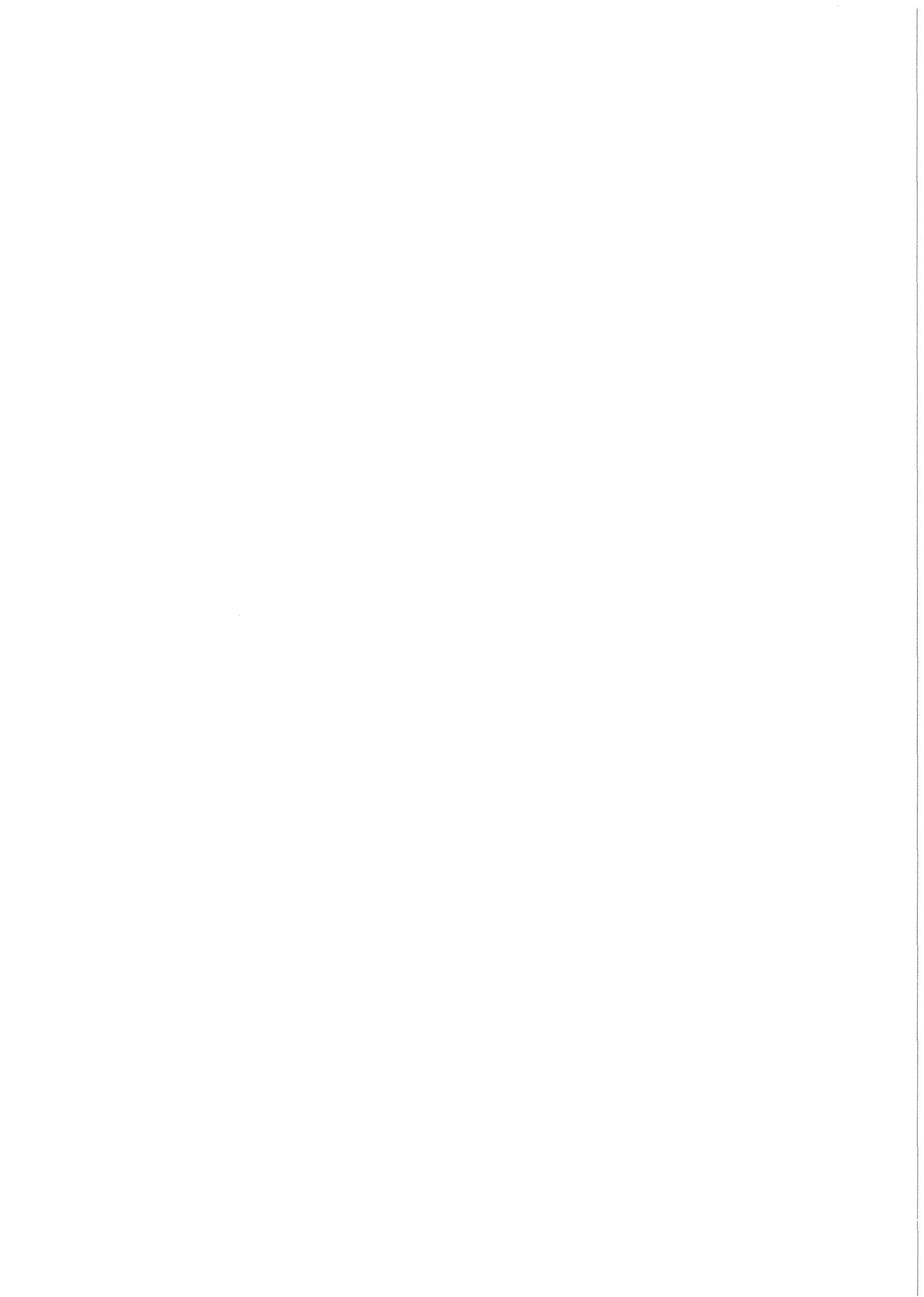


KfK 3406 B
Oktober 1982

**Bestimmung des differentiellen
Wirkungsquerschnittes in
hadronischen Ereignissen der
 $e^+ e^-$ -Annihilation mit harten,
räumlich isolierten, neutralen
Teilchen**

M. Makowsky
Institut für Kern- und Teilchenphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kern- und Teilchenphysik

KfK 3406 B

Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes
in hadronischen Ereignissen der e^+e^- -Annihilation
mit harten, räumlich isolierten, neutralen Teilchen

Matthias Makowsky

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes
in hadronischen Ereignissen der e^+e^- -Annihilation
mit harten, räumlich isolierten, neutralen Teilchen

Zusammenfassung

Mit dem CELLO-Detektor wurden am PETRA-Speicherring hadronische e^+e^- -Annihilationsereignisse bei Schwerpunktsenergien von $E_{cm} = 34$ GeV und $E_{cm} = 22$ GeV gemessen. Diese werden auf hochenergetische, räumlich isolierte neutrale Teilchen hin untersucht. Es wird gezeigt, daß bei $E_{cm} = 34$ GeV die isolierten Photonen aus dem Bremsstrahlungsprozeß des e^+e^- -Anfangszustandes stammen. Die gemessenen Photonverteilungen in Abhängigkeit von der Energie und der totale Wirkungsquerschnitt stimmen gut mit QED-Vorhersagen überein.

Determination of the differential cross-section
in hadronic e^+e^- -annihilation events
with hard, isolated, neutral particles

Abstract

Hadronic e^+e^- -annihilation events have been measured by the CELLO-detector at PETRA at the center of mass energy $E_{cm} = 34$ GeV and $E_{cm} = 22$ GeV. Those events with hard, isolated, neutral particles are selected and explored. At $E_{cm} = 34$ GeV the predominant source of these isolated photons is found to be initial state bremsstrahlung of the e^+e^- -annihilation. The measured photon distributions as function of its energy and the total cross section are investigated. The agreement with QED-predictions is good.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	3
II.	Theorie	5
	1. Die Elementarteilchen der Materie: Quarks	5
	2. e^+e^- -Vernichtung in Hadronen	9
	3. Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes	13
	4. Untergrund	18
III.	Experiment und Datengewinnung	22
	1. Experimenteller Aufbau	22
	1.1 Speicherringe	22
	1.2 Der Speicherring PETRA	27
	1.3 Der CELLO-Detektor	31
	2. Teilchenrekonstruktion und Datenerfassung	40
	2.1 Das Triggersystem	40
	2.2 Das Datenerfassungssystem	44
	2.3 Die Ereignisrekonstruktion	46
IV.	Datenauswertung	48
	1. Hadronselektion	48
	2. Isolation	55
	3. Monte-Carlo Simulation	61
V.	Ergebnisse	66
	1. Monte-Carlo Generation der Bremsstrahlung	67
	2. Einfluß der Isolationsbedingung	70
	3. Untergrund	74
	4. Der gemessene Wirkungsquerschnitt	75
VI.	Zusammenfassung	79
VII	Anhang	80
	1. Literaturverzeichnis	80
	2. Danksagung	84

I. Einleitung

Der Elementarteilchenphysik ist in den letzten Jahren ein entscheidender Schritt nach vorn auf der Suche nach neuen Teilchen gelungen. Diese Entwicklung war eng mit dem Bau großer Speicherringanlagen und dem Einsatz neuer Techniken bei den Detektoren verknüpft. Erst dadurch gelang der Nachweis bisher unbekannter Teilchen, was zu einem grundlegend neuen Bild vom Aufbau der Materie geführt hat. Proton und Neutron wurden aus ihrer Rolle als Elementarbausteine verdrängt, als man weitere Substrukturen, die Partonen, entdeckte, aus denen sie und viele weitere Teilchen sich zusammensetzen. Diese elementaren Teilchen werden mit den Quarks und Gluonen identifiziert und bilden zusammen mit den Leptonen die Eckpfeiler unseres physikalischen Weltbildes.

Bis zu höchsten, heute erreichbaren Energien und damit auch Meßgenauigkeit haben sich diese Teilchen als punktförmig und elementar erwiesen. Einen wesentlichen Anteil an den Messungen und Versuchen in der Teilchenphysik hatte dabei die Elektron-Positron Vernichtung. Ihr Hauptprozeß ist die Paarproduktion von punktförmigen, geladenen Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen, den Fermionen (eben Leptonen und Quarks). Mit Beobachtungen aus diesen Prozessen gelang es nicht nur, die Existenz zweier neuer Quarks nachzuweisen, sondern auch die Gültigkeit von Theorien über die elektromagnetische (Quantenelektrodynamik = QED) oder die starke Wechselwirkung (Quantenchromodynamik = QCD) zu testen. So können mit Hilfe der QED die Wirkungsquerschnitte in diesen Prozessen exakt berechnet werden. Ihre Gültigkeit bis zu kleinsten erreichbaren Distanzen ($\leq 10^{-16}$ cm) steht heute außer Zweifel. Eine wichtige Aufgabe der Hochenergiephysik ist es jetzt, die Vorhersagen der QCD mit ähnlicher Genauigkeit zu prüfen.

Neben der reinen Lepton-Paarherzeugung, ist die Hadronerzeugung in e^+e^- -Stößen von besonderem Interesse. Sie läuft über die Bildung eines Quark-Antiquark Paares mit anschließender Fragmentation in Mesonen oder Baryonen ab. Mit der QCD lassen sich hierzu Modelle über die Produktion von Hadronen-Jets konstruieren. Gewöhnlich werden diese Modelle in ein Monte-Carlo Programm übersetzt, das die Erzeugung hadronischer Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation simuliert. Diese Programme generieren zwei oder drei Jets aus leichten und schweren Quarks und Gluonen, deren Bindeteilchen, und enthalten einen Fragmentationsmechanismus, der den Zerfall dieser Partonen in Hadronen beschreibt. Mit Hilfe dieser generierten Daten ist dann ein Vergleich mit den gemessenen Daten möglich, um die zu Grunde liegenden Modelle und Vorhersagen zu testen.

Die meisten physikalischen Ergebnisse in der e^+e^- -Annihilation hängen dabei von der richtigen Behandlung von Strahlungskorrekturen ab. Diese aus der QED berechenbaren Korrekturen müssen in die Modelle mit einbezogen werden, um Unsicherheiten im Vergleich mit den Daten gering zu halten. Den Hauptanteil an diesen Strahlungskorrekturen stellt die Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes

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

Weil man aus Messungen in der Mu-Paar Produktion erwartet, daß diese Reaktion einen dominanten Beitrag zu QCD-abhängigen Größen, wie dem R-Wert oder Thrust, liefert, andererseits nur sie sich in einer Modell unabhängigen Weise betrachten läßt, beschränkt man sich bei der Behandlung von Strahlungskorrekturen oft ausschließlich auf sie. Ihre richtige Beschreibung und Berechnung ist für die physikalischen Ergebnisse ausschlaggebend.

Ziel dieser Examensarbeit ist es, einen experimentellen Test für die QED-Voraussagen der Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes vorzustellen. Zu diesem Zweck werden hadronische Annihilationsereignisse, die mit dem CELLO-Detektor am PETRA-Speicherring gemessen wurden, untersucht. Die Untersuchung beschränkte sich auf zwei Schwerpunktsenergien bei $\sqrt{s} = 22$ GeV und $\sqrt{s} = 34$ GeV und auf hadronische Ereignisse mit geometrisch isolierten Photonen. Es wird geprüft, ob diese aus dem Bremsstrahlungsprozeß stammen und ob die Photonverteilungen mit QED-Voraussagen übereinstimmen. Der Antwort auf diese Frage wollen wir uns hier in vier Schritten nähern.

Nach einem kurzen Blick auf die Grundbausteine der Teilchenphysik, die Quarks, verfolgen wir im nächsten Kapitel die e^+e^- -Vernichtung in Hadronen. Dabei gilt unser Hauptaugenmerk der Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes und der Berechnung des zugehörigen differentiellen Wirkungsquerschnittes. Im dritten Kapitel schließt sich eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus (PETRA-Speicherring und CELLO-Detektor) an. Zur experimentellen Messung zählt auch die Datenerfassung durch Auslesekanäle und Ereignisrekonstruktion. Im vierten Kapitel befassen wir uns mit den Selektionskriterien, die zur Auswahl der hadronischen Ereignisse mit geometrisch isolierten Photonen geführt haben. Daneben wird die Monte-Carlo Simulation dieser Ereignisse skizziert. Schließlich folgen im fünften Kapitel die Ergebnisse der Messungen, die es uns erlauben, die eingangs gestellte Frage nach der Herkunft isolierten Photonen und der Gültigkeit der QED-Voraussagen über die Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes zu beantworten.

II. Theorie

In der letzten 100 Jahren hat sich das Verständnis vom Aufbau der Materie grundlegend gewandelt. Immer neue Teilchen haben das Atom aus seiner Rolle als elementarer, unteilbarer Baustein der Materie verdrängt. Nachdem diese (vorerst) letzte Stufe, die Quarks, nicht nur vorhergesagt, sondern auch gefunden wurden, gelang es in einer neuen, vereinheitlichenden Theorie, die Wechselwirkung dieser Teilchen untereinander zu beschreiben. Zunächst soll in diesem Kapitel daher ein Blick auf die rasend schnelle Entwicklung der Elementarteilchenphysik hin zu den Quarks geworfen und das heutige Verständnis vom Aufbau der Materie durch Quarks und deren Wechselwirkung kurz beschrieben werden. Im Speziellen wird dann der Prozeß der e^+e^- -Wechselwirkung in Hadronen unter diesem neuen Gesichtspunkt betrachtet, woraus sich Schlüsse für die zu beobachtenden Reaktionen ziehen lassen. An dieser Stelle wird sich dann die Beschreibung des Prozesses, auf den diese Arbeit abzielt - der Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes - anschließen, wobei der zugehörige Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechnet werden kann. Schließlich wird es nötig sein, dem in diesen Prozeß hineinwirkenden Untergrund kurz ein Augenmerk zu widmen.

II.1 Die Elementarteilchen der Materie: Quarks

Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, die fundamentalen Gesetze zu entdecken und zu untersuchen, wie die Wechselwirkung von Materie erklärt werden kann. Dabei wird unter Wechselwirkung ganz allgemein jede Kraft verstanden, die die Eigenschaften oder den Zustand von Materie zu verändern vermag. Die Suche nach diesen grundlegenden Gesetzen ist dabei von der Hoffnung beherrscht, daß die Materie sich mit wenigen Sorten elementarer Bausteine und einer einfachen Form der Wechselwirkung beschreiben läßt.

Der erste Elementarteilchenphysiker in diesem Sinne war Demokrit (460 - 370 v. Chr.) mit seiner Atomlehre [201]. Es dauerte jedoch noch seine Zeit, bis man wirklich Beweise für den Aufbau der Materie aus Atomen hatte. Zu Beginn unseres Jahrhunderts äußerte Thomson (1856-1940) die Vermutung, daß die Atome aus Elektronen bestünden, die in einer positiven Ladungswolke eingebettet seien. Die α -Streuversuche von Rutherford (1871-1937) zerstörten dieses Bild, indem sie nachwiesen, daß die

positive Ladung des Atoms zusammen mit praktisch seiner ganzen Masse im Kern, d.h. auf einem viel kleineren Raum von weniger als 10^{-12} cm Durchmesser konzentriert ist. Nun genügte es aus Gründen des Ladungsausgleiches und der Masse nicht, das Atom nur aus Elektronen und Protonen aufzubauen, sondern man benötigte ein weiteres neutrales Teilchen mit ungefähr der Masse des Protons, das Neutron, das 1932 von Chadwick entdeckt wurde.

Mit dem Bau neuer Beschleunigeranlagen mit größeren Beschleunigungsenergien gelang ein weiterer Vorstoß in die Elementargründe der Materie (vgl. III.1). Bei Elektronenstreuexperimenten am Proton 1969 am Stanford Linear Accelerator (SLAC) stieß man auf diskrete Streuzentren im Proton und schloß auf eine vorhandene innere Struktur mit punktförmigen Teilchen [202]. Durch Vergleiche mit Neutrino-Streuexperimenten am Elektron ergaben sich Rückschlüsse auf die gequantelte Natur dieser Bestandteile des Protons. Weitere Experimente bestätigten dieses Ergebnis und führten zu der Aussage, daß Neutron und Proton nicht elementar sind, sondern aus Partonen (dies ist der allgemeine Name für die Bestandteile der Nukleonen) bestehen. Genauere Untersuchungen zeigen, daß diese Partonen in zwei Teilchensorten zerfallen: die 'Quarks', die man aus der Systematik der Hadronen bereits vorhergesagt hatte, und die 'Gluonen', die die elementaren Kräfte der starken Wechselwirkung vermitteln. Abbildung 2.1 zeigt unsere gegenwärtige Vorstellung vom Aufbau der Materie.

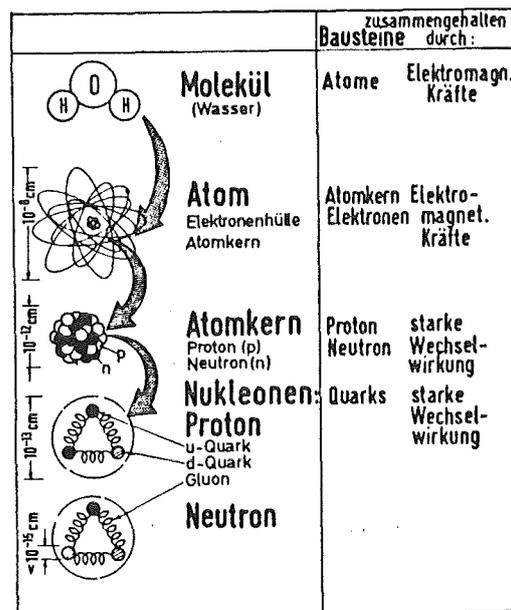


Abbildung 2.1 Aufbau der Materie

Die Familie der elementaren Bausteine der Materie setzt sich nun aus Leptonen und Quarks zusammen. Leptonen sind Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen, die der schwachen und, sofern sie geladen sind, der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Zu ihnen gehört auch das Elektron. Bis heute sind 6 Leptonen bekannt [203]. Quarks wurden zunächst 1964 von Gell-Mann und Zweig als Klassifikationsschema für stark wechselwirkende Teilchen, die Hadronen, eingeführt [204]. Nachdem die punktförmigen Substrukturen der Hadronen entdeckt waren (s.o.), konnte man diese auch mit den Quarks identifizieren. Weitere Voraussagen des Quarkmodells stimmten hervorragend mit Messungen überein, sodaß es heute weithin wegen seiner Einfachheit und Übersichtlichkeit anerkannt ist. Wie die Leptonen haben die Quarks den Spin $\frac{1}{2}$, tragen aber drittelzahlige Ladungen. Letzteres klingt zunächst ungewöhnlich, wurde aber durch Chanowitz experimentell bestätigt [205].

Strukturteilchen			Wechselwirkungen	
Leptonen	ν_e	ν_μ	$\nu_\tau (?)$	
	e^-	μ^-	τ^-	
Quarks	u	c	(t) ?	
	d	s	b	

Tabelle 2.1 Strukturteilchen und ihre Wechselwirkungen

Die heute bekannten Leptonen und Quarks und ihre Wechselwirkungen sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Ihr Verhalten unter der schwachen Wechselwirkung gab Anlaß, sie zu Dubletts zusammenzufassen. Drei Dubletts von Leptonen sind heute bekannt. (Ein direkter Nachweis des τ -Neutrinos steht allerdings noch aus.) Theoretische Überlegungen zeigen, daß ebensoviele Quarks existieren müssen: u (wie 'up'), d (wie 'down'), s (wie 'strange'), c (wie 'charm'), b (wie 'bottom') und t (wie 'top'). Die bisher experimentell nachgewiesenen Quarks sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Die Suche nach dem sechsten Quark dauert noch an.

Tabelle 2.2 Die fünf bekannten Quarks und einige ihrer Quantenzahlen

Name	Symbol	Baryon number	charge	third comp. of isospin	strangeness	charm	beauty
up	u	1/3	2/3	+ 1/2	0	0	0
down	d	1/3	-1/3	- 1/2	0	0	0
strange	s	1/3	-1/3	0	-1	0	0
charm	c	1/3	2/3	0	0	1	0
bottom (beauty)	b	1/3	-1/3	0	0	0	1

Eine weitere, bis heute unverstandene Eigenschaft der Quarks ist, daß sie nicht frei existieren können [206], sondern nur als Drei-Quark- oder Quark-Antiquark-Systeme. Alle heute bekannten Hadronen sind in dieser Weise aufgebaut. Man unterscheidet Baryonen und Mesonen. Baryonen sind aus drei Quarks (qqq), die Mesonen aus einem Quark-Antiquark Paar (q \bar{q}) zusammengesetzt. Die Baryonen haben Zerfälle, die stets auf ein Nukleon führen, können aber weder einzeln erzeugt werden noch durch Zerfälle verschwinden. Als wichtiges Merkmal haben sie halbzahliges Spin. Die Mesonen dagegen haben ganzzahliges Spin. Sie können einzeln erzeugt werden und in Photonen, Elektronen und Neutrinos zerfallen. Um die Vielzahl der bekannten Hadronen auf diese Art auf Quarks zurückzuführen war gerade die Einführung von 5 Quarks erforderlich. Zur Begründung und Erklärung des Quark-Modells der Hadronen sei auf die Literatur verwiesen [207]. Hier findet sich auch eine vollständige Übersicht von Hadronenzuständen [208]. Als wahrscheinlich gesichert findet man dort 137 Baryonen und 64 Mesonen mit ihren Eigenschaften tabelliert.

Wie oben bereits erwähnt, wechselwirken die Quarks über die starke Wechselwirkung miteinander. Ansätze zu einer Vereinheitlichung der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung waren in den letzten Jahren sehr erfolgreich [209]. So tragen die Quarks neben der elektrischen Ladung auch eine starke Ladung. Sie wird mit "Farbe" bezeichnet und kommt in drei Arten vor [210]. Die starke Wechselwirkung ist dann die Wechselwirkung zwischen den Farbladungen der Quarks. Die Beschrei-

bung der Farbkraft erfolgt über die Quantenchromodynamik (QCD). Als Austauscheteilchen kann man, wie bei der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung das Photon (γ) und schwere Bosonen (W^\pm, Z^0), in der starken Wechselwirkung weitere Teilchen, die Gluonen (g , insgesamt 8) einführen [211]. Sie tragen den Spin 1 und fungieren als Bindeteilchen, die die Quarks in Hadronen zusammenhalten. Die Gluonen besitzen selbst eine Farbladung und können somit untereinander stark wechselwirken (Selbstkoppelung). Seit ihrer Entdeckung 1979 bei PETRA [212] bemüht man sich genauere Hinweise auf ihre Eigenschaften zu erhalten [213].

Als Einführung soll uns dies hier genügen. Zum tieferen Eindringen sei nochmals auf die Literatur verwiesen [214]. Wir wenden uns im nächsten Abschnitt der Hadronerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung und wie sie im Quarkmodell verstanden werden kann zu.

II.2 e^+e^- -Vernichtung in Hadronen

Eine Möglichkeit Aufschlüsse über die Physik der Elementarteilchen zu gewinnen, ist die Untersuchung von Elektron-Positron Kollisionsexperimenten bei hohen Energien. Elektron und Positron werden in Speicherringen gegenläufig beschleunigt und dann zur Kollision gebracht (vgl. III.1). Eine der einfachsten Reaktionen ist dabei natürlich die elastische Streuung (Bhabhastreueung). Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechnen. Neben der Streuung tritt aber auch die Paarvernichtung auf, in das Elektron und Positron sich gegenseitig vernichten und neue Teilchen bilden. Der Prozeß läuft über ein virtuelles Photon ab, sodaß der Endzustand wohldefinierte Quantenzahlen hat. Teilweise entstehen dabei wieder Leptonen (e, μ, τ), weshalb man in diesem Fall auch von Leptonpaarerzeugung spricht. In Kapitel IV.1 wird auf diese Prozesse etwas näher eingegangen werden. Mit Hilfe der QED sind sie ebenfalls exakt berechenbar. Zum Beispiel ist der integrierte Wirkungsquerschnitt niederster Ordnung für die $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung durch Gleichung 2.1 gegeben.

$$(G1.2.1) \quad \sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s^2} = \frac{21.7 \text{ nb}}{E_{\text{beam}}^2 (\text{GeV}^2)}$$

(α = Feinstrukturkonstante = $1/137$,

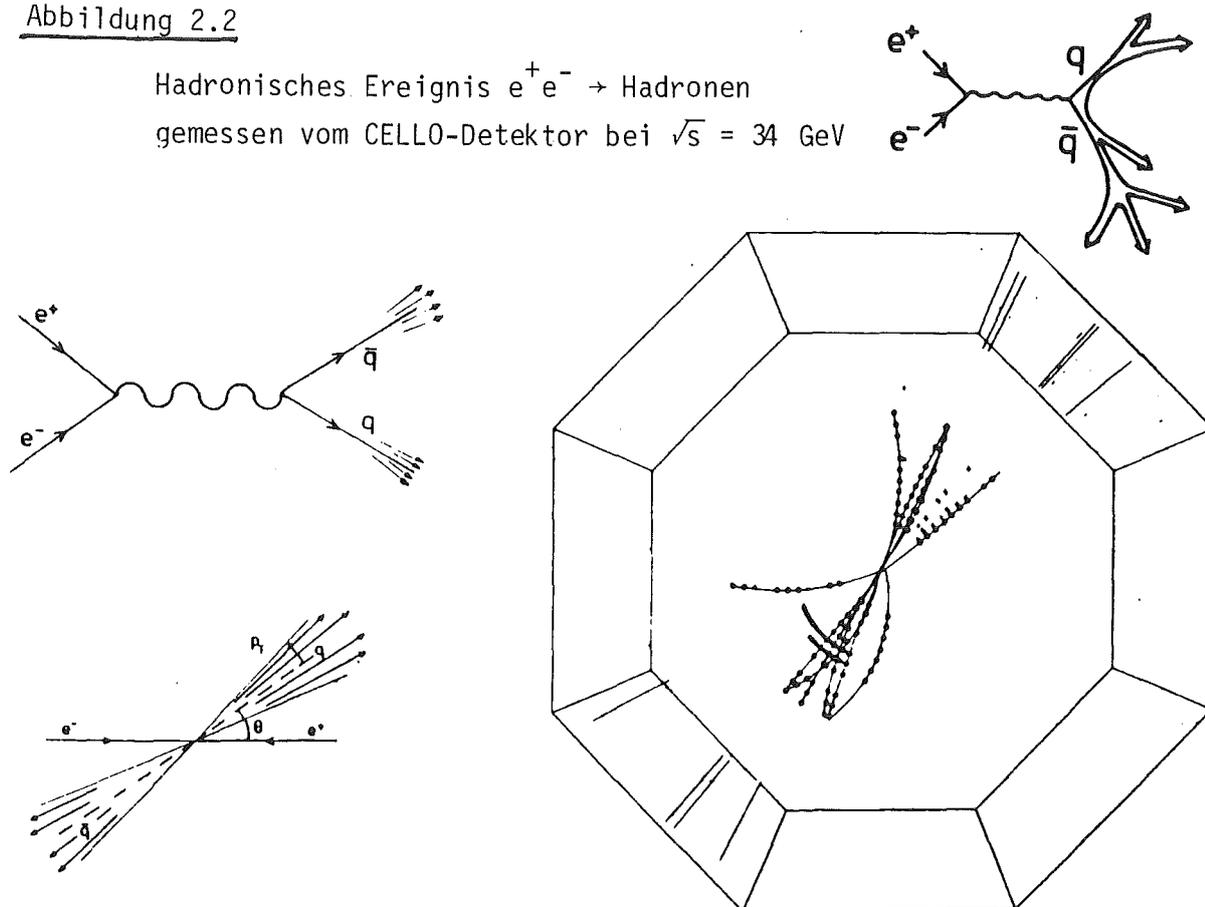
$\sqrt{s} = 2 E_{\text{beam}} \gg m_\mu$,

für Spin 1/2 Teilchen)

Neben diesen Prozessen, die für den Test der QED bei hohen Impulsüberträgen, bzw. bei kleinen Distanzen von Bedeutung sind, ist die Erzeugung von Hadronen von Interesse. Im Quark-Parton Modell läßt sich nämlich die e^+e^- -Vernichtung in Hadronen mit der Erzeugung eines Quark - Antiquark Paares und dessen anschließender Fragmentation erklären. Tatsächlich lassen die Ereignisse bei hohen Energien den Zweiteilchencharakter des Elementarprozesses klar erkennen. Abbildung 2.2 zeigt als Beispiel ein hadronisches Ereignis bei 34 GeV Schwerpunktsenergie, wie es im CELLO-Detektor (vgl.III.1.3) gesehen wird. Die Reaktionsprodukte sind in zwei entgegengesetzte Jets gebündelt. Die Vorstellung ist, daß die Quarkpaare, die frei nicht existieren können, auf Grund ihrer starken Wechselwirkung das Vakuum polarisieren und dabei weitere Quarkpaare erzeugen - solange bis die Energie aufgebraucht ist. Die Quarks gruppieren sich dann zu Hadronen um und bilden das beobachtete Teilchenbündel. (vgl.IV.3).

Abbildung 2.2

Hadronisches Ereignis $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$
gemessen vom CELLO-Detektor bei $\sqrt{s} = 34 \text{ GeV}$



Wie die Leptonen sind auch die Quarks fundamentale Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen. Als Punktteilchen koppeln sie dann nach den Regeln der QED an Photonen, womit der Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ berechenbar wird. Es sollten dabei die gleichen Formeln wie für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ gelten, da der ursprüngliche

Quark-Antiquark Erzeugungsprozeß durch anschließende Fragmentation nicht berührt wird. Will man also den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt für die Anihilation von e^+e^- in Hadronen berechnen, so muß man einfach über sämtliche Quarks summieren, die entstehen:

$$(G1.2.2) \quad \sigma_{\text{had}} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \cdot 3 \sum_{u,d,s,\dots} Q_q^2$$

Die Summierung über drei Quarkfarben liefert dabei den Faktor 3 vor der Summe. Mit Q_u, Q_d, Q_s, \dots wird die Ladung der u, d, s, \dots Quarks bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt kann dann durch sein Verhältnis R zum $\mu^+\mu^-$ -Querschnitt ausgedrückt werden:

$$(G1.2.3) \quad R = \frac{\sigma_{\text{had}}}{\sigma_{\mu\mu}} = 3 \sum_{u,d,s,\dots} Q_q^2 \quad (\text{Quark-Parton-Modell})$$

In Abbildung 2.3 ist dieses Verhältnis als Funktion der Schwerpunktsenergie aufgezeichnet. Die beiden auffallenden Eigenschaften sind:

- R ist zwischen 10 GeV und 36 GeV konstant und
- R zeigt einen deutlichen Sprung und starke Strukturen (Resonanzen) bei 4 GeV und 9.5 GeV.

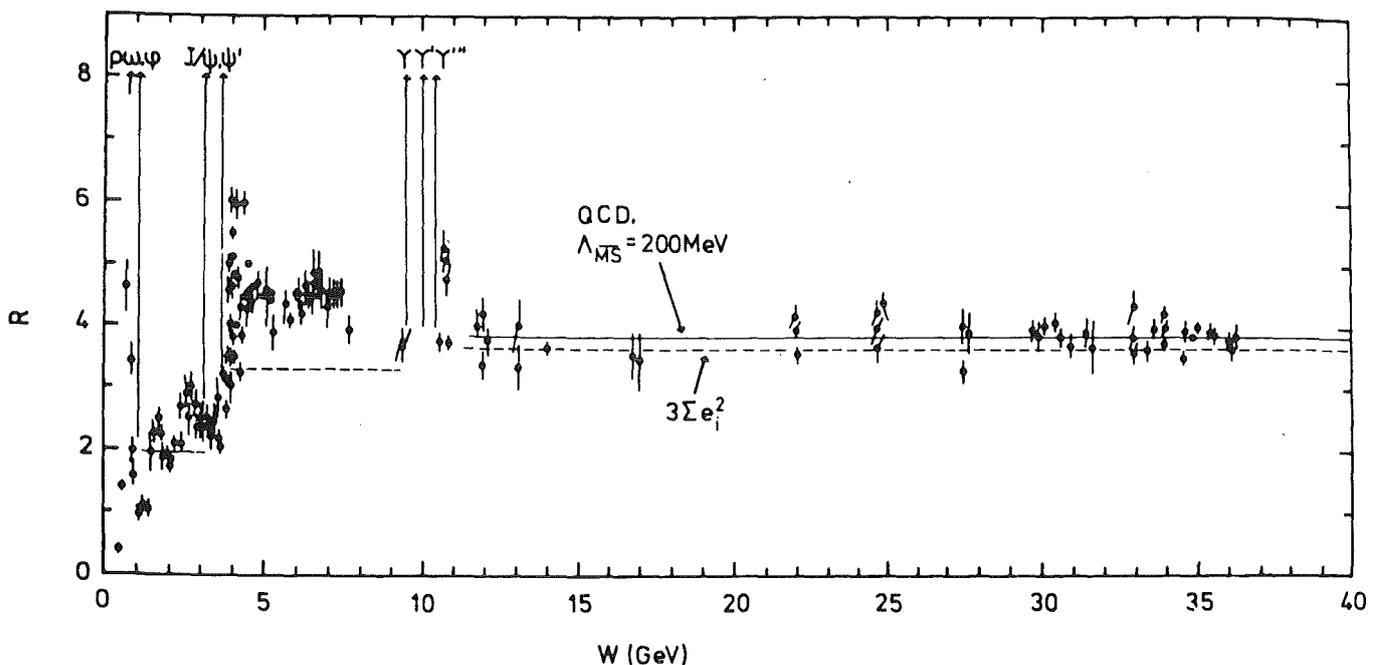


Abbildung 2.3 Totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt als Funktion $R = \sigma_{\text{had}}/\sigma_{\mu\mu}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie

Daß R über einen weiten Bereich konstant ist, läßt sich im Quark - Parton Modell leicht erklären. Es zeigt, daß R von Q^2 unabhängig ist und die Quarks daher punktförmig sein müssen. Durch Einführung von Abschneidevariablen und deren Parametrisierung erhält man einen 'Quarkradius' r mit $\langle r \rangle \leq 2 \cdot 10^{-16}$ cm. Die Stufen im R -Wert lassen sich auf die Erzeugung eines Quarkpaares erst oberhalb einer Energieschwelle zurückführen. So wird das charm Quark ($c\bar{c}$) erst ab 4 GeV produziert, das bottom Quark ($b\bar{b}$) ab 9.5 GeV.

Damit ergibt sich R zu

(Gl.2.4)

$$R = 3 \sum_{\bar{u}, \bar{d}, s} Q_q^2 = 2 \quad \text{unterhalb,}$$

$$R = 3 \sum_{u, d, s, c} Q_q^2 = 3 \frac{1}{3} \quad \text{oberhalb der charm-Schwelle}$$

Im konstanten Bereich ist

$$R = 3 \sum_{u, d, s, c, b} Q_q^2 = 3 \frac{2}{3} .$$

Die gute Übereinstimmung zwischen diesen Werten und den gemessenen Werten tritt aber nur dann ein, wenn man den Quarks einen zusätzlichen dreiwertigen Freiheitsgrad, die Farbe, zuspricht. In der Quantenchromodynamik (QCD) wird die Farbe in Analogie zur elektrischen Ladung in der QED zum Träger der starken Ladung. Die Rolle des Photons als Vermittler der Wechselwirkung übernehmen dabei die Gluonen. Bei drei Farben gibt es acht Gluonen [215].

Die Stärke der Wechselwirkung wird in der QCD durch die Koppelungskonstante α_s bestimmt:

$$(Gl.2.5) \quad \alpha_s(Q^2) = \frac{12 \pi}{(33-2f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{in 1. Ordnung QCD})$$

wobei Λ der QCD-Skalenparameter und f die Zahl der Quarkflavours, bei der die Masse der zugehörigen Quarks $\ll Q$ ist. Für große Impulsüberträge Q^2 ist α_s klein und es kann Störungstheorie angewendet werden. Zieht man diese bei der Berchnung des R -wertes in Gleichung 2.4 hinzu, so erhält man oberhalb 10 GeV einen Wert $R = 4$.

II.3 Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes

Wie wir im vorausgegangenen Abschnitt gesehen haben, lassen sich eine ganze Reihe von Prozessen der e^+e^- -Vernichtung mit Hilfe der QED berechnen. Diese erlaubt die Voraussagen über die elektromagnetische Wechselwirkung von Elektronen, Muonen, Taus und Photonen bis zu kleinen Distanzen und hohen Impulsüberträgen. Ihre Gültigkeit ist bis zu einem sehr hohen Präzisionsgrad nachgewiesen. In der e^+e^- -Anihilation mit hohen Schwerpunktsenergien ist deshalb der Vergleich von experimentellen Daten und QED-Voraussagen von Interesse. Dabei sind die meisten physikalischen Ergebnisse eng mit der richtigen von Strahlungskorrekturen verknüpft. So kommt einer Überprüfung der Richtigkeit von Störungsrechnungen besondere Bedeutung zu. Die Rechnungen wurden im einzelnen bereits von mehreren Autoren mit Hilfe der QED für verschiedene Prozesse vorgenommen [216].

Im Falle der e^+e^- -Vernichtung in Hadronen führen diese Störungsrechnungen (erster Ordnung in der Feinstrukturkonstante α) zum Prozeß der Bremsstrahlungsemission eines Photons durch das einlaufende Elektron oder Positron (Abbildung 2.4):

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

Bei höheren Energien wird von der QCD weiter der Prozeß der Quarkbremsstrahlung, in der ein Quark ein Photon emittiert, vorhergesagt (vgl. II.4).

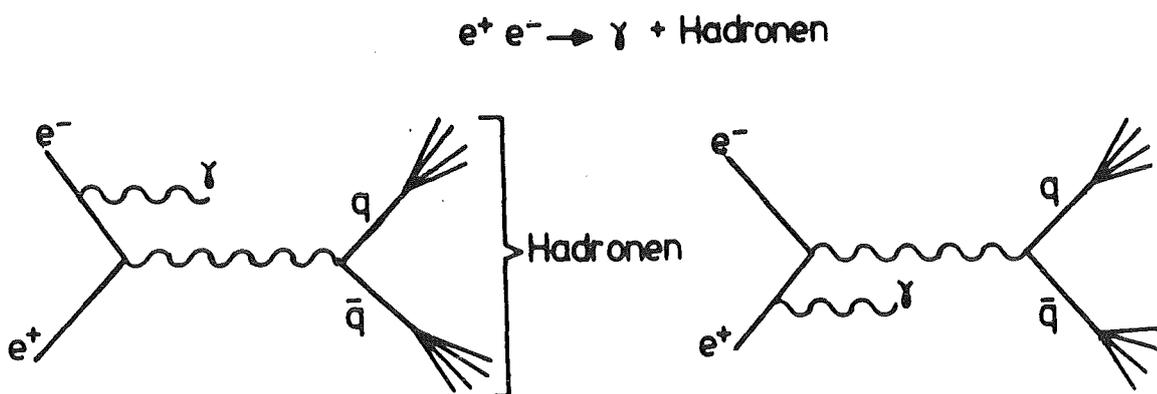


Abbildung 2.4 Bremsstrahlung des Anfangszustandes $e^+e^- \rightarrow \gamma + q\bar{q}$

Gegenstand dieser Arbeit ist der experimentelle Test der QED-Voraussagen für den Prozeß (*). In hadronischen Ereignissen werden geometrisch isolierte Photonen (vgl. IV.1, IV.2) daraufhin untersucht, ob sie vom Prozeß (*) herrühren und ihre Verteilungen mit QED-Vorhersagen übereinstimmen.

Speziell erfolgt diese Untersuchung durch Vergleich der experimentellen Daten mit Monte-Carlo generierten Daten (vgl. IV.3). Dabei werden in einem gesonderten Generatorschritt die Bremsstrahlungsphotonen des e^+e^- -Anfangszustandes nach dem von Berends und Kleiss [217] berechneten Formalismus erzeugt.

Wir wollen uns im Folgenden etwas näher mit deren Berechnung beschäftigen und den differentiellen Wirkungsquerschnitt σ_γ für die Bremsstrahlungsemission im e^+e^- -Anfangszustand berechnen:

Das mit Strahlenergie $E = E_{\text{beam}}$ einlaufende Elektron bzw. Positron habe die Masse m und den Vierer-Impuls p_\pm . Das emittierte Bremsstrahlungsfoton habe die Masse $m_\gamma = 0$, die Energie E_γ und den Vierer-Impuls p_γ . Dann definieren wir die Schwerpunktsenergien

$$(Gl. 2.6) \quad s := (p_+ + p_-)^2 = 4 E^2 \quad \text{und}$$

$$(Gl. 2.7) \quad s' := (p_+ + p_- - p_\gamma)^2 = 4 E(E - E_\gamma) \quad \text{und das Skalarprodukt}$$

$$(Gl. 2.8) \quad K_\pm := p_\pm \cdot p_\gamma = E E_\gamma (1 - \cos \Theta)$$

wobei Θ der Winkel, gemessen zur Strahlachse, ist, unter dem das Photon emittiert wird.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt σ_γ , summiert über sämtliche entstehenden Quarks, ist dann

$$(Gl. 2.9) \quad \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{\alpha E_\gamma}{\pi^2 s} \left(-\frac{m^2 s'}{4K_-^2} - \frac{m^2 s'}{4K_+^2} + \frac{s^2 + s'^2}{8K_+ K_-} - 1 \right) \cdot \sigma_{\text{had}}(s')$$

wobei $\sigma_{\text{had}}(s')$ der totale, hadronische Wirkungsquerschnitt aus Gl. 2.2 ist. Gleichung 2.9 ist identisch mit Formel 2.18 aus [216].

Wie wir später sehen werden, können wir, da $m \ll E$ ist, die ersten beiden Terme vernachlässigen und in guter Näherung schreiben

$$(Gl. 2.10) \quad \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{\alpha E_\gamma}{\pi^2 s} \left(\frac{s^2 + s'^2}{8K_+ K_-} - 1 \right) \cdot \sigma_{\text{had}}(s')$$

Mit der Integration über den Azimutalwinkel $d\Omega_\gamma = 2\pi d\cos\theta$ und der Ersetzung $dE_\gamma = Edz$, wenn z der Bruchteil der Photonenergie von der Strahlenergie ist,

$$(Gl. 2.11) \quad z = E_\gamma/E$$

und durch Einsetzen der Definitionsgleichungen 2.6 - 2.8 in 2.10 erhält man zunächst

$$(Gl. 2.12) \quad \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{2\pi\alpha E_\gamma}{\pi^2 s} \cdot \left(\frac{16E^4 + 16E^2 (E - E_\gamma)^2}{8E^2 E_\gamma^2 (1 - \cos\theta)(1 + \cos\theta)} - 1 \right) \sigma_{had}(s')$$

und nach einiger Umformung

$$(Gl. 2.13) \quad \frac{d\sigma_\gamma}{dz d\cos\theta} = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{2(1 + (1-z)^2)}{z(1 - \cos^2\theta)} - z \right) \sigma_{had}(s')$$

mit $z = E_\gamma/E$ und $s' = s(1-z)$.

Wir normieren noch auf den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{had}(s)$ und führen den R-Wert (Gl. 2.3) ein, indem wir mit $\sigma_{\mu\mu}(s)$ erweitern

$$(Gl. 2.14) \quad f = \frac{1}{\sigma_{had}(s)} \cdot \frac{d\sigma_\gamma}{dz d\cos\theta} = \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \frac{\sigma_{\mu\mu}(s)}{\sigma_{had}(s)} \cdot \frac{\sigma_{had}(s')}{\sigma_{\mu\mu}(s')} \left(\frac{2(1 + (1-z)^2)}{z(1 - \cos^2\theta)} - z \right)$$

Beachtet man weiter, daß $\sigma_{\mu\mu}(s) \sim 1/s$ gilt und somit

$\sigma_{\mu\mu}(s')/\sigma_{\mu\mu}(s) = 1/(1-z)$, so folgt

$$(Gl. 2.15) \quad f = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{R(s')}{R(s)} \left(\frac{2(1 + (1-z)^2)}{z(1-z)} \frac{1}{1 - \cos^2\theta} - \frac{z}{1-z} \right)$$

Gleichung 2.15 wird nun noch über den Raumwinkel integriert und man erhält

$$(Gl. 2.16) \quad F = \int f d\cos\theta = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{R(s')}{R(s)} \left(\frac{2(1 + (1-z)^2)}{z(1-z)} \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} - \frac{z}{1-z} \cos\theta \right)$$

bzw. durch Einsetzen der Integrationsgrenzen θ_H und θ_L :

$$(Gl. 2.17) \quad F = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{R(s')}{R(s)} \left(\frac{2(1+(1-z)^2)}{z(1-z)} \frac{1}{2} \ln \frac{1+\cos\theta_H}{1-\cos\theta_H} \frac{1-\cos\theta_L}{1+\cos\theta_L} - \frac{z}{1-z} (\cos\theta_H - \cos\theta_L) \right)$$

Setzen wir abschließend als Integrationsgrenzen $\theta_H = 150^\circ$ und $\theta_L = 30^\circ$ ein, so erhalten wir den normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt zu

$$(Gl. 2.18) \quad \frac{1}{\sigma_{had}(s)} \frac{d\sigma_\gamma}{dz} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{R(s')}{R(s)} \left(\frac{2(1+(1-z)^2)}{z(1-z)} \ln \frac{2+\sqrt{3}}{2-\sqrt{3}} - \frac{z}{1-z} \sqrt{3} \right) = F$$

Der Verlauf von F in Abhängigkeit von der Photonenergie $z = E_\gamma/E$ ist in Abbildung 2.5 für $E = 17$ GeV (a) und $E = 11$ GeV (b) dargestellt. F strebt für kleine z und E_γ nahe der Strahlenergie gegen ∞ und besitzt dazwischen einen niederen Sattel. Dieses Spektrum gilt es, in den isolierten Photonen wiederzufinden (vgl.V).

Wir wollen uns noch kurz den beiden in Gleichung 2.10 vernachlässigten Termen aus Gleichung 2.9 zuwenden:

$$(Gl. 2.19) \quad M = - \frac{m^2 s'}{4K_-^2} - \frac{m^2 s'}{4K_+^2}$$

Wir setzen wieder die Definitionsgleichungen für s , s' und K_\pm ein und substituieren $z = E_\gamma/E$. Damit erhalten wir:

$$(Gl. 2.20) \quad M = - \left(\frac{m}{E} \right)^2 \frac{2(1-z)}{z} \cdot \frac{1 + \cos^2\theta}{\sin^4\theta}$$

Für $30^\circ < \theta < 150^\circ$ folgt $\sin\theta \geq 0.5$ und $\cos\theta \leq 1.0$, also $\frac{1 + \cos^2\theta}{\sin^4\theta} \leq 32$

Weiter werden wir fordern (vgl. IV.2), daß $E_\gamma \geq 2$ GeV, und so folgt $\frac{1-z}{z} \leq 7.5$. (E ist entweder 11 GeV oder 17 GeV.)

Schließlich ist $\left(\frac{m}{E} \right)^2 \leq \frac{0.511^2}{11000^2} < 2.2 \cdot 10^{-9}$ und damit können wir M abschätzen zu $M < 1.05 \cdot 10^{-6}$, was uns dazu berechtigt, diesen Term gegenüber $F > 2.66 \cdot 10^{-2}$ zu vernachlässigen.

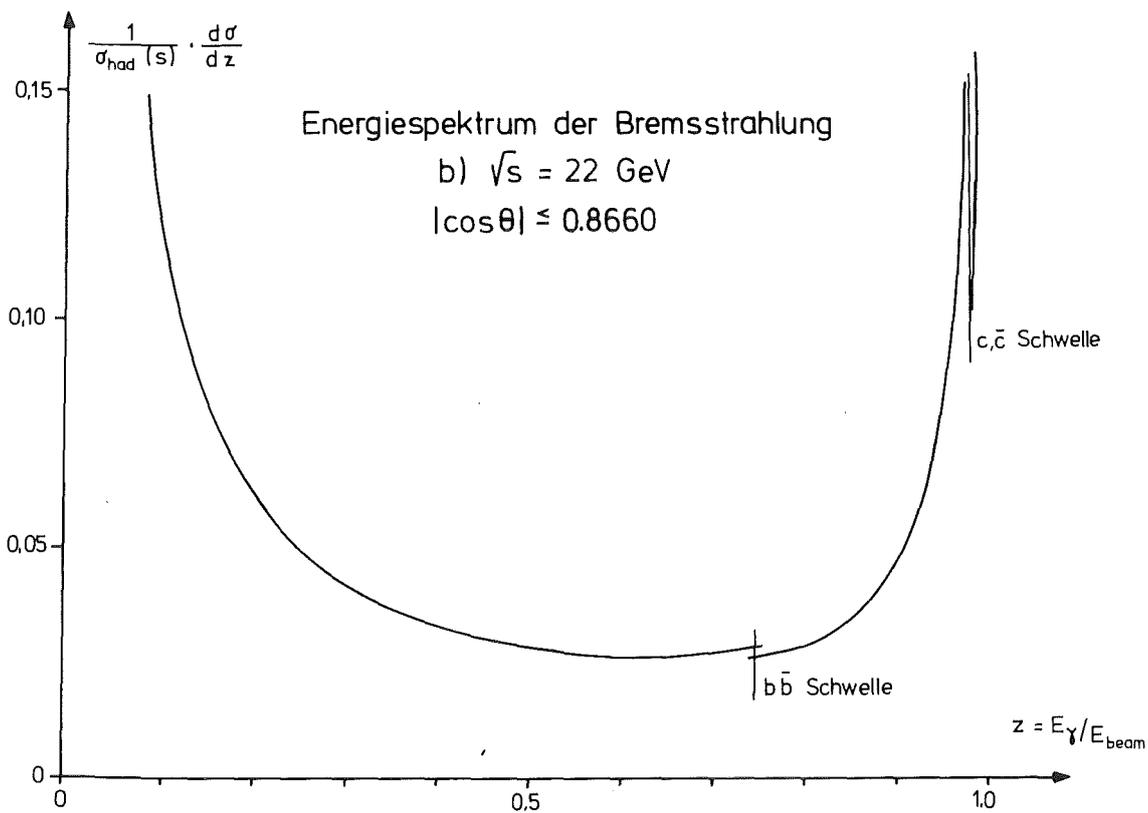
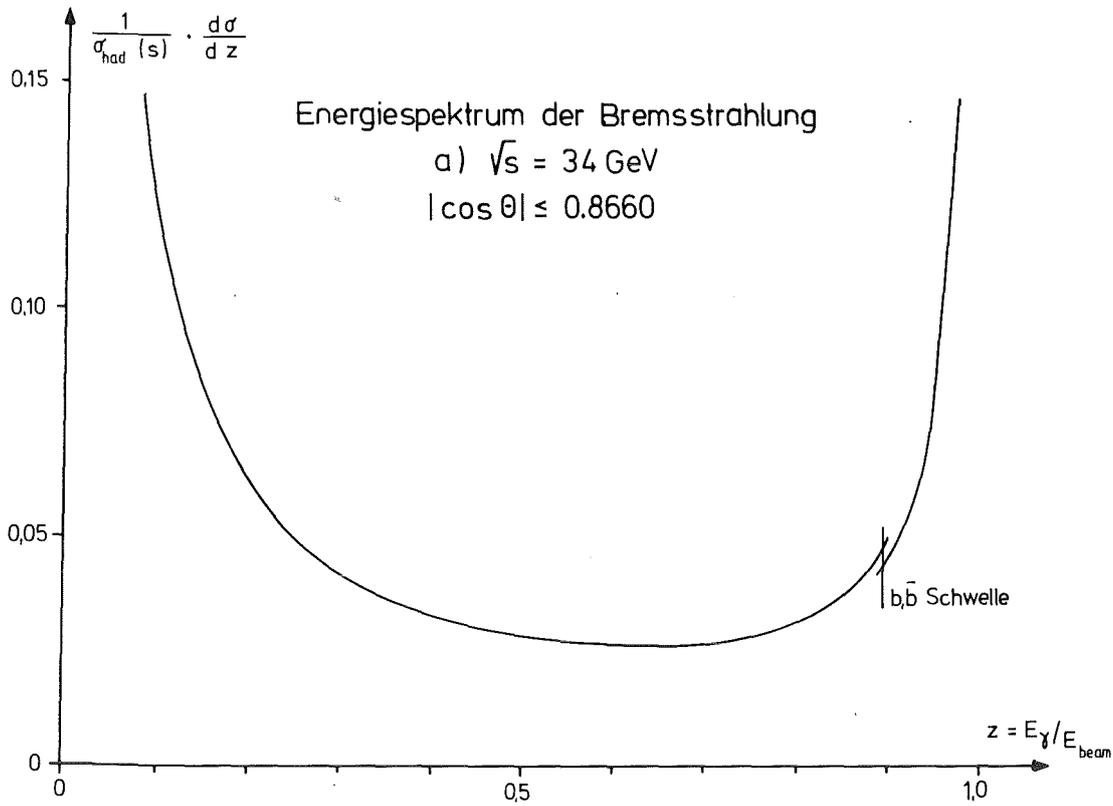


Abbildung 2.5 Normierter, differentieller Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung des Anfangszustandes $F(z)$ in Abhängigkeit von $z = E_\gamma / E$ für $\sqrt{s} = 34 \text{ GeV}$ (a) und $\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}$ (b)

II.4 Untergrund

Diese Arbeit stellt ein geometrisches Verfahren vor (vgl. IV.2), mit dem sich Bremsstrahlungsphotonen des e^+e^- -Anfangszustandes in hadronischen Ereignissen auffinden lassen. Es wird dann geprüft werden (V.), inwieweit die gefundenen neutralen Schauer tatsächlich mit den durch Gleichung 2.9 bzw. 2.18 vorhergesagten Bremsstrahlungsphotonen übereinstimmen. Der Hauptschnitt, der in diesem Verfahren auf die Daten angewandt wird, besteht in einer Isolationsbedingung, die fordert, daß in einem gewissen Winkelkonus um den neutralen Schauer kein weiteres Teilchen auftritt, d.h. daß das zu suchende Bremsstrahlungsphoton genügend weit weg vom Quark-Jet (s.o.) emittiert wird. Da in dieses Verfahren direkt keine physikalischen Schnitte mit einbezogen sind, wird man einen Untergrund von neutralen Schauern erwarten, der nicht auf Bremsstrahlungsemission zurückzuführen ist. Wir wollen kurz drei mögliche Untergrundsquellen betrachten.

Direkte π^0

Der Hauptanteil der in der hadronischen e^+e^- -Vernichtung entstehenden Teilchen wird von π 's bestritten. Bei einem Drittel handelt es sich dabei um π^0 's. In der Regel sind diese π^0 , ebenso wie die anderen in der Fragmentationskette (vgl. IV.3) entstehenden Teilchen, in den Quark-Jets gebündelt. Die Messung dieser π^0 -Spektren wird an anderer Stelle beschrieben [218]. Für uns ist von Bedeutung, daß in dieser Fragmentationsreihe jedes Teilchen einen Transversalimpuls p_T relativ zum ursprünglichen Quark erhält. Dieser Impuls ist im Mittel klein ($p_T \leq 300$ MeV), sodaß die Teilchen relativ eng um das Quark gebündelt sind. Jedoch kommt es gelegentlich auch vor, insbesondere wenn das π^0 eine hohe Energie besitzt, daß der Transversalimpuls relativ zum Jet groß ist. In diesem Fall kann das π^0 unseren Isolationsbedingungen genügen und wird als isolierter, neutraler Schauer registriert.

Photonerzeugung durch $\pi^0(\eta)$ -Zerfälle

Die im Hadronjet erzeugten π^0 und η zerfallen im Detektor weiter. Es entstehen dann zwei oder drei Photonen :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \pi^0 + X \rightarrow \gamma\gamma + X \\ e^+e^- &\rightarrow \eta + X \rightarrow \gamma\gamma\gamma + X \end{aligned}$$

Im Falle des η findet man das Photon unter den isolierten Schauern, wenn das η selbst, wie eben für das π^0 beschrieben, einen hohen Transversalimpuls relativ zum Quark-Jet besitzt, oder das Photon im Moment des Zerfalls im Detektor gestreut wird. π^0 's und η 's haben Spin 0 und zerfallen im Ruhesystem isotrop. Durch den Lorentzboost, verursacht durch den Impuls des Urteilchens (π^0, η), erfolgt der Zerfall im Laborsystem aber symmetrisch mit kleinem Öffnungswinkel, weshalb die beiden entstehenden Photonen nicht außerhalb des Quark-Jets beobachtet werden sollten. Mit einem kleinen Prozentsatz kann aber der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen sehr groß sein oder aber ein asymmetrischer Zerfall stattfinden, wodurch ein Photon als isoliert beobachtet werden kann.

Beide Prozesse können in Monte-Carlo generierten Daten verfolgt werden, da dort die Information über die einzelnen Teilchen und deren Zerfälle erhalten ist. Es wird daher unsere Aufgabe sein, den Anteil der aus diesen Prozessen stammenden Photonen an den übrigen isolierten Photonen zu bestimmen (vgl.V.3) und von diesen zu trennen.

Zerfallsverteilung des π^0

Die Zerfallsverteilung des π^0 wird von der Energie und dem Winkel abhängen. Sie ist gegeben durch:

$$(Gl. 2.21) \quad \frac{dI}{d\theta} = \frac{1}{2\beta\gamma^2} \cdot \frac{\cos \theta/2}{\sin^2 \theta/2 \sqrt{\beta^2 - \cos^2 \theta/2}} \quad \text{mit}$$

$$(Gl. 2.22) \quad \gamma = \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \quad \text{und} \quad \beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} .$$

Für zwei verschiedene Energien läßt sich dann das Verhältnis der Zerfälle berechnen. Von der Energie E gehe man über zu der Energie $E' = k E$, dann folgt

$$(Gl. 2.23) \quad \frac{dI}{dI'} = \frac{\beta' k^2}{\beta} \frac{\sqrt{\beta'^2 - \cos^2 \theta/2}}{\sqrt{\beta^2 - \cos^2 \theta/2}}$$

Durch Einsetzen der Definitionsgleichung 2.22 von β und γ und Umformen erhält man:

$$(G1. 2.24) \quad \frac{dI}{dI'} = k \frac{\sqrt{k^2 E^2/m^2 - 1}}{\sqrt{E^2/m^2 - 1}} \sqrt{\frac{(1 - m^2/k^2 E^2) - \cos^2 \theta/2}{(1 - m^2/E^2) - \cos^2 \theta/2}}$$

Mit der relativistischen Energie-Impulsbeziehung $p^2 = E^2 - m^2$ ($c = 1$) vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$(G1. 2.25) \quad \frac{dI}{dI'} = k \frac{p'}{p} \sqrt{\frac{p'^2/E'^2 - \cos^2 \theta/2}{p^2/E^2 - \cos^2 \theta/2}}$$

Für große Energien $E \gg m$ gilt $p' \approx kp$ und $p'/E' \approx p/E$ und damit

$$(G1. 2.26) \quad \left. \frac{dI}{dI'} \right|_{\theta=\text{const}} = k^2 \quad \text{für } E \gg m$$

Dies bedeutet, daß mit fallender Energie die Zerfallshäufigkeit in einem vorgegebenen Winkelbereich quadratisch anwächst. Bei der halben π^0 -Energie wird es also viermal so viele Zerfälle geben und demnach der Untergrund auch viermal so hoch sein, wie im anderen Fall. Diesen Effekt werden wir später noch beobachten (vgl.V.3).

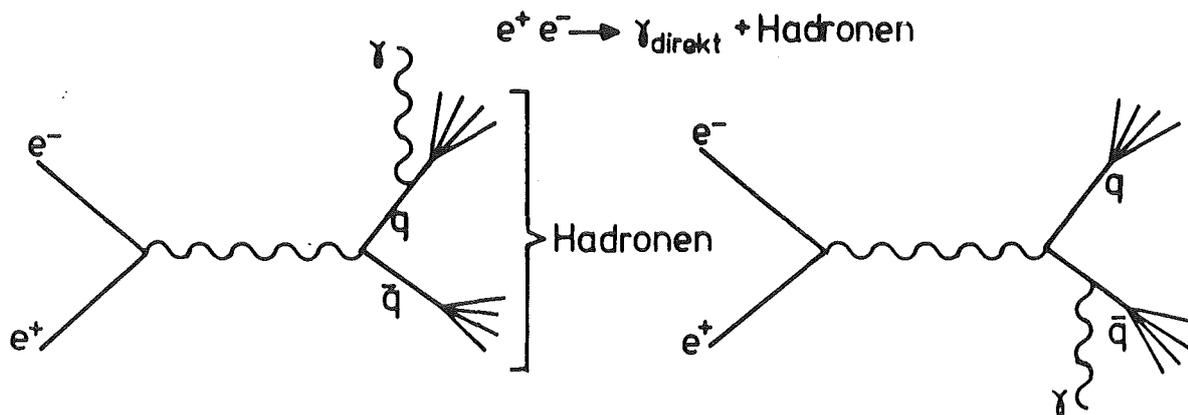


Abbildung 2.6 Quarkbremsstrahlung $e^+ e^- \rightarrow \gamma_{\text{direkt}} + \text{Hadronen}$

Bremsstrahlung am auslaufenden Quark

Der Vollständigkeit halber sei noch der Prozeß der Quarkbremsstrahlung erwähnt. Abbildung 2.6 zeigt ihn in der Darstellung durch Feynmanngra-

phen in niederster Ordnung QCD. Bei hohen Energien kann nämlich eines der Quarks, bevor es in Hadronen fragmentiert, ein Photon aussenden. Dieses Photon ist daher also kein Zerfallsprodukt eines durch Strahlung zerfallenden Hadrons. Man erwartet, daß der Öffnungswinkel zwischen emittiertem Photon und Quark-Jet klein ist. Mit Hilfe der QCD gelang es vor kurzem diesen Prozeß theoretisch vorherzubestimmen [219]. Im untersuchten kinematischen Bereich ist dieser Prozeß jedoch vernachlässigbar. Ein Verfahren die drei erwähnten Prozesse durch kinematische Eigenschaften und ihre Schauerentwicklung im Flüssig-Argon Kalorimeter zu trennen, ist an anderer Stelle angegeben [220].

III. Experiment und Datengewinnung

III.1 Experimenteller Aufbau

Die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Daten wurden mit dem Detektor CELLO am Speicherring PETRA des Forschungszentrums DESY in Hamburg im Jahre 1981 gemessen. Nach einer kurzen Einführung in die Physik der Speicherringe werden im folgenden die Beschleunigeranlage und der Detektor beschrieben.

III.1.1 Speicherringe

Um so höhere Energien werden benötigt, je kleiner die zu erforschenden Dimensionen sind. Dies ist eine direkte Konsequenz der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta p \cdot \Delta x \approx h$. Um unsere elementaren Bausteine, Elektronen und Quarks, erforschen zu können, müssen für das Sondenteilchen Beschleunigungsenergien von 20-30 GeV aufgebracht werden, wie man z.B. aus Neutrinostreuexperimenten gelernt hat.

Da man die benötigten Beschleunigungsspannungen nicht direkt erhalten kann, muß man die zu beschleunigenden Teilchen ein elektrisches Beschleunigungsfeld mehrmals durchlaufen lassen. Dazu wurden kreisförmige Beschleuniger gebaut, bei denen Strahlführungsmagnete den Teilchenstrahl auf eine nahezu kreisförmige Bahn zwingen, auf der dieser durch Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken beschleunigt wird. Bei höchsten Energien arbeiten diese nach dem Synchrotron-Prinzip: Der Magnetring besitzt einen festen Radius. Gleichzeitig mit der Energiezunahme wird auch das Magnetfeld erhöht, bis der Teilchenstrahl seine Endenergie erreicht hat. Danach werden die Teilchen aus dem Ring ausgelenkt und auf ein Target geleitet. Das Magnetfeld wird wieder auf seinen Anfangswert erniedrigt und der Ring kann von neuem mit Teilchen gefüllt werden.

Noch höhere ausnutzbare Energien erreicht man mit Speicherringen. Hier wird der Teilchenstrahl nicht auf ein feststehendes Target gelenkt, sondern mit einem entgegengesetzt laufenden Teilchenstrom zur Kollision gebracht. Den Vorteil erkennt man sofort, wenn man die Schwerpunktenenergie, die für die Untersuchung tatsächlich zur Verfügung steht, betrachtet.

Stößt in einem Speicherring ein Teilchen der Energie E mit der Masse m auf ein entgegengesetzt fliegendes Teilchen derselben Energie, so ist die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem

$$(G1.3.1) \quad E^* = 2E$$

Stößt dasselbe Teilchen aus einem konventionellen Beschleuniger auf ein ruhendes Teilchen der Masse m , so ist die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem

$$(G1.3.2) \quad E_k^* = \sqrt{2m(E+m)}$$

Wie man sieht ist wegen $m \ll E$: $E_k^* \ll E^*$.

Bei der Nachbeschleunigung arbeiten Speicherringe ebenfalls nach dem Synchrotronprinzip.

Eine wichtige Kenngröße eines Speicherringes ist die Luminosität L^* . Sie ist gegeben durch die Gleichung:

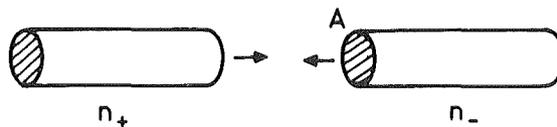
$$(G1.3.3) \quad N_s = \sigma \cdot L^*$$

Dabei ist L^* = Luminosität (Dimension $s^{-1} cm^{-1}$)

N_s = Zahl der Reaktionen eines bestimmten Typs bei der Kollision der beiden Teilchenstrahlen pro Sekunde

σ = Wirkungsquerschnitt für die entsprechende Reaktion

Die Luminosität läßt sich aus den Eigenschaften des Speicherringes berechnen. Wir betrachten zwei kollidierende Teilchenpakete:



Seien n_+ , n_- = Anzahl der Teilchen pro Paket

A = Kollisionsquerschnitt der beiden Teilchenpakete

B = Anzahl der Pakete pro Strahlstrom

f = Rotationsfrequenz

so ist die Ereignisrate für einen Wirkungsquerschnitt σ gegeben durch

(G1.3.4)

$$N_s = \frac{n_+ \cdot n_- \cdot f}{A} \cdot B \cdot \sigma = L^* \cdot \sigma$$

Infolge von Betatronschwingungen haben die Teilchen Abweichungen in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung von der idealen Bahn. Unter

der Annahme einer Gauss'schen Verteilung dieser Abweichungen mit Standardabweichungen σ_x und σ_y erhält man den Kollisionsquerschnitt A als Faltungsintegral der beiden Verteilungen:

$$(G1.3.5) \quad A = 4\pi \cdot \sigma_x \sigma_y .$$

Drückt man nun L^* in Abhängigkeit des zirkulierenden Strahlstromes aus

$$(G1.3.6) \quad i_{\pm} = n_{\pm} \cdot B \cdot e \cdot f \quad (e = \text{Elementarladung})$$

so erhält man

$$(G1.3.7) \quad L^* = \frac{1}{4\pi e^2} \frac{i_+ \cdot i_-}{\sigma_x \sigma_y \cdot f \cdot B} .$$

Üblicherweise wird nach einer Meßzeit Δt die über die Zeit integrierte Luminosität

$$(G1.3.8) \quad L = \int_0^{\Delta t} L^* \cdot dt$$

angegeben. Sie dient als Normierungsgröße zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten.

Die Größe der Luminosität hängt sehr von der Energie ab. So kann man L^* durch die Wahl großer Strahlströme nicht beliebig groß machen. Die hauptsächlichen Faktoren, die für eine Begrenzung sorgen sind Strahl-Strahl Instabilitäten bei kleinen Energien, die durch die elektromagnetische Wechselwirkung des einen Strahls mit dem anderen zustande kommen. Die Energie ist im Wesentlichen durch Synchrotronstrahlung begrenzt. Letztere ist eine Besonderheit der Elektron-Speicherringe: Elektronen emittieren nämlich auf ihren gekrümmten Bahnen in den Magnetfeldern des Speicherringes wie jede beschleunigte Ladung elektromagnetische Strahlung. Die emittierte Strahlleistung ist:

(G1.3.9)

$$P_{\gamma} = \frac{c \cdot C_{\gamma} \cdot E^4}{2\pi \cdot \rho^2}$$

wobei E = Energie des Elektrons

ρ = Krümmungsradius der Bahn

$$C_{\gamma} = \frac{4}{e} \cdot \frac{\pi r_e}{(m_e c^2)^3} = 8.85 \cdot 10^{-5} \text{ mGeV}^{-3}$$

Der Energieverlust durch Strahlung muß durch Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken ersetzt werden. Bei hohen Energien stößt man aber wegen der E^4 -Abhängigkeit von Gleichung 3.9 bald an praktische Grenzen.

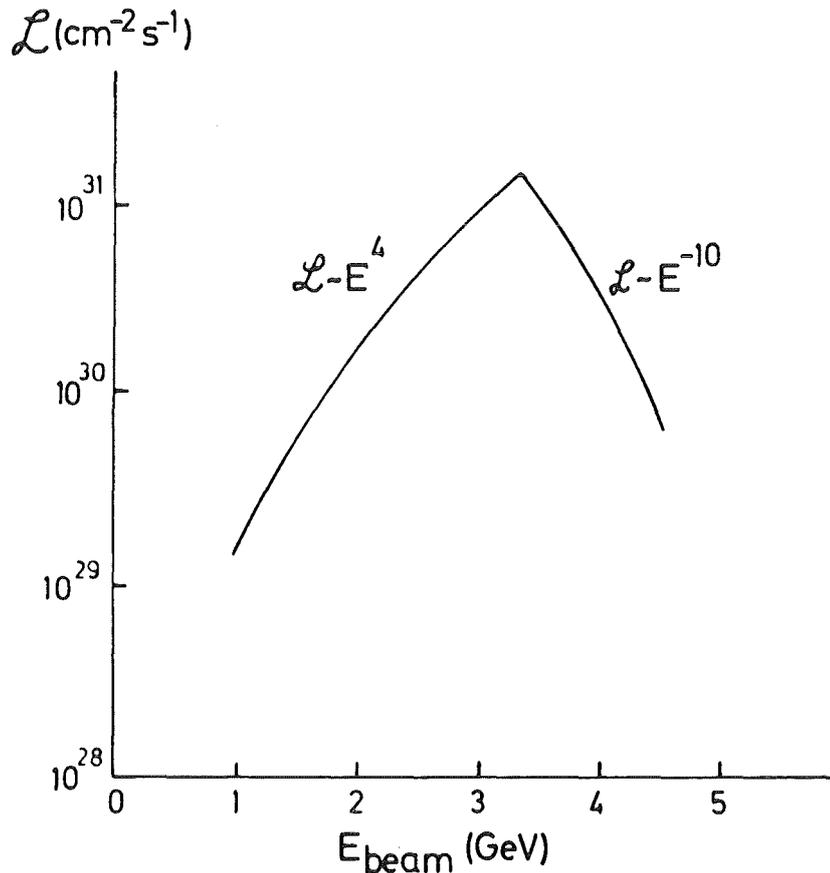


Abbildung 3.1 Typische Luminositätskurve als Funktion der Strahlenergie

Eine typische Luminositätsverteilung zeigt Abbildung 3.1. Bei Energien unterhalb einer maximalen Energie E_0 wächst die Luminosität zunächst mit E^4 . Bei Energien oberhalb E_0 hat der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung die zur Verfügung stehende Leistungsgrenze der Maschine erreicht und die Luminosität fällt mit E^{-10} .

Abbildung 3.2 und Tabelle 3.1 geben eine Übersicht über existierende und geplante e^+e^- -Speicherringe.[301].

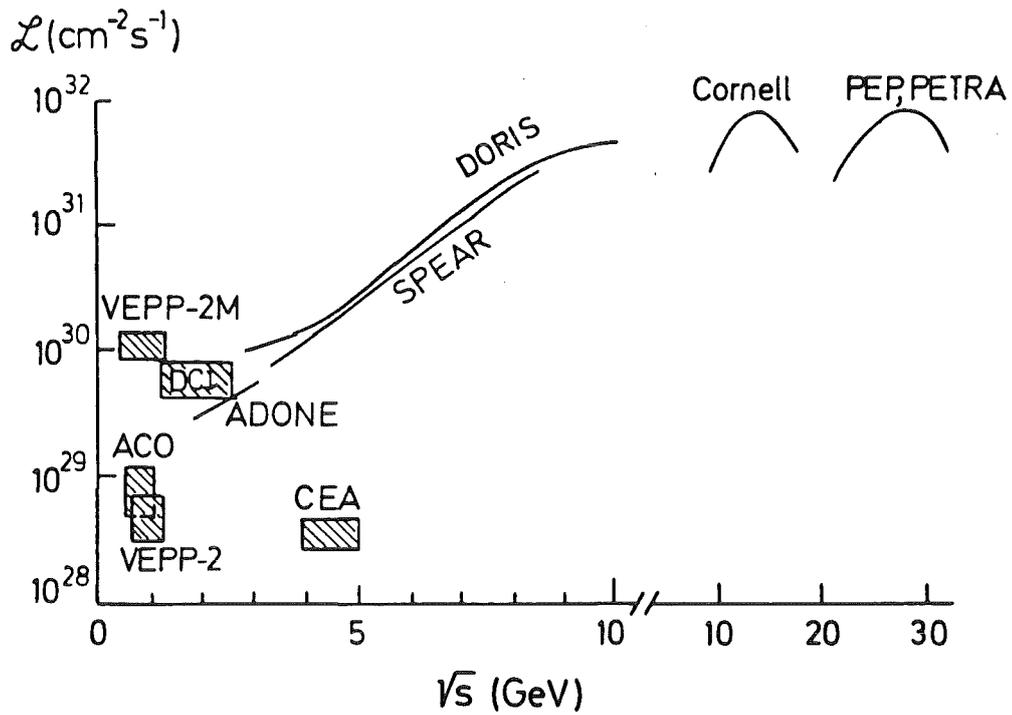


Abbildung 3.2 Luminosität aufgetragen über die Schwerpunktsenergie für existierende und geplante e^+e^- Speicherringe

Tabelle 3.1 Existierende und geplante e^+e^- -Speicherringe

Ring	Beginn der Messungen		Strahl Energie (GeV)
Ada	Frascati	1960	0.25
Princeton-Stanford	Stanford	1962	0.55
ACO	Orsay	1966	0.2 - 0.55
VEPP-2	Novosibirsk	1966	0.2 - 0.55
ADONE	Frascati	1969	0.7 - 1.55
BYPASS	Cambridge (USA)	1971	1.5 - 3.5
SPEAR	Stanford	1972	1.2 - 4.2
DORIS	Hamburg	1974	1 - 5.1
VEPP-2M	Novosibirsk	1975	0.2 - 0.67
DCI	Orsay	1976	0.5 - 1.7
VEPP-4	Novosibirsk	1978	- 7
PETRA	Hamburg	1978	5 - 19
CESR	Cornell	1979	3 - 8
PEP	Stanford	1980	5 - 18
LEP	Genf (Europa)	?	22 - 130

III.1.2 Der Speicherring PETRA

Die Geschichte der e^+e^- -Speicherringe läßt sich bis 1960 zurückdatieren, als B.Touschek in Frascati die erste Maschine dieser Art mit einem Durchmesser von 4,5 m baute [302], und gipfelt im gegenwärtigen LEP-Projekt [303] mit einem Umfang von 27,4 km.

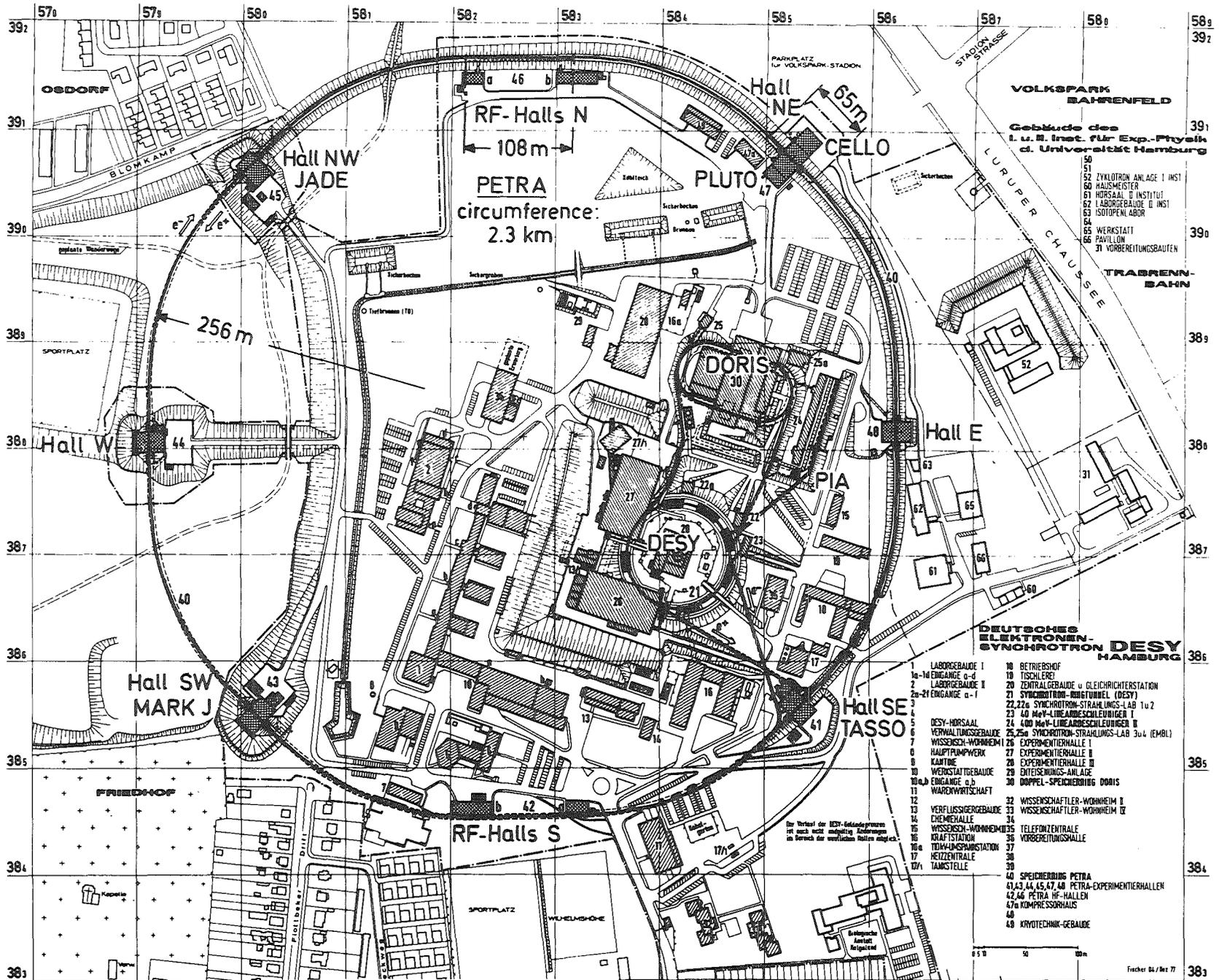
Vom ursprünglichen Vorhaben, die Grenzen der QED bei hohen Energien zu testen, wechselte das Interesse sehr schnell zur Hadron-Produktion [304], um sich heute wieder QED-Tests zuzuwenden, insbesondere auch im Hinblick auf elektroschwache Interferenzeffekte.

Mit dem Speicherring PETRA (Positron Elektron Tandem Ring Accelerator) [305] erschloß man sich einen neuen Energiebereich über 30 GeV Schwerpunktsenergie. Abbildung 3.3 zeigt einen Übersichtsplan des DESY-Geländes in Hamburg mit dem PETRA-Speicherring [306]. Im Herbst 1975 genehmigt, begannen bereits im September 1978 die ersten Messungen.

PETRA wurde als e^+e^- -Speicherring für maximale Strahlenergien bis zu 2×19 GeV konzipiert. Eine Steigerung auf $E_{cm} = 41$ GeV ist noch in diesem Jahr, auf $E_{cm} = 43$ GeV bis 1983 vorgesehen. Der Speicherring besteht aus acht 45° Kreissegmenten, die von geraden Strecken verbunden werden, von denen vier (68,4 m lang) die Wechselwirkungszone aufnehmen und vier weitere (108 m lang) zur Beschleunigung dienen. In der ursprünglichen Auslegung wurden sämtliche DESY-Maschinen herangezogen, um PETRA mit Teilchenpaketen zu versorgen (Abbildung 3.4) [307].

Die Elektronen werden zunächst in LINAC-I beschleunigt und dann in DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) eingeleitet, wo sie weiter auf 6 GeV beschleunigt werden, um dann in den PETRA-Speicherring geschossen zu werden. Um Positronen zu erhalten, werden in LINAC-II beschleunigte Elektronen auf ein Target geschossen. Die herausgeschleuderten Positronen werden anfangs in LINAC-II beschleunigt und in einen Positronen-Akkumulator (PIA) [308] eingespeist. Dort findet eine Ansammlung von Positronen bei einer Energie von ~ 1 GeV statt. Die gespeicherten Teilchen werden im Phasenraum komprimiert und in das DESY-Synchrotron transferriert, um dort auf 6 GeV beschleunigt zu werden, wonach sie in PETRA den Elektronenpaketen entgegenlaufen.

Abbildung 3.3 Übersichtsplan des e⁺e⁻-Speicherrings PETRA bei DESY, Hamburg



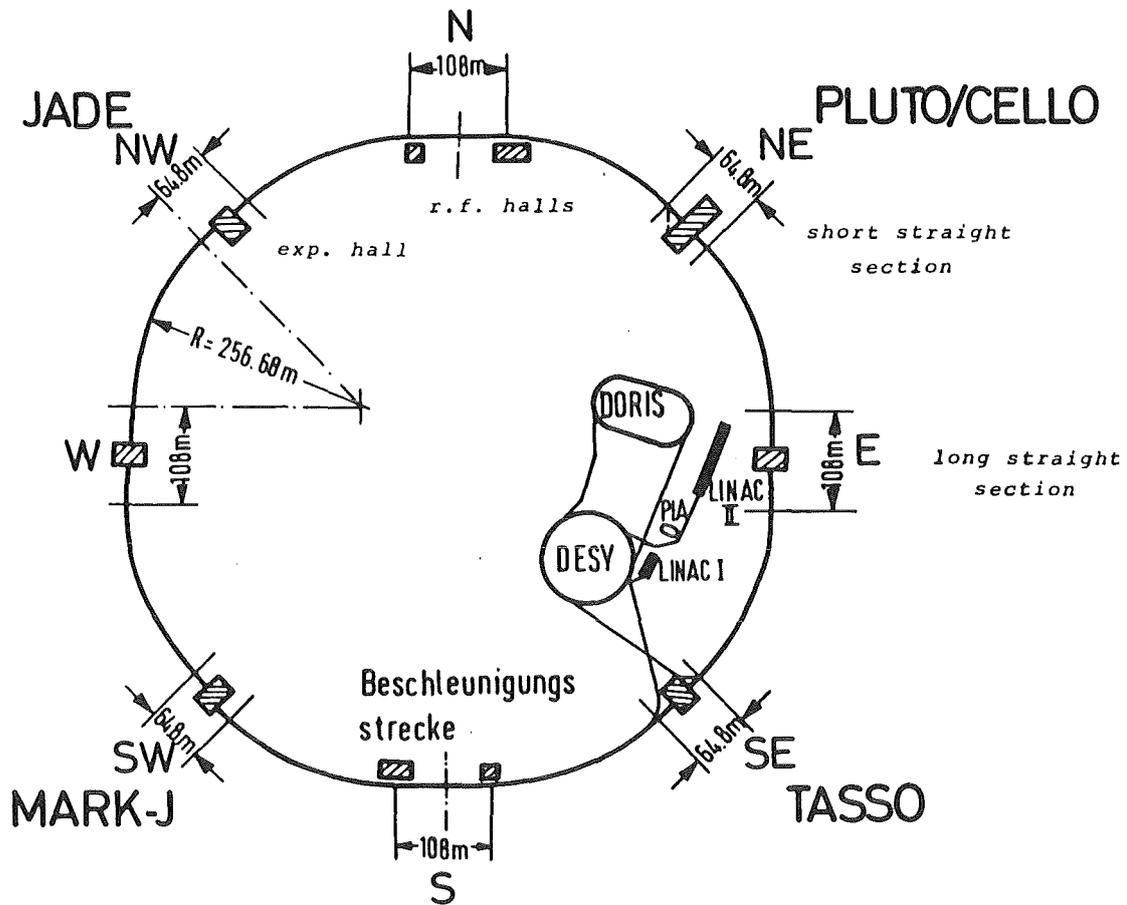


Abbildung 3.4 Das Beschleunigersystem bei DESY

Durch die Verwendung von Elektronen und Positronen können beide Teilchenpakete im gleichen Ring geführt werden. Je nach Anzahl der Experimentierzonen hat man 1, 2 oder 4 Teilchenpakete pro Strahl [309]. Gegenwärtig laufen je 2 Teilchenpakete Elektronen und Positronen gegeneinander, geleitet von einem abgestimmten System von Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten. In der Mitte der vier kleinen geraden Abschnitte (s.o.) kommt es zur Wechselwirkung der beiden Teilchenpakete. Zuvor wird der Strahlquerschnitt durch zwei Paar zum Wechselwirkungspunkt symmetrisch angeordnete Quadrupole auf einen kleinen Wert fokussiert. Der Abstand der Quadrupole ist ein Kompromiß zwischen der gewünschten maximalen Luminosität und der für das Experiment benötigten Wegstrecke. Durch Reduzierung der letzteren von 15 m auf 9 m gelang es immerhin die Luminosität um einen Faktor 3 zu steigern [310].

Die von einem z.B. mit 19 GeV umlaufenden Elektron ausgesendete Synchrotronstrahlung von im Mittel 58,5 MeV (vgl. Gl.3.9) pro Umlauf und der damit verbundene Energieverlust wird dem Elektron auf Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken wieder zugeführt [311].

Auf Grund der Betatronstrahlung sind die Strahldimensionen Gauss-verteilt. Ein Strahlpaket am Wechselwirkungspunkt ist typisch 0,5 mm breit und 0,12 mm hoch sowie 20 mm lang und enthält in der Größenordnung $2 \cdot 10^{11}$ Elektronen. Die damit erzielte Luminosität L^* liegt bei maximal $1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was zu einer integrierten Luminosität L von 400-600 $\text{nb}^{-1}/\text{Tag}$ führt (vgl. Gl.3.8) [312]. Das ergibt kaum 100 hadronische Annihilations-Ereignisse pro Tag und Experiment.

Da der Strahlquerschnitt nicht mit der erforderlichen Genauigkeit gemessen werden kann, muß L^* über eine Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt σ gemessen werden. Hierzu dient die Bhabhastreuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (s.o). Sie ist eine der Reaktionen mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Vernichtung und kann mit Hilfe der Theorie der Quantenelektrodynamik exakt berechnet werden.

Die Eigenschaften des PETRA-Speicherringes mit den während der Meßzeit erreichten Werten sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt [313].

Tabelle 3.2 Einige Eigenschaften des Speicherringes PETRA
(es sind die während der CELLO-Meßzeit erreichten Werte angegeben)

Umfang	2304 m
Krümmungsradius ρ der Ablenkmagnete	192 m
Maximale Strahlenergie	$\leq 18 \text{ GeV}$
Energieunschärfe der Strahlenergie	$\sigma_E = 0.023 \cdot (E_{\text{beam}}/\text{GeV})^2 \cdot \text{MeV}$
maximaler Strahlstrom	$\leq 18 \text{ mA}$
Lebensdauer der Strahlen	5 - 8 h
Vakuum	$2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$
Hochfrequenzleistung	4 MW
Energieverlust pro Teilchen und Umlauf bei $E_{\text{beam}} = 19 \text{ GeV}$	58.5 MeV
Injektionsenergie	6 - 7 GeV
Injektionszeit	15 - 30 min
Zahl der Wechselwirkungszonen	4
Zahl der Teilchenpakete	2×2
Zahl der Teilchen pro Paket	$2 \cdot 10^{11}$
Bunchlänge am Wechselwirkungspunkt	$\sigma_z = 11.4 \text{ mm}$
Bunchquerschnitt am "	$\sigma_x = 0.7 \text{ mm}$
	$\sigma_y = 0.12 \text{ mm}$
Luminosität	$1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

III.1.3 Der CELLO-Detektor

Im März 1980 begann der CELLO-Detektor [314] bei Schwerpunktsenergien um 35 GeV am PETRA-Speicherring Meßdaten zu sammeln. Seine technische Auslegung zielt auf die Erkennung und Messung von Leptonen, Photonen und Hadronen, wie sie in Endzuständen der e^+e^- -Annihilation oder Zwei-Photon-Reaktionen mit Leptonen und Hadronen auftreten. Primär stehen dabei die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes (siehe Abschnitt II), das Studium von Charakteristiken der Teilchenproduktion und die Erkennung und Messung von Leptonen und Photonen im Vordergrund. Letztere geben Auskunft über eventuelle neue leptonische oder hadronische Zustände, QED-Prozesse und neutrale schwache Ströme. So prüft ja diese Arbeit auch, inwieweit isolierte, neutrale Schauer durch einen QED-Prozess, die Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes, beschrieben werden können.

Abbildung 3.5 zeigt schematisch den CELLO-Detektor in der rz - und $r\phi$ -Projektion [315,316]. Der Innenteil des Detektors besteht aus zylindrischen Proportional- und Driftkammern zum Nachweis geladener Spuren. Diese werden von einer supraleitenden Spule mit einem axialen Magnetfeld von 1,3 Tesla umschlossen. Durch die Auslenkung im Magnetfeld erfolgt die Messung des Impulses. Außerhalb der Spule schließt sich ein Flüssig-Argon-Kalorimeter zu Erkennung von Photonen und Elektronen durch elektromagnetische Schauer an. Hinter einem Eisenjoch, das als Filter für Hadronen dient, können Muonen in ebenen Proportionalkammern nachgewiesen werden. Vorwärts-Spektrometer, bestehend aus Driftkammern, Szintillationszählern und Blei-Glas Schauerzählern werden benutzt, um Elektronen aus Zweiphoton-Kollisionen einzufangen und Bhabhastreuung bei kleinen Winkeln zur Luminositätsbestimmung messen zu können.

In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Detektorkomponenten - soweit sie nicht direkt bei der Auswertung benutzt wurden, jedoch nur kurz - beschrieben werden.

Magnetfeld

Das Magnetfeld von 1,3 Tesla zur Impulsbestimmung geladener Teilchen-spuren wird von einer supraleitenden Spule von 4 m Länge und einem

rz - Projektion

r φ - Projektion

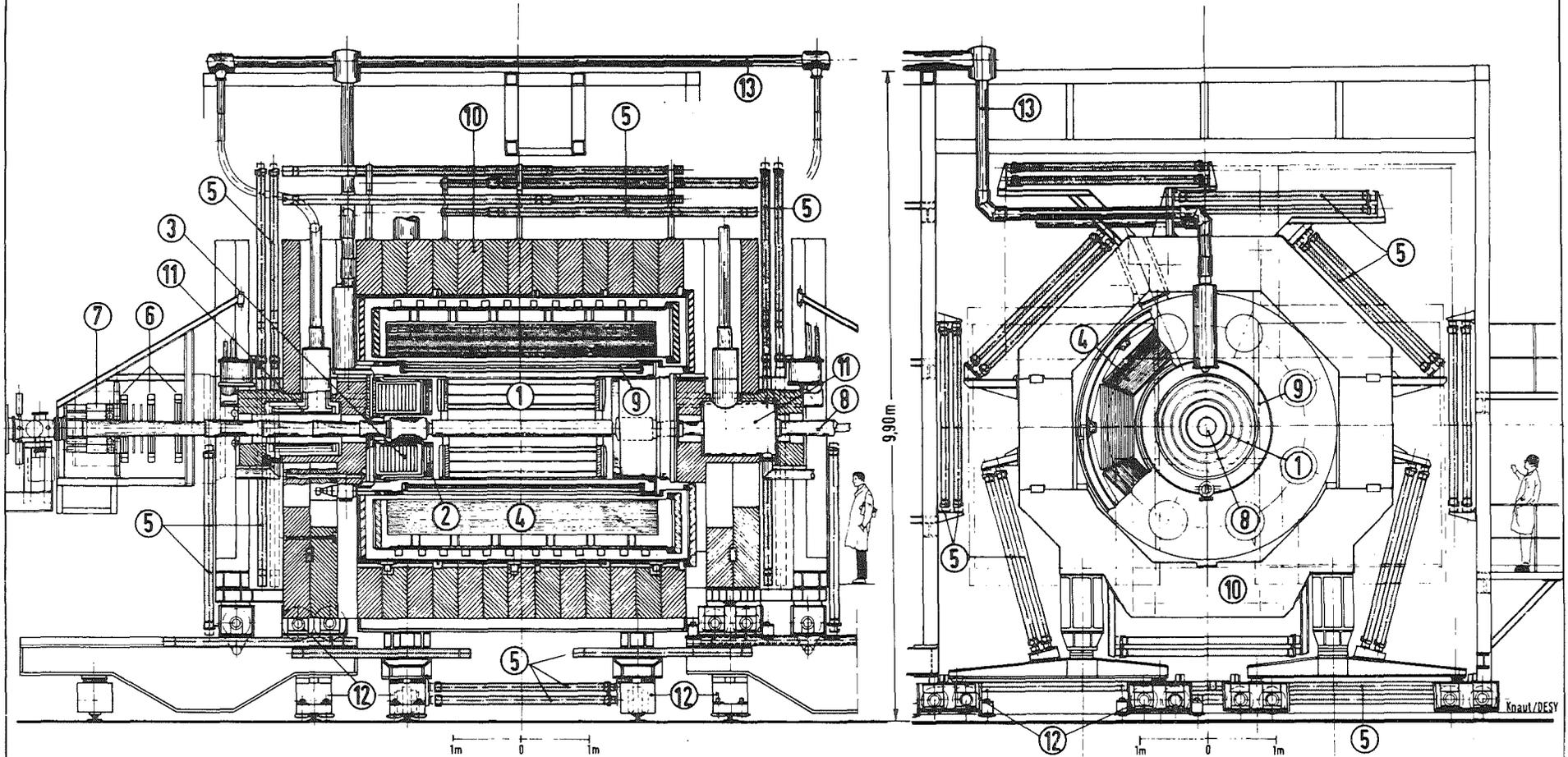


Abbildung 3.5 Der CELLO-Detektor

- | | |
|--|------------------------------------|
| 1 Central Drift-and Proportional Chambers | 8 Vacuum Beam Pipe |
| 2 Endcap Proportional Chambers | 9 Superconducting Coil of Detector |
| 3 Endcap Shower Counters (liquid Argon) | 10 Iron Yoke |
| 4 Cylindric Shower Counters (liquid Argon) | 11 Compensation Coils |
| 5 Proportional Chambers for Muon Detection | 12 Moving Devices |
| 6 Drift Chambers for Forward Detector | 13 Feed Lines for Liquid Helium |
| 7 Shower Counter for Forward Detector | |

Participants:
 Orsay
 Saclay
 University (VII) of Paris
 MPI, München
 GfK, Karlsruhe
 DESY, Hamburg

DETECTOR CELLO

Total Weight: ~1400 t
 Magnet Field: 15 kG

Durchmesser von 140 cm erzeugt. Die Gleichförmigkeit des erzeugten Feldes ist besser als 5%. Die Wandstärke der Spule beträgt inklusive Kryostat und Isoliermaterial weniger als als 0,5 Strahlungslängen (X_0). Dies erlaubt einen guten Nachweis niederenergetischer Photonen und führt zu einer höheren Energieauflösung im elektromagnetischen Kalorimeter [317].

Innendetektor

Der Innendetektor muß den verschiedensten physikalischen Anforderungen gerecht werden. Neben einer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit soll er eine leichte Spurrekonstruktion und eine schnelle Spurerkennung durch den Trigger ermöglichen. Eine gute Impulsauflösung, die Bestimmung des Ladungsvorzeichens und eine gute Trennung stark gebündelter Teilchen sind weitere Aufgaben, die bewältigt werden müssen.

Die Auslegung des Innendetektors mit 5 Proportionaldraht- (PC) und 7 Driftkammern (DC) entspricht diesen Auflagen. Sie verbinden eine gute $r\phi$ -Auflösung in der Ebene senkrecht zum Strahl durch die Driftkammern mit einer guten z-Auflösung, Spurrekonstruktion und Trigger-Möglichkeiten entlang der Strahlachse durch Proportionalkammern mit Kathodenstreifenauslese.

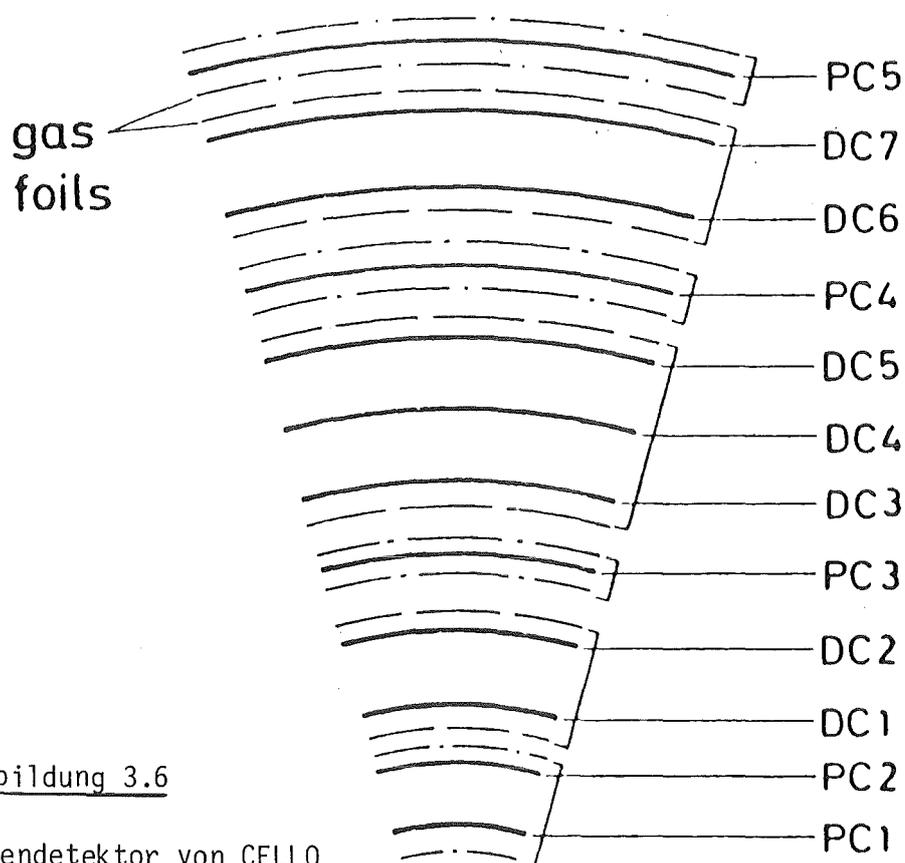


Abbildung 3.6

Innendetektor von CELLO

Anordnung der Proportional- (PC) und Driftkammern (DC)

Abbildung 3.6 zeigt die Abfolge der Kammern. Eine doppelte und drei einfache Lagen von Proportionaldrahtkammern werden unterbrochen von zwei doppelten und einer dreifachen Lage von Driftkammern. Jede der 5 Proportionalkammern [318] besitzt axiale Anodendrähte und zylindrische Kathodenstreifen. Die 4 mm breiten Streifen verlaufen unter einem Winkel von 90° und 30° relativ zur Strahlachse, sind mit Analogauslesern verbunden und erlauben eine z-Bestimmung von $440 \mu\text{m}$ Genauigkeit. Pulshöhenvergleiche der auf den 90° -Streifen und 30° -Streifen induzierten Signale erleichtern die Rekonstruktion von Raumpunkten. Die 7 zylindrischen Driftkammern [319] arbeiten in einer einfachen Zellstruktur und erlauben eine präzise Ortsbestimmung in der $r\phi$ -Ebene senkrecht zum Strahl. Die Impulsauflösung ist $\sigma_{p_T}/p_T^2 = 2,9\%$ (2% falls der Wechselwirkungspunkt in die Auswertung mit einbezogen wird). (p_T = Transversalimpuls).

Eine Kombination von 5 Proportionaldraht- und 2 Driftkammern wird zum triggern benutzt, wobei sowohl z- als auch $r\phi$ -Informationen ausgewertet werden. Dadurch wird eine schnelle und effiziente Spurrekonstruktion mit einer Ausbeute von 95% für geladene Spuren und einer Winkelauflösung von 2 mrad erreicht.

Eine Zusammenfassung über die Qualität der Spurerkennung gibt Tabelle 3.3. In Tabelle 3.4 sind die wichtigsten technischen Daten des Innendetektors aufgelistet. Die Anodendrähte sind in einem Abstand von 17 cm - 70 cm von der Strahlröhre aufgespannt, die daraus resultierende sicht-

Tabelle 3.3 Spurerkennung im Innendetektor

überdeckter Raumwinkel (min. 8 Punkte)		0.91 x 4 Π
Proportionalkammern:		
z - Auflösung	$\sigma_z =$	440 μm
Winkelauflösung	$\sigma_\theta =$	2 mrad
Driftkammern:		
$r\phi$ - Auflösung	einzelner Draht	100 μm
	Mittelwert im ganzen Detektor	200 μm
	für große Impulse	170 μm
Impulsauflösung	ohne Wechselwirkungspunkt	2.9 %
	mit " "	2.0 %
σ_{p_T}/p_T^2		
Winkel auflösung	$\sigma_\phi =$	3 mrad

Tabelle 3.4 Technische Daten des Innendetektors

Länge des Meßbereichs	2.20 m
Radialer Bereich	0.17 - 0.70 m
Material vor dem Innendetektor	0.06 X_0
Material im "	0.02 X_0
Konstruktion	5 Proportionaldrahtkammern 7 Driftkammern
Proportionaldrahtkammern:	
Anzahl der Anodendrähte	5120
Abstand der Anodendrähte	2.09 - 2.86 mm
Durchmesser der Drähte	20 μm
Anzahl der Kathodenstreifen	4400
Breite der Kathodenstreifen	ca. 4.5 mm
Driftkammern:	
Anzahl der Driftzellen	1312
Breite der Driftzellen	14.68 - 15.88 mm
Gasgemisch	90% Ar + 10% Methan
Magnetfeld:	
Länge	4 m
Durchmesser	0.80 m
Dicke (incl. Kryotank)	0.49 X_0
Feldstärke	1.3 T

bare Spurlänge ist also 53 cm. Für alle Kammern beträgt die Länge der Drähte 220 cm. Der überdeckte Winkelbereich für mindestens acht getroffene Lagen ist schließlich $0.91 \times 4\pi$ [320].

Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die Hauptgesichtspunkte bei der Konstruktion des Flüssig-Argon-Schauerdetektors waren nach einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit, die Trennung von Hadronen und Elektronen und eine gute Energie- und Raumauflösung für niederenergetische Photonen über einen möglichst großen Winkelbereich. Durch die verwendeten Zellen des zylindrischen Flüssig-Argon-Kalorimeters und zwei Endkappen (vgl. Abb.3.5), die Winkelbereich von $0.96 \times 4\pi$ überdecken, werden diese Auflagen erfüllt.

Drei mit flüssigem Argon gefüllte Kryostaten beherbergen die Apparatur. Ein zylindrischer Kryostat von 25 m³ außerhalb der supraleitenden Spüle

enthält 2 x 8 getrennte Blei-Argon-Pakete (Stacks). Je 8 sind spiegel-symmetrisch zur z=0-Ebene angeordnet und bilden ein Oktagon in der r ϕ -Ebene. Durch die Anordnung in einem einzigen Kryostaten ist der tote Raum auf weniger als 2% reduziert worden. Jeder der beiden Endkappen-Kryostaten birgt nochmals zwei halbzyklindrische Stacks.

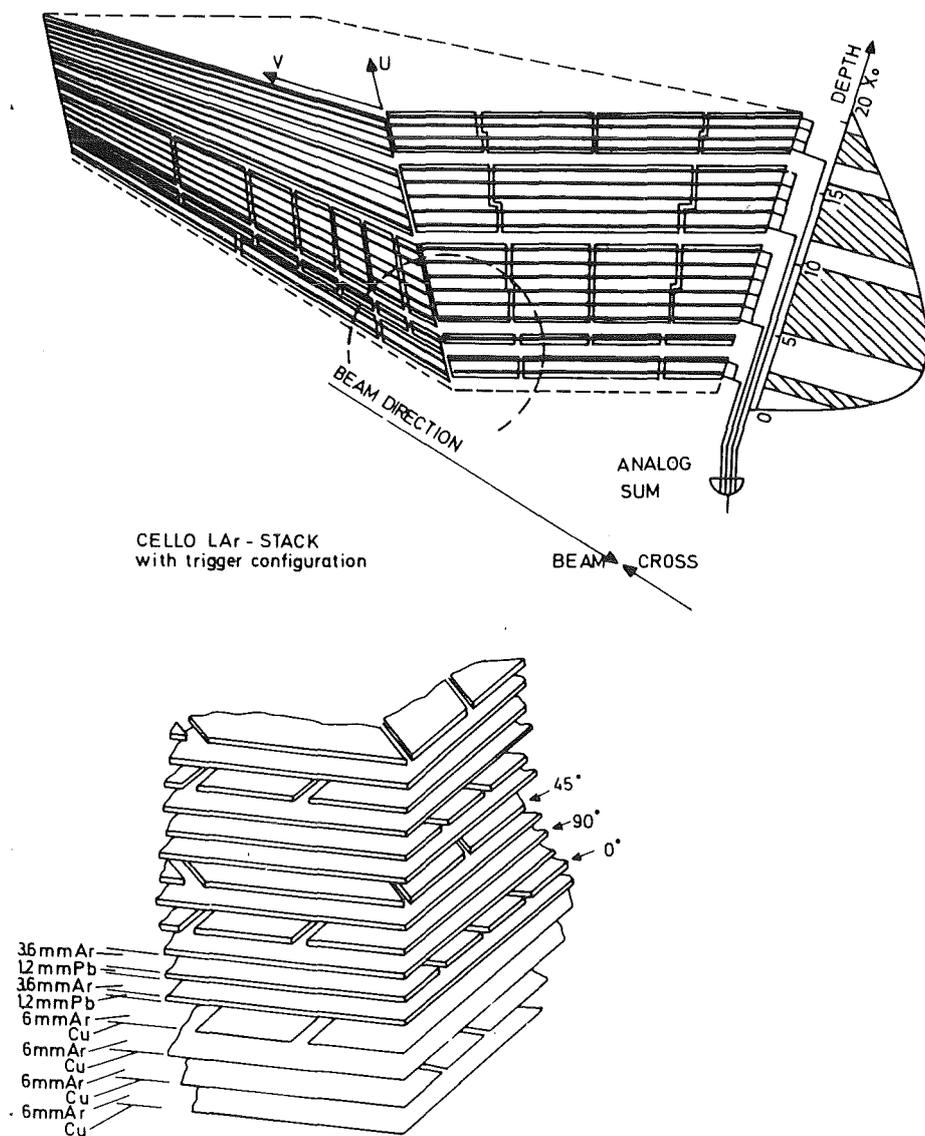


Abbildung 3.7 Argon-Schauerdetektor von CELLO
Anordnung der Bleiplattenpakete

Den Aufbau eines solchen Stacks zeigt Abbildung 3.7. Jedes der 16 Stacks ist 2 m lang und im Mittel 1 m breit. Seine Tiefe mißt 43 cm und entspricht 20 X₀. Es besteht aus 41 Doppellagen alternierender Bleistreifen (1,2 mm), Bleiplatten und mit Flüssig-Argon gefüllter Zwischenräume (3,6 mm). Jede Lage ist eine halbe Strahlungslänge dick und in 2 cm

breite Streifen unterteilt, welche in einem Winkel von 0° , 45° oder 90° zur Strahlachse verlaufen. So erhält man 17 getrennte Auslesekkanäle (je 6 in z- und ϕ - Richtung, 5 für 45°), die eine ausgezeichnete Raum- und Energieauflösung, sowie eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit ermöglichen.

Um die Anzahl der elektronischen Kanäle möglichst gering zu halten, wurden benachbarte Bleistreifen in Gruppen zusammengefaßt. Der Raumwinkel pro Gruppe bleibt gleich, so daß Bleistreifen senkrecht zur Strahlachse einzeln, mit wachsendem θ immer mehr Streifen zusammen ausgelesen werden. Mehrere Leitungen aus derselben Lage an auseinanderliegenden Orten des Kalorimeterinnern werden auf einen elektronischen Kanal zusammengelegt. Dadurch wurde die Gesamtzahl der Kanäle weiter reduziert, ohne daß dies die Auflösung wesentlich beeinträchtigte. Da jedoch die Mustererkennung (III.2.2) dadurch erschwert wird, werden ab August 1982 neue Auslesekkanäle geschaffen, um diese Verdrahtung auflösen zu können.

Die Endkappen-Kalorimeter sind in ähnlicher Weise aufgebaut [321]. Tabelle 3.5 listet die technischen Daten des Kalorimeters auf.

Nach einer kurzen Anlaufzeit arbeitete das Kryosystem über einen Zeitraum von zwei Jahren hinweg stabil. Die Ausleseelektronik besteht aus 7600 Kanälen (inklusive Endkappen) von Vorverstärkern, Hauptverstärkern, Analog-zu-Digital Konvertern (ADC) und Ausleselogik. Wegen der verschiedenen Kanalkapazitäten werden alle Kanäle einzeln durch Signale, die vom

Tabelle 3.5 Technische Daten des zentralen Flüssig-Argon-Kalorimeters

Gewicht		70 t
Länge		4 m
Abstand vom Wechselwirkungspunkt		1.06 m
Material vor dem Schauerzähler		$0.7 - 1.0 X_0$
Dicke des Schauerzählers		$20 X_0$
Anzahl der elektronischen Auslesekkanäle		5760
Dicke der Bleistreifen		1.2 mm
Breite der Bleistreifen	0° und 90°	2.3 mm
	45°	3.25 mm
Abstand Bleistreifen - Hochspannungsebene		3.6 mm

Vorverstärker induziert werden, kalibriert. Die Stabilität ist bemerkenswert gut. Über einen Meßzeitraum von zwei Monaten lagen alle Abweichungen innerhalb statistischer Fluktuationen.

Tabelle 3.6 Schauererkennung im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Energieauflösung	$\sigma_E/E =$	$0.13 / \sqrt{E}$ (GeV)
Genauigkeit der Schauerachsen	$\sigma_\phi = \sigma_\theta$	4 mrad
Auflösung von 2 Photonen ($E_\gamma > 300$ MeV)		50 mrad
Auflösung der π^0 -Masse	$\sigma_\pi =$	$23 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$
Hadronunterdrückung ($P > 2$ GeV)		$\leq 4 \cdot 10^{-3}$

Einige wichtige Parameter der Schauererkennung des Flüssig-Argon-Kalorimeters sind in Tabelle 3.6 aufgelistet. Die Energieauflösung wurde mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen gemessen und ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Materialdicke vor den Stacks (Spule, Kryostatwände und Flüssig-Argon Schicht) beträgt $1 X_0$. Der resultierende Wert für die Energieauflösung $\sigma_E/E = 0,13/\sqrt{E}$ stimmt gut mit Messungen im Strahl hinter einer $1 X_0$ dicken Materialschicht überein [322]. Durch Verdrängungskörper im Flüssig-Argon soll die 'tote' Materie vor dem Kalorimeter ab August 1982 verringert und damit die Auflösung verbessert werden.

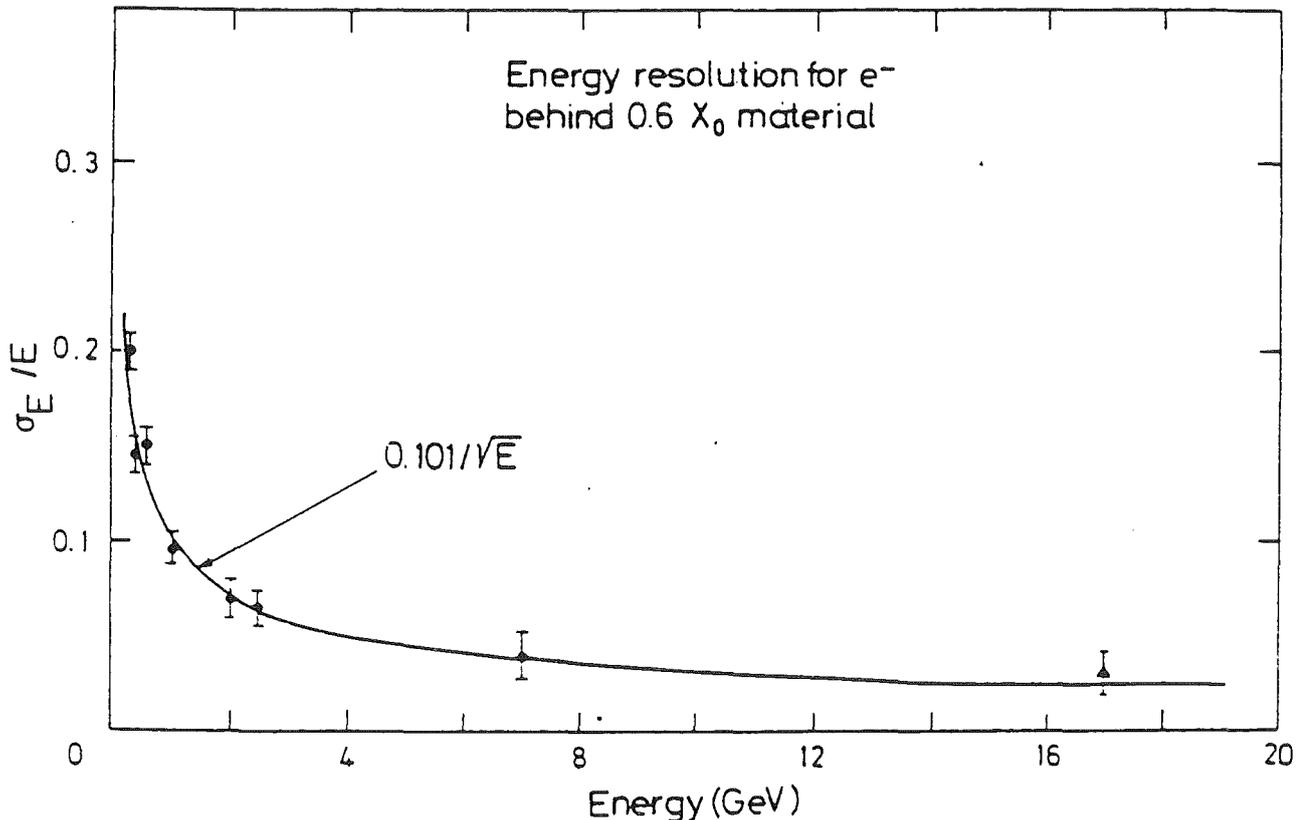


Abbildung 3.8 Energie-Auflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Auf Grund der dünnen Spule hat CELLO eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen. Die gute Trennung räumlich benachbarter Schauer und die Energieauflösung läßt sich sehr gut bei der Rekonstruktion des π^0 -Zerfalls in zwei Photonen beobachten. Die Meßgenauigkeit der π^0 -Masse beträgt $\sigma_{\pi} = 23 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$. [323]. Die feine Unterteilung des Kalorimeters in Tiefe und Breite erlaubt außerdem eine gute e/h - Trennung. Tests zeigten eine $4 \cdot 10^{-3}$ Unterdrückung von Hadronen mit Impulsen über 2 GeV bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen von 90%.

Durch zwei zusätzliche dünne Lagen Cu-Streifen und dazwischenliegende Cu-Platten auf der dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Seite des Stacks, die in ähnlicher Weise wie die Pb-Lagen in Streifen unterteilt sind, kann der Energieverlust durch Ionisation von nicht-schauernden, geladenen Teilchen gemessen werden. Dies erlaubt die Trennung von Pionen und Protonen bei 1,0 - 1,3 GeV in den Daten mit einer Wahrscheinlichkeit von 76%.

Muon Kammern

Im Abstand von 3 m vom Wechselwirkungspunkt erfolgt in großen Proportionalkammern die Identifikation von Muonen. Die Kammern bestehen aus 32 getrennten Modulen und bedecken eine Fläche von ca. 200 m². Die Bleischichten im Kalorimeter und das Eisenjoch des Magneten direkt vor den Kammern dienen als Filter von 5-8 Absorptionslängen (Pb: 1 Länge) für Hadronen. Die Ortsauflösung wird in ähnlicher Weise wie im Kalorimeter durch zwei Kathodenstreifen in $\pm 34,3^\circ$ Richtung zu den Anodendrähten bestimmt. Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für Muonen unter der Voraussetzung von mindestens zwei von drei getroffenen Spurpunkten beträgt 99%.

Vorwärtsdetektor

In einem Raumwinkelbereich von 25 mrad bis 50 mrad kann CELLO in Vorwärtsrichtung gestreute Teilchen, wie sie in der Bhabha-Streuung oder Zwei-Photon Prozessen z.B. auftreten, nachweisen. Die Spurrekonstruktion erfolgt dabei auf einer Fläche von 48x52 cm². Die speziellen Detektorarme bestehen aus 6 Ebenen von Driftkammern, gekreuzten Szintillationszähler-Hodoskopen und Blei-Glas Schauerdetektoren. Letztere bewirken

eine e/h-Unterdrückung von mehr als 1%. Die Hodoskope besitzen eine hohe Zeitauflösung und erlauben die Abgrenzung gegen niederenergetischen Untergrund (z.B. von Synchrotronstrahlung) aus den Driftkammern. Kleinere Szintillationszähler schließlich dienen zur Luminositätsbestimmung durch Bhabha-Ereignisse. Dieser Detektorteil war allerdings nur 1980 vollständig in Betrieb, wohingegen es ab 1981 nur einen kleinen Luminositätszähler gab.

III.2 Teilchenrekonstruktion und Datenerfassung

Die vom CELLO-Detektor bis hierher gelieferten Informationen bestehen im Wesentlichen aus Angaben über die Ladungs- und Energieablagerung an verschiedenen Detektororten. Erst durch geeignetes Zusammensetzen dieser Einzelinformationen erhält man eine geometrische und physikalische Aussage über das aufgetretene Ereignis. Die Auskunft über die Geometrie des Ereignisses liefert das Triggersystem. Durch Auswahl der elektrischen Signale unter geeignet gewählten Triggerbedingungen und Abspeicherung der Daten auf Magnetplatten und -bändern erhält man schließlich ein leicht handhabbares Material für die physikalische Auswertung. Nachfolgend werden Triggersystem, Datenerfassung und Ereignisrekonstruktion im einzelnen beschrieben.

III.2.1 Das Triggersystem

Das Triggersystem des Zentralteiles des CELLO-Detektors erfaßt einen Winkelbereich von $0,87 \times 4\pi$. Es benutzt die schnellen Triggersignale der einzelnen Detektorkomponenten (zentraler Spur- und Schauerdetektor) und kombiniert diese in einer zentralen Triggereinheit logisch miteinander. Die standardmäßig gewählte Kombination ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die so erzeugten Triggersignale gehen an den zentralen Datenerfassungscomputer und veranlassen diesen, das Ereignis auszulesen. Ohne weitere Koinzidenzbedingung arbeiten im Winkelbereich des Zentraldetektors ein reiner Spurentrigger (Trigger 3 in Abb.3.9), ein reiner Schauertrigger (Trigger 5) und eine Kombination aus beiden (Trigger 6). Andere Trigger arbeiten zusätzlich mit einer Kombination aus Signalen aus anderen Detektorteilen (Endkappenspurn- und -schauerdetektor, Bleiglasdetektor am Strahlrohr). Im folgenden werden deshalb Spur- und Schauertrigger näher beschrieben. [324].

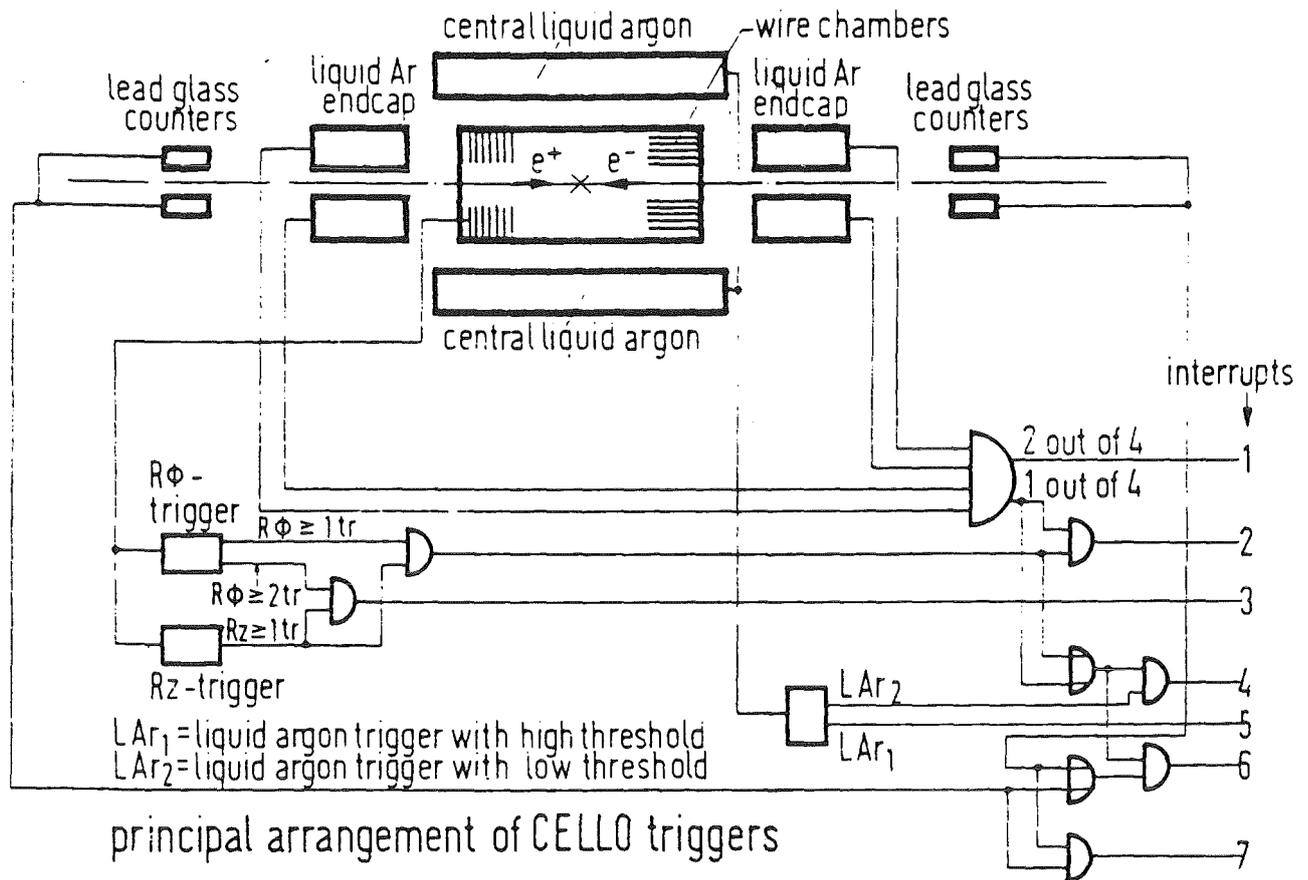


Abbildung 3.9 Block-Diagramm der Trigger-Logik von CELLO

Der Spurtrigger

Der Spurentrigger ist ein programmierbarer Hardwaretrigger, der auf den nach jeder Teilchenpaketkollision gewonnenen Signalen aufbaut. Verwendet werden die Signale der Anodendrähte und der 90° -Kathodenstreifen der 5 Proportionaldrahtkammern und von 2 Lagen (der 4. und 6.) der Driftkammern im Innendetektor. In weniger als $1,5 \mu s$ wird eine Triggerentscheidung über das Ereignis getroffen, sodaß das Triggersystem bei der nächsten Kollision bereits wieder für ein neues Ereignis zur Verfügung steht. (Die Teilchenpakete kollidieren bei PETRA alle $4 \mu s$ im Detektor.) Dabei werden

- gekrümmte Spuren in der $r\phi$ -Projektion, die vom Wechselwirkungspunkt einen Abstand $< 10 \text{ mm}$ haben, oberhalb eines einstellbaren Transversalimpulses (bis minimal $250 \text{ MeV}/c$) aus der Anodeninformation der Proportionaldrahtkammern und der Driftkammern,
- gerade Spuren in der rz -Projektion innerhalb eines begrenzten Gebietes um den Wechselwirkungspunkt (mindestens 488 mrad Raumwinkelbereich wer-

den überdeckt [325], Spuren die ± 15 cm vom Wechselwirkungspunkt entstehen werden noch berücksichtigt) aus den 90° -Kathodensignalen der Proportionaldrahtkammern

rekonstruiert.

Die Kammersignale werden in 64 azimutale und 37 polare Sektoren zusammengefaßt. Jeder dieser Sektoren ist mit der Adresse eines Feldes aus RAM's (Random Access Memories) verbunden. Eine Spur im Innendetektor entspricht nun einer bestimmten Sektorenkombination, die wiederum auf eine Adresse im RAM-Feld verweist. Vor der Datennahme werden mit einem Minicomputer für erlaubte Spuren alle möglichen Sektorenkombinationen (Masken) errechnet und unter der entsprechenden Adresse abgespeichert. Wann immer nun eine Spur unter der RAM-Adresse mit der dort gültigen Maske koinzidiert, wird eine logische 1 auf die Ausgabelinie gegeben.

Eine Summationslogik addiert diese Signale auf und vergleicht sie mit vorprogrammierten Triggerbedingungen. Sind die geforderten Triggerbedingungen für beide Projektionen erfüllt (gewöhnlich wird die Triggerbedingung $r\phi(> 2 \text{ getroffene Sektoren}) \cdot rz(> 1 \text{ getroffener Sektor})$ benutzt), so induziert ein Signal den Ausleseprozeß durch den Computer.

Das gesamte System ist in 64 plus 37 CAMAC-Moduln organisiert, die den einzelnen $r\phi$ - und rz -Sektoren entsprechen. Alle Masken, die zu einem Trigger beitragen sind unter ihrer Sektorennummer (= Nummer des äußersten getroffenen Sektors) und ihrem Spurencode abgespeichert. Pro RAM (1024*4 bits) können 4 Masken, bei insgesamt 12 RAM pro Sektor also 48 verschiedene Spurencodes gespeichert werden. Dabei dauert das Auffinden einer Maske nur 600 ns.

Geeignete Schnitte in den Masken (z.B. müssen Spuren in $r\phi$ und rz vom Wechselwirkungspunkt kommen) erlauben eine Reduktion des Untergrunds um einen großen Faktor. Ein erheblicher Teil an kosmischen Schauern, Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Ereignissen wird dadurch bereits verworfen.

Durch die schnelle Auslese erhält das Datenerfassungssystem Angaben über die Anzahl der gefundenen Spuren, Lage, Ladungsvorzeichen und Impuls, womit eine weitere Untergrundselektion und eine schnelle Klassifikation in bestimmte Ereignisklassen ermöglicht wird (z.B. multihadronische Ereignisse, Bhabha-Streuung).

Während der gesamten Datennahme werden die einzelnen Sektoren und Trigger von einem Minicomputer betreut und überwacht. Die Wahrscheinlichkeit, z.B. ein gültiges Bhabha-Ereignis im Trigger zu erkennen, war während der bisherigen Datennahme 99,9%.

Der Schauertrigger

Dieser Trigger gewinnt seine Information aus der Energieablagerung sowohl in den 2 x 8 Zentralstacks als auch den beiden Endkappen des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Für den Trigger werden nur die 0° -Pb-Streifen der Stacks verwendet. In der Tiefe sind die Stacks in 4 Lagen aufgeteilt, die insgesamt 64 Kanäle enthalten. Die Signale aus den 4 einzelnen Lagen werden wieder über eine Summationslogik aufsummiert. Außerdem ist die Gesamtsumme für je zwei Sets von Quadranten erhältlich. Um Kanteneffekte auszuschließen, sind die beiden Sets um 45° (ein Modul) gegeneinander verschoben (Abbildung 3.10). Ebenso wird die Summe aus den Endkappen und die des gesamten Systems gebildet.

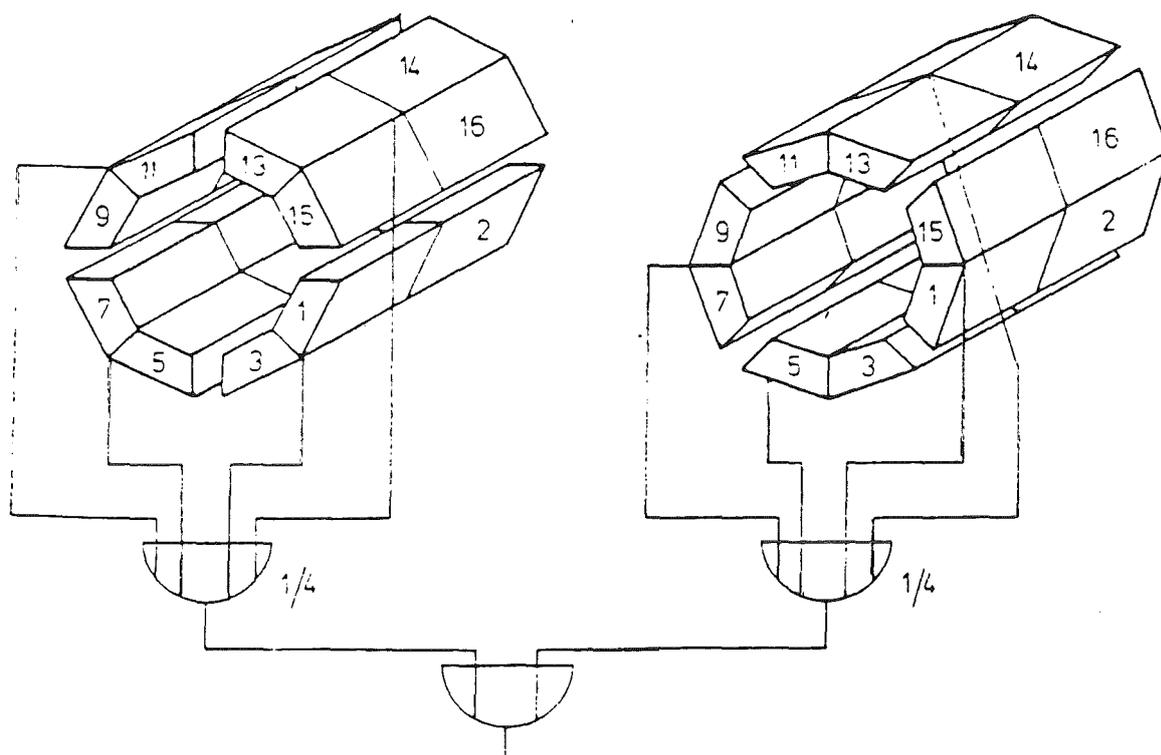


Abbildung 3.10 Anordnung der Flüssig-Argon-Stacks innerhalb des Kryostaten und ihre Nummerierung

Unter Benutzung dieser Analog-Signale und geeignet gewählten Schwellenwerten für die Summen der Energieablagerung werden die Triggerbedingungen definiert. Dies geschieht sowohl für das Flüssig-Argon allein, als auch in Verbindung mit der Information aus den geladenen Spuren. Im

einzelnen werden zwei Schwellwerte benutzt, die Ober-Schwelle von 1,3 GeV und die Unter-Schwelle von 1,0 GeV. Für den LAr1-Trigger werden 2 um mindestens 45° getrennte Module über der Ober-Schwelle, für den LAr2-Trigger ein Modul über der Unter-Schwelle und für den Endkappen-Trigger je 1 Modul über der Ober-Schwelle gefordert.

Für die Luminositätsbestimmung lautet andererseits die Triggerbedingung daß genau zwei Module angesprochen werden. Unabhängig von jeder Spurin-formation können so Bhabha-Ereignisse selektiert oder neutrale Endzu-stände (z.B. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) untersucht werden.

Die Eingabe und Überwachung der Schwellwerte für das Triggersystem während der Datennahme erfolgt wiederum durch einen Minicomputer.

III.2.2 Das Datenerfassungssystem

Die getriggerten Daten werden über ein CAMAC-System ausgelesen und anschließend aufbereitet. Verschiedene über das System verteilte Mini-computer überwachen dabei die Detektorfunktionen und die Datenauslese. Ziel ist neben der Kontrolle der Datennahme, eine schnelle Fehlerfindung und bequeme Möglichkeiten zum korrigierenden Eingriff. Eine frühzeitige Klassifizierung der Ereignisse und die Wiedergabe des Detektorstatus und einzelner Ereignisse über Monitor geben dem Physiker erste, schnelle Informationen, bevor die Daten zur IBM des Rechenzentrums übertragen und dort auf Band geschrieben werden. Abbildung 3.11 gibt einen Überblick über das Datenerfassungssystem und den Datenfluß.

Nach jeder Teilchenkollision werden in den einzelnen Detektorkomponenten die Triggerinformationen abgefragt und mit den zuvor festgelegten Triggerbedingungen verglichen. Alle Einzelinformationen werden wiederum zu einer Gesamttriggerinformation zusammengesetzt. Nur wenn eine der 9 zugelassenen Triggerkombinationen erreicht wird, erfolgt schließlich die Auslese. Diese erfolgt für jede Komponente durch ein CAMAC-ROMULUS-System [326], das aus 9 Einzelzweigen besteht, die jeweils den 9 Triggerbedingungen zugeordnet sind. Jeder dieser Zweige kann sowohl durch einen der beiden Online Computer (PdP 11/45 und PdP 11/55) als auch parallel dazu durch einen Minicomputer ausgelesen werden. Dies erlaubt gleichzeitig zur Datennahme ohne Störung oder Unterbrechung des Datenflusses die Kalibrierung und Überwachung des Detektors.

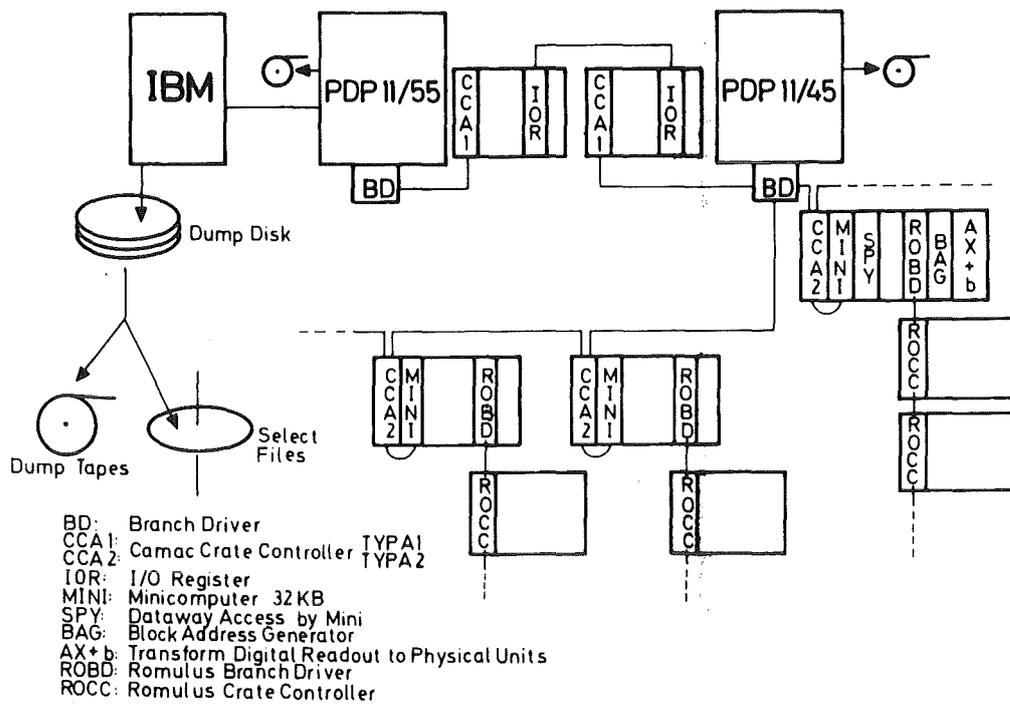


Abbildung 3.11 Datenerfassungssystem: Anordnung der Hardware-Komponenten und Ablauf des Datenflusses

Den beiden Online Computern sind jeweils unabhängig voneinander getrennte Aufgaben zugewiesen:

Der erste (PdP 11/45) übernimmt das schnelle Auslesen der Daten und die Kontrolle der formellen Datenstruktur. Jedes Ereignis wird mit Hilfe des ϕ -Triggers und der Anodeninformation der Proportionalkammern analysiert. Innerhalb von 1,5 ms werden dabei einzelne Spuren rekonstruiert und danach die Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten klassifiziert. Dies dauert im Mittel 50 ms pro Ereignis. Danach werden alle Ereignisse an den zweiten Computer weitergeleitet.

Mit diesem (PdP 11/55) erfolgt über ein Online Programm die direkte Überwachung des Experiments: die Funktion und Arbeitsweise der einzelnen Detektorkomponenten, als auch die Luminosität am Wechselwirkungspunkt können direkt am Bildschirm beobachtet werden. Interaktiv können einzelne Ereignisse dargestellt, die Datenauslese gesteuert und die Triggerbedingungen festgelegt werden. Schließlich werden die Daten zur IBM des DESY Rechenzentrums übertragen, wo sie auf Band geschrieben werden. Bei einem eventuellen Ausfall der IBM kann die Aufzeichnung auf Band auch direkt durch die PdP 11/55 erfolgen.

Von der IBM werden die Daten zunächst auf ein Disk-File geschrieben, das als Zwischenspeicher dient. Ist dieses fast gefüllt, erfolgt automatisch die Übertragung auf ein Band unter gleichzeitiger Kontrolle der formalen Datenstruktur. So wird die mögliche Totzeit auf ein niedriges Maß reduziert und ein fortwährender Datenfluß garantiert.

Ereignisse die zuvor von der PdP 11/45 als hadronische oder QED-Ereignisse klassifiziert wurden, werden auf einen speziellen Datensatz geschrieben (vgl. Abb 3.11). Während der Datennahme können diese auf einem Graphik-Bildschirm dargestellt werden. Dies erlaubt zum einen eine nochmalige Kontrolle über die ordnungsgemäße Arbeitsweise aller Detektorkomponenten, zum anderen eine schnelle Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnittes kurz nach der Datennahme.

III.2.3 Die Ereignisrekonstruktion

Die auf Band geschriebene Datenmenge ist noch viel zu groß, um damit eine effiziente Ereignisrekonstruktion betreiben zu können. Etwa alle 3 Stunden wird ein Band vollgeschrieben. Daher passieren die Daten vor der endgültigen Auswertung noch einige Filterprogramme, mit Hilfe derer auf Grund einfacher physikalischer Forderungen die Daten nochmals um einen Faktor 6 - 10 um Untergrundereignisse u.ä. reduziert werden. Diese Filtration erfolgt für alle Daten zentral am DESY, während die gefilterten Daten in den jeweiligen Laboratorien (vgl ref.314) ausgewertet werden.

Das große Auswerteprogramm für die Ereignisrekonstruktion in den einzelnen Detektorteilen, OFFRAM, ist in allen Laboratorien installiert und wird laufend auf den neuesten Stand gebracht.

Die Ereignisrekonstruktion im Innendetektor verläuft wie folgt: Durch Korrelation der abgelagerten Ladung auf den 90° - und 30° -Kathodenstreifen jeder Kammer oder Verknüpfung von Anoden- und Kathoden treffern werden einzelne Raumpunkte in den Proportionaldrahtkammern fest gelegt. In der $r\phi$ -Projektion werden Kreisringe nach Spuren abgesucht. Die Fähigkeit des Programms, damit auch hadronische Ereignisse hoher Multiplizität zu rekonstruieren, ist überaus gut.

Im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird von der bekannten geometrischen Korrelation zwischen den 0 , ϕ und 45° Pb-Streifen Gebrauch gemacht, während nach aktiven Kanälen gesucht wird. Aus Treffern in allen drei Raumrichtungen aus jeweils 6 Tiefenstreifen werden zweidimensionale Zellen konstruiert, die die beobachteten Treffer in der Tiefe am besten wiedergeben. Diese Zellen werden für jede Lage zu Clustern zusammengefaßt und alle Cluster zu einem dreidimensionalen Schauer zusammengesetzt. Die Schauerachse wird durch eine gerade Linie durch die Clusterzentren festgelegt. Eine Analyse mit Bhabha-Ereignissen zeigte, daß man so eine Winkelauflösung von 4 mrad für die rekonstruierten Schauer erhält.

Am Ende liefert OFFRAM für jedes Ereignis eine Beschreibung jeder einzelnen Spur und jedes Vertex, Informationen über die verschiedenen Prozessoren und die Rohdaten an sich, um ein erneutes Nachvollziehen durch OFFRAM möglich zu machen.

Ein dergestalt aufbereitetes Datenmaterial (Data Summary Tape = DST) aus verschiedenen CELLO-Experimenten bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien lag dieser Arbeit zu Grunde. Die physikalischen und geometrischen Forderungen, unter denen die Daten weiter selektiert wurden, werden im nächsten Kapitel beschrieben.

IV. Datenauswertung

Die Daten dieser Arbeit wurden 1980/81 mit dem CELLO-Detektor am PETRA-Speicherring gewonnen. Die Untersuchung beschränkt sich auf Datenmengen die bei zwei verschiedenen Strahlenergien (11 GeV und 17 GeV) gemessen wurden. Dabei betrug die Luminosität L (vgl. Gl.3.8) 7.5 pb^{-1} bei 34 GeV Schwerpunktsenergie und 2.5 pb^{-1} bei 22 GeV. Die Daten wurden mit geeignet gewählten Triggerbedingungen und Filterprogrammen auf hadronische Ereignisse vorselektiert. Dennoch waren diese noch nicht ganz frei von Untergrund- und Fremdereignissen, weshalb nochmals spezielle Schnitte zur Hadronselektion angewandt wurden. Dieses Selektionsprogramm erlaubt es auch, mit Monte-Carlo generierten Daten zu vergleichen, für die es von Bedeutung ist, daß sie den gleichen Selektionskriterien wie die Daten unterlagen. In diesem Kapitel werden die Kriterien für die Selektion auf hadronische Ereignisse begründet und zusammengefaßt. Ein zweiter Abschnitt beschreibt die Auswahl der geometrischen Schnitte, die zur Isolationsbedingung führen. Schließlich folgt eine kurze Einführung in die Monte-Carlo Generation von Daten, mit denen die experimentell gewonnenen Daten verglichen wurden.

IV.1 Hadronselektion

In Abschnitt II.1 wurde bereits der Prozeß der Hadronisierung beschrieben. Im elementaren Prozeß der e^+e^- -Vernichtung wird zunächst ein Quark-Antiquark Paar erzeugt. Die Quarkpaare, die frei nicht existieren können, hadronisieren, d.h. auf Grund ihrer starken Wechselwirkung polarisieren sie das Vakuum und erzeugen dabei weitere Quarks - solange bis ihre Energie aufgebraucht ist - und gruppieren sich dann zu Hadronen, die als Teilchenbündel beobachtet werden [401]. Abbildung 4.1 zeigt ein solches, typisches hadronisches Ereignis.

Im Speicherring PETRA treffen die Positron-Elektron-Teilchenpakete alle $3.8 \text{ } \mu\text{s}$ aufeinander. Doch nur in den wenigsten Fällen kommt es zu einer e^+e^- -Wechselwirkung. Die Ereignisrate des Detektors besteht fast nur aus Untergrundreaktionen, wie z.B. Strahlwechselwirkungen mit dem Restgas im Vakuumrohr, Abweichungen einzelner Teilchen von der Sollbahn, die dann mit dem Strahlrohr wechselwirken, kosmischer Strahlung und Synchrotronstrahlung. Von den tatsächlichen e^+e^- -Wechselwirkungen ist wiederum nur ein geringer Bruchteil hadronischer Natur. Sollen nur diese erfaßt werden, muß die Datenmenge um einen Faktor 10^7 reduziert werden. Die

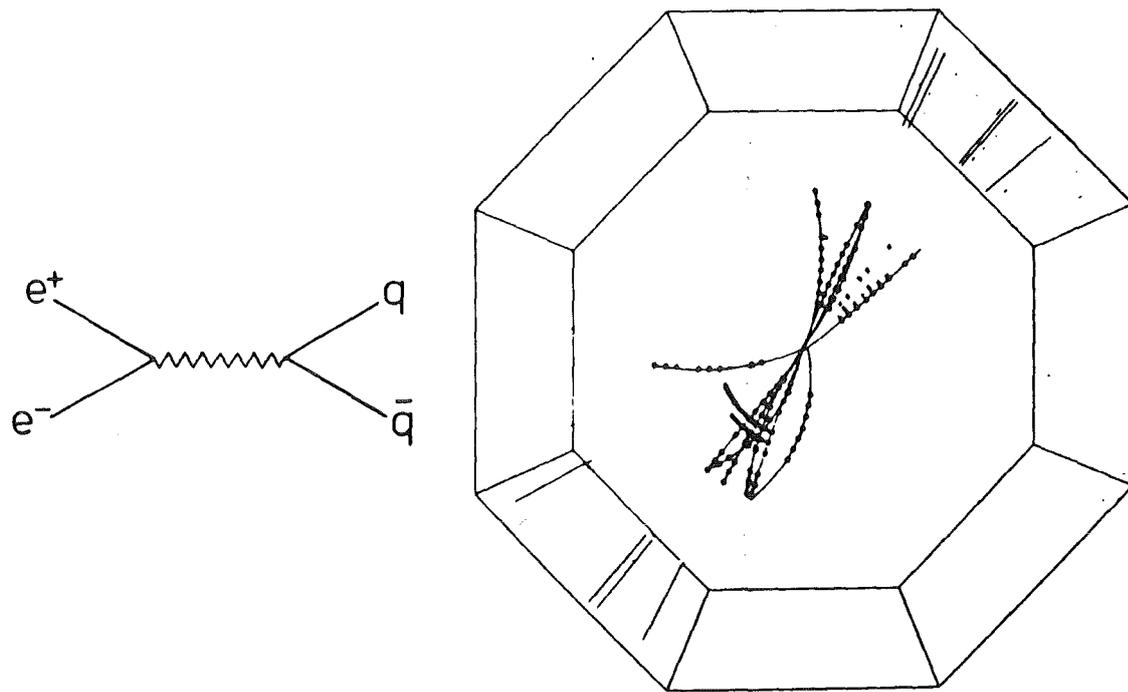


Abbildung 4.1 Hadronerzeugung $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ im CELLO-Detektor

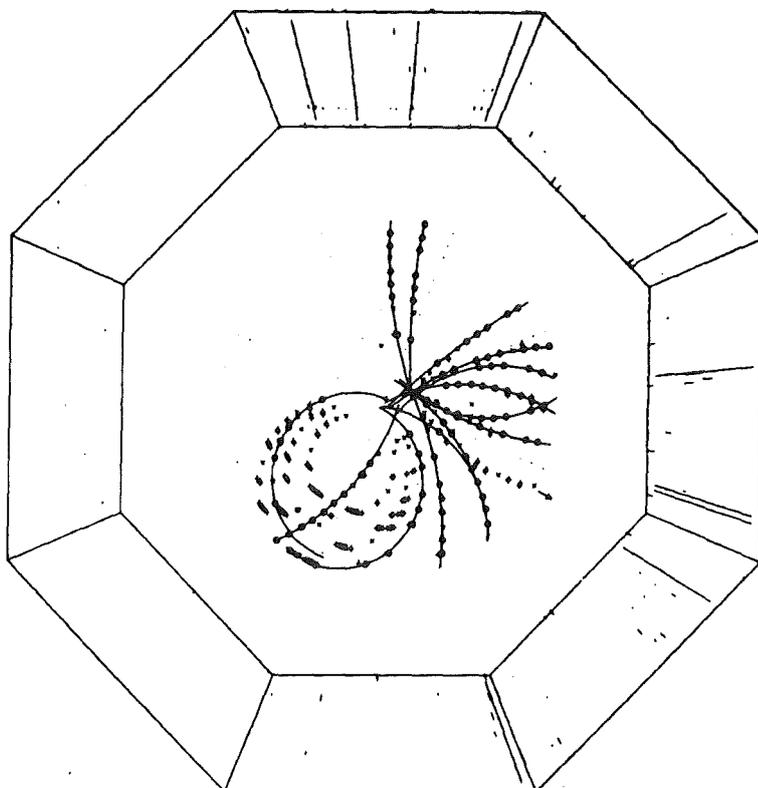


Abbildung 4.2 Strahl-Gas Wechselwirkung im CELLO-Detektor

Hauptreduktion geschieht im wesentlichen in der schnellen Entscheidungslogik des Triggers und mehrerer anschließender Filterprogramme. Zunächst werden die Eigenschaften typischer Reaktionen aus dem Untergrund und der e^+e^- -Wechselwirkung erläutert [402], wonach dann das letzte Filterprogramm beschrieben wird. Die Triggerbedingungen im einzelnen hier aufzuführen kann nicht Gegenstand dieser Arbeit sein.

Untergrundereignisse

- Strahl-Gas-Wechselwirkungen. Die Elektronen und Positronen können mit den restlichen Gasmolekülen im Strahlrohr wechselwirken. Trotz des sehr guten Vakuums (2×10^{-9} mbar) im Strahlrohr, zählen diese Ereignisse zur stärksten Untergrundsquelle. Bei Testmessungen außerhalb des e^+e^- -Wechselwirkungsvolumens oder mit nur einem Strahl zeigte sich, daß die mittlere Teilchenmultiplizität dieser Reaktionen meist sehr gering ist, d.h. unter der hadronischer Ereignisse liegt. Die Spuren kommen dabei von einem gemeinsamen Punkt, der nicht mit dem Wechselwirkungspunkt zusammenfällt und zeigen vorzugsweise in Strahlrichtung, weil die kinetische Energie der Gasmoleküle im Vergleich zu der der Elektronen oder Positronen zu vernachlässigen ist (vgl. Abb.4.2). Durch frei werdende Kernfragmente tritt ein Überschuß an positiv geladenen Teilchen im Endzustand auf. Schließlich ist die gesamte beobachtete Energie kleiner als die Strahlenergie.

- Strahl-Wand-Ereignisse. Elektronen oder Positronen, die durch Bremsstrahlung sehr viel Energie verloren haben, können durch die Ablenkmagnete nicht mehr auf ihrer Sollbahn gehalten werden. Durch die dadurch bedingte horizontalen Schwingungen kommt es zu Zusammenstößen mit der Wand des Strahlrohres. Die entstehenden Reaktionen haben die gleichen Eigenschaften wie im vorhergehenden Fall.

- Synchrotronstrahlung. Bei hohen Energien erzeugen Photonen aus der Synchrotronstrahlung in den Proportionaldrahtkammern Anstoßelektronen, was das Ansprechen einzelner Drähte zur Folge hat.

- Kosmische Höhenstrahlung. Die Hauptquelle der kosmischen Strahlung besteht aus Muonen und beträgt in Meereshöhe rund $1.7 \cdot 10^{-2}$ Teilchen pro cm^2s . Unabhängig von den Strahlbedingungen durchqueren diese laufend den Detektor, während andere Teilchen kosmischen Ursprungs das Eisenjoch des Detektors nicht passieren. Im Innendetektor erscheint hier bei eine

einzelne, durchgehende, nichtschauernde Spur, die zudem keine Korrelation mit dem e^+e^- -Wechselwirkungspunkt zeigt. Die Spur kann auch zeitlich nicht mit der Kollision eines Elektrons und Positrons korreliert werden. In den seltenen Fällen der Aufschauerung von Teilchen kommt es zu einer großen Energieablagerung in den Schauerzählern. Außerdem sprechen so sehr viele Drähte in den Proportionalkammern an, daß eine Spurrekonstruktion nicht möglich ist.

Ereignisse der elektromagnetischen Wechselwirkung

Mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) können Prozesse aus der elektromagnetischen Wechselwirkung exakt berechnet werden. Die Reaktionen werden durch Feynmangraphen beschrieben. Da für den Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim \alpha^n$ gilt (α = Feinstrukturkonstante, n = Zahl der Vertices im Feynmandiagramm), genügt es, nur die einfachen Prozesse zu betrachten (vgl. Kapitel II).

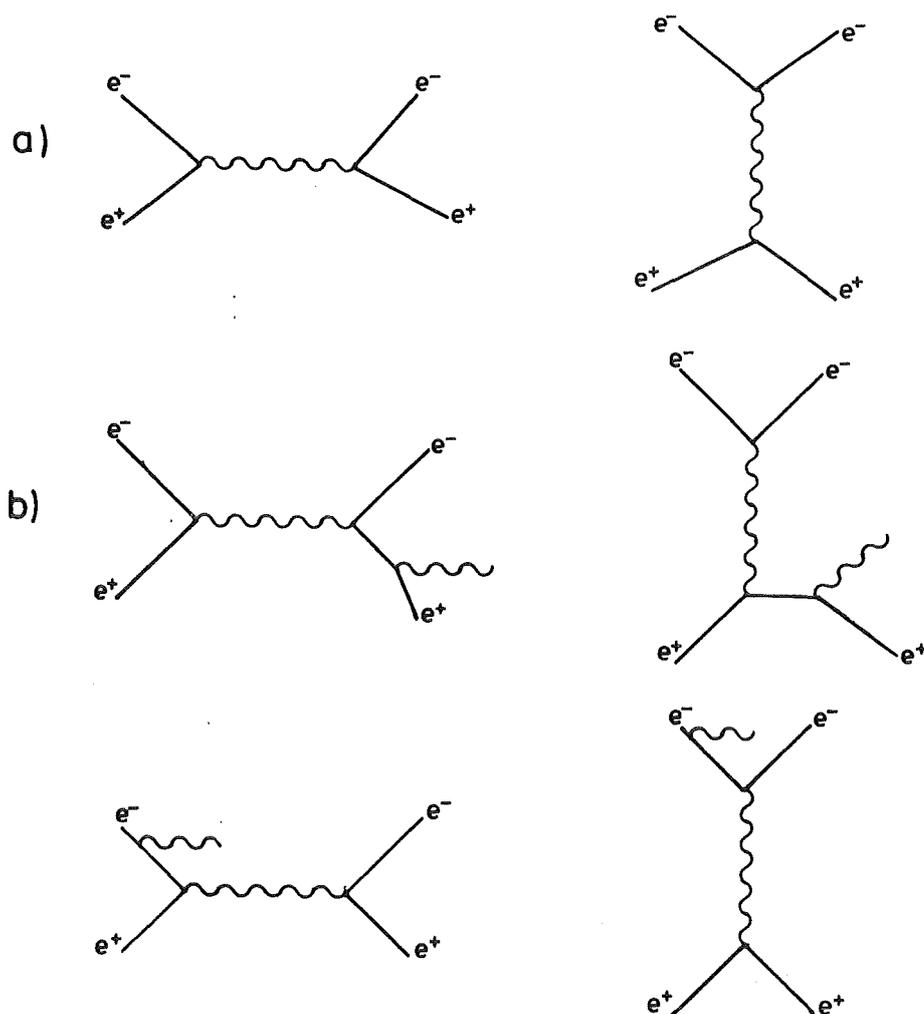


Abbildung 4.3 a) Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
 b) Strahlungskorrekturen zur Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow \gamma + e^+e^-$

- Bhabhastreuung. Die Bhabhastreuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ist die Reaktion mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Vernichtung. Sie wird durch die in Abbildung 4.3a gezeigten Graphen beschrieben. Im Detektor beobachtet man zwei kollineare Spuren mit jeweils Strahlenergie. Durch Abstrahlung von Photonen an der Materie des Strahlrohres oder der Drahtkammern und deren Aufschauern, werden oftmals auch mehr als zwei Spuren gefunden. Bedingt durch den raumartigen Graphen ist die Winkelverteilung asymmetrisch mit einem Maximum in Vorwärtsrichtung.

- Strahlungskorrekturen niederster Ordnung zur Bhabhastreuung. Eines der ein- oder auslaufenden Elektronen oder Positronen kann ein Photon abstrahlen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. (vgl. Abbildung 4.3b). Dabei können alle drei Teilchen im Detektor nachgewiesen werden. Man beobachtet zwei schauernde Spuren und einen zusätzlichen Schauer. Konvertiert das Photon sogar noch in ein e^+e^- -Paar, erhält man sogar vier schauernde Spuren.

- Leptonpaarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\tau^+\tau^-)$. Sie spielen als Untergrund praktisch nur eine geringe Rolle. Dementsprechend sind auch die zugehörigen Strahlungskorrekturen zu vernachlässigen. Ansonsten gilt das für die Bhabhastreuung Gesagte hier ebenso. Eine ausführliche Betrachtung dieser Reaktionen findet sich in [403] für Muonen und in [404] für Taus.

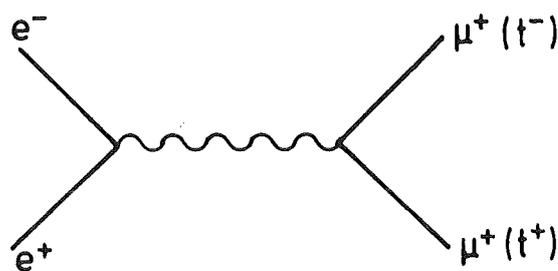


Abbildung 4.4 Leptonpaarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\tau^+\tau^-)$

- e^+e^- -Vernichtung in zwei Photonen. Der Prozess $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ wird durch den Austausch eines raumartigen, virtuellen Photons beschrieben. (Abbildung 4.5). Die Ereignisse zeigen zwei gegenüberliegende Schauer im Detektor, wobei die Photonen bereits im Innendetektor zu schauern begonnen haben können [405].

Abbildung 4.5 e^+e^- -Vernichtung in zwei Photonen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

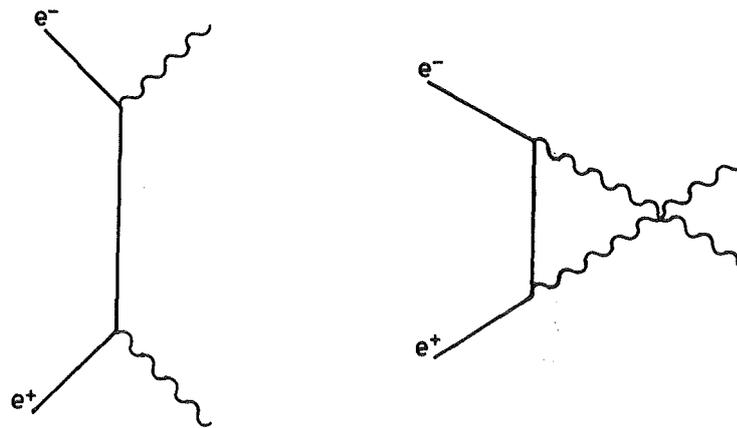
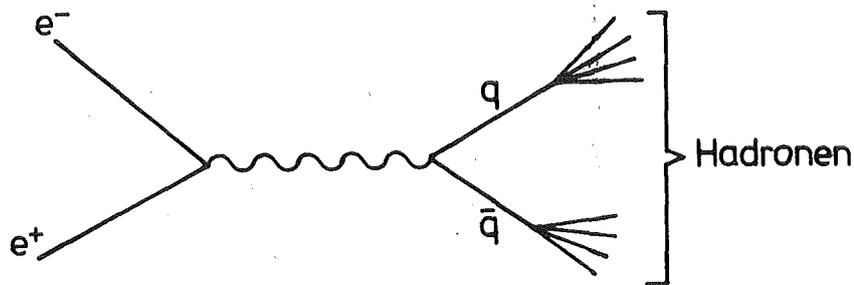


Abbildung 4.6 Hadronerzeugung $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ Hadronen



Hadronische Ereignisse

Hadronische Ereignisse werden durch die in Abbildung 4.6 dargestellten Feynmangraphen beschrieben. Elektron und Positron annihilieren über ein virtuelles Photon in ein Quark-Antiquark Paar, die ihrerseits hadronisieren. Vereinfacht haben diese Ereignisse folgende Eigenschaften:

- Bei den hohen Schwerpunktsenergien, bei denen die Messungen dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist die Multiplizität der Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, am größten im Vergleich zu allen anderen Prozessen der e^+e^- -Vernichtung.
- Die erzeugten Teilchen sind im wesentlichen Pionen, wobei die neutralen Pionen in zwei Photonen zerfallen, die in den Schauerzählern nachgewiesen werden können.
- Die gesamte sichtbare Energie ist bis auf Akzeptanzverluste gleich der Schwerpunktsenergie.

Diese Eigenschaften genügen bereits, um die hadronischen Ereignisse von den oben genannten anderen Reaktionen abtrennen zu können. Mit geeignet gewählten Triggerbedingungen und physikalischen Schnitten in den Filterprogrammen werden die gemessenen Daten vorselektiert. Dadurch wird bereits eine große Zahl von Untergrund- und anderen e^+e^- -Vernichtungsereignissen ausgesondert. Die Arbeitsweise des Triggers und des Datenerfassungssystems wurden bereits im vorangegangenen Kapitel beschrieben. (III.2.1, III.2.2). Die angewendeten Schnitte orientieren sich eng an den oben angeführten Eigenschaften der auftretenden Reaktionen [406].

Die danach auf Band geschriebene Datengeneration besteht zum größten Teil aus hadronischen Ereignissen, enthält aber immer noch Untergrundereignisse aus Strahl-Gas Reaktionen, der elektromagnetischen Wechselwirkung (QED-Prozesse) und der Höhenstrahlung.

Um bei der späteren Auswertung mit Monte-Carlo generierten Daten vergleichen zu können, ist es unbedingt erforderlich, daß beide Datensätze genau den gleichen Schnitten unterliegen. Dies erreicht man nur, indem man beide Datenmengen nochmals ein eindeutiges Filterprogramm am Rechner passieren läßt. Zum Entwickeln effektiver Schnitte wurden die vorselektierten hadronischen Ereignisse am Bildschirm durchmustert und klassifiziert. Danach wurde die Entscheidung über hadronische Ereignisse mit einem Computerprogramm mit Hilfe der im Innendetektor nachgewiesenen geladenen Spuren getroffen.

Die Auswahlbedingungen für eine geladene Spur sind:

- Spuren ohne z-Rekonstruktion werden verworfen
- der Abstand r_0 einer Spur von $x=y=0$ in der $r\phi$ -Ebene sei kleiner als 5 mm

Die Auswahlbedingungen für hadronische Ereignisse lauten endlich:

1. mindestens 5 geladene Spuren in den Proportional- und Driftkammern
2. die sichtbare Energie der geladenen Teilchen betrage mindestens 25.0 % der Strahlenergie oder die totale sichtbare Energie aller geladenen Spuren und neutralen Schauer betrage mindestens 37.5 % der Strahlenergie

3. die Nettoladung für mehr als 6 geladene Spuren sei kleiner als 6 für mehr als 4 geladene Spuren kleiner als 4
4. die Energiesumme entlang der Ereignisachse (Def. siehe [407]) in jeder Hemisphäre im Flüssig-Argon sei kleiner als 1/6 der Strahlenergie

Vergleicht man diese Kriterien mit den oben angeführten Eigenschaften der Untergrund- und elektromagnetischen Ereignisse im Detektor, so sieht man, daß damit leicht die hadronischen Ereignisse von den anderen getrennt werden können. Dies bestätigt eine nochmalige Durchsicht der Ereignisse nach Durchlaufen dieses Endfilters. Bei 34 GeV wurden hiermit 2444, bei 22 GeV 1717 Ereignisse selektiert. Tabelle 4.1 listet die Anzahl der selektierten hadronischen Ereignisse für experimentelle und Monte-Carlo generierte Daten auf.

Tabelle 4.1 Anzahl der vorselektierten hadronischen Ereignisse aus experimentellen und Monte-Carlo generierten Daten

	total	hadronisch
34 GeV		
experimentelle Daten	2632	2444
Monte-Carlo DST	2913	2385
Monte-Carlo 4-Vektoren	2913	2366
22 GeV		
experimentelle Daten	1939	1717
Monte-Carlo DST	2941	2400
Monte-Carlo 4-Vektoren	2941	2364

(Monte-Carlo 4-Vektoren und Monte Carlo DST s. IV.3)

IV.2 Isolation

Mit der Vermutung, daß die Bremsstrahlungsemission des e^+e^- -Anfangszustandes in hadronischen Ereignissen, wie sie durch die in Abbildung 4.7 dargestellten Feynmangraphen beschrieben wird, sich in einer topologischen Besonderheit zeigen müßte, stellte sich die Aufgabe, nach einer geeigneten topologischen Beschreibung dieser Ereignisse zu suchen. Umgekehrt wäre dann zu prüfen, inwieweit sich diese, nach geometrischen Kriterien gefundenen hadronischen Ereignisse durch die Emmission eines Bremsstrahlungsphotons im Anfangszustand beschreiben lassen.

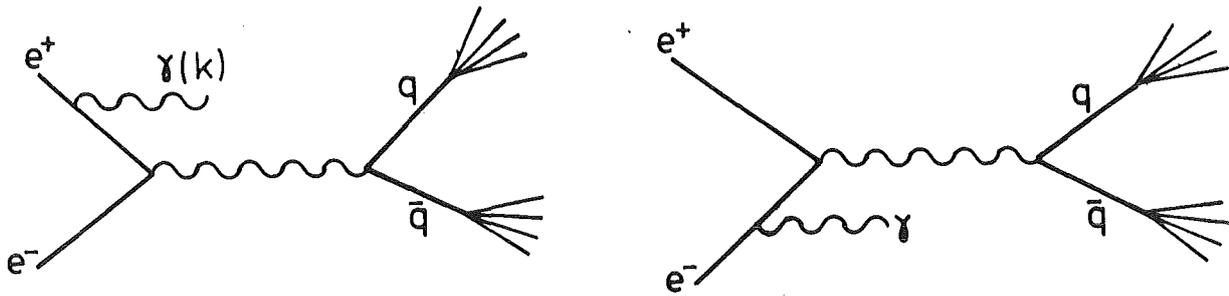


Abbildung 4.7 Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes in der Hadronerzeugung $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{Hadronen}$

Bei der Suche nach solchen geometrischen Kriterien lag die Annahme zuerst nahe, daß das Bremsstrahlungsphoton, falls es nur genügend Energie mitbekäme, im Bezug zum Restereignis isoliert sei, da letzteres in Abhängigkeit von der Energie des ausgesandten Photons einen Lorentzboost in die entgegengesetzte Richtung erfährt. Das Augenmerk wird sich also auf isolierte, neutrale Schauer richten. Dabei gilt es nur trivialerweise zu fordern, daß das neutrale Teilchen im Bereich des Zentraldetektors mit einer gewissen Mindestenergie schauert, aber auch festzulegen, in welcher Art und Weise das schauernde, neutrale Teilchen gegenüber anderen Teilchen isoliert ist. Hier wird man zwischen benachbarten geladenen und eventuell unterscheiden müssen.

Um die Akzeptanz möglich groß zu gestalten, wurden die in den Vorwärtsdetektoren auftretenden Signale nicht in die Auswertung mit einbezogen, weil gerade in diesem Winkelbereich zum einen geladenen Spuren vom Spurentigger nicht einwandfrei rekonstruiert werden können, zum anderen dort einige unerwünschte Untergrundereignisse häufiger Schauerablagerungen aufweisen. Deshalb wurde gefordert, daß das nun noch näher zu untersuchende, neutrale Teilchen in den Bereich des Zentraldetektors abgestrahlt werde, genauer in einem Winkelbereich von $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$.

Bei der Untersuchung zeigte sich, daß es sinnvoll ist, für die Energie des abgestrahlten Teilchens einen bestimmten Mindestwert zu fordern. Es treten nämlich sehr viele Ereignisse mit einem abgestrahlten Photon kleiner Energie ($< 1 \text{ GeV}$) auf (vgl. Kap.II.3). Andererseits laufen diese Photonen bevorzugt in Strahlrichtung, was auf Grund der bereits gewählten Einschränkung im Raumwinkel zu Fehlern im Energiespektrum führen würde. Im letzten Fall würden dann die Bremsstrahlungsphotone gerade

nicht als isolierte Teilchen gefunden werden können. Damit erwies es sich als sinnvoll, eine Mindestenergie von 2 GeV für das isolierte, neutrale Teilchen zu fordern.

Bisher war noch nicht von der eigentlichen Isolation die Rede. Der Raumwinkel, innerhalb dessen das neutrale Teilchen isoliert ist, sollte zwischen 40° und 80° liegen, das entspricht einem Öffnungswinkel von 80° - 160° . Die Entscheidung erfolgte schließlich auf Grund einer anschaulichen Vorstellung von der auftretenden Reaktion. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt, entstehen aus der e^+e^- -Vernichtung ein Bremsstrahlungsphoton und ein hadronischer Schauer, der sich in unserem Modell auf ein Quark-Antiquark Paar zurückführen läßt, d.h. es handelt sich eigentlich um zwei Schauer, wie es sich auch tatsächlich beobachten läßt. Ordnet man nun jedem Teilchen - Bremsstrahlungsphoton, Quark und Antiquark - eine Raumzone zu, so erhält man im einfachen Fall drei Raumzonen, die jeweils einen Öffnungswinkel von 120° haben. Dieser symmetrische Fall ist auch der einzige, in dem man allen drei Teilchen den gleichen maximalen Öffnungswinkel zuordnen kann. Daher soll dies auch unserer Isolationsbedingung genügen und ein Raumwinkel von mindestens 60° zum nächsten, benachbarten Teilchen gefordert werden.

Nun kann man sicher nicht fordern, daß innerhalb dieses Winkels überhaupt keine anderen Teilchen auftreten. Vielmehr können Teilchen unterhalb einer Maximalenergie als Untergrundteilchen ignoriert werden. Bei diesen wird es sich um Ausläufer eines der Hadronenjets handeln. In seltenen Fällen resultieren sie aber auch aus Sekundärwechselwirkungen mit dem Strahlrohr oder aber der Überlagerung mit einem tatsächlichen Untergrundereignis (IV.1). Es bieten sich nun zwei Verfahrensweisen bei der Behandlung dieser Teilchen an. Ein strenges Verfahren, in dem alle Teilchen, geladen und neutral, gleich behandelt und keine Teilchen innerhalb des verbotenen Konus zugelassen werden, die oberhalb der Maximalenergie liegen. Oder ein angepaßtes Verfahren, in dem die Teilchen gemäß ihrer Entfernung zum 'isolierten' verschieden behandelt werden. Teilchen, die weiter entfernt liegen, dürfen eine größere Energie besitzen, Teilchen, die dem 'isolierten' näher sind, dann eben nur eine geringere Energie. Dies schließt aber die Möglichkeit der Anhäufung vieler Teilchen unterhalb der Maximalenergie im Isolationsbereich ein. Um diesen Fall auszuschließen, betrachtet man die Longitudinalimpulse, relativ zum isolierten Teilchen gemessen, und fordert, daß die Summe aller Longitudinalimpulse kleiner als eine bestimmte Maximalenergie ist. Damit ist beiden Forderungen Genüge getan. Für dieses Verfahren fiel auch die Entscheidung in dieser Arbeit. [408].

Bei verschiedenen Testläufen mit experimentellen und Monte-Carlo generierten Daten zeigte es sich, daß es innerhalb des Isolationswinkels einen bestimmten niederenergetischen Bereich gibt, in dem mehr Teilchen Spuren auftreten, während mit zunehmender Energie die Anzahl der Spuren abnimmt. Die obere Grenze für solche niederenergetische Spuren schwankte zwischen 400 MeV und 500 MeV. Es schien daher angebracht, als Maximalenergie 500 MeV zu wählen und alle Spuren, geladen und neutral, unterhalb dieser Maximalenergie gemäß dem oben erwähnten zweiten Verfahren als Untergrund zu betrachten.

Eine Möglichkeit, diese Isolationsbedingung zu verletzen, wurde zusätzlich den neutralen Teilchen eingeräumt. Innerhalb eines 'Beitragswinkels' gelegene neutrale Schauer sollten als zum isolierten Schauer zugehörig betrachtet und als eine Verschmierung desselben angesehen werden. Dieser Beitragswinkel wurde zunächst auf 5° festgelegt. Dabei stellte sich heraus, daß es nur sehr wenige enge Nachbarn zum isolierten Teilchen innerhalb dieses Winkels gab. Versuchsweise wurde dieser Winkel schrittweise um 1° bis auf 10° geöffnet. Dabei traten lediglich vier neue Ereignisse mit Nachbarn zwischen 5° und 7° auf, die zuvor wegen zu hoher Energie verworfen worden waren. Alle 4 neuen Ereignisse mit einem isolierten, neutralen Schauer und einem Nachbarn in 5° bis 7° Entfernung konnten als Ereignisse mit Photonen aus π^0 -Zerfällen klassifiziert werden. Damit war auch hier die Entscheidung für 5° gefallen.

Die resultierenden Isolationsbedingungen sind noch einmal in Abbildung 4.8 zusammengefaßt. Es sind dies:

1. ein neutrales Teilchen wird in den Zentraldetektor emittiert:

$$30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$$

2. seine Energie ist größer als eine Minimalenergie:

$$E_\gamma \geq 2 \text{ GeV}$$

3. es ist isoliert innerhalb eines Raumwinkels von 60° , das entspricht einem Öffnungswinkel von 120° :

- die Summe der Longitudinalimpulse geladener und neutraler Teilchen bezüglich des isolierten ist kleiner als 500 MeV
- neutrale Schauer innerhalb 5° gehören zum isolierten Teilchen

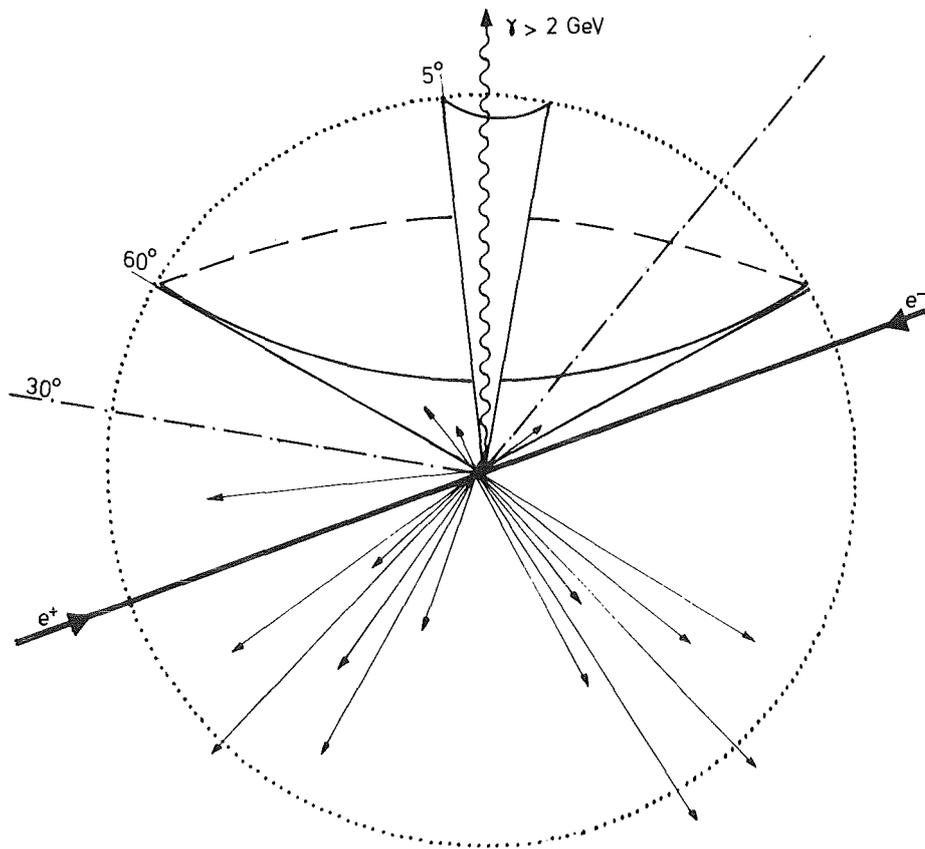


Abbildung 4.8 Isolationsbedingungen: 1) $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$
 2) $E_\gamma \leq 2 \text{ GeV}$
 3) isoliert in 60° (siehe Text)

Zwei typische Ereignisse, wie sie unter diesen Bedingungen gefunden wurden, zeigt die Abbildung 4.9: Zunächst bei 34 GeV Schwerpunktsenergie ein Ereignis mit einem isolierten Teilchen von 14 GeV. In der gleichen Hemisphäre ist kein weiteres Teilchen zu finden, das Restereignis liegt dem isolierten, neutralen Schauer gegenüber. Dann bei 22 GeV Schwerpunktsenergie ein isoliertes, neutrales Teilchen mit 7.6 GeV. Wegen der geringeren Energie ist das Restereignis entsprechend mehr aufgeweitet.

Die so gefundenen Ereignisse werden nochmals per Bildschirm auf QED- und Untergrundereignisse durchgesehen. Danach verbleiben aus 2444 hadronischen Ereignissen bei 34 GeV und 1717 hadronischen Ereignissen bei 22 GeV noch 41 bzw. 37 mit isolierten, neutralen Schauern; das entspricht einem Anteil von 1.7 % bzw. 2.2 %. Ein Vergleich mit Monte-Carlo generierten Daten, die den gleichen Selektionskriterien unterworfen wurden, ergibt Werte in der gleichen Größenordnung. Sie sind zusammen mit den experimentellen Daten in Tabelle 4.2 aufgelistet. Auf Grund der Theorie für die Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes würde man 4.5% bzw. 3.3% erwarten.

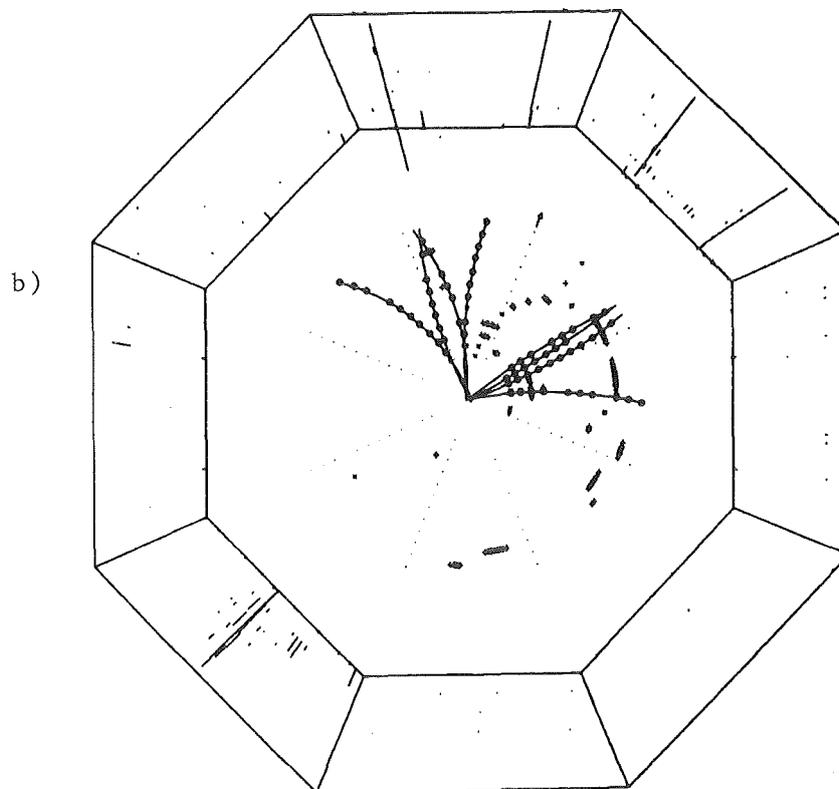
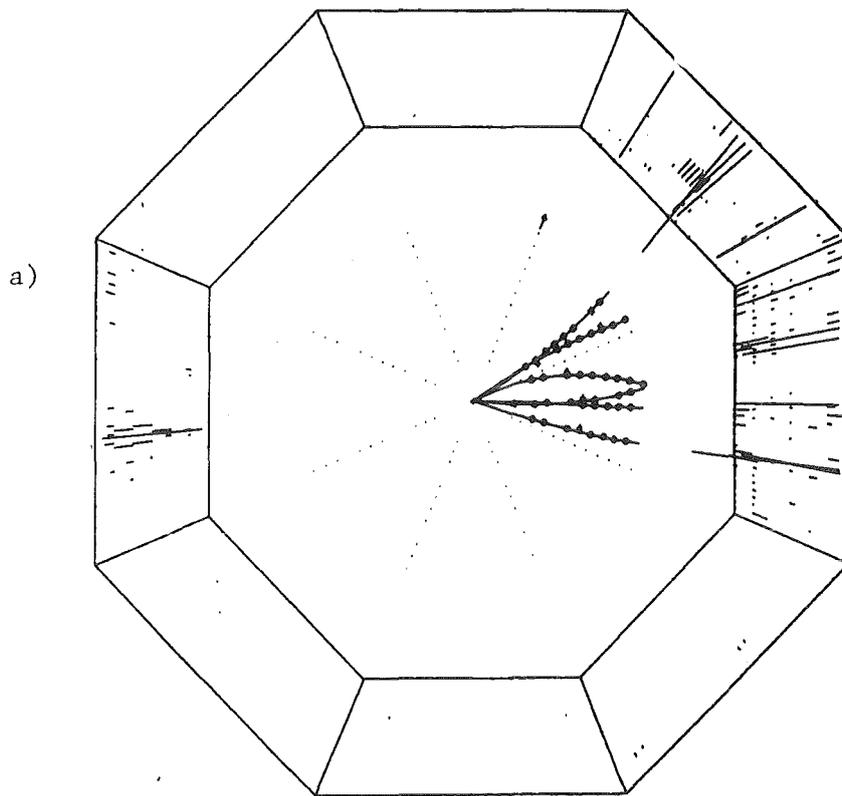


Abbildung 4.9 Zwei typische hadronische Ereignisse unter der Isolationsbedingung bei 34 GeV (a) und 22 GeV (b)

Tabelle 4.2 Anzahl der isolierten hadronischen Ereignisse aus experimentellen und Monte-Carlo generierten Daten

	hadronisch	isoliert
34 GeV		
experimentelle Daten	2444	41
Monte-Carlo DST	2385	48
Monte-Carlo 4-Vektoren	2366	39
22 GeV		
experimentelle Daten	1717	37
Monte-Carlo DST	2400	45
Monte-Carlo 4-Vektoren	2364	40

IV.3 Monte-Carlo Simulation

Der Vergleich experimenteller Daten mit theoretischen Voraussagen erfordert die Simulation von Fragmentationseffekten und Detektoreigenschaften. In diesem Fall war es also zunächst notwendig, hadronische Ereignisse mit einem Bremsstrahlungsphoton im e^+e^- -Anfangszustand zu generieren. Die Teilchenproduktion im Endzustand liefert dabei zunächst ein QuarkAntiquark Paar Paar und nach anschließender Hadronisierung für jedes entstandene Teilchen einen Vierer-Vektor aus Impuls und Energie. Diese durchlaufen dann ein Computerprogramm, das das Verhalten der Teilchen im Detektor simuliert, wonach das Ereignis wieder rekonstruiert wird.

Ereignisgeneration

Die Monte-Carlo Generatoren produzieren eine Vielzahl von Ereignissen, wie sie bei e^+e^- -Reaktionen auftreten. Dabei werden der Impuls, die Masse und Ladung, und die räumliche Verteilung der Teilchen des Endzustandes gemäß der zu jeder Reaktion gehörenden physikalischen Theorie erzeugt. Die Hadron-Produktion in der e^+e^- -Annihilation wird im Rahmen der Quantenchromodynamik behandelt, in der die Hadronen als aus Quark und Antiquark zusammengesetzte Teilchen betrachtet werden, deren Zusammenhalt die durch die Gluonen vermittelte starke Wechselwirkung bewirkt. Die gebräuchlichsten Monte-Carlo Generatoren, die zur Zeit bei PETRA benützt werden, sind die von Hoyer u.a. [409], Ali u.a. [410] und der Lund Gruppe [411]. Für diese Arbeit wurden ausschließlich Hoyer-Monte-Carlo Daten benutzt. Die Bremsstrahlungsphotonen des

Anfangszustandes werden nach einem in diese Generatoren mit einbezogenen QED-Strahlungskorrekturen-Generator, wie er z.B. von Berends beschrieben wird [412] (vgl. Kap.II.3), erzeugt. Das strahlende Photon kann dabei zwischen 0.001 % und 0.99 % der Strahlenergie mitbekommen. Mit der verbleibenden Energie erfolgt die Erzeugung von Quark-Antiquark Paaren, die anschließend in Hadronen fragmentieren.

Fragmentation

Da es gegenwärtig keine Theorie zur Beschreibung der Fragmentation gibt muß man sich auf phänomenologische Modelle stützen. Das Hoyer-Monte-Carlo wie auch das von Ali et al. benutzen ein Fragmentationsmodell, wie es von Feynman und Field [413] entwickelt wurde. In diesem Modell fragmentiert jedes Parton unabhängig von den anderen. Ausgehend von einem einzelnen Quark q_a hoher Energie E wird ein Quark-Antiquark Paar $q_b \bar{q}_b$ aus dem Vakuum erzeugt. Die Erzeugung erfolgt im allgemeinen im Verhältnis 2:2:1 aus den leichten Quarks up, down, strange ($u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$). Außerdem werden Pseudoskalare (P) und Vektormesonen gebildet (V). Quark und Antiquark erhalten entgegengesetzte Transversalimpulse p_T , die von ihrer Energie unabhängig sind. Hierzu wird eine Gauss'sche Transversalimpulsverteilung mit einer vorgegebenen Streubreite σ_q zu Grunde gelegt. Das Quark q_a und das Antiquark \bar{q}_b rekombinieren zu einem Meson, dessen Transversalimpuls sich aus der Addition der Quarkimpulse ergibt. Dieses Meson erhält weiter einen Anteil z der Energie E des Anfangsquarks q_a gemäß einer zuvor definierten Verteilung $f(z)$. Das zurückbleibende Quark q_b kann nun seinerseits erneut eine Quark-Antiquark Paarzeugung hervorrufen, worauf der Prozeß solange fortschreitet, bis E einen Schwellwert E_0 erreicht. (Abbildung 4.10). Die restlichen Quarks der Fragmentationskaskaden der einzelnen Partonen bilden dann das letzte Hadron.

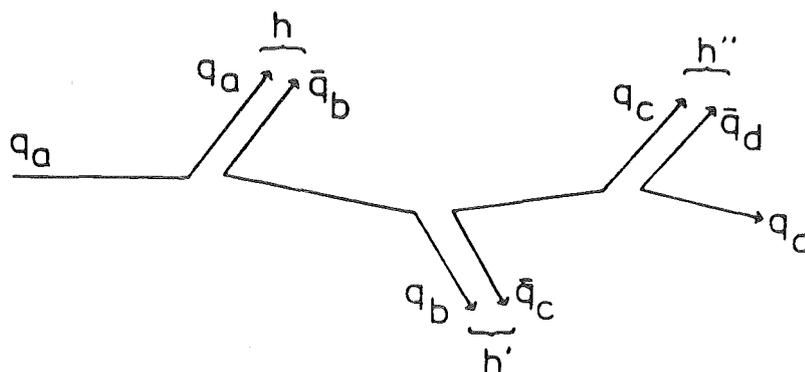


Abbildung 4.10 Feynman-Field-Fragmentation eines Quarks/q

Die Erzeugung eines Quark-Antiquark Paares im hadronischen Endzustand wird in erster Ordnung der QCD von der Emission eines Gluons g begleitet. Da die Fragmentation von Gluonen bisher ungeklärt ist, wird sie in einer ähnlichen Weise wie für zwei Quarks beschrieben, indem man von einer Konversion des Gluons in ein Quark-Antiquark Paar ausgeht ($g \rightarrow q\bar{q}$). Die speziellen Auslegungen des Modells sind in der angegebenen Literatur beschrieben. Eine Zusammenfassung findet sich in [414]. Die in dieser Arbeit benutzten Parameter sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

Tabelle 4.3 Monte-Carlo Generator

Hoyer Monte-Carlo

$$P/P+V = 0.5$$

$$\sigma_q = 0.3, \text{ Gauss'sche Transversal-impulsverteilung}$$

$$f(z) = 1 - a + 3a(1-z^2) \text{ mit } a = 0.77$$

Strahlungsgenerator:

Berends/Kleiss

$$0.001 \leq E_\gamma/E_{\text{beam}} \leq 0.99$$

Vierer-Vektoren

Die soweit erzeugten Daten werden im folgenden Kapitel als Monte-Carlo generierte Daten bezeichnet. Jedem einzelnen hadronischen Teilchen wird nun (entsprechend der Energie der erzeugenden Quarks und) der Generation folgend ein Impuls, Masse, Ladung und ein Raumwinkel, in den es emittiert wird, zugeordnet. Gleichzeitig wird versucht, benachbarte Teilchen zu Jets zusammenzufassen. Die Idee ist, daß alle aus einem Parton sich in der Fragmentationskette bildende Hadronen, in einem Jet zusammenfassbar sind. Dabei wird für jeden solchen Jet aber eine Mindestenergie von 2 GeV verlangt. Wird diese nicht erreicht, wird das Ereignis nach der Generierung wieder verworfen. Da schließlich jedem Teilchen ein Vierer-Vektor aus Energie und Impuls zugeordnet werden kann, wird im folgenden diese Generatorstufe als Vierer-Vektor Stufe bezeichnet.

Detektorsimulation

Der Vierer-Vektor Ausgabe des Monte-Carlo Generators wird vom Detektorsimulationsprogramm weiter bearbeitet. Ziel des Programms ist es, die Signale aller vorhandenen Komponenten des Detektors beim Durchgang verschiedener Teilchen möglichst naturgetreu wiederzugeben. Außerdem ist die Entstehung neuer Teilchen auf Grund von Zufällen und Wechselwirkungen mit Detektormaterieschichten zu berücksichtigen. Nach der Detektorsimulation muß das Monte Carlo generierte Ereignis in der gleichen Form abgespeichert vorliegen, wie das gemessene Ereignis, so daß es mit denselben Auswerteprogrammen bearbeitet werden kann.

Für die zu den Vierer-Vektoren gehörenden Teilchen wird der Weg durch den Detektor berechnet, bei geladenen Teilchen unter Einbeziehung des Magnetfeldes. Der Zerfall instabiler Teilchen wird berücksichtigt, wobei die Zerfallskanäle nach einer im Rechner gespeicherten Tabelle simuliert und die Zerfallsprodukte gleichmäßig im Phasenraum verteilt werden. Ebenso werden Wechselwirkungsprodukte entsprechend bekannten Wahrscheinlichkeiten simuliert. Alle durch Wechselwirkungen oder Zerfälle neu entstandenen Teilchen werden ebenfalls durch die weiteren Detektorteile verfolgt.

Bei der Simulation der zylindrischen Proportional- und Driftkammern im Detektor-Monte-Carlo wird für geladene Teilchen, die die Kammern erreichen, an den Durchstoßstellen der dazugehörenden Spuren jeweils eine Gruppe von Drähten und Hochspannungstreifen gesetzt. Im Flüssig-Argon Kalorimeter müssen elektromagnetische Schauer, verursacht durch Elektronen, Positronen oder Photonen, simuliert werden. Bei hadronischen Ereignissen mit vielen schauernden Teilchen erfordert dies einen beträchtlichen Umfang an Rechenzeit.

Alle Simulationsprogramme für die unterschiedlichen Detektorkomponenten haben im Wesentlichen die gleiche Grundstruktur:

- Initialisierung. Zu Beginn werden für die Simulationsrechnung wichtige Parameter der Geometrie der Meßapparatur und der Detektoreigenschaften in Form von Tabellen eingelesen und abgespeichert. Während der Datennahme ausgefallene Detektorkanäle, die nicht simuliert werden sollen, sind ebenfalls berücksichtigt.

- Simulation der Detektorkomponente beim Durchgang eines Teilchens. Trifft ein Teilchen den zu simulierenden Detektorteil, wird dieser Programmteil aufgerufen. Die Teilcheneigenschaften wie Impuls, Ort und Teilchenart werden übergeben und aus diesen Informationen wird die Reaktion des Detektors berechnet und abgespeichert.

- Berechnung der Signale am Ende des Ereignisses. Am Ende jedes Ereignisses werden die endgültigen Signale der entsprechenden Detektorkomponente berechnet, wobei insbesondere zu berücksichtigen ist, ob mehrere Teilchen denselben Detektorteil getroffen haben.

Die so aufbereiteten Monte-Carlo Daten werden auf Band geschrieben und durchlaufen danach die Rekonstruktionsprogramme für die Ereignisse (III.2.3). Sie (mit Monte-Carlo DST bezeichnet) können nun genau wie die experimentellen Datensätze behandelt werden und die verschiedenen Auswertprogramme durchlaufen.

V. Ergebnisse

Mit den so aufbereiteten Daten, wie es im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurde, ist es nun möglich, der zu Beginn dieser Arbeit aufgeworfenen Frage nach der Herkunft der isolierten, neutralen Schauer aus der Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes und der Gültigkeit von QED-Voraussagen für den Bremsstrahlungsprozeß eine Antwort zuzugesellen. Dazu wird in einem ersten Schritt geprüft, ob die Monte-Carlo Ereignissimulation die Bremsstrahlung richtig generiert. In einem zweiten Schritt wird der Einfluß der Isolationsbedingung auf die Bremsstrahlungseignisse durch die verschiedenen Simulationsstufen hindurch untersucht. Durch die gleiche Generation ist es auch möglich, den Anteil an Untergrund zu bestimmen. Nach dessen Abzug werden schließlich in einem letzten Schritt die Monte-Carlo generierten Daten mit den experimentellen Daten verglichen, um eine Bestätigung zu erhalten, ob die isolierten, neutralen Teilchen als Bremsstrahlungsphotonen des e^+e^- -Anfangszustandes interpretiert werden können. Damit gewinnt man auch eine Aussage über den zugehörigen Wirkungsquerschnitt und die Gültigkeit ihn voraussagender Theorien.

Tabelle 5.1 Anzahl der isolierten, hadronischen Ereignisse aus experimentellen und Monte-Carlo generierten Daten

	hadronisch	isoliert	Untergrund
34 GeV $L = 7.5 \text{ pb}^{-1}$			
experimentelle Daten	2444	41 $1.7 \pm 0.3\%$	- *
Monte-Carlo DST	2385	48 $2.0 \pm 0.3\%$	13 (8π , 5η) $25.5 \pm 7.1\%$
Theorie: Vorhersage		4.5%	
22 GeV $L = 2.5 \text{ pb}^{-1}$			
experimentelle Daten	1717	37 $2.2 \pm 0.4\%$	- *
Monte-Carlo DST	2400	45 $1.9 \pm 0.3\%$	20 (18π , 2η) $43.5 \pm 9.7\%$
Theorie: Vorhersage		3.3%	

* = keine Messungen

Bevor nun dies im einzelnen nachvollzogen wird, seien zur Übersicht in Tabelle 5.1 nochmals die Anzahl der bei $\sqrt{s} = 22$ GeV und $\sqrt{s} = 34$ GeV untersuchten hadronischen Ereignisse und solcher mit isolierten, neutralen Schauern aufgelistet. Der Anteil an Untergrund, wie er in den Monte-Carlo generierten Daten beobachtet wurde, ist ebenfalls angegeben.

V.1 Monte-Carlo Generation der Bremsstrahlung

Die Antwort auf die Frage, ob und inwieweit isolierte, neutrale Photonen mit Bremsstrahlungsphotonen aus dem e^+e^- -Anfangszustand identisch sind, basiert auf einem Vergleich zwischen den experimentellen und den Monte-Carlo generierten Daten. Das Ergebnis ist somit nur in dem Maße verlässlich, wie man sicher sein kann, daß die Monte-Carlo Simulation die Bremsstrahlung richtig beschreibt. Wir werden deshalb zunächst prüfen, ob dies der Fall ist.

Der Vorgang der Monte-Carlo Ereignisgenerierung wurde bereits in Kapitel IV.3 beschrieben. Es wurde ein Hoyer Monte-Carlo benutzt, das die Bremsstrahlungsphotonen des Anfangszustandes nach einem Generator für QED-Strahlungskorrekturen, wie er von Berends und Kleiss beschrieben wird, erzeugt. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß wurde in Abschnitt II.3 berechnet und wir erhielten (Gl.2.15)

$$(Gl.5.1) \quad f = \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \frac{R(s')}{R(s)} \cdot \left(\frac{2(1+(1-z)^2)}{z(1-z)} \frac{1}{1-\cos^2\theta} - \frac{z}{1-z} \right)$$

mit dem in Gl.2.3 definierten R-Wert $R(s) = \sigma_{had}(s)/\sigma_{\mu\mu}(s)$.

Unter der Berücksichtigung, daß für die Auswertung nur die Meßdaten aus dem Innendetektor benutzt wurden, folgte hieraus mit den Integrationsgrenzen $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ für den Winkel, unter dem das Photon relativ zur Strahlachse ausgesendet werden kann, (Gl.2.18)

$$(Gl.5.2) \quad \frac{1}{\sigma_{had}(s)} \frac{d\sigma_\gamma}{dz} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{R(s')}{R(s)} \left(\frac{2(1+(1-z)^2)}{z(1-z)} \ln \frac{2+\sqrt{3}}{2-\sqrt{3}} - \frac{z}{1-z} \sqrt{3} \right)$$

Wir untersuchen nun die Bremsstrahlungsphotonen in unseren hadronischen Ereignissen aus der Monte-Carlo Generation und vergleichen ihr Energiespektrum mit dem durch Gl.5.2 vorgegebenen theoretischen Erwartungsspek-

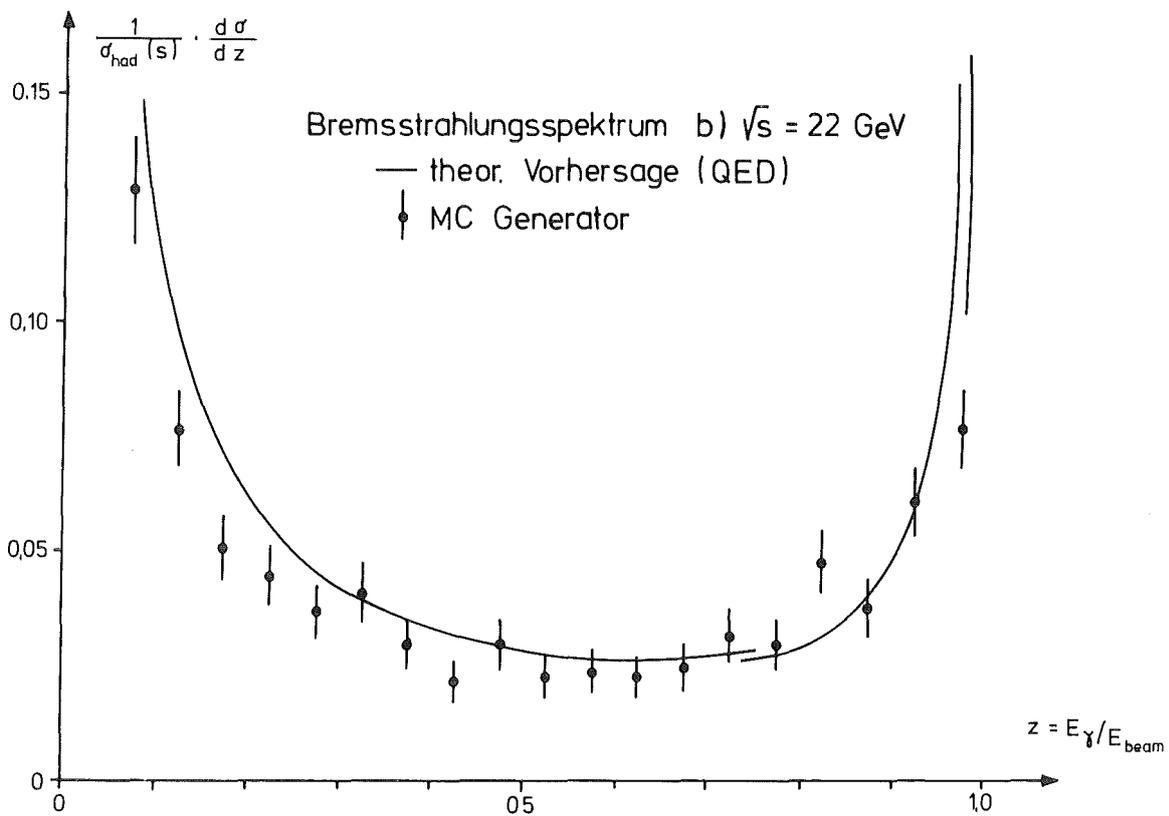
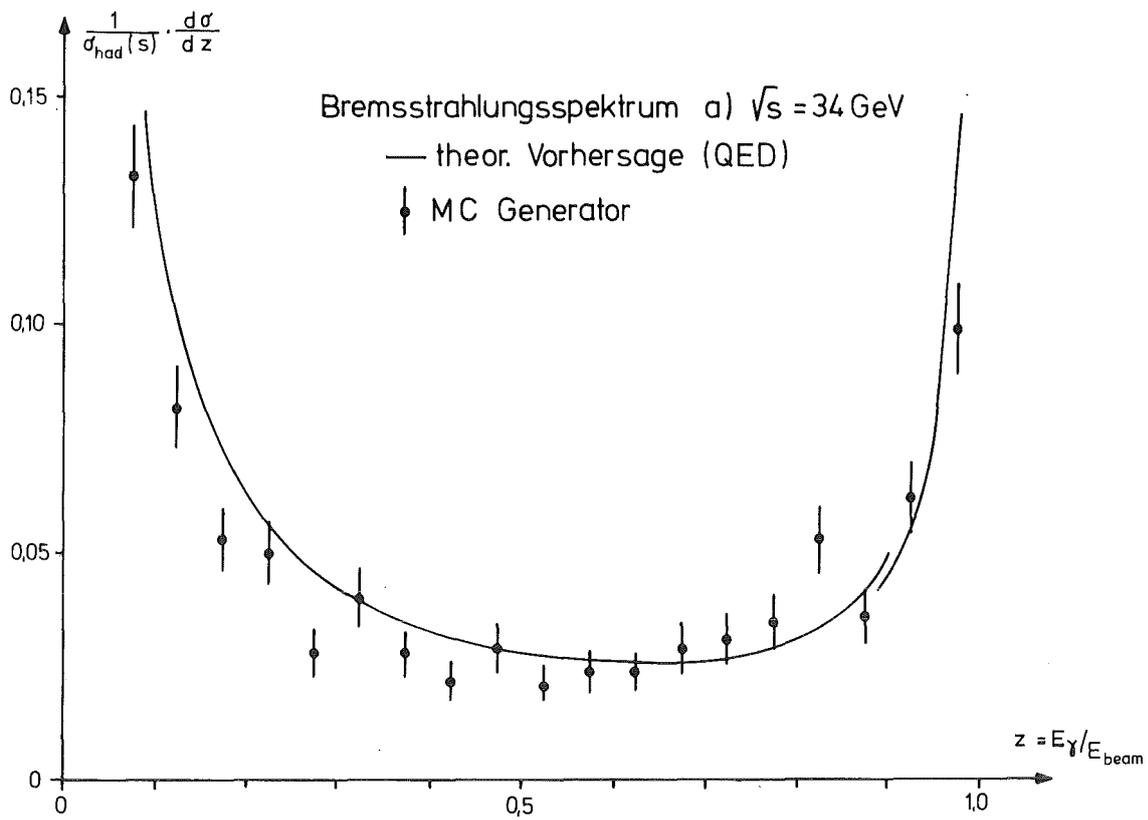


Abbildung 5.1 Bremsstrahlungsspektrum für 34 GeV (a) und 22 GeV (b)

— theoretische QED-Voraussage nach Gl. 5.2

• Bremsstrahlung der Monte-Carlo Ereignisgenerators

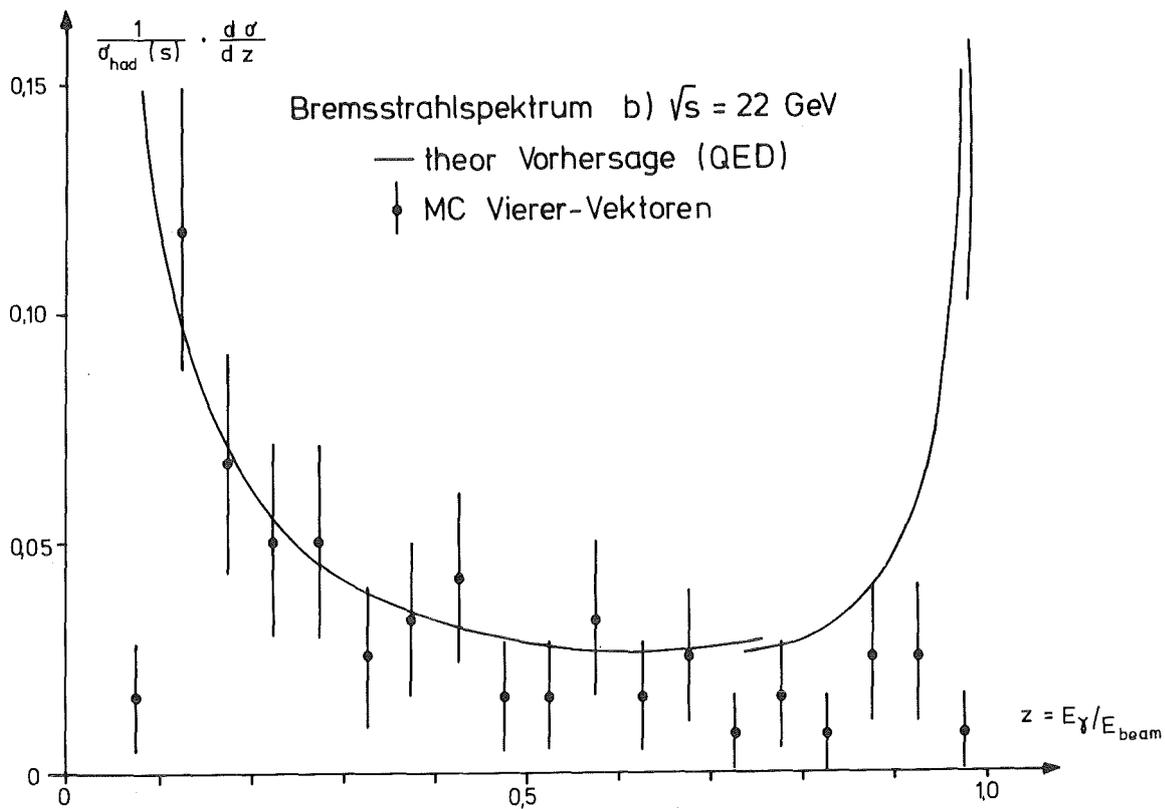
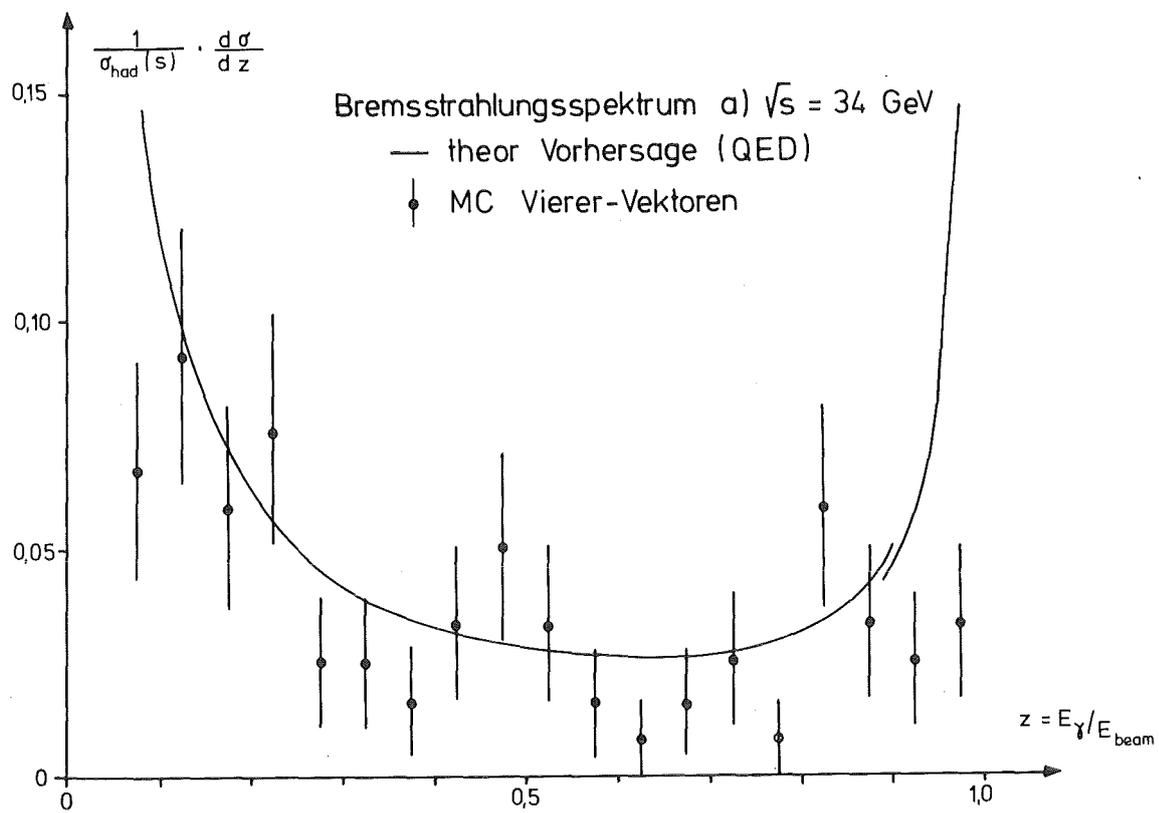


Abbildung 5.2 Bremsstrahlungsspektrum für 34 GeV (a) und 22 GeV (b)

— theoretische QED-Voraussage nach Gl. 5.2

• Bremsstrahlung der Monte-Carlo Vierer-Vektoren

trum. Abbildung 5.1 zeigt das Resultat dieses Vergleichs für die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 34 \text{ GeV}$ (a) und $\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}$ (b). Aufgetragen ist der auf den gesamten hadronischen Wirkungsquerschnitt normierte differentielle Wirkungsquerschnitt über der Energie des Bremsstrahlungsphotons als Quotient zur Strahlenergie $z = E_\gamma/E_{\text{beam}}$.

Die durchgezogene Kurve zeigt das Energiespektrum für die Bremsstrahlung gemäß der QED-Voraussage nach Gleichung 5.2. Die Monte-Carlo generierten Ereignisse werden durch die Punkte beschrieben. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Damit haben wir die Gewissheit, daß das Monte-Carlo Modell die Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes richtig beschreibt.

Das so generierte Ereignis wird nun dem Prozeß der Quark-Antiquark Produktion und der anschließenden Fragmentation in Hadronen unterworfen. Wir erhalten wie oben beschrieben (IV.3) für jedes Teilchen Vierer-Vektoren aus Impuls und Energie. Die Bremsstrahlungsphotonen dieser Ereignisse werden nun wiederum mit dem theoretischen Energiespektrum verglichen. Abbildung 5.2 zeigt dieses Spektrum punktweise in Abhängigkeit von der Photonenergie. Als durchgezogene Kurve ist das theoretische QED-Spektrum eingetragen. Die Normierung der Achsen erfolgte wie in Abbildung 5.1. Auch die Vierer-Vektoren der Bremsstrahlung folgen in ihrer Form dem theoretischen Kurvenverlauf. Allerdings treten nahe bei $z = 1.0$, d.h. $E_\gamma = E_{\text{beam}}$ Abweichungen auf. Diese sind darauf zurückzuführen, daß der Generator für die Hadronisierung bei 2 GeV Restenergie für das hadronische System anhält. Bei hohen Photonenergien reicht die verbleibende Energie nicht mehr zur Bildung eines hadronischen Systems aus und das Ereignis geht verloren.

V.2 Einfluß der Isolationsbedingung

Wir wollen nun die Auswirkungen der Isolationsbedingung auf die hadronischen Ereignisse untersuchen. Dies soll unter zwei Gesichtspunkten geschehen. Zunächst wird geprüft, welcher Anteil der Bremsstrahlungsphotonen die Isolationsbedingung erfüllt. Im nächsten Abschnitt steht dann die Frage nach dem Untergrund der zusätzlich unter der Isolationsbedingung gefundenen Ereignisse zur Beantwortung an.

Verfolgen wir nun die Auswirkungen der Isolationsbedingung auf die Bremsstrahlungereignisse der Monte-Carlo Vierer-Vektoren (Abbildung 5.3). Das Histogramm gibt nocheinmal die Bremsstrahlung wieder. Die

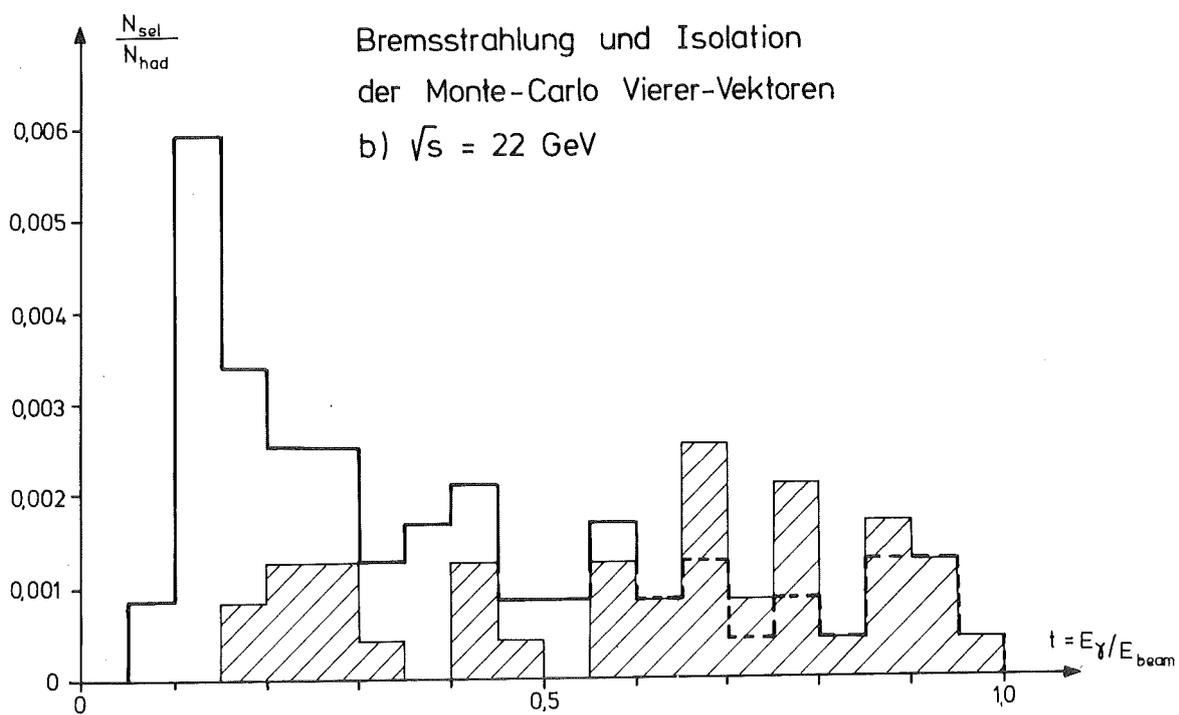
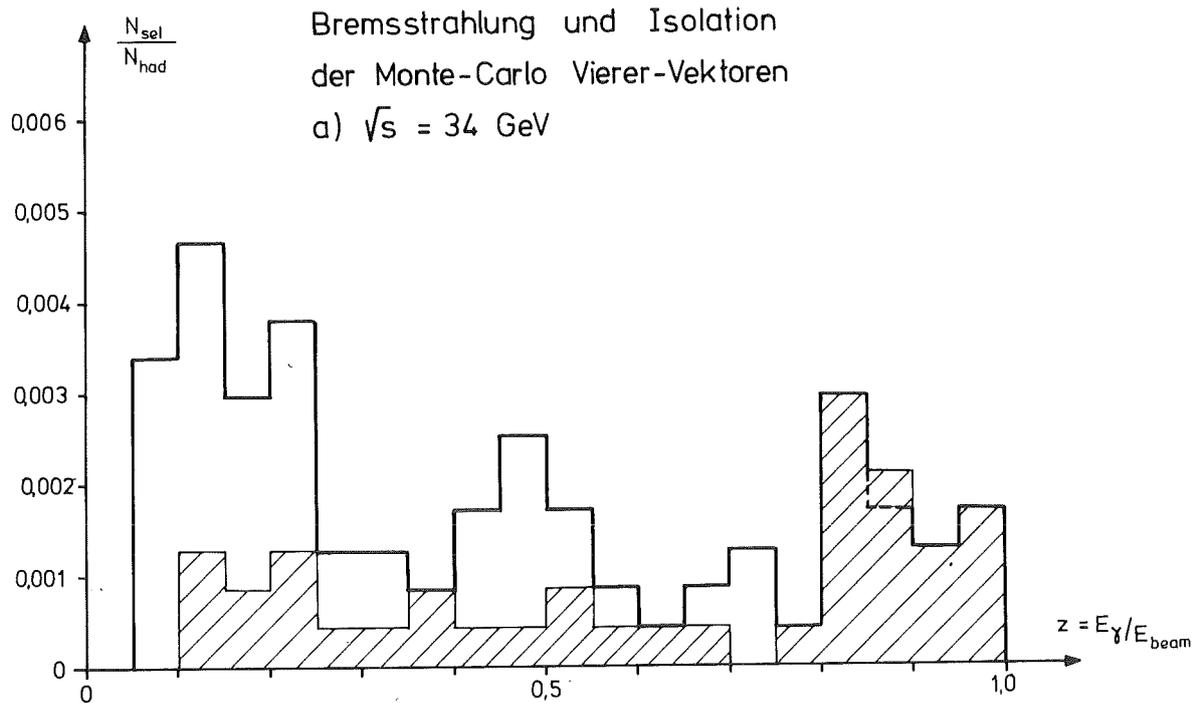


Abbildung 5.3 Bremsstrahlung und Isolation der Monte-Carlo Vierer-Vektoren für 34 GeV (a) und 22 GeV (b)
 ▭ Bremsstrahlungsereignisse
 ▨ Ereignisse mit isolierten, neutralen Schauern

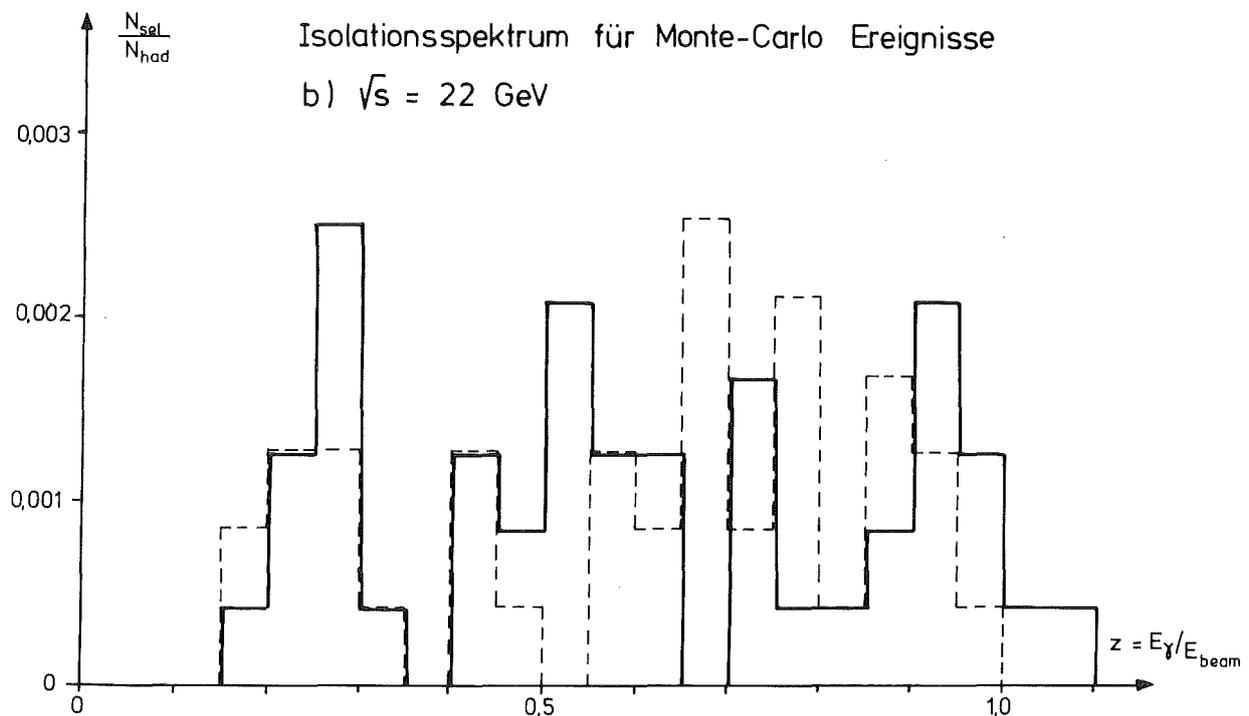
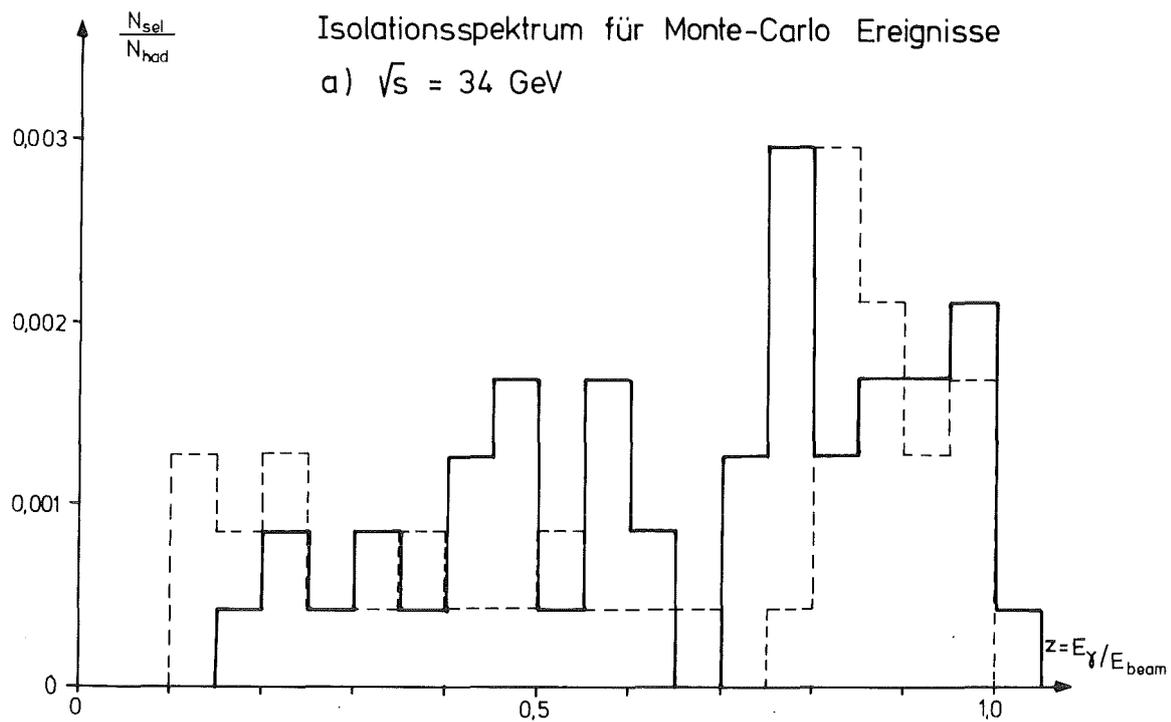


Abbildung 5.4 Energiespektrum der isolierten, neutralen Teilchen in Monte-Carlo Ereignissen für 34 GeV (a) und 22 GeV (b)
 --- isolierte, neutrale Schauer der Vierer-Vektoren
 — isolierte, neutrale Schauer der DST

Ereignisse mit einem isolierten, neutralen Schauer werden durch das schraffierte Histogramm beschrieben. Die Isolationsbedingung erfaßt sämtliche Ereignisse, in denen das Bremsstrahlungsphoton eine hohe Energie besitzt. Hier stimmen also isoliertes Teilchen und Bremsstrahlungsphoton überein. Bei niederen Photonenergien genügt nur ein Teil der Bremsstrahlungsphotonen der Isolationsbedingung. Der Tatbestand der Isolation ist nicht mehr in dem Maße erfüllt.

Dies ist auch zu erwarten, da bei niederen Energien das Restereignis keinen genügend großen Lorentzboost erhält und deshalb das Photon unter dem geforderten Isolationswinkel von 60° nicht mehr vom Jet getrennt werden kann.

An diesem Tatbestand ändert sich auch nichts, nachdem der Detektor simuliert, anschließend die Ereignisse rekonstruiert und wieder den Isolationsbedingungen unterworfen wurden. Abbildung 5.4 zeigt den Übergang von Monte-Carlo Vierer-Vektoren zu Monte-Carlo DST nach der Detektorsimulation. Das gestrichelte Histogramm gibt noch einmal die Ereignisse mit isolierten, neutralen Schauern aus der letzten Figur wieder. Nach der Detektorsimulation verschiebt sich das Maximum etwas nach links zu niederen Energien, ein Effekt, der mit der Kalibrierung des Detektors zusammenhängt. Die Energieablagerung eines Schauers im Flüssig-Argon Kalorimeter liefert Signale, die über Kalibrationskonstanten mit der tatsächlichen Energie verknüpft sind. Diese Kalibrationskonstanten werden in Testversuchen bestimmt und sind über Tabellen in das Simulationsprogramm eingebaut. Obwohl diese Konstanten optimiert wurden, sind sie nur Mittelwerte mehrerer Messungen, weswegen es hier zu Verschiebungen kommen kann.

Diese Verschiebung hat auch zur Folge, daß der Anstieg im Spektrum bei kleinen Energien teilweise verlorengelassen, weil einige Photonen unter den Energieschnitt von 2 GeV fallen, den wir für die zu suchenden Photonen mindestens verlangen. Zusätzlich erhält man über das ganze Spektrum verteilt einen größeren Anteil an neutralen Teilchen, die aus π^0 - und η -Zerfällen herrühren. Wir werden diesen Anteil im nächsten Abschnitt bestimmen.

Aus den Beobachtungen in Abbildung 5.2 - 5.4 läßt sich schließen, daß zumindest bei $\sqrt{s} = 34$ GeV die Isolationsbedingung im Bereich hoher Energien die Bremsstrahlungsphotonen des e^+e^- -Anfangszustandes erfaßt. Bei $\sqrt{s} = 22$ GeV ist dies nicht so leicht festzustellen. Wie wir sehen werden, ist dort der Untergrund sehr viel höher.

V.3 Untergrund

Wir haben bereits in Kapitel II.4 die möglichen Untergrundsquellen betrachtet, die neutrale Schauer liefern, die unter Umständen als isolierte Schauer beobachtet werden können. Der Anteil dieses Untergrunds an direkten π^0 und Photonen aus π^0 - und η -Zerfällen läßt sich in Monte-Carlo generierten Daten genau bestimmen, da sich innerhalb der Fragmentationskette die Herkunft jedes Teilchens zurückverfolgen läßt. Insbesondere ist auch jedes am Ende verbleibende Teilchen genau bestimmt und klassifiziert.

In Tabelle 5.1 war der Untergrund, der sich unter den isolierten, neutralen Schauern befindet, bereits angegeben. Bei $\sqrt{s} = 34$ GeV fallen 13, bei $\sqrt{s} = 22$ GeV 20 fremde Photonen unter die Isolationsbedingung. Das entspricht einem Prozentsatz von 25.5 % bzw. 43.5 %.

Im Falle von 34 GeV Schwerpunktsenergie können wir also noch hoffen, daß das Isolationskriterium ein guter Test zum Nachweis von Bremsstrahlungspotonen ist. Bei 22 GeV Schwerpunktsenergie, wo in jedem Ereignis zum einen weniger Energie zur Verfügung steht, zum anderen auch die Zerfallsintensität der π^0 wesentlich höher liegt, ist dies nicht mehr der Fall.

Betrachten wir nämlich den Übergang von $E = 17$ GeV zu $E' = 11$ GeV, so können wir die Energien ins Verhältnis zueinander setzen und erhalten $k = E'/E \approx 0.65$.

Die Zerfallsverteilung des π^0 war gegeben durch (Gl.2.21)

$$(G1.5.3) \quad \frac{dI}{d\theta} = \frac{1}{2\beta\gamma^2} \cdot \frac{\cos \theta/2}{\sin^2 \theta/2 \sqrt{\beta^2 - \cos^2 \theta/2}} \quad \text{mit}$$
$$\gamma = \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \quad \text{und} \quad \beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$$

und das Verhältnis der Zerfälle näherungsweise durch (Gl.2.26)

$$(G1.5.4) \quad dI/dI' \approx k^2.$$

Wir erhalten also für $dI/dI' \approx 0.42$ bzw. die Beziehung $dI' \approx 2.4 dI$.

Vergleichen wir dies mit dem Prozentsatz unseres Untergrunds aus π^0 - und η -Zerfällen, so erhalten wir 1.7 mal mehr Untergrundereignisse bei niedriger Schwerpunktsenergie. Wenn wir berücksichtigen, daß wir in Gleichung 5.4 für E_π die maximale Strahlenergie angenommen haben, der tatsächliche Faktor also unter dem errechneten liegen wird, so wird der höhere Untergrund verständlich.

V.4 Der gemessene Wirkungsquerschnitt

An dieser Stelle wollen wir kurz einhalten und den Stand unserer bisherigen Untersuchungen überblicken. Mit Hilfe eines Monte-Carlo Programmes wurde die Erzeugung von Hadronjets in der e^+e^- -Annihilation inklusive der Bremsstrahlungsemission eines Photons im Anfangszustand simuliert. Diese Emission folgt im Monte-Carlo Programm der theoretischen QED-Voraussage. Anschließend wurden der Detektor simuliert und die Ereignisse dem Isolationskriterium unterworfen. Die dadurch entstehenden Verluste wurden beobachtet und erklärt. Gleichzeitig wurde der Anteil an Untergrund von nicht aus der Bremsstrahlung herrührenden Photonen bestimmt. Die letztlich gewonnenen Ereignisse sind somit hadronische Ereignisse mit einem isolierten Photon, das zum Großteil aus der Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes stammt. Der Rest an Untergrund ist bekannt.

Vergleichen wir nun die experimentellen Daten, die der Isolationsbedingung unterlagen, mit den Monte-Carlo generierten Daten (Abbildung 5.5). Im Rahmen der geringen (und für beide Verteilungen gleich großen) Statistik läßt sich eine gute Übereinstimmung feststellen. Der Untergrund wurde im vorangegangenen Abschnitt für $\sqrt{s} = 34$ GeV zu 25.5 % und für $\sqrt{s} = 22$ GeV zu 43.5 % bestimmt. Im Falle $\sqrt{s} = 34$ GeV ist damit gezeigt:

Isolierte, neutrale Teilchen in hadronischen Ereignissen können quantitativ durch die Emission eines Bremsstrahlungsphotons im e^+e^- -Anfangszustand Anfangszustand beschrieben werden. Das beobachtete Spektrum stimmt mit dem erwarteten Spektrum für die Bremsstrahlung überein.

Um die Gültigkeit der QED-Voraussagen für die Bremsstrahlung in den experimentellen Daten überprüfen zu können, wurden letztere mit Hilfe der umfangreichen Monte-Carlo Studien zurückkorrigiert. Dazu wurde aus

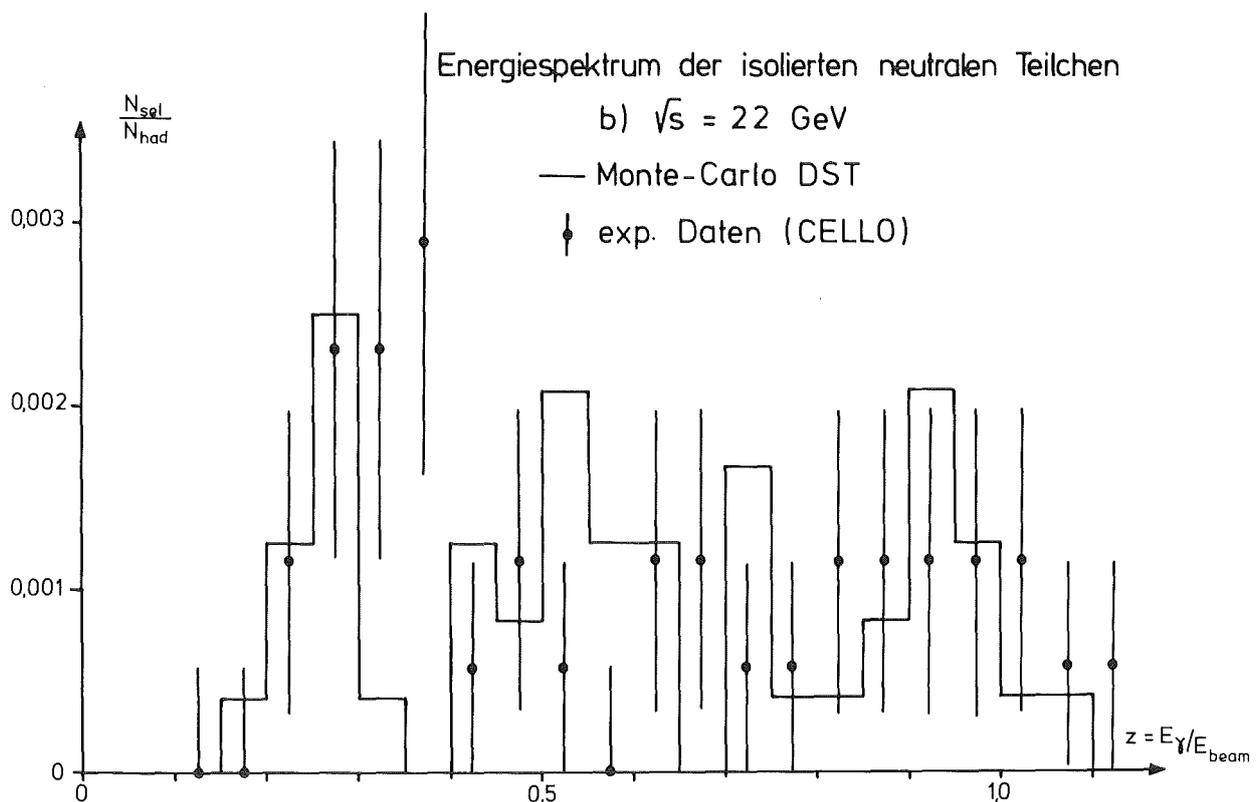
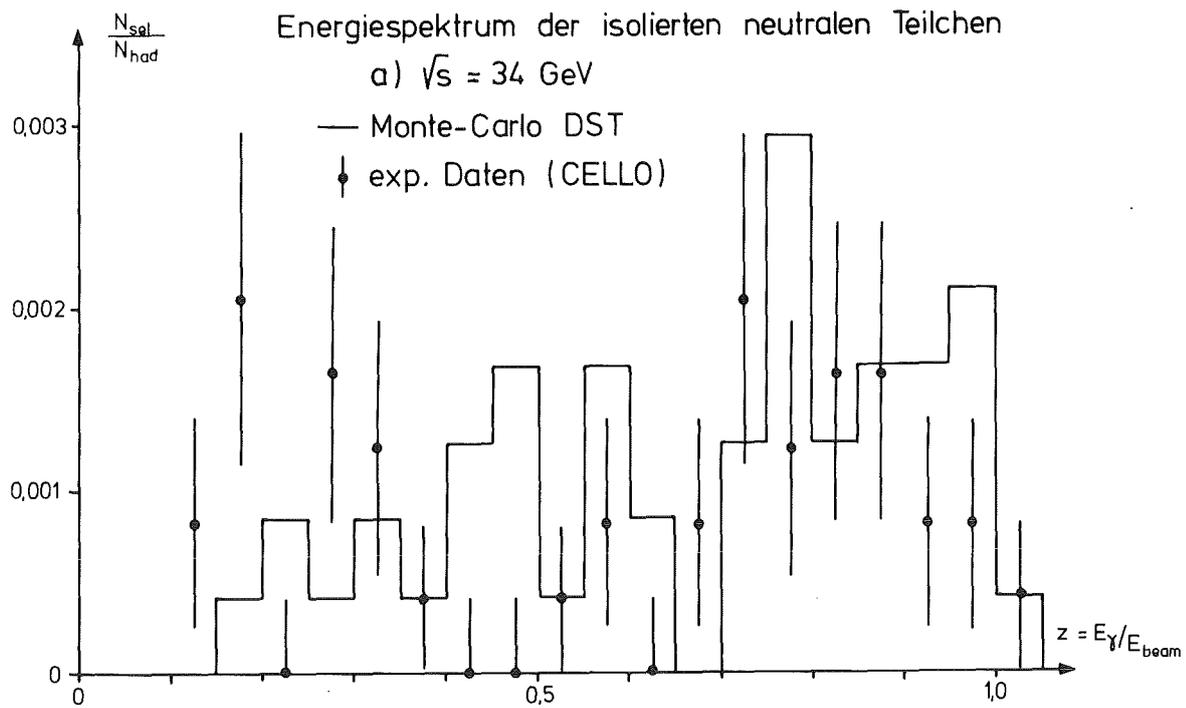


Abbildung 5.5 Energiespektrum der isolierten, neutralen Teilchen für 34 GeV (a) und 22 GeV (b)
— isolierte, neutrale Schauer der Monte-Carlo DST Daten
• isolierte, neutrale Schauer der experimentellen Daten

dem Vergleich des Photonenergiespektrums der Monte-Carlo DST-Stufe mit dem theoretischen Spektrum in Abhängigkeit von der Energie eine Korrekturfunktion $\varepsilon(z)$ bestimmt. Diese Korrekturfunktion angewendet auf das Monte-Carlo Spektrum führt dieses in das theoretische Spektrum näherungsweise über. $\varepsilon(z)$ korrigiert also sowohl auf Untergrundereignisse als auch auf Verluste durch die Isolationsbedingung und Detektorakzeptanz.

Die experimentellen Daten wurden nun unter Zuhilfenahme von $\varepsilon(z)$ korrigiert und mit der theoretischen QED-Voraussage für die Emission eines Bremsstrahlungsphotons im e^+e^- -Anfangszustand verglichen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung normiert auf den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt ist als Ergebnis in Abbildung 5.6 dargestellt. Innerhalb statistischer Grenzen stimmen Daten und Vorhersagen gut überein.

Berechnet man den gesamten Anteil an isolierten Photonen im gewählten Energie- und Winkelbereich aus den korrigierten Daten, so erhält man 94 bzw. 68 Ereignisse d.h. $3.8 \pm 0.4 \%$ bzw. $4.0 \pm 0.5 \%$ in guter Übereinstimmung innerhalb statistischer Fehler mit den theoretischen Werten von 4.5% bzw. 3.3% .

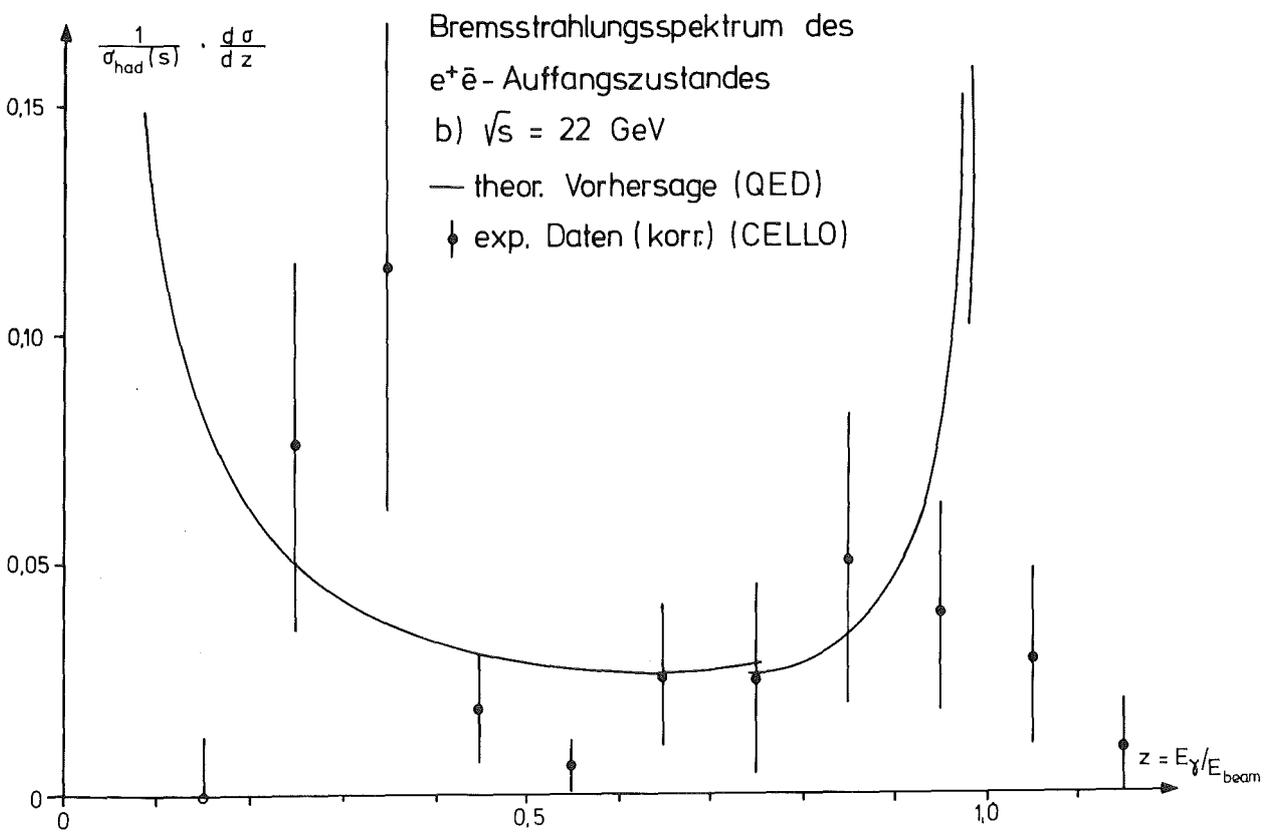
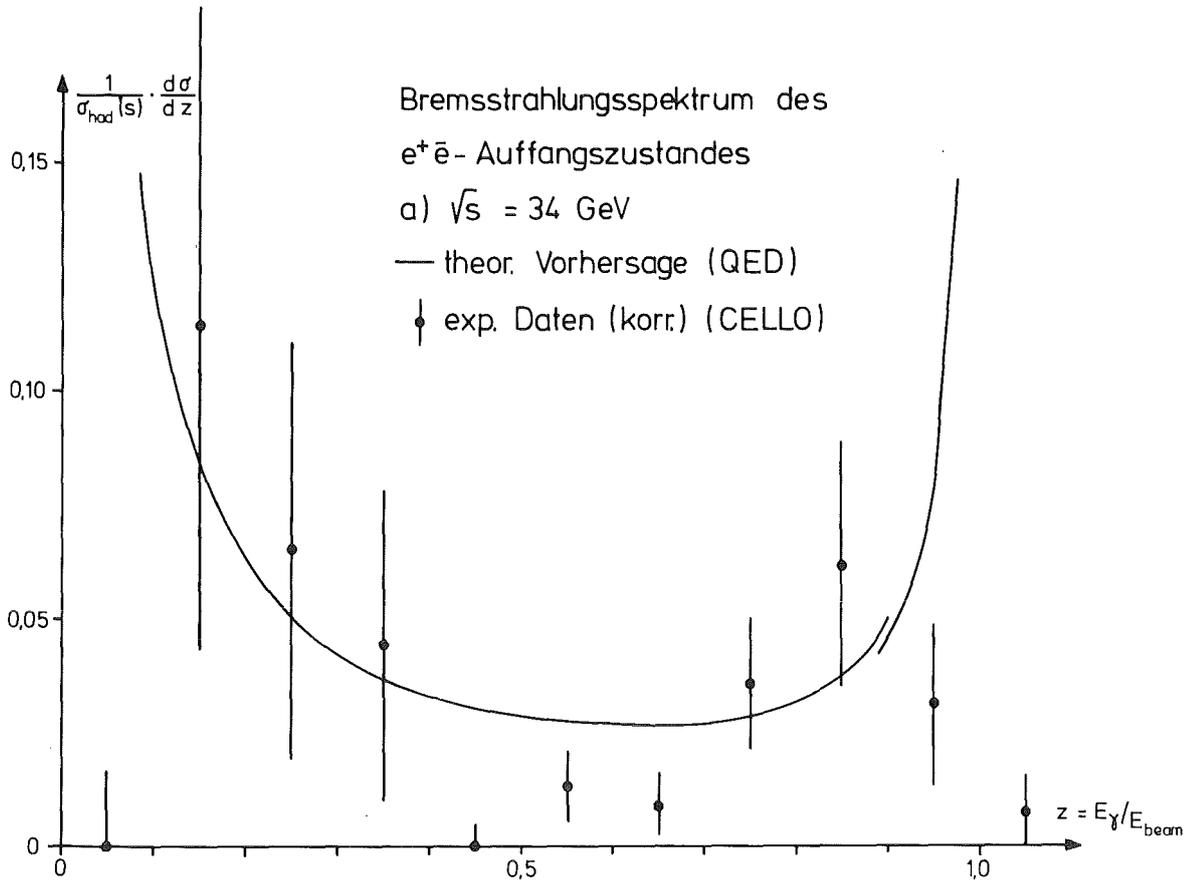


Abbildung 5.6 Bremsstrahlungsspektrum des e^+e^- -Anfangszustandes für 34 GeV (a) und 22 GeV (b)

— theoretische QED-Voraussage nach Gl. 5.2
 • korrigierte experimentelle Daten

VI. Zusammenfassung

Mit dem CELLO-Detektor wurden am PETRA-Speicherring bei den Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 22$ GeV und $\sqrt{s} = 34$ GeV hadronische e^+e^- -Annihilationsereignisse gemessen und solche Ereignisse mit geometrisch isolierten Photonen untersucht. Es wurde geprüft, ob diese Photonen aus dem Bremsstrahlungsprozeß des e^+e^- -Anfangszustandes

$$e^+e^- \rightarrow \gamma + qq$$

stammen und ob die Photonverteilungen mit QED-Voraussagen übereinstimmen. Dazu wurde ein Isolationsprogramm geschrieben, das aus hadronischen Ereignissen, solche mit der gewünschten geometrischen Struktur, selektiert. Die gewonnenen experimentellen Ereignisse wurden mit Monte-Carlo simulierten Ereignissen verglichen, die die richtige Beschreibung der QED-Bremsstrahlung beinhalteten.

Damit wurde gezeigt, daß bei $\sqrt{s} = 34$ GeV ($\sqrt{s} = 22$ GeV) die isolierten Photonen (nur zum Teil) aus dem Bremsstrahlungsprozeß stammen. Der gemessene, normierte, totale Wirkungsquerschnitt hat den Wert 3.8 ± 0.4 % (4.0 ± 0.5 %). Der Anteil von Untergrund aus π^0 - und η -Zerfällen beträgt 25.5 % (43.5 %). Die gemessenen Photonverteilungen in Abhängigkeit von der Energie stimmen in beiden Fällen im Rahmen der Statistik mit QED-Voraussagen überein. Die Gültigkeit der QED im speziellen Prozeß der Bremsstrahlung des e^+e^- -Anfangszustandes ist somit nachgewiesen.

VII. Anhang

VII.1 Literaturverzeichnis

- (201) Hermann Diels, Fragmente der Vorsokratiker:
Galen, de elem.sec.Hipp.I2
- (202) J.D.Bjorken, Proc. of 3rd Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Stanford, California (1967)
R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett 23 (1969) 1415
J.D.Bjorken und E.A.Paschos, Phys.Rev. 185 (1969) 1975
- (203) G.Flügge, Z.Physik C1 (1979) 121
J.Kirkby, Proc. 1979 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, FNAL
- (204) M.Gell-Mann, Phys.Lett. 8 (1964) 214
G.Zweig, CERN-Report 8182/Th401 und Th412(1964)
S.Okubo, Phys.Lett. 5 (1963) 165
J.Iizuka, Progr. Theor. Phys. Suppl 37-38 (1966) 21
- (205) M.S.Chanowitz, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 59
- (206) Anderer Auffassung sind: G.S.LaRue, W.M.Fairbank und A.F.Hebard,
Phys. Rev. Lett 38 (1977) 1011
G.S.LaRue, W.M.Fairbank und J.D.Philipps,
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 142
- (207) E.Lohrmann, Hochenergiephysik, Teubner (1981) Kap.3.2
H.Fritzsch, Quarks - Urstoff unserer Welt, Piper (1981)
- (208) Particle Data Group. Phys. Lett. 75B (1978)
- (209) S.L.Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A.Salam, Proc. 8th Nobel Symposion (1968)
- (210) O.W.Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 122
M.Y.Han und Y.Nambu, Phys. Rev 139B (1965) 1006
- (211) H.Fritzsch, M.Gell-Mann and H.Leutwyler, Phys.Lett. 47B (1973) 365
D.J.Gross und F.Wilzek, Phys. Rev. Lett 30 (1973) 1343
H.Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346
- (212) D.P.Barber et al., Phys. Rev. Lett 43 (1979) 830
R.Brandelik et al, TASSO-Coll., Phys. Lett. 86B (1979) 243
Ch.Berger et al., PLUTO-Coll., Phys. Lett. 86B (1979) 418
- (213) G.Flügge, Exp.Evidence for Quarks and Gluons (1981)
- (214) F.E.Close, An Intr. to Quarks and Partons, Ac. Press (1979)
P.Becker, M.Böhm and H.Joos, Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, Teubner (1981)

- (215) siehe 207,212
- (216) F.A.Berends und R.Kleiss, Nucl.Phys. B177 (1981) 237 und
 DESY-Report 80-066
 T.F.Walsh und P.Zerwas, DESY-Report 72-077
 F.A.Berends und R.Kleiss, Nucl.Phys. B186 (1981) 22 und
 DESY-Report 80-122
 G.Bonneau und F.Martin, Nucl.Phys. B27 (1971) 381
 Y.S.Tsai, SLAC PUB 2741 (1981)
- (217) F.A.Berends und R.Kleiss, Nucl.Phys. B178 (1981) 141 und
 DESY-Report 80-073
- (218) H.J.Berend et al.,CELLO-Collaboration, DESY-Report 82-018
 R.Brandelik et al.,TASSO-Collaboration, Phys.Lett. 108B
 (1981) 71 und DESY-Report 81-069
- (219) K.Koller,T.F.Walsh,P.Zerwas, DESY-Report 77-78 (?)
- (220) D.Heyland, Interner Bericht DESY-F1 81/01
- (301) G.Wolf, Selected Topics on e^+e^- -Physics, DESY 80-013
- (302) C.Bernadini, G.F.Corazza, G.Ghigo und B.Touschek,
 Nouvo Cim. 18 (1960), 1293
- (303) 'Design Study of a 15 to 100 GeV e^+e^- -Colliding
 Beam Machine', CERN/ISR-LEP/78-17
- (304) J.Le Francois, rapporteur talk, Cornell Conf. 1971
 V.Sidorov, rapporteur talk, Cornell Conf. 1971
 Pionierarbeit: G.K.O'Neill, Bulletin A. Phys. Soc. Ser 23,
 (1958), 158
- (305) PETRA-Proposal, DESY Hamburg, (Nov 1976) und
 G.A.Voss, PETRA-Proposal, Interner Bericht, DESY M-76/16 (1976)
- (306) DESY, Lageplan 9.78
 E.Lohrmann, Hochenergiephysik, Teubner (1981), 21
- (307) G.Wolf, High Energy e^+e^- -Interactions, DESY 81-086
- (308) A.Febel, G.Hemmie, 1979 Particle Accelerator Conference,
 San Francisco, 1979 und
 A.Febel, G.Hemmie, 'PIA. The Positron Intensity Accumulator
 for the PETRA Injection', Internal Report, DESY M-79/13
- (309) G.A.Voss et al., 1979 Particle Accelerator Conference,
 San Francisco, 1979
 IEEE Trans. on Nucl. Sc. Vol NS-26, No.3, 2970 (1979) und
 DESY M-79/16
 G.A.Voss, Phys. Bl. 36 (1980) Nr.9 267
- (310) K.Robinson und G.A.Voss, CEA Report, CEA TM-149 (1965)
 K.Steffen, Internal Report, DESY M-79/07
- (311) H.Mess, B.Wiik, Recent Results in e^+e^- -Interactions, DESY 82-011

- (312) siehe 301
- (313) G.Flügge, Recent e^+e^- -Physics, KfK 2995, Jul. 1980
O.Achterberg, Untersuchung hadronischer Endzustände,
Internal Report, DESY-PLUTO 81-09
- (314) CELLO-Kollaboration:
Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg
Kernforschungszentrum und Universität, Karlsruhe
Max Planck Institut für Physik und Astrophysik, München
Laboratoire de l'Accélération Linéaire, Orsay
LPNHE, Paris
Centre d'Etudes Nucléaires, Saclay
- (315) Proposal for a 4π magnetic Detector for PETRA: CELLO,
CELLO-Collaboration
- (316) Behrend et al., CELLO-Col., CELLO - A new Detector at Petra,
Phys. Scripta 23 (1981) 610 und DESY 80-128 (1980)
- (317) H.Desportes et al., Construction and Test of the CELLO thin
wall Solenoid; Contribution to the 21st Cryogenic Engi-
neering Conference; Madison, Wisconsin, August 21-24, 1979
- (318) M.Cohen, Etude des performances des chambres proportionnelles
du détecteur central de CELLO, Thèse 3ème cycle, LAL-80/10
- (319) W.de Boer et al., Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978),249
W.de Boer et al. MPI-PAE/EXP E1 84
- (320) G.Flügge, The CELLO-Detektor and LAr-Calorimeters at Petra,
KfK 3286 (1982)
- (321) F.le Diberder, Premiers résultats des calorimètres à argon
liquide avant-arrière de l'expérience CELLO, Thèse 3ème cycle,
LAL-81/10 (1981)
- (322) siehe 321
- (323) CELLO-Collaboration; H.J.Behrend et al.,DESY-Report 82-018
- (324) siehe 317
CELLO-Collaboration, V.Schröder, Talk given at the 'topical
conference on the application of microprocessors to high -
energy physics experiments', CERN, Mai 1981
- (325) PETRA-Bulletin No.14, DESY April 1979
- (326) C.Jacobs, L.Mc-Culloch, CERN-CAMAC Notes 6300 und 6400 (1976)
- (401) S.D.Drell, D.Levi and T.Yan, Phys.Rev.187 (1969) 2159
J.D.Bjorken and S.J.Brodsky, Phys.Rev D1 (1970) 1416
- (402) O.Achterberg, Untersuchung hadronischer Endzustände in der
 e^+e^- -Vernichtung bei Schwerpunktsenergienvon 9.4 bis
31.6 GeV, Interner Bericht DESY-PLUTO 81-09 (1981)

- (403) H.J.Behrend et al., CELLO-Collaboration, DESY-Report 82-019
- (404) H.J.Behrend et al., CELLO-Collaboration, DESY-Report 82-020
- (405) H.J.Behrend et al., CELLO-Collaboration, DESY-Report 82-021
- (406) W.D.Apel, CELLO-Collaboration, private Mitteilung
- (407) E.Fahri, Phys.Rev.Lett 39 (1977) 1587
 S.Brandt, Ch.Peyrou, R.Sosnowski und A.Wroblewski,
 Phys.Lett 12 (1964) 57
 S.Brandt und H.Dahmen, Z.Physik 81 (1979) 61
- (408) F.Pierre, CELLO-Collaboration, private Mitteilung
- (409) P.Hoyer et al., Nucl.Phys B161 (1979) 349
- (410) A.Ali, E.Pietarinen, G.Kramerand J.Wilbrodt,
 Phys.Lett 93B (1980) 155 und DESY-Report 79-086
- (411) B.Anderson, G.Gustafson und C.Petersen, Z.Physik C1 (1979) 105
 B.Anderson, G.Gustafson und T.Sjöstrand,
 Phys.Lett 94B (1980) 211
 T.Sjöstrand, Lund preprint LU-TP 79-8
- (412) F.A.Berends et al., Phys.Lett 63B (1976) 432
 F.A.Berends et al., Nucl.Phys. B68 (1974) 541
 G.Bonneau und F.Martin, Nucl.Phys. B27 (1971) 381
 Y.S.Tsai, Rev.Mod.Phys 46 (1974) 815
 L.W.Mo und Y.S.Tsai, Rev.Mod.Phys 41 (1969) 205
- (413) R.D.Field und P.Feynman, Nucl.Phys B136 (1978) 1
- (414) D.Fournier: New results from PETRA on fragmentation and
 neutral particles production; talk given at the 1981 Inter-
 national Symposium on Lepton and Photon Interactions at high
 Energies, Bonn 1981

VII.2 Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Flügge für die Einladung zur Mitarbeit in seiner Arbeitsgruppe und die Stellung des Themas.

Frau Dr. H. Schneider und Herrn Dr. W. D. Apel bin ich für die Betreuung, Unterstützung und viele physikalische Diskussionen in allen Arbeitsphasen zu Dank verpflichtet.

Herr Dr. S. Banerjee war mir bei der Monte-Carlo Simulation des Experimentes sehr behilflich.

Frau Hagert hat in mühevoller Arbeit die Zeichnungen und Skizzen angefertigt.

Herrn J. Knapp danke ich für viele kritische Fragen und Diskussionen während der Ausarbeitung.