

Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes
der e^+e^- -Annihilation
bei einer Schwerpunktsenergie von 9.36 GeV

Zusammenfassung

Mit dem ARGUS-Detektor am Speicherring DORIS II (DESY, Hamburg) wurde der hadronische Wirkungsquerschnitt in e^+e^- -Annihilationen bei einer Schwerpunktsenergie von 9.36 GeV gemessen. Das Verhältnis R des hadronischen Wirkungsquerschnittes $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ zu dem myonischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ergibt sich zu

$$R = 3.46 \pm 0.03 \pm 0.10.$$

DIPLOMARBEIT
von
Michael Hapke

Fachbereich Physik
der
Universität Hamburg

November 1990

Using the ARGUS detector operating at the DORIS II storage ring (DESY, Hamburg) the hadronic cross-section in e^+e^- annihilations at a center-of-mass energy of 9.36 GeV has been measured. The ratio R of the hadronic cross-section $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ to the muonic cross-section $\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ has the value of

$$R = 3.46 \pm 0.03 \pm 0.10.$$

Abbildungsverzeichnis	56
Literaturverzeichnis	58
Die ARGUS-Kollaboration	60

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	2
1 Einleitung	5
2 Theoretische Grundlagen	7
2.1 Der Annihilationsprozeß	7
2.2 R im Quark-Parton-Modell	7
2.3 Einflüsse der starken Wechselwirkung	8
3 Das Experiment	12
3.1 Der Speicherring DORISII	12
3.2 Der ARGUS-Detektor	13
3.3 Der Trigger	15
3.4 Die Erfassung und Verarbeitung der Daten	16
3.5 Die Detektorsimulation	17
4 Die Bestimmung der integrierten Luminosität	18
4.1 Die Luminosität	18
4.2 Die Bestimmung der integrierten Luminosität bei ARGUS	19
5 Die Datenselektion	22
5.1 Die Datenmenge	22
5.2 Die Untergrundreaktionen	23
5.3 Die Selektion	25
5.4 Die Anzahl der Untergrundereignisse	29
6 Die Strahlungskorrekturen und die Akzeptanz	37
6.1 Die Strahlungskorrekturen	37
6.2 Die Bestimmung der Akzeptanz	43
6.3 Die gemeinsame Bestimmung von Akzeptanz und Strahlungskorrekturen	49
7 Die Ergebnisse	51
7.1 Die Konsistenz der Analyse	51
7.2 Zusammenfassung	52
Danksagung	54
Tabellenverzeichnis	55

Kapitel 1

Einleitung

Bei der Elektron-Positron Annihilation entstehen virtuelle Photonen und virtuelle Z^0 -Bosonen. Sie zerfallen in Lepton-Antilepton Paare oder führen zur Bildung von Hadronen. Wenn die Schwerpunktsenergie der Ruhemasse eines Vektormesons entspricht, so kann außerdem dieses Vektormeson als eine Resonanz im Wirkungsquerschnitt erzeugt werden.

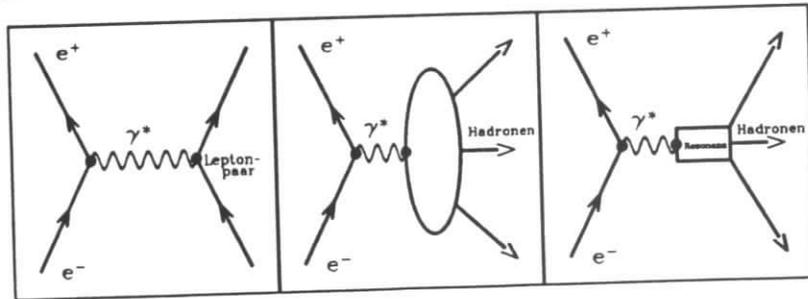


Abbildung 1.1: Annihilationsreaktionen niedrigster Ordnung. Neben der Annihilation in virtuelle Photonen ist auch die Annihilation in virtuelle Z^0 -Bosonen möglich, jedoch bei der in dieser Arbeit betrachteten Energie nicht von Bedeutung.

Während die Leptonpaarzeugung als rein elektroschwacher Prozeß von der Theorie gut beschrieben werden kann, wird die Hadronerzeugung zusätzlich durch die starke Wechselwirkung beeinflusst. Die Hadronerzeugung durch Elektron-Positron Annihilation zeichnet sich dadurch aus, daß hier die Effekte der starken Wechselwirkung auf eindeutige Weise theoretisch berechnet werden können. Zum Verständnis der starken Wechselwirkung ist somit eine möglichst präzise Bestimmung des hadronischen Annihilationswirkungsquerschnitts wünschenswert, wie sie in dieser Arbeit erfolgen soll.

Gemessen werden soll die Größe R , der normierte hadronische Wirkungsquerschnitt, der sich aus den Graphen niedrigster Ordnung ergibt. Normierungsgröße ist der myonische QED-Annihilationswirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung, der exakt berechnet werden kann.

$$R = \frac{\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^0 \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.1)$$

Die Beschränkung auf Beiträge der Graphen niedrigster Ordnung führt dazu, daß der beobachtete Wirkungsquerschnitt σ um die Beiträge korrigiert werden muß, die aus Effekten höherer Ordnung, etwa der Abstrahlung von Bremsstrahlungsphtonen durch die einlaufenden Leptonen stammen. Man schreibt:

$$\sigma = (1 + \delta) \cdot \sigma_0 \quad (1.2)$$

Hier ist σ der beobachtete und σ_0 der gesuchte Wirkungsquerschnitt. Mit δ werden die Strahlungskorrekturen bezeichnet.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich experimentell aus der Anzahl N hadronischer Ereignisse in einer gegebenen Datenmenge, geteilt durch die integrierte Luminosität L des Speicherringes, mit deren Hilfe die Datenmenge gesammelt wurde.

$$\sigma = \frac{N}{L} \quad (1.3)$$

Um die Zahl N zu bestimmen, wird die Anzahl N^{akz} von Ereignissen ermittelt, die geeignete Selektionsbedingungen erfüllen. Daraus ergibt sich N gemäß:

$$N = \frac{N^{\text{akz}} - N^{\text{bgr}}}{\epsilon} \quad (1.4)$$

Dabei ist N^{bgr} die Anzahl von nichthadronischen Ereignissen, die gleichwohl den gestellten Selektionskriterien genügen, und ϵ ist die Akzeptanz, d.h. die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse.

Insgesamt ergibt sich somit für R :

$$R = \frac{N^{\text{akz}} - N^{\text{bgr}}}{\epsilon(1 + \delta)L} \cdot \frac{1}{\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.5)$$

Diese Arbeit beginnt mit einem kurzen Kapitel über die theoretische Behandlung des untersuchten Problems und einem Abschnitt, in welchem der Detektor ARGUS am Speicherring DORIS II beschrieben wird. Im 4. Kapitel wird dann die Bestimmung der Luminosität, im 5. Kapitel die Datenselektion und die Abschätzung des Untergrundes und im 6. Kapitel die Berechnung der Strahlungskorrekturen sowie die Ermittlung der Akzeptanz beschrieben. Schließlich wird im 7. Abschnitt die Größe R samt ihrem Fehler berechnet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Der Annihilationsprozeß

Der differentielle Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung einer Annihilationsreaktion in ein Paar punktförmiger Fermionen läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnen. Bei Vernachlässigung der Elektronenmasse ergibt sich [1]:

$$\frac{d\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f})}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \cdot Q_f^2 \cdot \beta [1 + \cos^2 \Theta + (1 - \beta^2) \sin^2 \Theta] \quad (2.1)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, s das Quadrat der Schwerpunktsenergie, Q_f die Fermionladung, β der Quotient aus Impuls und Energie des Fermions und Θ der Winkel zwischen der Strahlachse und den auslaufenden Fermionen.

Nach Integration über den Raumwinkel ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot Q_f^2 \cdot \beta \left(1 + \frac{1 - \beta^2}{2}\right) \quad (2.2)$$

Kann die Masse der Fermionen vernachlässigt werden, so wird $\beta = 1$ und der Ausdruck vereinfacht sich zu

$$\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f}) = Q_f^2 \cdot \sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (2.3)$$

mit

$$\sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (2.4)$$

In dieser Form geht der myonische Annihilationsquerschnitt auch als Normierungsgröße in die Bestimmung von R ein.

Die Berücksichtigung der schwachen Wechselwirkung durch die Annihilation der einlaufenden Leptonen in ein virtuelles Z^0 -Boson führt zu einer Asymmetrie der Winkelverteilung und einer Erhöhung des totalen Wirkungsquerschnittes. Bei Ereignissen mit Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 10 \text{ GeV}$, wie sie im Experiment ARGUS untersucht werden, sind diese Effekte jedoch vernachlässigbar klein.

2.2 R im Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Modell wird die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{Hadronen}$ als ein zweistufiger Prozeß aufgefaßt.

Zunächst führt ein Annihilationsprozeß, wie er im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, zur Bildung eines Quark-Antiquarkpaares.

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

Dann bilden sich aus den primären Quarks die Hadronen.

$$q, \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

Bei — verglichen mit den Quarkmassen — großen Schwerpunktsenergien ist zu erwarten, daß sich die gebildeten Hadronen vorzugsweise in die Richtung der primären Quarks bewegen, sich somit zwei entgegengesetzte Hadronen-Jets mit einer (2.1) entsprechenden Winkelverteilung $\frac{dN}{d\Omega} \sim (1 + \cos^2 \Theta)$ bilden. Tatsächlich zeigen hadronische Ereignisse dieses charakteristische Verhalten.

Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Fermionenpaares ist nach (2.3) gleich dem Produkt des Quadrats der Fermionladung mit dem myonischen Wirkungsquerschnitt. Zur Bildung eines hadronischen Endzustandes können alle Quarks mit Massen kleiner der Hälfte der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beitragen, d.h. bei $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$ die u, d, s und c -Quarks. Bei Vernachlässigung der Quarkmassen und unter Berücksichtigung der 3 unterschiedlichen Farbzustände, die jedes Quark annehmen kann, wird somit:

$$\sigma_0^{\text{QPM}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{Hadronen}) = 3 \sum_{i=1}^{n_f} Q_i^2 \cdot \sigma_0^{\text{QED}}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (2.5)$$

oder

$$R^{\text{QPM}} = 3 \sum_{i=1}^{n_f} Q_i^2 \quad (2.6)$$

Die Summe erstreckt sich über alle Quark-Flavors, die bei der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} erzeugt werden können. R als Funktion von \sqrt{s} sollte demnach einen treppenförmigen Verlauf haben, mit Stufen bei Energien, oberhalb derer die Erzeugung einer neuen Quarksorte möglich wird. In den Energiebereichen, in denen keine Resonanzen erzeugt werden können, zeigen die gemessenen $R(s)$ -Werte (Abb. 2.1) tatsächlich dieses erwartete Verhalten.

Jedoch liegen die gemessenen R -Werte durchweg höher als die mit dem einfachen Quark-Parton-Modell vorhergesagten. Außerdem sollte eine befriedigende Theorie auch den Übergang der Quarks in Hadronen-Jets erklären.

2.3 Einflüsse der starken Wechselwirkung

Das bei der Annihilationsreaktion erzeugte Quarkpaar unterliegt der starken Wechselwirkung. Soll also die Korrektur auf den Wirkungsquerschnitt und die Bildung der Hadronen aus den primären Quarks erklärt werden, so muß dies im Rahmen der Quantenchromodynamik geschehen.

Die Quarks sind in der QCD asymptotisch frei, der Wert der Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2) \sim 1/\ln(Q^2)$ wird zu großen Impulsüberträgen hin kleiner. Daher ist der Ansatz naheliegend, die Wechselwirkungen der Quarks in zwei unterschiedlichen Phasen getrennt voneinander zu betrachten.

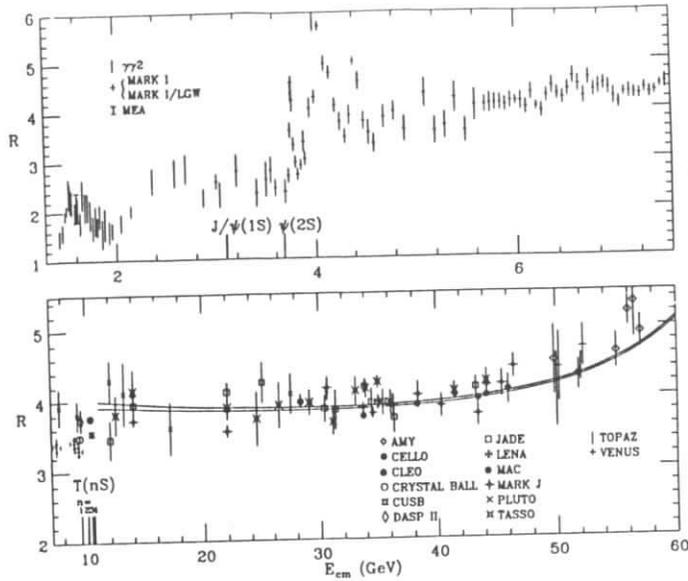


Abbildung 2.1: Gemessene $R(s)$ -Werte (aus [1]): Deutlich ist der treppenförmige Verlauf zu erkennen, wie er vom Quark-Parton-Modell vorhergesagt wird. Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei hohen Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} > 30$) ist auf Effekte der schwachen Wechselwirkung zurückzuführen.

PHASE 1: Perturbative QCD

In der ersten Phase sind die Impulsüberträge so groß, daß es gerechtfertigt ist, störungstheoretische Verfahren anzuwenden. Dazu werden Graphen höherer Ordnung betrachtet, welche die Wechselwirkung der Quarks mit Gluonen beschreiben.

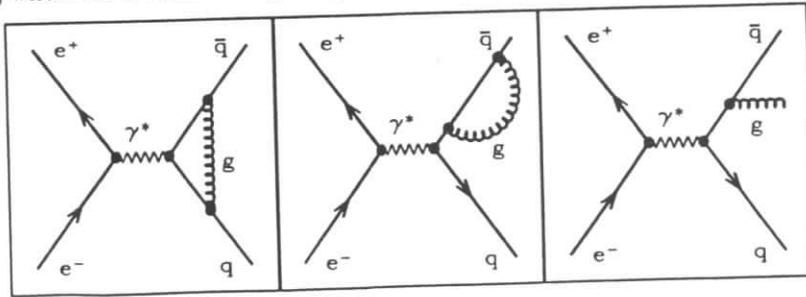


Abbildung 2.2: Beispiele für QCD-Prozesse höherer Ordnung

Die Korrektur des Wertes R durch diese Prozesse kann in Form einer Potenzreihe dargestellt werden:

$$R^{\text{QPM+PQCD}} = R^{\text{QPM}} \times \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^n \right\} \quad (2.7)$$

Die ersten beiden Koeffizienten konnten berechnet werden [16]:

$$\begin{aligned} c_1 &= 1 \\ c_2 &= 1.986 - 0.115n_f \quad (n_f : \text{Anzahl der beteiligten Quark-Flavor}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Bemerkenswert ist die einfache Gestalt des Beitrags der 1. Ordnung, die unabhängig vom Renormalisierungs-Schema ist. Der Koeffizient c_2 wurde im \overline{MS} -Schema berechnet. Bei einer Berechnung des Beitrags der Prozesse 3. Ordnung von S.G.Gorishny *et al.* [2] sind mittlerweile von den Autoren mehrere Fehler entdeckt worden, so daß über den Koeffizienten c_3 keine Aussagen gemacht werden können [3]. Es ist aber nicht ohne weiteres anzunehmen, daß die Beiträge von Prozessen höherer Ordnung vernachlässigbar klein sind. Die theoretische Berechnung der QCD-Korrektur ist insofern noch mit einigen Unsicherheiten verbunden.

PHASE 2: Fragmentation

In der zweiten Phase muß die Bildung von Hadronen aus den Quarks und Gluonen, die Fragmentation beschrieben werden. Die auftretenden Impulsüberträge sind dabei so klein, die Kopplungskonstante so groß, daß störungstheoretische Verfahren nicht angewandt werden können. Es wurden daher unterschiedliche phänomenologische Fragmentationsmodelle entwickelt.

Unabhängige Jet-Fragmentation: Das Modell der unabhängigen Jet-Fragmentation geht auf Field und Feynmann zurück [4]. Es beruht auf der Vorstellung, daß ein primäres Quark aus dem Vakuum ein neues $q\bar{q}$ -Paar erzeugt und mit dem so produzierten Antiquark ein Meson bildet. Der Prozeß kann sich mit dem neugebildeten Quark solange wiederholen, bis nicht mehr genügend Energie zur Erzeugung weiterer Teilchen zur Verfügung steht.

Die Produktion von Baryonen kann in das Modell eingeschlossen werden, indem mit einer Wahrscheinlichkeit P_b statt einem zwei Quark-Antiquarkpaare erzeugt werden. Ein Diquark-System kann dann mit dem primären Quark ein Baryon bilden, das Antiquark setzt die Fragmentation fort, um ein entsprechendes Antibaryon zu bilden.

String-Modell: Im String-Modell, wie es an der Universität Lund entwickelt wurde [5], wird davon ausgegangen, daß die primären Quarks durch die Feldlinien eines Farbfeldes verbunden sind. Die Energiedichte dieses als Colorstring bezeichneten Farbfeldes ist näherungsweise konstant, so daß der Energieverlust der sich bewegenden Quarks als proportional zu deren Abstand angenommen werden kann. Bei hinreichend großem Abstand ist es energetisch günstiger, wenn die Feldlinien des Farbfeldes aufbrechen und an ihren Enden ein neues $q\bar{q}$ -Paar entsteht. Die neu erzeugten Quarks schirmen die ursprünglichen Feldlinien ab, so daß jetzt zwei durch Colorstrings verbundene $q\bar{q}$ -Paare vorliegen, welche den Fragmentationsprozeß in der gleichen Weise fortsetzen können. Die Fragmentation wird abgebrochen, wenn nicht mehr genügend Energie zur Erzeugung weiterer Quark-Antiquarkpaare zur Verfügung steht.

Cluster-Modell: Cluster-Modellen, etwa dem von Webber [6], liegt die Idee zugrunde, daß die Gluonen, die von den Quarks abgestrahlt wurden, wieder in Quark-Antiquarkpaare oder in Gluonpaare zerfallen. Wird dieser Prozeß fortgesetzt, so entsteht ein Schauer von Quarks und Gluonen, analog zum elektromagnetischen Schauer

aus Elektronen, Positronen und Photonen. Aus den entstanden Partonen bilden sich dann farbneutrale Cluster, welche in die beobachteten Fragmentationsprodukte zerfallen.

Die beschriebenen Fragmentationsmodelle besitzen jeweils freie Parameter, die aus dem Vergleich experimenteller Daten mit Vorhersagen der Modelle bestimmt werden müssen. Mit den Modellen können somit reale Ereignisse modelliert, nicht jedoch erklärt werden.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Speicherring DORIS II

Der e^+e^- -Speicherring DORIS bei DESY in Hamburg wurde 1974 als ein **Doppel-Ring-Speicher** mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 3 GeV in Betrieb genommen. Nach dem Umbau 1977 in eine Einfachringanlage und weiteren Verbesserungen 1982 [7] kann der nun als DORIS II bezeichnete Speicherring eine maximale Schwerpunktsenergie von 11.2 GeV und eine Spitzenluminosität von etwa $1.5 \cdot 10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ erreichen.

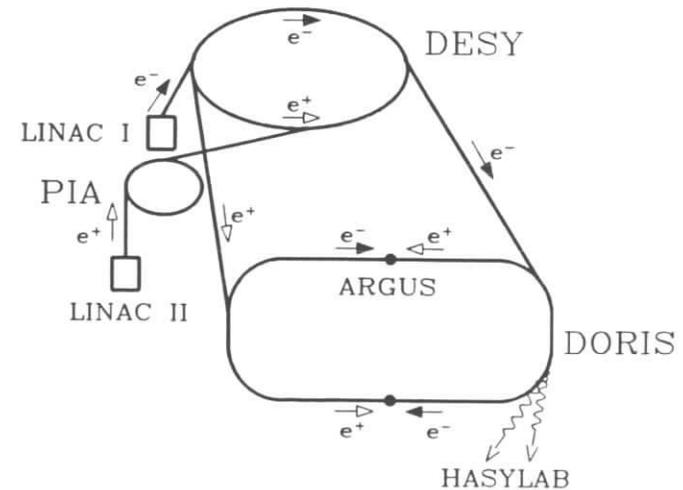


Abbildung 3.1: Der Speicherring DORIS II

Die Gesamtanlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Elektronen werden im Linearbeschleuniger LINAC I auf etwa 50 MeV beschleunigt und dann in das Synchrotron DESY II injiziert. Die Positronen entstehen bei Konversion hochenergetischer Bremsstrahlungspotonen, die durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen erzeugt

wurden. Nach einer Zwischenspeicherung im Positron Intermediate Accumulator PIA werden sie mit einer Energie von 450 MeV ebenfalls in das Synchrotron eingeleitet. Im DESY II werden die Elektronen und Positronen auf ihre endgültige Energie von etwa 5 GeV beschleunigt und in DORIS II injiziert, wo nur noch Energieverluste durch Synchrotronstrahlung ausgeglichen werden müssen.

In einer der beiden Wechselwirkungszonen steht der Detektor ARGUS, in der anderen stand bis in das Jahr 1986 der Crystal-Ball-Detektor. Die Synchrotronstrahlung wird im Hamburger Synchrotron Labor HASYLAB ausgenutzt.

3.2 Der ARGUS-Detektor

Der ARGUS-Detektor [8] wurde 1982 als ein universeller Detektor für e^+e^- -Physik bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV, dem Energiebereich der Υ -Resonanzen, in Betrieb genommen.

ARGUS ist ein zylindersymmetrisches Magnetspektrometer (Abb. 3.2). Normalleitende Spulen erzeugen ein soleonoidales Magnetfeld von 0.8 T. Kompensationsspulen dienen dazu, Einflüsse des Magnetfeldes auf die Wirkung der sogenannten Mini-Beta-Quadrupole, die zur Strahlfokussierung in den Detektor integriert wurden, auszugleichen.

Die innersten aktiven Komponenten sind die Vertex-Driftkammer und die zentrale Driftkammer. Diese zentrale Driftkammer hat eine Länge von 2 m, einen Innendurchmesser von 0.3 m und einen Außendurchmesser von 1.76 m. Ihre 5940 Signal- und 24588 Potentialdrähte bilden 5940 Driftzellen mit einem Querschnitt von $(18.0 \times 18.8) \text{ mm}^2$. Die Driftzellen werden in 36 konzentrischen Lagen angeordnet, wobei nur bei 18 dieser Lagen, den 0°-Lagen, die Signaldrähte tatsächlich parallel zur Strahlachse sind. Jede zweite Lage ist eine Stereolage, deren Signaldrähte einen kleinen Winkel von $\pm(40 - 80) \text{ mrad}$ zur Strahlachse bilden. Mit dieser Anordnung kann auch die Komponente in Strahlrichtung, d.h. die z-Komponente einer Spur bestimmt werden. Die Kammer wird mit einem Gemisch aus etwa 97% Propan und 3% Methylal und einer Beimischung von 0.2% Wasserdampf betrieben. Aus der Krümmung der Spur läßt sich der Transversalimpuls, bei Kenntnis der z-Komponente der Spur der Gesamtimpuls bestimmen. Der relative Fehler beträgt:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{0.01 + 0.01p} [\text{GeV}/c] \quad (3.1)$$

Außerdem läßt sich über die von den Drähten absorbierte Ladung der Energieverlust dE/dz mit einem relativen Fehler von ca. 5% ermitteln.

Zwischen der Driftkammer und dem Strahlrohr befand sich seit 1985 die **Vertex-Driftkammer**. Sie hatte eine Länge von 1 m mit 10 cm Innen- und 28 cm Außendurchmesser. Ihre 594 Signal- und 1412 Potentialdrähte bildeten hexagonale Driftzellen mit einem Durchmesser von 4.5 mm. Dabei waren alle Drähte parallel zur Strahlachse. Durch die Vertexkammer konnte die Rekonstruktion der Spuren verbessert werden, was eine höhere Orts- und Impulsaufösung ermöglichte. Diese Vertexkammer wurde 1990 durch eine sogenannte Mikrovertexkammer [9] ersetzt, die zu weiteren Verbesserungen führen soll.

Nach außen schließt sich an die Driftkammer das **Time of flight (TOF) System** an, das zur Bestimmung der Flugzeit geladener Teilchen bestimmt dient. Es besteht

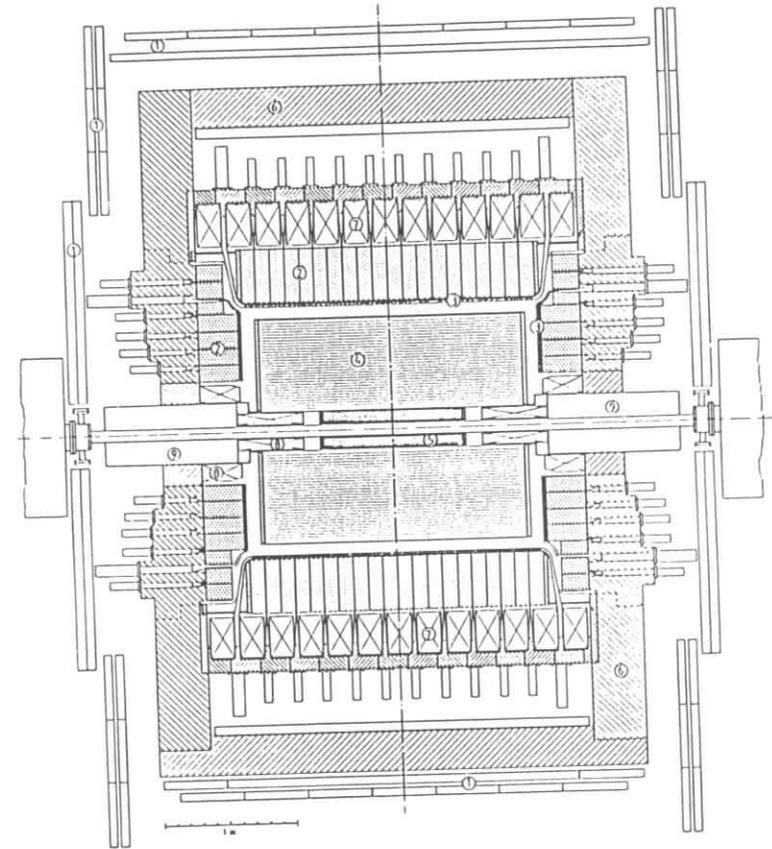


Abbildung 3.2: Der ARGUS-Detektor (Schnitt parallel zur Strahlachse): (1) Myonkammern, (2) Schauerzähler, (3) Flugzeitzähler, (4) Driftkammer, (5) Vertexkammer, (6) Eisenjoch, (7) Magnetspule, (8) Kompensationsspulen, (9) Mini-Beta-Quadrupole

aus 160 Szintillationszählern, von denen sich 64 auf dem Zylindermantel, dem *barrel* und 96 an den Stirnseiten, den *end caps* befinden. Die Signale werden über Lichtleiter auf Photomultiplier geführt, die sich außerhalb des magnetischen Feldes befinden. Die erreichte Zeitauflösung beträgt 220 μs .

Unmittelbar hinter dem Flugzeitsystem und noch innerhalb der Magnetspule befindet sich das **elektromagnetische Kalorimeter**. Es besteht aus 20 Ringen mit je 64 Zählern im Barrelbereich und je 5 Ringen mit insgesamt 240 Zählern an den Stirnseiten. Die einzelnen Zähler bestehen aus abwechselnd angeordneten 5 mm dicken Szintillatorplatten und Bleiplatten, deren Dicke im Barrelbereich 1 mm, im Endcapbereich dagegen 1.5 mm beträgt. Der Länge jedes Zählers entsprechen 12.5 Strahlungslängen. Über Wellenlängenschieber und Lichtleiter können die Signale aus den Szintillatorplatten mit Photomultipliern außerhalb des Magnetfeldes ausgelesen werden. Die erreichte Energieauflösung beträgt im Barrelbereich:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (3.2)$$

und im Bereich der *end caps*:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (3.3)$$

Photonen können noch mit einer Energie von 50 MeV effektiv nachgewiesen werden.

Die äußerste Komponente des ARGUS Detektors sind die 218 **Myonkammern**, bestehend aus je 8 Proportionalzählern, die in 3 Lagen den Detektor umgeben. Dabei befindet sich die erste Lage zwischen Magnetspule und Eisenjoch, während die beiden anderen den Detektor nach außen abschließen. Die Spule und das Eisenjoch bilden somit einen zweistufigen Hadronabsorber, dessen Dicke 5.5 Absorptionslängen entspricht.

3.3 Der Trigger

Die Umlauffrequenz der Elektron- und Positronpakete beträgt bei DORISII 1 MHz. Daher muß innerhalb einer Zeit von 1 μs entschieden werden, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll. Bei ARGUS wird diese Entscheidung in zwei Stufen getroffen: In der ersten Stufe, dem *Pretrigger*, wird aufgrund schnell zugänglicher Informationen der Schauer- und Flugzeitähler innerhalb von 0.3 μs eine Vorauswahl getroffen und die Ereignisrate auf 100 Hz reduziert. In der zweiten Stufe, dem *Little Track Finder (LTF)*, wird das Muster der in der Driftkammer angesprochenen Drähte mit ca. 2000 vorgegebenen Masken verglichen, um mögliche Teilchenspuren zu erkennen. Kann auf diese Weise eine zuvor festgelegte Anzahl von Spurkandidaten gefunden werden, so wird das Ereignis aufgezeichnet.

Es werden 4 verschiedene Triggerkombinationen benutzt:

Total Energy Trigger (ETOT) Der Detektor wird durch eine Ebene, die senkrecht zur Strahlachse durch den nominellen Wechselwirkungspunkt verläuft, in zwei Hemisphären aufgeteilt. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn die in den Schauerzählern deponierte Energie in jeder Hemisphäre 700 MeV überschreitet. Dabei ist es nicht von Belang, ob im LTF Spurkandidaten gefunden werden.

High Energy Shower Trigger (HESH) Triggerbedingung ist, daß in einer von insgesamt 16 sich überlappenden Schauerzählergruppen des Barrelbereichs eine Energie von mehr als 1 GeV deponiert wird. Außerdem muß durch den Little Track Finder mindestens ein Spurkandidat gefunden werden.

Charged Particle Pretrigger (CPPT) Akzeptiert werden Ereignisse mit mindestens je einer geladenen Spur pro Hemisphäre. Dabei wird eine geladene Spur durch das gleichzeitige Ansprechen einer TOF-Zähler-Gruppe und der sie überdeckenden Schauerzählergruppe definiert. Des weiteren soll die in der zweiten Triggerstufe bestimmte Anzahl von Spurkandidaten mindestens 2 betragen.

Coincidence Matrix Trigger (CMT) Gefordert werden zwei Spuren mit entgegengesetzten Azimutwinkeln, die aber in der gleichen Hemisphäre liegen können. Die Spurdefinition entspricht derjenigen beim CPPT. Ebenso wie beim CPPT müssen auch bei dem Coincidence Matrix Trigger durch den LTF mindestens 2 Spurkandidaten gefunden werden.

Mit diesen vier Triggertypen, die im allgemeinen parallel verwandt werden, beträgt die typische Triggerrate unmittelbar nach einer Neufüllung des DORISII-Speicherringes 10 Hz.

3.4 Die Erfassung und Verarbeitung der Daten

Die Signale akzeptierter Ereignisse werden digitalisiert und in den Experimentrechnern strukturiert. Dann werden die Daten der zentralen IBM-Anlage des DESY-Rechenzentrums übermittelt, wo sie schließlich auf die sogenannten EXDATA-Magnetbänder geschrieben werden.

Diese Rohdaten werden vom ARGUS-Analyseprogramm weiterverarbeitet. Dabei werden zunächst aus den Driftkammerinformationen die geladenen Spuren rekonstruiert. Dann wird versucht, den Schauerzählergruppen, in denen Energie deponiert wurde, geladene Spuren zuzuordnen. Gelingt dies bei einer Schauerzählergruppe nicht, wird angenommen, daß deren Energiedeposition von einem Photon stammt. Zur Identifikation geladener Teilchen wird der gemessene Energieverlust dE/dx mit den teilchenspezifischen theoretischen Werten verglichen. Außerdem wird die gemessene Flugzeit den bei bekanntem Impuls, Fluglänge und Teilchenmasse vorhergesagbaren Werten gegenübergestellt. Aus beiden Vergleichen lassen sich χ^2 -Hypothesen aufstellen, ob die untersuchte Spur von einem Elektron, Myon, Pion, Kaon oder Proton stammt. Darüberhinaus können Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter, Myonen in den Myonkammern nachgewiesen werden. Die Ergebnisse der Rekonstruktion werden zusammen mit den Rohdaten auf den EXPDST-Bändern festgehalten.

Um die Zahl der zu analysierenden Daten zu verringern, werden die Ereignisse einer Vorselektion unterzogen. Auf die EXMUHA-Bänder werden nur Ereignisse übertragen, die einer der beiden folgenden Bedingungen genügen:

- Es gibt mindestens 3 geladene Spuren, die ihren Ursprung in einem gemeinsamen Vertex haben. Dabei muß der Abstand des Vertex von dem nominellen Wechsel-

wirkungspunkt in Strahlrichtung kleiner als 6 cm, in radialer Richtung kleiner als 1.5 cm sein.

oder

- Die Anzahl geladener Spuren, die keinen gemeinsamen Ursprung haben müssen, ist größer oder gleich 3, und die gesamte in den Schauerzählern deponierte Energie übersteigt 1.7 GeV.

Mit diesen Kriterien werden Untergrundereignisse durch kosmische Strahlung nahezu vollständig verworfen. Darüberhinaus wird der Anteil an Bhabha- und μ -Paar-Ereignisse sowie an Ereignissen durch Wechselwirkungen des Strahls mit Restgasatomen oder der Strahlrohrwand stark reduziert.

3.5 Die Detektorsimulation

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für spezielle Reaktionen zu untersuchen, ist es notwendig, sogenannte Monte-Carlo Methoden zu benutzen.

Dabei wird zunächst die Erzeugung der Ereignisse in einem Generatorprogramm mit geeigneten Modellen simuliert. Im Detektorsimulationsprogramm SIMARG, welches auf dem CERN-Programm GEANT beruht, wird der gesamte Aufbau des Detektors mit allen verwandten Materialien parametrisiert und eine Simulation der Wechselwirkungen von Teilchen mit der Detektormaterie ermöglicht. Ausgehend von den im Ereignisgenerator festgelegten Anfangsimpulsen können somit einerseits die Bahnen der Teilchen, andererseits die für die Rekonstruktion benötigten Größen bestimmt werden. Die so erhaltenen Rohdaten werden wie die Daten wirklicher Ereignisse rekonstruiert.

Es besteht die Möglichkeit, mit den rekonstruierten Daten in einem Trigger-Simulationsprogramm jedem Ereignis die Wahrscheinlichkeit, vom Trigger akzeptiert zu werden, zuzuordnen.

Anschließend können die Monte-Carlo-Daten ebenso behandelt werden wie tatsächlich gemessene. Jedoch sind zusätzlich die gesamten Informationen über die generierten Ausgangszustände verfügbar.

Kapitel 4

Die Bestimmung der integrierten Luminosität

4.1 Die Luminosität

Die Luminosität \mathcal{L} ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Ereignisrate und dem Wirkungsquerschnitt eines Prozesses:

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (4.1)$$

Dieser Proportionalitätsfaktor hängt nur von den Eigenschaften des Speicherrings ab:

$$\mathcal{L} = \nu \cdot n \cdot \frac{N^{e^+} \cdot N^{e^-}}{A} \quad (4.2)$$

Dabei ist n die Anzahl der Teilchenpakete, die gleichzeitig im Speicherring umlaufen, ν die Umlauffrequenz, N^{e^+} und N^{e^-} die Anzahl von Elektronen und Positronen in einem Teilchenpaket und A der Querschnitt der Teilchenpakete. Die Unsicherheiten bei der Messung dieser Größen sind allerdings zu groß, als daß mit ihnen eine präzise Bestimmung der Luminosität möglich wäre.

Stattdessen wird die Luminosität gemäß $\mathcal{L} = \dot{N}/\sigma$ über die Ereignisrate einer Reaktion mit berechenbarem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Diese Eichreaktion sollte eine klare experimentelle Signatur haben, die Fehlidentifikationen weitgehend ausschließt. Außerdem sollte der Wirkungsquerschnitt möglichst groß sein, um einen kleinen statistischen Fehler zu gewährleisten. Prozesse, die diese Forderungen erfüllen, sind die Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, die Myonpaarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und die Erzeugung reeller Photonen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Der in den Analysen benötigte Wert ist jedoch nicht der Proportionalitätsfaktor zwischen Ereignisrate und Wirkungsquerschnitt, sondern derjenige zwischen der Anzahl gesuchter Ereignisse in einer Datenmenge und dem Wirkungsquerschnitt. Dieser Proportionalitätsfaktor $L = N/\sigma$ ergibt sich formal durch Integration der Luminosität über die Meßzeit, in der die Datenmenge erzeugt wurde:

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (4.3)$$

Praktisch wird diese als integrierte Luminosität bezeichnete Größe über die Anzahl von Ereignissen einer Eichreaktion bestimmt.

4.2 Die Bestimmung der integrierten Luminosität bei ARGUS

Bei ARGUS wird die integrierte Luminosität mit Hilfe der Bhabhastreuung mit Streuwinkeln größer 41.6° bestimmt [10]. In niedrigster Ordnung QED trägt zu diesem Prozeß neben dem schon in Abschnitt 2.1 beschriebenen Annihilationsgraph noch ein Austauschgraph bei.

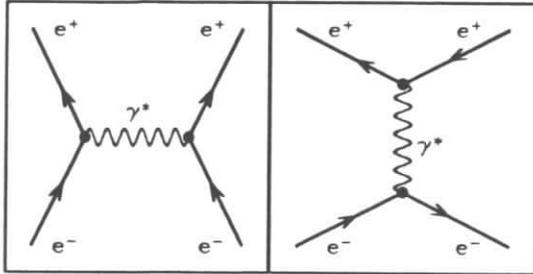


Abbildung 4.1: Graphen niedrigster Ordnung bei Bhabhastreuung

Bei Vernachlässigung der Elektronenmasse ergibt sich als differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \cdot \left(\frac{3 + \cos^2 \theta}{1 - \cos \theta} \right)^2 \quad (4.4)$$

Für die Luminositätsbestimmung werden die Korrekturen zu diesem Wirkungsquerschnitt durch Graphen einschließlich 3. Ordnung berechnet. Einflüsse durch Prozesse noch höherer Ordnung werden als vernachlässigbar klein angesehen.

Bhabha-Ereignisse haben eine klare experimentelle Signatur:

- Der Öffnungswinkel zwischen der Spur des Positrons und derjenigen des Elektrons ist in der Regel selbst nach Abstrahlung eines Photons bei einem Prozeß höherer Ordnung groß.
- Die Anzahl geladener Spuren ist klein. Zwei Spuren stammen von dem primären Elektron-Positron-Paar. Zu einer Erhöhung der Anzahl der Spuren kann es durch die Konversion eines abgestrahlten Photons kommen.
- Im Gegensatz zu Myonen und Hadronen deponieren Elektronen nahezu ihre gesamte Energie in den Schauerzählern. Somit sind typische Bhabhaereignisse durch zwei einander diametral gegenüberstehende Bereiche hoher Energiedeposition gekennzeichnet.

Bei ARGUS werden zur Selektion von Bhabha-Ereignissen zwei unterschiedliche Selektionsalgorithmen benutzt. Im ersten Algorithmus wird gefordert:

- Ereignisse mit mindestens 2, höchstens 4 geladenen Spuren
- Genau 2 dieser geladenen Spuren sollen folgenden Bedingungen genügen:

- Der Betrag des Impulses jeder Spur soll zwischen 1 GeV und 9 GeV liegen.
- Die Energiedeposition in den Schauerzählern soll jeweils 0.6 GeV übersteigen.
- Die Winkel zwischen den Spuren und der Strahlachse müssen größer sein als 41.6° .
- Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Spuren soll 165° überschreiten.
- Die Ladungen der beiden Spuren müssen unterschiedliche Vorzeichen haben.

Dieser Selektionsalgorithmus hängt empfindlich von den Operationsbedingungen der Driftkammer ab, die gewissen Schwankungen unterworfen sind. Um eine stabile Selektion zu ermöglichen, wurde daher ein zweiter Algorithmus entwickelt, der vor allem auf Informationen der Schauerzähler beruht. Verlangt wird:

- Zwei Bereiche mit Energiedepositionen jeweils größer als 1.2 GeV im Barrelbereich der Schauerzähler, die sich in Analogie zum Öffnungswinkelschnitt des ersten Algorithmus in gewissen Grenzen diametral gegenüberstehen sollen.
- Es darf in den Schauerzählern keine weiteren Bereiche geben, deren Energiedepositionen 200 MeV überschreitet.
- Die Anzahl geladener Spuren soll mindestens 2, höchstens 5 betragen.
- Zumindest eine geladene Spur soll folgenden Bedingungen genügen:
 - Sie soll einen Impuls zwischen 1 GeV und 9 GeV haben.
 - Der Winkel zur Strahlachse soll größer sein als 41.6° ,
 - Die Spur stammt aus einem zylindrischen Volumen um dem Wechselwirkungspunkt mit einem Radius von 2 cm und einer Ausdehnung in Strahlrichtung von 6 cm .
 - Zu dieser Spur soll eine zweite Spur gefunden werden, deren Azimutwinkel um $(180 \pm 45)^\circ$ von demjenigen der ersten Spur verschieden ist.

Bei einer einwandfreien Funktion der Driftkammer werden 96% der durch den zweiten Algorithmus akzeptierten Ereignisse auch durch den ersten selektiert. Bei schlechten Operationsbedingungen kann sich dieser Anteil um mehrere Prozentpunkte vermindern.

Von diesen Schnitten werden 77% der generierten Monte-Carlo Bhabha-Ereignisse akzeptiert. Der Anteil der Untergrundereignisse beträgt nach der Selektion etwa 0.1% . Die integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ergibt sich schließlich aus der Anzahl N akzeptierter Ereignisse gemäß:

$$L(s) = \frac{N \cdot s}{11.36 \text{ nb} \cdot (10 \text{ GeV})^2} \quad (4.5)$$

Aus den Unsicherheiten bei der Berechnung des Bhabha-Wirkungsquerschnitts und dem systematischen Fehler bei der Selektion ergibt sich insgesamt ein systematischer Fehler von 1.8% .

In der Datenmenge, die der R -Messung zugrunde liegt, werden $N = 107369$ Bhabha-Ereignisse gefunden, was bei der Energie von 9.36 GeV einer integrierten Luminosität von 8265.9 nb^{-1} entspricht. Der statistische Fehler berechnet sich aus $(1/\sqrt{N})$ zu 0.3% . In Abbildung 4.2 werden die $\cos \theta$ - und die Impulsverteilungen der Positronen aus selektierten Bhabha-Ereignissen mit denen aus Monte-Carlo Bhabha-Ereignissen verglichen. Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Kapitel 5

Die Datenselektion

5.1 Die Datenmenge

In dieser Arbeit soll R bei einer Schwerpunktsenergie bestimmt werden, die nicht der Ruheenergie einer Resonanz entspricht. Die bei ARGUS aufgezeichneten Daten ermöglichen somit eine R -Bestimmung bei $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$, also einer Energie unterhalb der Ruhemasse der $\Upsilon(1s)$ -Resonanz, und bei $\sqrt{s} = 10.45 \text{ GeV}$, einer Energie zwischen den Ruhemassen der $\Upsilon(3s)$ - und der $\Upsilon(4s)$ -Resonanz. Bei der Elektron-Positron Annihilation mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.45 \text{ GeV}$ kann es zur Erzeugung von Υ -Resonanzen kommen, wenn die nach Emission eines Bremsstrahlungsfotons verminderte Schwerpunktsenergie der Ruhemasse einer Resonanz entspricht. Eine Berücksichtigung dieser Resonanzenerzeugung bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen und der Akzeptanzbestimmung führt zu Unsicherheiten, die durch die in der vorliegenden Arbeit erfolgte Beschränkung auf Daten mit $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$ umgangen werden. Auf den EXMUHA-Bändern (vgl. Abschnitt 3.4) befinden sich etwa 50000 Ereignisse mit dieser Energie, wovon jedoch (30 – 40)% Untergründereignisse sind.

Die Bestimmung der Anzahl hadronischer Ereignisse erfolgt gemäß (1.4) durch Subtraktion der Anzahl an Untergründereignissen von der Anzahl selektierter Ereignisse und der Division durch die Nachweiswahrscheinlichkeit oder Akzeptanz:

$$N = \frac{N^{\text{akt}} - N^{\text{bgr}}}{\epsilon}$$

Dabei kann der Anteil an Untergründereignissen bei einigen Ereignisklassen nur mit großen relativen Fehlern bestimmt werden. Insofern ist es zweckmäßig, die absolute Anzahl dieser Untergründereignisse durch zusätzliche Selektionsbedingungen zu verringern. Allerdings ist zu beachten, daß sich diese zusätzlichen Selektionsbedingungen nur auf solche Größen beziehen sollten, die von den für die Akzeptanzbestimmung benutzten Monte-Carlo-Daten gut simuliert werden können.

Im folgenden Abschnitt sollen die Charakteristika der verschiedenen Untergrundprozesse beschrieben werden. Danach werden die zusätzlichen Selektionsbedingungen erläutert und die Anzahl der gleichwohl selektierten Untergründereignisse abgeschätzt.

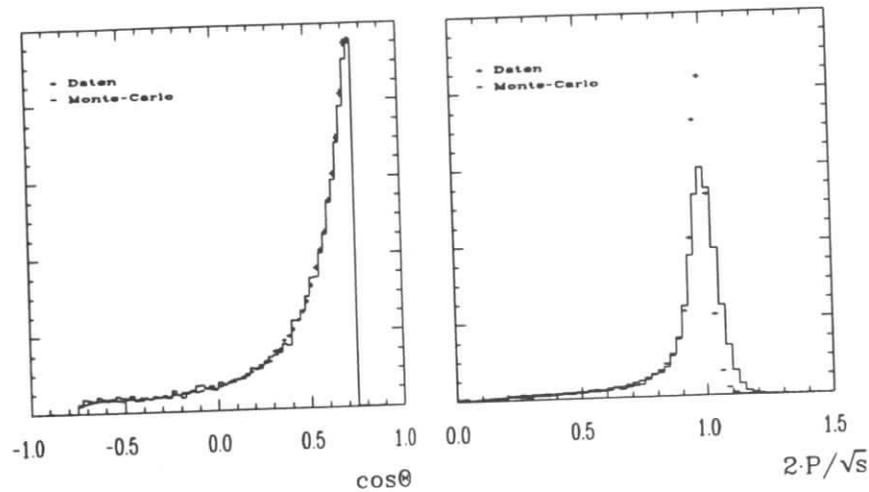


Abbildung 4.2: $\cos\theta$ - und Impulsverteilung von Positronen aus Monte-Carlo Daten und den für die Luminositätsbestimmung bei der R -Bestimmung selektierten Bhabha-Ereignissen: Die $\cos\theta$ -Verteilungen stimmen gut miteinander überein, bei den Impulsverteilungen treten bei hohen Impulsen Diskrepanzen auf. Für die Qualität der Luminositätsbestimmung ist jedoch nur die gute Übereinstimmung bei niedrigen Impulsen ausschlaggebend.

5.2 Die Untergrundreaktionen

Strahl-Gas-Ereignisse Strahl-Gas-Ereignisse werden durch Reaktionen von Strahlteilchen mit den Kernen von Restgasatomen verursacht. Charakteristische Eigenschaften sind:

- Die gesamte gemessene Energie ist kleiner als die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} .
- Die Anzahl von Spuren ist gering.
- Der Vertex fällt nicht mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt zusammen.
- Es entstehen bevorzugt positive Teilchen.
- Der Gesamtimpuls ist unbalanciert, die Reaktionsprodukte fliegen vorzugsweise in Strahlrichtung.

Strahl-Wand-Ereignisse Von ihrer Sollbahn abweichende Strahlteilchen können mit der Strahlrohrwand kollidieren. Solche Ereignisse sind den Strahl-Gas-Ereignissen sehr ähnlich.

Zwei-Photon-Annihilation ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) Bei der Annihilation von Elektron und Positron in zwei hochenergetische Photonen wird ein virtuelles Elektron ausgetauscht.

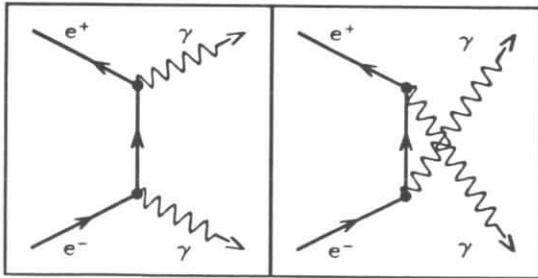


Abbildung 5.1: Graphen der Zwei-Photon-Annihilation

Die Photonen deponieren nahezu ihre gesamte Energie in den Schauerzählern. Geladene Spuren können nur durch Konversion der Photonen entstehen.

Bhabhastreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) Die Bhabhastreuung wurde schon in Abschnitt 4.2 beschrieben. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Reaktion sind:

- die geringe Anzahl von Spuren
- die große Energiedeposition in den Schauerzählern

Myonpaarerzeugung ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) Die Myonpaarerzeugung wird durch den Anihilationsgraphen (Abb.1.1) beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt ist deutlich kleiner als derjenige der Bhabhastreuung. Charakteristische Merkmale sind:

- zwei kollineare Spuren
- kaum Energiedeposition in den Schauerzählern
- Signale in den Myonkammern

Auch bei der Myonpaarerzeugung kann es, wie bei der Bhabhastreuung, zu einer Erhöhung der Anzahl der Spuren durch Konversion eines abgestrahlten Photons kommen. Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse vernachlässigbar klein.

Taupaarzeugung ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) Ebenso wie die Myonpaarerzeugung ist auch die Taupaarzeugung ein Anihilationsprozess. Die beiden τ -Leptonen zerfallen noch im Strahlrohr in jeweils mindestens ein Neutrino und eine ungerade Zahl — bevorzugt 1 oder 3 — geladener Teilchen. Die nicht beobachtbaren Neutrinos tragen einen Teil der Energie fort, so daß die gesamte gemessene Energie von $\tau^+\tau^-$ kleiner als die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} sein muß.

Photon-Photon-Reaktionen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$) In den $\gamma\gamma$ -Prozessen strahlen die einlaufenden Leptonen virtuelle Photonen ab, die in der eigentlichen $\gamma\gamma$ -Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X$ miteinander wechselwirken.

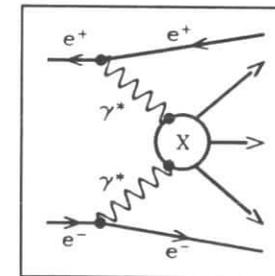


Abbildung 5.2: Graph der Photon-Photon-Reaktionen

Die Elektronen und Positronen werden bei diesen Reaktionen zumeist nur schwach abgelenkt, geben dabei wenig Energie ab und verlassen den Detektor durch das Strahlrohr. Die Energien der abgestrahlten Photonen sind im allgemeinen verschieden, so daß sich das Schwerpunktsystem der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X$ entlang der Strahlachse bewegt. Damit ergeben sich als Charakteristika von $\gamma\gamma$ -Reaktionen:

- Die gesamte gemessene Energie ist klein.
- Der Gesamtimpuls ist stark unbalanciert.
- Der Transversalimpuls ist klein.

Außerdem ist in den meisten Ereignissen die Anzahl der Spuren gering.

5.3 Die Selektion

Durch den Multiplizitätsschnitt der Vorselektion (Abschnitt 3.4), also der Forderung nach mindestens 3 geladenen Spuren, werden die Ereignisse der Höhenstrahlung, der Myonpaarerzeugung und der Zwei-Photon-Annihilation nahezu vollständig verworfen. Auch wird die Anzahl von Ereignissen der Bhabhastreueung stark reduziert. Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt für radiative Bhabhaereignisse, bei denen ein energiereiches Photon emittiert wird, so groß, daß diese Ereignisse eine wichtige Untergrundquelle darstellen. Durch die Vorselektion wird außerdem ein großer Anteil der anderen Untergrundereignisse verworfen. Bei der Bestimmung der Anzahl von Untergrundereignissen (Abschnitt 5.4) läßt sich grob abschätzen, daß von den 48751 betrachteten vorselektierten Ereignissen noch 35.7% aus Untergrundprozessen stammen:

- 14.1% $\gamma\gamma$ -Ereignisse
- 14.0% (radiative) Bhabhaereignisse
- 2.6% Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse
- 5.0% $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse

Ein Charakteristikum aller Untergrundereignisse ist ihre im Vergleich zu hadronischen Ereignissen kleine mittlere Multiplizität. Daher wäre es möglich, durch eine Verschärfung des Multiplizitätsschnitts der Vorselektion den Anteil der Untergrundereignisse deutlich zu reduzieren. Jedoch ist die Multiplizität eine Größe, die von den Monte-Carlo-Daten nur mit erheblichen Unsicherheiten simuliert werden kann. Um einen möglichst kleinen Fehler bei der Akzeptanzbestimmung zu gewährleisten, wird daher auf einen verschärften Multiplizitätsschnitt verzichtet. Stattdessen werden an die Daten zwei Selektionsbedingungen gestellt, die im folgenden als "Parabelschnitt" und "Bhabhaschnitt" bezeichnet werden:

Der Parabelschnitt

Der Parabelschnitt dient der Reduzierung des Anteils an Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen. Dazu wird ausgenutzt, daß die gesamte gemessene Energie dieser Ereignisse im allgemeinen klein und der Gesamtimpuls häufig unbalanciert ist. Also wird die auf die Schwerpunktsenergie normierte Impulssumme aller geladenen und neutralen Reaktionsprodukte

$$P_{\text{sum}} = \sum_i |p_i|/\sqrt{s} \quad (|p_i| : \text{Impulsbetrag des Teilchens } i)$$

bei diesen Untergrundereignissen kleiner als bei hadronischen Ereignissen sein. Die Summe der z-Komponenten aller Impulse

$$P_z = \sum_i p_{z,i}/\sqrt{s} \quad (p_{z,i} : z\text{-Komponente des Impulses von Teilchen } i)$$

sollte bei vielen Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen im Gegensatz zu hadronischen Ereignissen deutlich von Null abweichen. In Abbildung 5.3 sind die Größen P_{sum} und P_z für die Daten sowie für $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Daten gegeneinander aufgetragen. Der

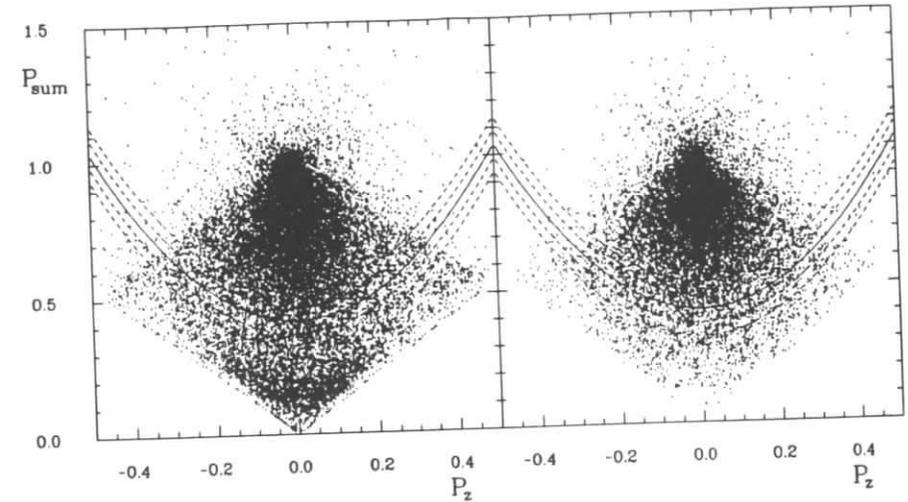


Abbildung 5.3: P_z - P_{sum} -Verteilung von Daten (links) und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Daten (rechts). Die nur in den Daten auftretende Häufung von Einträgen unterhalb der eingezeichneten Parabeln sind auf Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und $\gamma\gamma$ -Ereignisse zurückzuführen. Die eingezeichneten Parabeln verdeutlichen die Selektionsbedingung (durchgezogene Linie) und ihre Variation (gestrichelt).

Großteil der hadronischen Ereignisse befindet sich oberhalb der dort eingezeichneten Parabel, so daß als Selektionsbedingung gefordert wird:

$$P_{\text{sum}} > 0.415 + 2.5 \times P_z^2 \quad (5.1)$$

Diese Bedingung wird zur Prüfung der Konsistenz der Analyse in der in Abbildung 5.3 angedeuteten Weise variiert (vgl. Abschnitt 7.1)

Der Bhabhaschnitt

Zur Verminderung des Anteils an radiativen Bhabhaereignissen wird ein von K.Reim [11] eingeführtes Verfahren benutzt, welches zwei wesentliche Eigenschaften dieser Ereignisse ausnutzt.

Als erstes Kriterium zur Unterscheidung zwischen Bhabhaereignissen und hadronischen Ereignissen kann die von dem Ereignis deponierte Schauerenergie herangezogen werden. Während in Bhabhaereignissen zwei Teilchen mit hohen Impulsen nahezu ihre gesamte Energie in den Schauerzählern deponieren, beträgt die Energiedeposition hadronischer Teilchen nur einen Bruchteil ihrer Energie. Somit ist die gesamte in den Schauerzählern deponierte Energie $E_{\text{sh}}^{\text{tot}}$ ein geeignetes Unterscheidungsmerkmal. Die Trennung der beiden Ereignisklassen kann noch verbessert werden, wenn anstatt der gesamten deponierten Energie $E_{\text{sh}}^{\text{tot}}$ nur die von den beiden Teilchen mit den höchsten Impulsen deponierte Schauerenergie $E_{\text{sh}}^{1,2}$ betrachtet wird. Bei hadronischen Ereignis-

sen ist dieser Wert $E_{\text{sh}}^{1,2}$ merklich kleiner als $E_{\text{sh}}^{\text{tot}}$, wogegen bei Bhabhaereignissen der Unterschied nur geringfügig ist.

Das zweite Kriterium zur Trennung von Bhabhaereignissen und hadronischen Ereignissen beruht auf den unterschiedlichen Ereignistopologien. Das bei einem radiativen Bhabhaereignis emittierte Photon wird bevorzugt unter einem kleinen Winkel zur Bewegungsrichtung des Elektrons oder Positrons abgestrahlt. Da aus kinematischen Gründen kleine Öffnungswinkel zwischen den beiden Konversionsteilchen bevorzugt sind, werden ihre Spuren zusammen mit der Spur des Leptons, welches das konvertierte Photon emittierte, innerhalb eines Kegels mit kleinem Öffnungswinkel liegen. Diesem Kegel entgegengesetzt befindet sich die Spur des zweiten Leptons. Bei hadronischen Ereignissen fragmentieren die primären Quarks in zwei Jets. Jedes dieser Teilchenbündel besitzt einen Kegel als Einhüllende. Allerdings sind die Öffnungswinkel dieser Kegel deutlich größer, als diejenigen der Kegel, die bei radiativen Bhabhaereignissen das hochenergetische Lepton und die beiden Konversionsteilchen einschließen.

Diese unterschiedlichen Ereignistopologien führen zu unterschiedlichen Werten für einen Winkel α , der wie folgt bestimmt wird:

- zunächst werden für jede Spur S_k die Winkel $\delta_{k,i}$ ($k \neq i$) berechnet, die sie mit sämtlichen anderen Spuren S_i einschließt.

- Von diesen Winkeln $\delta_{k,i}$ wird der kleinste ausgewählt,

$$\delta_k = \min_i \delta_{k,i}$$

so daß jeder Spur S_K der Winkel δ_k zu ihrer nächsten Nachbarspur zugeordnet ist.

- Aus diesen kleinsten Winkeln zu einer Nachbarspur wird der größte bestimmt:

$$\alpha = \max_k \delta_k$$

Aus den schematisierten Darstellungen eines radiativen Bhabha- und eines Zwei-Jet-Ereignisses in Abbildung 5.4 wird deutlich, daß der Winkel α in dem ersten Ereignistyp nur wenig kleiner 180° , in typischen $q\bar{q}$ -Ereignisse aber um 40° ist.

Allerdings ergeben sich bei doppelt radiativen Bhabhaereignissen, in denen beide Leptonen ein konvertierendes Photon abstrahlen, für den Winkel α Werte, die nur wenig größer als 0° sind. Um auch diese doppelt radiativen Bhabhaereignisse zu verwerfen, wird die Suche nach den kleinsten Winkeln zu einer Nachbarspur auf Winkel größer 14° beschränkt:

$$\delta_k^* = \min_i (\delta_{k,i}, \delta_{k,i} > 14^\circ)$$

Anstatt α wird α^* betrachtet:

$$\alpha^* = \max_k \delta_k^*$$

Für hadronische Ereignisse ist $\alpha^* \approx \alpha$, da deren Jets bei Schwerpunktsenergien von ca. 10 GeV in der Regel größere Öffnungswinkel als 14° aufweisen. Dagegen ergeben sich bei doppelt radiativen Bhabhaereignissen, deren Spuren in sehr engen Kegeln liegen, für α^* Werte von nahezu 180° .

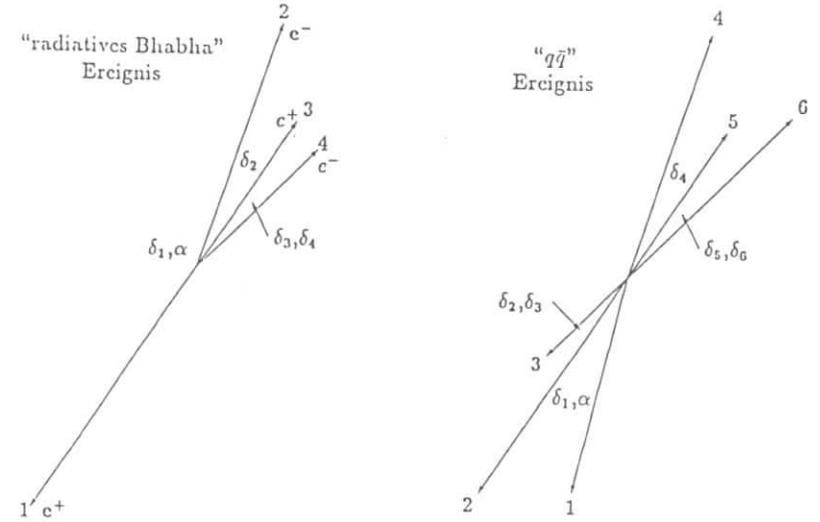


Abbildung 5.4: Schematische Darstellungen eines radiativen Bhabha- und eines hadronischen Ereignisses. Mit jeweils gleichen Nummern sind die Spuren und die Winkel δ_k zu ihren nächsten Nachbarspuren bezeichnet. Bei dem radiativen Bhabhaereignis ist der größte dieser Winkel $\alpha = \max_k \delta_k$ nahezu 180° , bei dem hadronischen Ereignis etwa 40° .

Die Unterschiede von radiativen Bhabha- und hadronischen Ereignissen in den Größen α^* und $E_{\text{sh}}^{1,2}$ führen zu folgender Forderung an die Daten:

$$1.7 \times \frac{E_{\text{sh}}^{1,2}}{\sqrt{s}} - 0.9 \times \cos \alpha^* \leq 0.63 \quad (5.2)$$

Veranschaulicht wird dieser Schnitt in Abbildung 5.5, in der $\cos \alpha^*$ und $E_{\text{sh}}^{1,2}$ gegeneinander aufgetragen sind. Außerdem ist in der Abbildung angedeutet, wie dieser Bhabha-schnitt verändert wurde, um die Konsistenz der Analyse zu prüfen.

Von den ursprünglich 48751 Ereignissen erfüllen 28968 diese beiden zusätzlichen Selektionsbedingungen. Die Akzeptanz für vorselektierte $q\bar{q}$ -Ereignisse beträgt 86%. Wie in dem folgenden Abschnitt gezeigt wird, verbleibt in den Daten ein Untergrundanteil von $(1.1 \pm 1.0)\%$ an $\gamma\gamma$ -Ereignissen und $(3.7 \pm 0.8)\%$ an $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen.

Die Wirkung der beiden Schnitte auf die Daten kann durch die Verteilung der Größe

$$S_{\text{pc}} = \sum_{i, \text{geladen}} |p_i|/\sqrt{s} + \sum_i E_{\text{sh},i}/\sqrt{s},$$

der auf die Schwerpunktsenergie normierte Summe der Impulse der geladenen und der Schauerenergien aller Teilchen veranschaulicht werden. Diese Größe ist für Bhabhaer-

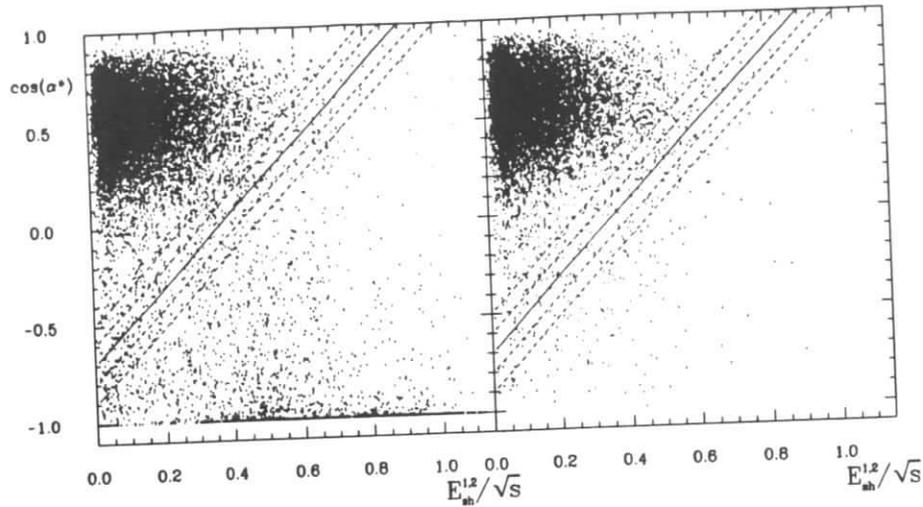


Abbildung 5.5: $\cos \alpha^* - E_{sh}^{1,2}$ -Verteilung von Daten (links) und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Daten (rechts). Die nur in den Daten auftretende Häufung von Einträgen mit großen Energiedepositionen in den Schauern und kleinen Winkeln α^* d.h. $\cos \alpha^* \approx 1$ sind auf radiative Bhabhaereignisse zurückzuführen. Die eingezeichneten Geraden verdeutlichen die Selektionsbedingung (durchgezogene Linie) und ihre Variation (gestrichelt).

eignisse deutlich größer als 1, da nahezu die gesamte Energie der Teilchen in den Schauern deponiert wird. Für Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und $\gamma\gamma$ -Ereignisse ist S_{pe} in der Regel deutlich kleiner als 1. In Abbildung 5.6 wird die Veränderung der Verteilung dieser Größe durch die Schnitte dargestellt.

Zum Abschluß dieses Abschnittes werden in Abbildung 5.7 die Verteilungen der für die Schnitte relevanten Größen vom Daten und von Monte-Carlo-Ereignissen miteinander verglichen.

5.4 Die Anzahl der Untergrundereignisse

Eine erste Abschätzung der Anzahl der in den Daten verbliebenen Untergrundereignisse basiert auf einem "eye scan", der Begutachtung der graphischen Darstellung von 974 Ereignissen einer 2%-Stichprobe der vorselektierten Daten. Durch die Möglichkeit, unterschiedliche Projektionen und Ausschnittsvergrößerungen zu wählen, lassen sich anhand der in Abschnitt 5.2 aufgeführten Merkmale hadronische Ereignisse und Ereignisse der Bhabhastreue, der Myonpaarerzeugung oder der Zwei-Photon-Annihilation sicher voneinander trennen. Dagegen ist eine Unterscheidung zwischen hadronischen Ereignissen und Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen sowie $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen zum Teil mit größeren Unsicherheiten verbunden. In der Stichprobe werden 666 hadronische Ereignisse, 134 Strahl-Gas-, Strahl-Wand- oder $\gamma\gamma$ -Ereignisse, 37 $\tau^+\tau^-$ -, 132 Bhabha- und

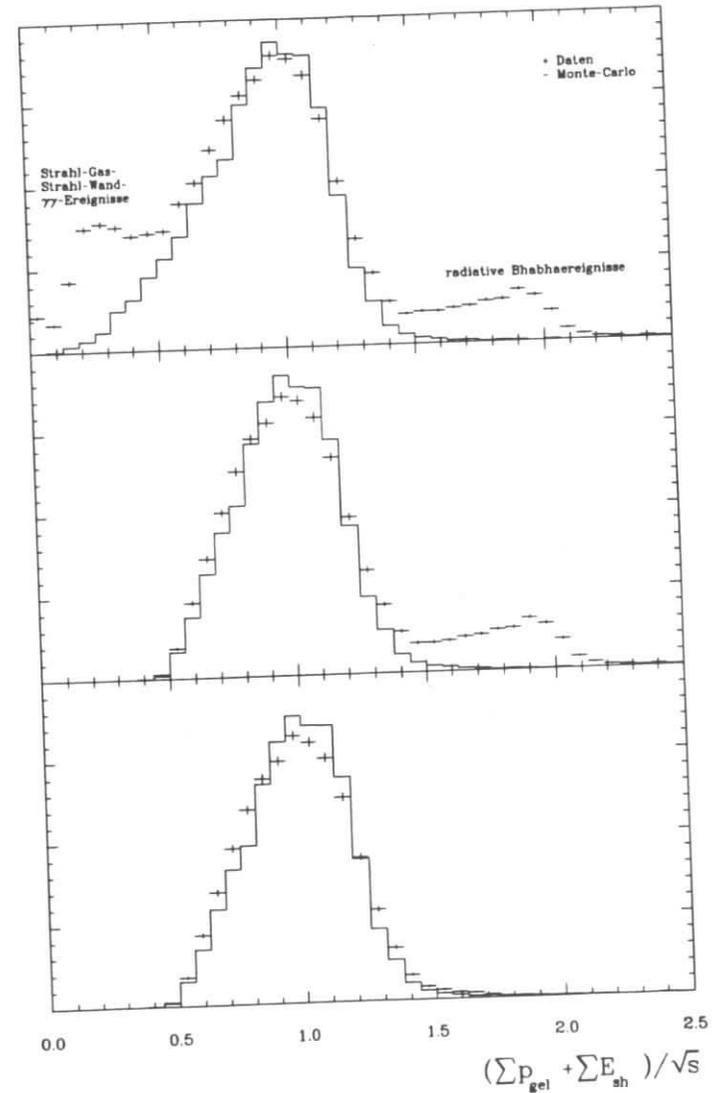


Abbildung 5.6: Verteilung der Summe der Impulse der geladenen und der Schauereenergien aller Teilchen, normiert auf die Schwerpunktsenergie. Oben: vor den Schnitten, mitte: nach dem Parabelschnitt, unten: nach beiden Schnitten. Zum Vergleich sind die Verteilungen einer Mischung aus $q\bar{q}$ - und $\tau^+\tau^-$ -Monte-Carlo-Ereignissen eingezeichnet.

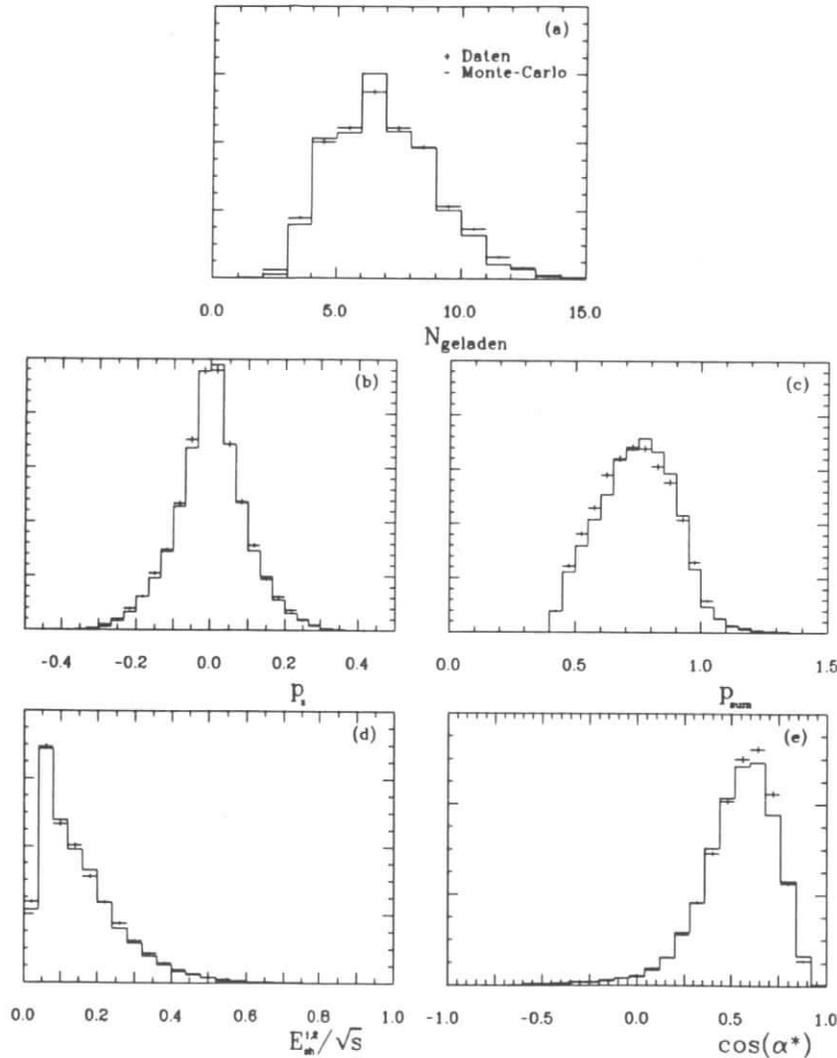


Abbildung 5.7: Verteilung der in den Schnitten benutzten Größen (nach den Schnitten): (a) Anzahl geladener Spuren, (b) normierte Summe der z-Komponenten der Impulse, (c) normierte Impulssumme, (d) Summe der Schauerenergien der beiden Spuren mit den höchsten Impulsen (e) größter Winkel zu einer nächsten Nachbarspur α^* . Verglichen werden jeweils die Verteilungen der Daten mit denen der Monte-Carlo-Ereignisse.

5 sonstige Ereignisse gefunden. Von diesen Ereignissen erfüllen 576 die nachfolgenden Selektionsbedingungen: 547 hadronische Ereignisse, 12 Strahl-Gas-, Strahl-Wand- oder $\gamma\gamma$ -Ereignisse und 17 Ereignisse der Taupaarerzeugung.

Daraus läßt sich ableiten, daß die Datenmenge nach der Selektion zu 2.1% aus Strahl-Gas-, Strahl-Wand- oder $\gamma\gamma$ -Ereignissen und zu 2.9% aus $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen besteht. Der Beitrag anderer Untergrundquellen ist vernachlässigbar klein, wie im Falle der Bhabhastreueung auch mit Monte-Carlo-Ereignissen bestätigt werden kann: Von 30173 generierten Bhabha-Ereignissen erfüllen 201 Ereignisse die Bedingungen der Vorselektion und keines die zusätzlichen Selektionskriterien.

Im folgenden soll der Untergrundanteil der Taupaarerzeugung, der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse sowie der $\gamma\gamma$ -Ereignisse genauer bestimmt werden.

Der Untergrundanteil an Ereignissen der Taupaarerzeugung

Die Anzahl N^τ der $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse in den Daten ergibt sich aus der integrierten Luminosität L , dem Wirkungsquerschnitt für die Taupaarerzeugung und der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ :

$$N^\tau = L \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \cdot \epsilon \quad (5.3)$$

Die Bestimmung der integrierten Luminosität ergibt $L = 8265.9 \text{ nb}^{-1}$ (vgl. Abschnitt 4.2). Der Wirkungsquerschnitt läßt sich als Produkt des Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung σ_0 mit den die Beiträge der Graphen höherer Ordnung beschreibenden Strahlungskorrekturen $(1 + \gamma)$ darstellen:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot (1 + \gamma)$$

Der Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung kann mit Gleichung (2.2) berechnet werden, wobei die Masse der Tau-Leptonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$ nicht vernachlässigt werden kann. Somit ergibt sich:

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = 0.991 \text{ nb}$$

Die Bestimmung der Strahlungskorrekturen wird in Abschnitt 6.1 beschrieben. Das Ergebnis ist:

$$(1 + \gamma) = 1.253$$

Die Akzeptanz für Ereignisse der Taupaarerzeugung wird mit Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Von $N^{\text{gen}} = 48488$ generierten $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen erfüllen $N^{\text{akt}} = 5061$ die Selektionsbedingungen. Die Akzeptanz ϵ beträgt somit:

$$\epsilon = \frac{N^{\text{akt}}}{N^{\text{gen}}} = 0.104$$

Aus (5.1) ergibt sich damit als Anzahl von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen in den Daten:

$$N^\tau = 1067 \pm 213$$

Dies entspricht einem Anteil von $(3.7 \pm 0.8)\%$. Der Fehler ergibt sich aus der Differenz zu dem Ergebnis der "eye scans" und wird als Gaußscher Fehler, d.h. als die Standardabweichung einer normalverteilten Größe angesehen.

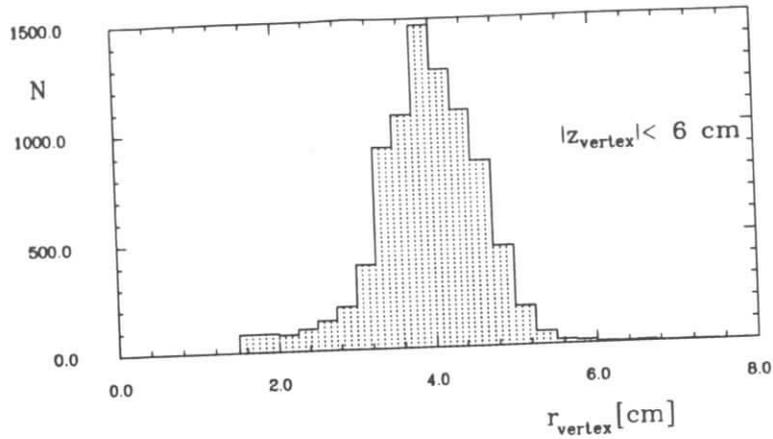


Abbildung 5.8: Verteilung des radialen Abstandes zwischen Vertex und nominellem Wechselwirkungspunkt bei Ereignissen, die den veränderten Vorselektionsbedingungen genügen und bei denen $|z_{\text{vertex}}| < 6 \text{ cm}$.

Der Untergrundanteil an Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignissen

Der Anteil des Untergrundes an Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen kann direkt aus den Daten ermittelt werden (vgl. [12]). Dazu wird die Vorselektion (Abschnitt 3.4) so verändert, daß der Abstand des Vertex zu dem nominellen Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung $|z_{\text{vertex}}|$ größer als 6 cm oder der Abstand in radialer Richtung r_{vertex} größer als 1.5 cm sein muß, d.h. die ursprüngliche Anforderung an die Vertexposition wird invertiert. Der Vertex von Ereignissen aus e^+e^- -Wechselwirkungen kann nur durch Rekonstruktionsfehler in diesem Bereich liegen, so daß angenommen werden kann, daß durch diese veränderte Vorselektion nahezu ausschließlich Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse selektiert werden. Von den 825775 Ereignissen auf den EXPDST-Bändern, aus denen mit der ursprünglichen Vorselektion die 48751 untersuchten Ereignisse selektiert wurden, werden durch diese veränderte Vorselektion 11639 Ereignisse akzeptiert.

In Abbildung 5.8 ist die radiale Vertexverteilung dieser Ereignisse mit $|z_{\text{vertex}}| < 6 \text{ cm}$ dargestellt. Bei $r = 4 \text{ cm}$ befindet sich die Strahlrohrwand. Entsprechend hat dort die Verteilung der Strahl-Wand-Ereignisse ihr Maximum. Die Verteilung der Vertexposition entlang der Strahlachse für Ereignisse mit $r_{\text{vertex}} < 1.5$ zeigt Abbildung 5.9.

Die Extrapolation dieser beiden Verteilungen in das ursprüngliche Vertexvolumen mit $r_{\text{vertex}} < 1.5 \text{ cm}$ und $|z_{\text{vertex}}| < 6 \text{ cm}$ ergibt eine Zahl von (1268 ± 488) Ereignissen, die einen Untergrundanteil von $(2.6 \pm 1.0)\%$ an den vorselektierten 48751 Ereignissen ausmachen.

Von den 11639 Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen, die den Bedingungen der veränderten Vorselektion genügen, erfüllen lediglich 15 Ereignisse die weiteren Selektionsbedingungen. Somit genügen nur 1.6 der 1268 Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse in den vorselektierten Daten den anschließenden Selektionsbedingungen. Der Untergrund durch diese Ereignisse ist somit vernachlässigbar klein.

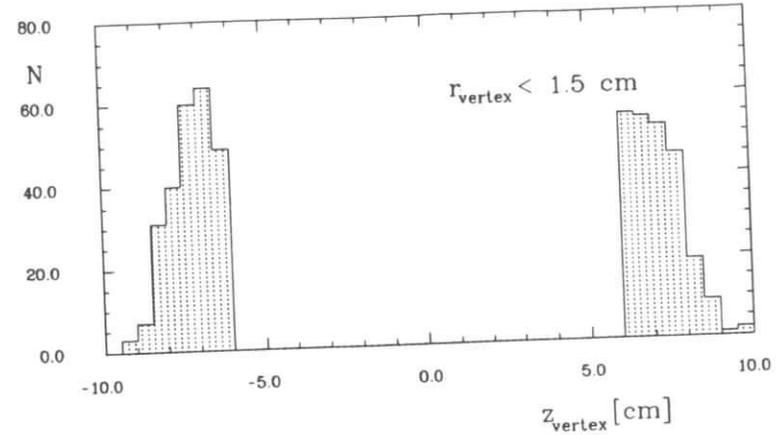
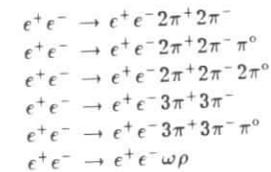


Abbildung 5.9: Verteilung des Abstandes zwischen Vertex und nominellem Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse bei Ereignissen, die den veränderten Vorselektionsbedingungen genügen und bei denen $r_{\text{vertex}} < 1.5 \text{ cm}$.

Der Untergrundanteil an $\gamma\gamma$ -Ereignissen

Die Anzahl der Untergrundereignisse aus $\gamma\gamma$ -Prozessen soll wieder mit Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden. Die nur begrenzten Kenntnisse über die verschiedenen $\gamma\gamma$ -Prozesse lassen jedoch weder eine exakte Bestimmung des Wirkungsquerschnittes, noch eine befriedigende Monte-Carlo-Simulation aller Prozesse zu.

In den für diese Untersuchung benutzten Monte-Carlo-Ereignissen werden folgende Prozesse simuliert:



Zur Bestimmung der Anzahl von $\gamma\gamma$ -Ereignissen werden die Summe der Transversalimpulse

$$P_i = \left| \sum_j p_{t,j} \right| \quad (p_{t,i} : \text{Transversalimpuls von Teilchen } i)$$

und die normierte Impulssumme

$$P_{\text{sum}} = \sum_i |p_i|/\sqrt{s} \quad (|p_i| : \text{Impulsbetrag des Teilchens } i)$$

betrachtet. Bei hadronischen Ereignissen und Bhabhaereignissen ist in der Regel der Wert von P_{sum} groß und der von P_i klein. Bei $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen führen die nicht beobachtbaren Neutrinos zu einer Verminderung der sichtbaren Energie, somit auch zu

kleineren Werten von P_{sum} . Große Werte für P_i sind Ausdruck des unbalancierten Impulses. In Strahl-Gas, Strahl-Wand- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen nehmen sowohl P_{sum} als auch P_i bevorzugt kleine Werte an. In Abbildung 5.10 sind P_i und P_{sum} von Daten sowie von $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignissen gegeneinander aufgetragen. Die nur in den Daten auftretende Häufung von Ereignissen mit kleinen P_{sum} und P_i ist vor allem auf $\gamma\gamma$ -Ereignisse zurückzuführen.

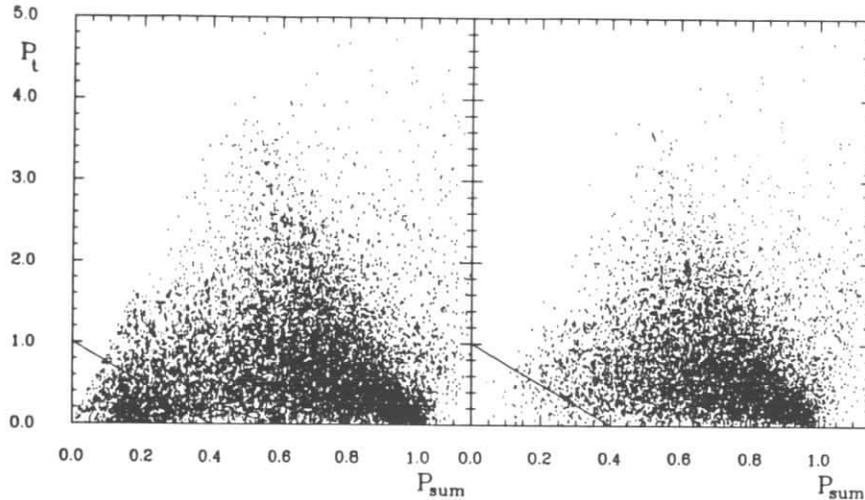


Abbildung 5.10: P_{sum} - P_i -Verteilung von Daten (links) und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignissen (rechts). Die nur in den Daten auftretende Häufung von Einträgen unterhalb der eingezeichneten Geraden $P_i + 2.5 \times P_{\text{sum}} = 1$ ist vor allem auf $\gamma\gamma$ -Ereignisse zurückzuführen.

Von den 12498 $\gamma\gamma$ -Monte-Carlo-Ereignissen, die den Bedingungen der Vorselektion genügen, erfüllen 53.7% die Bedingung:

$$P_i + 2.4 \times P_{\text{sum}} \leq 1$$

Von den vorselektierten Daten erfüllen 4681 Ereignisse diese Bedingung, worunter sich (614 ± 236) Strahl-Gas oder Strahl-Wand-Ereignisse, (102 ± 59) Bhabhaereignisse, (27 ± 6) $\tau^+\tau^-$ - und (243.2 ± 25) $q\bar{q}$ -Ereignisse befinden. Die restlichen (3695 ± 245) Ereignisse werden als $\gamma\gamma$ -Ereignisse angesehen. Wird die Anzahl der $\gamma\gamma$ -Ereignisse auf diese Weise normiert, so ergibt sich, daß von den 48751 vorselektierten Ereignissen 6879, also 14.1% aus $\gamma\gamma$ -Prozessen stammen.

Nur 4.6% der vorselektierten $\gamma\gamma$ -Monte-Carlo-Ereignisse genügen den nachfolgenden Selektionskriterien. Somit verbleiben noch (314 ± 285) $\gamma\gamma$ -Ereignisse in den Daten, was einem Anteil von $(1.1 \pm 1.0)\%$ entspricht. Der Fehler ergibt sich aus der Differenz zu dem Ergebnis des "eye-scans" und wird als Gaußscher Fehler angesehen.

Abschließend ist somit festzustellen:

Von den 28969 selektierten Ereignissen sind

- $(3.7 \pm 0.8)\%$ Ereignisse der Taupaarerzeugung
- $(1.1 \pm 1.0)\%$ $\gamma\gamma$ -Ereignisse

Beiträge anderer Untergrundprozesse sind vernachlässigbar klein. Die Fehler werden als voneinander unabhängige Gaußsche Fehler angesehen, so daß eine quadratische Addition gerechtfertigt ist. Insgesamt beträgt der Anteil an Untergrundereignissen somit $(4.8 \pm 1.3)\%$.

Kapitel 6

Die Strahlungskorrekturen und die Akzeptanz

6.1 Die Strahlungskorrekturen

Der Einfluß von Graphen höherer Ordnung auf den Wirkungsquerschnitt wird in den Strahlungskorrekturen zusammengefaßt. In Anlehnung an Berends und Kleiss [13] läßt sich schreiben:

$$\sigma = \sigma_0(1 + \delta_\Lambda + \delta_\epsilon + \delta_\mu + \delta_\tau + \delta_{had} + \delta_{hart}) \quad (6.1)$$

δ_Λ : Vertexkorrektur und weiche Bremsstrahlung

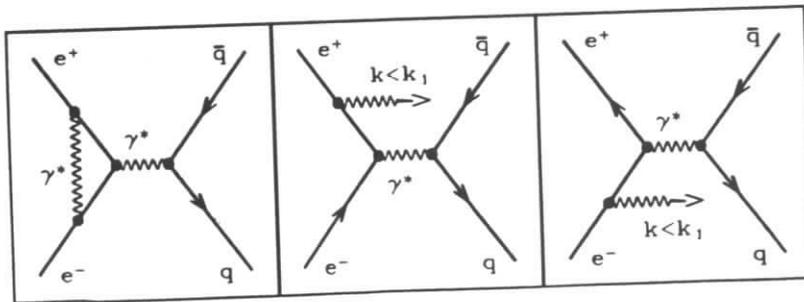


Abbildung 6.1: Vertexkorrektur und weiche Bremsstrahlung. Das Bremsstrahlungspoton hat dabei eine so kleine Energie, daß es im Detektor nicht nachgewiesen werden kann.

Die Beiträge der Vertexkorrektur und der weichen Bremsstrahlung zu der Strahlungskorrektur sind für sich genommen jeweils divergent. Die Addition beider Beiträge liefert jedoch die nicht-divergente Größe δ_Λ [13]:

$$\delta_\Lambda = \beta \ln \frac{k_1}{E_{beam}} + \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{3}{4} \ln \frac{s}{m_e^2} + \frac{1}{6} \pi^2 - 1 \right) \quad (6.2)$$

mit

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right), \quad E_{beam} = \frac{\sqrt{s}}{2}$$

Hier ist k_1 die maximale Energie, die ein Bremsstrahlungspoton in einem weichen Prozeß haben darf. Sie wird so klein gewählt, daß Photonen mit niedrigeren Energien im Detektor nicht mehr nachgewiesen werden können. Jedoch führt ein sehr kleiner Wert für k_1 zu einem betragsmäßig großen Beitrag δ_Λ , der durch den dann ebenfalls betragsmäßig großen Beitrag δ_{hart} der harten Bremsstrahlung ausgeglichen wird. Zweckmäßig ist es, k_1 so groß zu wählen, daß die Beträge von δ_Λ und δ_{hart} möglichst klein sind. In dieser Arbeit wird k_1 daher auf 1% der Strahlenergie, also knapp 50 MeV festgelegt. Damit ergibt sich:

$$\delta_\Lambda = -0.327$$

$\delta_\epsilon, \delta_\mu, \delta_\tau, \delta_{had}$: Vakuumpolarisation

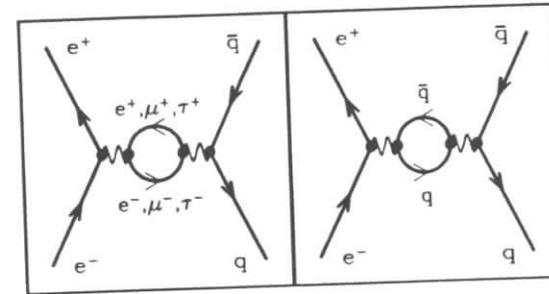


Abbildung 6.2: Vakuumpolarisation: Bildung virtueller Lepton- oder Quarkpaare

Der leptonische Beitrag zur Vakuumpolarisation hängt lediglich von den Leptonmassen m_e, m_μ und m_τ ab [13]:

$$\delta_{\epsilon, \mu, \tau} = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{1}{3} \ln \frac{s}{m_{\epsilon, \mu, \tau}^2} - \frac{5}{9} \right) \quad (6.3)$$

Bei $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$ ist somit:

$$\begin{aligned} \delta_\epsilon &= 0.028 \\ \delta_\mu &= 0.011 \\ \delta_\tau &= 0.003 \end{aligned}$$

Der hadronische Beitrag zur Vakuumpolarisation kann auf diese Weise nicht berechnet werden, da zum einen die Quarkmassen nur ungenau bekannt sind und zum anderen QCD-Effekte nicht vernachlässigt werden können [14]. Stattdessen wird die Bestimmung von δ_{had} auf die Auswertung eines Dispersionsintegrals zurückgeführt:

$$\delta_{had} = \frac{2\alpha s}{3\pi} \cdot \mathcal{P} \int_{4m_{q,2}^2}^{\infty} \frac{R^{QED}(s')}{s'(s'-s)} ds' \quad (6.4)$$

Mit R^{QED} wird der normierte hadronische Wirkungsquerschnitt bezeichnet, der sich aus dem QED-Graphen niedrigster Ordnung ergibt, in den aber die Einflüsse der schwachen

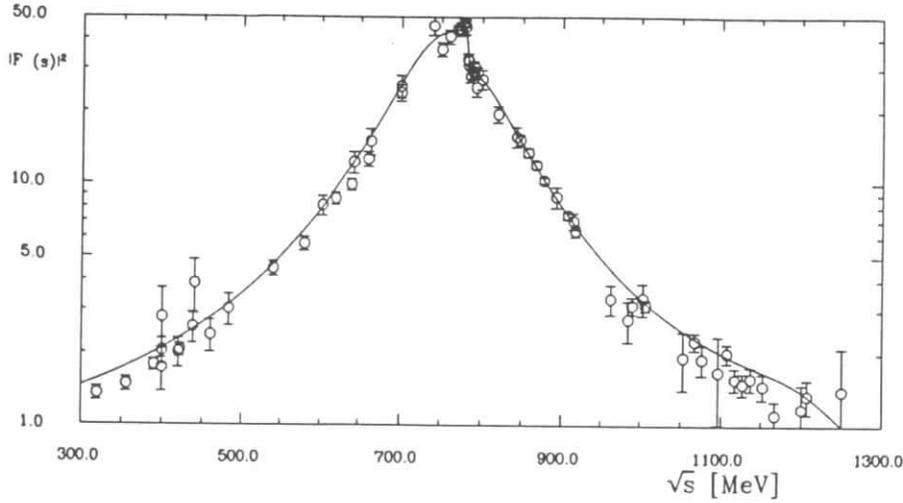


Abbildung 6.3: Pionformfaktor: Meßwerte von NA7, VEPP-2M, ACO, DM1 [18] zusammen mit der in dieser Arbeit benutzten Parametrisierung von Kinoshita et al. [17]

Wechselwirkung nicht eingehen. Zur Berechnung des Integrals werden in Anlehnung an H.Burkhardt [15] die Beiträge der schmalen Resonanzen, des Kontinuums und der breiten ρ -Resonanz getrennt voneinander betrachtet.

Für den Wirkungsquerschnitt der schmalen Resonanzen kann eine Breit-Wigner Form angenommen werden, für die sich das Integral analytisch berechnen läßt. Der Beitrag der schmalen Resonanzen kann dann in folgender Weise dargestellt werden [14]

$$\delta_{\text{had}}^{\text{schmale Resonanzen}} = \sum_i \frac{6s \Gamma_{i,i}}{\alpha M_i} \frac{s - M_i^2 + \Gamma_i^2}{M_i^2 \Gamma_i^2 + (s - M_i^2)^2} \quad (6.5)$$

Dabei ist M_i die Masse, $\Gamma_{i,i}$ die leptoniche und Γ_i die totale Breite der Resonanz i . Berücksichtigt werden die ω - und ϕ -Resonanz sowie die Ψ - und die Υ -Resonanzen mit ihren Werten aus [16]. Einfüsse möglicher $t\bar{t}$ -Resonanzen können wegen ihrer großen Massen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$ vernachlässigt werden.

Bei niedrigen Schwerpunktsenergien knapp oberhalb der Schwelle $s_{\text{min}} = 4m_\pi^2$ wird der hadronische Wirkungsquerschnitt von der $\pi^+\pi^-$ -Produktion über die breite ρ -Resonanz dominiert:

$$\frac{4\pi\alpha^2}{3s} \times R^{\text{QED}}(s) \approx \sigma(e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt läßt sich in Abhängigkeit von einem Pion-Formfaktor darstellen:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{8\pi\alpha^2 (s/4 - m_\pi^2)^{3/2}}{3 s^{5/2}} |F_\pi(s)|^2 \quad (6.6)$$

Für den Pion-Formfaktor F_π wird in dieser Arbeit die auf eine Modifikation der Gounaris-Sakurai-Formel beruhende Parametrisierung von Kinoshita et al. [17] benutzt (Abb. 6.3).

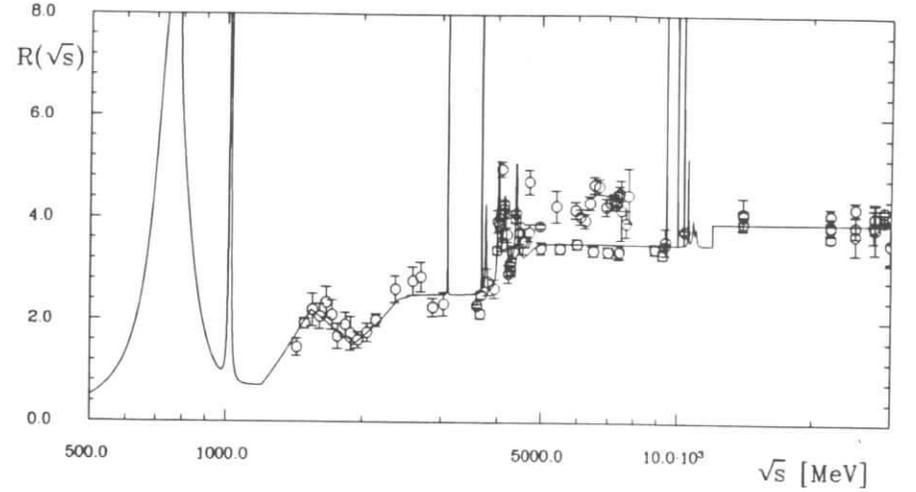


Abbildung 6.4: Parametrisierung der Größe R^{QED} zusammen mit Messwerten verschiedener Experimente [19],[20]. Die MARKI Ergebnisse sind in dem Bereich $4.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 7.8 \text{ GeV}$ mit den Ergebnissen anderer Experimente nicht verträglich und werden in der Parametrisierung nicht berücksichtigt.

Der Beitrag des Kontinuums mit Energien oberhalb der Energie der ρ -Resonanz wird mit einer groben linearen Parametrisierung der Messwerte unterschiedlicher Experimente bestimmt, wie in Abbildung 6.4 gezeigt ist. Für $\sqrt{s} > 12 \text{ GeV}$ wird $R^{\text{QED}} = 3.93$ gesetzt. Eine Erhöhung des R^{QED} bei der top-Quark-Schwelle führt nur zu einer vernachlässigbaren Änderung des Ergebnisses.

Die Ausdruck für die ρ -Resonanz wird zusammen mit der Parametrisierung des Kontinuums in das Integral (6.4) eingesetzt und im Bereich $\sqrt{s} < 5 \text{ GeV}$ numerisch, im Bereich $\sqrt{s} \geq 5 \text{ GeV}$ analytisch integriert. Dabei ergibt sich:

$$\delta_{\text{had}} = 0.021 \pm 0.003$$

δ_{hart} : Harte Bremsstrahlung

In [13] wird das Bremsstrahlungsphotonspektrum berechnet:

$$\frac{d\sigma^\gamma}{dk} = \frac{\alpha}{\pi} \sigma_0(s') \left[\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right] \left[1 + \left(\frac{s'}{s} \right)^2 \right] \frac{1}{k} \quad (6.7)$$

wobei s' das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Systems nach der Abstrahlung eines Photons der Energie k ist: $s' = s(1 - \frac{2k}{\sqrt{s}})$. Das Photonspektrum zeigt somit die typische $1/k$ -Abhängigkeit eines Bremsstrahlungsspektrums, der jedoch der Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung $\sigma_0(s')$ aufgeprägt ist.

Die Erhöhung des hadronischen Wirkungsquerschnittes durch die harte Bremsstrahlung

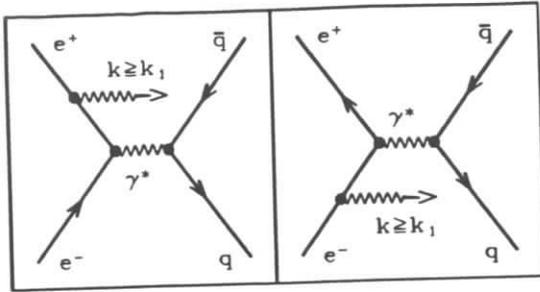


Abbildung 6.5: Harte Bremsstrahlung: Dabei ist das Bremsstrahlungsfoton so energiereich ($k \geq k_1$), daß es im Detektor nachgewiesen werden kann.

lung ergibt sich aus dem Photonspektrum:

$$\delta_{\text{hart}} = \frac{1}{\sigma_0(s)} \int_{k_1}^{k_{\text{max}}} \frac{d\sigma^\gamma}{dk} dk$$

also:

$$\delta_{\text{hart}} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right] \int_{k_1}^{k_{\text{max}}} \frac{\sigma_0(s')}{\sigma_0(s)} \left[1 + \left(\frac{s'}{s} \right)^2 \right] \frac{1}{k} dk \quad (6.8)$$

Dabei ist k_1 die Photonenergie, die harte von weichen Prozessen trennt, und k_{max} die maximale Energie, die ein Bremsstrahlungsfoton haben kann, damit die verbleibende Schwerpunktsenergie des Systems $s' = s(1 - k)$ noch größer als die Schwellenenergie $s_{\text{min}} = 4m_*^2$ bleibt.

Zur Berechnung von δ_{hart} ist die Kenntnis des hadronischen Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung in dem Bereich $s_{\text{min}} < s' < s$ notwendig. In dem Bereich $4.7 \text{ GeV} < \sqrt{s'} < 9.36 \text{ GeV}$ kann von einer einfachen $1/s$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ausgegangen werden. Dagegen müssen in dem Bereich unterhalb von $s' \approx 4.7 \text{ GeV}$ die Einflüsse der Resonanzen und die Stufen in dem Verlauf von $\sigma_0(s')$ bei den Schwellenenergien zur Erzeugung weiterer Quark-Flavor Berücksichtigung finden. Eine $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung ist in diesem Bereich nur mit einigen Unsicherheiten möglich. In dieser Arbeit werden daher zwei unterschiedliche Parametrisierungen benutzt: In der ersten Parametrisierung werden sowohl die Resonanzen als auch die Quarkpaar-Schwellen berücksichtigt, wohingegen in der zweiten Parametrisierung von einem durchgehenden $1/s$ -Verlauf des Wirkungsquerschnittes ausgegangen wird. Die Ergebnisse unterscheiden sich um etwa 2%.

In Abbildung 6.6 sind die Strahlungskorrekturen $1 + \delta(k_{\text{max}}^*)$ für Prozesse mit maximalen Bremsstrahlungsfotonenergien $k_{\text{max}}^* \leq k_{\text{max}} = (1 - 4m_*^2/s)$ dargestellt. Die gesuchten Strahlungskorrekturen lassen sich somit als Grenzwert schreiben:

$$(1 + \delta) = \lim_{k_{\text{max}}^* \rightarrow k_{\text{max}}} (1 + \delta(k_{\text{max}}^*))$$

Die Funktion $1 + \delta(k_{\text{max}}^*)$ steigt bei großen Werten von k_{max}^* steil an. Also hat gerade der Bereich, in dem die $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung mit großen Unsicherheiten behaftet ist, einen starken Einfluß auf das Ergebnis.

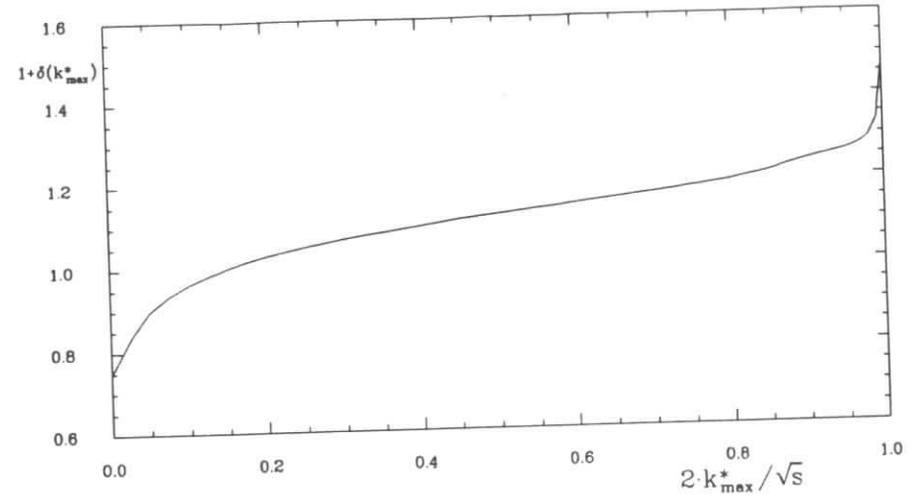


Abbildung 6.6: Strahlungskorrekturen ($1 + \delta(k_{\text{max}}^*)$) für Prozesse mit Photonenergien kleiner k_{max}^* . Für diese Arbeit wichtig ist der Grenzwert bei $k_{\text{max}}^* \rightarrow k_{\text{max}}$

Einflüsse von Effekten höherer Ordnung

Der systematische Fehler durch die Vernachlässigung von Effekten höherer Ordnung wird durch eine alternative Berechnung der Strahlungskorrekturen mit den Ausdrücken der "leading log"-Betrachtung von Y.S Tsai [21] abgeschätzt. In einer "leading log"-Betrachtung werden alle Beiträge der Form $(\alpha \ln q^2)^n$ aufsummiert. Aus dem Vergleich mit dem ursprünglichen Ergebnis folgt, daß die Vernachlässigung von Effekten höherer Ordnung mit einer systematischen Unsicherheit von 0.9% verbunden ist.

Strahlungskorrekturen bei der Taupaarerzeugung

Für die Abschätzung des Untergrundanteils an $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen in Abschnitt 5.4 war die Kenntnis der Strahlungskorrekturen bei der Taupaarerzeugung notwendig. Die Vertexkorrektur, die Einflüsse weicher Bremsstrahlung und die Vakuumpolarisation sind bei den Prozessen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ gleich. Auch die Korrektur durch harte Bremsstrahlung kann mit dem gleichen Ausdruck (6.8) berechnet werden, jedoch ist zu beachten, daß:

- für die maximale Energie des Photons k_{max} nicht $(1 - 4m_*^2/s)$ sondern $(1 - 4m_\tau^2/s)$ zu nehmen ist.
- anstatt des hadronischen Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen})$ der entsprechende Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in das Integral eingesetzt werden muß.

Die Berechnung der Strahlungskorrekturen ist bei der Taupaarerzeugung somit wesentlich verlässlicher als bei dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, da anstatt einer teilweise unsicheren

Parametrisierung von $\sigma_0(s')$ der theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitt (2.2) benutzt wird.

Zusammenfassend kann festgestellt werden:

- Der größte Beitrag zum systematischen Fehler von 2% stammt aus der Unsicherheit der $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung bei der Berechnung von δ_{hart} , dem Beitrag der harten Bremsstrahlung.
- Bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ gibt es diese Fehlerquelle nicht.
- Die Unsicherheit bei der Berechnung des hadronischen Beitrages zur Vakuumpolarisation führt zu einem systematischen Fehler von 0.3%.
- Eine systematische Unsicherheit von 0.9% resultiert aus der Vernachlässigung von Effekten höherer Ordnung.

Diese Beiträge werden als voneinander unabhängige Gaußsche Fehler angesehen. Eine quadratische Addition führt zu einem systematischen Fehler von 2.2%. Ohne Berücksichtigung der Unsicherheit bei der $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung beträgt der Fehler 1.0%.

6.2 Die Bestimmung der Akzeptanz

Im Prinzip läßt sich die Akzeptanz von hadronischen Ereignissen ebenso wie die Akzeptanz von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen in Abschnitt 5.4 aus dem Verhältnis der Anzahl akzeptierter zur Anzahl generierter Monte-Carlo-Ereignisse bestimmen:

$$\epsilon = \frac{N^{\text{akt}}}{N^{\text{gen}}}$$

Jedoch ist zu beachten, daß die Generierung der Monte-Carlo-Ereignisse von der Behandlung der harten Bremsstrahlung abhängt. So wird in dem für die Generierung der $q\bar{q}$ -Ereignisse benutzten LUND-JETSET 6.3-Programm:

- zunächst entschieden, ob es sich bei dem zu generierenden Ereignis um ein "radiatives" $q\bar{q}$ -Ereignis handelt, bei dem also ein hartes Photon mit $k \geq k_1$ abgestrahlt wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür beträgt:

$$W_{\text{rad}} = \frac{\delta_{\text{hart}}}{1 + \delta_A + \delta_c + \delta_\mu + \delta_\tau + \delta_{\text{had}} + \delta_{\text{hart}}} \quad (6.9)$$

- Bei radiativen Ereignissen wird dann die Energie des Bremsstrahlungsphotons gemäß dem Photonspektrum (6.7) bestimmt. Die Anzahl von radiativen $q\bar{q}$ -Ereignissen mit einem Bremsstrahlungsphoton der Energie k ist folglich proportional diesem Spektrum:

$$\frac{dN^{\text{gen}}}{dk} \sim \sigma_0(s') \left[1 + \left(\frac{s'}{s} \right)^2 \right] \frac{1}{k} \quad (6.10)$$

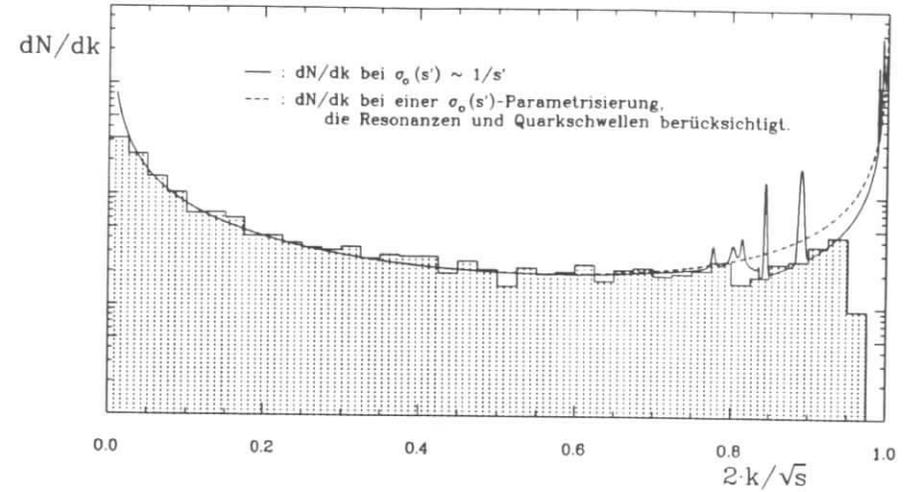


Abbildung 6.7: dN^{gen}/dk -Verteilung der radiativen $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignisse, die in dieser Arbeit verwandt werden (Histogramm), zusammen mit Verteilungen, die auf anderen Parametrisierungen von $\sigma_0(s')$ beruhen. Deutlich zu erkennen ist die Modellabhängigkeit bei $k > 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2} \right)$. Ereignisse mit sehr harten Bremsstrahlungsphotonen werden nicht generiert.

Bei der Generierung von $q\bar{q}$ -Ereignissen treten somit 2 Probleme auf, die es bei der Erzeugung von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen nicht gibt (vgl. Abb.6.7)

- Sowohl die Berechnung der Wahrscheinlichkeit W_{rad} für das Auftreten eines radiativen Ereignisses, als auch die Form des Spektrums dN^{gen}/dk sind abhängig von der Parametrisierung von $\sigma_0(s')$.
- Ereignisse mit sehr harten Bremsstrahlungsphotonen können nur zu einem geringen Bruchteil im Detektor nachgewiesen werden. Daher wird im allgemeinen auf eine zeitaufwendige Generierung und Simulation solcher Ereignisse verzichtet. Bei der Akzeptanzbestimmung muß jedoch auch der Beitrag dieser Ereignisse berücksichtigt werden.

Zur Bestimmung der Akzeptanz hadronischer Ereignisse wird daher nicht die Anzahl N^{gen} der tatsächlich generierten Monte-Carlo-Ereignisse betrachtet, sondern eine modifizierte Größe $N^{\text{gen}*}$. Dieser Wert setzt sich zusammen aus der Anzahl generierter Ereignisse mit $k < 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2} \right)$ und dem Integral über $dN^{\text{gen}*}/dk$ von $k = 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2} \right)$ bis k_{max} :

$$N^{\text{gen}*} = N^{\text{gen}} \left(k < 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2} \right) \right) + \int_{0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2} \right)}^{k_{\text{max}}} \frac{dN^{\text{gen}*}}{dk} dk \quad (6.11)$$

Indem für die Berechnung von $dN^{\text{gen}*}/dk$ unterschiedliche $\sigma_0(s')$ -Parametrisierungen herangezogen werden, kann die Modellabhängigkeit geprüft werden.

Analog wird die tatsächliche Anzahl N^{akt} an von Vorselektion und nachfolgenden Schnitten akzeptierten Monte-Carlo-Ereignissen durch einen modifizierten Wert $N^{\text{akt}*}$ ersetzt. Dieser Wert $N^{\text{akt}*}$ setzt sich aus der Anzahl akzeptierter Monte-Carlo-Ereignisse mit $k < 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$ und dem mit einer Akzeptanzfunktion $\epsilon(k)$ gefalteten Spektrum $dN^{\text{gen*}}/dk$ zusammen:

$$N^{\text{akt}*} = N^{\text{akt}} \left(k < 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right) \right) + \int_{0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)}^{k_{\text{max}}} \epsilon(k) \frac{dN^{\text{gen*}}}{dk} dk \quad (6.12)$$

Als Akzeptanzfunktion $\epsilon(k)$ wird eine grobe lineare Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse mit einem Bremsstrahlungsphoton der Energie k eingesetzt (Abb. 6.8).

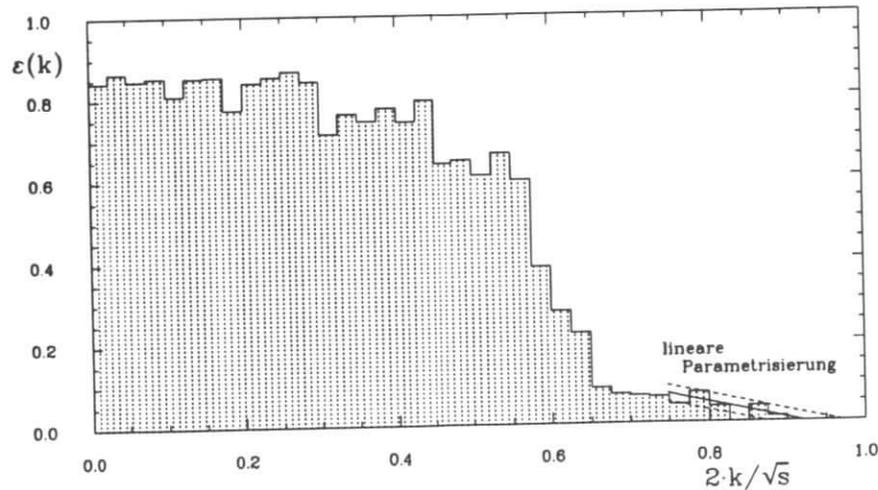


Abbildung 6.8: Darstellung der Akzeptanzfunktion $\epsilon(k)$, wie sie als Quotient aus der Anzahl akzeptierter und generierter Monte-Carlo-Ereignisse mit einer Bremsstrahlungsphotonenergie k gefunden wird. Die eingezeichneten Geraden verdeutlichen die lineare Parametrisierung dieser Funktion im Bereich $k > 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$ (durchgezogene Linie) und ihre Variationen (gestrichelt), wie sie in (6.12) eingesetzt werden.

Schließlich muß bei unterschiedlichen Parametrisierungen von $\sigma_0(s')$ und den daraus folgenden Veränderungen des Wertes δ_{hart} auch die Variation der Wahrscheinlichkeit W_{rad} der Erzeugung radiativer Ereignisse berücksichtigt werden.

Die systematischen Unsicherheiten durch die $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung wird wie bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen dadurch abgeschätzt, daß die Ergebnisse bei zwei unterschiedlichen Parametrisierungen miteinander verglichen werden. Der Unterschied beträgt etwa 2%. Analog zur Strahlungskorrektur kann die Akzeptanz als Grenzwert einer Funktion $\epsilon(k_{\text{max}}^*)$, der Akzeptanz für Prozesse mit Bremsstrahlungs-

photonenergien $k < k_{\text{max}}^* \leq k_{\text{max}}$ aufgefaßt werden:

$$\epsilon = \lim_{k_{\text{max}}^* \rightarrow k_{\text{max}}} \epsilon(k_{\text{max}}^*)$$

In Abbildung 6.9 ist zu erkennen, daß die Funktion $\epsilon(k_{\text{max}}^*)$ bei großen Werten von k_{max}^* steil abfällt. Wie bei den Strahlungskorrekturen $(1 + \delta(k_{\text{max}}^*))$ hat die $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung gerade in dem Bereich, in dem sie mit großen Unsicherheiten behaftet ist, einen großen Einfluß auf das Ergebnis.

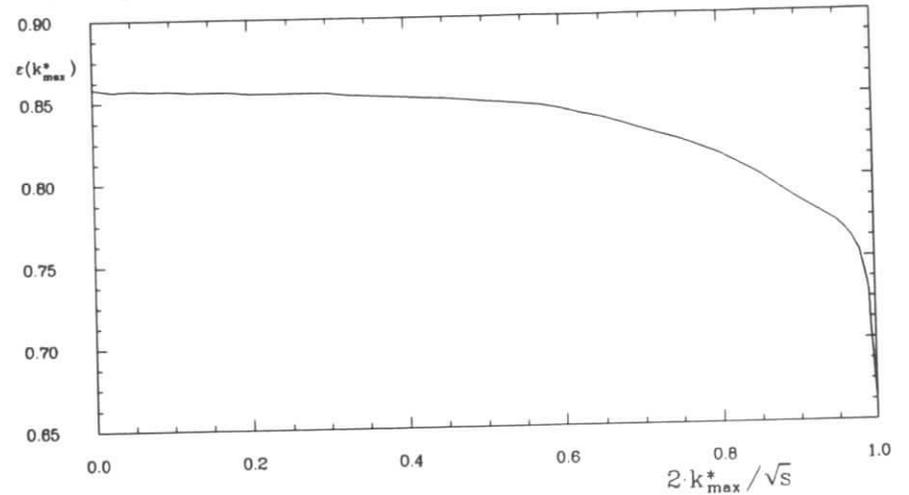


Abbildung 6.9: Akzeptanz $\epsilon(k_{\text{max}}^*)$ für Prozesse mit Photonenergien kleiner k_{max}^* . Für diese Arbeit wichtig ist der Grenzwert bei $k_{\text{max}}^* \rightarrow k_{\text{max}}$.

Durch eine Variation der Parametrisierung der Akzeptanzfunktion in dem Bereich $k > 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$ (vgl. Abb. 6.8) wird eine systematische Unsicherheit von 0.3% ermittelt. Für die Akzeptanzbestimmung wurden 14966 $q\bar{q}$ -Ereignisse generiert. Davon haben $N_{0.75} = 14257$ eine Bremsstrahlungsphotonenergie kleiner als $0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$. Die Akzeptanz für diese Ereignisse beträgt $\epsilon_{0.75} = 82.4\%$. Daraus ergibt sich nach [22] ein statistischer Fehler von:

$$\sqrt{\frac{\epsilon_{0.75}(1 - \epsilon_{0.75})}{N_{0.75}}} = 0.3\%$$

Um die Verlässlichkeit des LUND-Generators und der Detektorsimulation zu prüfen, sind zwei unterschiedliche Vorgehensweisen möglich:

- Die Übereinstimmung der Monte-Carlo-Ereignisse und der Daten in den bei der Selektion verwandten Größen sollte untersucht werden.
- Der Einfluß einer sinnvollen Variation der Parameter des Generators oder des Detektorsimulationsprogramms auf das Ergebnis kann betrachtet werden.

Die Verteilung der für die Selektion relevanten Größen sind für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse in Abbildung 5.7 dargestellt. Die weitgehende Unabhängigkeit des Ergebnisses bei einer Variation der Selektionsbedingungen, wie sie in Abschnitt 7.1 gezeigt wird, beruht auf einer verlässlichen Abschätzung der Anzahl von Untereignissen und auf eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Ereignisse bei der Akzeptanzbestimmung.

Eine Größe, die im Generationsprogramm nur mit einigen Unsicherheiten parametrisiert wird, ist die geladene Multiplizität. In Abbildung 6.10 wird die Verteilung der geladenen Multiplizität, wie sie vom LUND-Modell vorhergesagt wird, mit der bei ARGUS [11] gemessenen Verteilung verglichen.

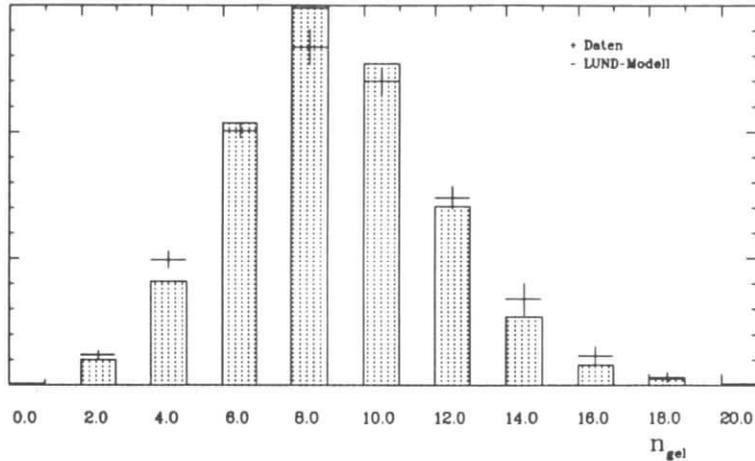


Abbildung 6.10: Verteilung der geladenen Multiplizität der Daten [11], verglichen mit der Vorhersage des LUND-Generators. Die geladene Multiplizität ist hier die Anzahl geladener Teilchen, die bei der Fragmentation der primären Quarks entstehen. Eingeschlossen sind alle Zerfallsprodukte und Elektronen aus Photonkonversion. Im Gegensatz zu der Zahl beobachteter geladener Spuren (vgl. Abb. 5.7) kann diese Anzahl nur geradzählige Werte annehmen.

Die Akzeptanz läßt sich als Summe der Produkte aus den Akzeptanzen ϵ_i für Ereignisse mit geladener Multiplizität $n_{\text{gel}} = i$ mit den Anteilen $\frac{n_i}{N}$ dieser Ereignisse darstellen:

$$\epsilon = \sum_i \epsilon_i \frac{n_i}{N}$$

In Abbildung 6.11 ist die Multiplizitätsverteilung der Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach den Schnitten dargestellt: Während Ereignisse mit geladenen Multiplizitäten $n_{\text{gel}} = 0$ oder $n_{\text{gel}} = 2$ nahezu vollständig und Ereignisse mit $n_{\text{gel}} = 4$ etwa zur Hälfte verworfen werden, erfüllen Ereignisse mit $n_{\text{gel}} \geq 8$ überdurchschnittlich häufig die Selektionsbedingungen. Somit kann eine fehlerhafte Vorhersage der Multiplizitätsverteilung, also der Verteilung der Größe $\frac{n_i}{N}$, das Ergebnis der Akzeptanzbestimmung deutlich

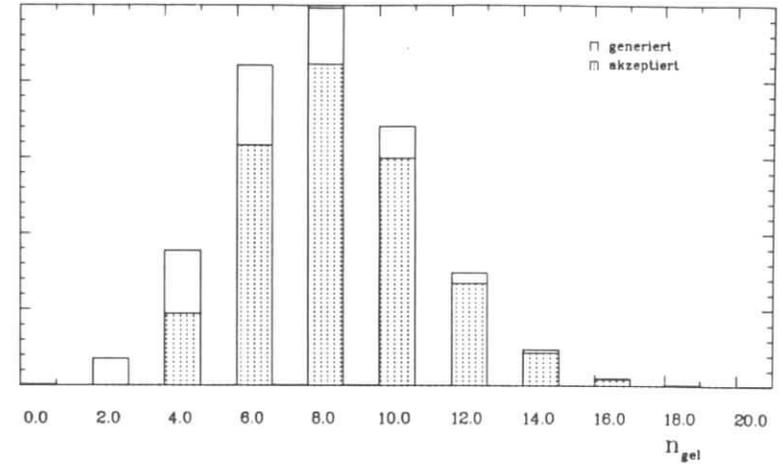


Abbildung 6.11: Verteilung der geladenen Multiplizität der generierten und der von den Selektionsbedingungen akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse.

verfälschen. Diese Unsicherheit wird abgeschätzt, indem für eine alternative Akzeptanzbestimmung Ereignisse mit $n_{\text{gel}} \leq 6$ und solche mit $n_{\text{gel}} \geq 8$ anders gewichtet werden:

$$\epsilon^* = \sum_{i \leq 6} \epsilon_i \frac{n_i}{N} (1 + 8.3\%) + \sum_{i \geq 8} \epsilon_i \frac{n_i}{N} (1 - 5.0\%)$$

Der Unterschied zwischen ϵ und ϵ^* von 0.9% wird als die systematische Unsicherheit durch die generierte Multiplizitätsverteilung angesehen.

Somit kann zusammengefaßt werden:

- Wie bei der Bestimmung der Strahlungskorrekturen stammt auch bei der Akzeptanzbestimmung der größte Beitrag zum systematischen Fehler von 2% aus den Unsicherheiten der $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung.
- Die Unsicherheiten bei der Parametrisierung der Akzeptanzfunktion $\epsilon(k)$ bei $k > 0.75 \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$ führt zu einem systematischen Fehler von 0.3%.
- Der statistische Fehler von 0.3% der Monte-Carlo-Daten stellt einen systematischen Fehler der Akzeptanzbestimmung dar.
- Der Fehler aus den Unsicherheiten der generierten Multiplizitätsverteilung beträgt 0.9%.
- Fehler bei der Akzeptanzbestimmung sollten sich auch bei der Prüfung der Konsistenz der Analyse zeigen.

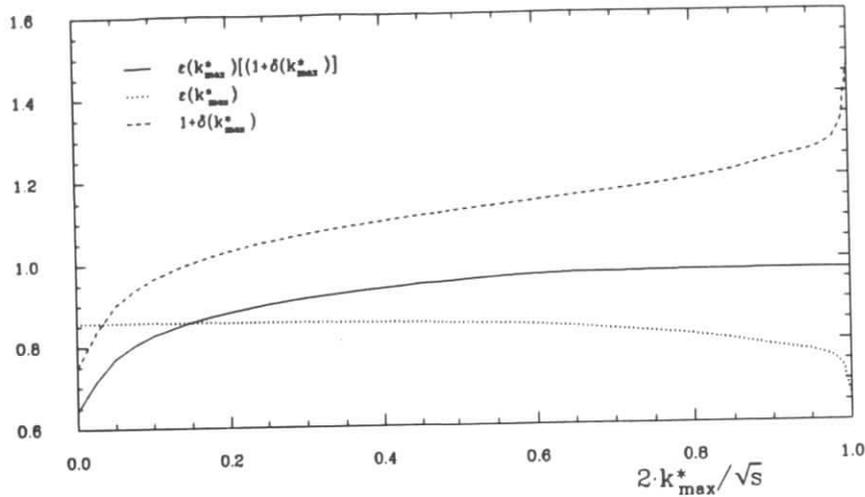


Abbildung 6.12: Produkt aus Akzeptanz und Strahlungskorrektur $\epsilon(k_{\max}^*)[1 + \delta(k_{\max}^*)]$ für Prozesse mit Photonenergien kleiner k_{\max}^* . Für diese Arbeit wichtig ist der Grenzwert bei $k_{\max}^* \rightarrow k_{\max}$. Zum Vergleich sind die Funktionen $\epsilon(k_{\max}^*)$ (gepunktet) und $[1 + \delta(k_{\max}^*)]$ (gestrichelt) eingezeichnet.

Die einzelnen Beiträge werden wieder als voneinander unabhängige Gaußsche Fehler angesehen. Eine quadratische Addition führt zu einem systematischen Fehler der Akzeptanzbestimmung von 2.2%. Ohne Berücksichtigung der Unsicherheit bei der $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung beträgt der Fehler 1.0%.

6.3 Die gemeinsame Bestimmung von Akzeptanz und Strahlungskorrekturen

In den beiden vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß die Unsicherheit bei der Parametrisierung des hadronischen Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung $\sigma_0(s')$ zu großen systematischen Fehlern sowohl bei der Akzeptanzbestimmung als auch bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen führte. In dieser Arbeit ist allerdings nur das Produkt aus Akzeptanz und Strahlungskorrektur $\epsilon(1 + \delta)$ von Interesse. Dieses Produkt ist bemerkenswert stabil gegen eine Variation der $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung: Die Ergebnisse für $\epsilon(1 + \delta)$ bei zwei unterschiedlichen Parametrisierungen von $\sigma_0(s')$ unterscheiden sich lediglich um 0.2%. Auch die Darstellung von $\epsilon(k_{\max}^*) \times (1 + \delta(k_{\max}^*))$, des Produktes aus Akzeptanz und Strahlungskorrektur für Prozesse mit Bremsstrahlungsfotonenergien $k < k_{\max}^* \leq k_{\max}$ in Abbildung 6.12 zeigt, daß der gesuchte Grenzwert $k_{\max}^* \rightarrow k_{\max}$ des Produktes wesentlich verlässlicher bestimmt werden kann, als der entsprechende Grenzwert der Faktoren $\epsilon(k_{\max}^*)$ und $(1 + \delta(k_{\max}^*))$.

Es ergibt sich:

$$\epsilon(1 + \delta) = 0.972 \pm 0.015$$

Der systematische Fehler beträgt 1.5%. Er folgt aus den systematischen Fehlern von jeweils 1.0% bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen bzw. der Akzeptanzbestimmung ohne Berücksichtigung der Unsicherheit durch die $\sigma_0(s')$ -Parametrisierung und dem Fehler von 0.2% durch die Parametrisierung von $\sigma_0(s')$. Diese Beiträge werden als voneinander unabhängige Gaußsche Fehler angesehen und quadratisch addiert.

Kapitel 7

Die Ergebnisse

7.1 Die Konsistenz der Analyse

Der normierte hadronische Wirkungsquerschnitt R ergab sich aus folgendem Ausdruck (vgl. (1.5),(2.4)):

$$R = \frac{N^{\text{akt}} - N^{\text{bgr}}}{\epsilon(1 + \delta)L} \cdot \frac{3s}{4\pi\alpha^2} \quad (7.1)$$

Die Bestimmung der integrierten Luminosität L , der Anzahl hadronischer Ereignisse ($N^{\text{akt}} - N^{\text{bgr}}$), sowie des Produktes aus Strahlungskorrektur und Akzeptanz $\epsilon(1 + \delta)$ wurde in den vorangegangenen Kapiteln erläutert. Einsetzen der Werte in (7.1) ergibt:

$$R = 3.46$$

Die Konsistenz der Analyse kann mittels einer Variation der Selektionsbedingungen geprüft werden: Durch diese Variation ändert sich die Anzahl akzeptierter Ereignisse N^{akt} , die Anzahl von Untergrundeignissen N^{bgr} , aber auch die Akzeptanz ϵ . Bei einer verlässlichen Bestimmung dieser Werte sollte das Ergebnis für R jedoch unabhängig von speziellen Selektionsbedingungen sein. In Tabelle 7.1 werden die Auswirkungen der in Abbildung 5.3 angedeuteten Variationen des Parabelschnittes, in Tabelle 7.2 die Auswirkungen der in Abbildung 5.5 gezeigten Variationen des Bhabhaschnittes dargestellt. Die Ergebnisse für R zeigen nur geringe Schwankungen, die innerhalb einer systematischen Unsicherheit von 1% liegen.

Änderung des Parabelschnittes	N^{akt}	N^{bgr}	$\epsilon(1 + \delta)$	R
$P_{\text{sum}} > 0.315 + 2.5 \times P_z^2$	31862	2307	1.043	3.46
$P_{\text{sum}} > 0.365 + 2.5 \times P_z^2$	30430	1730	1.013	3.46
<i>ohne Änderung</i>	28968	1408	0.972	3.46
$P_{\text{sum}} > 0.465 + 2.5 \times P_z^2$	27350	1172	0.923	3.46
$P_{\text{sum}} > 0.515 + 2.5 \times P_z^2$	25353	981	0.866	3.43

Tabelle 7.1: Auswirkungen der Variation des Parabelschnittes (vgl. (5.1) und Abbildung 5.3).

Änderung des Bhabhaschnittes	N^{akt}	N^{bgr}	$\epsilon(1 + \delta)$	R
$1.7 \times E_{\text{sh}}^{1,2} / \sqrt{s} - 0.9 \cos \alpha^* \leq 0.81$	29467	1618	0.979	3.47
$1.7 \times E_{\text{sh}}^{1,2} / \sqrt{s} - 0.9 \cos \alpha^* \leq 0.72$	29226	1500	0.978	3.46
<i>ohne Änderung</i>	28968	1408	0.972	3.46
$1.7 \times E_{\text{sh}}^{1,2} / \sqrt{s} - 0.9 \cos \alpha^* \leq 0.54$	28698	1325	0.965	3.46
$1.7 \times E_{\text{sh}}^{1,2} / \sqrt{s} - 0.9 \cos \alpha^* \leq 0.45$	28353	1234	0.957	3.46

Tabelle 7.2: Auswirkungen der Variation des Bhabhaschnittes (vgl. (5.2) und Abbildung 5.5).

Um sicherzustellen, daß das Ergebnis nicht durch Schwankungen der Operationsbedingungen des Detektors beeinflusst wurde, wird die Datenmenge in 2 etwa gleichgroße Teil-Datenmengen getrennt. Werden diese Teil-Datenmengen der Analyse zugrunde gelegt, so ergeben sich für R Werte von 3.47 und 3.44. Diese Werte stimmen innerhalb des statistischen Fehlers, der bei diesen Teil-Datenmengen 1% beträgt, miteinander überein. Gleichwohl wird aufgrund möglicher Schwankungen der Operationsbedingungen ein systematischer Fehler von 0.5% angenommen.

7.2 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der normierte hadronische Wirkungsquerschnitt R bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$ bestimmt. Es ergab sich:

$$R = 3.46 \pm 0.03 \pm 0.10$$

Der statistische Fehler von 0.7% ergibt sich aus der quadratischen Addition der folgenden Fehler:

- Der statistische Fehler der Luminositätsbestimmung von 0.3% (vgl. Abschnitt 4.2).
- Der statistische Fehler der Datenselektion von 0.6%.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers von 2.9% werden folgende Beiträge berücksichtigt:

- Ein systematischer Fehler von 1.8% bei der Luminositätsbestimmung (Abschnitt 4.2,[10]).
- Der Fehler der Untergrundabschätzung von 1.3% (Abschnitt 5.4).
- Ein Fehler von 1.5% bei der Bestimmung des Produktes aus Akzeptanz und Strahlungskorrektur $\epsilon(1 + \delta)$ (Abschnitt 6.3).
- Die Unsicherheit von 1% bei der Prüfung der Konsistenz der Analyse durch eine Variation der Selektionskriterien (Abschnitt 7.1).
- Eine Unsicherheit von 0.5% durch mögliche Schwankungen der Operationsbedingungen des Detektors (Abschnitt 7.1).

Diese Beiträge werden als voneinander unabhängige Gaußsche Fehler angesehen, so daß eine quadratische Addition gerechtfertigt ist. Der systematische Fehler wird durch keinen Einzelbeitrag dominiert. Eine deutlich Reduzierung des Fehlers setzt wesentliche Verbesserungen sowohl bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen, als auch bei der Generierung von $q\bar{q}$ - und $\gamma\gamma$ -Monte-Carlo-Ereignissen und bei der Simulation des Detektors voraus.

Diese Arbeit stellt die bisher genaueste Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts R bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 10 GeV dar. Das Ergebnis stimmt innerhalb der Fehler mit anderen Messungen von R bei vergleichbaren Schwerpunktsenergien überein, wie aus Tabelle 7.3 ersichtlich wird.

Experiment	$\sqrt{s} \text{ [GeV]}$	R
PLUTO [20]	9.4	$3.67 \pm 0.23 \pm 0.29$
DASP II [23]	9.5	$3.73 \pm 0.16 \pm 0.28$
DESY-Heidelberg [23]	9.4	3.80 ± 0.70
LENA [20]	9.1-9.5	$3.34 \pm 0.09 \pm 0.18$
CUSB [23]	10.4	$3.63 \pm 0.06 \pm 0.37$
CLEO [20]	10.4	$3.77 \pm 0.06 \pm 0.24$
Crystal Ball [20]	9.39	$3.48 \pm 0.04 \pm 0.16$
ARGUS (diese Arbeit)	9.36	$3.46 \pm 0.03 \pm 0.10$

Tabelle 7.3: Vergleich von Ergebnissen der Bestimmung von R bei Schwerpunktsenergien von etwa 10 GeV .

Die Bestimmung der QCD-Kopplungskonstanten α_s bei Berücksichtigung von Prozessen einschließlich 2. Ordnung (2.8) ergibt:

$$\alpha_s(9.36 \text{ GeV}) = 0.11 \pm 0.09$$

Der Wert der Kopplungskonstante α_s ist abhängig von dem Skalenparameter $\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f)}$ [16]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f)})} \left[1 - \frac{6(153 - 19n_f) \ln[\ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f)})]}{(33 - 2n_f)^2 \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f)})} \right]$$

Somit ergibt sich:

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = (29 \pm \frac{471}{29}) \text{ MeV}$$

Die Vorteile einer α_s -Bestimmung mit Hilfe des Wertes R liegen in der Modellunabhängigkeit der Messung von R und der zuverlässigen theoretischen Berechnung der QCD-Korrektur (vgl. Abschnitt 2.3). Unglücklicherweise ist die Korrektur durch Effekte der starken Wechselwirkung nur wenig größer als der Meßfehler, so daß die Ergebnisse für α_s und $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)}$ mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind. Im Rahmen der Fehler stimmen die Resultate mit denen anderer Messungen überein [1],[24].

Danksagung

Diese Analyse wurde nur durch die gemeinsamen Anstrengungen aller Mitglieder der ARGUS-Kollaboration bei der Datennahme und -auswertung möglich und durch ein angenehmes Arbeitsklima wesentlich erleichtert. Dank also allen ARGUS-Menschen.

Speziell danken möchte ich den Herren S.Werner, W.Schmidt-Parzefall und J.Spengler für ihre Anregungen, die wesentliche Teile dieser Arbeit prägten. Gernot Harder, Manfred Paulini und Klaus Reim sei Dank für ihre notorische Hilfsbereitschaft bei der Bewältigung einer Vielzahl technischer Probleme.

Nicht unerwähnt bleiben sollen die Herren der Hütte, die mitunter die Arbeit zum Vergnügen werden ließen, also Oliver Mai, Hartmut Kuipers, Bernhard Brandl und Fredrik Wartenberg, wobei sich insbesondere die beiden letztgenannten durch eine bemerkenswerte Kreativität auszeichneten, die sich — zum Glück? — leider? — nicht allein auf die Hochenergiephysik beschränkte. Thomas Hamacher sei Dank dafür, mich einmal vor den Folgen eines mit bemerkenswerter Kreativität ersonnenen Schabernacks bewahrt zu haben.

Tabellenverzeichnis

7.1	Auswirkungen der Variation des Parabelschnittes	51
7.2	Auswirkungen der Variation des Bhabhaschnittes	52
7.3	Vergleich von Ergebnissen der Bestimmung von R bei Schwerpunktsenergien von etwa 10 GeV	53

Abbildungsverzeichnis

1.1	Annihilationsreaktionen niedrigster Ordnung	5
2.1	Gemessene $R(s)$ -Werte	9
2.2	Beispiele für QCD-Prozesse höherer Ordnung	9
3.1	Der Speicherring DORIS II	12
3.2	Der ARGUS-Detektor	14
4.1	Graphen niedrigster Ordnung bei Bhabhastreueung	19
4.2	$\cos \theta$ - und Impulsverteilung von Positronen bei Bhabhastreueung	21
5.1	Graphen der Zwei-Photon-Annihilation	23
5.2	Graph der Photon-Photon-Reaktionen	24
5.3	$P_{\pm} \cdot P_{\text{sum}}$ -Verteilung von Daten und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Daten	26
5.4	Schematische Darstellungen eines radiativen Bhabha- und eines hadronischen Ereignisses	28
5.5	$\cos \alpha^* \cdot E_{\text{sh}}^{1,2}$ -Verteilung von Daten und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Daten	29
5.6	Verteilung der Summe der Impulse der geladenen und der Schauenergien aller Teilchen	30
5.7	Verteilung der in den Schnitten benutzten Größen (nach den Schnitten)	31
5.8	Verteilung des radialen Abstandes zwischen Vertex und nominellem Wechselwirkungspunkt	33
5.9	Verteilung des Abstandes zwischen Vertex und nominellem Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse	34
5.10	$P_{\text{sum}} \cdot P_{\pm}$ -Verteilung von Daten und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignissen	35
6.1	Vertexkorrektur und weiche Bremsstrahlung	37
6.2	Vakuumpolarisation	38
6.3	Pionformfaktor	39
6.4	Parametrisierung der Größe R^{QED}	40
6.5	Harte Bremsstrahlung	41
6.6	Strahlungskorrekturen $(1 + \delta(k_{\text{max}}^*))$ für Prozesse mit Photonenergien kleiner k_{max}^*	42
6.7	dN^{gen}/dk -Verteilung von radiativen $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignissen.	44
6.8	Akzeptanzfunktion $\epsilon(k)$	45
6.9	Akzeptanz $\epsilon(k_{\text{max}}^*)$ für Prozesse mit Photonenergien kleiner k_{max}^*	46
6.10	Verteilung der geladenen Multiplizität von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen	47
6.11	Verteilung der geladenen Multiplizität der generierten und akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse	48

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group, Phys.Lett. B239 (1990)
- [2] S.G.Gorishny *et al.*, Phys. Lett. B212 (1988), 238
- [3] G.Altarelli, CERN-TH-5834/90 (1990)
- [4] R.D Field, R.P. Feynman, Nucl.Phys B136 (1978) 1
- [5] B.Andersson *et al.*, Phys.Rep. 97 (1983) 31
- [6] B.R. Webber, Nucl.Phys. B238 (1984) 492
 G.Marchesini, B.R. Webber, Nucl.Phys. B238 (1984) 1
- [7] K.Wille, DESY-81-047 (1981)
- [8] H.Albrecht *et al.* (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. A275 (1989) 1
- [9] E.Michel *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 544
- [10] C.W.Hast, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1988
- [11] K.Reim, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1989
- [12] B.Spaan, Dissertation, Universität Dortmund, 1988
- [13] F.A.Berends, R.Kleiss, Nucl.Phys B178 (1981) 141
- [14] H.Burkhardt *et al.*, 1989, in Alexander (Hrsg.) *et al.*, Polarisation at LEP, Vol.1 145
- [15] H.Burkhardt, DESY F35-82-03 (1982)
- [16] Particle Data Group, Phys.Lett. B204 (1988)
- [17] T.Kinoshita *et al.*, Phys.Rev. D31 (1985) 2108
- [18] A.Quenzer *et al.*, Phys.Lett. B76 (1978) 512
 S.R. Amandolia *et al.* (NA7), Phys.Lett B138 (1984) 454
 L.M. Barkov *et al.* (OLYA,CMD), Phys.Lett B256 (1985) 365
- [19] C.Bacci *et al.*, Phys.Lett B86 (1979) 234
 J.L.Siegrist *et al.* (MARK I), Phys.Rev D26 (1982) 969
 A.Ostreheld *et al.* (Crystal Ball), SLAC-PUB-4160 (1986)
 A.Edwards *et al.* (Crystal Ball), SLAC-PUB-5160 (1990)
 H.-J. Behrend *et al.* (CELLO) Phys.Lett. B183 (1987)400

- [20] L.Crigger, G.Knies (PLUTO), Phys.Rep C83 (1982) 151
 B.Niczyporuk *et al.* (LENA), DESY 82-052(1982)
 Z.Jakubowski *et al.* (Crystal Ball), DESY 88-032 (1988)
 R.Giles *et al.* (CLEO), Phys.Rev. D29(1984) 1285
- [21] Y.S.Tsai in *Proceedings of the First Asia-Pacific Physics Conference, Singapore 1983*, Singapur 1984, p. 1289
- [22] H.Schwarz, Stichprobenverfahren, Oldenbourg, München/Wien 1975
- [23] H.Albrecht *et al.* (DASP II), DESY-82-037(1982)
 E.Rice *et al.* (CUSB), Phys.Rev.Lett. 48 (1982) 906
 P.Bock *et al.* (DESY-Heidelberg), Z.Phys. C6 (1980) 125
- [24] G.Altarelli, CERN-TH-5760/90 (1990)

Die ARGUS-Kollaboration

The ARGUS Collaboration

H. ALBRECHT, H. EHRLICHMANN, T. HAMÄCHER, A. KRÜGER, R. MUNDT, A. NAU,
 A. NIPPE, T. OEST, M. REIDENBACH, M. SCHÄFER, W. SCHMIDT-PARZEFALL, H. SCHRÖDER,
 H. D. SCHULZ, F. SEFKOW, R. WURTH
DESY, Hamburg, Germany

R. D. APPUN, C. HAST, G. HERRERA, H. KOLANOSKI, A. LANGE, A. LINDNER, R. MANKEL,
 M. SCHIEBER, G. SCHWEDA, T. SIEGMUND, B. SPAAN, H. THURN, A. WALTHER,
 D. WEGENER
Institut für Physik¹, Universität Dortmund, Germany

M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLAND, H. WEGENER
Physikalisches Institut², Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

W. FUNK, J. STIEWE, S. WERNER
Institut für Hochenergiephysik³, Universität Heidelberg, Germany

S. BALL, J. C. GABRIEL, C. GEYER, A. HÖLSCHER, W. HOFMANN, B. HOLZER, S. KHAN,
 K. T. KNÖPFLE, J. SPENGLER
Maz-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. BRITTON⁴, C. E. K. CHARLESWORTH⁵, K. W. EDWARDS⁶, H. KAPITZA⁶, P. KRIEGER⁵,
 R. KUTSCHKE⁵, D. B. MACFARLANE⁴, R. S. ORR⁵, P. M. PATEL⁴, J. D. PRENTICE⁵,
 S. C. SEIDEL⁵, G. TSIPOLITIS⁴, K. TZAMARIUDAKI⁴,
 R. VAN DE WATER⁵, T.-S. YOON⁵
Institute of Particle Physics⁷, Canada

D. RESSING, S. SCHÄEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI, S. WESELER
Institut für Experimentelle Kernphysik⁸, Universität Karlsruhe, Germany

B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN⁹, E. KRIŽNIČ, T. ŽIVKO
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹⁰, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia

H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON
Institute of Physics¹¹, University of Lund, Sweden

A. BABAEV, V. BALAGURA, M. DANILOV, A. DROUTSKOY, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN,
 I. GORELOV, F. RATNIKOV, V. LUBIMOV, A. ROSTOVTSEV, A. SEMENOV, S. SEMENOV,
 V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO, I. TICHOMIROV, YU. ZAITSEV
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. CHILDERS, C. W. DARDEN
University of South Carolina¹², Columbia, SC, USA

¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054D051P.

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054HD24P.

⁴ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁵ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁶ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁷ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

⁸ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

⁹ Supported by Alexander v. Humboldt Stiftung, Bonn.

¹⁰ Supported by Ratiskovalna skupnost Slovenije and the Internationales Büro KfA, Jülich.

¹¹ Supported by the Swedish Research Council.

¹² Supported by the U.S. Department of Energy, under contract DE-AS09-80ER10690.