

Messung des  
hadronischen Wirkungsquerschnitts  
doppelt markierter  
2-Photon Ereignisse

DISSERTATION  
zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften

vorgelegt von  
**Dipl.-Phys. Gerrit Prange**  
aus Siegen

eingereicht beim Fachbereich 7  
der Universität-Gesamthochschule-Siegen

Siegen 2001



# Inhaltsverzeichnis

Einleitung .....	<b>1</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen.....</b>	<b>2</b>
1.1 Das Photon	2
1.1.1 Komponenten des Photons	3
1.1.2 Strukturfunktionen	5
1.2 Wechselwirkung von Photonen	5
1.2.1 Direkte Photon-Photon-Wechselwirkungen	7
1.3 Photon-Photon Streuung am LEP-Speicherring	9
1.3.1 Kinematik der $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen	9
1.3.2 Der Wirkungsquerschnitt	12
1.4 Modellrechnungen	15
1.4.1 NLO-QCD Berechnung	15
1.4.2 Das BFKL-Modell	15
1.4.3 GALUGA	16
1.5 Monte-Carlo-Simulationen	17
1.5.1 PYTHIA	17
1.5.2 PHOT02	18
1.5.3 PHOJET	18
1.5.4 Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen	18
<b>2 ALEPH und LEP .....</b>	<b>20</b>
2.1 Der LEP-Speicherring	20
2.2 Der ALEPH-Detektor	21
2.2.1 Spurdetektoren	23
2.2.2 Kalorimetrie und Magnet	25
2.2.3 Die Luminositätsmonitore	28
2.2.4 Datenerfassung und -verarbeitung	30
2.3 Aufbereitung der Daten und Ereignisrekonstruktion	31
2.3.1 Der Energiefluss-Algorithmus	32
2.4 Simulation des Detektors	32
<b>3 Analyse .....</b>	<b>34</b>
3.1 Auswahl der Ereignisse	34

3.1.1	Nachweis der gestreuten Elektronen	35
3.1.2	Nachweis des hadronischen Systems	36
3.1.3	Reduktion des Untergrundes	37
3.2	Untergrundbestimmung	38
3.2.1	Leptonische Zwei-Photon Ereignisse	38
3.2.2	Unerwünschte Annihilations-Ereignisse	38
3.2.3	Abschätzung des strahlbedingten Untergrundes	39
3.3	Verschiedenes	43
3.3.1	Anfangs- und Endzustandsbremsstrahlung	43
3.3.2	Bestimmung der Triggereffizienz	44
3.3.3	Kinematische Anpassung	45
4	Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation .....	<b>49</b>
4.1	Normierung der Monte-Carlo-Simulationen	49
4.2	Ergebnisse der Ereigniselektion	50
4.3	Unkorrigierte Wirkungsquerschnitte	53
4.3.1	Nachgewiesene gestreute Leptonen	53
4.3.2	Nachgewiesene hadronische Systeme	54
4.3.3	Kombinierte Größen	59
4.4	Korrektur der Detektoreffekte	60
4.5	Systematik	60
5	Ergebnisse der Messung .....	<b>62</b>
5.1	Photonen und nachgewiesene Elektronen	62
5.2	Das hadronische System	69
5.3	Vergleich mit den Messungen anderer Experimente	73
5.4	Vergleich mit einer BFKL-Modellrechnung	74
5.4.1	BFKL-Analyse	74
5.4.2	Ergebnisse der BFKL-Analyse	78
6	Zusammenfassung .....	<b>81</b>
	Literaturverzeichnis .....	<b>83</b>
	Danksagung .....	<b>91</b>

# Einleitung

Als Eichboson der Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) vermittelt das Photon die elektromagnetische Kraft zwischen geladenen Objekten. Bei diesen Wechselwirkungen wird das Photon als strukturloses Objekt behandelt. Da die QED eine abel'sche Eichtheorie ist, kann ein Photon nicht direkt mit einem zweiten Photon wechselwirken, und es hat nach unserem derzeitigen Verständnis keine Ruhemasse.

In Wechselwirkungen zeigt das Photon aber zusätzliche Eigenschaften, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Es kann etwa in gebundene Zustände, ähnlich einem Hadron, fluktuieren oder als Quark-Antiquark-Paar hoher Virtualität auftreten.

Wenn auch die direkten Wechselwirkungen zweier Photonen nicht auftreten, so gibt es doch Wechselwirkungen zweier Photonen durch Austausch eines geladenen Teilchens. Solche Zwei-Photon Wechselwirkungen können an Elektron-Positron-Speicherringen untersucht werden. Die geladenen Elektronen und Positronen sind von einem kontinuierlichen Photonen-Spektrum umgeben, das Dank der hohen Schwerpunktsenergien auch hochenergetische Photonen enthält. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, die Wechselwirkungen hochenergetischer und hochvirtueller Photonen zu messen. Werden bei den Wechselwirkungen Hadronen erzeugt, so liegen die Reaktionen zum Teil im Bereich der perturbativen Quantenchromodynamik (QCD) und sind damit einer störungstheoretischen Berechnung innerhalb der QCD zugänglich.

Ein alternativer Ansatz zur Beschreibung des Streuverhaltens zweier Objekte wird im Rahmen des BFKL-Modells vorgeschlagen. Die Vorhersagen dieser Berechnung können in der vorliegenden Analyse überprüft werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Wechselwirkung zweier Photonen in einen großen Bereich von Photon-Virtualitäten und hadronischen Massen der Endzustände untersucht. Dazu werden Daten verwendet, die mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring in den Jahren 1998 bis 2000 aufgenommen wurden.

Die theoretischen Grundlagen der Zwei-Photon-Physik und die verwendeten Monte-Carlo Simulationen werden im Kapitel 1 erläutert. Im danach folgenden Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des ALEPH-Detektors und des LEP-Speicherrings beschrieben. Das dritte Kapitel widmet sich ausführlich der Auswertung der Detektor-Daten, die im Kapitel 4 mit den Simulationen verglichen werden. Im Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Messung vorgestellt und mit den Vorhersagen verglichen.

# 1. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkung zweier Photonen erläutert.

## 1.1 Die Struktur des Photons

Im Standardmodell der Teilchenphysik ist das Photon ein struktur- und masseloses Eichboson. Es vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung und koppelt nur an elektrisch geladene Teilchen.

In der quantenmechanischen Beschreibung hat ein Photon jedoch die Möglichkeit in ein Paar geladener Fermionen zu fluktuieren, wie in Abbildung 1.1 dargestellt.

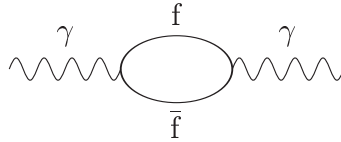


Abbildung 1.1: Fluktuation eines Photons in ein Paar geladener Fermionen  $f\bar{f}$ .

Die mittlere Dauer  $\tau$  der Fluktuation eines Photons in ein Paar von geladenen Fermionen ist durch die Heisenberg'sche Unschärferelation gegeben:

$$\tau \propto \frac{1}{\Delta E} = \frac{1}{E_{f\bar{f}} - E_\gamma} = \frac{1}{\sqrt{m_{f\bar{f}}^2 + \vec{k}^2} - \sqrt{q^2 + \vec{k}^2}} \quad (1.1)$$

wobei  $E_\gamma$  = Energie des Photons  
 $m_{f\bar{f}}$  = Masse des erzeugten Teilchenpaars  
 $\vec{k}$  = Impulsvektor des Photons  
 $q$  = Vierervektor des Photons

und  $\hbar = c = 1$  gilt. Das Photon darf also für eine Zeit  $\tau$  die Energieerhaltung

um  $\Delta E$  verletzen. Für  $E_\gamma \gg m_{f\bar{f}}$  lässt sich Gleichung 1.1 schreiben als:

$$\tau \approx \frac{2E_\gamma}{m_{f\bar{f}}^2 + Q^2}, \quad (1.2)$$

wobei  $Q^2 \equiv -q^2$  die Virtualität des Photons ist.

Die Dauer der Fluktuation eines Photons mit einer Energie von 10 GeV und einer Virtualität von 10 GeV<sup>2</sup> kann also bis zu etwa 10<sup>-18</sup> Sekunden betragen. Je größer die Virtualität des Photons ist, desto kürzer wird diese Zeitspanne.

Über diese Fluktuationen können zwei Photonen wechselwirken. Gemäß der möglichen Erscheinungsformen von wechselwirkenden Photonen werden zwei „Arten“ unterschieden: direkte Photonen und aufgelöste Photonen. Die folgende Beschreibung dieser Zustände ist angelehnt an die Darstellung der Autoren G. A. Schuler und T. Sjöstrand [1].

### 1.1.1 Komponenten des Photons

Fluktuationen in Lepton-Antilepton-Paare sind im Rahmen dieser Analyse unbedeutend, weil sie in führender Ordnung nicht stark wechselwirken und damit ihr Beitrag zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar ist. Ihr Beitrag ist auf Grund der kleinen elektromagnetischen Kopplungskonstanten  $\alpha_{em}$  störungstheoretisch berechenbar, wobei die Leptonmasse als Infrarot-Abschneideparameter wirkt.

Von besonderem Interesse sind aber die Fluktuationen in Quark-Antiquark-Paare. Da sie stark wechselwirken können, sind sie für den größten Teil des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts verantwortlich. Fluktuationen kleiner Virtualität fallen allerdings nicht in den Bereich perturbativer QCD. Es ist daher üblich, die Fluktuationen in einen Teil niedriger und einen Teil hoher Virtualität zu separieren. Der erste Teil wird näherungsweise durch die Summe der leichten Vektormesonen beschrieben. Dieses phänomenologische Modell der *Vektormeson-Dominanz* (VDM) [2] beschreibt viele Daten erfolgreich. Im Gegensatz dazu fallen Fluktuationen hoher Virtualität in den perturbativ zugänglichen Bereich der QCD [3]. Bei diesen als *anomal* bezeichneten Fluktuationen haben die Quarks einen großen Transversalimpuls zur Photonrichtung.

In Abbildung 1.2 sind die verschiedenen Erscheinungsformen des Photons bei Wechselwirkungen dargestellt.

Insgesamt kann damit die Wellenfunktion des Photons zur Beschreibung seines Verhaltens in Wechselwirkungen geschrieben werden als:

$$|\gamma\rangle = \underbrace{c_{\text{direkt}}|\gamma_{\text{direkt}}\rangle}_{\text{direkt}} + \underbrace{\sum_{V=\rho^0,\omega,\phi,J/\psi} c_V|V\rangle}_{\text{VDM}} + \underbrace{\sum_{q=u,d,s,c,b} c_q|q\bar{q}\rangle}_{\text{anomal}} + \underbrace{\sum_{\ell=e,\mu,\tau} c_\ell|\ell^+\ell^-\rangle}_{\text{leptonisch}} \quad (1.3)$$

## 1. Theoretische Grundlagen

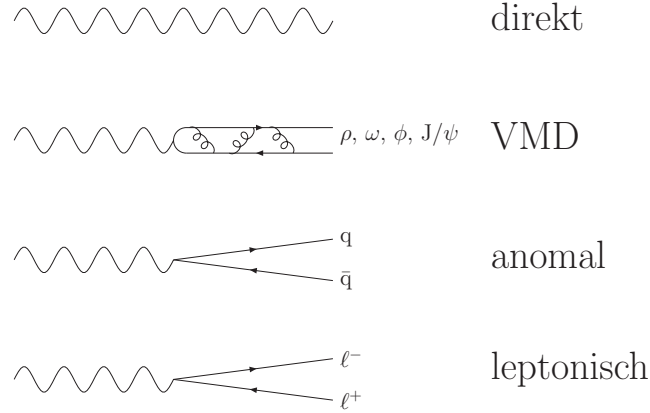


Abbildung 1.2: Zustände des Photons.

Die Koeffizienten  $c_i$  hängen dabei von der Skala  $\mu$  ab, bei der das Photon untersucht wird. Die Lepton-Antilepton-Zustände  $|\ell^+\ell^- \rangle$  sind perturbativen Rechnungen zugänglich. Die Koeffizienten ergeben sich zu

$$c_\ell^2 = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \frac{2}{3} \ln \left( \frac{\mu^2}{m_\ell^2} \right) \quad (1.4)$$

Die Quark-Antiquark-Zustände werden mit Hilfe eines Abschneideparameters  $p_0$  in einen Bereich hoher Virtualität ( $|\text{q}\bar{\text{q}} \rangle$ ) und einen niedriger Virtualität (VDM) unterteilt. Analog zu den leptonischen Fluktuationen erhält man für die Koeffizienten der  $|\text{q}\bar{\text{q}} \rangle$ -Zustände

$$c_{\text{q}}^2 = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} 2e_{\text{q}}^2 \ln \left( \frac{\mu^2}{p_0^2} \right), \quad (1.5)$$

wobei  $e_{\text{q}}$  die Ladung des jeweiligen Quarks ist. Der VDM-Anteil entspricht dem Bereich der  $\text{q}\bar{\text{q}}$ -Fluktuationen unterhalb von  $p_0$  und wird daher für  $\mu > p_0$  skalenunabhängig. In der üblichen Notation wird  $c_{\text{V}}$  definiert als:

$$c_{\text{V}}^2 = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}}{f_{\text{V}}^2} \quad (1.6)$$

Dabei ist  $f_{\text{V}}$  die experimentell bestimmte Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in ein Vektormeson  $V$  fluktuiert. Nach Referenz [4] ist  $f_{\text{V}}^2/4\pi$  gleich 2,20 für das  $\rho^0$ -Meson, 23,6 für das  $\omega$ -Meson, 18,4 für das  $\phi$ -Meson und 11,5 für das  $\text{J}/\psi$ -Meson.

Aus der Normierung ergibt sich schließlich noch:

$$c_{\text{direkt}}^2 = 1 - \sum_{\text{V}} c_{\text{V}}^2 - \sum_{\text{q}} c_{\text{q}}^2 - \sum_{\ell} c_{\ell}^2 \quad (1.7)$$

In der Praxis liegt  $c_{\text{direkt}}$  immer nahe bei eins.



### 1.1.2 Strukturfunktionen

Die Struktur eines Photons lässt sich in Zwei-Photon-Wechselwirkungen messen, wenn die Virtualitäten der beiden Photonen ( $Q_{1,2}^2$ ) sehr verschieden sind (zum Beispiel:  $Q_1^2 \gg Q_2^2$ ). Nach Heisenbergs Unschärferelation hat das hochvirtuelle Photon ( $Q_1^2$ ) ein großes Auflösungsvermögen, so dass es das zweite Photon auf einer kleinen Längenskala abtastet. Diese Ereignisse werden analog zur tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung, wie sie zum Beispiel bei HERA stattfindet, als *tief-inelastische Elektron-Photon-Streuung* bezeichnet. In Anlehnung an den Formalismus der Hadron-Strukturmessung wird der Wirkungsquerschnitt der Photon-Photon-Streuung mit Hilfe von *Strukturfunktionen* parametrisiert. Eine ausführliche Beschreibung der zu Grunde liegenden Theorie und einen Überblick aktueller Messungen findet sich in [5].

In dem hier vorliegenden Fall ähnlicher Virtualitäten der beiden Photonen liefert dieser Ansatz keine weiteren Erkenntnisse, sondern lediglich eine andere Parametrisierung des zu messenden Wirkungsquerschnitts.

## 1.2 Wechselwirkung von Photonen

In diesem Abschnitt werden zwei mögliche Ansätze zur Beschreibung der Wechselwirkungen von Photonen aufgezeigt, die in der Literatur häufig verwendet werden.

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Unterteilung der Photon-Wellenfunktion in drei Komponenten gemäß Gleichung (1.3), wobei der leptonische Anteil vernachlässigt wird (siehe oben), führt zu  $3 \times 3$  Klassen von Photon-Photon-Streuungen. Weil die "Neben-Diagonalelemente" aus Symmetriegründen paarweise auftreten, gibt es 6 verschiedene Klassen:

- a.  $\text{VDM} \times \text{VDM}$ : Beide Photonen fluktuieren in ein Vektormeson. Die Wechselwirkung der beiden Vektormesonen zeigt das gleiche Verhalten wie gewöhnliche Hadron-Hadron-Streuung (Abbildung 1.3 a).
- b.  $\text{direkt} \times \text{VDM}$ : Ein direktes Photon wechselwirkt mit einem Parton des VDM-Photons (Abbildung 1.3 b).
- c.  $\text{anomal} \times \text{VDM}$ : Ein anomales Photon fluktuiert in ein hochvirtuelles Quark-Paar. Eines der erzeugten Quarks wechselwirkt mit einem Parton des VDM-Photons (Abbildung 1.3 c).
- d.  $\text{direkt} \times \text{direkt}$ : Die beiden Photonen koppeln direkt an ein Quark-Paar,  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ . Auch Kopplung über Leptonen ist möglich, wird aber hier nicht weiter betrachtet (Abbildung 1.3 d).
- e.  $\text{direkt} \times \text{anomal}$ : Ein anomales Photon verzweigt perturbativ in ein hochvirtuelles Quark-Paar, von dem ein Quark (oder ein Tochterteilchen dessen) direkt mit dem zweiten Photon wechselwirkt (Abbildung 1.3 e).

- f. anomal  $\times$  anomal: Beide Photonen fluktuieren in je ein hochvirtuelles Quark-Paar, von denen jeweils ein Parton in den harten Subprozess eingeht (Abbildung 1.3 f).

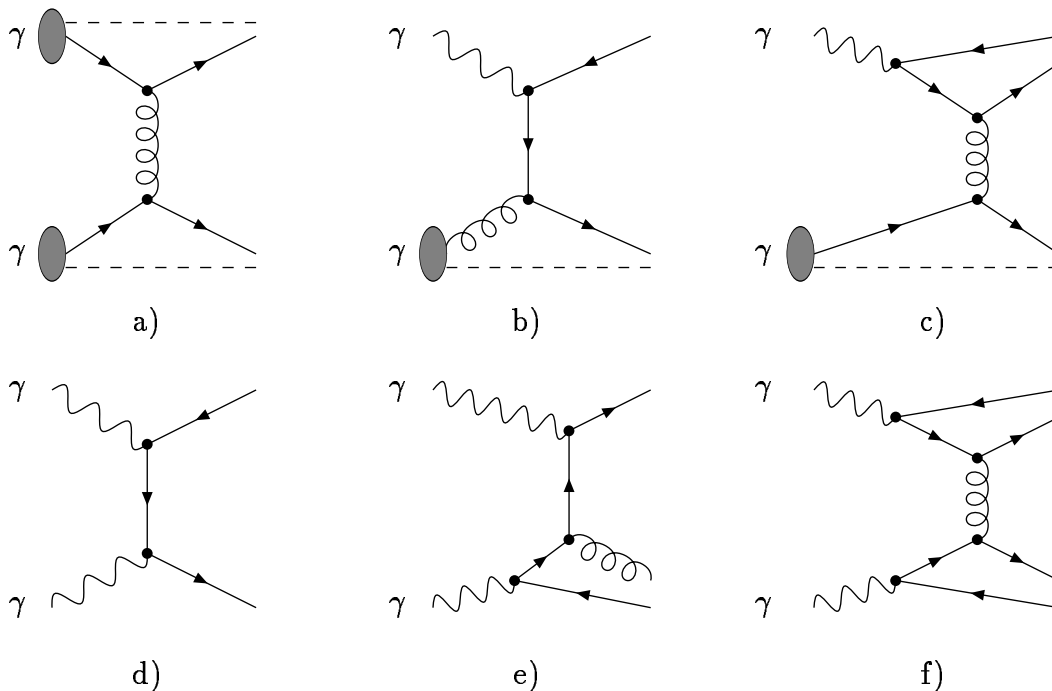


Abbildung 1.3: Beiträge zur harten  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung: a) VDM  $\times$  VDM, b) VDM  $\times$  direkt, c) VDM  $\times$  anomal, d) direkt  $\times$  direkt, e) direkt  $\times$  anomal und f) anomal  $\times$  anomal. Die Abbildung stammt aus Referenz [1].

In einer umfassenden Beschreibung gäbe es keine scharfen Grenzen zwischen den oben beschriebenen Klassen, sondern fließende Übergänge. Bei einer Betrachtung höherer Ordnungen sind die obigen Klassifizierungen nicht mehr eindeutig.

Der mit “direkt  $\times$  direkt” bezeichnete Prozess liefert wegen der hohen Virtualitäten der in dieser Analyse betrachteten Photonen den dominanten Anteil des Wirkungsquerschnitts. VDM- und anomale Photonen sind nach Gleichung (1.2) stark unterdrückt, können aber wegen der fließenden Übergänge dieses Ansatzes nicht gänzlich vernachlässigt werden. Ihr Anteil am Wirkungsquerschnitt hängt von der konkreten Umsetzung des Modells in einer Simulation ab.

Diese Klassifizierung nach der Erscheinungsform des Photons ist nicht die einzige Möglichkeit. Ein weiterer gültiger Ansatz ist auch eine Charakterisierung der Photon-Photon-Streuung nach den Endzuständen der stattfindenden Prozesse. Danach wird ein Photon als *direkt* bezeichnet, wenn es vollständig in den harten Subprozess eingeht, beziehungsweise als *aufgelöst*, wenn nur eines der Partonen am

Subprozess teilnimmt. Daraus ergibt sich die folgende Einteilung der Prozesse auf dem Parton-Niveau:

- *Direkte Prozesse*  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ : Beide Photonen gehen vollständig in den harten Subprozess ein (Ereignisklasse d; Abbildung 1.3 d).
- *Einfach-aufgelöste Prozesse*  $\gamma q \rightarrow qg, \gamma g \rightarrow q\bar{q}^1$ : Eines der Photonen wechselwirkt direkt, während das andere nur ein Parton an den Prozess abgibt (Ereignisklassen b und e; Abbildung 1.3 b und e).
- *Doppelt-aufgelöste Prozesse*  $qq' \rightarrow qq', q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}', q\bar{q} \rightarrow gg, qg \rightarrow qg, gg \rightarrow q\bar{q}, gg \rightarrow gg$ : Beide Photonen geben ein Parton an den harten Subprozess ab (Ereignisklassen a, c und f; Abbildung 1.3 a, c und f).

Bei dieser Einteilung fällt auf, dass ein Teil der Prozesse aus Klasse a ( $VDM \times VDM$ ) nicht auftaucht, nämlich Ereignisse der elastischen Streuung und diffraktiven Dissoziation. Diese als *weicher VDM-Anteil* bezeichneten Prozesse fallen in das Gebiet der nicht-perturbativen QCD. Sie werden phänomenologisch wie in der Hadron-Hadron-Streuung durch die Regge-Theorie beschrieben [6].

Auch diese Klassifizierung ist in höherer Ordnung (QCD) nicht mehr eindeutig. Sie ist allerdings experimentell sehr anschaulich. Bei den direkten Ereignissen gehen beide Photonen vollständig in den harten Subprozess ein. Der Endzustand besteht vor der "Hadronisierung" (also dem Übergang von Partonen zu Hadronen) nur aus den im Subprozess erzeugten Partonen. Experimentell manifestieren sich diese in kollimierten Teilchenbündeln (in der englisch-sprachigen Literatur als *jets* bezeichnet), die in Richtung der ursprünglichen Partonen fliegen. In aufgelösten Ereignissen hingegen wird zusätzlich der "Photon-Rest" eines oder beider Photonen als weiterer Jet beobachtet.

In dieser Analyse werden wegen der hohen Virtualitäten der Photonen fast ausschliesslich direkte Prozesse erwartet. Die folgende Beschreibung des direkten Prozesses ist an die Darstellung in [7] angelehnt.

### 1.2.1 Direkte Photon-Photon-Wechselwirkungen

In der bisherigen Darstellung der direkten Prozesse wurde nur das Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung (Abbildung 1.3 d) betrachtet. Rechnungen mit derart einfachen Diagrammen, in denen zwar Quarks aber keine Gluonen auftreten bezeichnet man als Rechnungen nach dem *Quark-Parton-Modell* (QPM).

Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt entsprechend dem Diagramm Abbildung 1.3 d den Prozess  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ , wobei  $f\bar{f}$  ein beliebiges Paar geladener Fermionen bezeichnet. Damit kann also sowohl die Lepton-Paar Erzeugung, die in

---

<sup>1</sup>Photonen können nicht direkt an Gluonen koppeln, weil diese keine elektrische Ladung haben. Gemeint sind die Wechselwirkungen, deren Feynman-Diagramme angegeben sind.

## 1. Theoretische Grundlagen

dieser Analyse nicht weiter betrachtet wird, als auch die Produktion von Quark-Paaren beschrieben werden.

Dieser Prozess wird jetzt auf höhere Ordnungen in  $\alpha_s$  ausgeweitet. In Abbildung 1.4 sind einige Diagramme, die zum Wirkungsquerschnitt beitragen, dargestellt. Das Diagramm a) beschreibt den direkten Prozess in führender Ordnung, b) und

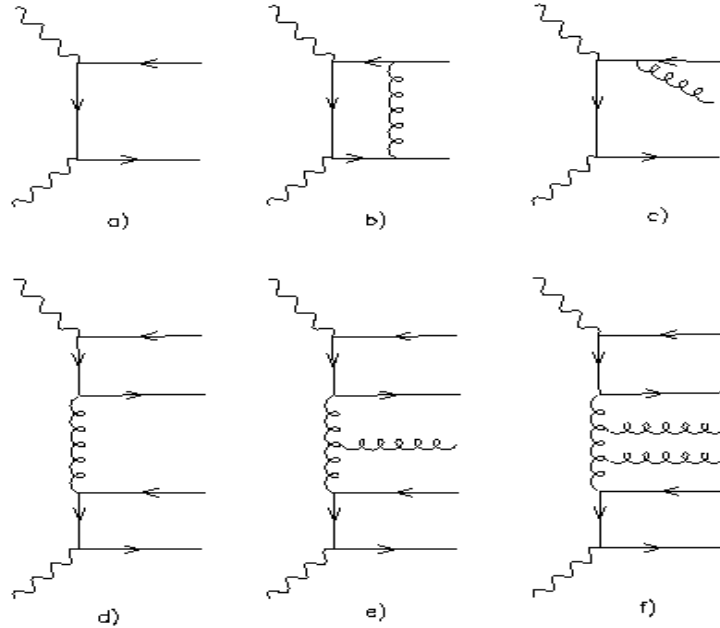


Abbildung 1.4: Einige Beiträge zur Hadron-Produktion in Wechselwirkungen hoch-virtueller Photonen. Die Abbildung stammt aus Referenz [7].

c) sind die Korrekturen nächsthöherer Ordnung in  $\alpha_s$ . Diese Komponenten des Wirkungsquerschnitts werden im Rahmen der *NLO-QCD Vorhersage* [7] (nähere Informationen im Abschnitt 1.4.1) berechnet.

Die Graphen d), e) und f) sowie alle Diagramme, die durch Abstrahlung weiterer Gluonen vom Austausch-Gluon (engl. *crossed-channel gluon*) erhalten werden, sind in der BFKL-Dynamik enthalten, auf die im Abschnitt 1.4.2 näher eingegangen wird. Tatsächlich geht die BFKL-Theorie davon aus, dass jeder Streuprozess bei hohen Energien von dem Gluon-Austausch im t-Kanal dominiert ist.

Ein Ziel dieser Analyse ist es festzustellen, ob die NLO-QCD Vorhersage allein ausreicht, um die Daten zu beschreiben, oder ob ein zusätzlicher BFKL-Anteil benötigt wird.

## 1.3 Photon-Photon Streuung am LEP-Speicherring

In dieser Analyse wird die Photon-Photon-Streuung am Elektron-Positron-Speicherring LEP untersucht. Dabei dienen die Elektronen<sup>2</sup> als Lieferant der Photonen. Die betrachtete Reaktion ist:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X, \quad (1.8)$$

wobei  $X$  für ein hadronisches System steht. Das Zeichen ”\*“ soll deutlich machen, dass es sich um virtuelle Photonen handelt.

In diesem Abschnitt wird die Kinematik der Photon-Photon-Streuung an einem  $e^+e^-$ -Speicherring und die Theorie zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes vorgestellt.

### 1.3.1 Kinematik der $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen

Die Kinematik der in Gleichung 1.8 angegebenen Reaktion ist in Abbildung 1.5 veranschaulicht. Die Viererimpulse der Teilchen sind in Klammern angegeben.

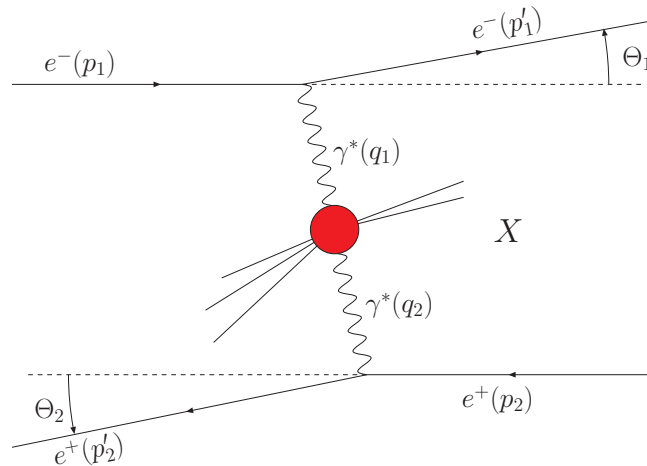


Abbildung 1.5: Kinematik der  $\gamma\gamma$  Wechselwirkungen

Die einlaufenden Elektronen haben die Viererimpulse  $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ , ( $i = 1, 2$ ) und eine Energie von  $E_i = E_{\text{Strahl}}$ . Sie emittieren je ein virtuelles Photon. Dabei werden sie unter einem Polarwinkel  $\theta_i$  gestreut. Die gestreuten Strahlteilchen haben

<sup>2</sup>Zur besseren Lesbarkeit wird hier und im Folgenden das Positron, das Antiteilchen des Elektrons, ebenfalls als Elektron bezeichnet.

## 1. Theoretische Grundlagen

den Viererimpuls  $p'_i = (E'_i, \vec{p}'_i)$ . Ihre Energien werden im Folgenden, wie in der Literatur üblich, auch als  $E_{\text{Elektron}} = E'_i$  bezeichnet.

Die Viererimpulse der Photonen  $q_i$  ergeben sich aus der Differenz der Viererimpulse von einlaufendem- und auslaufendem Elektron:

$$\begin{aligned} q_i^2 &= (p_i - p'_i)^2 \\ &= 2m_e^2 - 2E_i E'_i \left( 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m_e}{E_i}\right)^2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_e}{E'_i}\right)^2} \cdot \cos \theta_i \right). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Die Massenquadrate der raumartigen Photonen ( $q_i^2$ ) sind immer negativ. Zur Vereinfachung wird daher die Virtualität definiert als

$$Q_i^2 = -q_i^2 > 0. \quad (1.10)$$

Wenn  $\theta_i \gg m_{\text{Elektron}}/E'_i$  erfüllt ist, wobei  $m_{\text{Elektron}}$  die Elektronenmasse bezeichnet, lässt sich Gleichung 1.9 vereinfachen zu:

$$Q_i^2 \approx 2E_i E'_i (1 - \cos \theta_i). \quad (1.11)$$

Nach Gleichung 1.11 ist es möglich, hochvirtuelle Photonen zu selektieren, indem verlangt wird, dass Elektronen unter großen Streuwinkeln  $\theta_i$  nachgewiesen werden. Der zugängliche Bereich für die Virtualitäten der Photonen, und damit auch der Phasenraum, hängt von dem Polarwinkel-Intervall ab, in dem Elektronen nachgewiesen werden können. Er ist also vom benutzten Detektor abhängig. Sehr kleine Winkel (typisch  $\theta < 3$  mrad) können grundsätzlich nicht nachgewiesen werden, weil Nachweisgeräte in diesem Winkelbereich die Strahlelektronen behindern würden.

Es ist üblich, Photonen als *reell* oder *quasi-reell* zu bezeichnen, wenn das erzeugende Elektron nicht nachgewiesen wird. Die Photon-Photon-Streuung kann damit in drei Klassen eingeteilt werden:

**Nicht markierte Ereignisse** (engl. *no-tag*): keines der gestreuten Elektronen wird nachgewiesen.

**Einfach markierte Ereignisse** (engl. *single-tag*): genau ein gestreutes Elektron wird nachgewiesen.

**Doppelt markierte Ereignisse** (engl. *double-tag*): beide gestreuten Elektronen werden nachgewiesen.

In dieser Analyse werden die Wechselwirkungen zweier hochvirtueller Photonen untersucht. Dazu müssen folglich doppelt markierte Ereignisse verwendet werden. Der hier verwendete Polarwinkelbereich, in dem gestreute Elektronen nachgewiesen werden, erstreckt sich von 35 mrad bis hin zu 155 mrad. Die Virtualität der Photonen hängt aber auch von der Energie der einlaufenden und gestreuten Elektronen

ab. Bei Strahlenergien  $E_{\text{Strahl}} = E_i$  von 94 GeV bis 104 GeV und auslaufenden Elektronen  $E'_i$  mit mehr als 30% der Strahlenergie können Virtualitäten  $Q_i^2$  zwischen  $3,2 \text{ GeV}^2$  und etwa  $250 \text{ GeV}^2$  beobachtet werden.

Analog zu den Viererimpulsen können die Energien der Photonen bestimmt werden als

$$E_{\gamma i} = E_i - E'_i. \quad (1.12)$$

Zur Beschreibung der Wechselwirkung werden zusätzlich noch zwei Winkel definiert: Der Winkel  $\Phi$  und der Azimutwinkel  $\Delta\Phi$  zwischen gestreutem Elektron und gestreutem Positron. Letzterer ist definiert als der Winkel zwischen den beiden Ebenen, die jeweils von den gestreuten Elektronen und der Strahlachse aufgespannt werden. Sie können berechnet werden als:

$$\cos \Phi = \frac{\vec{p}'_1 \cdot \vec{p}'_2}{|\vec{p}'_1| |\vec{p}'_2|}, \quad (1.13)$$

$$\cos \Delta\Phi = \frac{\vec{p}'_{1\perp} \cdot \vec{p}'_{2\perp}}{|\vec{p}'_{1\perp}| |\vec{p}'_{2\perp}|}. \quad (1.14)$$

Dabei sind  $\vec{p}'_{1\perp}$  und  $\vec{p}'_{2\perp}$  die Impulskomponenten der gestreuten Elektronen senkrecht zur Strahlachse.

Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse lässt sich aus den bisher definierten Größen die Masse des hadronischen Systems  $W_{\gamma\gamma}$  berechnen:

$$\begin{aligned} W_{\gamma\gamma}^2 &= (q_1 + q_2)^2 \\ &= 4E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - 2E'_1E'_2 (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \Delta\Theta) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Die dimensionslosen Björken-Variablen, die auch zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung verwendet werden, sind definiert als:

$$x_i = \frac{-q_i^2}{2q_1 \cdot q_2} \quad (1.16)$$

$$= \frac{Q_i^2}{Q_1^2 + Q_2^2 + W_{\gamma\gamma}^2}. \quad (1.17)$$

und

$$y_i = \frac{q_1 \cdot q_2}{p_i \cdot q_i} \quad (1.18)$$

$$\approx 1 - \frac{E'_i}{E_{\text{Strahl}}} \cos^2(\theta_i/2) \quad (1.19)$$

Von besonders großer Bedeutung für diese Arbeit ist die Variable  $Y$ , die nach [8–10] definiert ist als:

$$Y = \ln \frac{y_1 y_2 s_{ee}}{\sqrt{Q_1^2 Q_2^2}}, \quad (1.20)$$

## 1. Theoretische Grundlagen

wobei  $s_{ee}$  die Schwerpunktsenergie im  $e^+e^-$ -System ist. Für  $W_{\gamma\gamma}^2 \gg Q_i^2$  kann Gleichung 1.20 geschrieben werden als:

$$Y \approx \ln \frac{W_{\gamma\gamma}^2}{\sqrt{Q_1^2 Q_2^2}}. \quad (1.21)$$

### 1.3.2 Der Wirkungsquerschnitt

Die allgemeine Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Streuung zweier unpolarisierter Elektronen über den Austausch von zwei Photonen (Reaktion 1.8) ist nach Gleichung 5.12 aus [11] gegeben als

$$\begin{aligned} d^6\sigma &= d^6\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \\ & \frac{d^3p'_1 d^3p'_2}{E'_1 E'_2} \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{16\pi^4 Q_1^2 Q_2^2} \left[ \frac{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q_1^2 Q_2^2}{(p_1 \cdot p_2)^2 - 2m_e^2} \right]^{1/2} \\ & \times (4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{\text{TT}} + 2|\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{\text{TT}} \cos 2\bar{\phi} + 2\rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{\text{TL}} \\ & + 2\rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{\text{TL}} + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{\text{LL}} - 8|\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{\text{TL}} \cos \bar{\phi}), \end{aligned} \quad (1.22)$$

Die Vierervektoren sind im vorigen Abschnitt definiert,  $\alpha_{\text{em}}$  ist die Feinstruktur-Konstante.

Der in den Interferenztermen auftretende Winkel  $\bar{\phi}$  ist der Winkel zwischen den Ebenen, die jeweils von einem einlaufenden Elektron mit dem abgestrahlten Photon in Schwerpunktsystem der beiden Photonen aufgespannt werden.

Die Größen  $\sigma_{\text{TT}}, \sigma_{\text{TL}}, \sigma_{\text{LT}}$  und  $\sigma_{\text{LL}}$  geben die Wirkungsquerschnitte für die Streuung zweier Photonen an, deren Polarisierung durch die Indizes angedeutet wird: Transversal polarisierte Photonen werden mit T und longitudinal polarisierte mit L bezeichnet. Die Größen  $\tau_{\text{TT}}$  und  $\tau_{\text{TL}}$  geben Interferenzterme an. Sowohl die Wirkungsquerschnitte als auch die Interferenzterme werden vollständig durch  $Q_1^2, Q_2^2$  und  $W_{\gamma\gamma}$  bestimmt [12].

Die Dichtematrizen der beiden Photonen  $\rho_1^{ij}$  und  $\rho_2^{ij}$  mit  $i, j \in [+, -, 0]$  beschreiben den Beitrag der verschiedenen möglichen Helizitäten  $i, j$  der Photonen. Nach Gleichung 5.13 aus [11] haben sie die Form:

$$\begin{aligned} 2\rho_i^{++} &= \frac{(2p_1 \cdot q_i - q_1 q_2)^2}{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q_1^2 Q_2^2} + 1 - 4\frac{m_e^2}{Q_i^2}, \\ \rho_i^{00} &= 2\rho_i^{++} - 2 + 4\frac{m_e^2}{Q_i^2}, \\ |\rho_i^{+-}| &= \rho_i^{++} - 1, \\ |\rho_i^{+0}| &= \sqrt{(\rho_i^{00} + 1)|\rho_i^{+-}|}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Sie hängen nur von den Vierervektoren der einlaufenden Elektronen und der abgestrahlten Photonen ab.



Sind beide Photonen virtuell, dann kann der Wirkungsquerschnitt in einer kompakteren Form geschrieben werden, weil die Gleichungen 1.23 sich im Grenzwert  $Q_1^2, Q_2^2 \gg m_e^2$  vereinfachen lassen. Diese Bedingung ist für alle hadronischen und leptonischen Photon-Photon-Wechselwirkungen, die am  $e^+e^-$ -Speicherring beobachtet werden, gut erfüllt. Mit  $\rho_i^{00}/2\rho_i^{++} \equiv \epsilon_i$  wird Gleichung 1.22 zu:

$$\begin{aligned} d^6\sigma &= \frac{d^3p'_1 d^3p'_2}{E'_1 E'_2} \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{16\pi^4 Q_1^2 Q_2^2} \left[ \frac{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q_1^2 Q_2^2}{(p_1 \cdot p_2)^2 - 2m_e^2} \right]^{1/2} 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \\ &\quad \times (\sigma_{\text{TT}} + \epsilon_2 \sigma_{\text{TL}} + \epsilon_1 \sigma_{\text{LT}} + \epsilon_1 \epsilon_2 \sigma_{\text{LL}} + \frac{1}{2} \epsilon_1 \epsilon_2 \tau_{\text{TT}} \cos 2\bar{\phi}) \\ &\quad - \sqrt{2(\epsilon_1 + 1)\epsilon_1} \sqrt{2(\epsilon_2 + 1)\epsilon_2} \tau_{\text{TL}} \cos \bar{\phi}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Wenn  $\epsilon_i \approx 1$ , also bei Ereignissen mit kleinem  $y_1$  und  $y_2$ , kann der differentielle Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} d^6\sigma &= \frac{d^3p'_1 d^3p'_2}{E'_1 E'_2} \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{16\pi^4 Q_1^2 Q_2^2} \left[ \frac{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q_1^2 Q_2^2}{(p_1 \cdot p_2)^2 - 2m_e^2} \right]^{1/2} 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \\ &\quad \times (\sigma_{\text{TT}} + \sigma_{\text{TL}} + \sigma_{\text{LT}} + \sigma_{\text{LL}} + \frac{1}{2} \tau_{\text{TT}} \cos 2\bar{\phi} - 4\tau_{\text{TL}} \cos \bar{\phi}). \end{aligned} \quad (1.25)$$

Über diese Gleichung wird der Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$  definiert als

$$\sigma_{\gamma^*\gamma^*} = (\sigma_{\text{TT}} + \sigma_{\text{TL}} + \sigma_{\text{LT}} + \sigma_{\text{LL}} + \frac{1}{2} \tau_{\text{TT}} \cos 2\bar{\phi} - 4\tau_{\text{TL}} \cos \bar{\phi}). \quad (1.26)$$

Streng genommen gilt diese Definition nicht, wenn Wechselwirkungen hochvirtueller Photonen betrachtet werden. Es wurde aber gezeigt, dass die vernachlässigten Effekte nur Korrekturen im Bereich einiger Prozent im hier benutzten  $Q^2$ -Bereich betragen [13].

Für einen Vergleich der Daten mit BFKL-Vorhersagen ist eine Umrechnung des  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitts in den  $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ -Wirkungsquerschnitt nötig.

Zur Umrechnung wird die Photon-Photon-Luminositätsfunktion für transversal polarisierte Photonen  $L_{\text{TT}}$  verwendet:

$$\sigma = \sigma_{ee} = L_{\text{TT}} \cdot \sigma_{\gamma^*\gamma^*}, \quad (1.27)$$

die im Folgenden beschrieben wird. Die Werte von  $L_{\text{TT}}$  werden in jedem Intervall mit Hilfe der GALUGA Simulation (siehe Abschnitt 1.4.3) bestimmt.

Wird nur die Wechselwirkung quasi-reeller Photonen untersucht, so können Wirkungsquerschnitts- und Interferenz-Term longitudinal polarisierter Photonen vernachlässigt werden. Der Term  $\tau_{\text{TT}}$  verschwindet bei einer Mittelung über den Azimutwinkel ebenfalls<sup>3</sup>. Mit der Ersetzung  $d^3p'_i = E_i'^2 dE_i' d(-\cos \theta'_i) d\phi'_i$ , wobei  $\theta'_i$

<sup>3</sup>Wenn die Terme  $\tau_{\text{TT}}$  und  $\tau_{\text{TL}}$  unabhängig von  $\bar{\phi}$  sind, verschwinden die Terme  $\cos \bar{\phi}$  und  $\cos 2\bar{\phi}$ . Da aber eine kinematische Korrelation zwischen diesen Termen und  $\bar{\phi}$  besteht, sind in einigen Phasenraumbereichen, wie in [14] erläutert wird,  $\tau_{\text{TT}}$  und  $\tau_{\text{TL}}$  nicht unabhängig von  $\bar{\phi}$ . Ihre Beiträge können, abhängig von  $Q_1^2/Q_2^2$ ,  $Q_1^2/W_{\gamma\gamma}^2$  und  $Q_2^2/W_{\gamma\gamma}^2$ , groß sein.

## 1. Theoretische Grundlagen

der Polarwinkel des gestreuten Elektrons im Ruhesystem des einlaufenden Elektrons und  $\phi'_i$  der entsprechende Azimutwinkel ist, und der Definition der Photon-Photon-Luminositätsfunktion für transversal polarisierte Photonen  $L_{\text{TT}}$

$$\frac{d^5 L_{\text{TT}}}{d\omega_1 d\omega_2 d \cos \theta'_1 d \cos \theta'_1 d\phi} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{16\pi^3} \frac{E'_1 E'_2}{q_1^2 q_2^2} 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sqrt{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2} \quad (1.28)$$

kann der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 1.22 geschrieben werden als

$$\frac{d^5 \sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d \cos \theta'_1 d \cos \theta'_1 d\phi} = \frac{d^5 L_{\text{TT}}}{d\omega_1 d\omega_2 d \cos \theta'_1 d \cos \theta'_1 d\phi} \cdot \sigma_{\text{TT}}(W_{\gamma\gamma}). \quad (1.29)$$

Dabei ist  $\omega_i = E_{\gamma_i}/E_{\text{Strahl}}$  die auf Strahlenergie normierte Energie der Photonen. Der Azimutwinkel  $\phi = \Delta\Phi$  (Gleichung 1.14) ist in dieser Näherung identisch mit  $\bar{\phi}$ .

Im Allgemeinen erlauben die Dichte-Matrizen  $\rho_i^{++}$  in Gleichung 1.28 keine Faktorisierung in zwei unabhängige Faktoren für die beiden Photonen. Nur für  $W_{\gamma\gamma} \gg Q_i^2$  ist eine Trennung von  $L_{\text{TT}}$  nach Integration über  $\phi$  möglich [15]. Nach Ersetzung der  $\theta'_i$  durch die Virtualitäten  $Q_i^2$  entsprechend Gleichung 1.11 erhält man:

$$\frac{d^4 L_{\text{TT}}}{d\omega_1 d\omega_2 dQ_1^2 dQ_2^2} = \frac{d^2 N_\gamma}{d\omega_1 dQ_1^2} \cdot \frac{d^2 N_\gamma}{d\omega_2 dQ_2^2} \quad (1.30)$$

mit

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\omega dQ^2} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left[ \frac{1 + (1 - \omega)^2}{\omega} \frac{1}{Q^2} - \frac{2m_e \omega}{Q^4} \right]. \quad (1.31)$$

Ersetzt man  $L_{\text{TT}}$  in Gleichung 1.29 durch die Ausdrücke in den Gleichungen 1.30 und 1.31, erhält man die *Equivalent-Photon-Approximation* (EPA) für die Zwei-Photon-Produktion in der  $e^+e^-$ -Streuung. Die ursprüngliche Idee dieses Ansatzes stammt von Fermi [16], eine ausführliche Herleitung der EPA und Verbesserungsmöglichkeiten finden sich unter anderem in [11, 15].

Eine Integration von Gleichung 1.31 über  $Q^2$  ergibt das Spektrum der Weizsäcker-Williams-Näherung [17, 18]:

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left[ \frac{1 + (1 - \omega)^2}{\omega} \ln \left( \frac{Q_{\text{max}}^2}{Q_{\text{min}}^2} \right) - 2m_e \omega \left( \frac{1}{Q_{\text{min}}^2} - \frac{1}{Q_{\text{max}}^2} \right) \right]. \quad (1.32)$$

Die obere Integrationsgrenze  $Q_{\text{max}}^2$  ergibt sich nach Gleichung 1.11 aus der Beschränkung des Streuwinkels  $\theta_i$ , die untere Grenze ist nach [12] gegeben als

$$Q_{\text{min}}^2 = \frac{m_e^2 \omega^2}{1 - \omega}. \quad (1.33)$$

Die Weizsäcker-Williams-Näherung wird vor allem in Monte-Carlo-Simulationen und analytischen Rechnungen verwendet.

## 1.4 Modellrechnungen

Im Unterschied zu den in Monte-Carlo-Generatoren realisierten Modellen sind die hier vorgestellten Modellrechnungen keine vollständige Simulation des physikalischen Prozesses. Es werden nur Teilaspekte beleuchtet.

### 1.4.1 NLO-QCD Berechnung

S. Frixione et al. [7] haben die Korrekturen in nächsthöherer Ordnung (NLO),  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ , zur direkten Photon-Photon-Streuung berechnet und in einen Monte-Carlo-Generator implementiert. Die zugehörigen Feynman-Diagramme wurden bereits in Abschnitt 1.2.1 (Abbildung 1.4 a, b, und c auf Seite 8) angegeben. Damit kann sowohl der totale Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion bestimmt werden, als auch differentielle Verteilungen. Es wurde gefunden, dass die Unsicherheit durch die Renormalisierungs-Skala kleiner ist als die Effekte der NLO-Korrekturen.

Im Phasenraum, der in dieser Analyse betrachtet wird, sind die NLO-Korrekturen für den totalen Wirkungsquerschnitt klein. Große Effekte werden hingegen bei den differentiellen Verteilungen, insbesondere im Bereich großer Pseudorapiditäten  $Y$  und großer hadronischer Massen, beobachtet. In diesen Bereichen vergrößern die NLO-Korrekturen den Wirkungsquerschnitt um bis zu 50% gegenüber der führenden Ordnung.

### 1.4.2 Das BFKL-Modell

Das BFKL-Modell, benannt nach **B**alitsky, **F**adin, **K**uraev und **L**ipatov, soll das hoch-energetische Streuverhalten hadronischer Objekte innerhalb der perturbativen QCD bestimmen. Eine Einführung in diese Theorie findet sich in [19], weitergehende Informationen sind in [20–22] zu finden. Die zugehörigen Feynman-Diagramme sind in den Abbildung 1.4 d, e, und f (auf Seite 8) angegeben.

Nach [22] erlaubt die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts der  $\gamma^*\gamma^*$ -Streuung bei hinreichend großen Virtualitäten der Photonen eine gute Möglichkeit zur Überprüfung der Bedeutung des "perturbativen (BFKL-) Pomerons". Mit diesem Schlagwort wird die im Grenzwert großer hadronischer Massen dominante Wechselwirkung über eine Gluon-Leiter, Abbildung 1.4 f, bezeichnet.

Der VDM-Wirkungsquerschnitt für große  $Q^2$  ( $Q^2 \simeq Q_1^2 \simeq Q_2^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$ ) fällt mit  $1/Q^4$  ab. Der nicht-perturbative VDM-Anteil ist für  $\gamma^*\gamma^*$ -Wechselwirkungen also vernachlässigbar. Der Wirkungsquerschnitt des QPM Prozesses kann abgeschätzt werden durch [10]:

$$\sigma_{\gamma^*\gamma^*}^{\text{QPM}}(W_{\gamma\gamma}^2, Q^2) \approx \frac{8\pi\alpha^2 \sum_i e_i^4}{W_{\gamma\gamma}^2} \left[ \ln \left( \frac{W_{\gamma\gamma}^2}{Q^2} \right) - 1 \right]. \quad (1.34)$$

Er fällt also mit wachsender Masse  $W_{\gamma\gamma}$  stark ab.

## 1. Theoretische Grundlagen

Bei einer Resummierung der Gluonleiter im Limes  $W_{\gamma\gamma}^2 \gg Q^2$  kann der BFKL-Wirkungsquerschnitt in einer stark vereinfachten Näherung ausgedrückt werden als:

$$\sigma_{\gamma^*\gamma^*}^{\text{BFKL}} \sim a_0 + \sum_{j=1}^{\infty} a_j (\alpha_s L)^j + \mathcal{O}(\alpha_s (\alpha_s L)^j), \quad (1.35)$$

wobei  $L = \ln(W_{\gamma\gamma}^2/\mu_w^2)$  einen ‘‘großen’’ (führenden) Logarithmus darstellt und alle Logarithmen nächsthöherer Ordnung durch  $\mathcal{O}(\alpha_s (\alpha_s L)^j)$  angedeutet sind. Das Quadrat der Massenskala  $\mu_w$  ist typischerweise von der Größenordnung des Impulsübertrages im t-Kanal oder der Virtualitäten der Photonen. Üblicherweise wird der Wert  $\sqrt{Q_1^2 Q_2^2}$  verwendet. Ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts als Funktion von  $L$  oder  $Y$  (Gleichung 1.21), das in dieser vereinfachten Näherung mit  $L$  identisch ist, wäre ein klares Indiz für die Bedeutung des BFKL-Pomerons.

Ein Vergleich von Gleichung 1.34 mit 1.35 macht deutlich, dass der BFKL-Wirkungsquerschnitt im Grenzwert  $W_{\gamma\gamma} \rightarrow \infty$  dominiert. Ein Überschuss im gemessenen Wirkungsquerschnitt im Bereich großer Massen  $W_{\gamma\gamma}$  und großer Werte von  $Y$  wäre also ein Hinweis auf einen Beitrag des BFKL-Pomerons zum Wirkungsquerschnitt.

Trotz vieler Fortschritte in der Berechnung der BFKL-Theorie sind alle derzeit zur Verfügung stehenden Rechnungen noch mit sehr großen Unsicherheiten behaftet. So sind etwa die Korrekturen erster Ordnung sehr groß gegenüber der niedrigsten Ordnung. Auch die BFKL-Massenskala ist nur bis auf einen Faktor von etwa 2 [19] bis 10 [23] genau bekannt.

Der in dieser Arbeit gezeigte BFKL-Wirkungsquerschnitt wurde von Carlo Ewerz [22] berechnet. Die Rechnung beinhaltet nur Terme der führenden Ordnung (LO-BFKL). Die derzeitigen Modelle erlauben keine Integration über den zugänglichen Phasenraum. Wirkungsquerschnitte wurden bei festen Virtualitäten der Photonen ( $Q^2 = Q_1^2 = Q_2^2$ ) von  $12 \text{ GeV}^2$  und  $38 \text{ GeV}^2$  berechnet. Die Ergebnisse wurden entsprechend der in den Daten beobachteten Anzahlen von Ereignissen im Verhältnis 95% zu 5% addiert.

In neueren Rechnungen werden auch Terme nächsthöherer Ordnung (NLO-BFKL) berücksichtigt [24, 25]. Sie basieren auf dem Ansatz, der in [26] entwickelt wurde. Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt in dem Phasenraum, der dieser Analyse zugrunde liegt, sind noch nicht vorhanden.

### 1.4.3 GALUGA

Im GALUGA Monte-Carlo-Generator [27] wurde die vollständige Formel der Photon-Photon-Wechselwirkung nach [11] implementiert. Alle Wirkungsquerschnitte und Interferenzterme  $\sigma_{ij}$  und  $\tau_{ij}$  ( $i, j \in [T, L]$ ) werden dabei berücksichtigt. Dieses Modell wird im Allgemeinen nicht zum Generieren von Ereignissen benutzt, sondern zur Untersuchung einzelner Terme im Wirkungsquerschnitt. In dieser Arbeit dient es zur Umrechnung des  $e^+e^-$  in den  $\gamma^*\gamma^*$ -Wirkungsquerschnitt.

## 1.5 Monte-Carlo-Simulationen

Ereignis-Generatoren sind bei der Datenanalyse in der Hochenergiephysik unentbehrlich. Die Partonen, die im harten Subprozess erzeugt werden, können nicht direkt beobachtet werden. Sie produzieren in einem nicht perturbativ berechenbaren Prozess, der *Hadronisierung*, Hadronen, die nachgewiesen werden können. Auch die Komplexität des Detektors lässt eine analytische Berechnung der Detektor-Effizienzen und des Akzeptanz-Bereiches nicht zu.

Solche Effekte lassen sich aber über Zufallsverteilungen simulieren. Mit Hilfe dieser Simulationen können diese Effekte quantitativ bestimmt und zur Korrektur der Daten verwendet werden. Diese Methode birgt aber auch Gefahren in sich. Jede Abweichung der Simulationen von der Realität führt zu Korrekturfaktoren, die nicht mit den (unbekannten) echten Faktoren übereinstimmen, und damit zu systematischen Fehlern. Soweit möglich dient die Verwendung verschiedener Monte-Carlo-Generatoren zur Abschätzung dieser Effekte.

Im Folgenden sind die verwendeten Generatoren und deren Funktionsweise kurz beschrieben. Weiterführende Informationen finden sich jeweils in den angegebenen Referenzen.

### 1.5.1 PYTHIA

Die PYTHIA Monte-Carlo-Simulation [28–30] wird zur Generierung des Signals, also der doppelt markierten hadronischen  $\gamma\gamma$ -Ereignisse benutzt.

In der Version 6.151 wird in der PYTHIA Monte-Carlo-Simulation die Photonabstrahlung der Elektronen für reelle und virtuelle Photonen simuliert. Damit können auch Reaktionen longitudinal polarisierter Photonen generiert werden, die gerade für hohe Virtualitäten  $Q^2 \gg m_e^2$  von Bedeutung sind [30].

Der Prozess  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$  wird für  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 208 GeV simuliert.

Die Modellierung erfolgt wie in Abschnitt 1.1.1 beschrieben, wobei die Darstellung auf virtuelle Photonen erweitert wurde. Die Matrixelemente für die Produktion massiver Teilchen in führender Ordnung in der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  des Prozesses  $\gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow q\bar{q}$  für reelle und virtuelle Photonen werden mit den Photon-Flüssen der  $ee\gamma^{(*)}$ -Vertices gefaltet. Die Photon-Flüsse werden entsprechend der Weizsäcker-Williams-Näherung beschrieben (Gleichung 1.32). Höhere Ordnungen in  $\alpha_s$  werden nachträglich über Parton-Schauer generiert. Die anschließende Hadronisierung erfolgt über das String-Fragmentationsmodell. Dazu wird das in JETSET implementierte Lund-Fragmentations-Modell [31, 32] benutzt.

Für diese Analyse werden nur Ereignisse simuliert, bei denen der Polarwinkel  $\theta$  der gestreuten Elektronen größer als 30 mrad ist. Wie erwartet, wird der Wirkungsquerschnitt dominiert von der direkten Komponente der Photon-Photon-Streuung.

### 1.5.2 PHOT02

Als zweite Signal-MC-Simulation in dieser Analyse dient PHOT02. Obwohl es sich um ein sehr stark vereinfachtes Modell der  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen handelt, beschreibt dieses Programm die Daten ähnlich gut wie PYTHIA.

Die PHOT02-Monte-Carlo-Simulation ist eine Zusammenfassung verschiedener  $\gamma\gamma$ -Generatoren, die ursprünglich von Dr. S. Kawabata für Experimente am PETRA-Speicherring entwickelt wurden.

Der für diese Analyse wichtige QED Prozess basiert auf dem Programm von J. A. M. Vermaseren [33–35], das eine exakte Berechnung des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f^+f^-$  durchführt, wobei  $f^+$  und  $f^-$  Fermionen gleicher Masse und entgegengesetzter Ladung sind.

Einen Beitrag von etwa 10% der Ereignisse liefert der VDM Anteil. Der  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\sigma_{e^+e^-} = \left( A + \frac{B}{W_{\gamma\gamma}} \right) \cdot \mathcal{L} \cdot F(Q_1, Q_2) \quad (1.36)$$

wobei  $A$  typischerweise etwa 300 nb und  $B$  etwa 270 nb beträgt.  $F(Q_1, Q_2)$  ist die VDM-Form-Funktion nach I. F. Ginzburg und V. G. Serbo [36], und  $\mathcal{L}$  bezeichnet die Luminositätsfunktion [37].

Die Fragmentation und Zerfälle werden jeweils mit JETSET simuliert.

### 1.5.3 PHOJET

Eine dritte Möglichkeit Signal-Ereignisse zu generieren bietet die PHOJET MC-Simulation. Da dieses explizit zur Beschreibung nicht markierter  $\gamma\gamma$ -Ereignisse geschrieben wurde, ist es nicht weiter verwunderlich, dass die Reproduktion der gemessenen Spektren oft nicht gut gelingt<sup>4</sup>.

Die für diese Analyse verwendete PHOJET-Version 1.05c basiert auf dem Dual-Parton-Modell in Verbindung mit perturbativer QCD [38, 39].

### 1.5.4 Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen

Weil bei der Analyse nicht nur Signal-Ereignisse selektiert werden, sondern auch unerwünschte Ereignisse, die in anderen physikalischen Prozessen produziert werden, müssen diese Beiträge mit Hilfe von entsprechenden Simulationen quantitativ bestimmt werden. Eine genauere Beschreibung der Untergrundquellen findet sich im Abschnitt 3.2 auf Seite 38 ff.

Einfach markierte Ereignisse werden mit der HERWIG 5.9 [40, 41] Monte-Carlo-Simulation generiert.

---

<sup>4</sup>Das gilt sowohl für die hier verwendete Version 1.05c, als auch für die aktuellere Version 1.10. Allerdings kann – wie unter anderem im OPAL-Experiment geschehen – durch eine Adjustierung der freien Modell-Parameter eine gute Beschreibung der Daten erreicht werden.

Der Untergrund von Annihilations-Ereignissen wird mit KORALZ [42] simuliert. Alternativ werden auch HERWIG und PYTHIA benutzt.

Leptonische  $\gamma^*\gamma^*$ -Ereignisse werden mit PHOT02 simuliert. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist im Rahmen des Quark-Parton-Modells (QPM) berechenbar.

## 2. ALEPH-Detektor und LEP Speicherring

Der ALEPH-Detektor (**A**pparatus for **LEP P**Hysics) ist neben OPAL, DELPHI und L3 eines der Experimente am Elektron-Positron-Speicherring LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron collider) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN (**C**entre **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire). In diesem Kapitel werden der LEP-Speicherring und der ALEPH-Detektor mit seinen Komponenten beschrieben.

### 2.1 Der LEP-Speicherring

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP ist ein annähernd kreisförmiger Beschleuniger für Elektronen und Positronen. Er hat einen Umfang von 26,66 km und liegt zwischen 50 m und 150 m unterhalb der Erdoberfläche. Aus geologischen Gründen ist er um 1,42% zur Horizontalen geneigt.

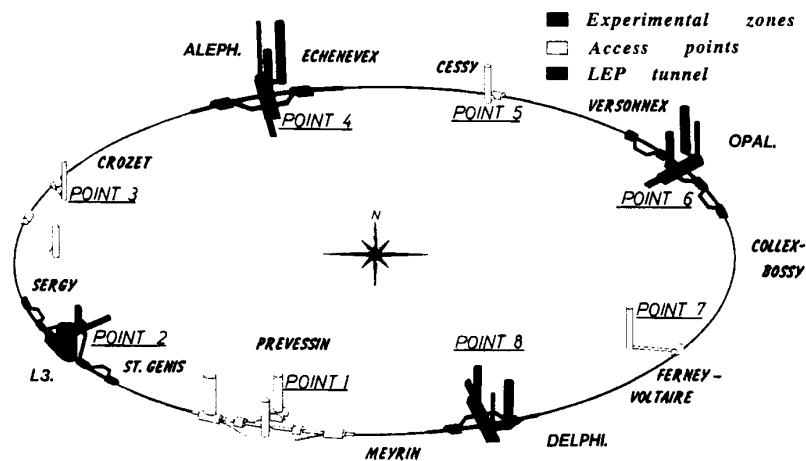


Abbildung 2.1: Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten ALEPH, OPAL, DELPHI und L3.

Die Elektronen und Positronen werden, nachdem sie ein mehrstufiges Akkumu-



lations- und Vorbeschleunigungssystem durchlaufen haben, mit einer Energie von etwa 20 GeV in entgegengesetzter Richtung in der LEP-Speicherring injiziert. Die zu Bündeln (engl. *bunches*) von etwa  $10^{11}$  Teilchen zusammengefassten Strahlteilchen werden anschließend mit Hilfe von supraleitenden Kavitäten auf ihre endgültige Energie beschleunigt. Die Bündel werden von Dipolmagneten auf einer Sollbahn gefüllt. Bei Abweichungen von der Sollbahn werden sie durch zusätzliche Fokussierungsmagnete auf diese zurückgeleitet.

An vier Punkten, an denen sich die gegenläufigen Bündel treffen, werden die Strahlen zur Kollision gebracht. An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die Detektoren der vier Experimente ALEPH, OPAL, DELPHI und L3, mit denen die stattfindenden Reaktionen gemessen werden (Abbildung 2.1).

In dieser Arbeit werden Daten analysiert, die in den Jahren 1998 bis 2000 bei Schwerpunktsenergien des  $e^+e^-$ -Systems von 189 GeV bis 208 GeV mit dem ALEPH-Detektor aufgenommen wurden.

## 2.2 Der ALEPH-Detektor

Der ALEPH-Detektor wurde zur Analyse der Kollisionen von Elektronen und Positronen gebaut. Er liegt etwa 150 m unter der Erdoberfläche, wiegt fast 3500 t und hat eine Größe von etwa  $12 \times 12 \times 12 \text{ m}^3$ . Seine über 700.000 Auslesekanäle liefern die Informationen, aus denen mit Hilfe von Computerprogrammen Teilchen rekonstruiert werden. Der ALEPH-Detektor ist zwiebelschalenförmig um den Wechselwirkungspunkt, den sogenannten *Primärvertex*, angeordnet, damit ein möglichst großer Raumwinkelbereich von den Subdetektoren abgedeckt wird.

Der Aufbau des Detektors und die Lage der Subdetektoren ist in Abbildung 2.2 zu sehen. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des ALEPH-Detektors kurz beschrieben. Besonderer Wert wird auf die für diese Analyse entscheidenden Komponenten gelegt. Eine ausführliche Beschreibung aller Subdetektoren findet sich in [43–45].

Das ALEPH-Koordinatensystem ist so gewählt, dass die  $z$ -Achse parallel zum Strahlrohr in Flugrichtung der Elektronen liegt. Die  $x$ -Achse zeigt horizontal zum Mittelpunkt des LEP-Speicherrings und die  $y$ -Achse schließlich vertikal nach oben, wie in Abbildung 2.3 dargestellt. Anstelle der kartesischen Koordinaten wird häufig ein Polarkoordinatensystem verwendet:

$$\begin{aligned}x &= r \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi \\y &= r \cdot \sin \theta \cdot \sin \phi \\z &= r \cdot \cos \theta\end{aligned}$$

Oft erweist sich auch ein zylindrisches Koordinatensystem mit den Variablen  $\rho = r \cdot \sin \theta$ ,  $\phi$  und  $z$  als nützlich. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im theoretischen Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Positronen im Detektor.

## 2. ALEPH und LEP

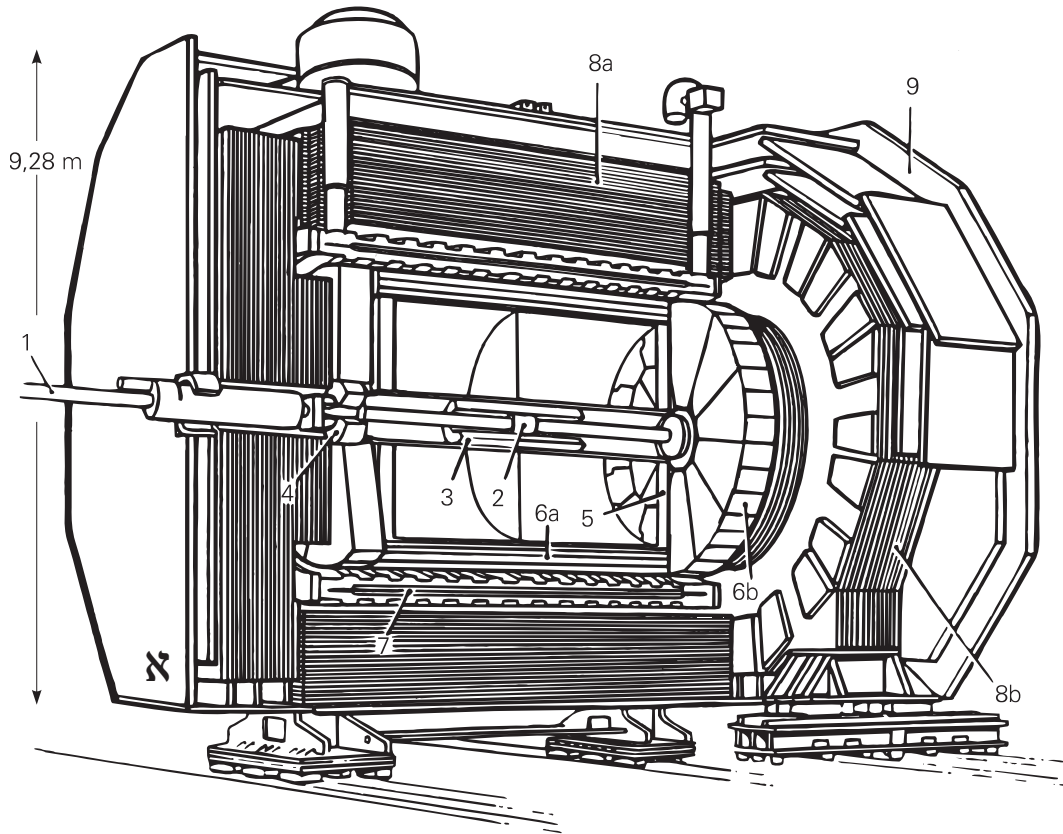


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Komponenten des ALEPH-Detektors: Strahlrohr (1), Vertexdetektor (2), innere Spurkammer (3), Luminositätsmonitore (4), Zeitprojektionskammer (5), elektromagnetisches Kalorimeter (6a+b), Magnetsystem (7), Hadronenkalorimeter (8a+b), Myonkammern(9).

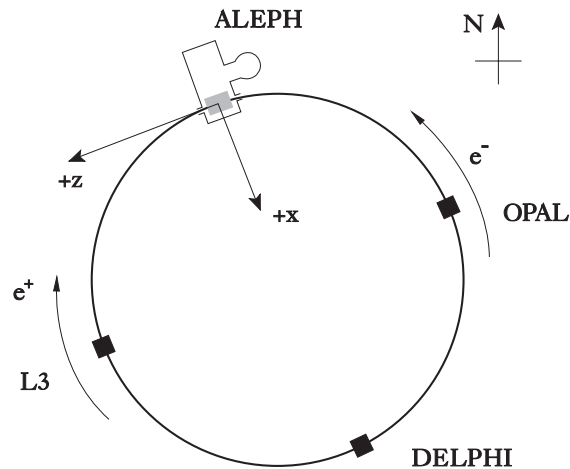


Abbildung 2.3: Der LEP-Speicherring und das ALEPH-Koordinatensystem.

### 2.2.1 Spurdetektoren

Zur Vermessung der Spuren geladener Teilchen dienen drei Subdetektoren, die zylinderförmig die Strahlachse umschließen. Das Spurkammersystem liegt vollständig innerhalb der Spule des supraleitenden Magneten, der ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1,5 T erzeugt. Aus dem Krümmungsradius der Spuren geladener Teilchen lässt sich damit der Transversalimpuls bestimmen.

#### Der Vertexdetektor (VDET)

Der innerste Detektor des ALEPH-Experiments ist der Vertexdetektor (VDET: Silicon **V**ertex **D**etector). Der hier beschriebene VDET II ist seit Oktober 1995 im Einsatz. Er besteht aus zwei konzentrischen Lagen von Silizium-Streifen-Zählern, die einen Abstand von 63 mm beziehungsweise 110 mm von der Strahlachse haben.

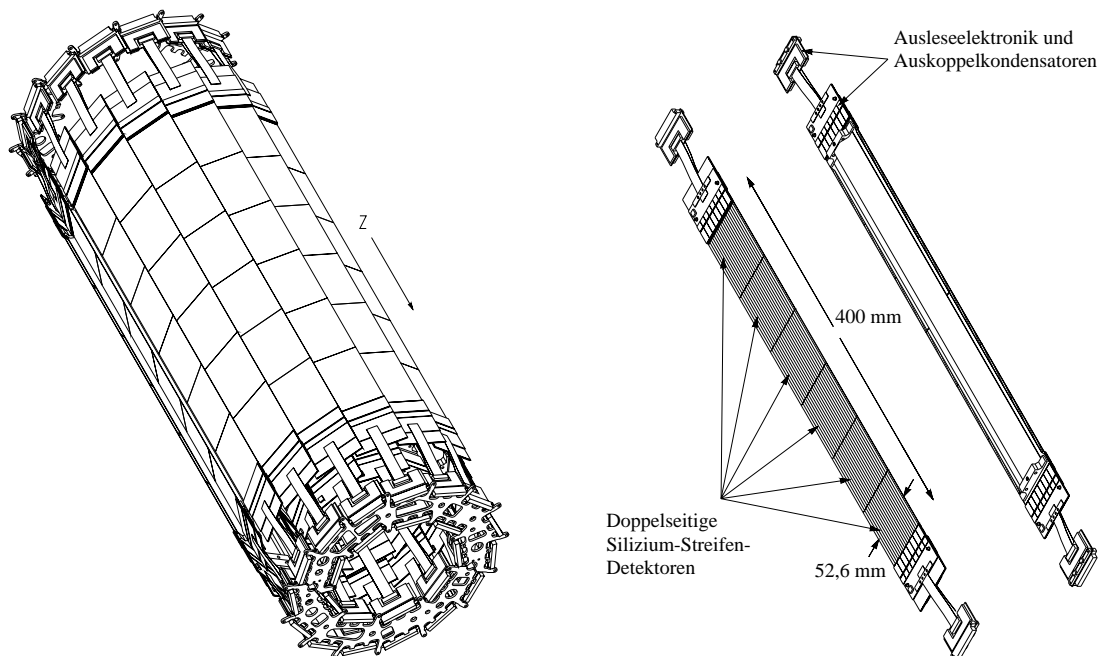


Abbildung 2.4: Der Mikrostreifenvertexdetektor (VDET).

Der von VDET abgedeckte Polarwinkelbereich erstreckt sich von 0,31 rad bis 2,83 rad für die innere und von 0,51 rad bis 2,63 rad für die äußere Lage. Die hohe Ortsauflösung von  $\sigma_{\rho\phi} = 12 \mu\text{m}$  und  $\sigma_z = 14 \mu\text{m}$  ermöglicht eine sehr genaue Rekonstruktion von Spuren dicht am Wechselwirkungspunkt und damit auch eine Identifizierung von sekundären Vertices aus Zerfällen langlebiger Hadronen.

### Die innere Spurkammer (ITC)

Die innere Spurkammer (ITC: **I**nnere **T**racking **C**hamber) ist eine zylindrische Vieldraht-Driftkammer, die den Vertexdetektor umschließt. Sie ist 2 m lang und hat einen Innendurchmesser von 16 cm und einem Außendurchmesser von 28 cm. Die Signaldrähte sind in 8 Lagen parallel zur Strahlachse gespannt. Die Anordnung von Signal-, Kalibrations- und Felddrähten ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Durch Messung der Driftzeit wird in der  $\rho\phi$ -Ebene eine Ortsauflösung von  $150\ \mu\text{m}$  erreicht. Die  $z$ -Koordinate wird durch die Messung der Laufzeiten der Signale entlang der Drähte erreicht. Dies geschieht mit einer Genauigkeit von  $\sigma_z \approx 5\ \text{cm}$ .

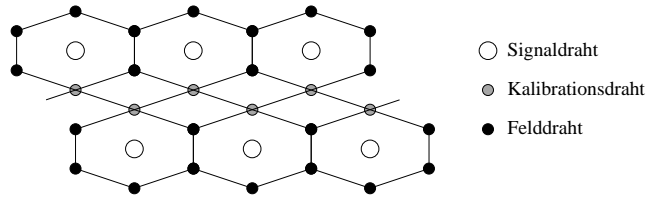


Abbildung 2.5: Anordnung der Signal-, Kalibrations- und Felddrähten in der inneren Spurkammer (ITC).

### Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Der äußere und größte Spurdetektor ist die Zeitprojektionskammer (TPC: **T**ime **P**rojection **C**hamber). Sie ist zylinderförmig aufgebaut und hat eine Länge von 4,4 m, einen Innenradius von 30 cm und einen Außenradius von 180 cm. Auf halber Länge ist der Driftraum durch eine aluminisierte Mylar-Membran geteilt, die als Elektrode dient und auf einem Potential relativ zu den geerdeten Endplatten von etwa  $-27.5\ \text{kV}$  liegt. Der Aufbau der TPC ist in Abbildung 2.6 skizziert.

Die beim Durchgang eines geladenen Teilchens gebildeten Ionisationselektronen driften im elektrischen Feld zu den Endplatten, wo die Koordinaten  $\rho, \phi$  durch Drahtkammern gemessen werden. Die  $z$ -Koordinate wird aus der Driftzeit erschlossen.

Die TPC erlaubt eine Spurerkennung mit bis zu 21 Raumpunkten für Spuren, die im Wesentlichen radial vom Wechselwirkungspunkt wegführen<sup>1</sup>. Die Punktauflösung beträgt  $\sigma_{\rho\phi} = 173\ \mu\text{m}$  in der  $\rho\phi$ -Ebene und  $\sigma_z = 740\ \mu\text{m}$  parallel zur Strahlachse. Für mit der TPC rekonstruierte Spuren wird eine Transversalimpulsauflösung von  $\sigma(p_t)/p_t = p_t \cdot 1,2 \cdot 10^{-3}/(\text{GeV}/c)$  erreicht. Werden auch die Informationen von VDET und ITC verwendet, so ergibt sich eine Transversalimpulsauflösung von  $\sigma(p_t)/p_t = p_t \cdot 0,6 \cdot 10^{-3}/(\text{GeV}/c)$ . Eine Teilchenidentifikation

<sup>1</sup>Spuren energiearmer Teilchen, die im Magnetfeld stark gekrümmt sind, können natürlich auch mehr als 21 Messpunkte aufweisen.

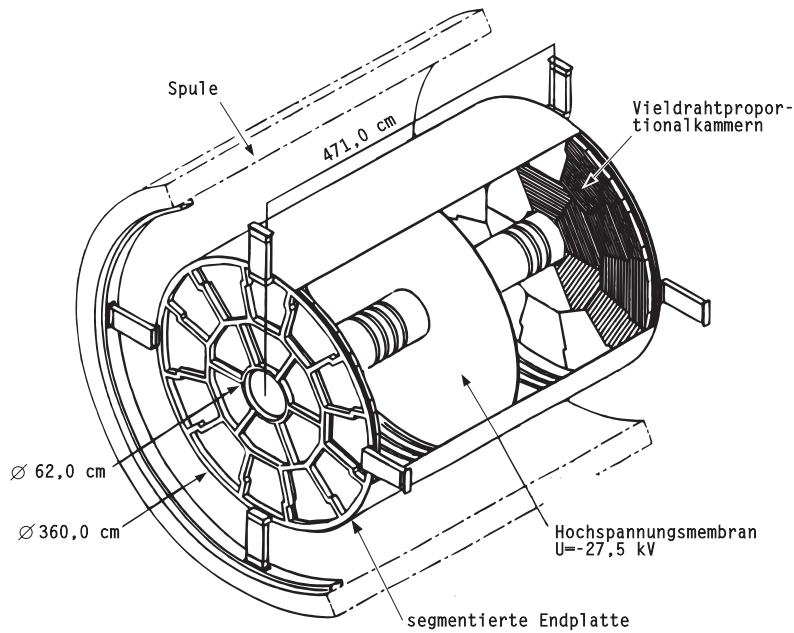


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Zeitprojektionskammer (TPC).

erfolgt über die Messung der spezifischen Ionisation ( $dE/dx$ ) an bis zu 338 Drähten in den Endplatten.

### 2.2.2 Kalorimetrie und Magnet

Die Kalorimeter dienen zur Messung der Energie geladener sowie neutraler Teilchen. Im ALEPH-Detektor werden Sampling-Kalorimeter eingesetzt, die aus alternierenden Absorber- und Detektorlagen bestehen. Einlaufende Teilchen schauern in den Absorberlagen auf, die Schauer werden in den Detektorlagen nachgewiesen. Im ALEPH-Detektor werden zwei Kalorimeter benutzt: Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und das Hadronen-Kalorimeter (HCAL). Ersteres befindet sich innerhalb der Spule und ist so gebaut, dass der Schauer eines 45 GeV Elektrons ( $Z$ -Zerfall) vollständig in ihm enthalten ist, während HCAL, das sich außerhalb des Magneten befindet und als Rückflussjoch dient, zum Nachweis von Hadronen verwendet wird.

#### Das Elektronen Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL: **E**lectromagnetic **C**alorimeter) dient vornehmlich dem Nachweis von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen. Der geometrische Aufbau des Kalorimeters, das aus zwei Endkappen und einem zylindrischen Mittelteil (engl. *Barrel*) besteht, ist aus Abbildung 2.7 zu entnehmen.

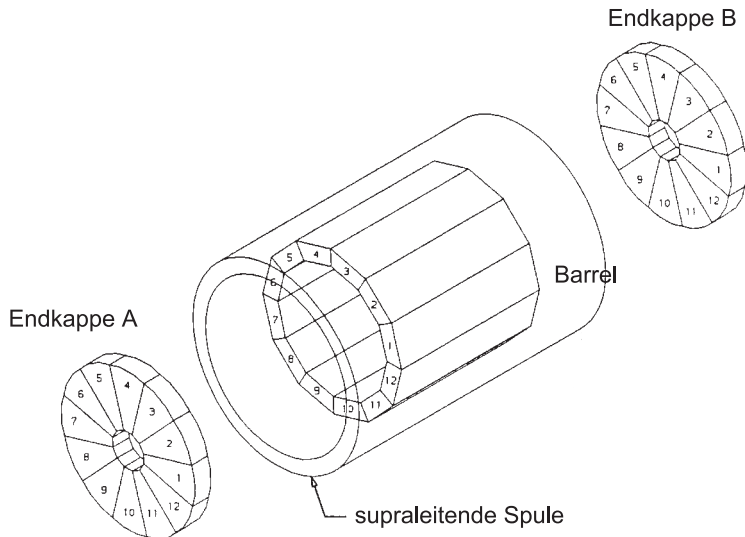


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL).

In diesem Kalorimeter sollen Elektronen und Photonen vollständig absorbiert werden. Dazu ist das ECAL als Sampling-Kalorimeter aus 45 alternierenden Schichten aus Bleiplatten und Vieldrahtkammern mit einer Gesamtdicke von  $21,5$  Strahlungslängen  $X_0$  ausgelegt. Die mit einem Gemisch aus  $80\%$  Xenon und  $20\%$  Kohlendioxid gefüllten Drahtkammern können die longitudinale und transversale Verteilung des Schauers messen. Das Schauerprofil des einfallenden Teilchens wird zur Unterscheidung von Photonen, Elektronen, Myonen und Hadronen herangezogen.

Das elektromagnetische Kalorimeter liefert eine Energieauflösung für Elektronen von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,009 \quad (2.1)$$

und eine mittlere Winkelauflösung von

$$\sigma_\phi = \sigma_\theta/\theta = \left( \frac{2,9}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0,33 \right) \text{ mrad}. \quad (2.2)$$

### Der Magnet

Zwischen ECAL und dem Hadronen-Kalorimeter befindet sich die supraleitende Spule. Diese erzeugt mit einem Strom von  $5000$  A ein Magnetfeld von  $1,5$  T. Um auch an den Enden der Spule ein möglichst homogenes Magnetfeld zu erzeugen werden zwei zusätzliche Kompensationsspulen verwendet. Die Uniformität des

Feldes beträgt etwa 2%. Als Rückflußloch dienen die Eisenlagen des Hadronen-Kalorimeters.

### Das Hadronen-Kalorimeter (HCAL)

Das Hadronen-Kalorimeter (HCAL: **H**adronic **C**ALorimeter) dient dem Nachweis und der Energiemessung stark wechselwirkender Teilchen. Das HCAL ist, wie ECAL, aufgeteilt in einen zylindrischen Mittelteil und zwei Endkappen (Abbildung 2.8). Die 22 je 5 cm dicken Eisenplatten wechseln sich mit Streamer-Rohrkammern

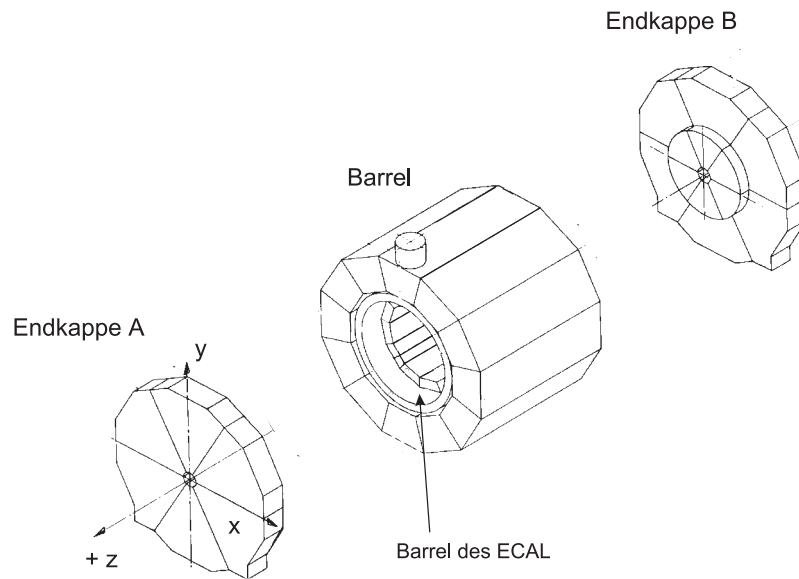


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Hadronen-Kalorimeters (HCAL).

ab und schließen mit einer 10 cm dicken Eisenschicht. Die Energieauflösung, die mit dem HCAL erreicht werden kann, ist mit

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (2.3)$$

deutlich schlechter, als die des elektromagnetischen Kalorimeters, da die Fluktuationen der Wechselwirkungs-Prozesse viel größer als bei Elektronenschauern sind und ein Teil der Energie in Formen umgewandelt werden kann, die im Detektor nicht nachgewiesen werden. So tritt eine Anregungsenergie von Kernen nicht als Energie im Kalorimeter in Erscheinung und entstandene Neutronen können das Detektorvolumen verlassen ohne weitere hadronische Schauer zu induzieren.

## Die Myonkammern

Myonen sind – neben Neutrinos, die in diesem Experiment nicht nachgewiesen werden können – die einzigen Teilchen hoher Energie, die alle bisher beschriebenen Detektorkomponenten durchdringen können. Deshalb liefern die zwei doppelagigen Streamer-Rohrkammern, die den gesamten ALEPH-Detektor umgeben, eine gute Myonidentifikation.

### 2.2.3 Die Luminositätsmonitore

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  eines Prozesses ist die genaue Kenntnis der Luminosität notwendig. Für die Produktionsrate  $dN/dt$  (dh. die pro Zeiteinheit anfallende Zahl an Ereignissen) eines Prozesses gilt:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (2.4)$$

Bei einem Elektron-Position-Speicherring ist die Strahlluminosität gegeben durch:

$$\mathcal{L} = N_B \cdot f \cdot \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.5)$$

mit:

- $N_{1,2}$  : Anzahl der Teilchen je Teilchenpaket
- $N_B$  : Anzahl der Teilchenpakete je Strahl
- $f$  : Umlauffrequenz der Teilchenpakete
- $\sigma_{x,y}$  : horizontale bzw. vertikale Strahlausdehnung

Da jedoch die definierenden Größen nicht hinreichend genau bekannt sind, wird die Luminosität mit Hilfe der Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist sehr gut bekannt und ist im Detektor dank seiner klaren einfachen Signatur gut zu identifizieren. Damit kann nach Gleichung 2.4 die Luminosität berechnet werden.

Zum Nachweis der Bhabha-Streuung werden die im Folgenden beschriebenen Luminositätsmonitore SICAL und LCAL benutzt, deren Lage innerhalb des Detektors in Abbildung 2.9 dargestellt ist. Auch für die in dieser Analyse essentielle Messung der gestreuten Strahlleptonen werden diese Detektoren benutzt.

### Das Siliziumkalorimeter (SICAL)

Der Luminositätsmonitor SICAL (**S**ilicon luminosity **C**ALorimeter) befindet sich zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes bei  $z = \pm 2,5$  m. Jedes Kalorimeter besteht aus zwei Halbmodulen, die zusammen das Strahlrohr umschliessen. Diese bestehen aus 12 alternierenden Lagen aus Wolfram mit einer Dicke von etwa  $2X_0$



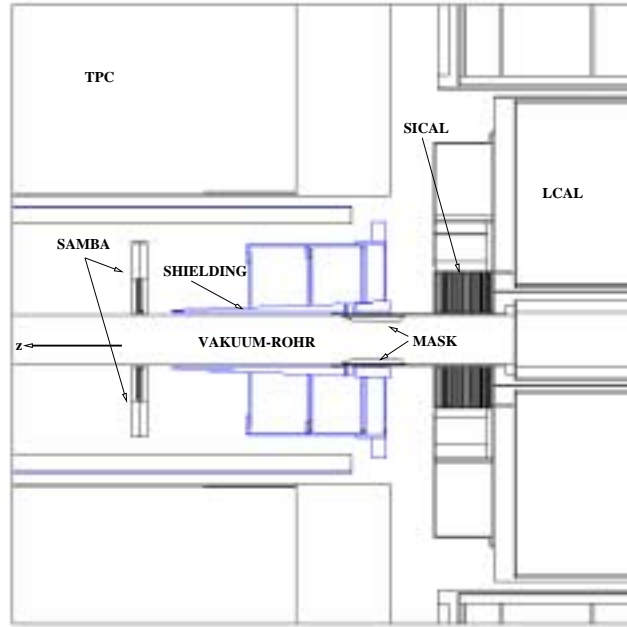


Abbildung 2.9: Lage der Luminositätsmonitore SICAL und LCAL und des Untergrundmonitors SAMBA innerhalb des Detektors.

und aus Siliziumdetektoren. SICAL deckt einen Polarwinkelbereich von 24 mrad bis 58 mrad ab. Der 1996 hinzugefügte Wolframschild zur Abschirmung von Synchrotronstrahlung reduziert den Akzeptanzbereich auf 34,5 mrad bis 58 mrad.

SICAL hat eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{23\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (2.6)$$

und eine Ortsauflösung von  $\sigma_\phi = 0,2^\circ$  am inneren bzw.  $\sigma_\phi = 0,3^\circ$  am äußeren Rand sowie eine radiale Auflösung  $\sigma_\rho = 12 \mu\text{m}$ .

### Das Luminositätskalorimeter (LCAL)

Das Luminositätskalorimeter (**L**uminosity **C**ALorimeter) besteht aus jeweils zwei mal zwei halbzyklindrischen Modulen, die paarweise am Strahlrohr angebracht sind. Jedes der Module besteht aus 38 alternierenden Lagen von Bleiplatten und Drahtkammern, die einer Dicke von insgesamt 24,8 Strahlungslängen ( $X_0$ ) entsprechen. Die Drahtkammern sind mit einem Gemisch aus 80% Xenon und 20% Kohlendioxid gefüllt. Der innere Radius des Luminositätskalorimeters beträgt 10 cm, der äußere 52 cm. Es befindet sich in einer Entfernung von 262,5 cm von Primärvertex und deckt damit einen Winkelbereich von 37 mrad bis 196 mrad ab.

LCAL erreicht eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,011 + \frac{15\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (2.7)$$

und eine Winkelauflösung von

$$\sigma_{\theta,\phi} = 0,15 \text{ mrad} + \frac{2,5 \text{ mrad}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}. \quad (2.8)$$

### Das Bhabhakalorimeter (BCAL)

Zur schnellen Bestimmung der instantanen Luminosität dient das Bhabhakalorimeter (**B**habha **C**ALorimeter). Es befindet sich in einer Entfernung von 770 cm von Primärvertex. Es besteht aus 20 alternierenden Lagen von Silizium-Szintillatoren und Wolframplatten. Mit Hilfe einer dotierten Siliziumlage, die bei etwa 8 Strahlungslängen  $X_0$  liegt, wird die Position des Schauerkerns bestimmt. Der Akzeptanzbereich dieses Detektors hängt stark von der Energie der Elektronen ab, weil sie einen Quadrupol-Magneten, der den einlaufenden Teilchenstrahl fokussiert, durchlaufen müssen. Elektronen mit 80 GeV bis 100 GeV können in einem Polarwinkel-Bereich von etwa 5 mrad bis 12 mrad nachgewiesen werden.

Die hohen Ereignisraten erlauben eine sehr schnelle Luminositätsmessung, die aber regelmäßig mit Hilfe der genaueren LCAL-Messung geeicht werden muss.

Das Bhabhakalorimeter kann auch zur Messung gestreuter Elektronen aus Photon-Photon-Wechselwirkungen verwendet werden [46].

### Der Untergrund-Monitor (SAMBA)

Die beiden Module des Untergrund-Monitors SAMBA (**S**mall **A**ngle **M**onitor for **B**ACKground) bestehen aus jeweils zwei planaren Vieldraht-Proportionalkammern, deren Drahtlagen um  $90^\circ$  gegeneinander verdreht sind. Die Module umfassen das Strahlrohr bei  $z = \pm 1,9 \text{ m}$  und decken einen Polarwinkel-Bereich von 33 mrad bis 63 mrad ab. Sie dienen der Überwachung des strahlbedingten Untergrunds. Die Hochspannungs-Versorgung der Spurkammern wird erst angeschaltet, wenn der SAMBA-Monitor günstige Bedingungen meldet.

## 2.2.4 Datenerfassung und -verarbeitung

Die große Zahl an Auslesekanälen (über 700.000) und die hohe Rate von Strahlkreuzungen (etwa 45 kHz) erzwingt eine frühzeitige Selektion der Daten, da eine Auslese und Speicherung aller Ereignisse weder technisch möglich noch sinnvoll ist. Die Entscheidung, ob ein Ereignis aufgenommen werden soll, ist Aufgabe des Triggers.

Anschließend müssen die abgespeicherten Rohdaten noch aufbereitet werden, um sie für weitere Analysen überschaubar und einfach nutzbar zu machen.

### Der Trigger

Neben den interessierenden Ereignissen treten auch viele sogenannte Untergrundeignisse auf. Letztere sind zum Beispiel Wechselwirkungen zwischen Strahlelektronen und Restgasatomen im Strahlrohr. Auch die Strahlelektronen selbst können, wenn sie weit genug von Strahl abweichen, den Detektor erreichen. Alle Teilchen als solchen Prozessen, die im Detektor nachgewiesen werden, kann man vereinfacht als “off-momentum Teilchen” bezeichnen.

Bei einer Kollisionsrate von etwa 45 kHz und einer maximalen Ausleserate von einigen Hertz ist eine starke Reduktion notwendig. Die unerwünschten Ereignisse sollen so früh wie möglich erkannt werden, damit die Datennahme gestoppt wird und der Detektor für die nächste Kollision wieder auslesebereit ist. Andererseits soll die Detektions-Effizienz für erwünschte physikalische Ereignisse so wenig wie möglich beeinträchtigt werden. Im ALEPH-Experiment ist das Triggersystem in drei Stufen unterteilt:

- Mit der erste Stufe (Level 1) wird eine schnelle Vorentscheidung über Ereignisse getroffen. Dazu werden die Energiedepositionen im ECAL, HCAL und LCAL oder Koinzidenzen zwischen geladenen Spuren in der ITC und elektromagnetischen Schauern in einem der Kalorimeter genutzt.
- Die zweite Stufe (Level 2) verifiziert die Entscheidungen der ersten Stufe mit Spurinformatoren aus der TPC, die etwa  $50 \mu\text{s}$  nach dem Beam-crossing verfügbar ist.
- In der dritten Stufe (Level 3) werden Strahl-Gas Wechselwirkungen und off-momentum Teilchen verworfen.

Zusätzlich zu den von Triggersystem akzeptierten Ereignissen wird der Detektor etwa alle 20 Sekunden ausgelesen. Diese sogenannten „Random trigger“ Ereignisse werden zur Abschätzung der Tiggereffizienz oder – wie in dieser Arbeit – zur Bestimmung des off-momentum Untergrunds benutzt.

## 2.3 Aufbereitung der Daten und Ereignissrekonstruktion

Die aufgenommenen Daten werden mit Hilfe des Programmpaketes JULIA (**J**ob to **U**nderstand **L**EP Interactions at **A**LEPH) weiterverarbeitet. Aus den einzelnen Signalen der Drähte und Kathodenplättchen werden zusammenhängende Spuren gebildet, und die Informationen der Kalorimeter werden zu Bündeln (engl. *Cluster*) zusammengefaßt und deren deponierte Energien und Schauer-Schwerpunkte bestimmt. Mit Hilfe von Impuls- und Energiebestimmung, differentiellm Energieverlust und Schauerprofilen wird eine erste Teilchenidentifikation durchgeführt.

Die rekonstruierten Objekte werden schließlich in Klassen eingeteilt und stehen zur weiteren Analyse mit Hilfe des Programmpaketes ALPHA zur Verfügung.

Von großer Bedeutung in dieser Analyse sind die Spuren geladener Teilchen. Im homogenen Magnetfeld des Detektors bewegt sich ein geladenes Objekt auf einer Helix, deren Symmetrieachse parallel zum magnetischen Feld, also in Richtung der Strahlachse, liegt. Grundlage für die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen sind die Raum-Messpunkte der Spurkammern (VDET, ITC und TPC). Durch die Punkte, die einer Spur zugeordnet werden, wird eine Helix gelegt. Aus dem Krümmungsradius kann der Transversalimpuls bestimmt werden und mit diesem aus der Steigung der Impulsbetrag. Der Punkt der nächsten Annäherung der Helix an den nominalen Wechselwirkungspunkt dient zur Abschätzung der beiden Richtungsparameter des Impulses. Schließlich kann aus der Ladungsdeposition auf den Signaldrähten der TPC noch die spezifische Ionisation  $dE/dx$  dieser Spur bestimmt werden.

### 2.3.1 Der Energiefluss-Algorithmus

Der Energiefluss-Algorithmus (EFLW) wurde entwickelt, um die Energieauflösung der rekonstruierten geladenen und neutralen Teilchen zu verbessern. Zusätzlich wird versucht, Doppelzählungen zum Beispiel von überlappenden oder nicht zugeordneten Kalorimetermessungen zu vermeiden.

Der Algorithmus wird innerhalb des JULIA-Programms angewendet und hat die im Folgenden aufgelisteten Haupteigenschaften:

- Um Doppelzählungen von niederenergetischen Spuren geladener Teilchen zu vermeiden, die in der TPC Spiralbahnen beschreiben, und um schlecht vermessene Spuren zu verwerfen, werden auf die Spuren Qualitätsschnitte angewendet. Jede Spur muss aus einem Zylinder von 20 cm Länge (in  $z$ -Richtung) und einem Radius von 2 cm um den nominalen Wechselwirkungspunkt kommen. Um eine gute Rekonstruktion zu ermöglichen, werden mindestens 4 Koordinaten in der TPC verlangt.
- Um gegen Rauschen unempfindlicher zu sein, werden Mindestenergien für jedes Kalorimeter verlangt.
- Die Spuren geladener Teilchen werden in die Kalorimeter extrapoliert und assoziierte Kalorimetermessungen werden diesen zugeordnet. Die Kombination der Messungen führt zu einer höheren Genauigkeit.

## 2.4 Simulation des Detektors

Zur Interpretation der Messergebnisse ist eine genaue Kenntnis der Effizienzen und Akzeptanzen des Detektors nötig. Mit Hilfe des statistischen Verfahrens der

Monte-Carlo-Simulation können diese Größen für einen komplexen Detektor abgeschätzt werden. Dazu bedient man sich der simulierten Datensätze (Abschnitt 1.5), in denen die Vierervektoren der langlebigen Teilchen gespeichert sind. Mit Hilfe des Simulations-Pakets GALEPH [47] (**GEANT** [48] for **ALEPH**) werden die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert. Dabei sind die Mess-Signale der einzelnen Detektorkomponenten besonders wichtig. Die simulierten Daten werden genau so behandelt, wie die realen, mit dem Detektor aufgenommenen Daten.

# 3. Analyse

Das Ziel dieser Analyse ist die Messung der hadronischen Wechselwirkungen virtueller Photonen ( $\gamma^*$ ). Virtuelle Photonen können selektiert werden, in dem die im Zuge der Photonabstrahlung gestreuten Elektronen nachgewiesen werden (siehe auch Abschnitt 1.3.1). Die Wechselwirkungen zweier virtueller Photonen können also in Ereignissen gemessen werden, in denen beide gestreuten Elektronen nachgewiesen werden, den sogenannten *doppelt markierten Ereignissen*. Die so definierte Klasse von Ereignissen hängt natürlich davon ab, in welchem Bereich sich die Detektoren befinden, mit denen die Elektronen nachgewiesen werden.

Für diese Analyse wurden die am ALEPH-Detektor bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s_{e^+e^-}}$  zwischen 189 GeV und 208 GeV aufgenommenen Daten verwendet. Diese aus den Jahren 1998 bis 2000 stammenden Daten entsprechen einer integrierten Luminosität  $\int \mathcal{L} dt$  von  $640 \text{ pb}^{-1}$ .

## 3.1 Auswahl der Ereignisse

Die Ereignisauswahl wird hier in drei Teilen vorgestellt. Zuerst wird die Detektion der gestreuten Leptonen beschrieben (Abschnitt 3.1.1). Es folgt die Beschreibung des Nachweises des hadronischen Systems (Abschnitt 3.1.2) und einer einfachen Untergrundreduktion (Abschnitt 3.1.3).

In den Gleichungen 3.1 - 3.6 werden zunächst alle Bedingungen aufgelistet, die von den gewünschten Ereignissen erfüllt werden müssen. Die verwendeten Größen werden in den folgenden Abschnitten definiert und erläutert.

Die Gleichungen 3.1 und 3.2 spiegeln genau die theoretischen Anforderungen wieder. Es wird verlangt, dass die Energie jedes gestreuten Elektrons  $E_{\text{Elektron}}$  mindestens 30% der Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$  beträgt. Die aus den nachgewiesenen Hadronen berechnete Masse der hadronischen Endzustandes muss größer als 3 GeV sein.

In Gleichung 3.3 ist der für die Messung der gestreuten Elektronen zugängliche Polarwinkelbereich angegeben. Unter Polarwinkeln  $\theta_{\text{Elektron}}$  von 55 mrad bis 60 mrad gestreute Elektronen können nicht gemessen werden. Der zugehörige Phasenraumbereich wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation interpoliert.

In den Gleichungen 3.4 - 3.6 werden zusätzliche Einschränkungen definiert, die für eine Messung nötig sind. Der dadurch nicht zugängliche Phasenraumbereich

muss extrapoliert werden. Im Einzelnen wird verlangt, dass die Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen  $n_{\text{geladen}}$  größer als 2 ist, die gemessene Energie  $E_{\text{gesamt}}$  mindestens 70% der Schwerpunktsenergie ist, wobei  $E_{\text{gesamt}}$  die Summe der Energien der Elektronen und aller gemessenen Hadronen ist, und dass der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron  $\Phi$  kleiner als  $179.5^\circ$  ist.

$$E_{\text{Elektron}} > 0.3 \cdot E_{\text{Strahl}} \quad (3.1)$$

$$W_{\gamma\gamma} > 3 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

$$\theta_{\text{Elektron}} \in \begin{cases} [35 \text{ mrad} - 55 \text{ mrad}] & \text{für SICAL} \\ [60 \text{ mrad} - 155 \text{ mrad}] & \text{für LCAL} \end{cases} \quad (3.3)$$

$$n_{\text{geladen}} \geq 3 \quad (3.4)$$

$$E_{\text{gesamt}} > 0.7 \cdot 2E_{\text{Strahl}} \quad (3.5)$$

$$\Phi < 179.5^\circ \quad (3.6)$$

### 3.1.1 Nachweis der gestreuten Elektronen

Die Abstrahlung von Photonen durch die Elektronen erfolgt meist unter kleinen Winkeln und bei niedrigen Energien. Die Elektronen werden also nur leicht abgelenkt. Daher eignen sich zum Nachweis der Elektronen besonders diejenigen Detektoren, die möglichst dicht an der Strahlachse sind. Für diese Analyse wurden die Luminositätsmonitore SICAL und LCAL zum Nachweis der Elektronen gewählt.

In diesen Detektoren werden alle Objekte ausgewählt, die eine Energie von mindestens 15% der Strahlenergie haben. Alle weiteren Energiedepositionen in einem Abstand von weniger als 20 mrad vom gestreuten Elektron (gemessen vom Wechselwirkungspunkt) werden hinzuaddiert. Dafür gibt es zwei Gründe:

1. Zum einen soll sichergestellt werden, dass der elektromagnetische Schauer vollständig erfasst wird. Der zusammengefasste Bereich muss also deutlich größer sein, als die Schauerbreite (siehe Molière-Radius in [49]).
2. Zum anderen wird auch ein großer Teil der von den Elektronen nach der Wechselwirkung abgestrahlten Photonen (engl.: *Final State Radiation* FSR) mit berücksichtigt.

Diejenigen Objekte, die nahe am Rand der Detektoren gefunden werden, verwendet man nicht, weil der zugehörige elektromagnetische Schauer oft nur teilweise im Detektor enthalten ist<sup>1</sup>. Die dadurch bedingte schlechte Energieauflösung macht diese Bereiche unbrauchbar.

---

<sup>1</sup>Die Spalten zwischen den LCAL-Modulen werden nicht separat ausgespart, weil die beobachteten kleinen und gut simulierten Effekte keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse dieser Analyse haben.

Alle Objekte, die so ausgewählt werden, sind mit großer Wahrscheinlichkeit gestreute Elektronen. Hadronen oder andere Leptonen stellen nur einen kleinen Untergrund dar. Daher werden alle selektierten Kandidaten vereinfacht als Elektronen bezeichnet.

Der strahlnahe Luminositätsdetektor BCAL wurde ebenfalls zur Messung doppelt markierter Zwei-Photon Ereignisse verwendet [46]. Über den Nachweis von Elektronen in diesem Detektor lassen sich nur Photonen mit kleinen Virtualitäten von etwa  $0,3 \text{ GeV}^2$  auswählen. Damit lässt sich der Übergang von nicht-perturbativen zu perturbativen Wechselwirkungen untersuchen. Für die hier vorgestellte Analyse ist dieser Bereich ungeeignet.

Auch größere Winkel als  $155 \text{ mrad}$  können auftreten. In diesem Fall können die Leptonen mittels ECAL nachgewiesen werden. Solche Ereignisse sind jedoch vergleichsweise selten, während der weniger winkelabhängige  $q\bar{q}$ -Untergrund größer ist. Da die Einbeziehung von Ereignissen aus diesem Winkelbereich praktisch keinen Einfluß auf die Ergebnisse hat, wird ECAL in dieser Analyse nicht benutzt.

#### 3.1.2 Nachweis des hadronischen Systems

Mit dem Nachweis von zwei Elektronen in den Luminositätsdetektoren werden hauptsächlich vier Arten von Ereignissen selektiert:

- Bhabha-Ereignisse ( $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ ),
- Koinzidenzen von einfach markierten  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen und strahlbedingtem Untergrund (siehe Abschnitt 3.2.3),
- doppelt markierte leptonische  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen und
- doppelt markierte hadronische  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen.

Um die ersten beiden unerwünschten Arten von Ereignissen zu unterdrücken ist es nötig, die hadronischen Endzustände explizit nachzuweisen. Das geschieht über die relativ hohe Multiplizität geladener Teilchen der hadronischen Endzustände. Bhabha-Ereignisse haben (zusätzlich zu den beiden gestreuten Elektronen) normalerweise keine, und leptonische  $\gamma\gamma$ -Ereignisse genau zwei geladene Teilchen im Endzustand. Die hadronischen Systeme (im in dieser Analyse benutzten Phasenraum) weisen aber im Mittel 6 geladene Teilchen auf<sup>2</sup>.

Daher müssen also mindestens drei gut vermessene Spuren geladener Teilchen verlangt werden. Damit werden die Bhabha-Ereignisse, die nur bei Abstrahlung von Photonen durch die Elektronen nach der eigentlichen Wechselwirkung von null verschiedene Multiplizitäten haben können, praktisch vollständig unterdrückt. Leptonische Ereignisse, die nur über hadronische  $\tau$ -Zerfälle oder Wechselwirkung

---

<sup>2</sup>Die Multiplizitäts-Verteilung ist im nächsten Kapitel dargestellt



mit Detektormaterie Endzustände mit mehr als zwei Teilchen erreichen, werden stark unterdrückt.

Zusätzlich wird noch verlangt, dass der gemessene hadronische Endzustand mindestens eine Masse  $W_{\gamma\gamma}$  von 3 GeV hat. Angesichts der großen Virtualitäten der Photonen und der resultierenden hohen Energie des Endzustandes ist dies aber nur eine kleine Einschränkung des Phasenraums.

### 3.1.3 Reduktion des Untergrundes

In Gleichung 3.5 wird verlangt, dass mindestens 70% der zur Verfügung stehenden Energie des  $e^+e^-$ -Schwerpunktssystems ( $\sqrt{s} = 2E_{\text{Strahl}}$ ) nachgewiesen wird. Die nachgewiesene Gesamtenergie  $E_{\text{gesamt}}$  ist dabei die Summe der Energien der nachgewiesenen Elektronen und des hadronischen Systems.

Dadurch werden solche Ereignisse unterdrückt, bei denen ein wesentlicher Teil der Energie nicht nachgewiesen wird, weil Teilchen in Richtung des Strahlrohrs fliegen und deshalb keinen Detektor passieren. Durch diese Bedingung gehen nur extrem schlecht vermessene Signal-Ereignisse verloren.

Es gibt eine besondere Klasse von Untergründereignissen, deren Beitrag sich nur schlecht simulieren lässt, die aber leicht und sauber selektiert werden können: Überlagerungen von Bhabha- und nicht markierten Zwei-Photon Ereignissen. Diese beiden Ereignistypen haben einen großen Wirkungsquerschnitt. Es kann also vorkommen, dass zwei solche Ereignisse simultan bei einer Strahlkreuzung auftreten.

Zur Abschätzung der Messrate solcher Überlagerungs-Ereignisse kann man zunächst aus dem Bhabha-Ereignis-Wirkungsquerschnitt bestimmen, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, ein Bhabha-Ereignis in einem beliebigen anderen Ereignis zu finden. Diese beträgt etwa  $10^{-5}$  für die in den Jahren 1998 bis 2000 aufgenommenen Daten. Wird nun angenommen, dass 1999 etwa 2000 000 nicht markierte hadronische Zwei-Photon Ereignisse aufgetreten sind, so erwartet man folglich etwa 20 Datenereignisse, die ein Bhabha- und ein Zwei-Photon Ereignis enthalten. Diese Zahl ist aber mit einem sehr großen Fehler behaftet, weil die Triggereffizienz für solche Ereignisse nicht bekannt ist. Der Fehler durch den nur ungenau bekannten Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitt ist im Vergleich dazu klein.

Auf Grund der klaren Signatur, die Bhabha-Ereignisse im Detektor hinterlassen, können diese Ereignisse ausgewählt werden. Der Winkel  $\Phi$  zwischen Elektron und Positron ist im Rahmen der Meßgenauigkeit immer größer als  $179,5^\circ$ . Nur ein geringer Teil der doppelt markierten Zwei-Photon Ereignisse ist im Bereich von  $179,5^\circ$  bis  $180,0^\circ$  zu finden. In diesem Bereich wird nur ein Ereignis erwartet (Signal- und Untergrund-Simulationen ohne Bhabha-Untergrund-Ereignisse). Der beobachtete Überschuß von 25 Ereignissen ist gut verträglich mit der errechneten Anzahl von 20 Ereignissen. Wegen dieser hohen Untergrundrate wird der Bereich  $\Phi > 179,5^\circ$  nicht verwendet.

## 3.2 Untergrundbestimmung

Der nach der Selektion verbleibende Untergrund lässt sich in drei Rubriken unterteilen, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden:

- Leptonische doppelt markierte  $\gamma^*\gamma^*$ -Ereignisse,
- physikalischer Untergrund und
- Koinzidenzen von einfach markierten  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen und strahlbedingtem Untergrund (siehe Abschnitt 3.2.3),

Im Folgenden werden diese Untergrundquellen definiert und die jeweiligen Beiträge abgeschätzt.

### 3.2.1 Leptonische Zwei-Photon Ereignisse

Der Wirkungsquerschnitt leptonischer Zwei-Photon Ereignisse ist gut bekannt. Sie werden mit dem PHOT02 Monte-Carlo-Generator simuliert. Als Untergrund treten nur doppelt markierte Ereignisse auf und keine, bei denen die Leptonen oder deren Zerfallsprodukte als markierte Elektronen fehlgedeutet werden. Auf Grund des Multiplizitätsschnitts können nur solche Ereignisse einen Untergrund darstellen, deren Endzustand mehr als zwei Spuren geladener Teilchen enthält. Das sind zu 90%  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse und zu 10%  $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse,  $e^+e^-$ -Ereignisse wurden nicht beobachtet. Deshalb wird diese Untergrundquelle im weiteren vereinfacht nur als  $\tau\tau$  Untergrund bezeichnet.

### 3.2.2 Unerwünschte Annihilations-Ereignisse

Annihilations-Ereignisse können als doppelt markierte Ereignisse fehlgedeutet werden. Dabei handelt es sich um Reaktionen des Typs  $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$  mit zusätzlicher Bremsstrahlung im Anfangszustand (ISR) oder im Endzustand (FSR). Die abgestrahlten Photonen und einzelne Hadronen können in den Luminositätsmonitoren SICAL und LCAL nicht von gestreuten Elektronen aus  $\gamma^*\gamma^*$ -Wechselwirkungen unterschieden werden. Solche Ereignisse können eine Signatur im Detektor hinterlassen, die derjenigen von doppelt markierten Zwei-Photon Ereignissen sehr ähnlich ist, und die damit einen Untergrund für diese Messung darstellen. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von W-Paaren und Z-Paaren ist so klein, dass sie als Untergrundquelle vernachlässigbar sind.

Direkte Leptonpaarerzeugung  $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$  kann zu der komplexen Topologie ebenfalls kaum beitragen und wird nicht beobachtet.

Der Anteil an Annihilations-Ereignissen wird mit Hilfe der KORALZ Monte-Carlo Simulation abgeschätzt. Alternativ wurden auch die Generatoren PYTHIA

und HERWIG benutzt. Die Ergebnisse sind weitgehend konsistent. Sie unterscheiden sich nur für Ereignisse mit zweifacher Anfangsbremsstrahlung, die nur in KORALZ richtig behandelt wird [50].

### 3.2.3 Abschätzung des strahlbedingten Untergrunds

Mit strahlbedingtem Untergrund ist hier eine Überlagerung von *off-momentum Elektronen* (Definition im Folgenden) mit physikalischen Ereignissen gemeint. So kann ein einfach markiertes Zwei-Photon Ereignis, das zusammen mit einem hochenergetischen off-momentum Elektron gemessen wird, für ein zweifach markiertes Ereignis gehalten werden.

Als off-momentum Elektronen bezeichnet man dabei jeglichen strahlbedingten Untergrund, der genügend Energie hat, um ein gestreutes Elektron vorzutauschen. Eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen ist in diesem Zusammenhang unerheblich und findet nicht statt.

Um die Wahrscheinlichkeit für diese Ereignisse zu bestimmen, wird zunächst die Rate und Verteilung der off-momentum Elektronen aus den Daten bestimmt. Danach werden Ereignisse generiert, die solch ein Elektron enthalten.

#### off-momentum Elektronen

Eine Möglichkeit strahlbedingte Energiedeposition im Detektor zu bestimmen, besteht in der Auswahl von Ereignissen eines eindeutigen physikalischen Prozesses, in denen dann nach weiteren Energiedepositionen im Detektor gesucht wird. Dazu bieten sich Bhabha-Ereignisse an, da diese einerseits einen großen Wirkungsquerschnitt haben und andererseits eine sehr einfache Signatur im Detektor hinterlassen. Dadurch lassen sich zusätzlich zum Bhabha-Ereignis auftretende off-momentum Elektronen einfach selektieren.

Im SICAL gemessene Bhabha-Ereignisse werden nicht verwendet, weil nur jedes fünfte dieser Ereignisse abgespeichert wird und diese damit selten gegenüber den im LCAL nachgewiesenen Bhabha-Ereignissen auftauchen. Im LCAL gemessene Bhabha-Ereignisse werden selektiert, indem gefordert wird, dass zwei Objekte mit einer Energie von 92% bis 108% der Strahlenergie und einem Winkel von mindestens 178 Grad zueinander gemessen werden. Dadurch wird ein sehr reines Bhabha-Ereignis-Sample selektiert. Letzteres ist nötig, damit abgestrahlte energiereiche Photonen nicht als off-momentum Elektronen selektiert werden. Jede zusätzliche Energiedeposition in SICAL und LCAL mit mehr als 12% der Strahlenergie, die mindestens 50 mrad von beiden Bhabha-Elektronen entfernt ist, wird als off-momentum Elektron bezeichnet.

### 3. Analyse

Alternativ lassen sich die off-momentum Elektronen auch mit Hilfe von völlig zufällig ausgelesenen Ereignissen <sup>3</sup> (engl. *random trigger*) bestimmen. Alle Einträge mit einer Energie von mehr als 12% der Strahlenergie im SICAL und LCAL sind mit großer Wahrscheinlichkeit off-momentum Elektronen, weil die Wahrscheinlichkeit für deren Auftreten wesentlich größer ist als die einer Elektron-Positron-Wechselwirkung.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Methoden besteht in der Normierung. Die aus den im LCAL nachgewiesenen Bhabha-Ereignissen bestimmte Rate ist auf die Luminosität normiert, während die anhand der zufälligen Ereignisse bestimmte Rate auf das Produkt aus Maschinenlaufzeit und Strahlstrom normiert ist. Die Resultate der beiden Methoden werden in Abbildung 3.1 gegenübergestellt.

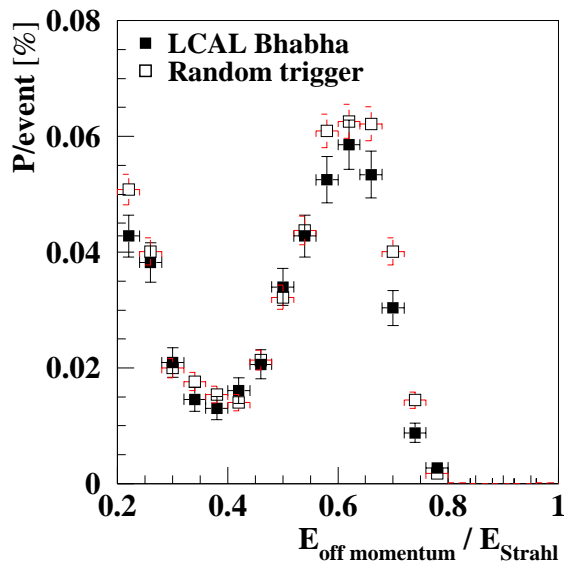


Abbildung 3.1: Vergleich der off-momentum Raten des Jahres 1998, die aus LCAL-Bhabha- bzw. aus den zufällig ausgelesenen Ereignissen bestimmt werden.

Die beobachteten Unterschiede der Raten sind statistisch kaum signifikant. Daher werden die Ergebnisse der beiden Methoden im Folgenden zusammengefasst. In Tabelle 3.1 finden sich die Wahrscheinlichkeiten, ein off-momentum Elektron in einem Ereignis zu sehen, separiert nach der Seite des Detektors und dem Jahr der Datennahme. Deutlich zu erkennen ist, dass die Raten in den betrachteten Jahren und auf den beiden Seiten des Detektors recht unterschiedlich sind.

In Abbildung 3.2 sind einige Verteilungen der off-momentum-Elektronen dargestellt. Auf der Ordinate ist jeweils die Wahrscheinlichkeit  $P$  in Prozent dafür

<sup>3</sup>Der ALEPH-Detektor wird alle 150 000 Strahlüberkreuzungen (also etwa alle 20 Sekunden) vollständig ausgelesen. Normalerweise werden diese Ereignisse zur Bestimmung des Detektorrauschens benutzt.

Jahr	Seite A	Seite B
1998	$2.66 \pm 0.05$	$2.07 \pm 0.05$
1999	$1.10 \pm 0.04$	$2.25 \pm 0.05$
2000	$1.06 \pm 0.07$	$1.48 \pm 0.09$

Tabelle 3.1: Wahrscheinlichkeit  $P$  in Promille ein off-momentum Elektron in einem Ereignis zu finden

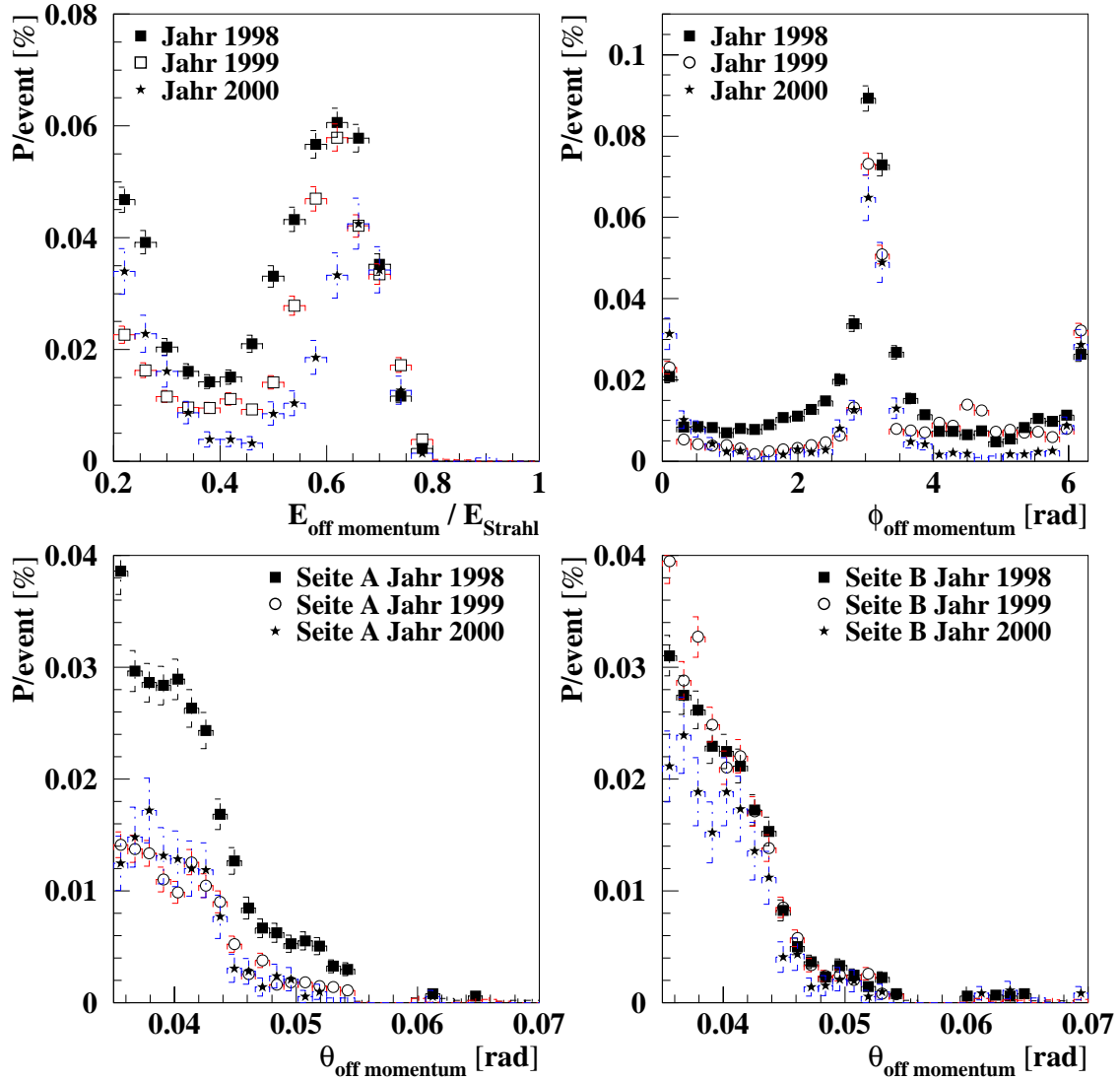


Abbildung 3.2: Eigenschaften der off-momentum Elektronen. (Erläuterung im Text)

### 3. Analyse

eingetragen, ein off-momentum-Elektron in einem beliebigen Ereignis im entsprechenden Abszissen-Bereich zu beobachten. Links oben in Abbildung 3.2 ist die relative Energie  $E_{\text{off-momentum}}/E_{\text{Strahl}}$  der Elektronen dargestellt. Ein großer Anteil der entkommenen Strahlteilchen hat eine Energie von etwa 60 GeV. Dass sich erwartungsgemäß ein großer Teil der Elektronen in der LEP-Ebene und da vor allem an der Außenseite (im ALEPH-Koordinatensystem bei  $\phi = \pi$ ) befindet, ist rechts oben in Abbildung 3.2 zu sehen. In den beiden unteren Verteilungen von Abbildung 3.2 ist der Polarwinkel zur Strahlachse getrennt nach der Seite des Detektors aufgetragen. Off-momentum-Elektronen werden vornehmlich unter kleinen Winkeln beobachtet. Deutlich zu erkennen ist die Lücke zwischen SICAL und LCAL (55 mrad bis 60 mrad).

Die Form der Verteilungen hängt stark von den Einstellungen des Beschleunigers ab. Aus Beobachtungen bei der Datennahme ist bekannt, dass zum Beispiel eine kleine Korrektur der Kollimatoreinstellung die off-momentum Rate leicht halbieren oder auch verdoppeln kann. Deshalb wäre eine Einteilung der Ratenbestimmung in kürzere Intervalle wünschenswert. Damit könnten zum Beispiel besonders stark belastete Perioden aus der Analyse ausgeklammert werden. Das ist jedoch auf Grund der geringen Statistik nicht möglich.

Zur Überprüfung dieser Ergebnisse kann man die Wahrscheinlichkeit dafür berechnen, zwei off-momentum Elektronen in einem Bhabha- oder random trigger-Ereignis zu sehen. Dabei wird angenommen, die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von off-momentum Elektronen auf Seite A und Seite B des Detektors seien unabhängig. Die berechneten sowie die beobachteten Anzahlen von Ereignissen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die gute Übereinstimmung der Werte legt nahe, dass die Wahrscheinlichkeiten tatsächlich weitgehend unabhängig sind.

Jahr	Anzahl	
	berechnet	gesehen
1998	5,5	7
1999	3,1	4
2000	0,33	1

Tabelle 3.2: Berechnete und beobachtete Anzahl von Ereignissen mit zwei off-momentum Elektronen.

Die somit gewonnenen Informationen über off-momentum Elektronen werden im Folgenden genutzt, um den Anteil des Untergrunds abzuschätzen, der durch eine Überlagerung von einfach markierten Ereignissen und diesen den Strahl verlassenden Elektronen herrührt.

### Einfach markierte Ereignisse mit zusätzlichen off-momentum Elektronen

Es gibt physikalische Ereignisse, die durch Hinzufügen eines den Strahl verlassenden Elektrons eine Topologie aufweisen, die derjenigen von doppelt markierten Zwei-Photon Ereignissen sehr ähnlich ist. Dies sind einfach markierte Zwei-Photon Ereignisse und deren Untergrund, wie sie in der Analyse der hadronischen Photonstrukturfunktion  $F_2^\gamma$  [51] untersucht wurden. Solche Ereignisse stellen für diese Analyse einen Untergrund dar.

Der durch diese Überlagerungen entstehende Untergrund wird abgeschätzt, indem je ein fehlgeleitetes Elektron mit einem einfach markierten Zwei-Photon Ereignis kombiniert wird. Die einfach markierten Ereignisse wurden mit dem Monte-Carlo-Generator HERWIG simuliert. Der Wirkungsquerschnitt errechnet sich als Produkt des generierten Wirkungsquerschnitts und der Wahrscheinlichkeit  $P$  für das Auffinden eines off-momentum-Elektrons. Alternativ wurden auch einfach markierte Ereignisse in den Daten selektiert und mit einem fehlgeleiteten Elektron kombiniert. Die Ergebnisse sind konsistent.

## 3.3 Verschiedenes

Bevor die Ergebnisse der Selektion vorgestellt werden, soll hier noch auf einige Details hingewiesen werden.

### 3.3.1 Anfangs- und Endzustandsbremsstrahlung

Wenn die Elektronen nach der eigentlichen Wechselwirkung Photonen abstrahlen (engl. *final state radiation* FSR), werden die Photonen wegen der begrenzten Ortsauflösung der Kalorimeter meist nicht einzeln nachgewiesen, sondern den Elektronen zugeordnet. Ein systematisch relevanter Messfehler kann also nur auftreten, wenn Photonen hoher Energie unter großen Winkeln abgestrahlt werden. Da dies jedoch stark unterdrückt ist, kann der sehr kleine entstehende systematische Effekt vernachlässigt werden.

Eine anderes Bild ergibt sich für die Photon-Abstrahlung vor der erwünschten  $\gamma^*\gamma^*$ -Wechselwirkung (engl. *initial state radiation* ISR). In diesem Fall verbleiben ISR-Photonen meist im Strahlrohr und sind somit nicht nachweisbar. Effekte durch die geringere zur Verfügung stehende Energie sind für der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung klein. Anders sieht es aber aus bei der Vermessung der gestreuten Leptonen. Zum einen ist der festgestellte Energieverlust  $\Delta E_{\text{sichtbar}} = E_{\text{Strahl}} - E_{\text{tag}}$  systematisch größer als der wahre Energieverlust  $E_{\text{Strahl}} - E_{\text{tag}} - E(\gamma_{\text{ISR}})$ , zum anderen wird die Polarwinkelverteilung verwischt. So werden zum Beispiel Elektronen, die bei der  $\gamma^*\gamma^*$ -Wechselwirkung weniger als 35 mrad abgelenkt werden, in einigen Fällen noch nachgewiesen. Da der Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem Polarwinkel stark abfällt, ist auch dieser Effekt zu berücksichtigen.

Diese Effekte lassen sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren abschätzen. Es kann gezeigt werden, dass sie für die hier vorgestellte Analyse zu vernachlässigen sind [52].

In Vorgriff auf Abschnitt 3.3.3 sei jedoch schon hier gesagt, dass die Auswirkungen keinesfalls grundsätzlich vernachlässigbar sind. Während ein überschätzter Energieverlust  $\Delta E_{\text{sichtbar}}$  von einigen GeV bei einem gestreuten Elektron von etwa 100 GeV kaum ins Gewicht fällt, stellen eine Überschätzung der hadronischen Masse von einigen GeV bei kleinen tatsächlichen Massen ein großes Problem dar. Dieses tritt nur auf, wenn die Masse des hadronischen Systems aus den Viererimpulsen der gestreuten Elektronen berechnet wird. Wird die Masse aus den gemessenen Hadronen bestimmt, so haben Bremsstrahlungs-Korrekturen nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Messung. Nähere Informationen und eine graphische Veranschaulichung der Situation findet sich in Abschnitt 3.3.3.

#### 3.3.2 Bestimmung der Triggereffizienz

Das Triggersystem des ALEPH-Detektors ist darauf ausgelegt, hochenergetische physikalische Ereignisse mit hoher Effizienz bei nur geringer Totzeit des Detektors aufzunehmen. Die Totzeit wird dadurch klein gehalten, dass die Schwellen für die Detektorauslese hoch angesetzt werden. Im Umkehrschluß heißt das, dass die überwiegend niederenergetischen  $\gamma\gamma$ -Ereignisse nicht immer ausgelesen werden. Da zudem der Trigger in der Detektorsimulation nicht berücksichtigt wird, ist eine Abschätzung der Triggereffizienz oft schwierig und mit großen Fehlern behaftet.

Die Triggereffizienz lässt sich aus den Raten zumindest zweier unabhängiger Trigger oder Gruppen von Triggern bestimmen. Die doppelt markierten Ereignisse, bei denen beide Elektronen im LCAL nachgewiesen werden, eignen sich besonders gut zur Bestimmung der Triggereffizienz. Die beiden Elektronen lösen den Trigger für LCAL-Bhabha-Ereignisse aus. Gleichzeitig kann das hadronische System verschiedene Spur- oder Energietrigger auslösen. Diese beiden Triggergruppen sind weitestgehend unabhängig. Da bei allen im LCAL doppelt markierten Ereignissen jeweils beide Triggergruppen für eine Auslese des Detektors gesorgt haben, kann man die Triggereffizienz zu 100% mit einer Unsicherheit von 2% bestimmen. Gleiches gilt damit auch für die Effizienz der Spurtrigger. Der recht große Fehler resultiert aus der kleinen Statistik.

Da im SICAL oder einer Kombination von SICAL und LCAL nachgewiesene Ereignisse sich nur wenig von obigen Ereignissen unterscheiden und insbesondere die Mindestanforderungen an das hadronische System die gleichen sind, kann geschlossen werden, dass auch diese Ereignisse eine Triggereffizienz von 100% haben. Der Fehler wird zu 4% abgeschätzt. Eine Abschätzung der Triggereffizienz allein aus verschiedenen Spur- und Energietriggern liefert damit konsistente Ergebnisse, die allerdings mit einem größeren Fehler von etwa 6% behaftet sind. Die größere Ungenauigkeit beruht auf der zusätzliche nötigen Abschätzung der Korrelationen dieser Trigger.



### 3.3.3 Kinematische Anpassung

Doppelt markierte  $\gamma^*\gamma^*$ -Ereignisse sind prinzipiell die am leichtesten zu analysierenden Ereignisse, weil alle Größen des Systems gemessen werden. Zusätzlich liefern Energie- und Impulserhaltung für das gemessene (sichtbare) System vier Zwangsbedingungen, die zur Verbesserung der Auflösung der Messgrößen verwendet werden können. Eine ausführliche Beschreibung einer solchen kinematischen Anpassung findet sich in [53]. Vereinfacht ausgedrückt kann hier der Viererimpuls des hadronischen Systems aus den gestreuten Elektronen berechnet und mit der direkten Messung kombiniert werden.

Dabei stößt man jedoch auf grundsätzliche Probleme, die im Folgenden kurz geschildert werden:

- Für den durch den Strahl verlassende Elektronen bedingten Untergrund gelten die beschriebenen Zwangsbedingungen für das gemessene und falsch interpretierte System nicht. Da die Messgenauigkeit insgesamt schlecht ist, lassen sich solche Ereignisse nur sehr unzureichend identifizieren. Auch die Güte der Anpassung ( $\chi^2$ ) liefert kein gutes Unterscheidungskriterium.

Das Problem ist nun, dass diese Ereignisse durch eine kinematische Anpassung aus einem Bereich hoher Signalstatistik (kleine  $W_{\gamma\gamma}$ , kleine  $Y$ ) in Bereiche niedriger Statistik geschoben werden. Dadurch wird das Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen in diesen besonders interessanten Regionen ungünstig und somit der Fehler größer.

- Wie schon in Abschnitt 3.3.1 geschildert, wird Anfangs- und Endzustandsbremsstrahlung von den vorliegenden Monte-Carlo-Generatoren nicht simuliert. Der Effekt von Anfangsbremsstrahlung auf die gemessene Virtualität der Photonen ist recht klein. Berechnet man jedoch die Masse des hadronischen Systems aus den Virtualitäten der beiden Photonen, dann ist der Effekt nicht mehr zu vernachlässigen. Genau diese Information wird aber für eine kinematische Anpassung benutzt. In verstärktem Maße tritt das Problem bei der Variablen  $Y = -\ln W_{\gamma\gamma}^2 / \sqrt{Q_1^2 Q_2^2}$  auf. Auch dieses Phänomen schiebt also Ereignisse in die kritischen Bereiche großer  $W_{\gamma\gamma}$  und  $Y$ .

Zur Veranschaulichung dieser Probleme werden die  $W_{\gamma\gamma}$ - und  $Y$ -Spektren gezeigt, die zum einen mit der direkten Messung des hadronischen Systems und zum anderen mit der Berechnung aus den gestreuten Elektronen gewonnen werden.

In der Abbildung 3.3 ist das noch nicht auf Untergrund und Detektorakzeptanz korrigierte Massenspektrum des hadronischen Systems dargestellt. Eine Berechnung der Masse aus den gestreuten Elektronen nach Gleichung 1.15 liefert das in Abbildung 3.4 dargestellte Ergebnis. Der Untergrund ist gegenüber der ersten Darstellung zu großen Massen verschoben. Der Überschuss an Ereignissen im Vergleich zu den Vorhersagen der Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA und PHOT02 im Bereich großer Massen ist ein klares Indiz für den Effekt, den ISR auf diese

### 3. Analyse

Massen-Bestimmung hat. Die PHOJET-Simulation beschreibt die Daten nur unzureichend, wie später noch gezeigt wird. In keinem der hier verwendeten Monte-Carlo-Generatoren wird Anfangsbremsstrahlung (ISR) simuliert.

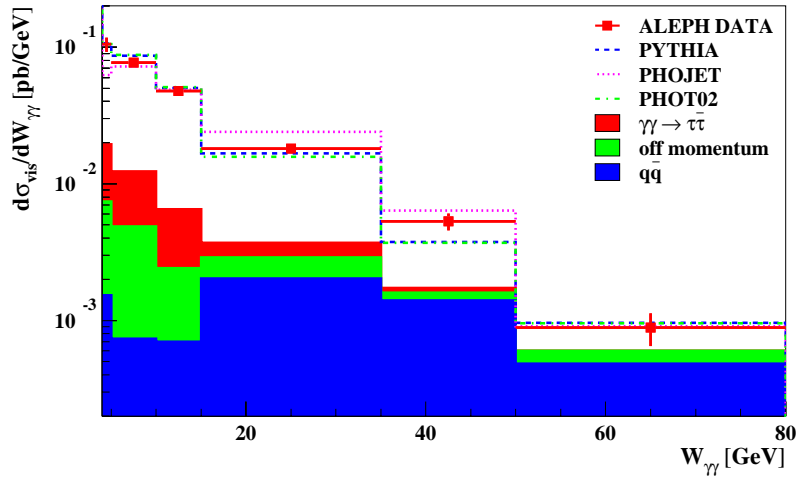


Abbildung 3.3: Gemessener Wirkungsquerschnitt als Funktion der sichtbaren Masse des hadronischen Systems.

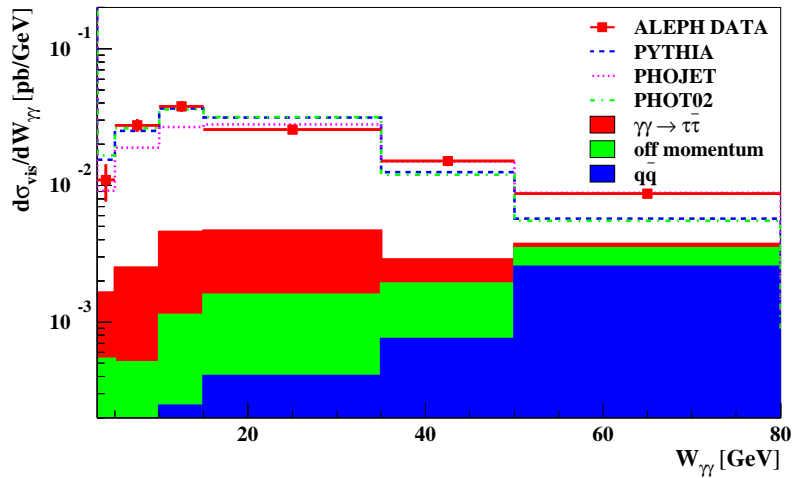


Abbildung 3.4: Gemessener Wirkungsquerschnitt als Funktion der mit Hilfe der gestreuten Elektronen berechneten Masse des hadronischen Systems.

In den Abbildungen 3.5 und 3.6 sind die  $Y$ -Verteilungen dargestellt, die man erhält, wenn in Gleichung 1.21 die sichtbare oder die berechnete hadronische Masse verwendet wird. Die Spektren unterscheiden sich deutlich voneinander. Der Überschuß an Ereignissen im Bereich  $Y > 4$  in Abbildung 3.6 gegenüber PYTHIA und PHOT02 ist auch hier ein Indiz für den Einfluss der ISR auf die Messung.

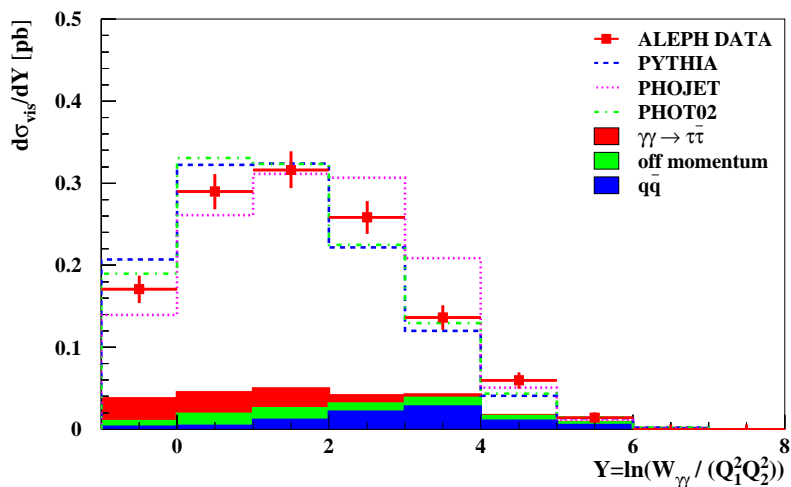


Abbildung 3.5: Gemessener Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $Y$  bei Verwendung der sichtbaren hadronischen Masse.

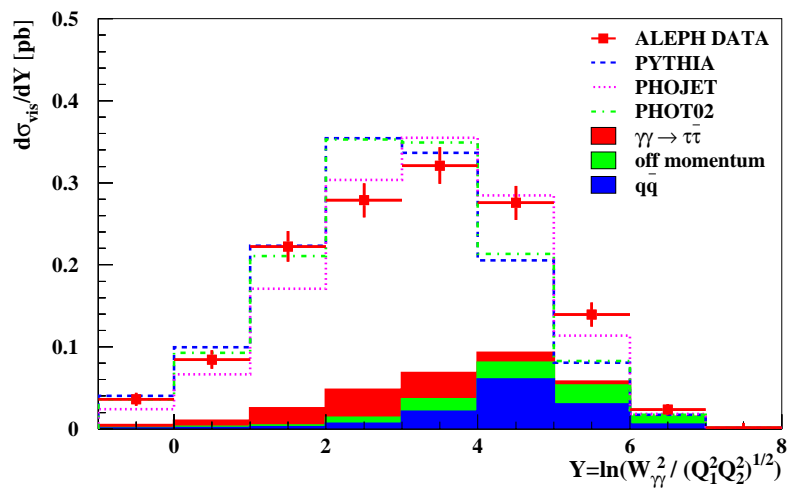


Abbildung 3.6: Gemessener Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $Y$  bei Verwendung der mit Hilfe der Elektronen berechneten hadronischen Masse.

### 3. Analyse

Daneben gibt es auch noch praktische Probleme, die eine kinematische Anpassung erschweren. So müssen die Auflösungen der einzelnen Messgrößen und deren Korrelationen aus den Monte-Carlo-Simulationen entnommen werden. Wenn diese nicht gut mit den Daten übereinstimmen, liefert die Anpassung schlechte Resultate. Ein Indiz dafür, wie gut die Auflösungen simuliert sind, ist die Verteilung der sichtbare Gesamtenergie  $E_{\text{gesamt}}$ . Gerade dieses Spektrum (Abbildung 4.13 im nächsten Kapitel) ist aber besonders schlecht simuliert. In diesem Zusammenhang sei auch die geringe vorhandene Statistik erwähnt, die eine genauere Analyse der Abweichungen oder eine Aufteilung des Datensamples erschwert.

Abschließend sei gesagt, dass eine kinematische Anpassung zwar grundsätzlich möglich ist, aber eine Verbesserung der Messgenauigkeit konnte damit nicht erreicht werden. Daher wird in dieser Analyse keine kinematische Anpassung vorgenommen.

# 4. Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

In diesem Kapitel wird gezeigt, dass die Spektren von simulierten Ereignissen aus den Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA und PHOT02 Kombiniert mit den Ergebnissen aus den Untergrund-Generatoren nach einer vollständigen Simulation des ALEPH-Detektors mit den gemessenen Spektren gut übereinstimmen. Der PHOJET-Monte-Carlo-Generator beschreibt die Daten weniger gut. Da PHOJET explizit zur Simulation nicht markierter Ereignisse entworfen wurde, ist dies auch nicht weiter verwunderlich.

## 4.1 Normierung der Monte-Carlo-Simulationen

Weil die von den Monte-Carlo-Simulationen vorhergesagten Wirkungsquerschnitte deutlich von den gemessenen abweichen, werden diese an die Daten angepasst. Das geschieht, indem der Wirkungsquerschnitt so gewählt wird, dass die Zahl der generierten und selektierten Ereignisse mit der Zahl der in den Daten gefundenen Ereignisse übereinstimmt. Dieser Normierungsfaktor beträgt für PYTHIA etwa 0,88 und für PHOT02 1,3 des generierten Wirkungsquerschnitts.

Das benutzte Programm PHOJET 1.05c konnte das Polarwinkelspektrum der Elektronen nur sehr unzureichend beschreiben. Zur Verbesserung wurde jedem PHOJET-Ereignis ein Ungewichtungsfaktor gegeben. Da der Polarwinkel beider Elektronen berücksichtigt werden muss, wird eine kombinierte Größe gebraucht. Als solche wurde die Verteilung der Summe der Polarwinkel  $\theta_1 + \theta_2$  benutzt. Andere Möglichkeiten wurden ebenfalls getestet und führten zu ähnlich guten Resultaten. Zunächst wurde nun in den Daten die Verteilung der Summe der Polarwinkel bestimmt und geglättet. Die Gewichtungsfaktoren wurden dann so gewählt, dass dieses geglättete Spektrum von PHOJET reproduziert wird. Dadurch wird eine gute Übereinstimmung des generierten Polarwinkelspektrums mit dem gemessenen erreicht. Auch alle anderen Spektren werden dadurch verbessert.

In allen drei Fällen geschieht das nur, um die Spektren optisch besser vergleichen zu können. Die Umnormierung hat keinen Einfluss auf die später beschriebenen Effizienzkorrekturen.

## 4.2 Ergebnisse der Ereignisselektion

Mit dem in vorigen Kapitel beschriebenen Auswahlbedingungen erhält man die in Tabelle 4.1 angegebenen Zahlen von Ereignissen. Zwei beispielhaft ausgewählte doppelt markierte Zwei-Photon Ereignisse sind in den Abbildungen 4.1 und 4.2 dargestellt.

Jahr	Detektor	Daten	MC gesamt	PYTHIA	PHOT02	PHOJET	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	off-momentum
1998	Si - Si	78.	56.3	43.5	47.5	52.8	3.7	0.8	8.3
	Si - L	57.	67.1	54.3	48.9	47.9	4.9	4.2	3.6
	L - Si	50.	64.4	52.7	48.6	49.9	5.2	4.3	2.2
	L - L	75.	72.9	52.1	57.8	54.2	6.2	14.5	0.1
	gesamt	260.	260.6	202.7	202.9	204.8	20.1	23.7	14.2
1999	Si - Si	89.	75.7	56.4	60.4	68.8	5.1	1.0	13.3
	Si - L	79.	86.8	67.9	62.2	60.3	6.8	5.5	6.7
	L - Si	67.	83.5	68.0	61.8	61.2	7.2	5.7	2.6
	L - L	100.	92.9	65.2	73.5	66.7	8.5	19.2	0.1
	gesamt	335.	339.0	257.5	257.9	257.0	27.6	31.3	22.6
2000	Si - Si	76.	63.1	49.7	52.5	55.9	4.6	0.9	8.0
	Si - L	65.	73.7	59.4	54.0	55.7	6.2	4.9	3.1
	L - Si	70.	71.1	57.2	53.7	53.2	6.6	5.1	2.3
	L - L	85.	83.4	58.5	63.9	58.2	7.8	17.1	0.0
	gesamt	296.	291.4	224.7	224.1	223.1	25.3	28.0	13.4
'98 - '00	Si - Si	243.	195.2	149.6	160.5	177.4	13.4	2.6	29.5
	Si - L	201.	227.5	181.6	165.1	164.0	18.0	14.5	13.4
	L - Si	187.	219.1	177.9	164.2	164.3	19.0	15.1	7.1
	L - L	260.	249.2	175.8	195.2	179.2	22.5	50.8	0.1
	gesamt	891.	891.0	684.9	684.9	684.9	72.9	83.1	50.2

Tabelle 4.1: Zahl der in den Daten und Monte-Carlo-Simulationen selektierten Ereignisse. Die benutzten Detektoren SICAL bzw. LCAL sind durch Si bzw. L abgekürzt. Der erste Ausdruck steht jeweils für einen Nachweis auf Seite A des ALEPH Detektors. „MC gesamt“ bedeutet: Ereignisse aus der PYTHIA-Monte-Carlo-Simulation kombiniert mit Ereignissen aus allen Untergrund-Simulationen. Die verwendeten integrierten Luminositäten  $\int \mathcal{L}$  betragen  $177 \text{ nb}^{-1}$  (1998),  $241 \text{ nb}^{-1}$  (1999) und  $221 \text{ nb}^{-1}$  (2000).

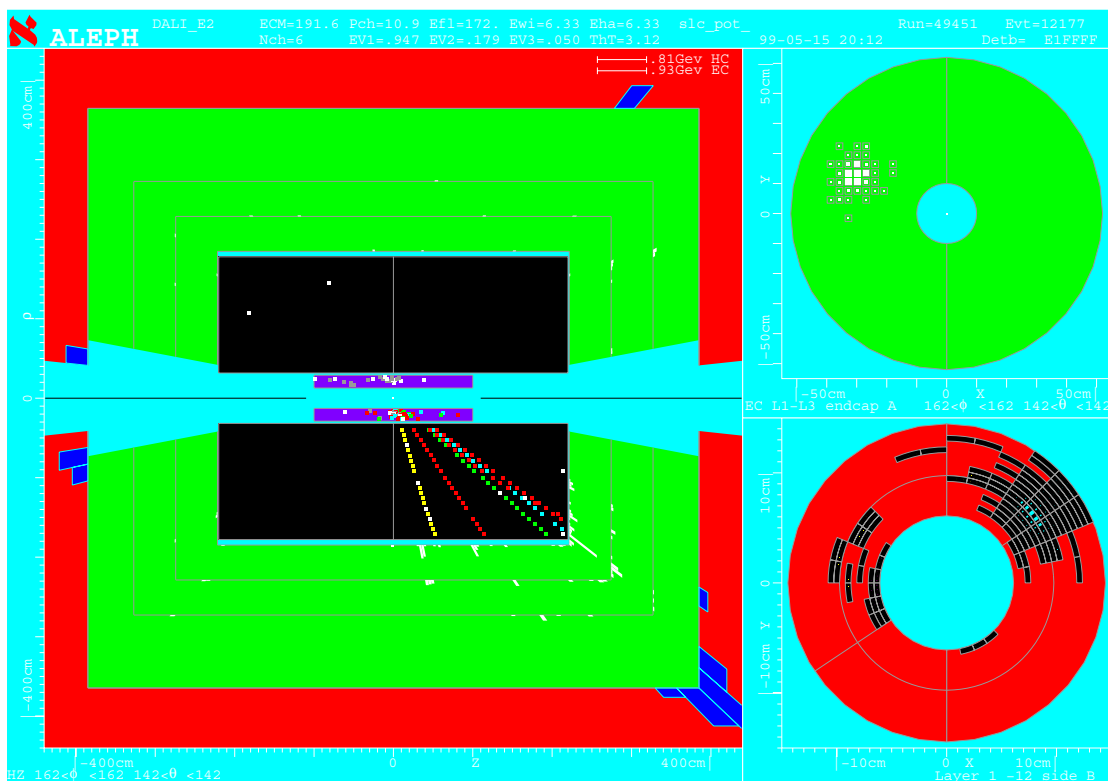


Abbildung 4.1: Ein typisches doppelt markiertes hadronisches Zwei-Photon Ereignis. Im Bildteil oben rechts ist ein LCAL-Modul auf Seite A des Detektors dargestellt, in dem hier ein Elektron mit einer Energie von 84 GeV unter einem Polarwinkel von 116 mrad nachgewiesen wird. Darunter ist das SICAL-Modul auf der Detektorseite B abgebildet, in dem ein Elektron von 63 GeV unter einem Polarwinkel von 40 mrad nachgewiesen wird. Die linke Seite der Abbildung zeigt einen Querschnitt der zentralen Spurkammern und der Kalorimeter. Die Luminositätsmonitore SICAL und LCAL sind in dieser Darstellung nicht vermerkt. Sie befinden sich an linken bzw. rechten Rand des Bildes. Die Größenverhältnisse lassen sich an den Achsen ablesen. Im inneren schwarz unterlegten Bereich sind die Messpunkte zu erkennen, die den Durchgang geladener Teilchen zeigen. Das hier nachgewiesene hadronische System hat eine sichtbare Energie von 21 GeV und eine Masse von 12 GeV.

#### 4. Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

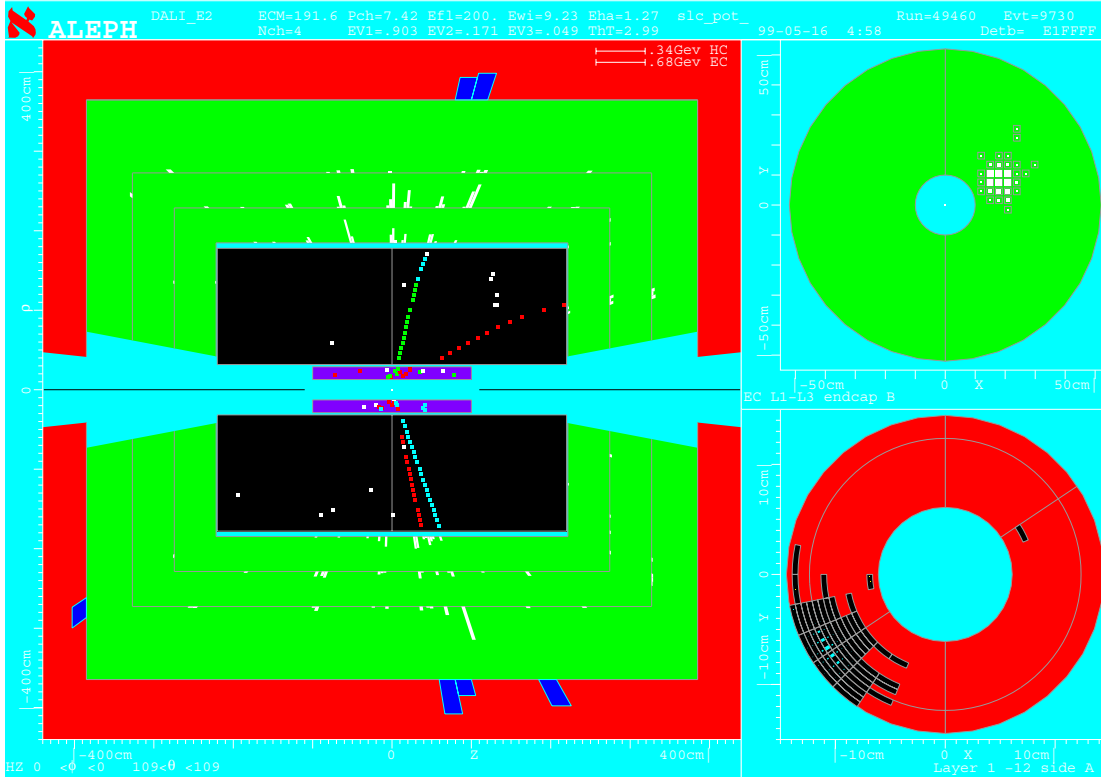


Abbildung 4.2: Darstellung eines Zwei-Jet artigen hadronischen Zwei-Photon Ereignisses. Die Bedeutung der Teilbilder ist analog zu Abbildung 4.1. Im LCAL wird hier ein Elektron mit 91 GeV unter einem Polarwinkel von 71 mrad nachgewiesen. Das zweite Elektron wird im SICAL gemessen. Es hat eine Energie von 90 GeV und wurde unter einem Polarwinkel von 49 mrad gestreut. Das hadronische System hat eine Energie von etwa 15 GeV bei einer Masse von 14 GeV.



## 4.3 Unkorrigierte Wirkungsquerschnitte

Im Folgenden wird der sichtbare Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{vis}$  als Funktion verschiedener Observablen dargestellt. Zu den Signal-Monte-Carlo-Simulationen wurde der erwartete Untergrund addiert, um einen Vergleich zu ermöglichen.

Zur besseren Übersicht sind alle Betrachtungen in drei Sektionen eingeteilt:

- Nachgewiesene gestreute Leptonen und daraus gewonnen Informationen.
- Nachgewiesene hadronische Systeme und deren Eigenschaften.
- Kombinierte Größen, die Aufschluss über das gesamte System liefern.

Im Anschluß daran wird die Korrektur des sichtbaren zum tatsächlichen Wirkungsquerschnitt erläutert und auf die Quellen systematischer Unsicherheit hingewiesen.

### 4.3.1 Nachgewiesene gestreute Leptonen

Hier soll gezeigt werden, dass die Eigenschaften der gestreuten Leptonen hinreichend gut simuliert sind. Das Energiespektrum der Elektronen und Positronen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Insgesamt besteht eine gute Übereinstimmung der simulierten- mit den gemessenen Daten. Ferner wird deutlich, dass eine Absenkung der verlangten Minimalenergie der gemessenen Leptonen kaum mehr Statistik einbringt.

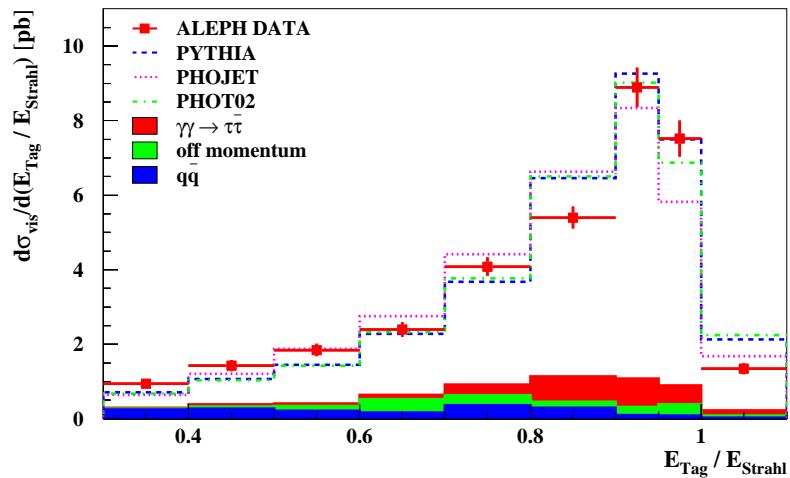


Abbildung 4.3: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie der markierenden Elektronen in Einheiten der Strahlenergie.

Die Verteilung der Polarwinkel  $\theta_i$  der gestreuten Elektronen ist aus Abbildung 4.4 ersichtlich. Die Lücke zwischen SICAL und LCAL (55 mrad bis 60 mrad) ist

#### 4. Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

ebenso deutlich zu erkennen, wie die starke Unterdrückung großer Abstrahlwinkel. Die erhebliche Abweichung der Monte-Carlo-Simulationen von den Daten im Bereich von 35 mrad bis 40 mrad wurde eingehend untersucht. Für dieses auch bei einfach markierten Ereignissen beobachtete Verhalten konnte jedoch keine zufriedenstellende Erklärung gefunden werden. Am wahrscheinlichsten scheint eine unzureichende Simulation innerhalb GALEPHs. Eine unglückliche statistische Fluktuation ist jedoch nicht auszuschließen.

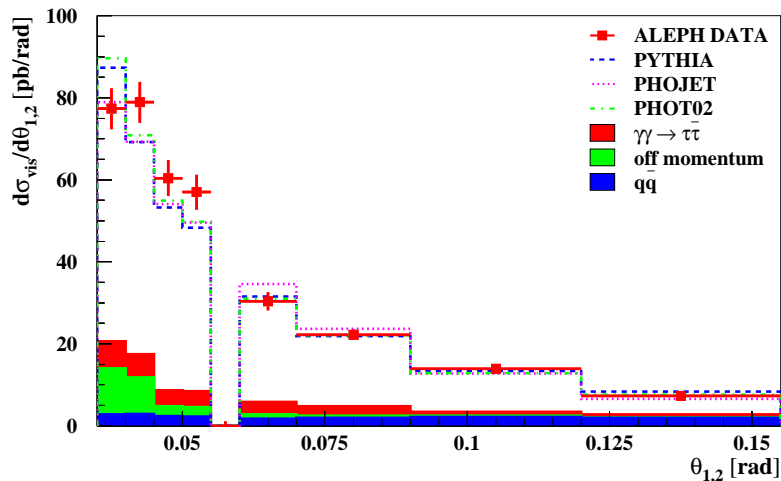


Abbildung 4.4: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Polarwinkel der gestreuten Elektronen.

Aus den Energien  $E'_i$  und den Polarwinkel  $\theta_i$  lassen sich nach Gleichung 1.11 die Virtualitäten  $Q_i^2$  der Photonen errechnen (Abbildung 4.5).

Die derzeitigen BFKL-Modelle sind nur gültig, wenn  $Q_1^2 \approx Q_2^2$ . Als Maß der Gleichheit der Virtualitäten kann die Größe  $\ln(Q_1^2/Q_2^2)$  benutzt werden, die in Abbildung 4.6 dargestellt ist. Die beobachtete Verteilung hat zwar bei 1 ( $Q_1^2 = Q_2^2$ ) den Hochpunkt, es gibt aber lange Ausläufer zu sehr unterschiedlichen Virtualitäten.

Der Winkel zwischen den gestreuten Elektron und den gestreuten Positron ist aus Abbildung 4.7 ablesbar. Bhabha-Ereignisse, die bei  $\phi = 180^\circ$  auftreten, sind bereits ausgeschnitten.

#### 4.3.2 Nachgewiesene hadronische Systeme

Wie bei allen LEP-Zwei-Photon-Analysen stellt auch hier die Vermessung des hadronischen Endzustandes das größte Problem dar. Ein Teil des sich entlang des Strahlrohrs bewegenden Endzustandes liegen oft außerhalb des Akzeptanzbereiches.

Die nachgewiesene Masse der hadronischen Systeme ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

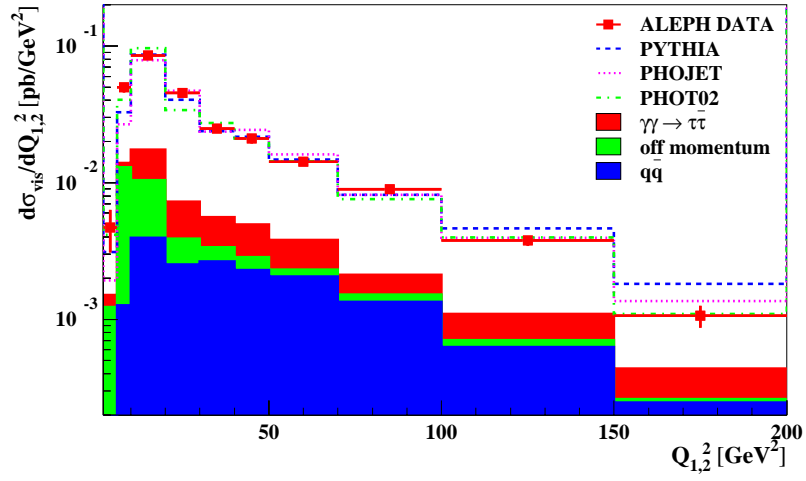


Abbildung 4.5: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualität der Photonen.

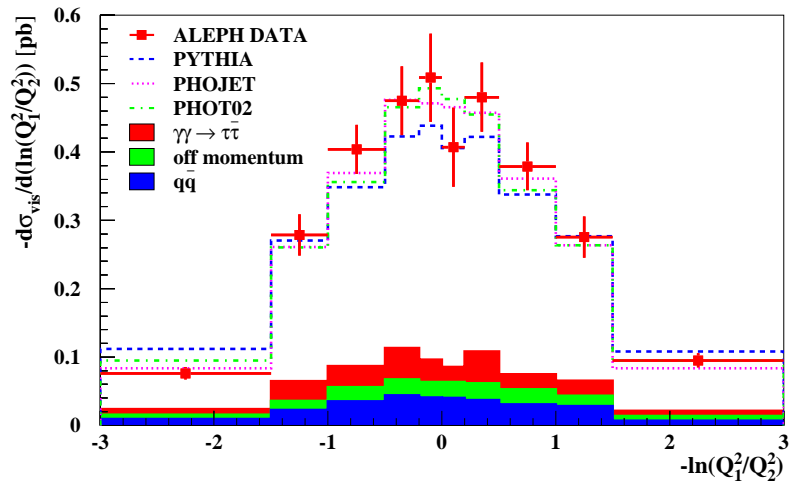


Abbildung 4.6: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $\ln(Q_1^2/Q_2^2)$ .

#### 4. Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

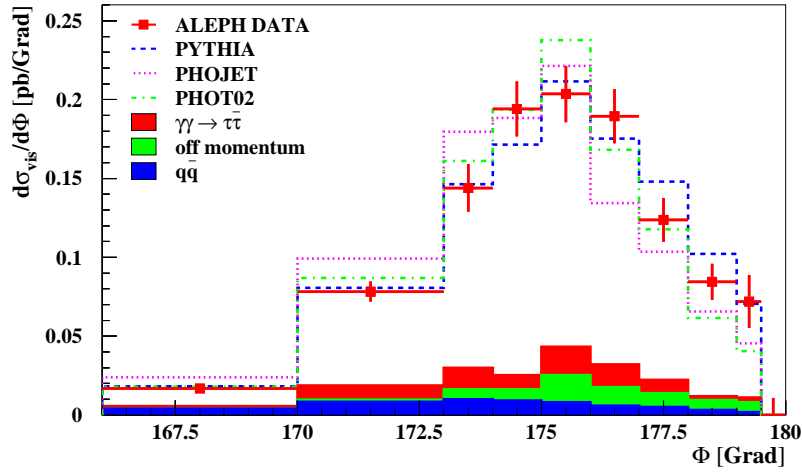


Abbildung 4.7: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron.

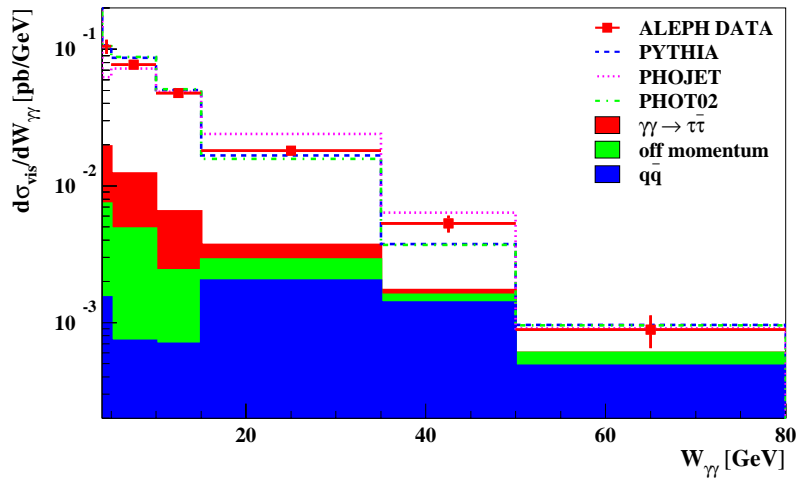


Abbildung 4.8: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der sichtbaren Masse des hadronischen Systems.

Die Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen  $N_{geladen}$  ist aus Abbildung 4.9 zu entnehmen. Ihre Pseudorapidität  $\eta = -\ln \tan \theta/2$  (mit  $\theta$  : Polarwinkel des Teilchens) der geladenen Teilchen ist in Abbildung 4.10 aufgezeigt.

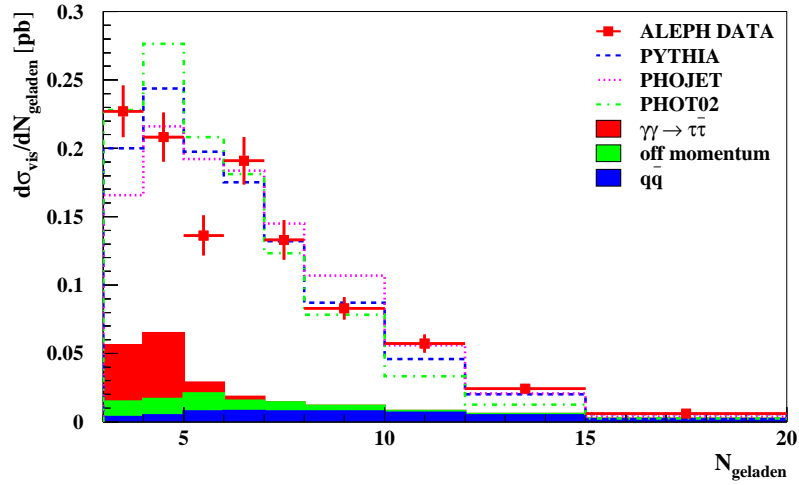


Abbildung 4.9: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen.

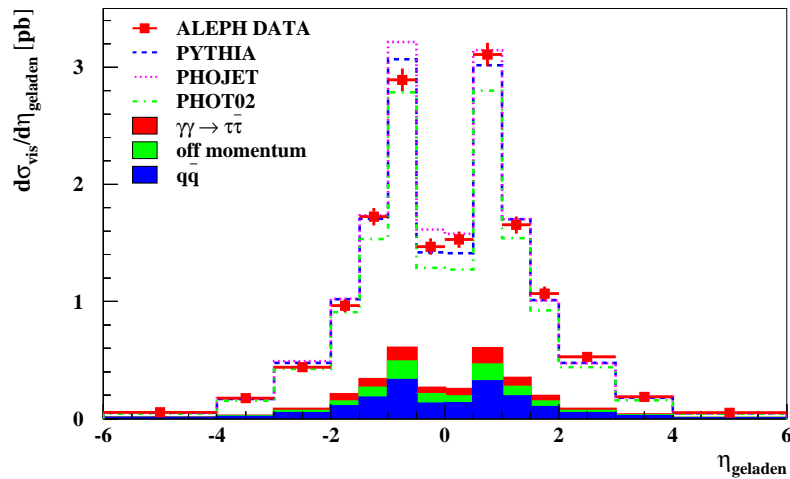


Abbildung 4.10: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität  $\eta_{geladen}$  der geladenen Teilchen.

Auch die Zahl der neutralen Objekte  $N_{neutral}$  (Abbildung 4.9) sowie deren Pseudorapidität (Abbildung 4.12) ist hinreichend gut simuliert. Die unterschiedlichen Formen der Pseudorapiditäts-Spektren geladener und neutraler Teilchen kommen lediglich durch Akzeptanz- und Effizienz-Effekte des Detektors zustande.

#### 4. Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

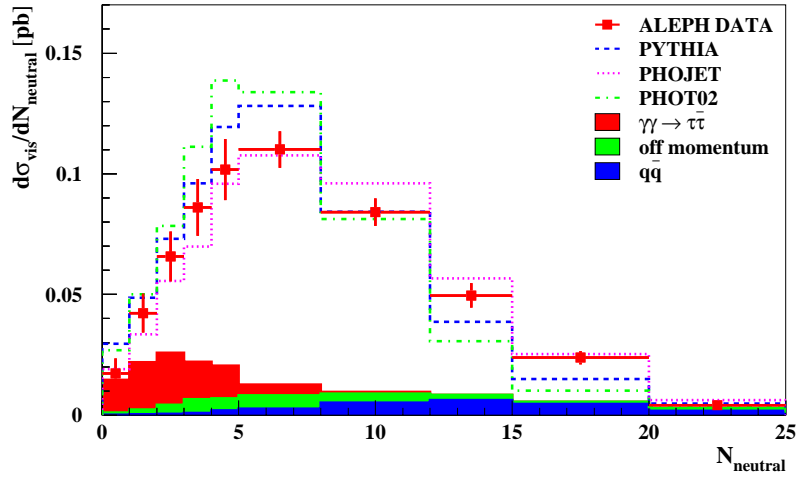


Abbildung 4.11: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der nachgewiesenen neutralen Teilchen.

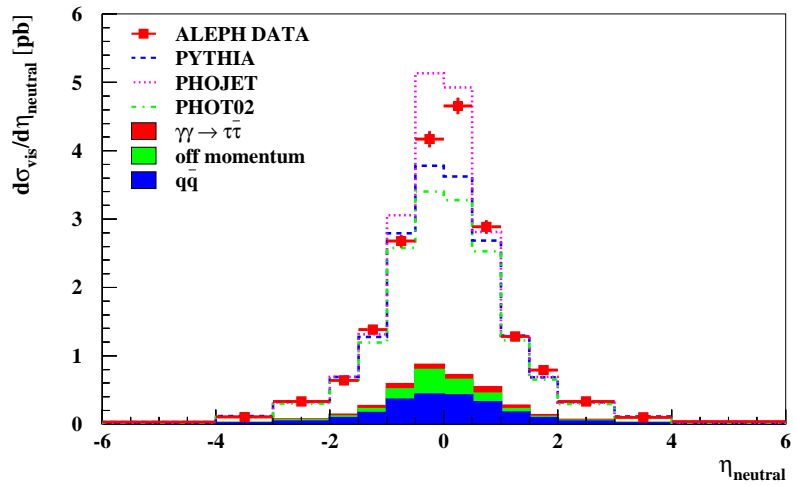


Abbildung 4.12: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität  $\eta_{\text{neutral}}$  der neutralen Teilchen.

### 4.3.3 Kombinierte Größen

In Abbildung 4.13 ist die sichtbare Gesamtenergie der Ereignisse aufgetragen. Die im Detektor nachgewiesene Energie ist systematisch kleiner als die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie. Das liegt daran, dass häufig ein Teil des hadronischen Systems im Strahlrohr bleibt und damit nicht nachgewiesen werden kann.

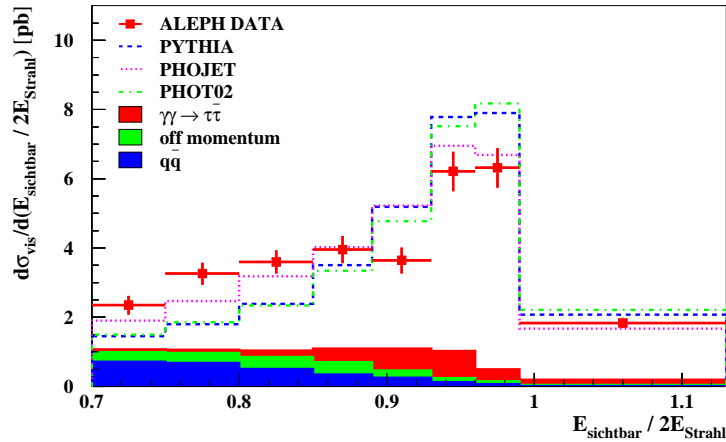


Abbildung 4.13: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der gesamten im Detektor nachgewiesenen Energie.

Der Transversalimpuls des nachgewiesenen Systems ist aus Abbildung 4.14 zu entnehmen. Die Verteilung ist gut simuliert.

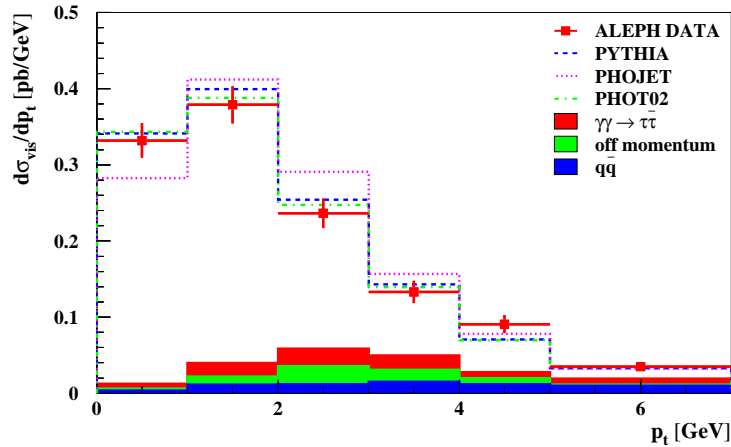


Abbildung 4.14: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion des gesamten im Detektor nachgewiesenen Transversalimpulses.

## 4.4 Korrektur der Detektoreffekte

In diesem Schritt der Analyse sollen die sichtbaren Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{vis}$  zu tatsächlichen Wirkungsquerschnitten  $\sigma$  extrapoliert werden. Die dazu notwendige Kenntnis der Effizienz des ALEPH-Detektors wird aus den Signal-Monte-Carlo Simulationen entnommen.

In dieser Analyse wird eine einfache Korrektur für jedes einzelne Intervall einer Verteilung vorgenommen. Dafür sprechen nicht nur die geringe Statistik der Daten, sondern auch die vergleichsweise kleinen systematischen Effekte bei Verwendung verschiedener Monte-Carlo-Simulationen.

Der Korrekturfaktor  $\varepsilon_{\text{Intervall}}$  berechnet sich als:

$$\varepsilon_{\text{Intervall}} = \frac{N_{\text{gefunden}}}{N_{\text{wahr}}}, \quad (4.1)$$

wobei  $N_{\text{wahr}}$  die Zahl der generierten und  $N_{\text{gefunden}}$  die Anzahl der nach der Detektorsimulation gefundenen Ereignisse ist.

Der auf Detektoreffekte korrigierte Datenwert  $R_{\text{kor}}$  ergibt sich aus dem beobachteten Wert  $R_{\text{sichtbar}}$  und der abgeschätzten Untergrundrate  $R_{\text{Untergrund}}$  aus:

$$R_{\text{kor}} = \frac{R_{\text{sichtbar}} - R_{\text{Untergrund}}}{\varepsilon_{\text{Intervall}}} \quad (4.2)$$

Zu beachten ist, dass mit  $\varepsilon_{\text{Intervall}}$  nicht nur auf die tatsächliche Effizienz des Detektors, sondern auch auf Fluktuationen zwischen den Intervallen korrigiert wird.

In den Intervallen mit relativ großer Statistik werden die Korrekturfaktoren für jede Kombination von Detektoren zur Messung der gestreuten Elektronen und für jedes Jahr der Datennahme getrennt berechnet. Die daraus gewonnenen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden kombiniert. Intervalle mit besonders niedriger Statistik werden die Daten erst zusammengefasst und danach korrigiert.

## 4.5 Systematik

Wegen der Komplexität der physikalischen Ereignisse und des Ansprechverhaltens des Detektors ist die Nutzung von Monte-Carlo Generatoren unabdingbar. Da aber diese Simulationen nie exakt sind, können sie die Messwerte systematisch verfälschen. Eine eingehende Studie dieser Effekte ist daher nötig.

Zur Abschätzung der durch die Detektorsimulation (GALEPH; siehe Abschnitt 2.4 auf Seite 32) bedingten Systematik werden die Messgenauigkeiten aller Detektorkomponenten geändert. Das geschieht nur in den Monte-Carlo-Simulationen. Eine Variation der Selektionsschnitte in den Daten ist wegen der geringen Statistik nicht sinnvoll.

In den Luminositätsmonitoren SICAL und LCAL, die dem Nachweis der Elektronen dienen, wurden die Energie- und Winkelauflösungen um 10% gegenüber der



nominalen Auflösung variiert. Zusätzlich wurden die gemessenen Polarwinkel um  $\pm 1/4$  mrad auf jeder Seite des Detektors versetzt. Damit soll vor allem das Verhalten bei kleinen Winkeln (35 - 40 mrad) untersucht werden. Dazu wurde auch das Ansprechvermögen in diesem Bereich von etwa 100% auf 90% gesenkt. Die dadurch hervorgerufenen Fluktuationen sind für den großen systematischen Fehler im höchsten Elektronenenergie-Intervall verantwortlich. Die Effekte in den anderen Spektren sind recht klein.

Die Messgenauigkeit für hadronische Systeme wurde um 10% relativ zur simulierten Auflösung verschlechtert. Alternativ wurden auch die Auflösungen und Akzeptanzbereiche der Spurdetektoren und der Kalorimeter einzeln variiert. Beide Methoden liefern in etwa die gleichen Ergebnisse. Insgesamt betrachtet, ist dies einer der größten systematischen Effekte. Die Änderung der Detektorakzeptanz verbessert die Übereinstimmung von Daten und Simulationen in der Gesamtenergieverteilung  $E_{\text{gesamt}}$ . Die Differenzen in den Verteilungen, die durch diese Veränderung hervorgerufen werden, dienen als Abschätzung des systematischen Fehlers, der Detektorsimulation. Erhöhte Anforderungen an die Mindestenergie und den Impuls bei der Selektion einzelner Objekte des hadronischen Systems sind stark korreliert mit diesem Effekt und haben keinen darüber hinaus gehenden Einfluss.

Eine Benutzung von PHOT02 anstelle von PYTHIA zur Berechnung der Korrekturfaktoren hat praktisch keinen Einfluss auf die Ergebnisse. PHOJET liefert nur dann falsche Ergebnisse, wenn es schon die Form eines Spektrums nicht wiedergibt. Dies ist allerdings auf die dadurch falsch bestimmten Fluktuationen zwischen den Intervallen zurückzuführen. Eine neue Gewichtung von PHOJET für jedes Spektrum zur Bestimmung der Systematik erscheint nicht sinnvoll. Daher wurde PHOJET hier nicht benutzt.

Es wurden etwa 150 000 Ereignisse mit jedem Monte-Carlo-Generator simuliert. Damit ist sichergestellt, dass der statistische Fehler auf die Korrekturfaktoren vernachlässigbar ist.

Der systematische Fehler in jedem Intervall wird durch die Summe der drei größten Einzeleffekte abgeschätzt.

# 5. Ergebnisse der Messung

In diesem Kapitel werden die auf Detektoreffekte korrigierten Daten mit verschiedenen Vorhersagen verglichen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird als Funktion von verschiedenen Observablen dargestellt. Damit wird gezeigt, welche Aspekte der Ereignisse von den einzelnen Vorhersagen gut beschrieben werden, und wo es bei der Simulation noch Probleme gibt. Die Messungen werden jeweils graphisch und in tabellarischer Form angegeben.

In der graphischen Darstellung ist der statistische Fehler (durch kleine Querbalken begrenzt) und der Gesamtfehler,  $\sigma_{\text{gesamt}}$ , definiert durch  $\sigma_{\text{gesamt}}^2 = \sigma_{\text{statistisch}}^2 + \sigma_{\text{systematisch}}^2$ , eingezeichnet. In den Tabellen werden statistischer und systematischer Fehler getrennt angegeben.

Die Güte der Übereinstimmung der Modelle mit den Messwerten wird mit Hilfe eines  $\chi^2$ -Tests quantifiziert. Das  $\chi^2$  wird berechnet als:

$$\chi^2 = \sum_{\text{Bins}} \left( \frac{x_{\text{Daten}} - x_{\text{MC}}}{\sigma_{\text{gesamt}}} \right)^2 \quad (5.1)$$

wobei  $x_{\text{Daten}}$  die Messwerte und  $x_{\text{MC}}$  die Vorhersagen in den Intervallen sind. Angegeben wird jeweils der  $\chi^2$ -Wert und die Anzahl der Freiheitsgrade (NDF: **N**umber of **D**egrees of **F**reedom). Für die drei Monte-Carlo-Simulationen ist die Anzahl der Freiheitsgrade jeweils um eins kleiner als die Zahl der Intervalle, weil mit der Normierung auf die Daten ein Freiheitsgrad „aufgebraucht“ wird.

## 5.1 Photonen und nachgewiesene Elektronen

In diesem Abschnitt werden die Spektren vorgestellt, zu deren Berechnung nur die Messungen der gestreuten Elektronen beitragen. Verteilungen, zu deren Erstellung die Vermessung der hadronischen Systeme explizit nötig ist, werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

Das Energiespektrum der Elektronen ist in Abbildung 5.1 sowie in Tabelle 5.1 gegeben. Im Bereich kleiner Elektronen-Energien  $E_{\text{Elektron}}$  von weniger als 80% der Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$  liegen die Daten geringfügig über den Vorhersagen.

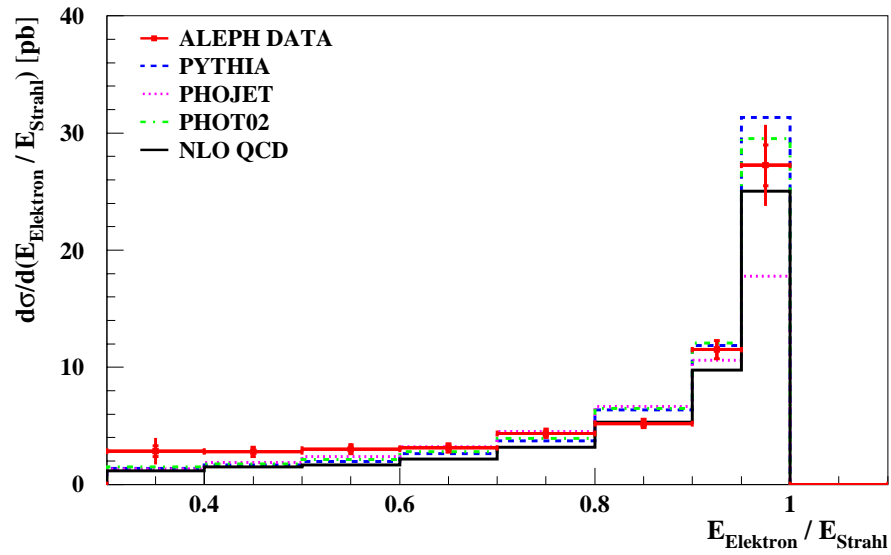


Abbildung 5.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie der gestreuten Elektronen.

$e_{\text{Tag}} -$ Intervall	$d\sigma/de_{\text{Tag}}$ [pb]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
0.30 – 0.40	$2.85 \pm 0.47 \pm 1.03$	1.37	1.32	1.51	1.18
0.40 – 0.50	$2.78 \pm 0.39 \pm 0.30$	1.69	1.89	1.74	1.50
0.50 – 0.60	$3.01 \pm 0.37 \pm 0.32$	1.98	2.37	2.14	1.69
0.60 – 0.70	$3.12 \pm 0.36 \pm 0.10$	2.63	3.22	2.78	2.18
0.70 – 0.80	$4.36 \pm 0.36 \pm 0.21$	3.72	4.53	3.94	3.20
0.80 – 0.90	$5.19 \pm 0.36 \pm 0.27$	6.35	6.68	6.51	5.31
0.90 – 0.95	$11.51 \pm 0.78 \pm 0.40$	11.86	10.61	12.06	9.76
0.95 – 1.00	$27.24 \pm 1.75 \pm 2.99$	31.33	17.80	29.54	25.02
	$\chi^2/\text{NDF}$	23.3 / 7	26.4 / 7	20.2 / 7	34.6 / 8

Tabelle 5.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der relativen Elektronenergie  $e_{\text{Tag}} = \frac{E_{\text{Tag}}}{E_{\text{Strahl}}}$ .

## 5. Ergebnisse der Messung

Der Polarwinkel der Elektronen (Abbildung 5.2 und Tabelle 5.2) ist insgesamt sowohl in der Form als auch in der Normierung gut simuliert. Im Bereich von  $0.055\text{ mrad}$  bis  $60\text{ mrad}$  kann kein Messwert aufgenommen werden, weil dieser Bereich von keinem Detektor abgedeckt wird. Der zugehörige Anteil des Wirkungsquerschnitts ist in den anderen Darstellungen jeweils interpoliert. Der dadurch bedingte systematische Fehler ist vernachlässigbar.

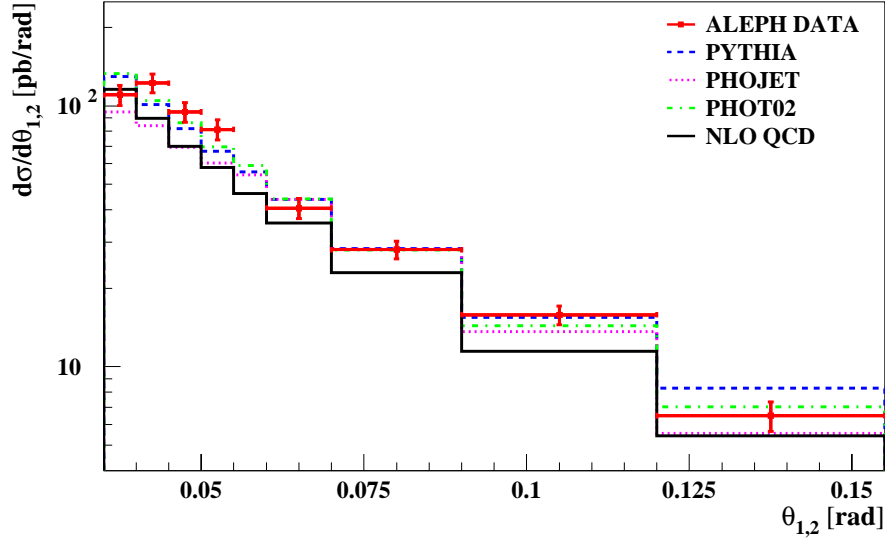


Abbildung 5.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels  $\theta$  der gestreuten Elektronen.

$\theta/\text{rad} -$ Intervall	$d\sigma/d\theta$ [pb/rad]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
0.035 – 0.040	$110.11 \pm 9.63 \pm 3.92$	129.33	94.65	132.93	115.79
0.040 – 0.045	$122.18 \pm 9.94 \pm 3.01$	101.10	83.86	104.87	89.68
0.045 – 0.050	$94.71 \pm 8.01 \pm 2.47$	81.76	69.26	86.08	69.86
0.050 – 0.055	$81.16 \pm 7.08 \pm 2.73$	66.91	60.47	69.70	57.97
0.060 – 0.070	$40.57 \pm 3.63 \pm 1.65$	43.84	43.85	44.06	35.49
0.070 – 0.090	$28.08 \pm 2.14 \pm 0.92$	28.37	28.25	28.03	22.92
0.090 – 0.120	$15.81 \pm 1.29 \pm 0.55$	15.46	13.65	14.38	11.44
0.120 – 0.155	$6.49 \pm 0.84 \pm 0.27$	8.30	5.56	7.03	5.44
	$\chi^2/\text{NDF}$	18.4 / 7	36.6 / 7	13.1 / 7	45.8 / 8

Tabelle 5.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels  $\theta$  der gestreuten Elektronen.

Die Virtualität der Photonen (Abbildung 5.3 und Tabelle 5.3) ist über den gesamten Bereich von  $2 \text{ GeV}^2$  bis  $200 \text{ GeV}^2$  recht gut simuliert. Deutlich zu erkennen ist der starke Anstieg im Bereich kleiner Virtualitäten, also nahe am unteren kinematischen Limit. Der vermessene Teil des Bereiches der Virtualitäten erstreckt sich von  $3.2 \text{ GeV}^2$  bis  $250 \text{ GeV}^2$

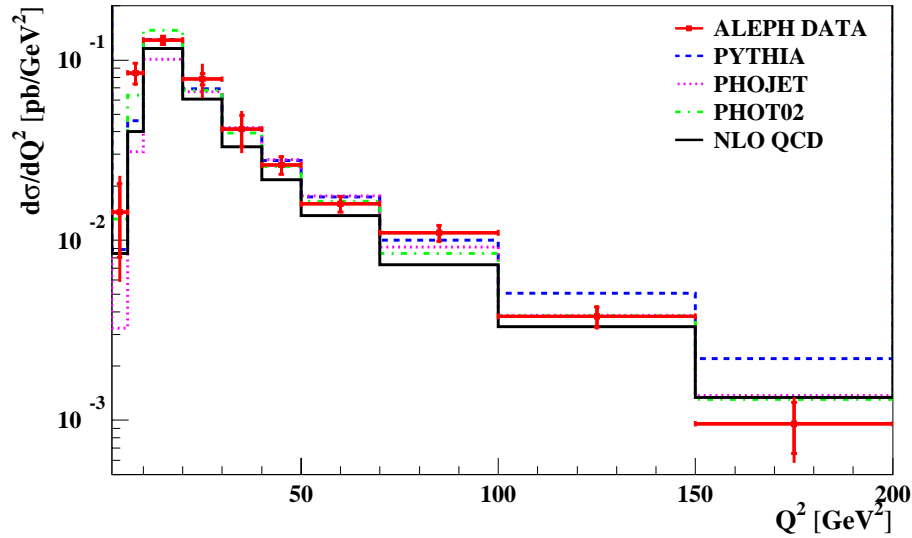


Abbildung 5.3: Differenzieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualitäten  $Q_{1,2}^2$  der Photonen.

$Q^2/\text{GeV}^2$ - Intervall	$d\sigma/dQ_i^2$ [pb/GeV $^2$ ]					
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD	
2.0 – 6.0	$0.0133 \pm 0.0062 \pm 0.0056$	0.0089	0.0032	0.0131	0.0085	
6.0 – 10.0	$0.0852 \pm 0.0112 \pm 0.0059$	0.0461	0.0310	0.0638	0.0401	
10.0 – 20.0	$0.1290 \pm 0.0070 \pm 0.0052$	0.1295	0.1008	0.1462	0.1160	
20.0 – 30.0	$0.0785 \pm 0.0056 \pm 0.0161$	0.0691	0.0668	0.0682	0.0606	
30.0 – 40.0	$0.0415 \pm 0.0081 \pm 0.0073$	0.0414	0.0423	0.0393	0.0331	
40.0 – 50.0	$0.0263 \pm 0.0030 \pm 0.0013$	0.0278	0.0281	0.0256	0.0216	
50.0 – 70.0	$0.0160 \pm 0.0016 \pm 0.0004$	0.0174	0.0176	0.0165	0.0137	
70.0 – 100.0	$0.0111 \pm 0.0011 \pm 0.0008$	0.0100	0.0092	0.0084	0.0073	
100.0 – 150.0	$0.0038 \pm 0.0005 \pm 0.0003$	0.0051	0.0038	0.0038	0.0033	
150.0 – 200.0	$0.0010 \pm 0.0003 \pm 0.0002$	0.0022	0.0014	0.0013	0.0013	
	$\chi^2/\text{NDF}$	27.0 / 9	35.2 / 9	12.0 / 9	30.3 / 10	

Tabelle 5.3: Differenzieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualitäten  $Q_{1,2}^2$  der Photonen.

## 5. Ergebnisse der Messung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich des Quotienten der beiden Virtualitäten  $Q_1^2$  und  $Q_2^2$  der Photonen ist in Abbildung 5.4 sowie Tabelle 5.4 dargestellt. Dabei beziehen sich die Indices auf die Seite des Detektors, an der das zugehörige Elektron nachgewiesen wurde. Die resultierende Verteilung muss also symmetrisch sein. Dies ist für die Daten im Rahmen der Fehler auch der Fall. Die leichten Asymmetrien der Monte-Carlo-Simulationen sowie der NLO-QCD-Modellrechnung sind durch die limitierte Statistik bedingt.

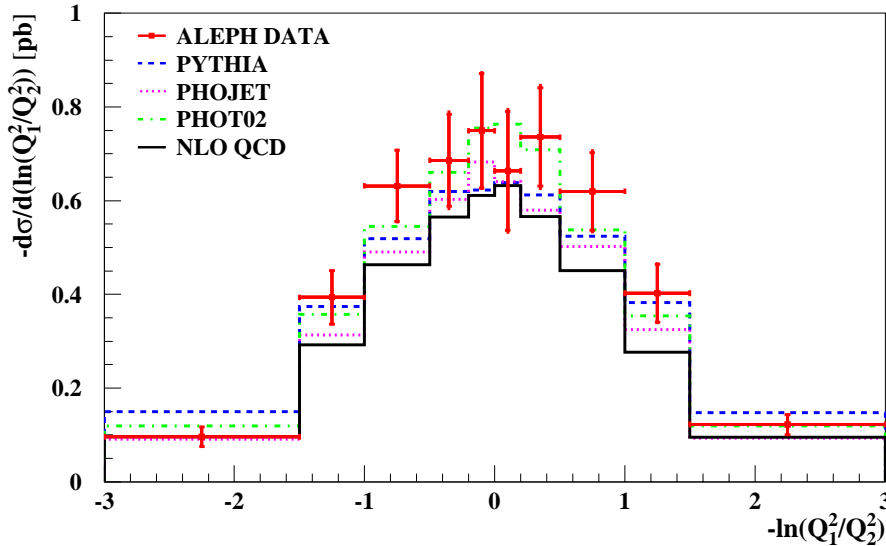


Abbildung 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Quotienten der Virtualitäten  $-\ln Q_1^2/Q_2^2$  der Photonen.

$\Delta Q$ – Intervall	$d\sigma/d\Delta Q$ [pb]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
-3.0 – -1.5	$0.096 \pm 0.021 \pm 0.007$	0.149	0.091	0.120	0.096
-1.5 – -1.0	$0.394 \pm 0.057 \pm 0.016$	0.374	0.313	0.357	0.292
-1.0 – -0.5	$0.631 \pm 0.076 \pm 0.025$	0.519	0.490	0.546	0.464
-0.5 – -0.2	$0.686 \pm 0.098 \pm 0.042$	0.619	0.603	0.661	0.565
-0.2 – 0.0	$0.749 \pm 0.122 \pm 0.034$	0.623	0.683	0.755	0.611
0.0 – 0.2	$0.664 \pm 0.127 \pm 0.044$	0.638	0.640	0.763	0.633
0.2 – 0.5	$0.736 \pm 0.105 \pm 0.043$	0.612	0.580	0.709	0.566
0.5 – 1.0	$0.620 \pm 0.083 \pm 0.035$	0.524	0.502	0.538	0.451
1.0 – 1.5	$0.403 \pm 0.062 \pm 0.023$	0.383	0.325	0.354	0.276
1.5 – 3.0	$0.122 \pm 0.021 \pm 0.005$	0.147	0.093	0.120	0.095
$\chi^2 / \text{NDF}$		13.1 / 9	12.7 / 9	4.7 / 9	20.9 / 10

Tabelle 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Quotienten der Virtualitäten der Photonen  $\Delta Q = -\ln \frac{Q_1^2}{Q_2^2}$ .

In Abbildung 5.5 und Tabelle 5.5 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron  $\Phi$  aufgetragen. Der vermessene Teil des Winkelbereichs erstreckt sich von  $162^\circ$  bis  $175,5^\circ$ . Der Abfall des Spektrums zu großen Winkel hin ist durch den kleiner werdenden Phasenraum bedingt.

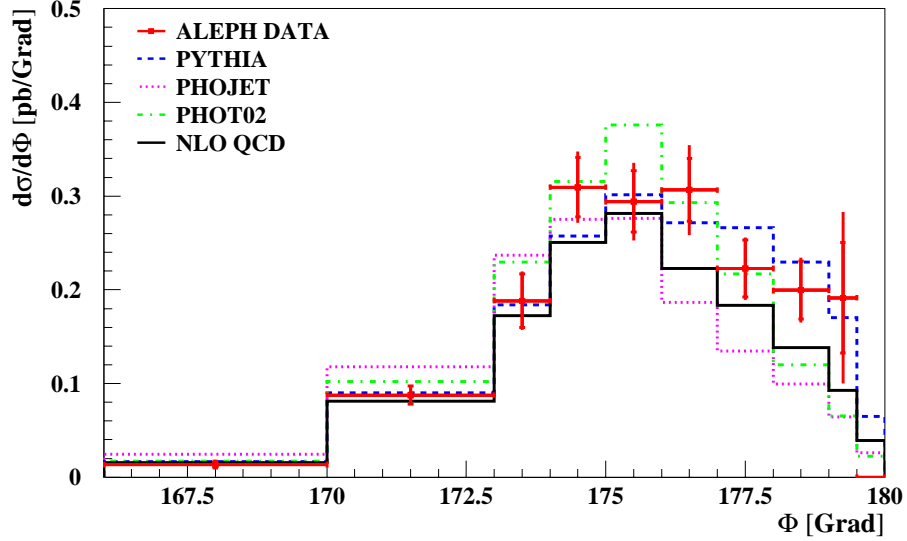


Abbildung 5.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels  $\Phi$  zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron.

$\Phi$ – Intervall	$d\sigma/d\Phi$ [pb/Grad]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
166.0 – 170.0	$0.014 \pm 0.004 \pm 0.001$	0.017	0.025	0.017	0.015
170.0 – 173.0	$0.088 \pm 0.010 \pm 0.002$	0.090	0.118	0.102	0.081
173.0 – 174.0	$0.189 \pm 0.029 \pm 0.013$	0.184	0.237	0.230	0.172
174.0 – 175.0	$0.307 \pm 0.032 \pm 0.021$	0.257	0.275	0.316	0.251
175.0 – 176.0	$0.295 \pm 0.033 \pm 0.025$	0.301	0.276	0.376	0.281
176.0 – 177.0	$0.308 \pm 0.034 \pm 0.034$	0.271	0.187	0.293	0.223
177.0 – 178.0	$0.220 \pm 0.030 \pm 0.014$	0.266	0.134	0.217	0.184
178.0 – 179.0	$0.200 \pm 0.031 \pm 0.016$	0.229	0.100	0.120	0.138
179.0 – 179.5	$0.192 \pm 0.059 \pm 0.070$	0.170	0.064	0.066	0.093
	$\chi^2 / \text{NDF}$	5.9 / 8	43.9 / 8	15.6 / 8	12.1 / 9

Tabelle 5.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels  $\Phi$  zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron.

## 5. Ergebnisse der Messung

Der Azimutwinkel zwischen Elektron und Positron  $\Delta\Phi$  (Abbildung 5.6 und Tabelle 5.6) ist in PHOJET und PHOT02 offensichtlich schlecht simuliert. Für große  $\Delta\Phi$  weicht auch die NLO-QCD-Modellrechnung von der Messung ab.

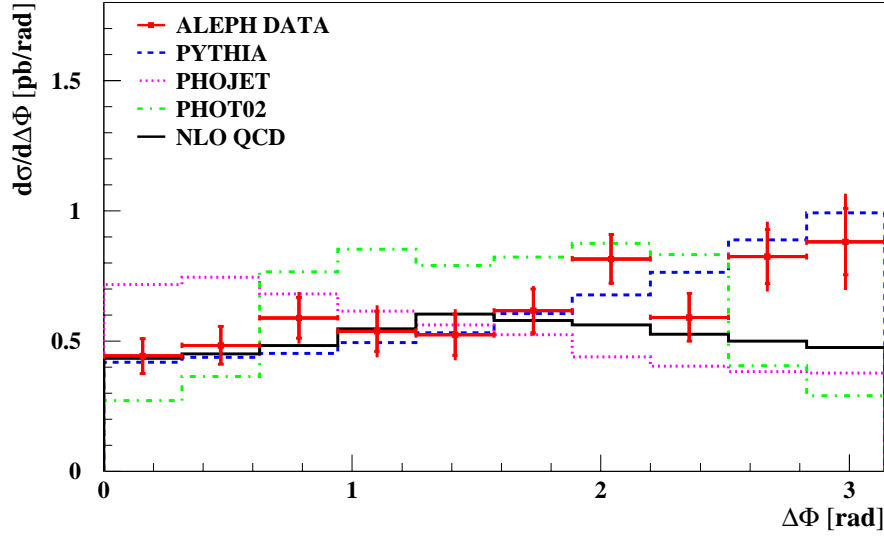


Abbildung 5.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels  $\Delta\Phi$  zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron.

$\Delta\Phi$ – Intervall	$d\sigma/d\Delta\Phi$ [pb/Grad]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
0.00 – 0.31	$0.45 \pm 0.07 \pm 0.02$	0.42	0.72	0.27	0.43
0.31 – 0.63	$0.49 \pm 0.07 \pm 0.02$	0.44	0.74	0.36	0.45
0.63 – 0.94	$0.58 \pm 0.08 \pm 0.06$	0.45	0.68	0.77	0.48
0.94 – 1.26	$0.54 \pm 0.08 \pm 0.07$	0.49	0.62	0.85	0.55
1.26 – 1.57	$0.53 \pm 0.08 \pm 0.06$	0.53	0.56	0.79	0.60
1.57 – 1.88	$0.62 \pm 0.08 \pm 0.05$	0.61	0.52	0.82	0.58
1.88 – 2.20	$0.82 \pm 0.09 \pm 0.03$	0.68	0.44	0.88	0.56
2.20 – 2.51	$0.58 \pm 0.09 \pm 0.03$	0.76	0.40	0.83	0.53
2.51 – 2.83	$0.83 \pm 0.10 \pm 0.08$	0.89	0.38	0.41	0.50
2.83 – $\pi$	$0.88 \pm 0.13 \pm 0.14$	0.99	0.38	0.29	0.48
$\chi^2$ / NDF		8.7 / 9	65.3 / 9	60.7 / 9	19.5 / 10

Tabelle 5.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels  $\Delta\Phi$  zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron.



## 5.2 Das hadronische System

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich der Masse des hadronischen Systems  $W_{\gamma\gamma}$  ist in Abbildung 5.7 und Tabelle 5.7 angegeben. Die PHOJET Monte-Carlo-Simulation liefert erst oberhalb von 5 GeV verlässliche Werte. Aber selbst wenn man das niedrigste Intervall außer Acht läßt, ist das generierte Spektrum deutlich zu hart. Die NLO-QCD-Vorhersage liefert bei kleinen Massen bis 10 GeV zu niedrige Werte. PYTHIA und PHOT02 beschreiben das Spektrum gut.

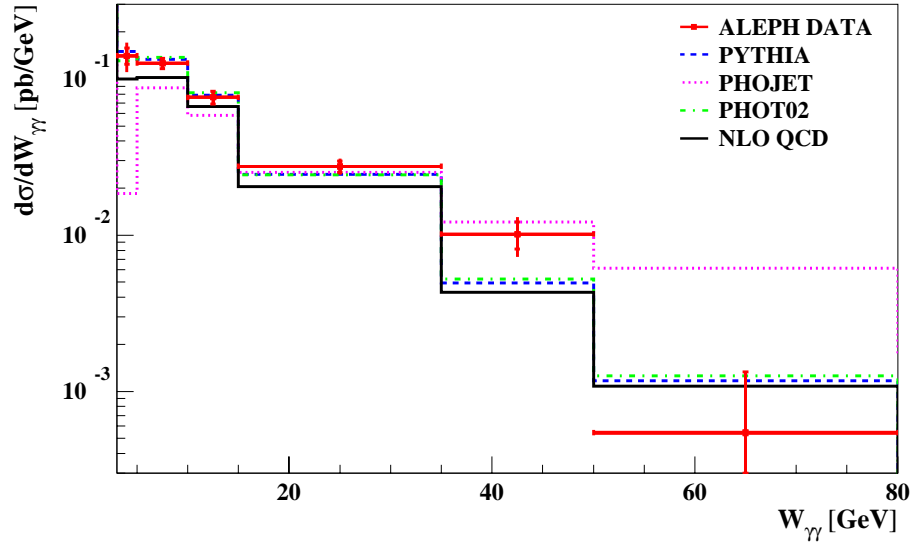


Abbildung 5.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Masse  $W_{\gamma\gamma}$  des hadronischen Systems.

$W_{\gamma\gamma}$ - Intervall	$d\sigma/dW_{\gamma\gamma}$ [pb/GeV]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
3.0 – 5.0	$0.1409 \pm 0.0164 \pm 0.0257$	0.1499	0.0185	0.1307	0.0996
5.0 – 10.0	$0.1263 \pm 0.0095 \pm 0.0033$	0.1334	0.0874	0.1380	0.1019
10.0 – 15.0	$0.0763 \pm 0.0072 \pm 0.0032$	0.0787	0.0586	0.0814	0.0665
15.0 – 35.0	$0.0276 \pm 0.0023 \pm 0.0023$	0.0246	0.0252	0.0244	0.0205
35.0 – 50.0	$0.0102 \pm 0.0020 \pm 0.0021$	0.0050	0.0121	0.0052	0.0043
50.0 – 80.0	$0.0005^{+0.0010}_{-0.0005} \pm 0.0020$	0.0012	0.0061	0.0013	0.0011
	$\chi^2 / \text{NDF}$	5.3 / 5	81.6 / 5	6.4 / 5	18.0 / 6

Tabelle 5.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Masse  $W_{\gamma\gamma}$  des hadronischen Systems.

## 5. Ergebnisse der Messung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich der Björken-Variable  $x$  ist in Abbildung 5.8 und Tabelle 5.8 dargestellt. Auch diese Verteilung wird von den Simulationen und der Modellrechnung gut beschrieben.

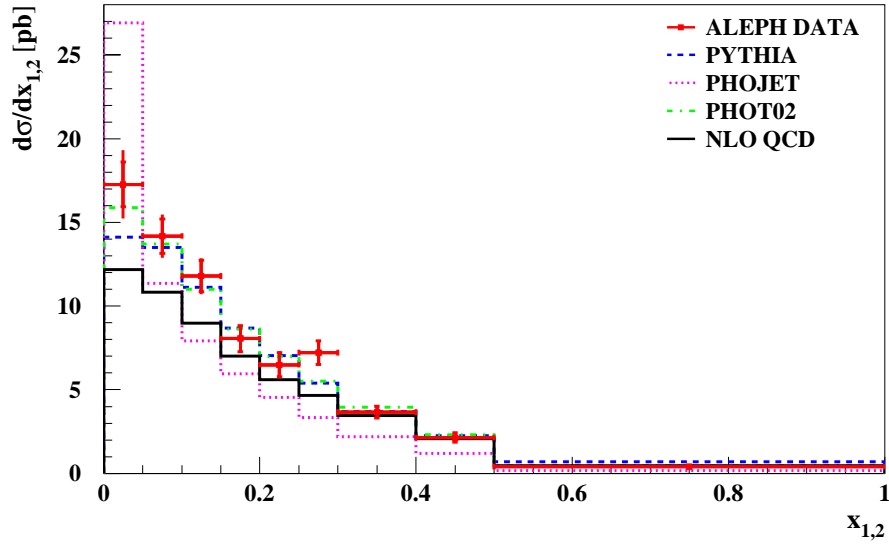


Abbildung 5.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variable  $x_{1,2}$ .

$x_i$ – Intervall	$d\sigma/dx_i$ [pb]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
0.00 – 0.05	$17.71 \pm 1.38 \pm 2.00$	14.11	26.91	15.88	12.17
0.05 – 0.10	$14.48 \pm 1.05 \pm 1.13$	13.51	11.37	13.70	10.84
0.10 – 0.15	$11.97 \pm 0.95 \pm 0.77$	11.12	7.93	11.00	8.99
0.15 – 0.20	$8.20 \pm 0.79 \pm 0.44$	8.67	5.96	8.62	7.02
0.20 – 0.25	$6.62 \pm 0.72 \pm 0.56$	7.03	4.54	6.98	5.61
0.25 – 0.30	$7.31 \pm 0.70 \pm 0.43$	5.40	3.34	5.50	4.66
0.30 – 0.40	$3.71 \pm 0.36 \pm 0.22$	3.68	2.18	3.96	3.45
0.40 – 0.50	$2.19 \pm 0.28 \pm 0.14$	2.25	1.20	2.31	2.07
0.50 – 1.00	$0.42 \pm 0.06 \pm 0.09$	0.70	0.16	0.46	0.46
	$\chi^2 / \text{NDF}$	16.0 / 8	93.1 / 8	7.3 / 8	30.6 / 9

Tabelle 5.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variable  $x_{1,2}$ .

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich der der Björken-Variablen  $y$  ist in Abbildung 5.9 und Tabelle 5.9 zu finden. Die PHYTHIA- und PHOT02-Monte-Carlo-Simulationen und die Modellrechnung beschreiben das Spektrum gut.

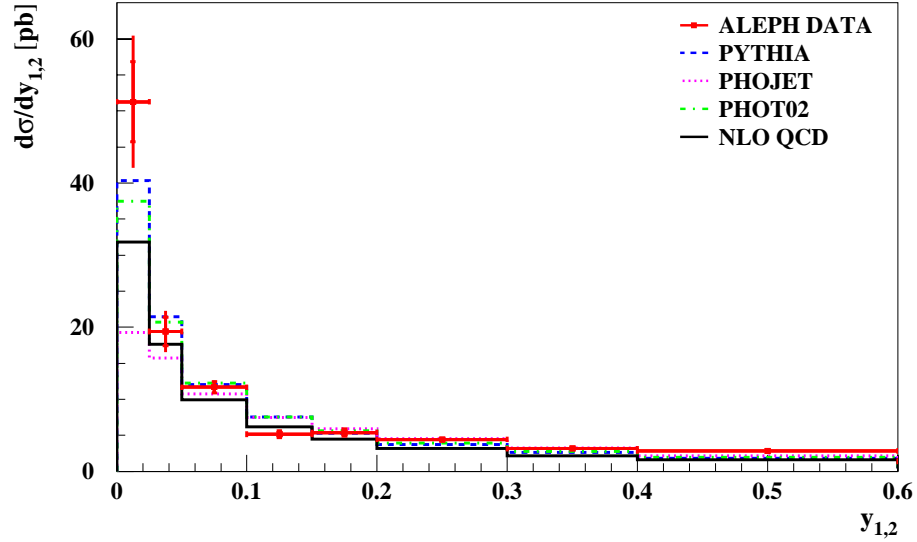


Abbildung 5.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variablen  $y_{1,2}$ .

$y$ – Intervall	$d\sigma/dy_i$ [pb]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
0.000 – 0.025	$51.28 \pm 5.54 \pm 7.34$	40.37	19.26	37.49	31.79
0.025 – 0.050	$19.41 \pm 1.99 \pm 2.07$	21.48	15.74	20.73	17.61
0.050 – 0.100	$11.68 \pm 0.79 \pm 0.49$	12.02	10.74	12.27	9.93
0.100 – 0.150	$5.16 \pm 0.50 \pm 0.35$	7.54	7.49	7.55	6.19
0.150 – 0.200	$5.39 \pm 0.52 \pm 0.21$	5.31	5.94	5.61	4.49
0.200 – 0.300	$4.43 \pm 0.36 \pm 0.22$	3.74	4.54	3.94	3.21
0.300 – 0.400	$3.15 \pm 0.36 \pm 0.09$	2.64	3.24	2.79	2.20
0.400 – 0.600	$2.85 \pm 0.27 \pm 0.26$	1.84	2.14	1.95	1.60
0.600 – 0.800	$1.41 \pm 0.23 \pm 0.50$	0.69	0.67	0.76	0.59
	$\chi^2 / \text{NDF}$	31.1 / 8	36.0 / 8	28.1 / 8	42.4 / 9

Tabelle 5.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variablen  $y_{1,2}$ .

## 5. Ergebnisse der Messung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich der Variablen  $Y$  ist in Abbildung 5.10 und Tabelle 5.10 dargestellt. Das Spektrum wird von den Monte-Carlo-Simulationen PYTHIA und PHOT02 gut beschrieben. Die NLO-QCD-Modellrechnung beschreibt die Form des Spektrums ebenfalls gut, nur der errechnete Gesamtwirkungsquerschnitt ist kleiner als der gemessene. Die PHOJET-Monte-Carlo-Simulation kann die Form des Spektrums nicht beschreiben.

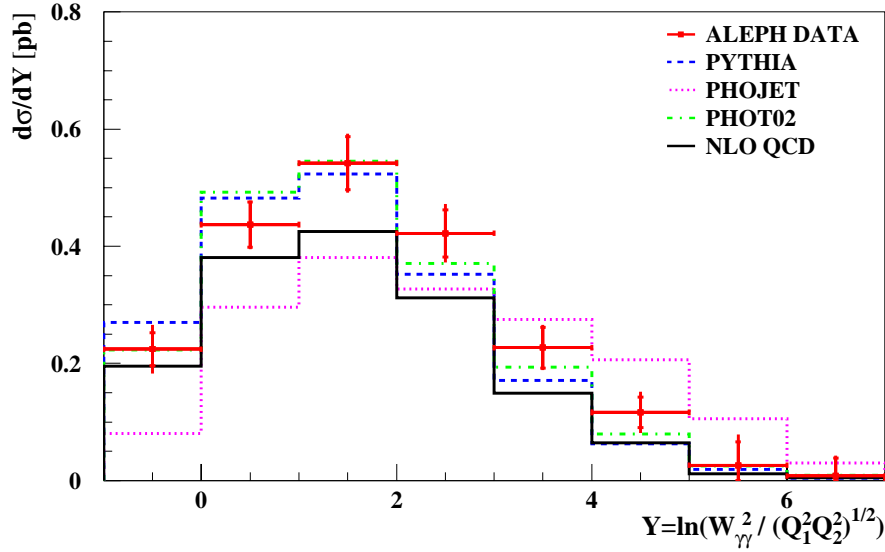


Abbildung 5.10: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen  $Y$ .

$Y -$ Intervall	$d\sigma/dY$ [pb]				
	Daten	PYTHIA	PHOJET	PHOT02	QCD
-1.0 – 0.0	$0.224 \pm 0.028 \pm 0.031$	0.270	0.080	0.223	0.195
0.0 – 1.0	$0.437 \pm 0.039 \pm 0.015$	0.483	0.296	0.493	0.381
1.0 – 2.0	$0.542 \pm 0.045 \pm 0.022$	0.523	0.381	0.545	0.425
2.0 – 3.0	$0.422 \pm 0.040 \pm 0.030$	0.352	0.327	0.370	0.312
3.0 – 4.0	$0.227 \pm 0.035 \pm 0.017$	0.171	0.275	0.194	0.149
4.0 – 5.0	$0.117 \pm 0.026 \pm 0.024$	0.062	0.206	0.079	0.065
5.0 – 6.0	$0.026^{+0.040}_{-0.020} \pm 0.013$	0.019	0.105	0.025	0.012
6.0 – 7.0	$0.008^{+0.030}_{-0.008} \pm 0.005$	0.004	0.030	0.009	0.004
	$\chi^2 / \text{NDF}$	9.3 / 7	53.9 / 7	5.2 / 7	19.3 / 8

Tabelle 5.10: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen  $Y$ .

## 5.3 Vergleich mit den Messungen anderer Experimente

Die Wechselwirkungen virtueller Photonen wurden auch von der OPAL- [54] und der L3-Kollaboration [13, 55] untersucht. Ein direkter Vergleich der Ergebnisse ist nicht möglich, weil die Analysen sich auf unterschiedliche Phasenraum-Bereiche beziehen (siehe Tabelle 5.11).

Es ist also eine Extrapolation nötig, mit der die OPAL- und L3-Messungen in den hier betrachteten Bereich umgerechnet werden. Dazu wird in jedem Intervall ein Phasenraumfaktor bestimmt. Das geschieht mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulationen PYTHIA, PHOT02 und GALUGA sowie mit der NLO-QCD Modellrechnung. Aus den Abweichungen zwischen den Modellen kann der systematische (Extrapolations-) Fehler zu etwa 5% bestimmt werden. BFKL-Modelle zur Bestimmung der Phasenraumfaktoren stehen zur Zeit nicht zur Verfügung.

ALEPH	OPAL	L3
Phasenraum der Messung		
$E'_{1,2} > 0,3E_{\text{Strahl}}$	$E'_{1,2} > 0,4E_{\text{Strahl}}$	$E'_{1,2} > 40 \text{ GeV}$
$35 \text{ mrad} < \theta_{1,2} < 155 \text{ mrad}$	$34 \text{ mrad} < \theta_{1,2} < 55 \text{ mrad}$	$30 \text{ mrad} < \theta_{1,2} < 66 \text{ mrad}$
$W_{\gamma\gamma} > 3 \text{ GeV}$	$W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$	$W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$
Verwendete integrierte Luminosität		
$640 \text{ pb}^{-1}$	$378 \text{ pb}^{-1}$	$617 \text{ pb}^{-1}$
Zahl der selektierten Ereignisse (und erwarteter Untergrund)		
891 (206,1)	129 (12,8)	491 (87)

Tabelle 5.11: Phasenraum-Bereiche, verwendete integrierte Luminosität und Zahl der selektierten Ereignisse in den Analysen von OPAL, L3 und ALEPH.

Die umgerechneten Ergebnisse von OPAL und L3 sind zusammen mit den ALEPH Ergebnissen aus dieser Analyse und der Vorhersage der PYTHIA-Monte-Carlo-Simulation in Abbildung 5.11 dargestellt. Die unterschiedlichen Messgenauigkeiten und Ereigniszahlen in Tabelle 5.11 ergeben sich durch die Verwendung deutlich verschiedener Phasenraumbereiche und Luminositäten<sup>1</sup>.

Die Messungen der drei Experimente stimmen, trotz großer Unterschiede in den einzelnen Analysen, bemerkenswert gut überein. Insbesondere ist im Bereich großer Werte von  $Y$  kein deutlicher Überschuss zu erkennen. Ein großer in diesem Bereich erwarteter BFKL-Anteil ist nicht zu erkennen.

<sup>1</sup>Eine OPAL-Analyse unter Berücksichtigung der vollen LEP II Statistik ist noch nicht veröffentlicht worden.

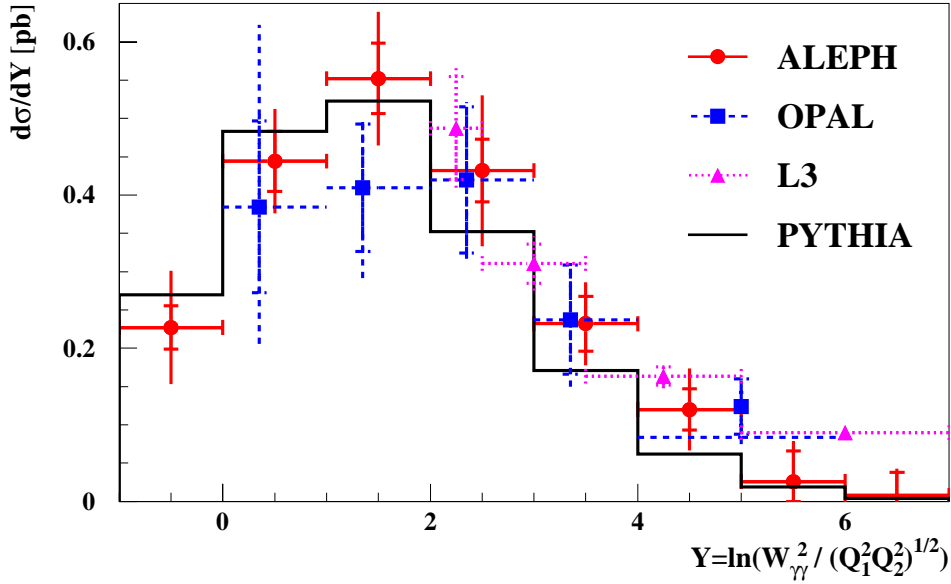


Abbildung 5.11: Vergleich der von OPAL, L3 und ALEPH gemessenen Wirkungsquerschnitte bezüglich  $Y$ . Zu den OPAL und L3 Messfehlern ist ein 5%iger Extrapolations-Fehler zu addieren. (Die vertikalen Fehlerbalken der OPAL-Messung wurden im Bereich  $0 < Y < 4$  zur besseren Übersicht verschoben.)

## 5.4 Vergleich mit einer BFKL-Modellrechnung

Wie bereits erwähnt (Abschnitt 1.4.2), ist die Streuung zweier hochvirtueller Photonen ein guter Test auf die Bedeutung des Beitrages des perturbativen (BFKL) Pomerons. Eine Messung wird zeigen, ob tatsächlich BFKL-artige Prozesse zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts gebraucht werden.

Leider sind die derzeit verfügbaren BFKL-Modellrechnungen nicht so ausgelegt, dass sie über den zugänglichen Phasenraum integrieren. Ein Wirkungsquerschnitt kann nur für eine feste Virtualität beider Photonen  $Q^2 \equiv Q_1^2 = Q_2^2$  berechnet werden. Ein Vergleich mit den Daten ist damit nur sinnvoll, wenn (Daten-) Ereignisse verwendet werden, bei denen beide Photonen wenigstens sehr ähnliche Virtualität haben.

Die Ereignisselektion muss also verfeinert werden. Damit wird auch eine neue Berechnung der Korrekturfaktoren und der systematischen Fehler nötig. Diese neue Datenanalyse wird im Folgenden kurz beschrieben.

### 5.4.1 BFKL-Analyse

Zusätzlich zu den im Abschnitt 3.1 beschriebenen Bedingungen wird verlangt:

$$\ln(Q_1^2/Q_2^2) \leq 1.0 \quad (5.2)$$

$$\Leftrightarrow Q_1^2/Q_2^2 \leq e \quad (5.3)$$

wobei  $e = 2,718$  die Euler'sche Zahl ist. Damit ist sichergestellt, dass sich einerseits die Virtualitäten der beiden Photonen nicht zu stark unterscheiden und andererseits noch genügend Ereignisse selektiert werden.

Bei einer erneuten Analyse der Daten mit dieser Zusatzbedingung werden etwa 38% weniger Ereignisse ausgewählt als bei der ursprünglichen Selektion. Die genauen Zahlen sind in Tabelle 5.12 aufgelistet. Die Normierung der Monte-Carlo-Simulationen wurde beibehalten.

Jahr	Detektor	Daten	MC gesamt	PYTHIA	PHOT02	PHOJET	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	off-momentum
1998	Si - Si	73.	52.3	41.1	45.0	50.5	3.5	0.7	7.1
	Si - L	23.	19.0	15.7	16.9	15.3	1.6	1.4	0.3
	L - Si	16.	17.3	14.4	17.0	16.4	1.6	1.1	0.2
	L - L	57.	53.5	37.7	43.9	41.3	4.8	10.9	0.0
	gesamt	169.	142.1	109.0	122.8	123.6	11.4	14.1	7.5
1999	Si - Si	84.	70.8	53.1	57.3	65.7	4.8	0.9	12.0
	Si - L	24.	24.9	20.0	21.5	18.2	2.1	1.8	0.9
	L - Si	19.	23.2	19.3	21.6	19.0	2.1	1.5	0.3
	L - L	77.	67.9	46.7	55.8	50.4	6.7	14.5	0.0
	gesamt	204.	186.7	139.1	156.1	153.2	15.7	18.7	13.2
2000	Si - Si	71.	59.7	47.3	49.7	53.2	4.4	0.8	7.2
	Si - L	18.	21.1	17.1	18.7	17.3	2.0	1.6	0.4
	L - Si	24.	20.2	16.7	18.8	16.3	2.0	1.3	0.3
	L - L	64.	61.6	42.6	48.4	43.2	6.1	12.9	0.0
	gesamt	177.	162.8	123.7	135.7	130.1	14.4	16.7	7.9
'98 - '00	Si - Si	228.	182.8	141.5	152.0	169.4	12.7	2.4	26.3
	Si - L	65.	65.0	52.9	57.1	50.9	5.6	4.9	1.6
	L - Si	59.	60.7	50.4	57.4	51.8	5.6	3.9	0.7
	L - L	198.	183.1	127.1	148.1	134.8	17.6	38.3	0.0
	gesamt	550.	491.6	371.8	414.6	406.9	41.6	49.5	28.7

Tabelle 5.12: Zahl der in den Daten und Monte-Carlo-Simulationen selektierten Ereignisse. Die benutzten Detektoren SICAL bzw. LCAL sind durch Si bzw. L abgekürzt. Der erste Ausdruck steht jeweils für die Seite A des ALEPH Detektors. „MC gesamt“ bedeutet: PYTHIA Monte-Carlo und alle Untergrundquellen.

Die Bestimmung des Untergrunds, der Korrekturfaktoren und der systematischen Fehler verläuft analog zur ursprünglichen Analyse.

Anhand einiger nicht auf Detektor-Effekte korrigierter Verteilungen wird gezeigt, dass die ausgewählte Untermenge der ursprünglichen Daten von den Monte-

## 5. Ergebnisse der Messung

Carlo-Simulationen gut beschrieben wird. In den Abbildungen 5.12 bis 5.15 sind die sichtbaren Wirkungsquerschnitte als Funktion einiger Systemgrößen dargestellt.

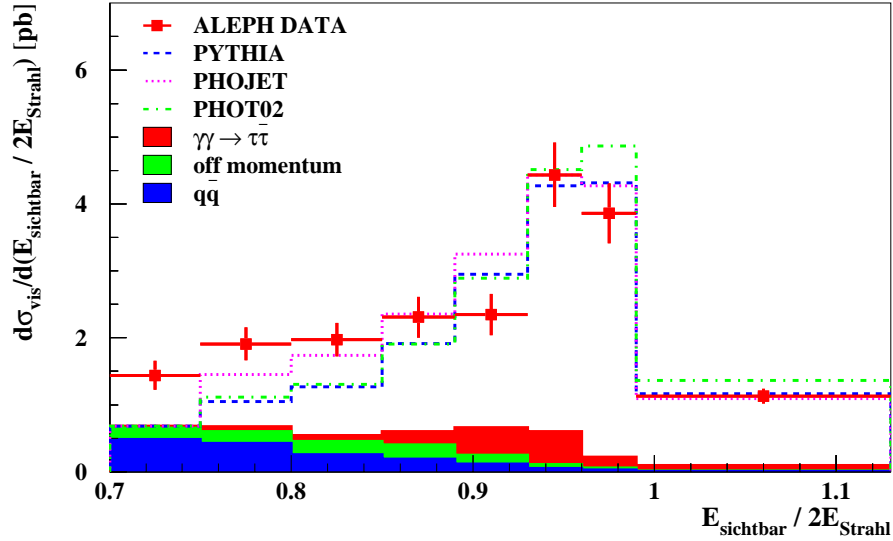


Abbildung 5.12: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der gesamten im Detektor nachgewiesenen Energie (BFKL-Analyse).

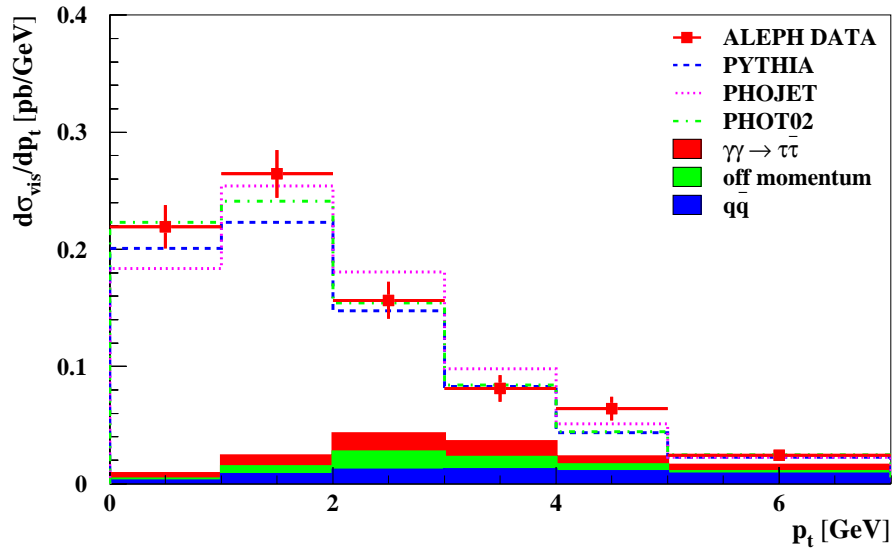


Abbildung 5.13: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion des gesamten im Detektor nachgewiesenen Transversalimpulses (BFKL-Analyse).



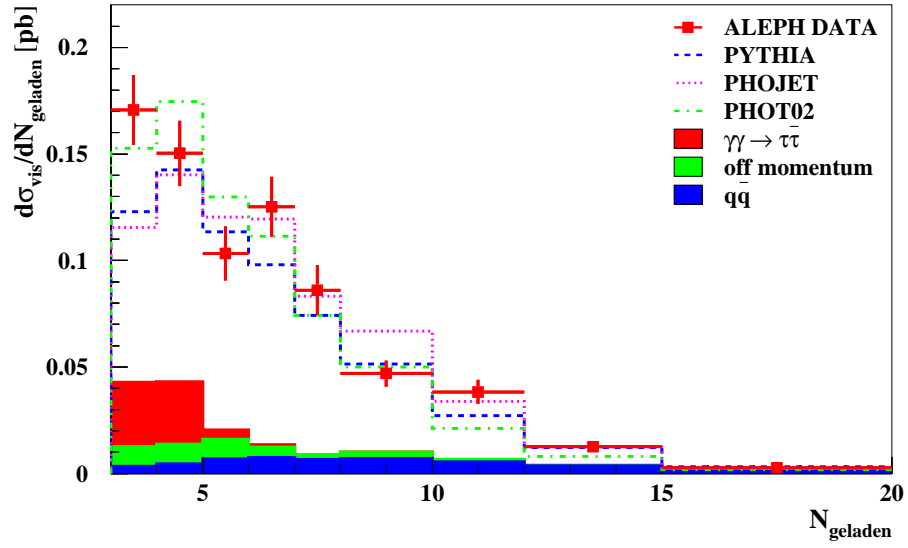


Abbildung 5.14: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen (BFKL-Analyse).

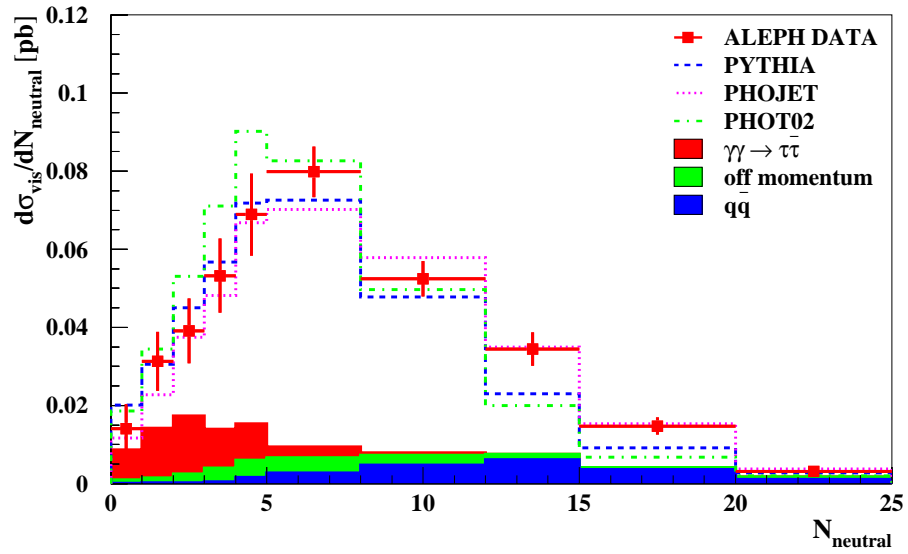


Abbildung 5.15: Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der nachgewiesenen neutralen Teilchen (BFKL-Analyse).

### 5.4.2 Ergebnisse der BFKL-Analyse

Die Ergebnisse der BFKL-Analyse unterscheiden sich zum Teil deutlich von den ursprünglichen Ergebnissen, weil sie sich auf einen kleineren Phasenraum beziehen.

In Abbildung 5.16 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Virtualitäten  $Q_{1,2}^2$  dargestellt. Die Abbildungen 5.17 und 5.18 zeigen den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der hadronischen Masse  $W_{\gamma\gamma}$  und von  $Y$ . Die Monte-Carlo-Simulationen PYTHIA und PHOT02 stimmen gut mit der Messung überein. Der PHOJET-Generator beschreibt die Daten nur unzureichend.

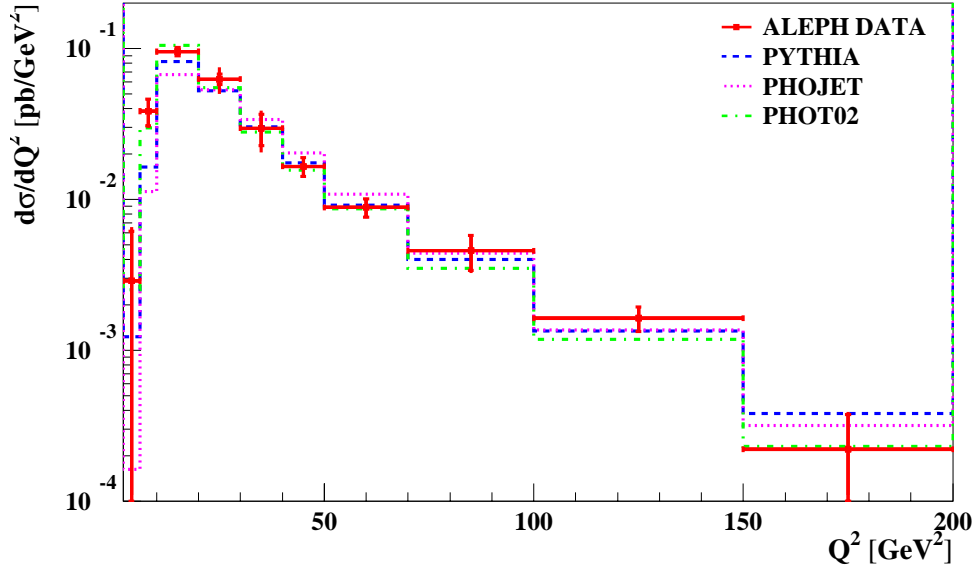


Abbildung 5.16: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualitäten  $Q_{1,2}^2$  der Photonen.

Damit die Messung mit der (LO-) BFKL-Vorhersage von C. Ewerz et al. [22] verglichen werden kann, wird der  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt, wie in Abschnitt 1.3.2 (Seite 13) beschrieben, in den Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$  umgerechnet. Die Werte des Umrechnungsfaktors  $L_{TT}$  und der Ergebnisse sind in Tabelle 5.13 angegeben. Sie werden in Abbildung 5.19 mit der Vorhersage verglichen. Es ist klar zu erkennen, dass die LO-BFKL-Vorhersage das Verhalten der Daten nicht beschreibt. Weil aber schon bekannt ist, dass die noch nicht vollständig berechnete nächste Ordnung der BFKL-Modelle (NLO-BFKL) sehr große Korrekturen der Ergebnisse hervorruft, ist dieses Ergebnis nicht überraschend. Modellrechnungen in nachstführender Ordnung (NLO-BFKL) werden in Kürze veröffentlicht werden. Eine endgültige Antwort auf die Frage, ob BFKL-artige Prozesse einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern, kann also an dieser Stelle nicht gegeben werden.

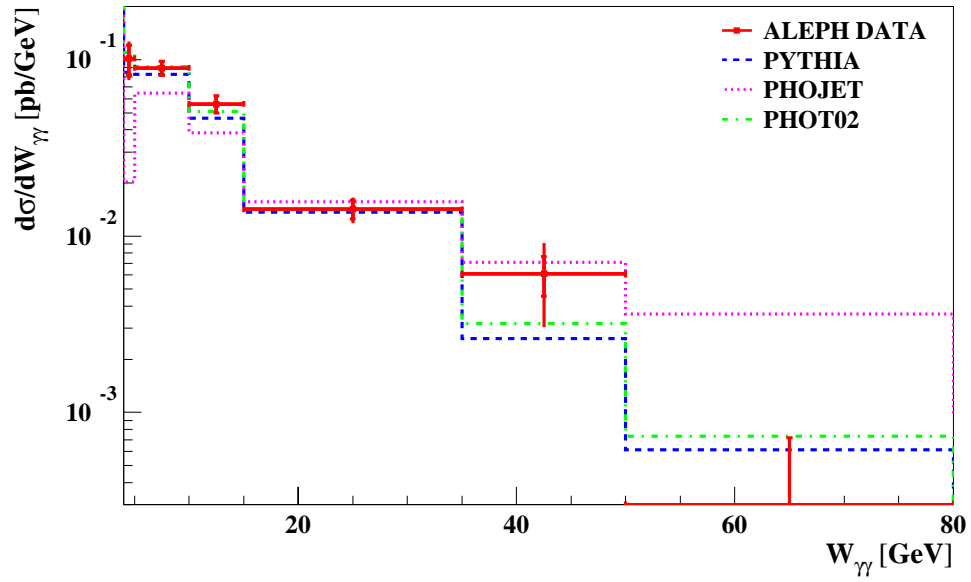


Abbildung 5.17: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Masse des hadronischen Systems  $W_{\gamma\gamma}$ .

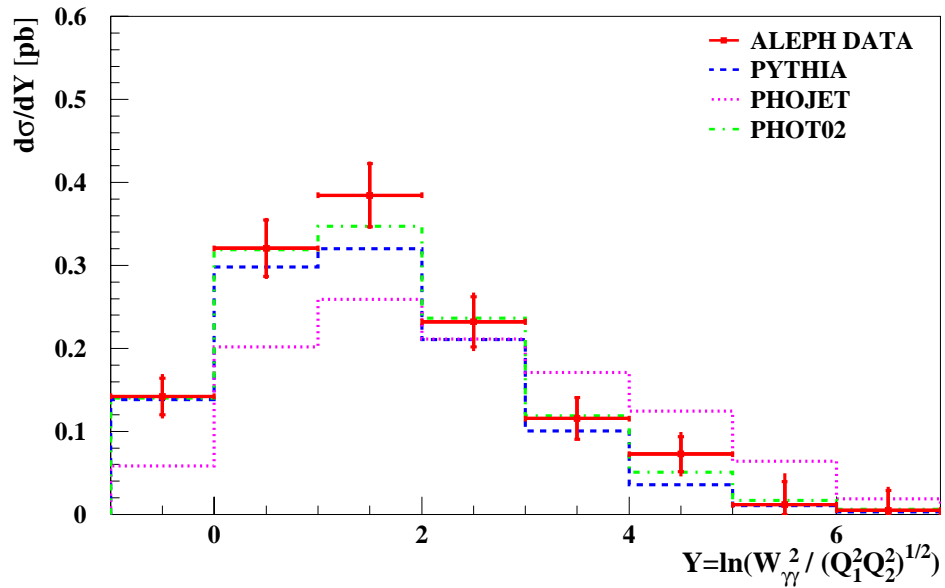


Abbildung 5.18: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen  $Y$ .

## 5. Ergebnisse der Messung

$Y$	$d\sigma/dY$ [pb]	$L_{TT} \cdot 10^{-3}$	$\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ [nb]
-1.0 – 0.0	$0.142 \pm 0.022 \pm 0.015$	0.072	$2.0 \pm 0.3 \pm 0.2$
0.0 – 1.0	$0.321 \pm 0.034 \pm 0.014$	0.071	$4.5 \pm 0.5 \pm 0.2$
1.0 – 2.0	$0.385 \pm 0.038 \pm 0.014$	0.056	$6.9 \pm 0.7 \pm 0.3$
2.0 – 3.0	$0.232 \pm 0.030 \pm 0.019$	0.049	$4.7 \pm 0.6 \pm 0.4$
3.0 – 4.0	$0.115 \pm 0.025 \pm 0.008$	0.037	$3.1 \pm 0.7 \pm 0.2$
4.0 – 5.0	$0.073 \pm 0.021 \pm 0.016$	0.021	$3.5 \pm 1.0 \pm 0.8$
5.0 – 6.0	$0.012^{+0.028}_{-0.012} \pm 0.010$	0.008	$1.5^{+3.5}_{-1.5} \pm 1.3$
6.0 – 7.0	$0.005^{+0.024}_{-0.005} \pm 0.004$	0.002	$2.5^{+12.0}_{-2.5} \pm 2.0$

Tabelle 5.13: Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $Y$  (BFKL-Analyse).

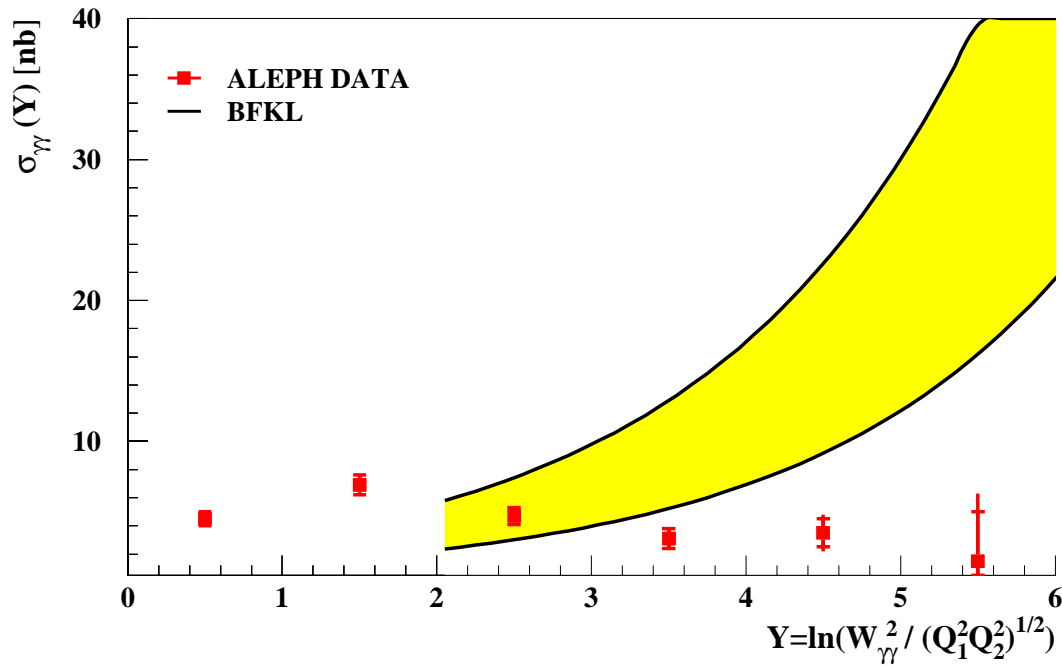


Abbildung 5.19: Vergleich der ALEPH-Messung mit einer LO-BFKL-Vorhersage. Die Vorhersage gilt streng genommen nur für  $Q_1^2 = Q_2^2 \equiv Q^2$ . Die theoretische Unsicherheit wird durch eine Variation der BFKL-Energieskala zwischen 1 und 10 abgeschätzt.

## 6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die hadronischen Wechselwirkungen von virtuellen Photonen untersucht. Die verwendeten Daten wurden in den Jahren 1998 bis 2001 bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s_{e^+e^-}}$  von 189 GeV bis 208 GeV mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring aufgezeichnet. Die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von  $640 \text{ pb}^{-1}$ .

Die Wechselwirkungen von Photonen werden am  $e^+e^-$ -Speicherring LEP anhand der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$$

untersucht. Dabei steht in dieser Analyse  $X$  für einen hadronischen Endzustand. Mit dem Nachweis beider gestreuten Strahlelektronen wird sicher gestellt, dass die wechselwirkenden Photonen virtuell sind. Solche Ereignisse werden als *doppelt markiert* bezeichnet.

Die zu analysierenden Daten sind aus dem durch die folgenden Bedingungen definierten Phasenraum entnommen:

- Die gestreuten Elektronen haben eine Energie von mindestens 30% der Strahlenergie und einen Polarwinkel zwischen 35 mrad und 155 mrad.
- Das hadronische System hat eine Masse von mindestens 3 GeV.

In diesem Bereich tragen praktisch nur die *direkten* Wechselwirkungen der Photonen ( $\gamma^*\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ ) zum Wirkungsquerschnitt bei. Die Anteile von *VDM* und *anomalen* Photonen sind vernachlässigbar.

In dieser Analyse wird der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion aller wichtigen Ereignis-Variablen bestimmt. Die Messung basiert auf 891 selektierten hadronischen  $\gamma^*\gamma^*$ -Ereignissen mit einem Untergrund von 206,1 Ereignissen.

Die gewonnenen Daten werden mit den Monte-Carlo-Simulationen PYTHIA (Version 6.151), PHOT02 und PHOJET (Version 1.05c) verglichen. Die Simulationen sind auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt normiert. PYTHIA beschreibt die Verteilungen aller gemessenen Ereignis-Variablen sehr gut. Das einfache PHOT02-Modell kann die meisten Spektren reproduzieren. Nur der Azimut-Winkel zwischen den gestreuten Elektronen ist falsch modelliert. Die Monte-Carlo-Simulationen PHOJET kann wesentliche Aspekte nicht beschreiben. Sie wurde allerdings auch nur zur Beschreibung *nicht markierter* Ereignisse geschrieben.

## 6. Zusammenfassung

Der untersuchte Phasenraum fällt in den Bereich der perturbativen QCD. Die Daten werden deshalb auch mit einer QCD Modellrechnung verglichen, die den Wirkungsquerschnitt in nächster Ordnung ( $\mathcal{O}(\alpha_s)$ ) vorhersagt. Der mit diesem Modell errechnete Gesamtwirkungsquerschnitt ist etwas kleiner als der gemessene. Die Formen aller Verteilungen stimmen aber sehr gut mit den Daten überein.

Die Streuung zweier virtueller Photonen ist eine Reaktion, in der der Beitrag des sogenannten BFKL-Pomerons zum Wirkungsquerschnitt gemessen werden könnte. Es sollte bei hohen Virtualitäten und großen hadronischen Massen zu beobachten sein. Die BFKL-Vorhersage wird von den Daten nicht bestätigt. Eine endgültige Aussage über das BFKL-Pomeron kann aber erst gemacht werden, wenn Rechnungen höherer Ordnung und Daten bei höheren Energien zur Verfügung stehen.

Eine Aufteilung der Daten, zum Beispiel nach den Polarisierungen der Photonen, wird schon auf Grund der geringen Statistik nicht vorgenommen. Für eine genaue Messung der einzelnen Komponenten des Gesamtwirkungsquerschnitts und eine Analyse der longitudinal polarisierten Photonen werden Experimente mit höheren Photon-Energien benötigt.

# Literaturverzeichnis

- [1] SCHULER, G.A. ; SJÖSTRAND, T.: Workshop on Two Photon Physics from DAΦNE to LEP200 and Beyond. 1994: CERN-TH-7193/94
- [2] SAKURAI, J.J.: Ann. Phys. **11** (1960), S. 1
- [3] WITTEN, E.: Nucl. Phys. **B120** (1977), S. 189
- [4] BAUR, T.H. [u. a.]: Rev. Mod. Phys. **50** (1978), S. 261
- [5] NISIUS, Richard: The photon structure from deep inelastic electron photon scattering. Phys. Rept. **332** (2000), S. 165–317
- [6] COLLINS, P.D.B.: *An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics*. Cambridge, 1977
- [7] CACCIARI, M. ; DUCA, V. D. ; FRIXIONE, S. ; TROCSANYI, Z.: QCD radiative corrections to  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow$  hadrons. JHEP **02** (2001), S. 029
- [8] BARTELS, J. ; DE ROECK, A. ; LOTTER, H.: The  $\gamma^*\gamma^*$  total cross section and the BFKL pomeron at e+ e- colliders. Phys. Lett. **B389** (1996), S. 742–748
- [9] BARTELS, Jochen ; DE ROECK, Albert ; EWERZ, Carlo ; LOTTER, Hans: The  $\gamma^*\gamma^*$  total cross section and the BFKL pomeron at the 500-GeV e+ e- linear collider. (1997)
- [10] BRODSKY, S. J. ; HAUTMANN, F. ; SOPER, D. E.: Virtual photon scattering at high energies as a probe of the short distance pomeron. Phys. Rev. **D56** (1997), S. 6957–6979
- [11] BUDNEV, V. M. ; GINZBURG, I. F. ; MELEDIN, G. V. ; SERBO, V. G.: The two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. Phys. Rept. **15** (1974), S. 181–281
- [12] KOLANOSKI, H.: *Two-Photon Physics at e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> Storage Rings*. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo : Springer-Verlag, 1984 (Springer Tracts in Modern Physics)

- [13] L3-COLLABORATION: Measurement of the cross-section for the process  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow$  hadrons at LEP. Phys. Lett. **B453** (1999), S. 333–342
- [14] ARTEAGA, N. ; CARIMALO, C. ; KESSLER, P. ; ONG, S. ; PANELLA, O.: Azimuthal correlations in photon-photon collisions. Phys. Rev. **D52** (1995), S. 4920–4928
- [15] SCHULER, Gerhard A.: Improving the equivalent-photon approximation in electron positron collisions. (1996)
- [16] FERMI, E.: On the theory of the impact between atoms and electrically charged particles. Z. Phys. **29** (1924), S. 315–327
- [17] VON WEIZSÄCKER, C. F.: Radiation emitted in collisions of very fast electrons. Z. Phys. **88** (1934), S. 612–625
- [18] WILLIAMS, E. J.: Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. Phys. Rev. **45** (1934), S. 729–730
- [19] SALAM, Gavin P.: An introduction to leading and next-to-leading BFKL. Acta Phys. Polon. **B30** (1999), S. 3679–3705
- [20] KURAEV, E. A. ; LIPATOV, L. N. ; FADIN, V. S.: The Pomeranchuk singularity in nonabelian gauge theories. Sov. Phys. JETP **45** (1977), S. 199–204
- [21] BALITSKY, I. I. ; LIPATOV, L. N.: The Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics. Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978), S. 822–829
- [22] BARTELS, Jochen ; EWERZ, Carlo ; STARITZBICHLER, Rene: Effect of the charm quark mass on the BFKL  $\gamma^*\gamma^*$  total cross section at LEP. Phys. Lett. **B492** (2000), S. 56–62
- [23] KIM, Victor T. *Mündliche Mitteilung*
- [24] KIM, Victor T. ; LIPATOV, Lev N. ; PIVOVAROV, Grigorii B.: The next-to-leading dynamics of the BFKL pomeron. (1999)
- [25] KIM, Victor T. ; LIPATOV, Lev N. ; PIVOVAROV, Grigorii B.: The next-to-leading BFKL pomeron with optimal renormalization. (1999)
- [26] BRODSKY, Stanley J. ; FADIN, Victor S. ; KIM, Victor T. ; LIPATOV, Lev N. ; PIVOVAROV, Grigorii B.: The QCD pomeron with optimal renormalization. JETP Lett. **70** (1999), S. 155–160
- [27] SCHULER, Gerhard A.: Two-photon physics with GALUGA 2.0. Comput. Phys. Commun. **108** (1998), S. 279



- [28] SJÖSTRAND, Torbjörn [u. a.]: High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. (2000)
- [29] FRIBERG, Christer ; SJÖSTRAND, Torbjörn: Total cross sections and event properties from real to virtual photons. JHEP **09** (2000), S. 010
- [30] FRIBERG, Christer ; SJÖSTRAND, Torbjörn: Effects of longitudinal photons. Phys. Lett. **B492** (2000), S. 123–134
- [31] ANDERSSON, B. ; GUSTAFSON, G. ; INGELMAN, G. ; SJÖSTRAND, T.: Parton fragmentation and string dynamics. Phys. Rept. **97** (1983), S. 31
- [32] ANDERSSON, B. ; GUSTAFSON, G. ; SODERBERG, B.: A general model for jet fragmentation. Z. Phys. **C20** (1983), S. 317
- [33] VERMASEREN, J. A. M.: Two Photon Processes at very high energies. Nucl. Phys. **B229** (1983), S. 347
- [34] G. COCHARD, (ed.) ; P. KESSLER, (ed.): Gamma gamma collisions. Proceedings, International workshop, Amiens, France, April 8-12, 1980. . – Berlin, Germany: Springer (1980) 400 P. (Lecture Notes In Physics, 134)
- [35] BHATTACHARYA, R. ; SMITH, J. ; G. GRAMMER, Jr.: Two photon production processes at high energy. 1. Phys. Rev. **D15** (1977), S. 3267
- [36] GINZBURG, I. F. ; SERBO, V. G.: Some comments on the total  $\gamma\gamma \rightarrow$  hadron cross-section at high energy. Phys. Lett. **B109** (1982), S. 231–233
- [37] G. A GOURDIN BONNEAU, M. ; MARTIN, F.: Inelastic lepton anti-lepton scattering and the two photon exchange approximation. Nucl. Phys. **B54** (1973), S. 573–597
- [38] ENGEL, R. ; RANFT, J.: Hadronic photon-photon interactions at high energies. Phys. Rev. **D54** (1996), S. 4244–4262
- [39] CAPELLA, A. ; SUKHATME, U. ; TAN, C-I ; VAN, J. Tran T.: Dual parton model. Phys. Rept. **236** (1994), S. 225–329
- [40] MARCHESINI, G. [u. a.]: HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991. Comput. Phys. Commun. **67** (1992), S. 465–508
- [41] MARCHESINI, G. [u. a.]: HERWIG version 5.9: A Monte Carlo event generator. (1996)
- [42] JADACH, S. ; WARD, B. F. L. ; WAS, Z.: The Monte Carlo program KORALZ, version 4.0, for the lepton or quark pair production at LEP / SLC energies. Comput. Phys. Commun. **79** (1994), S. 503–522

- [43] ALEPH-KOLLABORATION: ALEPH: A Detector for Electron - Positron annihilations at LEP. Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990), S. 121–178
- [44] ALEPH-KOLLABORATION ; BOWDERY, Chris (Hrsg.): *ALEPH Handbook, Volume 1*. 1995 (CERN Publications)
- [45] ALEPH-KOLLABORATION ; BOWDERY, Chris (Hrsg.): *ALEPH Handbook, Volume 2*. 1997 (CERN Publications)
- [46] LÓPEZ, Javier: *Double tagged  $\gamma^*\gamma^*$  events in a very low virtuality region (using BCAL detector at ALEPH experiment)*, Universitat Autònoma de Barcelona, Departament de Fisika, Thesis, 2000
- [47] RANJARD, F.: ALEPH 86-015, internal note
- [48] CERN Program Library Long Writeup: *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*. 1995
- [49] GRUPEN, C.: *Teilchendetektoren*. Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich : BI-Wissenschaftsverlag, 1993
- [50] DISSERTORI, Günther. *Mündliche Mitteilung*
- [51] AFFHOLDERBACH, Klaus: *Messung der hadronischen Strukturfunktion des Photons*, Fachbereich Physik, Universität Siegen, Dissertation, 2000
- [52] NISIUS, Richard ; TODOROVA-NOVA, Sarka. *Mündliche Mitteilung*
- [53] BRANDT, Siegmund: *Datenanalyse*. Heidelberg : Spektrum-Verlag, 1999
- [54] OPAL-COLLABORATION: *Measurement of Double-Tagged Events in Two-Photon Collisions at LEP*. 2000: OPAL Physics Note PN456
- [55] L3-COLLABORATION: *Double Tag Events in Two Photon Collisions at LEP*. 2001: L3 Note 2680

# Tabellenverzeichnis

3.1	Raten der off-momentum Elektronen . . . . .	41
3.2	Ereignisse mit zwei off-momentum Elektronen . . . . .	42
4.1	Zahl der in den Daten selektierten Ereignisse . . . . .	50
5.1	Wirkungsquerschnitt als Funktion der Elektronenergie . . . . .	63
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels $\theta$ der gestreuten Elektronen. . . . .	64
5.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualitäten $Q_{1,2}^2$ der Photonen. . . . .	65
5.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Quotienten der Virtualitäten der Photonen $\Delta Q = -\ln \frac{Q_1^2}{Q_2^2}$ . . . . .	66
5.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels $\Phi$ zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron. . . . .	67
5.6	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels $\Delta\Phi$ zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron. . . . .	68
5.7	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Masse $W_{\gamma\gamma}$ des hadronischen Systems. . . . .	69
5.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variablen $x_{1,2}$ . . . . .	70
5.9	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variablen $y_{1,2}$ . . . . .	71
5.10	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen $Y$ . . . . .	72
5.11	Phasenraum-Bereiche bei OPAL, L3 und ALEPH . . . . .	73
5.12	Zahl der in den Daten mit der BFKL-Bedingung selektierten Ereignisse . . . . .	75
5.13	Wirkungsquerschnitt als Funktion von $Y$ (BFKL-Analyse) . . . . .	80

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Fluktuation eines Photons in ein Paar geladener Fermionen $f\bar{f}$ .	2
1.2	Zustände des Photons.	4
1.3	Beiträge zur harten $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung	6
1.4	Beiträge zur Hadron-Produktion in $\gamma^*\gamma^*$ -Wechselwirkungen	8
1.5	Kinematik der $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen	9
2.1	Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten	20
2.2	Darstellung der Komponenten des ALEPH-Detektors	22
2.3	Der LEP-Speicherring und das ALEPH-Koordinatensystem.	22
2.4	Der Mikrostreifenvertexdetektor (VDET).	23
2.5	Darstellung der inneren Spurkammer (ITC)	24
2.6	Darstellung der Zeitprojektionskammer (TPC)	25
2.7	Darstellung des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL)	26
2.8	Darstellung des Hadronen-Kalorimeters (HCAL)	27
2.9	Lage der Luminositätsmonitore	29
3.1	Vergleich der off-momentum Raten	40
3.2	Eigenschaften der off-momentum Elektronen	41
3.3	Wirkungsquerschnitt als Funktion der sichtbaren Masse	46
3.4	Wirkungsquerschnitt als Funktion der mit Hilfe der gestreuten Elektronen berechneten Masse	46
3.5	Gemessener Wirkungsquerschnitt als Funktion von $Y$ bei Verwendung der sichtbaren hadronischen Masse.	47
3.6	Gemessener Wirkungsquerschnitt als Funktion von $Y$ bei Verwendung der mit Hilfe der Elektronen berechneten hadronischen Masse.	47
4.1	Ein typisches doppelt markiertes hadronisches Zwei-Photon Ereignis	51
4.2	Darstellung eines Zwei-Jet artigen hadronischen Zwei-Photon Ereignisses	52
4.3	Energie der markierenden Elektronen	53
4.4	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Polarwinkel der gestreuten Elektronen.	54
4.5	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualität der Photonen.	55
4.6	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\ln(Q_1^2/Q_2^2)$ .	55

4.7	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron. . . . .	56
4.8	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der sichtbaren Masse des hadronischen Systems. . . . .	56
4.9	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen. . . . .	57
4.10	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität $\eta_{geladen}$ der geladenen Teilchen. . . . .	57
4.11	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der nachgewiesenen neutralen Teilchen. . . . .	58
4.12	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität $\eta_{neutral}$ der neutralen Teilchen. . . . .	58
4.13	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion der gesamten im Detektor nachgewiesenen Energie. . . . .	59
4.14	Sichtbarer Wirkungsquerschnitt als Funktion des gesamten im Detektor nachgewiesenen Transversalimpulses. . . . .	59
5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie der gestreuten Elektronen. . . . .	63
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels $\theta$ der gestreuten Elektronen. . . . .	64
5.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualitäten $Q_{1,2}^2$ der Photonen. . . . .	65
5.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Quotienten der Virtualitäten $-\ln Q_1^2/Q_2^2$ der Photonen. . . . .	66
5.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels $\Phi$ zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron. . . .	67
5.6	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels $\Delta\Phi$ zwischen dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Positron. .	68
5.7	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Masse $W_{\gamma\gamma}$ des hadronischen Systems. . . . .	69
5.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variablen $x_{1,2}$ . . . . .	70
5.9	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Björken-Variablen $y_{1,2}$ . . . . .	71
5.10	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen $Y$ . . . . .	72
5.11	Vergleich der Messungen von OPAL, L3 und ALEPH . . . . .	74
5.12	Gesamte im Detektor nachgewiesene Energie (BFKL) . . . . .	76
5.13	Gesamter im Detektor nachgewiesener Impuls (BFKL) . . . . .	76
5.14	Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen (BFKL) . . . . .	77
5.15	Zahl der nachgewiesenen neutralen Teilchen (BFKL) . . . . .	77
5.16	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Virtualitäten $Q_{1,2}^2$ der Photonen. . . . .	78

5.17	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Masse des hadronischen Systems $W_{\gamma\gamma}$ . . . . .	79
5.18	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen $Y$ . . . . .	79
5.19	Vergleich der ALEPH-Messung mit einer BFKL-Vorhersage . . . . .	80

# Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Menschen beigetragen, bei denen ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte:

Ich danke Herrn Prof. Dr. Siegmund Brandt und Herrn Prof. Dr. Claus Grupen für die Möglichkeit, am ALEPH-Experiment mitarbeiten zu können, für ihre Kommentare und hilfreichen Hinweise, aber auch für die Freiheit, die sie mir bei der Arbeit ließen.

Besonderen Dank möchte ich auch Herrn Priv. Doz. Dr. Armin Böhler aussprechen, der mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand und mit dem ich alle Aspekte dieser Arbeit, der Zwei-Photon-Physik und der Hochenergiephysik im Allgemeinen diskutieren konnte.

Bei den derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der Siegener ALEPH-Gruppe und meinen Kollegen am CERN bedanke ich mich für das angenehme Arbeitsklima und die gute Zusammenarbeit. Insbesondere erwähnen möchte ich Dr. Klaus Affholderbach, Johannes Heß, Dr. Arif Mailov, Dr. Andrzej Misiejuk, Ngac AnBang, Pedro Saraiva, Dieter Schmidt, Tilo Stroh und Thomas Ziegler. Danke, Uwe.

Herrn Dr. Stephano Frixione und Herrn Dr. Carlo Ewerz danke ich für die unkomplizierte Bereitstellung ihrer theoretischen Vorhersagen und ihre Geduld bei der Beantwortung meiner Fragen.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht haben und die mich während des Studiums und der Promotionszeit in jeder Weise unterstützten.

Mein größter Dank gilt Simone Schindler. Ohne ihre Unterstützung und ihr Verständnis wäre die Durchführung dieser Arbeit nicht denkbar gewesen.

# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dasss ich diese Dissertation selbst verfasst und die Ergebnisse anderer Autoren als solche kenntlich gemacht habe.

Siegen, den 25.09.2001

(Gerrit Prange)