gemessenen Verzweigungsverhältnisse von der Wahl der Schnitte wurde durch Variation dieser innerhalb gewisser Grenzen überprüft.

8.2.4 Semileptonisches Verzweigungsverhältnis für charm

Es werden die Schnitte

$$\begin{aligned} & O_B \leq 0.3 \\ \text{und} & \alpha \leq 20^\circ \\ \text{und} & p_T \leq 1 \text{ GeV} \end{aligned}$$

angewandt.

Alle Daten (1979 bis Juli 1982) sind berücksichtigt: 28400 Hadron-Ereignisse mit $\sqrt{s} \geq 30 \text{ GeV}$, 1091 inklusive Myonen nach dem Untergrundschnitt.

Der folgenden Tabelle ist die Zahl der inklusiven Myonen in den Daten und die absoluten Vorhersagen des MC für die einzelnen Beiträge nebst Fehlern zu entnehmen. Ferner sind die relativen Anteile vor und nach den Schnitten aufgeführt, aus denen der Grad der Anreicherung zu ersehen ist.

Tabelle 4. Zusammensetzung des charm-Datensatzes

	vor Schnitten	nach Schnitten	nach Schnitten
Daten			612 ± 25
MC CHARM	39%	43%	224 ± 70
MC bottom	12%	3%	17 ± 6
MC Kaskade b → c	5%	3%	18 ± 4
MC verzögerte Myonen	20%	25%	133 ± 30
MC Punchthrough primär	11%	11%	60 ± 30
MC Punchthrough sekundär	13%	13%	70 ± 35

Man errechnet:

$$B(c \rightarrow \mu^+ X) = (12.6 \pm 4.3) \%$$

Der statistische Fehler (nur Daten) beträgt absolut 1.0%. Für die Fragmentationsfunktion f_1 ergibt sich: $B_c \approx 9\%$.

Im Rahmen der relativ großen Fehler stimmt der erhaltene Wert mit dem von anderen Experimenten überein (s. auch Kap. 2.2.3):

SPEAR: DELCO ³⁷	$B(c \rightarrow e X) = (8.0 \pm 1.5) \%$
SPEAR: LGW ³⁷	$B(c \rightarrow e X) = (7.7 \pm 2) \%$
DORIS: DASP ³⁷	$B(c \rightarrow e X) = (7.6 \pm 2) \%$
PEP: MARK II ²⁸	$B(c \rightarrow e X) = (7.0 \pm 2.0 \pm 2.0) \%$

Eine Verkleinerung des Meßfehlers wird möglich sein, sobald die charm-Fragmentationsfunktion genauer gemessen sein wird und die Unsicherheiten in der Untergrundabschätzung weiter verringert werden.

8.2.5 Semileptonisches Verzweigungsverhältnis für bottom

Hier werden die Schnitte

$$\begin{aligned} & O_B \leq 0.3 \\ \text{und} & \alpha > 20^\circ \\ \text{und} & p_T > 1 \text{ GeV} \\ \text{und} & T < 0.95 \end{aligned}$$

benutzt.

Auch zur Messung von B_b werden alle Hadrondaten mit $\sqrt{s} > 30 \text{ GeV}$ herangezogen.

Tabelle 5. Zusammensetzung des bottom-Datensatzes

	vor Schnitten	nach Schnitten	nach Schnitten
Daten			164 ± 13
MC charm	39%	20%	32 ± 13
MC BOTTOM	12%	42%	66 ± 11
MC Kaskade $b \rightarrow c$	5%	9%	14 ± 4
MC verzögerte Myonen	20%	16%	26 ± 6
MC Punchthrough primär	11%	6%	10 ± 5
MC Punchthrough sekundär	13%	6%	10 ± 5

Es folgt:

$$B(b \rightarrow \mu^- X) = (8.7 \pm 3.0) \%$$

Der statistische Fehler allein beträgt 1.6% (absolut).

Andere Experimente führen zu den folgenden Zahlen:

CESR:	CLEO ³¹	$B(b \rightarrow \mu X) = (12.2 \pm 1.7 \pm 3.1) \%$
CESR:	CLEO ³¹	$B(b \rightarrow e X) = (12.7 \pm 1.7 \pm 1.3) \%$
CESR:	CUSB ³²	$B(b \rightarrow e X) = (13.1 \pm 1.2 \pm 2.0) \%$
PEP:	MARK II ²⁶	$B(b \rightarrow e X) = (11.0 \pm 3.0 \pm 2.0) \%$
PETRA:	TASSO ²⁷	$B(b \rightarrow \mu X) = (15.0 \pm 3.5 \pm 3.5) \%$
PETRA:	TASSO ²⁷	$B(b \rightarrow e X) = (13.6 \pm 4.9 \pm 4.0) \%$

Alle Messungen stimmen sowohl untereinander überein als auch mit der Vorhersage des Spectator-Modells (Kap. 2.2.3).

Der angegebene Fehler von 3% wird dominiert durch die Unsicherheiten im charm-Beitrag (Fragmentation und myonisches Verzweigungsverhältnis) sowie der ungenauen Kenntnis des Punchthrough-Untergrundes.

8.3 PRODUKTION NEUER SCHWERER QUARKS

Zur Anreicherung von Ereignissen mit neuen Quarks (t oder b') wird

$$T < 0.8$$

gefordert. Die gemessene Zahl inklusiver Myonen ist 113 ± 11 , die MC-Voraussage für 5 Quarks, also ohne t oder b', beträgt 140 ± 25 . Es sind wieder alle Daten für $\sqrt{s} \approx 35$ GeV von 1979 bis Juli 1982 berücksichtigt.

Die nachstehende Tabelle 6 gibt an die Zahl der zusätzlich zu erwartenden Myonen für ein neues schweres Quark (t,b') (verschiedene Massen), den theoretischen Zuwachs im relativen hadronischen Wirkungsquerschnitt und schließlich die sich aus den Ereigniszahlen ergebende obere Grenze für ΔR (95% cl). Der Berechnung liegt ein systematischer Fehler von 30% für die effektiven Verzweigungsverhältnisse bzw. die Zahl der zusätzlichen inklusiven Myonen zugrunde. Der theoretische Wert für ΔR ist $3 (2/3)^2$ für top bzw. $3 (1/3)^2$ für b'. Diese Werte werden durch Strahlungskorrekturen etwas modifiziert.

Tabelle 6. Grenzen für die Produktion neuer schwerer Quarks

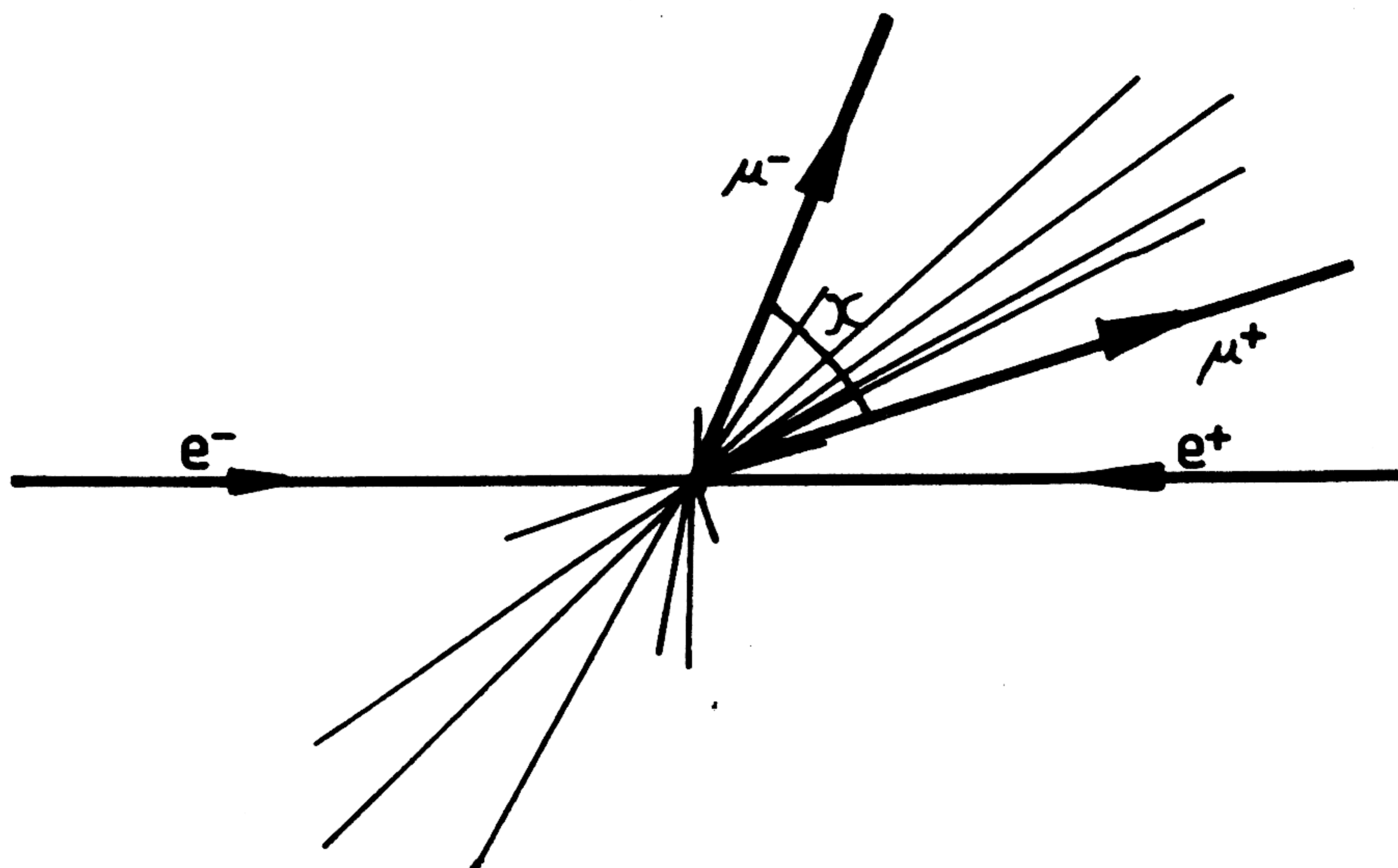
Masse/GeV	inkl. μ	$\Delta R(\text{Th.})$	$\Delta R(\text{Exp.})$
top 8	750	1.2	< 0.04
top 11	1100	1.1	< 0.02
top 14	1150	1.0	< 0.02
bottom' 8	100	0.3	< 0.07
bottom' 15.5	150	0.2	< 0.04

Die Produktion von Mesonen mit neuen schweren Quarks ist also für Schwerpunktsenergien bis etwa 35 GeV ausgeschlossen, s. auch ⁵⁰.

Ähnliche Analysen mit qualitativ gleichem Ergebnis sind auch von PLUTO ⁵¹, JADE ⁵² und MAC ⁵³ durchgeführt worden.

8.4 NEUTRALE STRÖME UND BOTTOM-ZERFÄLLE

Zerfälle des b-Quarks in 2 Myonen ($b \rightarrow \mu^+ \mu^- X$) tragen zur Klasse der in Kapitel 7.1 definierten "gu"-Ereignisse bei:



Da man hier wegen der hohen b-Masse relativ große Winkel χ zwischen beiden Myonen erwartet (s. Kap. 2.2.3, Abb. 10), dieser aber klein ist für "Untergrundereignisse" der Signatur "gu", ist es sinnvoll, einen Mindestwinkel χ zu verlangen. Da die Φ -messenden Drähte in den P- bzw. CP-Kammern nicht zuverlässig genug sind, wird in der Projektion χ' des Winkels χ auf eine den Elektronenstrahl enthaltende Ebene geschnitten:

$$\chi' \geq 15^\circ$$

In den 28400 Hadron-Ereignissen gibt es 1 Ereignis ("gu"), das dieses Kriterium erfüllt. Mit einem erwarteten Untergrund von 1.5 ± 1 Ereignissen (MC) und einer Akzeptanz von $(8 \pm 1) \%$ (MC) ergibt sich:

$$B(b \rightarrow \mu^+ \mu^- X) < 0.8 \% \quad (95\% \text{ cl})$$

Mit dem in Kap. 8.2.5 erhaltenen Wert für B_b folgt:

$$B(b \rightarrow \mu^+ \mu^- X) / B(b \rightarrow \mu^- X) < 11 \% \quad (95\% \text{ cl})$$

Die Grenzen anderer Experimente lauten:

CESR: CLEO ³¹	$B(b \rightarrow l^+ l^- X) < 0.9 \% \quad (90\% \text{ cl})$
PETRA: JADE ⁵²	$B(b \rightarrow \mu^+ \mu^- X) < 2 \% \quad (90\% \text{ cl})$

Damit ist das in Kapitel 2.2.3 diskutierte Modell, in dem es kein top gibt und das b-Quark einer SU(2)-Singlett - Darstellung zugeordnet wird, in großen Schwierigkeiten.

Es besteht also eine gute Chance für die Entdeckung des t-Quarks bei einer Erhöhung der PETRA-Schwerpunktsenergie über die bisher erreichten Werte hinaus.

8.5 ASYMMETRIEN FÜR CHARM UND BOTTOM

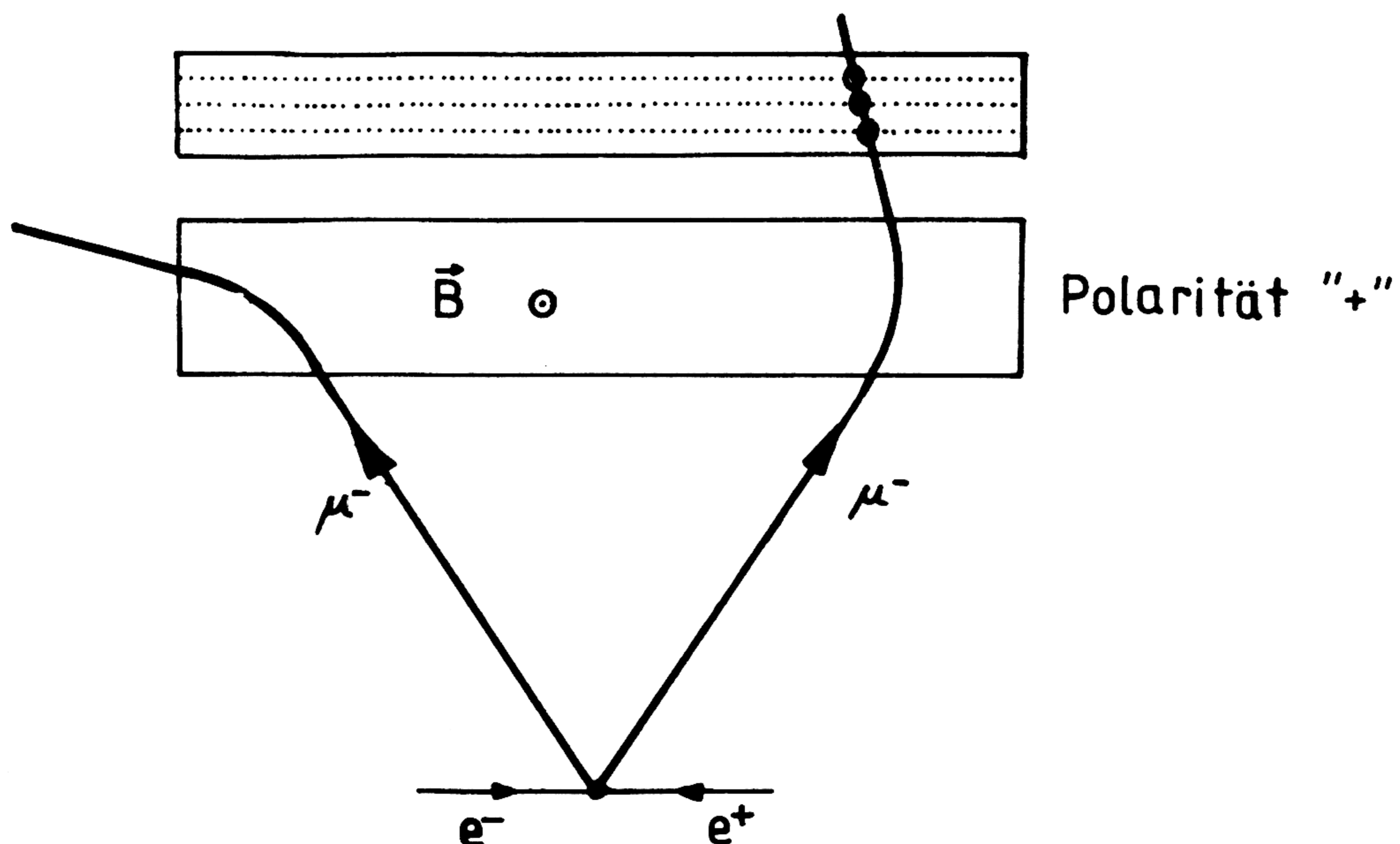
8.5.1 Detektor-Asymmetrie

Um Asymmetrien bestimmen zu können, müssen Ladungsvorzeichen und Richtung des zerfallenden Quarks gemessen werden. Zur Rekonstruktion der Quarkrichtung wird im folgenden immer die Thrustachse benutzt, die so ausgerichtet wird, daß $\vec{e}_T \vec{p}_\mu > 0$ gilt (s. hierzu auch ⁵⁰).

Um eine physikalische Asymmetrie A^P bestimmen zu können, muß eine mögliche Detektorasymmetrie A^D null oder zumindest bekannt sein. Sind beide Werte klein, gilt für die gemessene Asymmetrie A^M in guter Näherung:

$$A^M = A^D + A^P$$

Eine in $\cos\theta$ asymmetrische Akzeptanz für Myonen eines Ladungsvorzeichens kommt beim MARK J - Detektor trotz der geometrisch symmetrischen Anordnung der Komponenten durch das Magnetfeld zustande:



Während hier das in Vorwärts-Richtung den Wechselwirkungspunkt verlassende Myon in der äußeren Kammer nachgewiesen wird, trifft dies für das in die andere Richtung fliegende Teilchen gleicher Ladung nicht zu.

Dieser Effekt ist stark impulsabhängig. Während er für Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($\sqrt{s} = 35$ GeV) praktisch keine Rolle spielt, erwartet man für inklusive Myonen:

$$A^D_+ \approx (10...20) \%$$

Umkehrung der Magnetfeldrichtung (Polarität "--") bedeutet Vorzeichenwechsel für A^D :

$$A^D_- = -A^D_+$$

Dies ist durch die Analyse kosmischer, in den Detektor eingedrungener Myonen verifiziert worden.

Mißt man also die Asymmetrie für verschiedene Polaritäten, kann man A^D_+ und A^P bestimmen:

$$\begin{aligned} A^M_+ &= A^D_+ + A^P \\ A^M_- &= -A^D_+ + A^P \end{aligned}$$

bzw.

$$\begin{aligned} A^D_+ &= 1/2 (A^M_+ - A^M_-) \\ A^P &= 1/2 (A^M_+ + A^M_-) \end{aligned}$$

Wird im folgenden ein Asymmetriewert angegeben, so ist damit immer die physikalische Asymmetrie gemeint: $A=A^P$.

8.5.2 Schnitte zur charm- bzw. bottom-Anreicherung

Hier wird im Prinzip genauso verfahren wie es in Kapitel 8.2.3 beschrieben ist.

Zusätzlich wird ein Schnitt in $|\xi| = |\cos\theta_T|$ angebracht, der den mittleren Bereich ausspart:

$$|\xi| > 0.2$$

Dies ist sinnvoll, da der Beitrag zur Asymmetrie A in dem Intervall $|\xi| \leq 0.2$ relativ klein ist, so daß trotz Vergrößerung des statistischen Fehlers $\Delta \approx 1/(\sqrt{N_+ + N_-})$ das Verhältnis

$$S = A/\Delta$$

maximal wird, also eine bessere Etablierung des Effekts möglich sein wird. Ein weiterer Vorteil ist die Reduzierung der Wahrscheinlichkeit für Richtungsverwechslungen ($(\vec{e}_z \vec{e}_T)(\vec{e}_z \vec{p}_q) < 0$) von 8% auf 2%. Von Nachteil ist die Vergrößerung der Detektorasymmetrie von etwa 10% auf 20%.

Den Abfall der Akzeptanz für große Werte von $|\xi|$ zeigt Abb. 28.

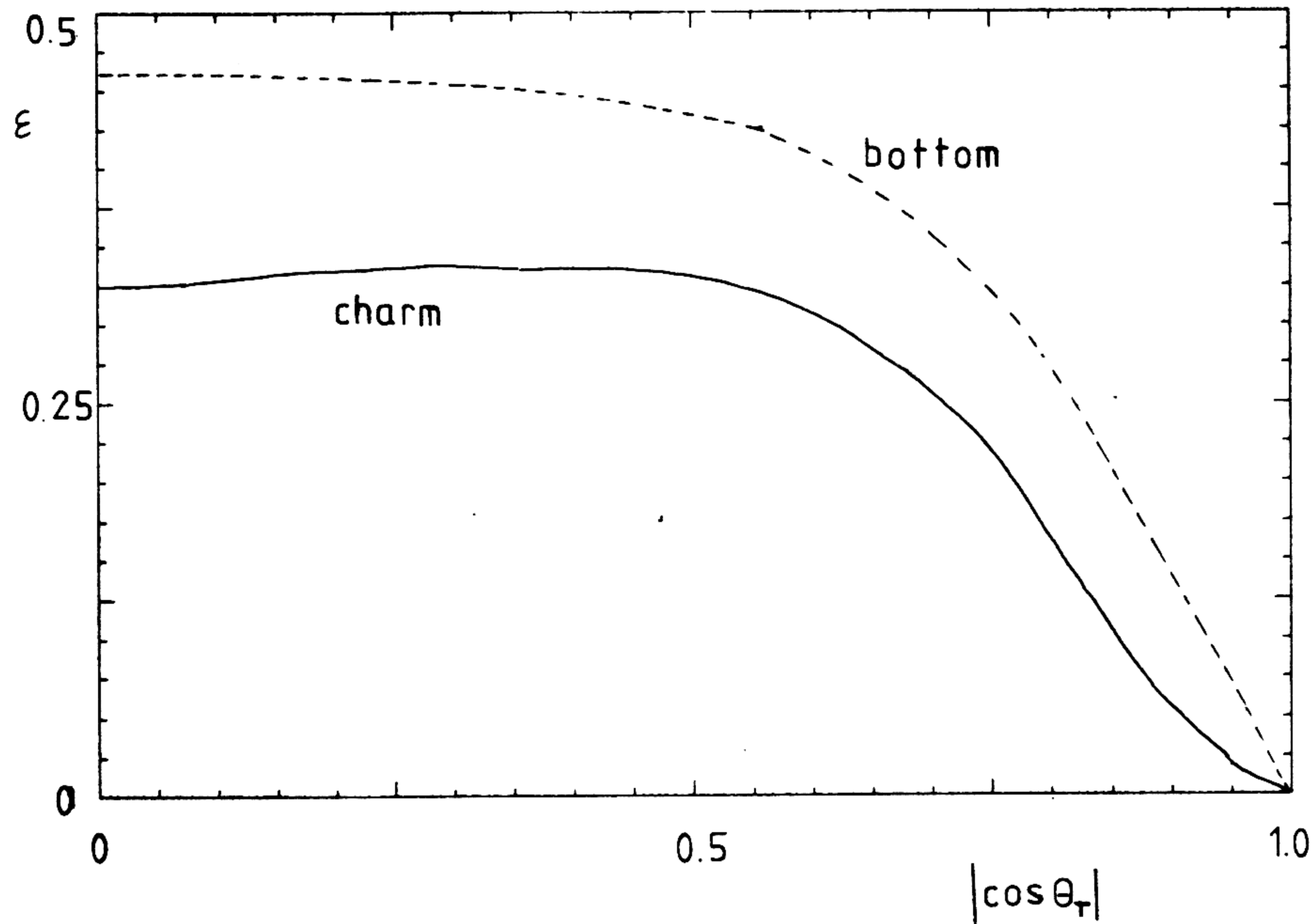


Abbildung 28. Akzeptanz für prompt Myonen

Kriterium für eine gute Kombination von Schnitten ist die Größe des MC-Wertes S für den mit charm bzw. bottom angereicherten Datensatz. Es zeigt sich, daß die in Kapitel 7.2 aus der Minimierung des Fehlers von B_c bzw. B_b gewonnenen Schnitte gleichzeitig auch zu hohen Werten für S führen, so daß die Schnitte in den Variablen

$$O_B, \alpha, p_T, T$$

übernommen werden können ^{43 55}.

Die Unabhängigkeit des Verhältnisses gemessene Asymmetrie / erwartete Asymmetrie von der Wahl der Schnitte wurde durch Variation derselben im Rahmen statistischer Schwankungen bestätigt.

8.5.3 Asymmetrie für charm-angereicherten Datensatz

Die gewählten Schnitte sind:

$$\begin{aligned} & O_B \leq 0.3 \\ \text{und} & \alpha \leq 20^\circ \\ \text{und} & p_T \leq 1 \text{ GeV} \\ \text{und} & |\xi| \geq 0.2 \end{aligned}$$

Hier werden nur die Daten von 1981 bis Juli 1982, bei denen auch die R-Kammern installiert waren, berücksichtigt: 24700 Hadron-Ereignisse ($\sqrt{s} \geq 30 \text{ GeV}$), 985 inklusive Myonen nach dem Untergrundschnitt.

Tabelle 7 enthält die gemessene Zahl von Myonen und die Asymmetrie sowie die entsprechenden MC-Zahlen für die verschiedenen Klassen und schließlich die Asymmetrie, die das MC für den betrachteten Datensatz voraussagt, nämlich das mit den Ereigniszahlen gewichtete Mittel der Einzelasymmetrien. Alle Werte enthalten die in Kap. 2.2.1 aufgeführten Korrekturen und gelten für die benutzten Schnitte und Detektorakzeptanz. Man beachte:

$$\text{sign } A (\text{Kaskade}) = - \text{sign } A (\text{bottom}) ,$$

da $\text{sign } Q_\mu = -\text{sign } Q_b$ für den Kaskadenzerfall $b \rightarrow c \rightarrow \mu^+$. Für verzögerte Myonen und Punchthrough erwartet man keine Asymmetrie, da wegen der Fragmentation und darauffolgenden Kernwechselwirkungen nur eine sehr schwache Korrelation zwischen Ladung des Teilchens und der des primären Quarks übrig bleibt. Hinzu kommt, daß über die verschiedenen Flavor-Freiheitsgrade, deren Asymmetrien unterschiedliche Vorzeichen haben, gemittelt wird !

Tabelle 7. Asymmetrien für charm-Datensatz

	inkl. μ	Asymmetrie/%
Daten	369 ± 19	2.4 ± 5.1
MC CHARM	146 ± 60	13.5 ± 3
MC bottom	12 ± 4	-21.5 ± 3
MC Kaskade $b \rightarrow c$	11 ± 2	14.5 ± 3
MC verzögerte Myonen	71 ± 15	0 ± 2
MC Punchthrough primär	30 ± 15	0 ± 2
MC Punchthrough sekundär	36 ± 18	0 ± 2
MC		6 ± 2

charm-Datensatz: $A^{\text{exp}} = (+2.4 \pm 5.1) \%$ [$A^{\text{theor}} = (+6 \pm 2)$].

Die Übereinstimmung von Messung und Erwartung ist gut, allerdings ist der statistische Fehler (noch) zu groß, um zwischen QED und Standardmodell unterscheiden zu können.

Messungen der Asymmetrie von D-Mesonen ergeben:

PETRA: TASSO ²⁷ $A^{\text{exp}} = (+35 \pm 10) \%$ [$A^{\text{theor}} = +14 \%$].

8.5.4 Asymmetrie für bottom-angereicherten Datensatz

Die benutzten Schnitte sind:

$$\begin{aligned}
 & O_B \leq 0.3 \\
 \text{und} & \quad \alpha > 20^\circ \\
 \text{und} & \quad p_T > 1 \text{ GeV} \\
 \text{und} & \quad |\xi| \geq 0.2
 \end{aligned}$$

Auch hier werden nur die R-Kammer-Daten (ab 1981) berücksichtigt, da für diese die Winkelakzeptanz der Myonen wesentlich größer ist.

Tabelle 8. Asymmetrien für bottom-Datensatz

	inkl. μ	Asymmetrie/%
Daten	112 ± 11	-2.4 ± 9.7
MC charm	18 ± 7	7.5 ± 3
MC BOTTOM	44 ± 13	-20.5 ± 3
MC Kaskade b \rightarrow c	6 ± 3	13.5 ± 3
MC verzögerte Myonen	21 ± 5	0 ± 2
MC Punchthrough primär	8 ± 4	0 ± 2
MC Punchthrough sekundär	5 ± 3	0 ± 2
MC		-7 ± 2

bottom-Datensatz: $A^{\text{exp}} = (-2.4 \pm 9.7) \%$ [$A^{\text{theor}} = (-7 \pm 2) \%$].

Eine deutliche Verbesserung der "Statistik" zur Verkleinerung des Fehlers ist unbedingt erforderlich, um die axiale Kopplung a_b für neutrale Ströme so genau zu messen, daß eine Unterscheidung zwischen $a_b = 0$ und $a_b = \pm 1/2$ möglich ist.

Andere Messungen ergeben:

PETRA: TASSO ²⁷ $A^{\text{exp}} = (-17 \pm 10) \%$ [$A^{\text{theor}} = -8.4 \%$] inkl. μ
 PETRA: TASSO ²⁷ $A^{\text{exp}} = (-11 \pm 17) \%$ [$A^{\text{theor}} = -8.4 \%$] inkl. e

9.0 AUSBLICK

Die erhaltenen semileptonischen Verzweigungsverhältnisse stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Messungen anderer Experimente überein. Für bottom-Quarks entsprechen die Resultate den theoretischen Erwartungen.

Die Übereinstimmung der gemessenen Asymmetrien mit den Vorhersagen des Standardmodells ist gut, jedoch lassen die großen statistischen Fehler keinen eindeutigen Schluß auf das Vorhandensein von Effekten der schwachen Wechselwirkung zu.

In Vorbereitung ist eine Erhöhung der PETRA-Schwerpunktsenergie auf etwa 45 GeV. Vielleicht wird es eine weitere Verbesserung der Luminosität geben (" Mikro- β "), so daß in relativ kurzer Zeit eine große Zahl von inklusiven Myonen zur Verfügung stehen wird.

Dann ist es vielleicht möglich, die Fragmentationsfunktion für schwere Quarks besser einzugrenzen und den Untergrund genauer abzuschätzen. Deshalb wird eine Verringerung auch der "systematischen" Fehler für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse eintreten, so daß - langfristig - eine Halbierung der in dieser Arbeit angegebenen Fehler möglich erscheint.

Wesentliche Fortschritte für die Asymmetriemessung wird es nicht nur wegen der Verkleinerung der statistischen Fehler geben, sondern auch aufgrund des starken Anwachsens der Asymmetrie mit der Schwerpunktsenergie (im Standardmodell). Betrachtet man etwa die Differenz der erwarteten Asymmetrien für die mit charm bzw. bottom angereicherten Datensätze, so wird sich diese Zahl von 13% bei $\sqrt{s} = 35$ GeV auf etwa 24% für 45 GeV erhöhen. Dieser Wert ist zu vergleichen mit dem statistischen Fehler der Messung, der für eine Zahl von 10^5 Hadron-Ereignissen bei ungefähr 6% liegen dürfte.

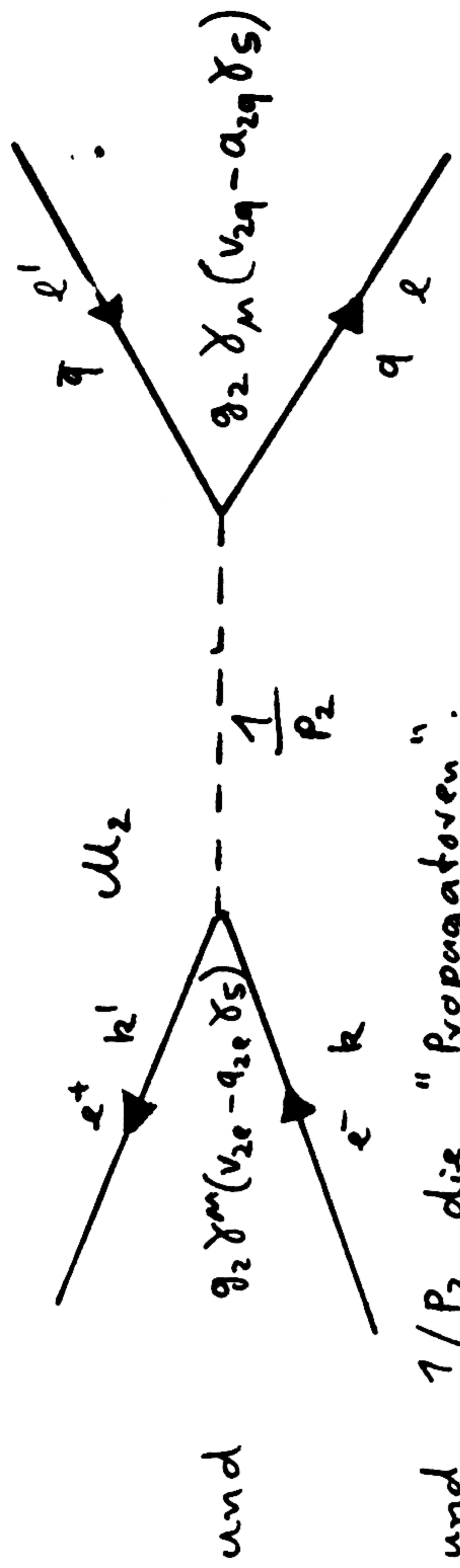
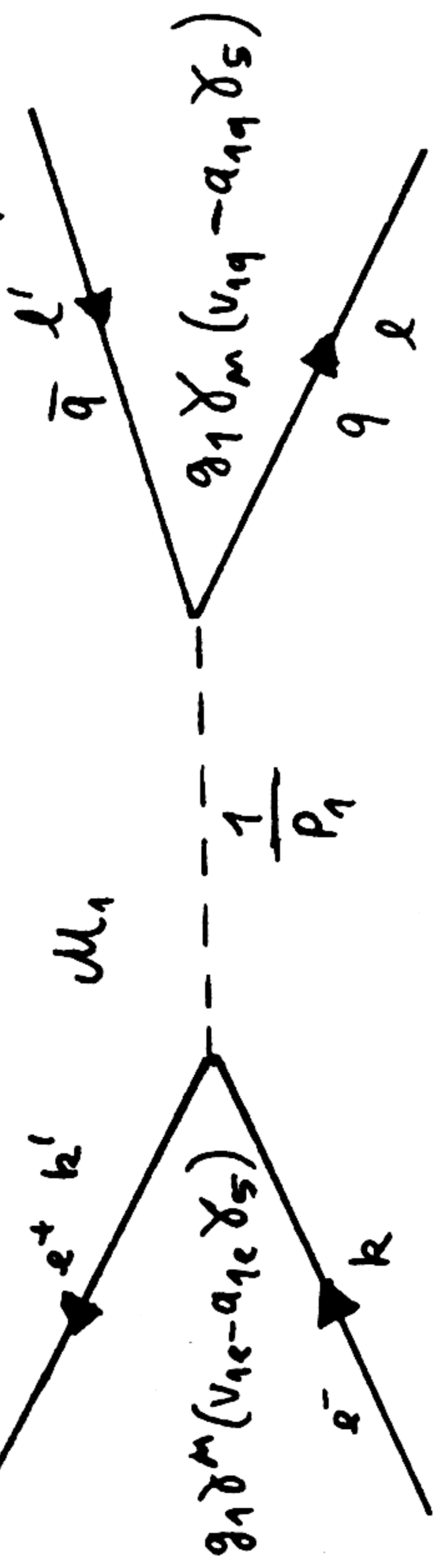
Von besonderer Bedeutung wird die Suche nach dem top-Quark sein. Während für die $1s$ -toponium-Resonanz wegen des als dominant erwarteten Zerfalls in drei Gluonen⁵⁶ nur wenige inklusive Myonen pro Ereignis auftreten, wird man beim Erreichen der Mesonschwelle mit guter "Statistik" semileptonische Verzweigungsverhältnisse für top messen können. Eine Bestimmung der Asymmetrie für top-Quarks wird allerdings nur möglich sein für Schwerpunktsenergien deutlich oberhalb der Erzeugungsschwelle.

ANHANG

1. Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ im Schwerpunktssystem

1.1. Berechnung des (über Spins gemittelten bzw. summierten) Absolutquadrates des Matrixelements

Alle Fermionen seien masselos. Es werden die Graphen



berücksichtigt. k, k', l und l' sind die Viererimpulse, $1/P_1$ und $1/P_2$ die "Propagatoren".

$$M_1 = i \frac{g_1^2}{P_1} \bar{u}(l) (v_{1q} - a_{1q} \gamma_5) \gamma_\mu v(l') \bar{v}(k') (v_{1e} - a_{1e} \gamma_5) \gamma^\mu u(k) \quad M_2 \text{ analog} \quad |\overline{M}|^2 := \frac{1}{4} \sum_{\text{Spins}} |M_1 + M_2|^2$$

$$|\overline{M}|^2 = \frac{1}{4} \left\{ \frac{g_1^4}{P_1^2} \left[(v_{1e}^2 + a_{1e}^2)(v_{1q}^2 + a_{1q}^2) \cdot \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} + 4(v_{1e} a_{1e})(v_{1q} a_{1q}) \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} \right] \right. \\ \left. + 2 \frac{g_1^2 g_2^2}{P_1 P_2} \left[(v_{1e} v_{2e} + a_{1e} a_{2e})(v_{1q} v_{2q} + a_{1q} a_{2q}) \cdot \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} + (v_{1e} a_{2e} + v_{2e} a_{1e})(v_{1q} a_{2q} + v_{2q} a_{1q}) \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} \right] \right. \\ \left. + \frac{g_2^4}{P_2^2} \left[(v_{2e}^2 + a_{2e}^2)(v_{2q}^2 + a_{2q}^2) \cdot \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} + 4(v_{2e} a_{2e})(v_{2q} a_{2q}) \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} \right] \right\}$$

$$\int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'} \{ \not{k}' \not{l}' \not{l} \not{k} \gamma_\nu \not{l} \gamma_\mu \} = 4(l'_\nu l'_\mu + l'_\mu l'_\nu - g_{\nu\mu} l' \cdot l'), \quad \int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} = \text{Sp} \{ \gamma_5 \not{l}' \not{l} \gamma_\nu \not{l} \gamma_\mu \} = 4i \epsilon_{\nu\mu\alpha\beta} l'^\alpha l^\beta$$

Sei Θ der Winkel zwischen \vec{k} und \vec{l} , E die Energie: $l \cdot k = l' \cdot k' = E^2(1 - \cos \Theta)$ $l' \cdot k = l \cdot k' = E^2(1 + \cos \Theta)$

$$\int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} = 32 [(l' \cdot k)(l \cdot k') + (l \cdot k)(l' \cdot k')] = 64 E^4 (1 + \cos^2 \Theta)$$

$$\int_{l, \nu, \mu} \sum_{k'}^{v\mu} = 32 [(l' \cdot k)(l \cdot k') - (l \cdot k)(l' \cdot k')] = 64 E^4 (2 \cos \Theta)$$

$$|\mathcal{M}|^2 = 16E^4 [X_1 (1 + \cos^2 \theta) + X_2 (\cos \theta)]$$

$$X_1 = \frac{g_1^4}{p_1^2} (v_{1e}^2 + a_{1e}^2) (v_{1q}^2 + a_{1q}^2) + 2 \frac{g_1^2 g_2^2}{p_1 p_2} (v_{1e} v_{2e} + a_{1e} a_{2e}) (v_{1q} v_{2q} + a_{1q} a_{2q}) + \frac{g_2^4}{p_2^2} (v_{2e}^2 + a_{2e}^2) (v_{2q}^2 + a_{2q}^2)$$

$$X_2 = 8 \frac{g_1^4}{p_1^2} (v_{1e} a_{1e}) (v_{1q} a_{1q}) + 4 \frac{g_1^2 g_2^2}{p_1 p_2} (v_{1e} a_{2e} + v_{2e} a_{1e}) (v_{1q} a_{2q} + v_{2q} a_{1q}) + 8 \frac{g_2^4}{p_2^2} (v_{2e} a_{2e}) (v_{2q} a_{2q})$$

Sonderfall ("Standardmodell"):

$$P_1 = (2E)^2 = S^2 \quad P_2 = S^2 - M_2^2$$

$$g_1^2 = e^2 = 4\pi\alpha \quad g_2^2 = W^2 = \frac{e^2}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} = 12 G_F M_2^2$$

$$\chi := \frac{g_2^2}{P_2} / \frac{g_1^2}{P_1} = \frac{G_F M_2^2}{2\sqrt{2} \pi \alpha} \frac{S}{S - M_2^2}$$

$$v_{1e} = -1 \quad a_{1e} = 0 \quad v_{1q} = Q_q \quad a_{1q} = 0 \quad v_{2e} = V_e \quad a_{2e} = A_e \quad v_{2q} = V_q \quad a_{2q} = A_q$$

$$\Rightarrow |\mathcal{M}|^2 = 16\pi^2 d^2 [F_1 (1 + \cos^2 \theta) + F_2 (\cos \theta)]$$

$$F_1 = Q_q^2 - 2 Q_q v_e v_q \chi + (v_e^2 + a_e^2) (v_q^2 + a_q^2) \chi^2$$

$$F_2 = -4 Q_q a_e a_q \chi + 8 v_e a_e v_q a_q \chi^2$$

1.2. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

$$d^2 b = \frac{1}{2} \frac{1}{2^4} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{1}{E^4} |\mathcal{M}|^2 \delta(l+l'-k-k') d^3 l d^3 l'$$

Integration über l und Ausführen der Integration über die δ -Fkt. ergibt:

$$\frac{db}{d\cos\theta} = \frac{1}{32\pi^3} |\mathcal{M}|^2 \frac{1}{S}$$

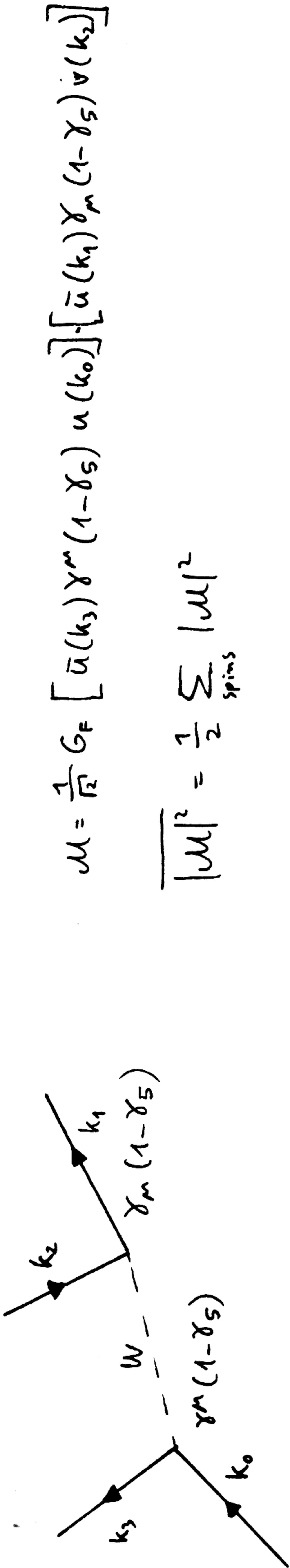
Sonderfall ("Standardmodell"):

$$\frac{db}{d\cos\theta} = \frac{\pi}{2} \frac{d^2}{S} [F_1 (1 + \cos^2 \theta) + F_2 (\cos \theta)]$$

2. Der schwache Zerfall $f_0 \rightarrow f_1 f_2 f_3$ im Schwerpunktsystem⁷

2.1. Berechnung des (über Spins gemittelten bzw. summierten) Absolutquadrates des Matrixelements

Die Viererimpulse der beteiligten Fermionen seien k_0, k_1, k_2, k_3 , die Massen m_0, m_1, m_2, m_3 ($m_0 \ll M_W$):



$$\mathcal{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F [\bar{u}(k_3) \gamma^\mu (1-\gamma_5) u(k_0)] \cdot [\bar{u}(k_1) \gamma_\mu (1-\gamma_5) v(k_2)]$$

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{M}|^2$$

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}|^2 &= \frac{1}{4} G_F^2 \text{Sp} \left\{ \gamma^\mu (1-\gamma_5) (k_0 + m_0) \gamma^\nu (1-\gamma_5) (k_3 + m_3) \right\} \text{Sp} \left\{ \gamma_\mu (1-\gamma_5) (k_2 - m_2) \gamma_\nu (1-\gamma_5) (k_1 + m_1) \right\} \\ &= 16 G_F^2 \left\{ (k_0^\mu k_3^\nu + k_3^\mu k_0^\nu - g^{\mu\nu} k_0 k_3) + i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_{0\sigma} k_{3\rho} \right\} \cdot \left\{ (k_2^\mu k_{1\nu} + k_{1\mu} k_{2\nu} - g_{\mu\nu} k_1 k_2) + i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\rho k_2^\sigma \right\} \end{aligned}$$

$$\boxed{|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 64 G_F^2 (k_0 k_2) (k_1 k_3)}$$

2.2. Berechnung von Impulsspektrum und Zerfallsbreite

$$d^3\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{2m_0} \frac{d^3k_1}{2E_1} \int \frac{d^3k_2}{2E_2} \frac{d^3k_3}{2E_3} \delta(Q_1 - k_2 - k_3) |\overline{\mathcal{M}}|^2 \quad Q_1^2 = m_0^2 + m_1^2 - 2m_0 E_1$$

Mit⁵⁷

$$I^{\mu\nu} := \int \frac{d^3k_2}{2E_2} \frac{d^3k_3}{2E_3} \delta(Q_1 - k_2 - k_3) k_2^\mu k_3^\nu = \frac{\pi}{24} \frac{W_{23}}{Q_1^6} [\alpha g^{\mu\nu} + \beta Q_1^\mu Q_1^\nu]$$

$$\text{wobei } W_{23} = (Q_1^2 + m_2^2 - m_3^2)^2 - 4Q_1^2 m_2^2 \quad \alpha = W_{23}^2 Q_1^2 \quad \beta = 2 [Q_1^4 + Q_1^2 (m_2^2 + m_3^2) - 2(m_2^2 - m_3^2)^2]$$

$$\text{folgt: } \frac{d\Gamma}{dP_1} = \frac{G_F^2}{12\pi^3} P_1^2 \frac{W_{23}}{Q_1^6 m_0 E_1} [\alpha (k_0 k_1) + \beta (Q_1 k_0) (Q_1 k_1)] \quad k_0 k_1 = m_0 E_1 \quad Q_1 k_0 = m_0^2 - m_0 E \quad Q_1 k_1 = m_0 E_1 - m_1^2$$

$$\frac{d\Gamma}{dp_1} = \frac{G_F^2}{12\pi^3} \frac{W_{23} P_1^2}{Q_1^6} \left[Q_1^2 W_{23}^2 + 2 \left[Q_1^4 + Q_1^2 (m_2^2 + m_3^2) - 2 (m_2^2 - m_3^2)^2 \right] \left(m_0^2 - m_0 E_1 \right) \left(1 - \frac{m_1^2}{m_0 E_1} \right) \right]$$

analog:

$$\frac{d\Gamma}{dp_2} = \frac{G_F^2}{6\pi^3} \frac{W_{13} P_2^2}{Q_2^4} \left[2 W_{13}^2 + Q_2^4 + Q_2^2 (m_1^2 + m_3^2) - 2 (m_1 - m_3)^2 \right]$$

$$\frac{d\Gamma}{dp_3} = \frac{G_F^2}{12\pi^3} \frac{W_{21} P_3^2}{Q_3^6} \left[Q_3^2 W_{21}^2 + 2 \left[Q_3^4 + Q_3^2 (m_2^2 + m_1^2) - 2 (m_2^2 - m_1^2)^2 \right] \left(m_0^2 - m_0 E_3 \right) \left(1 - \frac{m_2^2}{m_0 E_3} \right) \right]$$

Die zerfallsbreite ist $\Gamma = \int \frac{d\Gamma}{dp_1} = \int \frac{d\Gamma}{dp_2} = \int \frac{d\Gamma}{dp_3}$ [numerische Integration!]

Sonderfall ($m_1 = m_2 = m_3 = 0$):

$$\frac{d\Gamma}{dp_1} = \frac{G_F^2}{12\pi^3} P_1^2 m_0^2 \left(3 - 4 \frac{P_1}{m_0} \right) \quad \frac{d\Gamma}{dp_2} = \frac{G_F^2}{12\pi^3} P_2^2 m_0^2 6 \left(1 - 2 \frac{P_2}{m_0} \right) \dots$$

$$\Gamma = \frac{G_F^2 m_0^5}{192 \pi^3}$$

2.3. Berechnung der Winkelverteilung für $m_1 = m_2 = m_3 = 0$

$$d^2\Gamma \sim \int \frac{d^3k_1}{P_1} \frac{d^3k_2}{P_2} \frac{d^3k_3}{P_3} \delta(Q - k_2 - k_3) k_2^\lambda k_3^\beta k_{0\lambda} k_{1\beta}$$

$$\sim \int P_1 dp_1 P_2 dp_2 d\Omega_2 \delta(Q^2 - 2Qk_2) k_2^\lambda (Q - k_2)^\beta k_{0\lambda} k_{1\beta}$$

$$\sim \int P_1 dp_1 P_2 dp_2 d\cos\theta (Q^0 + |\vec{Q}| \cos\theta)^{-1}$$

$$\cdot \delta\left(P_2 - \frac{Q^2}{2(Q^0 + |\vec{Q}| \cos\theta)}\right) k_2^\lambda (Q - k_2)^\beta k_{0\lambda} k_{1\beta}$$

$$Q = k_0 - k_1 \quad \cos\theta = \frac{\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2}{P_1 \cdot P_2}$$

$$Q^2 = m_0^2 - 2m_0 P_1$$

$$Q^0 = m_0 - P_1$$

$$|\vec{Q}| = P_1$$

$$\frac{d^2 \Gamma}{dp_1 d\cos\theta} \sim \frac{Q^2 p_1}{(Q^0 + |\vec{q}| \cos\theta)^2} (k_0 k_2)(k_1 k_0 - k_1 k_2) \sim \frac{(m_0 - 2p_1)^2 p_1^2 (1 + \cos\theta)}{(m_0 - p_1 (1 - \cos\theta))^4}$$

Mit $x_1 = p_1/m_0$ $y_1 = 1 - \cos\theta$:

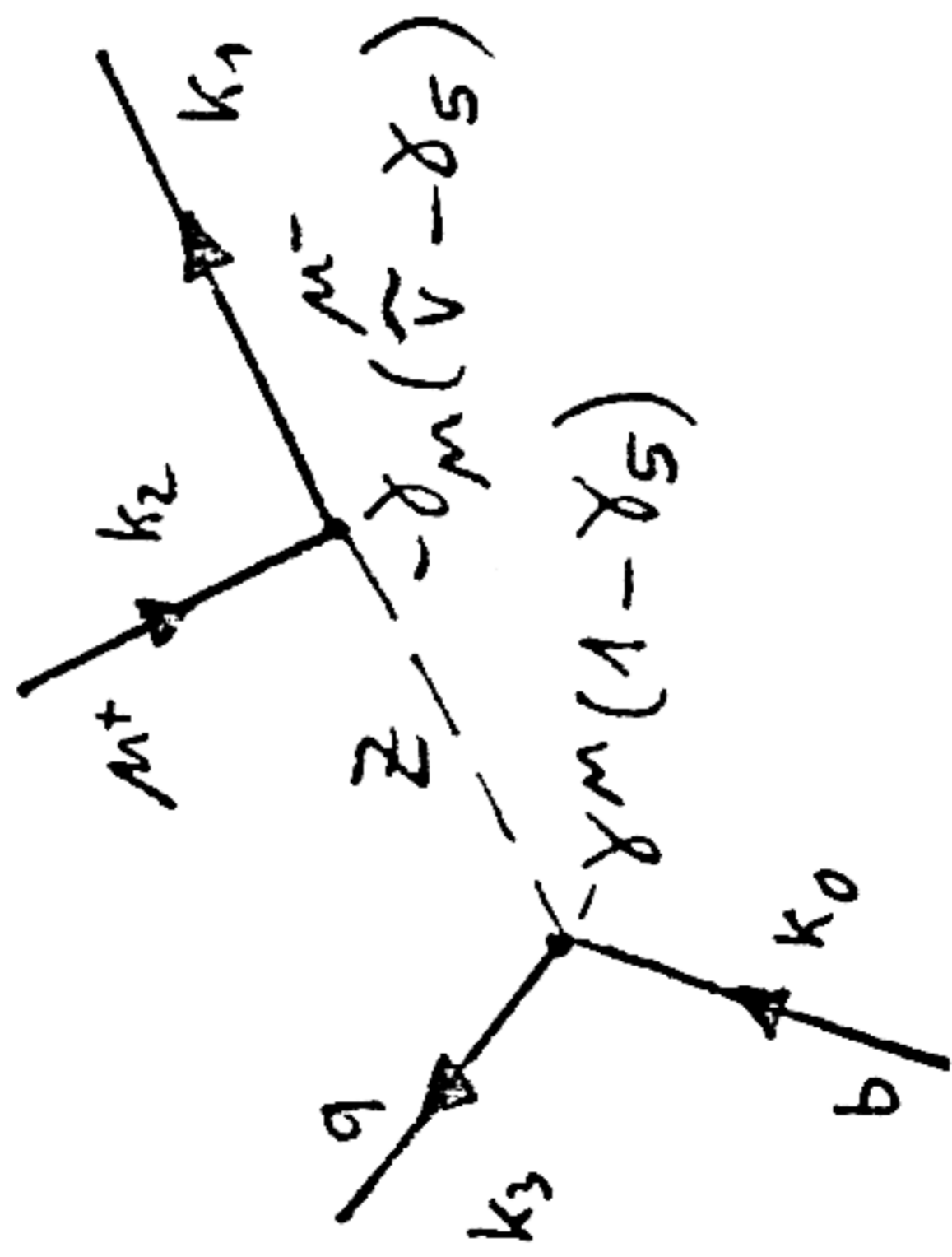
$$\frac{d^2 \Gamma}{dx_1 dy} \sim \frac{(1 - 2x_1)^2 x_1^2 (2 - y)}{(1 - x_1 y)^4}$$

Vierereimpulserhaltung: $x_2 = \frac{1}{2} \frac{1 - 2x_1}{1 - x_1 y}$

$$\frac{d\Gamma}{dx_1} \sim \int_0^2 \frac{d^2 \Gamma}{dx_1 dy} dy \sim x_1^2 (3 - 4x_1)$$

$$\frac{d\Gamma}{dy} \sim \int_0^{1/2} \frac{d^2 \Gamma}{dx_1 dy} dx_1 \sim \frac{2-y}{y^5} \left[\left(-\frac{7}{2} y^3 + \frac{64}{3} y^2 - \frac{130}{3} y + \frac{88}{3} \right) \frac{1}{(1 - \frac{y}{2})^3} - \left(\frac{1}{3} y^2 - \frac{22}{3} y + \frac{88}{3} \right) - (4y - 16) \ln\left(1 - \frac{y}{2}\right) \right]$$

3. Der Flavor-ändernde Zerfall $b \rightarrow q \mu^+ \mu^-$ ($q = d, s$)



Hier ist (nur am Myonvertex ^{39!}) $(1 - \gamma_5)$ durch $-(\tilde{\nu} - \gamma_5)$ zu ersetzen, wobei

$$\tilde{\nu} = 1 - 4 \sin^2 \theta_W \approx 0.08$$

Ähnlich wie in Abschnitt 2 rechnet man aus:

$$\overline{|M|^2} \sim A (k_0 k_2)(k_1 k_3) + B (k_0 k_1)(k_2 k_3)$$

$$\frac{d\Gamma}{dx_1 dy} \sim A \frac{(1 - 2x_1)^2 x_1^2 (2 - y)}{(1 - x_1 y)^4} + B \frac{2(1 - 2x_1)^2 x_1^2}{(1 - x_1 y)^2}$$

$$A = (\tilde{\nu} + 1)^2 \approx 1.17$$

$$B = (\tilde{\nu} - 1)^2 \approx 0.85$$

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) J.J. Aubert et al.; Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)
J.E. Augustin et al.; Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974)
- 2) S.W. Herb et al.; Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977)
W. Innes et al.; Phys. Rev. Lett. 35, 1240 (1977)
Ch. Berger et al.; Phys. Lett. 76B, 243 (1978)
C.W. Darden et al.; Phys. Lett. 76B, 246 (1978)
- 3) Particle Data Group; Phys. Lett. 111B (1982)
- 4) G. Goldhaber et al.; Phys. Rev. Lett. 37, 255 (1976)
I. Peruzzi et al.; Phys. Rev. Lett. 37, 569 (1976)
- 5) D. Andrews et al.; Phys. Rev. Lett. 45, 219 (1980)
G. Finocchioro et al.; Phys. Rev. Lett. 45, 222 (1980)
- 6) S.L. Glashow; Nucl. Phys. 22, 579 (1961)
S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)
S. Weinberg; Phys. Rev. D5, 1412 (1972)
A. Salam; 8th Nobel Symposium, Aspenäsgaden (1968)
- 7) J.D. Bjorken und S.D. Drell; "Relativistic Quantum Mechanics",
New York (1964)
- 8) z.B.: K.H. Mess und B.H. Wiik; DESY 82-011, Hamburg (1982)
- 9) z.B.: U. Baur; Diplomarbeit, München (1982)
- 10) O.W. Greenberg; Phys. Rev. Lett. 12, 122 (1964)
- 11) P.W. Higgs; Phys. Lett. 12, 131 (1964)
P.W. Higgs; Phys. Rev. 145, 1156 (1966)
T.B.W. Kibble; Phys. Rev. 155, 1554 (1967)
- 12) Y. Nambu; "Preludes in Theoretical Physics", Amsterdam (1966)
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler; Phys. Lett. 47B, 365 (1973)
- 13) R. Budny; Phys. Lett. 45B, 340 (1973)

- 14) J. Jersak, E. Laermann, P.M. Zerwas; Phys. Lett. 98B, 363 (1981)
J. Jersak, E. Laermann, P.M. Zerwas; Phys. Rev. D25, 1218 (1982)
- 15) F.A. Berends und G.J. Komen; Phys. Lett. 63B, 432 (1976)
F.A. Berends und R. Kleiss; Nucl. Phys. B177, 237 (1981)
F.A. Berends und R. Kleiss; Nucl. Phys. B178, 141 (1981)
- 16) z.B.: E. Reya; Phys. Rep. 69, 195 (1981)
- 17) F.A. Berends, K.J.F. Gaemers, R. Gastmans;
Nucl. Phys. B63, 381 (1977)
C. Iso und Y.I. Munehisa; TIT/HEP-60, Tokyo (1981)
- 18) J.G. Branson; DESY 82-066, Hamburg (1982)
J. Dorfan; SLAC-PUB-2963, Stanford (1982)
- 19) J.D. Burger; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)
- 20) E. Deffur; Diplomarbeit, Aachen (1983)
- 21) R.D. Field und R.P. Feynman; Phys. Rev. D15, 2590 (1977)
R.D. Field und R.P. Feynman; Nucl. Phys. B136, 1 (1978)
- 22) M. Suzuki; Phys. Lett. 71B, 139 (1977)
J. D. Bjorken; Phys. Rev. D17, 171 (1978)
- 23) C. Peterson et al.; SLAC-PUB-2912, Stanford (1982)
- 24) H. Abramowicz et al.; CERN-EP/82-77, Genf (1982)
- 25) M.W. Coles et al.; SLAC-PUB-2916, Stanford (1982)
J.M. Yelton et al.; Phys. Rev. Lett. 49, 430 (1982)
- 26) G.H. Trilling; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)
- 27) D. Lüke; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)
- 28) D. Schlatter; SLAC-PUB-2982, Stanford (1982)
- 29) M. Kobayashi und T. Maskawa; Progr. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- 30) z.B.: G. Kalmus; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)
- 31) B. Gittelmann; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)

- 32) P. Franzini; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)
- 33) z.B.: E. A. Paschos und U. Türke; Phys. Lett. 116B, 360 (1982)
- 34) z.B.: A. Ali und E. Pietarinen; Nucl. Phys. B154, 519 (1979)
 A. Altarelli et al.; Nucl. Phys. B208, 365 (1982)
 I.I. Bigi und H.G. Evertz; PITHA 82/08, Aachen (1982)
- 35) z.B.: J.P. Leveille; UM HE 81-18, Ann Arbor (1981)
 B. Guberina; LPTHE 82/5, Paris (1982)
 H. Fritzsche; 1981 Int. Symp. on Lepton and Photon Int. at High Energies, Bonn (1981)
- 36) G. Altarelli und L. Maiani; Phys. Lett. 52B, 351 (1974)
 M.K. Gaillard und B.W. Lee; Phys. Rev. Lett. 33, 108 (1974)
- 37) z.B.: G.H. Trilling; Phys. Rep. 75, 57 (1981)
- 38) z.B.: F. Gürsey, P. Ramond, P. Sikivie;
 Phys. Lett. 60B, 177 (1976)
 Y. Achiman und B. Stech; Phys. Lett. 77B, 389 (1978)
 P. Minkowski; Nucl. Phys. B138, 527 (1978)
 G.C. Branco und H.P. Nilles; Nucl. Phys. B151, 529 (1979)
 V. Barger und S. Pakvasa; Phys. Lett. 81B, 195 (1979)
 H. Georgi und A. Pais; Phys. Rev. D19, 2746 (1979)
 H. Georgi und S.L. Glashow; Nucl. Phys. B167, 173 (1980)
 T.G. Rizzo; Phys. Rev. D21, 2692 (1980)
 V. Barger, W.Y. Keung, R.J.N. Philips;
 Phys. Rev. D24, 1328 (1981)
 M. Gorn, E.A. Paschos; Phys. Lett. 101B, 255 (1981)
 D.R.T. Jones, G.L. Kane, J.P. Leveille;
 Nucl. Phys. B198, 45 (1982)
 M.E. Peskin und S.H.H. Tye; Proceedings Z⁰ theory, Ithaca (1981)
- 39) G.L. Kane und M.E. Peskin; Nucl. Phys. B195, 29 (1982)
- 40) S.L. Glashow, J. Iliopoulos, G. Maiani;
 Phys. Rev. D2, 1285 (1970)
- 41) C. Bouchiat, J. Iliopoulos, P. Meyer; Phys. Lett. 38B, 519 (1972)
 H. Georgi und S.L. Glashow; Phys. Rev. D6, 429 (1972)
 D.J. Gross und R. Jackiw; Phys. Rev. D6, 477 (1972)
- 42) z.B.: F. Halzen; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)

- 43) z.B.: A. Ali; Z. Phys. C1, 25 (1979)
A. Ali et al.; Nucl. Phys. B168, 409 (1980)
M.J. Puhala et al.; Phys. Rev. D25, 695 (1982)
- 44) A. Ali et al.; Phys. Lett. 93B, 155 (1980)
A. Ali, E. Pietarinen, J. Willrodt; DESY T-80/01, Hamburg (1980)
- 45) H. Fesefeldt; PITHA-Bericht, Aachen (in Vorbereitung)
- 46) H. Newman, private Mitteilungen
- 47) The MARK J Collaboration; Phys. Rep. 63, 337 (1980)
- 48) H. Rykaczewski; Doktorarbeit, AC INTERN 81-05, Aachen (1981)
- 49) D. Teuchert; Diplomarbeit, Aachen (1981)
- 50) G. Berghoff; Diplomarbeit, Aachen (1981)
- 51) Ch. Berger et al.; Phys. Rev Lett. 45, 1533 (1981)
- 52) W. Bartel et al.; Phys. Lett. 99B, 277 (1981)
- 53) MAC Collaboration; SLAC-PUB-2944, Stanford (1982)
- 54) G. Heinzelmann; XXI Int. Conf. on High Energy Phys., Paris (1982)
- 55) M.J. Puhala et al.; Phys. Rev. D25, 95 (1982)
- 56) z. B.: H. Koller, H. Krasemann, T.F. Walsh; Z. Phys. C1, 71 (1979)
- 57) H. Pietschmann; "Formulae and Results in Weak Interactions",
Wien (1974)

DANKSAGUNG

Herr Prof. Dr. A. Böhm ermöglichte mir die Teilnahme am MARK J - Experiment, die mit einem einjährigen Aufenthalt am DESY in Hamburg verbunden war. Für sein Interesse und viele nützliche Anregungen und Ideen, die mir sehr geholfen haben, bedanke ich mich.

Herrn Professor Dr. S.C.C. Ting danke ich für die Aufnahme in die Gruppe und sein Interesse an dieser Arbeit und allen Mitarbeitern für die gute Zusammenarbeit. Insbesondere bedanke ich mich bei den Herren Dr. D. Barber, Prof. Dr. J. Branson, Prof. Dr. M. Chen, Dr. H. Fesefeldt, Dr. D. Fong, G. Herten, Dr. W. Krenz, Prof. Dr. H. Newman, Frank-Peter Poschmann, Dr. J. Salicio.

Den Direktoren des DESY, Prof. Dr. V. Soergel und Prof. Dr. P. Söding, gilt mein Dank für ihre Gastfreundschaft und finanzielle Unterstützung.