

# Messung der hadronischen Strukturfunktion des Photons

DISSERTATION  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Klaus Affholderbach  
aus Siegen

eingereicht beim Fachbereich 7  
der Universität–Gesamthochschule–Siegen

Siegen 2000

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. S. Brandt  
Prof. Dr. C. Grupen  
Tag der mündlichen Prüfung: 23.06.2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Photon-Photon-Wechselwirkungen . . . . .	2
1.2	Das Photon-Bild . . . . .	2
1.3	Hadronische Prozesse . . . . .	3
1.3.1	Das Quark-Parton-Modell . . . . .	4
1.3.2	Das Vektormeson-Dominanz-Modell . . . . .	5
1.4	Der Elektron-Photon-Vertex . . . . .	6
1.5	Zwei-Photon-Kollisionen am $e^+e^-$ -Speicherring . . . . .	8
1.6	Tief-inelastische Elektron-Photon-Streuung . . . . .	10
1.6.1	Totaler differentieller Wirkungsquerschnitt . . . . .	10
1.6.2	Strukturfunktionen . . . . .	12
1.7	Interesse an $F_2^\gamma$ . . . . .	13
1.7.1	Beschreibung der Zwei-Photon-Prozesse bei LEP2 . . . . .	13
1.7.2	Der Übergang vom Vektormeson-Dominanz-Modell zur punktartigen Kopplung . . . . .	14
1.7.3	Verhalten bei kleinem $x$ . . . . .	14
1.7.4	$Q^2$ -Abhängigkeit von $F_2^\gamma$ . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Die theoretischen Grundlagen</b>	<b>18</b>
2.1	Partonverteilungen des Photons . . . . .	18
2.2	Komponenten von $F_2^\gamma$ . . . . .	19
2.3	Das Vektormeson-Dominanz-Modell . . . . .	20
2.4	Das Quark-Parton-Modell . . . . .	21
2.5	QCD Rechnungen . . . . .	22
2.5.1	Die DGLAP-Entwicklungsgleichungen . . . . .	23
2.6	Der Beitrag des Charm-Quarks . . . . .	25
2.7	Parametrisierungen und Modelle für $F_2^\gamma$ . . . . .	27

2.7.1	Glück, Reya and Vogt (GRV) . . . . .	27
2.7.2	Schuler und Sjöstrand (SaS) . . . . .	27
2.7.3	Drees and Grassie (DG) . . . . .	28
2.7.4	Levy, Abramowicz und Charcula (LAC) . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>31</b>
3.1	Der LEP-Speicherring . . . . .	31
3.2	Der ALEPH-Detektor . . . . .	32
3.2.1	Der Vertexdetektor . . . . .	35
3.2.2	Die innere Spurkammer . . . . .	35
3.2.3	Die Zeitprojektionskammer . . . . .	36
3.2.4	Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	38
3.2.5	Der Magnet . . . . .	38
3.2.6	Das hadronische Kalorimeter . . . . .	39
3.2.7	Die Myonkammern . . . . .	40
3.2.8	Die Luminositätsdetektoren . . . . .	40
3.2.9	Der Untergrundmonitor SAMBA . . . . .	43
3.3	Die Datenerfassung . . . . .	43
3.3.1	Das Triggersystem . . . . .	44
3.3.2	Die Datenaufnahme . . . . .	45
3.3.3	Energiefluß-Objekte . . . . .	45
3.3.4	Die Monte-Carlo-Simulation . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Die Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>48</b>
4.1	HERWIG 5.9 . . . . .	48
4.2	PHOJET 1.05 c . . . . .	49
4.3	Monte-Carlo-Generatoren zur Untergrund- abschätzung . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Die Messung</b>	<b>51</b>
5.1	Definition der Meßgrößen . . . . .	51
5.2	Auswahl der Ereignisse . . . . .	52
5.2.1	Vorselektion . . . . .	52
5.2.2	Auswahl von einfach-markierten Zwei-Photon-Ereignissen . . .	53
5.2.3	Untergrundereignisse . . . . .	54
5.2.4	Die endgültige Datenmenge . . . . .	57
5.3	Auflösung verschiedener Meßgrößen . . . . .	58

---

<b>6</b>	<b>Vergleich der Daten mit Monte-Carlo-Vorhersagen</b>	<b>67</b>
6.1	Ereignisse mit SICAL-Tag . . . . .	67
6.2	Ereignisse mit LCAL-Tag . . . . .	74
<b>7</b>	<b>Entfaltung</b>	<b>80</b>
7.1	Formulierung des Entfaltungsproblems . . . . .	80
7.2	Die Antwortmatrix . . . . .	82
7.3	Inversion der Antwortmatrix . . . . .	82
7.4	Regularisierung . . . . .	83
7.5	Die Wahl des Regularisierungsparameters . . . . .	85
7.6	Erweiterung auf zwei Dimensionen . . . . .	86
7.7	Entfaltungs-Tests . . . . .	86
<b>8</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>91</b>
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>106</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>108</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>118</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>119</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

*“Jeder Physiker denkt, er wüßte, was ein Photon ist. Ich habe mein ganzes Leben damit verbracht, herauszufinden, was ein Photon ist, und ich weiß es immer noch nicht.”*

Albert Einstein

Die Untersuchung von Zwei-Photon-Wechselwirkungen ist ein Gebiet, dessen Bedeutung in der experimentellen Hochenergiephysik in den letzten drei Jahrzehnten stetig zugenommen hat. Dies liegt insbesondere daran, daß an Elektron-Positron-Speicherringen die Schwerpunktsenergien kontinuierlich gestiegen sind und der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung mit der Schwerpunktsenergie zunimmt.

In der vorliegenden Arbeit werden Zwei-Photon-Kollisionen analysiert, bei denen ein hoch virtuelles Photon mit einem quasi-reellen Photon wechselwirkt und ein hadronischer Endzustand entsteht. Ziel einer solchen Untersuchung ist es, die hadronische Strukturfunktion des Photons,  $F_2^\gamma(x, Q^2)$ , zu messen.

Untersucht werden die Daten, die mit dem ALPEH-Detektor am LEP-Speicherring (Large Electron Positron Storage Ring) des europäischen Kernforschungszentrums CERN (Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire) im Jahr 1997 aufgezeichnet wurden.

Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  betrug 1997 183 GeV und die aufgezeichnete Datenmenge entspricht einer integrierten  $e^+e^-$ -Luminosität von ca.  $53 \text{ pb}^{-1}$ .

In dieser Einleitung wird zunächst der Tatsache Rechnung getragen, daß ein Photon eine hadronische Struktur besitzt und erläutert, welche Konsequenzen sich daraus ergeben.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der Zwei-Photon-Physik skizziert. Das ALEPH-Experiment sowie der LEP-Speicherring werden im nachfolgenden Kapitel 3 beschrieben.

In Kapitel 4 werden die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Simulationen behandelt, während in Kapitel 5 ausführlich auf die Durchführung der Messung eingegangen wird. Wichtige Verteilungen von Meßgrößen, die aus den Daten gewonnen wurden, werden in Kapitel 6 mit den Vorhersagen verglichen. Um aus den Daten die Strukturfunktion  $F_2^{\gamma}$  zu erhalten, müssen Korrekturen angebracht werden, die Effekte wie Detektorakzeptanz und -auflösung berücksichtigen. Die zu diesem Zweck verwendete Entfaltungsmethode wird in Kapitel 7 ausführlich erläutert. Anschließend werden die Ergebnisse dieser Analyse vorgestellt und sowohl mit theoretischen Vorhersagen als auch mit Daten anderer Experimente verglichen.

## 1.1 Photon-Photon-Wechselwirkungen

In der klassischen Elektrodynamik koppelt eine elektromagnetische Welle ausschließlich an elektrische Ladung. Elektromagnetische Strahlung, beschrieben durch die Maxwellgleichungen, folgt dem Prinzip der linearen Überlagerung von Wellen; Streuprozesse von Lichtwellen untereinander treten nicht auf.

In der quantenmechanischen Betrachtung hingegen hat ein Photon die Möglichkeit, in ein Paar geladener, virtueller Teilchen zu fluktuieren. Ein anderes Photon kann in diesem Fall an eines der virtuellen Konstituenten koppeln.

Die Zeit  $\Delta t$ , für die ein Photon der Energie  $E_{\gamma}$  in ein virtuelles Paar mit der Masse  $m_{\text{paar}}$  fluktuieren kann, folgt aus der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta t \cdot \Delta E \approx 1 \quad (1.1)$$

und ist gegeben durch [1]:

$$\Delta t \simeq \frac{2 \cdot E_{\gamma}}{m_{\text{paar}}^2} \quad (1.2)$$

wobei  $E_{\gamma}^2 \gg m_{\text{paar}}^2$  und  $\hbar = c = 1$  gelte.

Die Lebensdauer eines solchen virtuellen Zustandes nimmt linear mit der Energie des betrachteten Photons zu. Dies erklärt bereits qualitativ, warum dieser Effekt an einem  $e^+e^-$ -Speicherring wie LEP beobachtet und untersucht werden kann, wobei hier die Elektronen als Quellen für sehr energiereiche Photonen dienen.

## 1.2 Das Photon-Bild

Da das Photon an elektrische Ladung koppelt, kann es in ein Paar bestehend aus einem geladenen Teilchen und dessen Antiteilchen fluktuieren. Eine Kopplung an andere Photonen oder neutrale Teilchen ist hingegen nicht möglich.

Neben der Fluktuation des Photons in Lepton-Antilepton-Paare ( $l^+l^-$ ) können auch Zustände von schweren Paaren (z.B.  $W^+W^-$ ) oder Quark-Antiquark-Paare ( $q\bar{q}$ ) auftreten. Fluktuationen in  $q\bar{q}$ -Paare, oder allgemeiner, in hadronische Zustände werden weiter unten ausführlich erläutert; die übrigen Prozesse seien kurz vorgestellt:

- **Fluktuation in Lepton-Paare:**

Photonen koppeln an alle geladene Teilchen, wobei die Kopplung proportional zur Ladung dieser Teilchen ist. Abbildung 1.1 zeigt einen Feynmangraphen eines möglichen leptonischen Prozesses. Das  $\mu^+\mu^-$ -Paar kann dabei sowohl durch ein  $e^+e^-$  - als auch durch ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar ersetzt werden. Da es sich um elektromagnetische Wechselwirkungen handelt, sind Prozesse dieser Art innerhalb der QED exakt berechenbar.

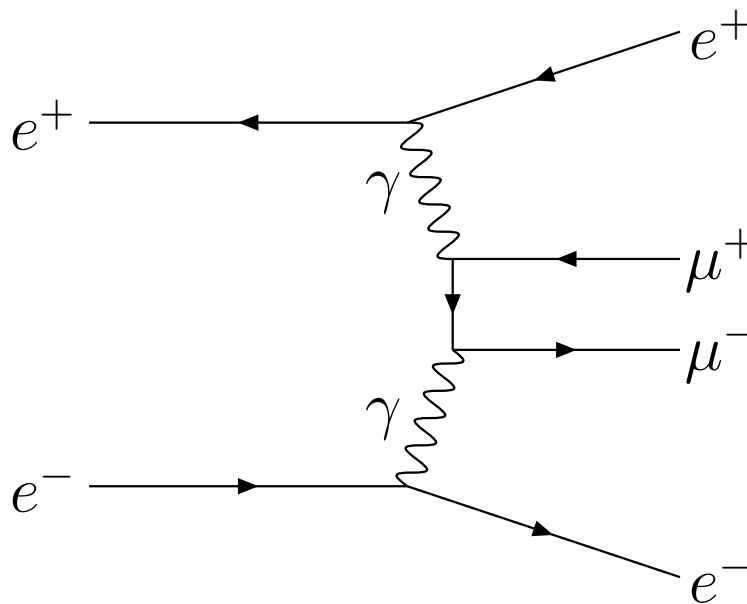


Abbildung 1.1:  $\gamma\gamma$  Produktion eines  $\mu^+\mu^-$ -Paares.

- **Produktion von  $W^+W^-$ -Paaren:** aufgrund der vergleichsweise hohen Masse der W-Bosonen ist ihre paarweise Produktion bei LEP in Zwei-Photon-Kollisionen sehr unwahrscheinlich. Hingegen wird dieser Prozeß bei zukünftigen Linearbeschleunigern eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen.

## 1.3 Hadronische Prozesse

Fluktuationen eines Photons in ein Quark-Antiquark-Paar  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  werden üblicherweise in zwei Bereiche bezüglich ihrer Virtualität unterteilt. Die Virtualität  $Q^2$  eines Photons



ist definiert als das *negative Viererimpuls-Quadrat* des Photons  $-q^2$ .

Die Unterteilung ist notwendig, da Zustände kleiner Virtualität in den Rahmen der nichtperturbativen Quantenchromodynamik (QCD) fallen. Solche Zustände werden im Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD) behandelt. Hierbei werden die Fluktuationen, deren Virtualität  $Q^2$  unterhalb einer Schranke  $Q_0^2$  liegt, durch eine Summe über Zustände leichter Vektormesonen angenähert.

Zustände hoher Virtualität können hingegen durch die Störungstheorie der QCD beschrieben werden. Diesen Teil bezeichnet man wegen der punktförmig angenommenen Kopplung auch als “*punktartigen*” Anteil der Fluktuation  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  (siehe Abb. 1.2).

Schreibt man den Vektormesonenzustand als  $|V\rangle$  und den punktartigen Anteil als  $|q\bar{q}\rangle$ , so kann die gesamte Wellenfunktion des Photons geschrieben werden als [2],

$$|\gamma\rangle = c_{bare}|\gamma_{bare}\rangle + \sum_{V=\rho^0,\omega,\Phi,\dots} c_V|V\rangle + \sum_q c_q|q\bar{q}\rangle + \sum_l c_l|l^+l^-\rangle + \dots \quad (1.3)$$

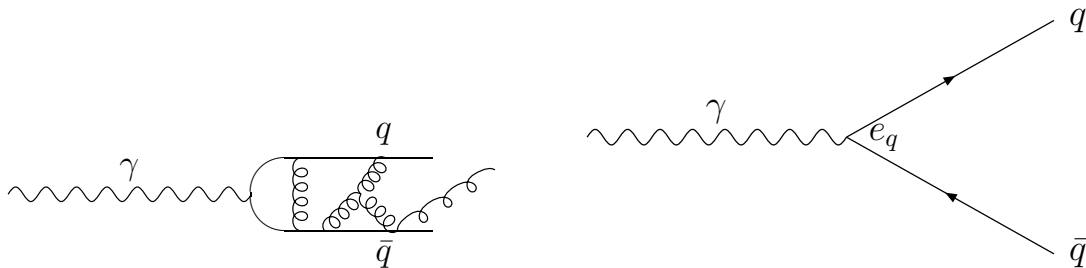


Abbildung 1.2: Fluktuation eines Photons in ein Vektormeson bzw. in ein  $q\bar{q}$ -Paar.

### 1.3.1 Das Quark-Parton-Modell

Das Quark-Parton-Modell (QPM) beschreibt die einfachste Form von Reaktionen der Art  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ . Es ist insofern mit dem leptonischen Fall vergleichbar, als lediglich die beiden Myonen in Abbildung 1.1 durch ein Quark bzw. Antiquark zu ersetzen sind und der Vorgang durch die QED unter Berücksichtigung von Quarkmassen und -ladungen in niedrigster Ordnung der Störungstheorie berechnet werden kann.

In Abschnitt 1.2 wurde bereits die Unterteilung der Fluktuationen  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  in eine punktförmige und eine hadronische Komponente eingeführt. Der QPM-Prozeß dominiert demzufolge bei hohem Transversalimpuls am  $\gamma q\bar{q}$  Vertex [3]. Aufgrund der zwei auftretenden  $\gamma q\bar{q}$  Kopplungen (siehe Abbildung 1.3) enthält der Wirkungsquerschnitt einen Term proportional zur vierten Potenz der elektrischen Ladung des Quarks,  $e_q^4$ . Dies führt dazu, daß die Produktion von Quarks mit Ladung  $e_q = \frac{1}{3}$  (Down, Strange, Bottom) um einen Faktor 16 gegenüber der Produktion von Up, Charm und Top Quarks ( $e_q = \frac{2}{3}$ ) unterdrückt ist.

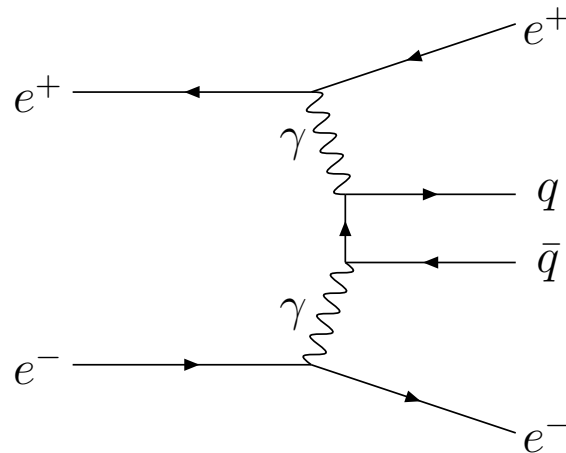


Abbildung 1.3: Zwei-Photon-Wechselwirkung im Quark-Parton-Modell. Die zwei  $\gamma q\bar{q}$ -Kopplungen führen zu einer  $e_q^4$ -Abhängigkeit im Wirkungsquerschnitt.

### 1.3.2 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Bei kleinen Werten für den Transversalimpuls im  $\gamma\gamma$ -System können die Wechselwirkungen der beiden Photonen im Vektormeson-Dominanz-Modell beschrieben werden (siehe Abbildung 1.4). Hierbei “sieht” das Photon höherer Virtualität die Struktur eines Vektormesons im anderen Photon.

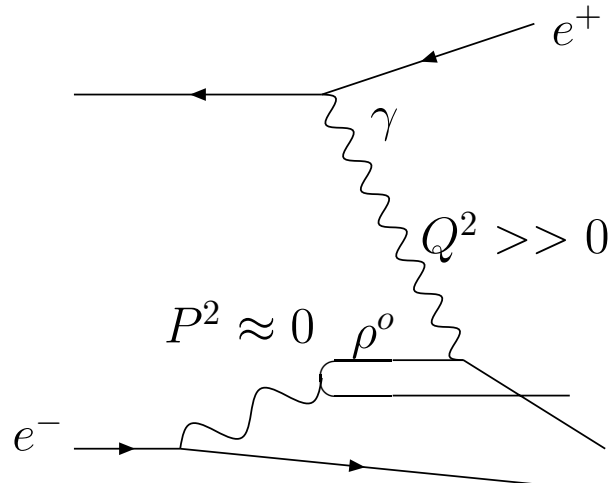


Abbildung 1.4: Darstellung einer Zwei-Photon-Wechselwirkung im Vektormeson-Dominanz-Modell. Das Photon niedriger Virtualität erscheint in diesem Beispiel als Vektormeson. Die niedrigere Virtualität mit  $P^2$  zu bezeichnen ist dabei reine Konvention.

Die hier gegebene anschauliche Erläuterung der beiden prinzipiellen Modelle (QPM

und VMD) soll lediglich einer Einführung dienen. In Kapitel 2 wird ausführlich auf die verschiedenen Beschreibungsmöglichkeiten der Fluktuation  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  eingegangen.

## 1.4 Der Elektron-Photon-Vertex

Bei Untersuchungen am LEP-Speicherring liegen natürlich keine unabhängigen Strahlen von Photonen hoher Energie vor. Vielmehr können die beiden Leptonenstrahlen als Quellen energiereicher Photonen interpretiert werden. Wiederum aufgrund der Unschärferelation kann ein Elektron der Energie  $E_1$  in einen virtuellen Elektron-Photon-Zustand fluktuieren, wie es in Abbildung 1.5 im oberen Vertex angedeutet ist.

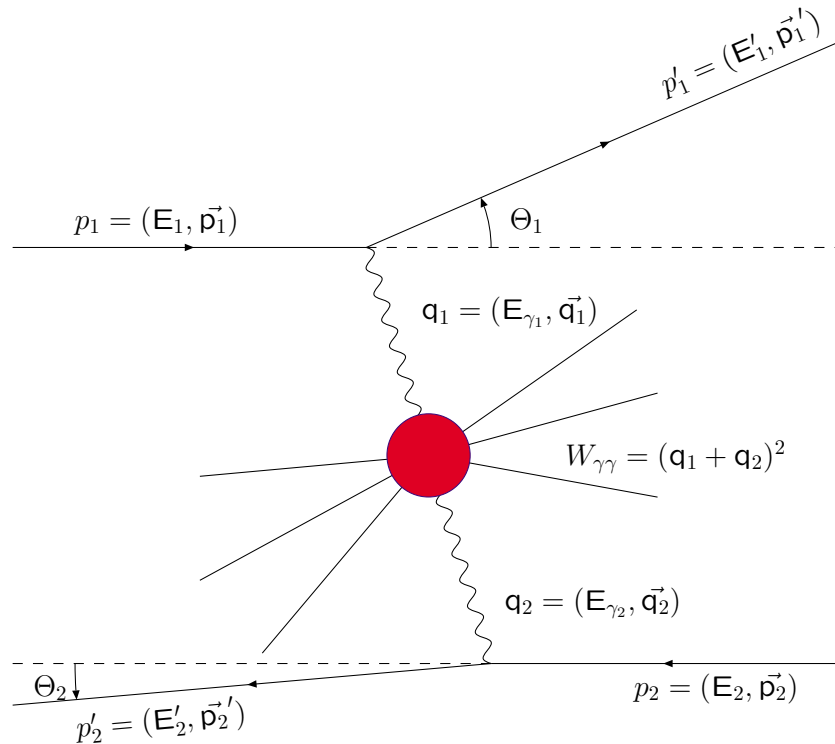


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung einer Zwei-Photon-Reaktion an einem Elektron-Positron-Speicherring.

Zur kinematischen Festlegung des Zwei-Photon-Systems werden folgende Größen benötigt:

- $E_1, E_2$  – Energien der Strahlteilchen  
 $E'_1, E'_2$  – Energien der gestreuten Elektronen  
 $\Theta_1, \Theta_2$  – Winkel zwischen den gestreuten Elektronen und der Strahlachse  
 $\Phi$  – Winkel zwischen den beiden Ebenen, die von den gestreuten Elektronen mit der Strahlachse aufgespannt werden.

Die Festlegung dieser Größen erfolgt hierbei im Laborsystem.

Für die Energien der Photonen ergibt sich:

$$E_{\gamma_1} = E_1 - E'_1 \quad (1.4)$$

$$E_{\gamma_2} = E_2 - E'_2 \quad (1.5)$$

Die Massenquadrate der Photonen sind definiert als:

$$\begin{aligned}
 q_i^2 &= (p_i - p'_i)^2 \\
 &= 2m_e - 2E_i E'_i \left( 1 - \sqrt{1 - (m_e/E_i)^2} \cdot \sqrt{1 - (m_e/E'_i)^2} \cdot \cos \Theta_i \right) \\
 &\approx -2E_i E'_i (1 - \cos \Theta_i)
 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die Vereinfachungen in Gleichung 1.6 gelten für  $m_e/E_i \ll 1$  und  $m_e/E'_i \ll 1$ .

Für die invariante Masse des  $\gamma\gamma$ -Systems erhält man unter Vernachlässigung von Termen der Ordnung  $\mathcal{O}(m_e^2)$ :

$$\begin{aligned}
 W_{\gamma\gamma}^2 &= (q_1 + q_2)^2 \\
 &= 4E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} - 2E'_1 E'_2 (1 - \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 - \sin \Theta_1 \sin \Theta_2 \cos \Phi) .
 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Zwei-Photon-Wechselwirkungen laufen in einem  $e^+e^-$ -Speicherring in einem mehrstufigen Prozeß ab. Zunächst werden von den Strahlteilchen Photonen abgestrahlt, die ihrerseits in virtuelle Paare fluktuieren können. Anschließend sind dann Reaktionen der geladenen Konstituenten verschiedener Photonen untereinander oder mit einem anderen Photon direkt möglich. Handelt es sich bei den in der  $\gamma\gamma$ -Reaktion erzeugten Teilchen um Quarks, so teilt man die möglichen Wechselwirkungstypen üblicherweise in drei Klassen ein [4]:

- direkter Prozeß (direct, Abbildung 1.6 a)  
Die Photonen koppeln direkt an die erzeugten Quarks.
- einfach aufgelöster Prozeß (singly resolved, Abbildung 1.6 b)  
Nach der Fluktuation eines der beiden Photonen in einen virtuellen Partonzustand kommt es zur Abstrahlung von Gluonen und dadurch zu einer indirekten Wechselwirkung eines der Gluonen mit dem anderen Photon unter Erzeugung eines weiteren  $q\bar{q}$ -Paares. Die an der Reaktion nicht beteiligten Quarks und Gluonen des aufgelösten Photons werden als “*photon remnant*” bezeichnet.

- zweifach aufgelöster Prozeß (doubly resolved, Abbildung 1.6 c)  
Beide Photonen fluktuieren jetzt in ein Gemisch aus Quarks und Gluonen, wie im Fall des einfach aufgelösten Prozesses beschrieben.

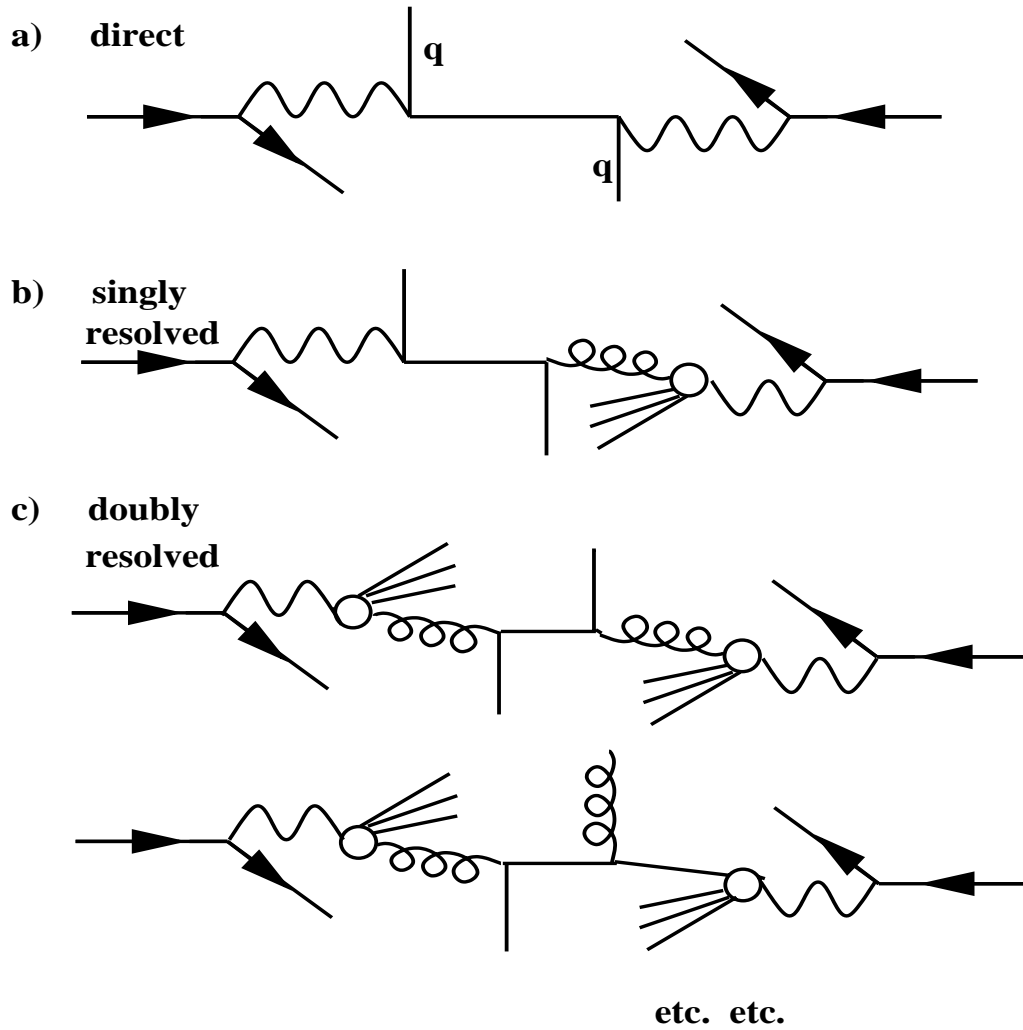


Abbildung 1.6: Diagramme für den direkten  $\gamma\gamma$ -Prozeß (a) sowie für aufgelöste  $\gamma\gamma$ WWen (b,c) [4].

## 1.5 Zwei-Photon-Kollisionen am $e^+e^-$ -Speicherring

Prozesse, wie sie in den Abbildungen 1.5 und 1.6 gezeigt sind, können an einem  $e^+e^-$ -Speicherring zur Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons studiert werden.

Je nach Virtualität der beiden Photonen unterscheidet man hier drei Ereignistypen, wobei die Virtualität eines Photons gemäß Gleichung 1.6 definiert ist als das negative Viererimpulsquadrat <sup>1</sup> des Photons.

Zur Erläuterung der verwendeten Größen in Gleichung 1.6 siehe Abbildung 1.5.

Die möglichen Ereignistypen sind: <sup>2</sup>

- “nicht-markierte” Ereignisse (**No-Tag**)  
Beide Photonen sind quasi-reell, so daß weder das Elektron noch das Positron einen deutlich von Null verschiedenen Streuwinkel  $\Theta$  besitzt und nicht nachgewiesen wird.
- “einfach-markierte” Ereignisse (**Single-Tag**)  
Ein virtuelles Photon streut an einem quasi-reellen Photon. Das Elektron (oder Positron), von dem das virtuelle Photon emittiert wurde, wird im Detektor nachgewiesen.
- “doppelt-markierte” Ereignisse (**Double-Tag**)  
Beide Photonen sind hinreichend virtuell; sowohl das Elektron als auch das Positron wird im Detektor nachgewiesen.

Wenn im folgenden von der hadronischen Strukturfunktion des Photons die Rede ist, so ist damit stets die Strukturfunktion des (quasi-) reellen Photons gemeint.

Zur Messung der Photonstrukturfunktion  $F_2^\gamma$  werden daher einfach-markierte Zwei-Photon-Ereignisse untersucht. Bei diesen Ereignissen wird an einem der beiden Strahlteilchen-Vertices ein quasi-reelles Photon abgestrahlt, dessen Struktur analysiert werden soll. Ein Sonden-Photon, das eine hohe Virtualität besitzen muß und vom  $e\gamma$ -Vertex des anderen Leptons stammt, streut an diesem quasi-reellen Photon.

Die Kinematik solcher Ereignisse läßt sich durch die dimensionslosen Bjorken Variablen,

$$x = \frac{Q^2}{2q_1 \cdot q_2} = \frac{Q^2}{Q^2 + P^2 + W_{\gamma\gamma}^2} \quad (1.8)$$

und

$$y = \frac{q_1 \cdot q_2}{q_1 \cdot p_1}, \quad (1.9)$$

---

<sup>1</sup>Üblicherweise wird das negative Viererimpulsquadrat des Photons mit höherer Virtualität mit  $Q^2$  und das des Photons mit niedrigerer Virtualität mit  $P^2$  bezeichnet (Entsprechend Abbildung 1.5:  $Q^2 = -q_1^2$  und  $P^2 = -q_2^2$ ).

<sup>2</sup>ANMERKUNG: Wie aus der Definition der drei Ereignistypen hervorgeht, kann die Einordnung einzelner Ereignisse in Grenzfällen für unterschiedliche Detektoren leicht anders ausfallen. Dies liegt daran, daß die Tatsache, ob der Streuwinkel eines Elektrons hinreichend groß ist, um nachgewiesen zu werden, vor allem von der Akzeptanz des jeweiligen Detektors abhängt.

beschreiben. Die Größe  $p_1$  steht hierbei für den Impuls des Elektrons, welches das Photon höherer Virtualität abgestrahlt hat.

Auf die Bedeutung der Strukturfunktion wird im nächsten Kapitel ausführlich eingegangen; anschaulich kann die Strukturfunktion als ein Maß für die Zusammensetzung der verschiedenen Partondichten im Photon interpretiert werden.

## 1.6 Tief-inelastische Elektron-Photon-Streuung

Die Messung einfach-markierter Ereignisse kann als Untersuchung von tief inelastischer  $e\gamma$ -Streuung angesehen werden (vgl. Abb. 1.7). Voraussetzung hierfür ist, daß man sich in einem Bereich befindet, in dem die Wechselwirkung als punktiert angesehen werden kann (vgl. Abschnitt 1.3). Dies ist gegeben, wenn  $Q^2 \gg 4 \text{ GeV}^2$  und  $P^2 \simeq 0$  gilt. Das virtuelle Photon streut an einem Quark im quasi-reellen Photon, was zu einem hadronischen Endzustand führt. Im Experiment wird  $Q^2$  aus dem Streuwinkel und der Energie des abgelenkten Elektrons bestimmt. Das "Nichtnachweisen" des anderen Elektrons stellt sicher, daß  $P^2 \simeq 0$  erfüllt ist. Betrachtet man nun ausschließlich einfach-markierte Ereignisse, dann vereinfacht sich Gleichung (1.8) zu

$$x \simeq \frac{Q^2}{Q^2 + W_{\gamma\gamma}^2}. \quad (1.10)$$

Die Bjorkenvariable  $x$  gibt den Anteil des Viererimpulses im quasi-reellen Photon wieder, der von dem "getroffenen" Quark getragen wird. Da das reelle Photon näherungsweise kollinear zu dem Elektron fliegt, von dem es abgestrahlt wurde, ergibt sich aus Gleichung (1.9) ein Ausdruck für die Inelastizität des Ereignisses

$$y = 1 - \frac{E_{tag}}{E_{beam}} \cos^2 \left( \frac{\Theta_{tag}}{2} \right). \quad (1.11)$$

### 1.6.1 Totaler differentieller Wirkungsquerschnitt

Die Amplitude für den in Abbildung 1.5 gezeigten Prozeß kann geschrieben werden als:

$$T = \frac{e^2}{p^2 q^2} \cdot j_\mu j_\alpha R^{\mu\alpha} \quad (1.12)$$

wobei  $j_\mu$  und  $j_\alpha$  die elektromagnetischen Ströme der beiden Leptonen repräsentieren. Das Matrixelement  $R^{\mu\alpha}$  verknüpft die beiden Photonen mit dem Endzustand  $X$ . Handelt

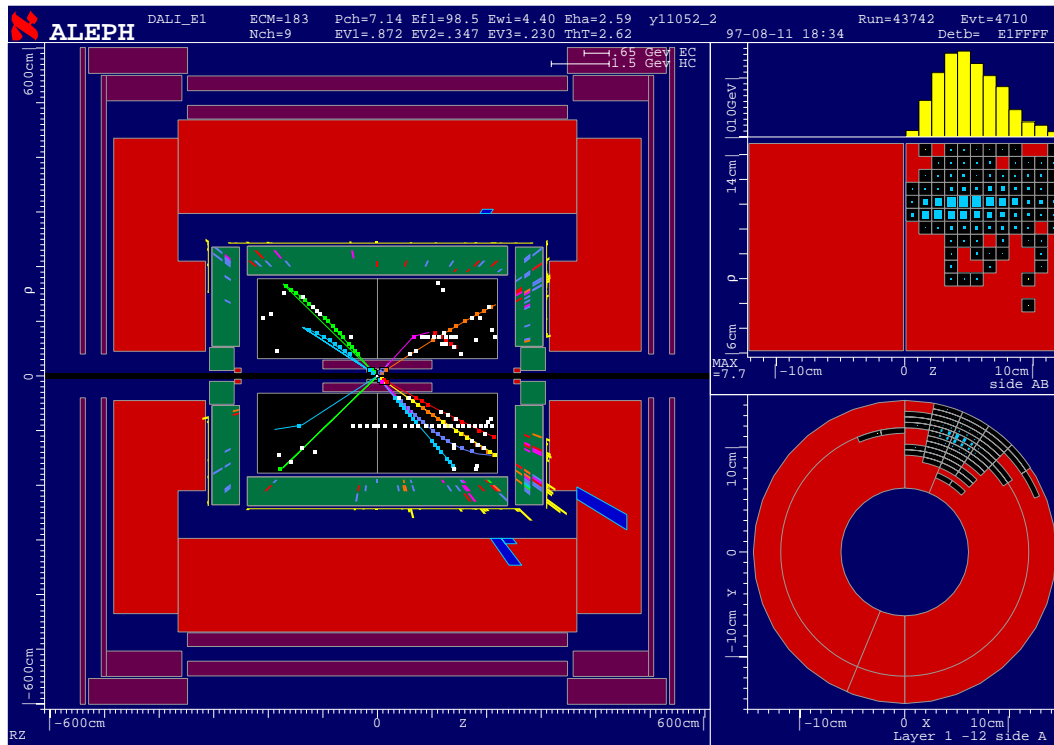


Abbildung 1.7: Ereignisbild eines mit dem ALEPH-Detektor aufgezeichneten einfach-markierten Zwei-Photon-Ereignisses. Im linken Teil des Bildes ist ein Schnitt durch den Detektor gezeigt, wobei rekonstruierte Spuren eingezeichnet sind. Das Elektron, von dem das Sondenphoton abgestrahlt wurde, ist im SICAL-Detektor nachgewiesen worden (siehe rechte Bildhälfte). Der gemessene Wert für  $Q^2$  beträgt  $18.1 \text{ GeV}^2$ ; die sichtbare invariante Masse ist  $W_{\gamma\gamma}=7.1 \text{ GeV}$ .

es sich um einen leptonischen Endzustand, so ist der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 1.12 innerhalb der QED exakt berechenbar.

Anders sieht dies für hadronische Endzustände aus, da hier die QCD berücksichtigt werden muß. Dies ist deshalb problematisch, da bei kleinen Energien die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung,  $\alpha_s$ , von der Größenordnung eins ist und somit der Prozeß störungstheoretisch nicht berechenbar ist.

Betrachten wir zunächst nur den Teil des Wirkungsquerschnittes, der sich auf die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$  bezieht. Die beiden beteiligten Photonen können sowohl transversale als auch longitudinale Polarisationskomponenten enthalten. Dies wird durch die vier Einzelwirkungsquerschnitte  $\sigma_{TT}$ ,  $\sigma_{LT}$ ,  $\sigma_{TL}$ ,  $\sigma_{LL}$  sowie durch zwei Interferenzterme  $\tau_{TT}$  und  $\tau_{TL}$  berücksichtigt. Generell gilt für die hier verwendete Notation  $\sigma_{ab}$ , daß sich der erste Index (a) auf die Polarisation des Sondenphotons bezieht, während der zweite Index (b) für die Polarisation des zu untersuchenden Photons steht. Nach [1] ergibt sich



für den Gesamtwirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$  folgender Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X) \equiv & d\sigma_{TT} + \varepsilon_1 d\sigma_{TL} + \varepsilon_2 d\sigma_{LT} \\
 & + \varepsilon_1 \varepsilon_2 d\sigma_{LL} + \frac{1}{2} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \tau_{TT} \cos 2\varphi \\
 & + 2\sqrt{\varepsilon_1(1+\varepsilon_1)\varepsilon_2(1+\varepsilon_2)} \tau_{TL} \cos \varphi
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

Die Größen  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  hängen von der Kinematik der Reaktion ab und sind in der QED berechenbar.  $\varphi$  beschreibt den Winkel zwischen den Streuebene der beiden Leptonen im Schwerpunktsystem der zwei Photonen. Nach einer Integration über  $\varphi$  verschwinden die Interferenzterme  $\tau_{TT}$  und  $\tau_{LT}$ .

Für reelle Photonen gilt offensichtlich, daß sie nur transversal polarisiert sein können. Bei Prozessen, bei denen das zu untersuchende Photon die Bedingung  $P^2 \simeq 0$  erfüllt, tragen also nur die Komponenten  $\sigma_{TT}$  und  $\sigma_{LT}$  zum totalen Wirkungsquerschnitt bei:

$$d\sigma \approx d\sigma_{TT} + \varepsilon_2 d\sigma_{LT} \tag{1.14}$$

## 1.6.2 Strukturfunktionen

Ursprünglich rührt der Begriff der Strukturfunktion von Kern-Streuexperimenten her, wo dieser zur Beschreibung der Substruktur von Neutron und Proton angewandt wurde. Gleiches gilt auch für die Strukturuntersuchung von Pionen bei der Drell-Yan-Streuung [1].

Geht man nun davon aus, daß auch das Photon eine virtuelle Partonstruktur aufweist, kann der Strukturformalismus hier ebenfalls eingesetzt werden.

Zunächst definiert man die transversale bzw. longitudinale Strukturfunktion des Photons als Funktion der Wirkungsquerschnittskomponenten  $\sigma_{TT}$  und  $\sigma_{LT}$  [5]

$$\begin{aligned}
 F_L^\gamma(x, Q^2) &= \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha_{em}} \cdot \sigma_{LT} \\
 F_T^\gamma(x, Q^2) &= \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha_{em}} \cdot \frac{1}{2x} \cdot \sigma_{TT}
 \end{aligned} \tag{1.15}$$

Mit den Gleichungen 1.15 werden üblicherweise folgende Definitionen vorgenommen:

$$\begin{aligned}
 F_1^\gamma(x, Q^2) &= F_T^\gamma(x, Q^2) \\
 F_2^\gamma(x, Q^2) &= 2x \cdot F_T^\gamma(x, Q^2) + F_L^\gamma(x, Q^2)
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

Zunächst hängen die so eingeführten Strukturfunktionen nicht von der Art der Partonen ab, die die Substruktur des Photons bilden. In der QED repräsentieren die  $F_i^\gamma$  etwa leptonische Strukturfunktionen für Reaktionen der Art  $\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-$ . Die myonische Strukturfunktion  ${}_\mu F_2^\gamma(x, Q^2)$  wurde bereits in verschiedenen Experimenten gemessen [6–8].

In dieser Arbeit wird ausschließlich die hadronische Strukturfunktion für Reaktionen der Art  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  untersucht.

Der Wirkungsquerschnitt für die Hadronproduktion in der tief-inelastischen  $e\gamma$ -Streuung kann geschrieben werden als: [9]

$$\frac{d^3\sigma}{dydx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \left[ F_2^\gamma(x, Q^2) - \frac{y^2}{2\left(1 - y - \frac{y^2}{2}\right)} F_L^\gamma(x, Q^2) \right] \Phi(x, y). \quad (1.17)$$

Die Funktion  $\Phi(x, y)$  bestimmt den Fluß der Photonen mit niedrigerer Virtualität.

$$\Phi(x, y) \simeq \frac{\alpha}{y\pi} \left[ \left(1 - \frac{Q^2}{\chi} + \frac{Q^4}{2\chi^2}\right) \ln \frac{P_{\max}^2}{P_{\min}^2} - \frac{m_e^2 Q^4}{\chi^2} \left( \frac{1}{P_{\min}^2} - \frac{1}{P_{\max}^2} \right) \right] f(P^2) \quad (1.18)$$

mit

$$\chi = 4E_{\text{beam}}^2 xy \quad (1.19)$$

Die Werte  $P_{\min}^2$  und  $P_{\max}^2$  beziehen sich auf die Virtualität des quasi-reellen Photons,  $m_e$  ist die Masse des Elektrons und  $f(P^2)$  ein Formfaktor für das quasi-reelle Photon. Im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells ist  $f(P^2 \approx 0)$  von der Größenordnung eins.

## 1.7 Interesse an $F_2^\gamma$

Nachdem die hadronische Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  des Photons im vorigen Abschnitt anhand von Überlegungen zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion

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

eingeführt wurde, soll nun erläutert werden, aus welchen Gründen die Messung dieser Größe von Bedeutung ist.

Auf die Theorie der Strukturfunktion wird dann in Kapitel 2 eingegangen.

Das Interesse an der genauen Kenntnis von  $F_2^\gamma$  ist vielfältig und beruht auf zum Teil sehr unterschiedlichen Motivationen.

### 1.7.1 Beschreibung der Zwei-Photon-Prozesse bei LEP2

Seit 1996 wird der LEP-Speicherring bei Schwerpunktsenergien von mehr als 160 GeV betrieben. Neben der Messung der Masse des W-Bosons sowie des Wirkungsquerschnittes der  $W^+W^-$ -Paarproduktion steht bei der Auswertung der bei LEP2 gewonnenen

Daten die Suche nach neuen, bisher nicht nachgewiesenen Teilchen im Vordergrund. Hierbei wird insbesondere nach dem Higgs-Boson sowie nach supersymmetrischen Partnern der Teilchen im Standardmodell gesucht. Auch wenn zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch keine “neuen Teilchen” gefunden wurden, so konnten doch neue Grenzen für deren Massen und Kopplungen bestimmt werden.

Auf der anderen Seite dominieren bei den LEP2-Schwerpunktsenergien die verschiedenen Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitte, insbesondere für die Hadron-Produktion, bei weitem (siehe Abbildung 1.8).

Um Modelle für die Erzeugung *neuer* Teilchen verlässlich mit den Daten vergleichen zu können, muß daher ebenso eine gute Beschreibung der Zwei-Photon-Reaktionen verfügbar sein. In solche Beschreibungen geht die Strukturfunktion des Photons als Parameter ein. Bisher gibt es eine Vielzahl von Parametrisierungen für  $F_2^\gamma$ . Einige dieser Modelle werden im einzelnen im nächsten Kapitel beschrieben. Hier sei zunächst nur angemerkt, daß sich die Vorhersagen, die auf unterschiedlichen Parametrisierungsmodellen basieren, zum Teil erheblich voneinander unterscheiden. Deshalb sind neue Messungen dringend erforderlich, damit eine bessere Beschreibung der Daten möglich wird.

### 1.7.2 Der Übergang vom Vektormeson-Dominanz-Modell zur punktartigen Kopplung

Im Bereich kleiner Virtualitäten mit  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  kann die Hadronproduktion durch das Vektormeson-Dominanz-Modell hinreichend gut beschrieben werden; oberhalb von  $Q^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$  scheint der Übergang zur punktförmigen Kopplung vollständig zu sein. In dem dazwischenliegenden Bereich hingegen ( $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ ) sind beide Beschreibungsmodelle von Bedeutung. Dies bedeutet, daß störungstheoretische Rechnungen allein nicht in der Lage sind, diesen Übergangsbereich zu beschreiben. Zu diesem Thema gibt es derzeit noch sehr kontroverse Auffassungen [10–12]. Neue Messungen in diesen Bereichen sind daher notwendig, um die wenigen, derzeit existierenden Messungen zu ergänzen.

Allerdings sei bereits an dieser Stelle erwähnt, daß die Untersuchung dieses Bereiches mit den experimentellen Gegebenheiten des ALEPH-Detektors im Jahr 1997 nicht möglich ist. Der kleinste Wert für  $Q^2$ , der in dieser Arbeit untersucht wird, liegt bei  $7 \text{ GeV}^2$ .

### 1.7.3 Verhalten bei kleinem $x$

Wie bereits in Abschnitt 1.6.2 erläutert, stammt der Strukturformalismus u.a. aus Experimenten zur Proton-Streuung. Messungen bei DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) haben gezeigt, daß die Strukturfunktion  $F_2^p$  des Protons zu kleinen Werten von  $x$  hin ansteigt [14, 15] (siehe Abbildung 1.9). Im Falle des Protons ist dies ein Hinweis auf die Dominanz der Gluonen bei kleinen Werten von  $x$ .

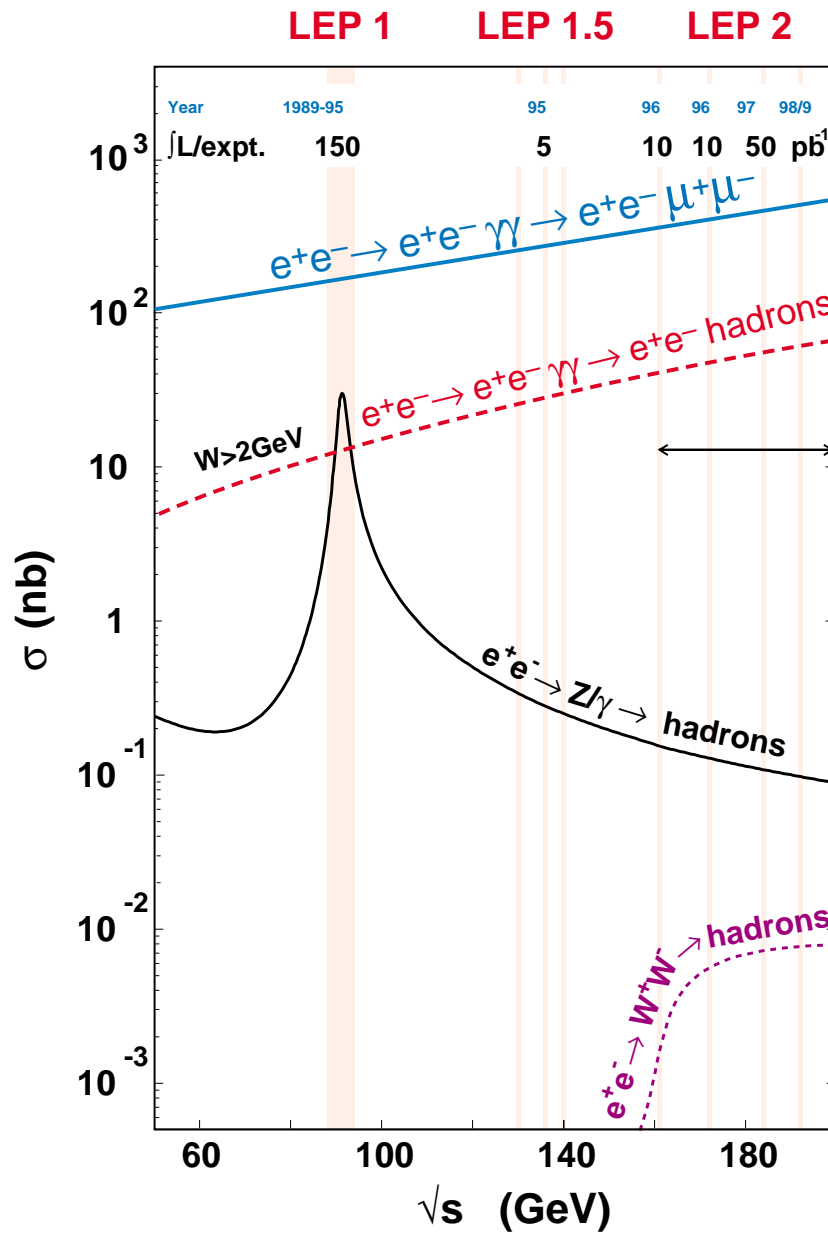


Abbildung 1.8: Darstellung der Abhängigkeit verschiedener Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie für die Prozesse bei LEP [13].

Natürlich stellt sich die Frage, ob bei der Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  des Photons das gleiche Verhalten zu beobachten ist.

Dies ist bisher unklar, da aufgrund von kinematischen Unterschieden zwischen der Elektron-Photon- bzw. Elektron-Proton-Streuung im Bereich sehr kleiner  $x$ -Werte bisher keine Meßergebnisse aus der  $e\gamma$ -Streuung vorliegen.



Modelle für die Strukturfunktionen von Photon und Proton, die auf der BFKL-Gleichung [16, 17] beruhen, sagen im Bereich  $x < 0.1$  einen Anstieg von  $F_2^{\text{p},\gamma}(x)$  proportional zu  $1/\sqrt{x}$  voraus.

Ebensolches Verhalten von  $F_2^{\text{p},\gamma}(x)$  wird auch von Modellen vorhergesagt, die auf der DGLAP-Entwicklungsgleichung [18–22] beruhen.

### 1.7.4 $Q^2$ -Abhängigkeit von $F_2^\gamma$

Die Quantenchromodynamik sagt in führender Ordnung in  $\alpha_s$ , der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung, einen linearen Anstieg von  $F_2^\gamma$  mit  $\log Q^2$  voraus. Da auch die Form dieses Anstiegs von der QCD vorhergesagt wird, kann die Messung von  $F_2^\gamma$  bei verschiedenen Werten von  $Q^2$  als Test der störungstheoretischen (pertubativen) QCD angesehen werden. Wird die Kopplungskonstante bei einem festen Startwert von  $Q^2$  “eingefroren”, dann führt dies zu einer asymptotischen Annäherung von  $F_2^\gamma$  an einen von  $Q^2$  unabhängigen Grenzwert. Dies ist in Abbildung 1.10 angedeutet.

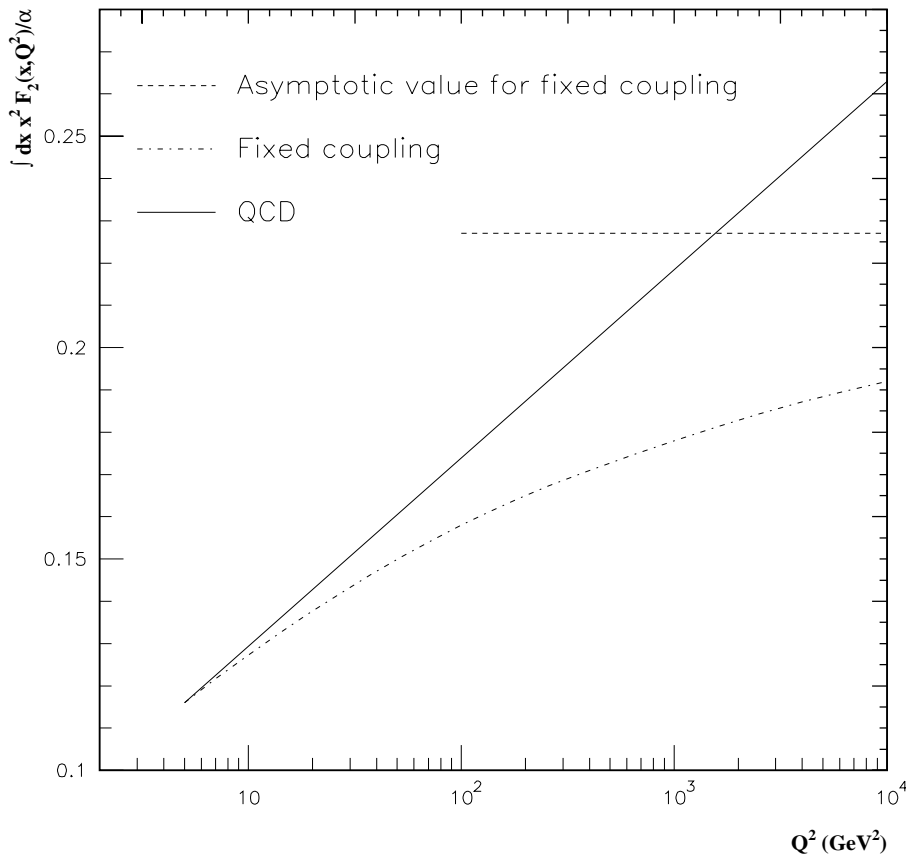


Abbildung 1.10: Vergleich der  $Q^2$ -Entwicklung des zweiten Moments von  $F_2^\gamma$  in der QCD (durchgezogene Linie) mit einem Modell, in dem die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bei einem Startwert von  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  eingefroren wird (strich-punktierte Linie).

# Kapitel 2

## Die theoretischen Grundlagen

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die hadronische Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  aus Quark-Partonverteilungen aufgebaut werden kann.

Die Unterteilung der Photonstrukturfunktion in hadronische und punktförmige Komponenten, wie sie in Kapitel 1 eingeführt worden sind, wird erläutert. Dies geschieht unter Einbeziehung des Vektormeson-Dominanz-Modells, des Quark-Parton-Modells sowie von Berechnungen, die auf der Quantenchromodynamik beruhen.

Schließlich werden einige wichtige Parametrisierungsmodelle für  $F_2^\gamma$  diskutiert, die zum Teil auch in dieser Arbeit bei der Monte-Carlo-Simulation zur Anwendung kommen.

### 2.1 Partonverteilungen des Photons

In der Einleitung wurde die Photonstrukturfunktion als Teil des  $e\gamma$ -Wirkungsquerschnittes eingeführt. Der Zusammenhang zum Wirkungsquerschnitt für den gesamten Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadronen}$  wird durch die Einführung eines einfachen Flußfaktors hergestellt (siehe Gleichungen 1.17 und 1.18).

Andererseits wissen wir, daß ein Photon in einen virtuellen Zustand aus Partonen fluktuieren kann. Daher liegt es nahe, die Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  als Summe von Partonverteilungen im Photon selbst zu interpretieren.

Betrachtet man die Strukturfunktion als eine solche Summe von Partonverteilungen, so kann man diese in führender Ordnung (**LO: Leading Order**) darstellen als:

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = x \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 [q_i^\gamma(x, Q^2) + \bar{q}_i^\gamma(x, Q^2)]. \quad (2.1)$$

Es wird vorausgesetzt, daß die Verteilungen für Quarks und Antiquarks im Photon identisch sind, also  $q_i^\gamma(x, Q^2) = \bar{q}_i^\gamma(x, Q^2)$  gilt. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.1 zu

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = 2x \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 q_i^\gamma(x, Q^2). \quad (2.2)$$

Die Parametrisierungsmodelle, die in Abschnitt 2.7 genauer erläutert werden, verwenden anstelle der oben genannten Partonverteilungen die “*Flavour-Singlet*” und “*Flavour-Non-Singlet*” Verteilungen  $q_S^\gamma(x, Q^2)$  bzw.  $q_{NS}^\gamma(x, Q^2)$ :

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = x [q_{NS}^\gamma(x, Q^2) + \langle e^2 \rangle q_S^\gamma(x, Q^2)]. \quad (2.3)$$

Die Beziehungen zwischen den Flavour-Singlet und Flavour-Non-Singlet-Anteilen einerseits und den Partonverteilungen andererseits sind gegeben durch :

$$q_S^\gamma(x, Q^2) = 2 \sum_{i=1}^{n_f} q_i^\gamma(x, Q^2) \quad (2.4)$$

und

$$q_{NS}^\gamma(x, Q^2) = 2 \sum_{i=1}^{n_f} [e_i^2 - \langle e^2 \rangle] q_i^\gamma(x, Q^2), \quad (2.5)$$

wobei

$$\langle e^k \rangle \equiv \frac{1}{n_f} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^k. \quad (2.6)$$

In der nächst höheren Ordnung der störungstheoretischen Berechnung (NLO: Next-to-Leading Order) von  $F_2^\gamma$  aus den Parton-Verteilungen muß zusätzlich zu den Quarkdichten die Gluon-Verteilung  $g^\gamma(x, Q^2)$  im Photon berücksichtigt werden. Dies wird beispielsweise in [10, 23] ausführlich besprochen.

## 2.2 Komponenten von $F_2^\gamma$

In der Einleitung wurde bereits auf die Unterteilung der Fluktuationen des Photons in einen punkttartigen Anteil einerseits und eine hadronische Komponente andererseits eingegangen. Überträgt man diesen Ansatz auf den Aufbau der Photonstrukturfunktion, so kann man schreiben:



$$F_2^\gamma(x, Q^2) = F_2^{\text{PL}}(x, Q^2) + F_2^{\text{HAD}}(x, Q^2). \quad (2.7)$$

Die Unterteilung in die beiden erwähnten Komponenten ist aufgrund experimenteller Ergebnisse berechtigt (siehe z.B. [24]). Der durch das Vektormeson-Dominanz-Modell beschriebene hadronische Teil dominiert bei kleinen Werten von  $x$  und bei niedriger Virtualität  $Q^2$ . Bei Werten von  $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$  und  $x \geq 0.1$  ist dagegen das Quark-Parton-Modell besser zur Beschreibung der Vorgänge geeignet.

Beide Modelle werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

### 2.3 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Bei kleinen Werten für den Viererimpulsübertrag wird das Photon bei der Wechselwirkung mit einem Hadron als Vektormeson behandelt. Dieses Vektormeson hat dabei die gleichen Quantenzahlen wie das Photon. Aus diesem Grund ist es üblich, den hadronischen Teil der Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  entsprechend des VMD zu beschreiben [25].

Die Vektormesonen, an die das Photon nennenswert koppelt sind  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  sowie  $J/\psi$ <sup>1</sup>. Damit ergibt sich:

$$F_2^{\text{HAD}} = F_2^{\text{VMD}} = \sum_V \left( \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}}{f_V^2} \right) F_2^V \quad (2.8)$$

wobei die Formfaktoren  $f_V^2/4\pi$  aus Anpassungen an Meßergebnisse stammen [25]. Die Werte für  $f_V^2/4\pi$  sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt dargestellt.

Vektormeson	$f_V^2/4\pi$
$\rho^0$	2.2
$\omega$	23.6
$\phi$	18.4
$J/\psi$	11.5

Tabelle 2.1: Zusammenstellung der Formfaktoren für die einzelnen Vektormesonen in Gleichung 2.8 [25].

Die Formfaktoren  $f_V$  aus Gleichung 2.8 sind mit den Koeffizienten  $c_V$  aus Gleichung 1.3 durch die Beziehung  $c_V^2 = 4\pi\alpha_{\text{em}}/f_V^2$  verknüpft.

<sup>1</sup>Der Beitrag durch das  $\Upsilon$  kann vernachlässigt werden.

Die Analogie der hadronischen Komponente von  $F_2^\gamma$  zum Verhalten von Hadronen liegt zum einen in der Tatsache begründet, daß die hadronische Komponente keinen Anstieg mit  $\log Q^2$  aufweist und daß zum anderen die  $x$ -Abhängigkeit störungstheoretisch nicht zu berechnen ist.

Da die Partonverteilungen im  $\rho$ -Meson bisher nicht experimentell bestimmt werden konnten, wird angenommen, daß die Verteilungen im  $\rho$  mit denen im Pion identisch sind.

Die Strukturfunktion des Pions ist experimentell aus der Drell-Yan-Produktion von  $\mu$ -Paaren in der Pion-Nukleon-Streuung [26] für Werte von  $x > 0.2$  gemessen worden.

Der einfachste Ansatz für eine Abschätzung der Photonstrukturfunktion im VMD Modell kann aus Messungen der Pion-Strukturfunktion abgeleitet werden [1, 27]:

$$F_2^{VMD} = 0.2 \alpha_{em} (1 - x). \quad (2.9)$$

Eine alternative Möglichkeit, die Partonverteilungen im Photon zu beschreiben, ist gegeben durch [1]

$$f^\gamma(x, Q^2) = \kappa \left( \frac{4\pi\alpha_{em}}{f_\rho^2} \right) f_\pi(x, Q^2) \quad (2.10)$$

wobei  $f^\gamma = q^\gamma (= \bar{q}^\gamma)$  oder  $g^\gamma$ ,  $1 \leq \kappa \leq 2$ . Die Virtualität  $Q^2$  ist in diesem Falle von der Größenordnung  $Q^2 \sim 0.3 \text{ GeV}^2$ . Der Parameter  $\kappa$  wird eingeführt, um theoretische Unsicherheiten, insbesondere der Gluonabstrahlung in höherer Ordnung der Störungstheorie zu berücksichtigen.

Ein alternativer Ansatz, die Photonstrukturfunktion im Vektormeson-Dominanz-Modell zu bestimmen, ist, eine Anpassung an Daten bei kleinen Werten von  $Q^2$  vorzunehmen. Dies wurde von der TPC/2 $\gamma$ -Kollaboration mit Daten bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  durchgeführt [28]:

$$F_2^{VMD}(x) = \alpha_{em} \cdot 0.22x^{0.31}(1-x)^{0.95} + 0.06(1-x)^{2.5}. \quad (2.11)$$

## 2.4 Das Quark-Parton-Modell

Zur Bestimmung der Eigenschaften von  $F_2^\gamma$  und  $F_L^\gamma$  wurden vor der Entwicklung der Quantenchromodynamik das Modell der freien Quarks und Partonen sowie die Lichtkegel-Algebra verwendet. Im Quark Parton Modell (QPM) werden die Strukturfunktionen berechnet, indem Quarks als freie Teilchen ohne starke Wechselwirkung behandelt werden.

Im Grenzfall kleiner Quarkmassen ( $m_i^2/Q^2 \ll 1$ ) können die Strukturfunktionen geschrieben werden als: [29, 30]:

$$F_2^{\text{QPM}}(x, Q^2, P^2, m_i^2) = \frac{3\alpha_{em}}{\pi} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^4 x \left[ (x^2 + (1-x)^2) \log \left( \frac{Q^2 \left( \frac{1-x}{x} \right)}{(m_i^2 + P^2 x(1-x))} \right) - 2(1-3x+3x^2) + \frac{m_i^2(1+2x-2x^2)}{(m_i^2 - P^2(x^2-x))} \right], \quad (2.12)$$

$$F_L^{\text{QPM}}(x, Q^2, P^2, m_i^2) = \frac{12\alpha_{em}}{\pi} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^4 x^2(1-x). \quad (2.13)$$

Für den Fall, daß  $P^2 = 0$  gilt, wird Gleichung 2.12 unabhängig von  $P$  und es gilt:

$$F_2^{\text{QPM}}(x, Q^2, m_i^2) = \frac{3\alpha_{em}}{\pi} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^4 x \left[ (x^2 + (1-x)^2) \log \left( \frac{Q^2}{m_i^2} \left( \frac{1-x}{x} \right) \right) + 8x(1-x) - 1 \right] \quad (2.14)$$

Die Tatsache, daß  $F_2^{\text{QPM}}$  (Gleichung 2.14) von  $\log Q^2$  abhängt, bedeutet, daß diese Strukturfunktion skalenabhängig ist. Dagegen ist die longitudinale Strukturfunktion  $F_L^{\text{QPM}}$  skaleninvariant.

Wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich ist, unterscheidet sich der Verlauf von  $F_2^\gamma$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $x$  innerhalb der beiden Modelle QPM und VDM erheblich. Es ist offensichtlich, daß durch das Quark-Parton-Modell keine vollständige Beschreibung von  $F_2^\gamma$  erfolgen kann, da Quarks keine freien Teilchen sind und die Gluonkopplung in diesem Modell keine Berücksichtigung findet. Um zu einer besseren Beschreibung zu gelangen, ist eine Einbeziehung der QCD somit unerlässlich.

## 2.5 QCD Rechnungen

Die Tatsache, daß Quarks Gluonen abstrahlen und daß diese ihrerseits wiederum Quark-Antiquark-Paare erzeugen können, wird im einfachen Quark-Parton-Modell nicht berücksichtigt. Modifikationen dieser Art der Beschreibung sind also nötig.

Angenommen, ein Valenz-Quark des  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ -Vertex wird bei der  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung getroffen und dieses Quark strahlt kein Gluon ab, so kann die Kinematik dieses Ereignisses durch das Quark-Parton-Modell beschrieben werden. Werden jedoch ein oder mehrere Gluonen von diesem Valenz-Quark abgestrahlt, so tragen diese einen gewissen Anteil des ursprünglichen Viererimpulses. Wird dieses Quark dann bei der Wechselwirkung getroffen, erscheint es mit einem geringeren Viererimpuls als es ursprünglich trug.

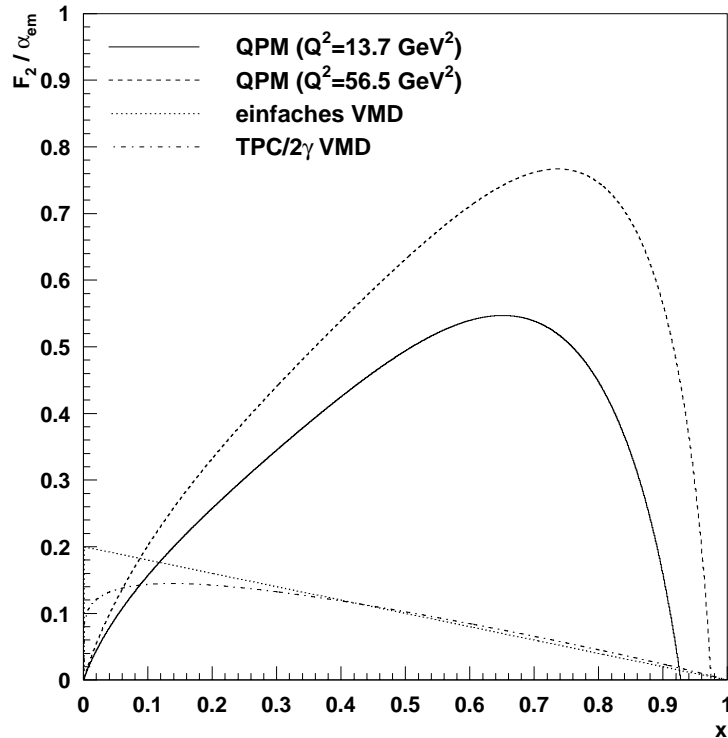


Abbildung 2.1: QPM und VMD Vorhersagen für  $F_2^\gamma$ . Die einfache VMD Vorhersage wurde mit Gleichung 2.9, die von TPC/2 $\gamma$  mit Gleichung 2.11 berechnet. Die QPM Vorhersagen wurden mit Gleichung 2.14 für zwei verschiedene Werte von  $Q^2$  berechnet.

Wird im anderen Falle ein See-Quark (eines der Quarks, von einem  $g \rightarrow q\bar{q}$  Vertex) getroffen, wird dieses ebenfalls einen kleineren Viererimpuls tragen, als das ursprüngliche Gluon, von dem es stammt.

Eine Möglichkeit, die Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  in der QCD zu berechnen, besteht in der Anwendung von Entwicklungsgleichungen [31].

### 2.5.1 Die DGLAP-Entwicklungsgleichungen

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines virtuellen Photons an einem reellen Photon hängt von zwei Faktoren ab: der  $Q^2$ -Skala des virtuellen Photons sowie der Verteilung der Impulsanteile  $q(x, Q^2)$  im reellen Photon bei dieser Skala.

Die Entwicklungsgleichung für die Partondichte  $q(x, t)$  kann geschrieben werden als,

$$t \frac{\partial}{\partial t} q(x, t) = \frac{\alpha_s}{2\pi} P(x) \otimes q(x, t). \quad (2.15)$$

Das in Gleichung 2.15 auftretende Faltungsintegral, ist folgendermaßen definiert:

$$a(x) \otimes b(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} a\left(\frac{x}{y}\right) b(y). \quad (2.16)$$

Die Größe  $t$  ist gleich dem (negativen) virtuellen Massenquadrat des Partons nach der Verzweigung und  $P(x)$  die entsprechende Verzweigungsfunktion. Gleichung 2.15 wird als Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichung (DGLAP-Gleichung) [18–22] bezeichnet, während die Verzweigungsfunktionen nach Altarelli und Parisi benannt sind. Da in der Regel verschiedene Partonen im betrachteten Verzweigungsprozeß auftreten, muß Gleichung 2.15 verallgemeinert werden. Dies führt zu einem Satz gekoppelter Entwicklungsgleichungen der Gestalt:

$$t \frac{\partial}{\partial t} q_i(x, t) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_j P_{ij}(x) \otimes q_j(x, t). \quad (2.17)$$

Die Verzweigungsfunktionen  $P_{ij}(x)$  für die Partonen haben ihre physikalische Interpretation im Sinne der Wahrscheinlichkeitstheorie. In führender Ordnung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung,  $\alpha_s$ , gibt  $P_{ij}(x)$  die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton  $i$  in einem Parton  $j$  zu finden, wobei Parton  $i$  den Impulsanteil  $x$  des Elternpartons trägt. In niedrigster Ordnung der Störungstheorie können die Verzweigungsfunktionen geschrieben werden als [18]:

$$\begin{aligned} P_{qq}(x) &= C_F \left[ \frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right] \\ P_{qg}(x) &= T_R [x^2 + (1-x)^2] \\ P_{gq}(x) &= C_F \left[ \frac{1+(1-x)^2}{x} \right] \\ P_{gg}(x, n_f) &= 2C_A \left[ \frac{x}{(1-x)_+} + \frac{(1-x)}{x} + x(1-x) \right] + \frac{1}{6} (11C_A - 4n_f T_R) \delta(1-x). \end{aligned} \quad (2.18)$$

wobei  $C_F = 4/3$  und  $C_A = 3$  die Farbfaktoren der QCD darstellen und  $T_R = 1/2$  gilt.

Der Index “+” steht für die Vorschrift, wie die Singulärwerte, die in den Verzweigungsfunktionen auftreten, behandelt werden sollen. Diese Vorschrift ist in der folgenden

Integralgleichung angegeben:

$$\int_0^1 dx f(x) [g(x)]_+ = \int_0^1 dx (f(x) - f(1)) g(x). \quad (2.19)$$

Diese Vorschrift entfernt die Singulärwerte im Integranden der Entwicklungsgleichung bei  $x = 1$ , was der Abstrahlung eines weichen Gluons entspricht. Die verbleibenden Singularitäten bei  $x = 0$  liegen nicht im Integrationsbereich (Gleichung 2.16), so daß alle auftretenden Integrale endlich bleiben.

## 2.6 Der Beitrag des Charm-Quarks

Die DGLAP-Entwicklungsgleichungen basieren auf der Annahme nahezu masseloser Quarks ( $m_q^2 \ll Q^2$ ), so daß der Beitrag der Charm-Quarkdichte ( $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}$ ) zu  $F_2^\gamma$  einer gesonderten Behandlung bedarf.

Eine Möglichkeit besteht in der Verwendung modifizierter DGLAP-Gleichungen für massive Quarks [32]. Eine gute Näherung, den Beitrag des Charm-Quarks im Bereich  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  zur Photonstrukturfunktion zu berechnen, wird in Referenz [33] vorgestellt. Hierbei werden die Beiträge aus den QPM-Prozessen  $\gamma^* \gamma \rightarrow c\bar{c}$  (direkter Prozeß) und  $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$  (aufgelöster Prozeß) aufsummiert.

### Direkter QPM-Prozeß

Da der direkte QPM-Prozeß in vielen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion (siehe Abschnitt 2.7) zur Beschreibung der Charm-Quark Dichte Verwendung findet, sei er an dieser Stelle kurz erläutert. Die Berechnung basiert auf dem Bethe-Heitler-Prozeß niedrigster Ordnung und liefert [9, 34] :

$$F_{2,c}^\gamma(x, Q^2)|_{\text{direkt}} = 3 \frac{\alpha_{em}}{\pi} e_c^4 w \left( x, \frac{m_c^2}{Q^2} \right) \quad (2.20)$$

wobei  $e_c = 2/3$  der elektrischen Ladung des Charm-Quarks entspricht und

$$w(x, r) = x [\beta \{-1 + 8x(1-x) - 4rx(1-x)\} + \{x^2 + (1-x)^2 + 4rx(1-3x) - 8r^2x^2\} \log \frac{1+\beta}{1-\beta}] \quad (2.21)$$

mit

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4rx}{(1-x)}}; \quad r = \frac{m_c^2}{Q^2}. \quad (2.22)$$

Der Beitrag des Charm-Quarks wird in  $F_2^\gamma$  für Werte von  $\beta > 0$  (entsprechend  $W^2 > 4m_c^2$ ) hinzuaddiert und ist Null für  $\beta < 0$ . Auf diese Weise wird die Charm-Schwelle in die Parametrisierungen eingebaut. Der Effekt des Charmbeitrages zu  $F_2^\gamma$  ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

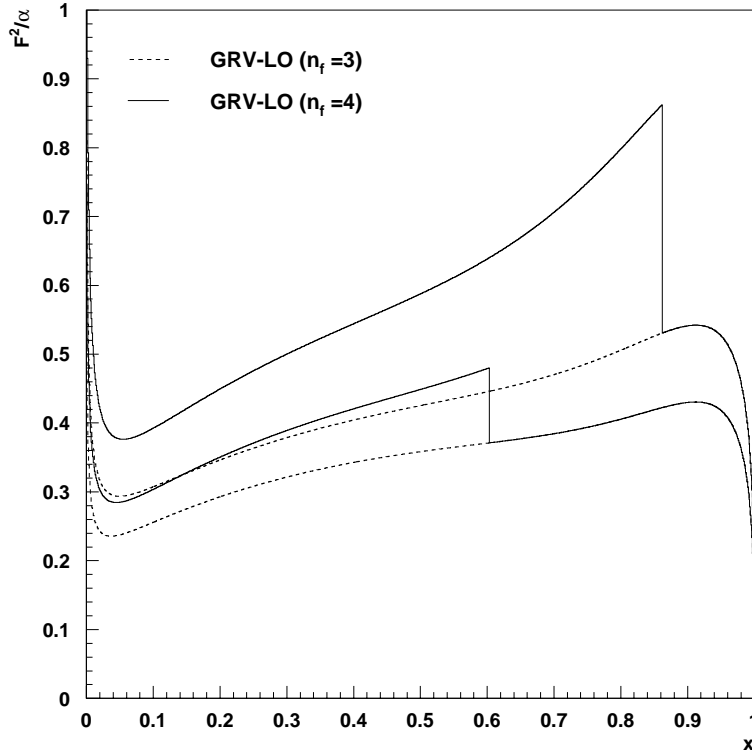


Abbildung 2.2: GRV-Parametrisierungen für  $F_2^{\gamma}$  für 4 Flavours (durchgezogene Linie) und für 3 Flavours (gestrichelte Linie). Die unteren Kurven wurden bei  $Q^2 = 13.7 \text{ GeV}^2$  und die oberen Kurven bei  $Q^2 = 56.5 \text{ GeV}^2$  berechnet.

### Aufgelöster QPM-Prozeß

Der QPM-Beitrag zu  $F_2^{\gamma}$ , der sich aus dem aufgelösten Prozeß  $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$  ableitet, kann nach [33] durch folgenden Ausdruck dargestellt werden:

$$F_{2,c}^{\gamma}(x, Q^2)|_{\text{aufgelöst}} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} e_c^2 \int_{ax}^1 dy w\left(\frac{x}{y}, \frac{m_c^2}{Q^2}\right) g(y, Q^2), \quad (2.23)$$

wobei  $a = 1 + 4m_c^2/Q^2$  (Faktor in der unteren Integrationsgrenze) sowie die Gluon Verteilung  $g(x, Q^2)$  aus der Lösung der masselosen DGLAP-Gleichungen für drei Flavours stammen.

## 2.7 Parametrisierungen und Modelle für $F_2^\gamma$

In diesem Abschnitt werden einige theoretische Vorhersagen für die Photonstrukturfunktion  $F_2^\gamma$  vorgestellt. Die DGLAP-Gleichungen erlauben es, analytische Lösungen für die  $Q^2$ -Entwicklung von Partonverteilungen zu berechnen [33]. Allerdings können von den Entwicklungsgleichungen allein weder die Form noch absolute Werte für  $F_2^\gamma$  bestimmt werden. Aus diesem Grund werden zunächst die Partonverteilungen bei einer Referenzskala  $Q_0^2$  parametrisiert. Anschließend werden diese Partonverteilungen mit Hilfe der DGLAP Gleichungen numerisch entwickelt.

### 2.7.1 Glück, Reya and Vogt (GRV)

Diese Autoren haben zunächst Partonverteilungen für das Proton [35] sowie für das Pion [36] generiert. Daten aus Experimenten zur tief-inelastischen Elektron-Proton Streuung bei HERA, insbesondere die Ergebnisse für die Protonstrukturfunktion  $F_2^p$  [14, 15] sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Vorhersagen von GRV.

Die Partonverteilungen des Photons [10] werden von einer relativ niedrigen Referenzskala aus entwickelt. In führender Ordnung (LO) beträgt der Wert der Referenzskala  $Q_0^2 = 0.25 \text{ GeV}^2$  und in nächst höherer Ordnung (NLO)  $Q_0^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$ . Die in die Parametrisierung eingehenden Verteilungen basieren auf dem VMD-Modell unter Verwendung von Gleichung 2.10 mit  $xf_\pi(x, \mu^2) \sim x^a(1-x)^b$ . Lediglich ein freier Parameter,  $\kappa$ , verbleibt in Gleichung 2.10. Dieser wird mittels einer Anpassung an bestehende  $F_2^\gamma$ -Daten [28, 37–41] bestimmt.

Die besten Werte, die für  $\kappa$  ermittelt wurden, sind  $\kappa_{\text{LO}} = 2$  und  $\kappa_{\text{NLO}} = 1.6$ , wobei eine gute Übereinstimmung der resultierenden Parametrisierungen mit den Daten erreicht wird.

Der Anteil des Charm-Quarks wird von GRV mit Hilfe des direkten QPM-Prozesses berechnet, wobei die Masse des Charm-Quarks mit  $1.5 \text{ GeV}$  angenommen wird.

In dieser Arbeit wird die LO-Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt zur Erzeugung von simulierten Ereignissen verwendet.

Der Unterschied zwischen Drei- und Vier-Flavour Parametrisierungen ist in Abbildung 2.2 für zwei unterschiedliche Werte von  $Q^2$  dargestellt.

### 2.7.2 Schuler und Sjöstrand (SaS)

Der zur Zeit aktuellste, veröffentlichte Satz von Parametrisierungen der Parton-Verteilungen im Photon stammt von den beiden Autoren G. A. Schuler und T. Sjöstrand [42].

Ihr Ansatz besteht in der Aufteilung der Photonstrukturfunktion in einen perturbativen und einen hadronischen Teil. Der perturbative Anteil hängt von den Größen  $x$ ,  $Q^2$ ,



$Q_0$ ,  $P^2$  sowie der QCD-Skala  $\Lambda$  ab und ist exakt berechenbar <sup>2</sup>. Die Formen der hadronischen Verteilungen werden aus Anpassungen an verfügbare Daten für  $F_2^\gamma(x, Q^2)$  gewonnen. Dieser Ansatz unterscheidet sich daher von dem von GRV, wo auf Partonverteilungen im Pion zurückgegriffen wird.

Der Anteil des Charm-Quarks zu  $F_2^\gamma$  wird mit Hilfe des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnittes berechnet, wobei, wiederum im Gegensatz zu GRV, hier eine Charm-Quark-Masse von 1.3 GeV zugrundegelegt wird.

Insgesamt gibt es vier verschiedene Partondichtefunktionen, entsprechend verschiedener Startwerte der Auflösungs- oder Referenzskala sowie unterschiedlicher Faktorisierungsmodelle. Im einzelnen sind dies

- **SaS1D** (DIS,  $Q_0 = 0.6$  GeV)
- **SaS1M** ( $\overline{MS}$ ,  $Q_0 = 0.6$  GeV)
- **SaS2D** (DIS,  $Q_0 = 2.0$  GeV)
- **SaS2M** ( $\overline{MS}$ ,  $Q_0 = 2.0$  GeV)

wobei DIS für *Deep-Inelastic Scattering* und  $\overline{MS}$  für *modified Momentum-Subtraction Scheme* stehen (siehe z.B. [43]).

Die mit SaS1D bezeichnete Parametrisierung (für 4 Flavours) der Photonstrukturfunktion wird in dieser Arbeit ebenfalls als Eingangsparmetrisierung für die Erzeugung von Monte-Carlo-Ereignissen verwendet (siehe Abbildung 2.3).

### 2.7.3 Drees and Grassie (DG)

Eine der ersten Parametrisierungen für die Photonstrukturfunktion stammt von Drees und Grassie [44]. Diese Autoren verwenden eine Parametrisierung, die keine Aufspaltung in punktförmige und hadronische Komponente aufweist. Stattdessen arbeiten sie mit “singlet”, “non singlet” und Gluon-Verteilungen, ausgehend von inhomogenen Entwicklungsgleichungen [31]. Die Referenzskala wird bei  $Q_0 = 1$  GeV festgelegt, so daß die zu dieser Zeit einzig verfügbaren Daten bei  $Q^2 = 5.9$  GeV<sup>2</sup> von PLUTO [45] reproduziert werden konnten. Der Schwachpunkt dieser Parametrisierung besteht vor allem darin, daß lediglich 7 Messpunkte bei einem einzigen Wert von  $Q^2$  zur Verfügung standen, wohingegen insgesamt 13 freie Parameter angepaßt werden müssen. Eine 3-Flavour Entwicklung wird verwendet, um Vorhersagen bis zu einem Wert von  $Q^2 = 50$  GeV<sup>2</sup> zu machen. Der Beitrag des Charm-Quarks wird durch den direkten QPM-Prozeß berücksichtigt.

---

<sup>2</sup>Der Skalenparameter der QCD,  $\Lambda$ , ist in erster Näherung definiert durch  $\alpha_S = \frac{12\pi}{33-2n_f} \cdot (\log \frac{Q^2}{\Lambda^2})^{-1}$ .

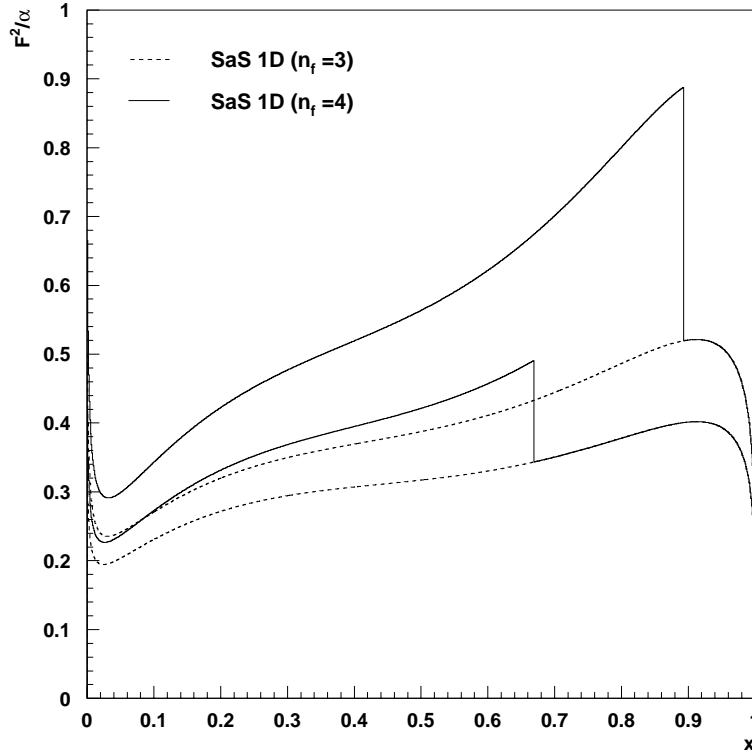


Abbildung 2.3: SAS-Parametrisierungen für  $F_2^\gamma$  für 4 Flavours (durchgezogene Linie) und für 3 Flavours (gestrichelte Linie). Die unteren Kurven wurden bei  $Q^2 = 13.7 \text{ GeV}^2$  und die oberen Kurven bei  $Q^2 = 56.5 \text{ GeV}^2$  berechnet.

#### 2.7.4 Levy, Abramowicz und Charcula (LAC)

Das Ziel von Levy, Abramowicz und Charcula war es, mit ihren Parametrisierungen [46] der Photonstrukturfunktion den Ansatz von Drees und Grassie weiter zu verfolgen und die inzwischen hinzugekommenen Messungen mit in die Bestimmung der Parameter einzubeziehen.

Die Entwicklung der Partonverteilungen beginnt bei  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  für die Versionen 1 und 2 sowie  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  für Version 3. Sie wird für 4 Flavours durchgeführt, wobei jedoch der Charm-Quark-Beitrag zur Photonstrukturfunktion erst berücksichtigt wird, wenn  $W^2 \geq 4m_c^2$ , mit  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ . Diese Schwelle führt zu einer Unstetigkeit in  $F_2^\gamma$  (vergleiche Abbildung 2.4). Die  $x$  Abhängigkeit der eingehenden Quarkdichten bei der Referenzskala  $Q_0^2$  wird angenommen als

$$xq(x) = Ae_q^2 x \frac{x^2 + (1-x)^2}{1 - B \log(1-x)} + Cx^D(1-x)^E \quad (2.24)$$

für jedes der vier Quark Flavours.

Die Gluon-Verteilung bei  $Q_0^2$  hat folgende Form:

$$xG(x) = C_g x^{D_g} (1-x)^{E_g}. \quad (2.25)$$

Insgesamt gibt es 12 freie Parameter; der Skalenparameter der QCD wird auf einen Wert von  $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$  festgesetzt. Die zwei Terme in den Quarkverteilungen sollen die Aufspaltung in einen punktförmigen und einen hadronischen Teil der Photonstrukturfunktion widerspiegeln.

Diese Vorgehensweise war der erste Versuch, den Gluonanteil im Photon zu bestimmen. Version 1 (siehe Abbildung 2.4) der Parametrisierungen von Levy, Abramowicz und Charcula wird ebenfalls als Modell für  $F_2^\gamma$  zur Erzeugung von simulierten Ereignissen verwendet.

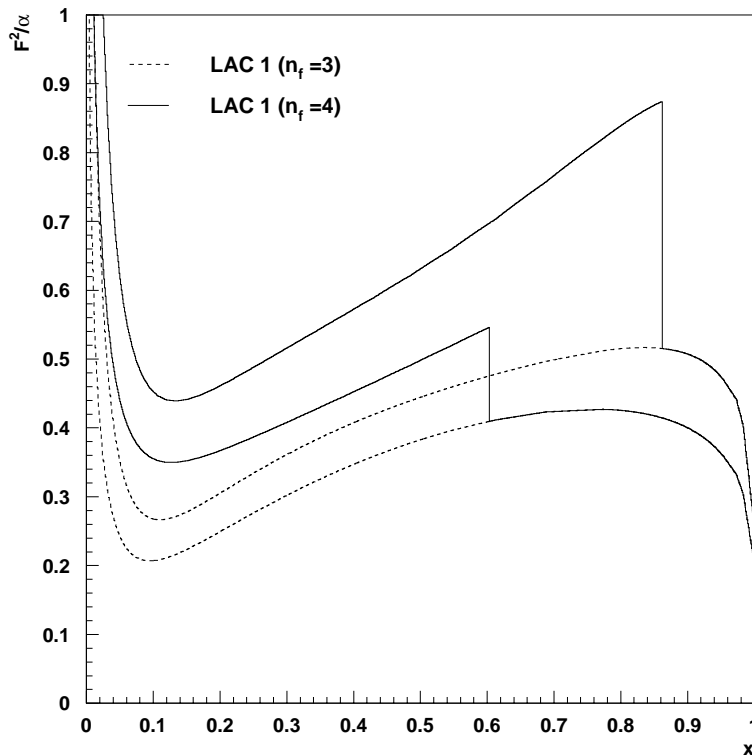


Abbildung 2.4: LAC-Parametrisierungen für  $F_2^\gamma$  für 4 Flavours (durchgezogene Linie) und für 3 Flavours (gestrichelte Linie). Die unteren Kurven wurden bei  $Q^2 = 13.7 \text{ GeV}^2$  und die oberen Kurven bei  $Q^2 = 56.5 \text{ GeV}^2$  berechnet.

# Kapitel 3

## Das Experiment

Die Daten, die in dieser Arbeit untersucht werden, wurden im Jahre 1997 mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring aufgezeichnet. ALEPH (A Detector for LEP PHysics) ist eines von vier Experimenten, die zur Untersuchung von Elektron-Positron-Wechselwirkungen bei LEP betrieben werden.

Detaillierte Beschreibungen des Speicherringes LEP finden sich in [47–49]. Die einzelnen Komponenten des ALEPH-Detektors sowie dessen Leistungswerte sind in den Referenzen [50–53] ausführlich dargestellt.

### 3.1 Der LEP-Speicherring

Der *Large Electron Positron Collider* LEP wurde 1989 am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf in Betrieb genommen. Der Speicherring hat einen Umfang von ca. 27 km und befindet sich in einem Ringtunnel bis zu ca. 150 m tief unterhalb der Erdoberfläche.

In diesem Speicherring werden Pakete von Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Umlaufrichtung beschleunigt und gespeichert. Haben die Teilchen schließlich ihre Nominalenergie erreicht, werden Elektronen und Positronen an insgesamt vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Um diese Kollisionspunkte herum sind die LEP-Experimente ALEPH, DELPHI [54], L3 [55], sowie OPAL [56] aufgebaut (siehe Abbildung 3.1).

Die Leptonen, die in den Speicherring eingespeist werden sollen, werden zunächst mit dem Linearbeschleuniger LIL (Lep Injector Linac) auf 600 MeV vorbeschleunigt und im Akkumulatorring EPA (Electron Positron Accumulator) gesammelt. Anschließend erfolgt eine weitere Beschleunigungsphase der Leptonen im Proton Synchrotron (PS). Dieses verlassen sie mit einer Energie von 3.5 GeV in Richtung Super Proton Synchrotron (SPS). Hier erhalten die Elektronen und Positronen eine Energie von 22 GeV, mit der sie in den Speicherring LEP injiziert werden. In Abbildung 3.2 sind die einzelnen Beschleuniger im Zusammenhang gezeigt.

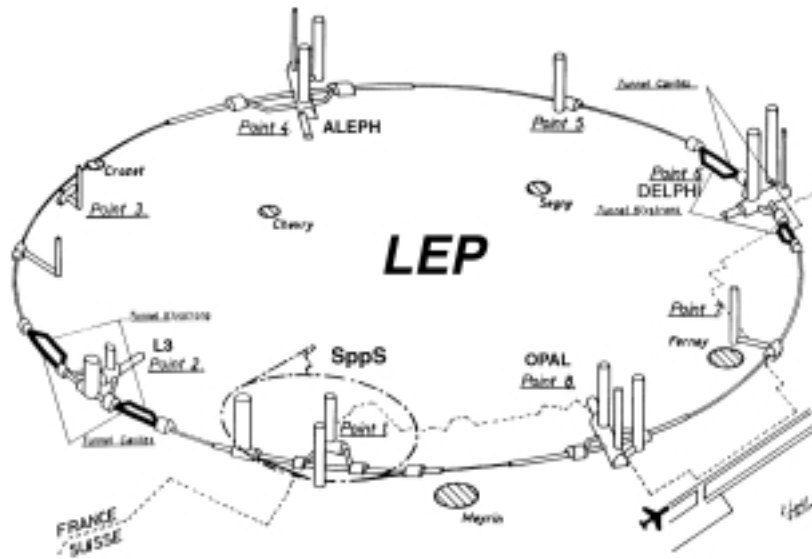


Abbildung 3.1: Übersicht des LEP-Speicherringes mit seinen Experimenten.

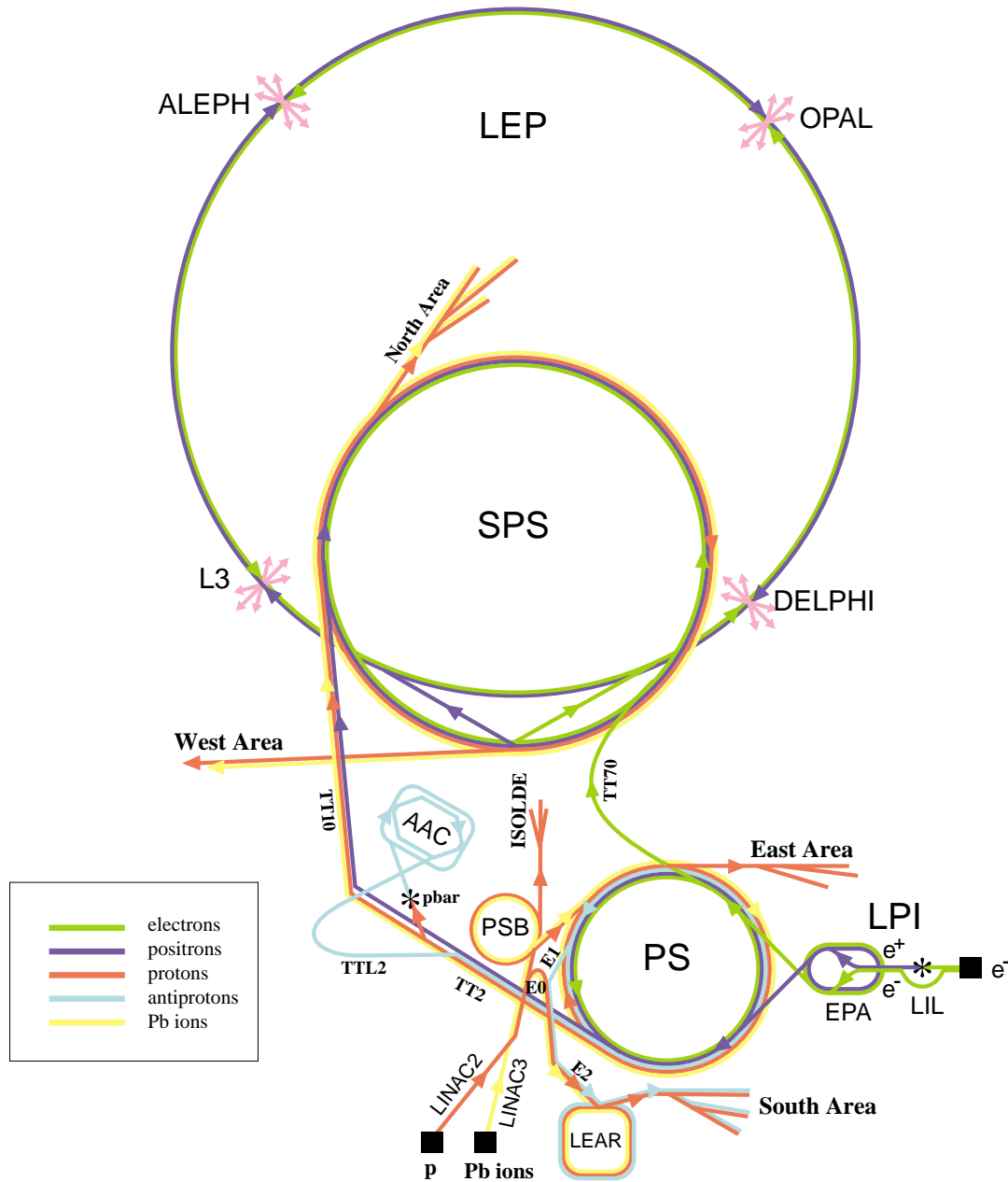
In den Jahren 1989 bis 1995 wurde LEP bei einer konstanten Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx M_Z = 91.2$  GeV betrieben. Seit 1996 wird die Schwerpunktsenergie sukzessive erhöht, mit dem Ziel im Jahre 2000 Messungen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \geq 200$  GeV durchzuführen. Dieses Ziel wurde bereits 1999 erreicht und sogar leicht übertroffen. Im Jahre 1997 betrug die Schwerpunktsenergie 183 GeV und mit dem ALEPH Detektor konnte eine Datenmenge von insgesamt  $52.9 \text{ pb}^{-1}$  aufgezeichnet werden.

## 3.2 Der ALEPH-Detektor

Die Aufgabe des ALEPH-Detektors (Abbildung 3.3) besteht in der Vermessung der zum Teil sehr komplexen Ereignisse von Elektron-Positron-Wechselwirkungen. Um hierbei eine bestmögliche Genauigkeit zu erreichen, liegt dem Aufbau des ALEPH-Detektors das Prinzip eines *“klassischen  $4\pi$  Designs”* zugrunde. Darunter ist zu verstehen, daß der Detektor (fast) den gesamten Raumwinkelbereich umschließt. Um dies zu erreichen, ist er annähernd zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut. Er besteht aus dem etwa 5 m langen *Barrel* sowie zwei Endkappen. Die gesamte Höhe dieser Apparatur beträgt ca. 9.5 m.

Unmittelbar am Wechselwirkungspunkt befindet sich der Vertexdetektor (**VDET**). Von innen nach außen folgen die Innere Spurkammer (**ITC**) und die Zeitprojektionskammer (**TPC**). Für die Spurdetektoren ist es wichtig, daß sie nur eine geringe Massenbelegung aufweisen, damit unerwünschte Effekte, welche die Genauigkeit der Impulsmes-

## CERN Accelerators



LEP: Large Electron Positron collider  
 SPS: Super Proton Synchrotron  
 AAC: Antiproton Accumulator Complex  
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice  
 PSB: Proton Synchrotron Booster  
 PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector  
 EPA: Electron Positron Accumulator  
 LIL: Lep Injector Linac  
 LINAC: LINear ACcelerator  
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

Abbildung 3.2: Übersicht über die Beschleuniger des CERN

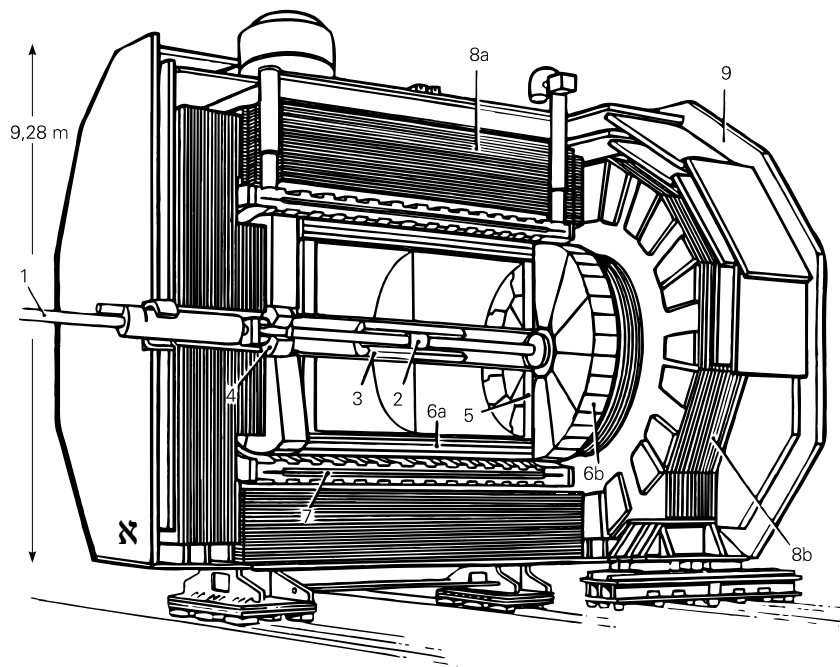


Abbildung 3.3: Ansicht des ALEPH-Detektors. Dargestellt sind: (1) Vakuumrohr, (2) Vertexdetektor (VDET), (3) innere Spurkammer (ITC), (4) Luminositätsmonitore, (5) Zeitprojektionskammer (TPC), (6a) elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL-Barrel), (6b) ECAL-Endkappen, (7) supraleitende Spule, (8a) hadronisches Kalorimeter (HCAL-Barrel), (8b) HCAL-Endkappen, (9) Myonkammern.

sung verschlechtern könnten, möglichst vermieden werden. Ein solcher Effekt ist die Coulomb-Vielfachstreuung.

Um die Spurkammern herum sind Kalorimeter angeordnet, zwischen denen sich eine supraleitende Spule befindet. Mit Ausnahme von Neutrinos und Myonen werden alle Teilchen in den Kalorimetern gestoppt, so daß deren Gesamtenergie gemessen werden kann. Die äußere Schale von ALEPH wird von Myonkammern gebildet.

Zusätzlich zu den oben erwähnten Komponenten verfügt der Detektor über zwei Kleinwinkel-Luminositätsmonitore, **SICAL** und **LCAL**, die sich in einem Abstand von ca.  $\pm 2.7$  m zum Wechselwirkungspunkt befinden und einen Polarwinkelbereich von 33 bis 160 mrad abdecken. Hauptaufgabe dieser Detektoren ist, wie ihre Namen andeuten, die Bestimmung der Luminosität. Hierzu werden Ereignisse der Bhabha-Streuung vermessen. Speziell in der vorliegenden Arbeit werden diese Detektoren aber zusätzlich für den Nachweis der gestreuten Elektronen in den Zwei-Photon-Kollisionen verwendet.

Ein weiterer Luminositätsmonitor, das **BCAL**, ist in einem Abstand von  $\pm 7.6$  m zum Vertex angebracht und dient der Echtzeit-Luminositätsmessung.

Über die Beschaffenheit von strahlinduziertem Untergrund, insbesondere fehlgeleiteten Strahlteilchen ("Off-Momentum"-Elektronen) und Photonen der Synchrotronstrahlung,

gibt der Untergrundmonitor **SAMBA** Auskunft <sup>1</sup>.

Das Koordinatensystem zur Beschreibung des Detektors ist wie folgt festgelegt : in einem rechtshändigen Orthogonalsystem wird die  $z$ -Achse durch die nominale Strahlachse vorgegeben, wobei der Ursprung im Wechselwirkungspunkt liegt und die Richtung durch die Flugrichtung der Elektronen bestimmt wird. Die  $x$ -Achse zeigt zum Mittelpunkt des LEP-Ringes und die  $y$ -Achse nach oben. Aufgrund der speziellen Geometrie des Aufbaus werden häufig auch Zylinderkoordinaten  $(\rho, \Phi, z)$  bzw. Kugelkoordinaten  $(r, \Theta, \Phi)$  zur Beschreibung verwendet. Dabei gelten folgende Transformationen:

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \Phi & = & r \sin \Theta \cos \Phi \\ y &= \rho \sin \Phi & = & r \sin \Theta \sin \Phi \\ z &= z & = & r \cos \Theta \end{aligned}$$

Auf die einzelnen Komponenten des Detektors wird in den nachfolgenden Abschnitten eingegangen.

### 3.2.1 Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor (VDET: **V**ertex **D**etector) ist ein Siliziumstreifendetektor und in seiner jetzigen Form seit Oktober 1995 in Betrieb. Seine aus zwei konzentrischen Lagen bestehenden Siliziumplättchen sind doppelseitig mit Auslestreifen versehen. Diese Lagen haben eine Länge von etwa 40 cm. Die mittleren Radien der beiden Lagen betragen 6.3 cm für die Innere sowie 11.0 cm für die Äußere (siehe Abbildung 3.4).

Der von VDET abgedeckte Polarwinkelbereich erstreckt sich von 310 mrad bis 2.83 rad im Falle der inneren und von 510 mrad bis 2.63 rad im Falle der äußeren Lage. Mit seinem hohen Auflösungsvermögen von  $\sigma_{r\Phi} = 12 \mu\text{m}$  bzw.  $\sigma_z = 14 \mu\text{m}$  ermöglicht dieser Detektor die Vermessung von Spuren dicht am Wechselwirkungspunkt, sowie die Identifizierung von Sekundärvertices, die beim Zerfall langlebiger Hadronen auftreten.

### 3.2.2 Die innere Spurkammer

Bei der inneren Spurkammer (ITC: **I**nnere **T**racking **C**hamber) handelt es sich um eine zylindrische Vieldraht-Driftkammer, die den Vertexdetektor umschließt. Sie besitzt eine Länge von 2 m und erstreckt sich radial von 12.8 cm bis 28.8 cm. Insgesamt weist diese Spurkammer 8 Lagen parallel zur Strahlachse gespannter Signaldrähte auf. Diese liegen auf einem positiven Potential von 1.8 - 2.5 kV und bilden jeweils mit sechs sie umgebenden Felddrähten auf Erdpotential eine hexagonale Driftzelle. Die Drahtanordnung ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Ein Felddraht je Zelle kann zu Kalibrationszwecken gepulst werden. Die vier inneren Driftlagen bestehen aus 96 Waben, die äußeren vier aus je 144.

<sup>1</sup>Der Untergrundmonitor SAMBA ist in Abbildung 3.3 nicht dargestellt. Siehe daher Abbildung 3.9.



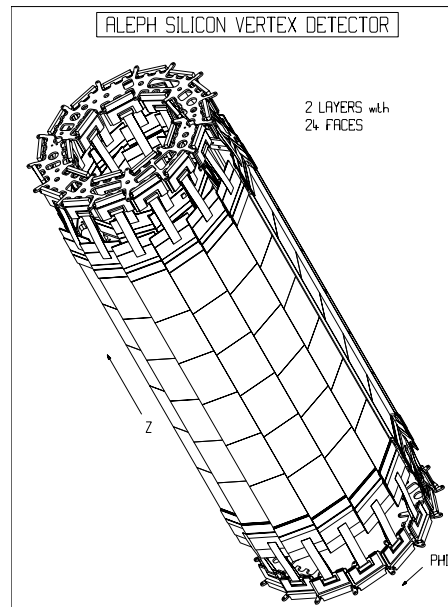


Abbildung 3.4: Der Vertexdetektor VDET

Die maximalen Driftstrecken in der ITC liegen zwischen 4.7 mm und 6.5 mm. Bei einer Gasmischung aus Argon und  $\text{CO}_2$  im Verhältnis 80:20 ergeben sich daraus Driftzeiten von ca. 250 ns. Spuren, die einen Polarwinkel von mehr als 250 mrad zur Strahlachse haben, durchdringen alle Lagen der ITC. Die Ortsauflösung beträgt  $\sigma_{r,\phi} = 150 \mu\text{m}$  bzw.  $\sigma_z \approx 5 \text{ cm}$ . Spurmuster, die von einem Triggerprozessor erstellt werden, stehen bereits  $3 \mu\text{s}$  nach Ereignisbeginn zur Verfügung.

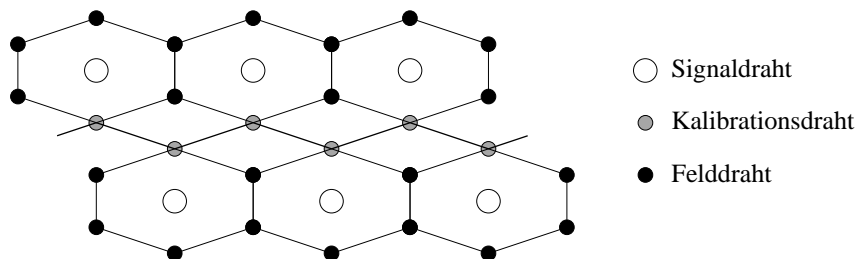


Abbildung 3.5: Darstellung der Drahtanordnung in der ITC.

### 3.2.3 Die Zeitprojektionskammer

Den äußeren und größten der drei Spurdetektoren bildet die Zeitprojektionskammer (TPC: **T**ime **P**rojection **C**hamber). Sie ist 4.4 m lang und hat einen Außenradius von

1.8 m. Der Driftraum wird in der Mittelebene durch eine  $25\ \mu\text{m}$ starke aluminisierte Mylar-Membran geteilt, wie aus Abbildung 3.6 ersichtlich ist. Diese Membran dient als zentrale Elektrode und liegt auf einem Potential von  $-27.5\ \text{kV}$ . Als Driftgas dient eine Mischung aus 91% Argon und 9% Methan. Durch Ionisationsprozesse freigesetzte Elektronen driften in einem Feld von der in der Kammermitte gespannten Membran zu den Endplatten. Hier befindet sich zur Messung von Teilchendurchgangsort und Ladungsmenge ein System aus Vieldrahtproportionalkammern mit Kathodenplättchenauslese.

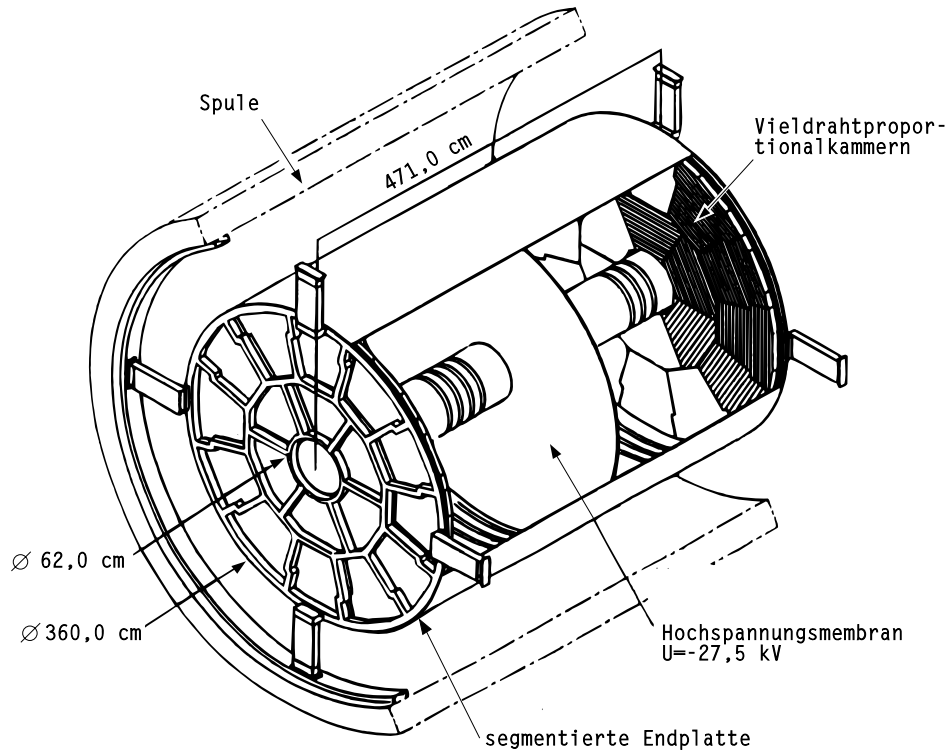


Abbildung 3.6: Querschnitt der Zeitprojektionskammer (TPC). Die supraleitende Spule, die im Inneren der Kammer für ein homogenes Magnetfeld von 1.5 T sorgt, ist ebenfalls abgebildet.

Die Endplatten der TPC sind in jeweils 18 Segmente unterteilt, 6 innere und 12 äußere Sektoren. Diese setzen sich von innen nach außen aus Lagen von Gate-, Kathoden- und Signaldrähten, gefolgt von Kathodenplättchen zusammen. Die Zeitprojektionskammer erlaubt eine dreidimensionale Spurerkennung mit bis zu 21 Raumpunkten je Spur und einer Punktauflösung von  $\sigma_{\rho\Phi} = 173\ \mu\text{m}$  bzw.  $\sigma_z = 740\ \mu\text{m}$ . Die Impulsauflösung, die mit der TPC für Spuren von geladenen Teilchen erreicht wird, liegt bei  $\sigma(p_t)/p_t = p_t \cdot 1.2 \cdot 10^{-3}/(\text{GeV}/c)$ . Die Amplitude des Signals, das an den Signaldrähten nach der Gasverstärkung abfällt, ist proportional zur primär erzeugten Ladung. Die spezifische Ionisation  $dE/dx$  kann mit der TPC auf bis zu 338 Drähten entlang der Teilchenspur gemessen werden, wodurch eine Teilchenidentifikation möglich ist. Die Driftzeiten in der TPC können bis zu  $45\ \mu\text{s}$  betragen.

### 3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL: **E**lectromagnetic **C**ALorimeter) dient zum Nachweis von Teilchen, die elektromagnetisch wechselwirken. Es besteht aus einem "Barrel" und zwei Endkappen, die die TPC vollständig umschließen. Der Aufbau des ECAL ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Elektronen und Photonen sollen in diesem Kalorimeter vollständig absorbiert werden. Hierzu ist das ECAL als Sampling-Kalorimeter aus 45 sich abwechselnden Lagen von Bleiplatten und Vieldrahtkammern aufgebaut. Die Gesamtdicke entspricht 22 Strahlungslängen  $X_0$ . Das in den Kammern an den Anodendrähten erzeugte Signal wird mittels einander gegenüberliegender Kathodenplättchen ausgelesen. Diese haben eine Größe von ca.  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , wobei radial hintereinanderliegende Kathoden so miteinander verbunden sind, daß in Richtung des Wechselwirkungspunktes zeigende "Türme" entstehen. Die so erzielte Granularität  $\Delta\Theta \times \Delta\Phi \sin\Theta$  reicht von  $10 \text{ mrad} \times 10 \text{ mrad}$  bis zu  $17 \text{ mrad} \times 17 \text{ mrad}$ , je nach Polarwinkel. Die Auslese jedes Turms erfolgt in drei Segmenten. Diese sind in 10, 23 und 12 Lagen Blei, mit einer Dicke von 2 mm in den ersten beiden Segmenten, sowie 4 mm im letzten Segment, aufgeteilt. Daraus ergeben sich Strahlungslängen von einmal vier und zweimal neun  $X_0$ . Die energieabhängige Ortsauflösung des ECAL beträgt  $\sigma_\Phi = \sigma_\Theta / \sin\Theta = (2.7 / \sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0.32) \text{ mrad}$ . Die Energieauflösung für Zentral- und Endkappenbereich wurde für Elektronen bestimmt zu:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.009,$$

wobei sich dieser Wert sowohl im Überlappungsbereich zwischen Endkappen und Barrel, als auch am inneren Rand der Endkappen um ca. 30% verschlechtert.

Aufgrund der feinen Segmentierung des Kalorimeters ist es möglich, das räumliche Schauerprofil der Teilchen zu vermessen. Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern sind Schauer von Hadronen in der Regel ausgedehnter, so daß eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen auf der einen Seite und Hadronen auf der anderen Seite vorgenommen werden kann.

### 3.2.5 Der Magnet

Zwischen dem ECAL-Barrel und dem hadronischen Kalorimeter befindet sich eine supraleitende Spule. Diese erzeugt mit einem Strom von 5000 A ein homogenes Magnetfeld von 1.5 Tesla in  $z$ -Richtung. Die Uniformität des Feldes beträgt ca. 2%. Als Rückflußjoch für das Magnetfeld dient das hadronische Kalorimeter (HCAL: **H**adronic **C**ALorimeter).

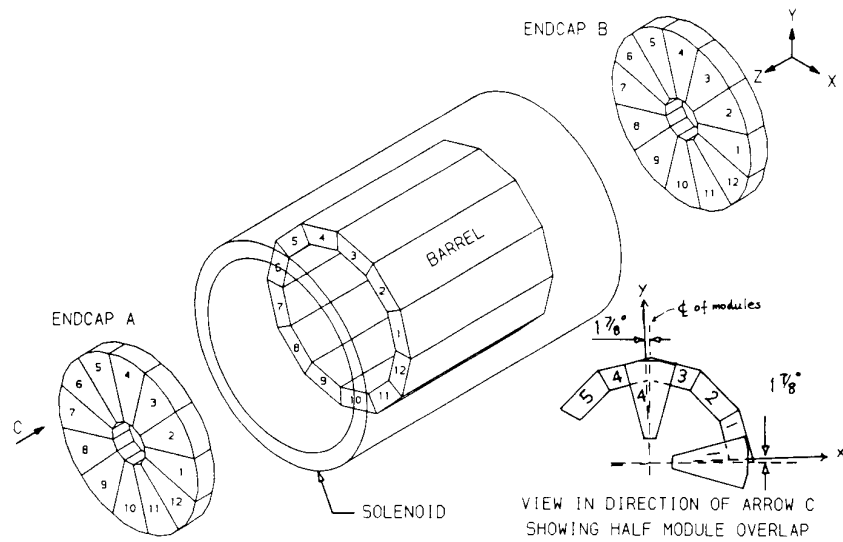


Abbildung 3.7: Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL).

### 3.2.6 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter ist ähnlich wie das ECAL aus einem Barrel und zwei Endkappen aufgebaut (siehe Abbildung 3.8).

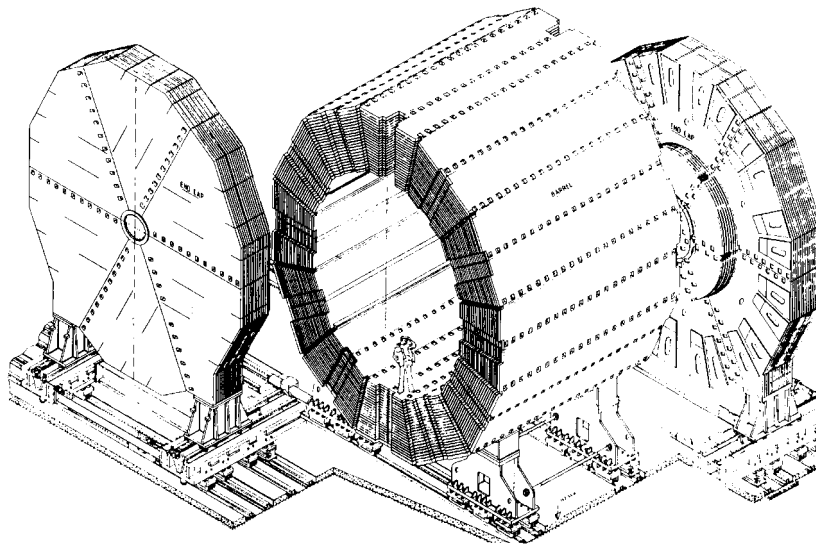


Abbildung 3.8: Aufbau des hadronischen Kalorimeters (HCAL).

Es besteht aus sich abwechselnden Lagen von Streamerrohr-Kammern und Eisenplatten. Die Streamerrohre werden mit einem Gasgemisch, bestehend aus 22.5% Argon, 47.5% Kohlendioxid, sowie 30% Isobutan, betrieben. Der Polarwinkelbereich, den das HCAL abdeckt, beginnt am Rand der Endkappen bei 110 mrad. Der Zentralbereich des HCAL deckt einen Polarwinkel von  $0.72\text{rad} < \Theta < 2.42\text{rad}$  ab. Die Energieauflösung, die mit dem hadronischen Kalorimeter erreicht wird, liegt bei  $\sigma(E)/E = 0.84/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ . Neben der Vermessung von Hadronen dient das HCAL auch zur Identifizierung von Myonen. Im Gegensatz zu Hadronen, die spätestens im mittleren Bereich des Detektors aufschauern und gestoppt werden, können Myonen mit einem Impuls von mehr als  $2.4 \text{ GeV}/c$  das gesamte HCAL durchdringen.

### 3.2.7 Die Myonkammern

Wie bereits erwähnt, sind Myonen die einzigen Teilchen (neben Neutrinos, wie sich wohl versteht), die das hadronische Kalorimeter vollständig durchdringen können. Aus diesem Grund ist der gesamte ALEPH-Detektor von zwei doppelagigen Streamerrohr-Kammern umgeben.

### 3.2.8 Die Luminositätsdetektoren

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  eines physikalischen Prozesses ist die Kenntnis der Strahluminosität notwendig. Diese ist für einen Elektron-Positron-Speicherring definiert als:

$$L = N_B \cdot f \cdot \frac{N_1 \cdot N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.1)$$

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

Die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse pro Zeiteinheit aus einem bestimmten Prozeß mit Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ergibt sich somit zu:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma. \quad (3.2)$$

Zur Messung der Luminosität werden Ereignisse der Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) analysiert. Insgesamt stehen im ALEPH-Detektor hierfür drei unabhängige Subdetektoren zur Verfügung.

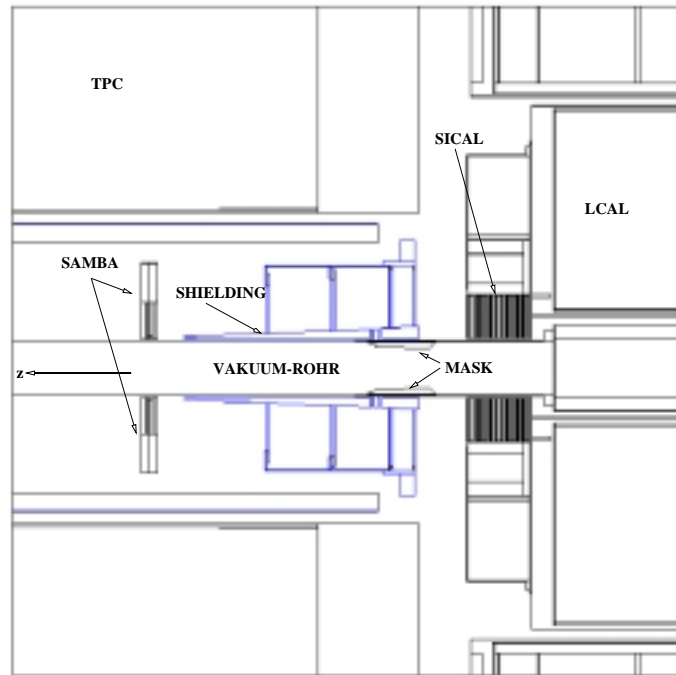


Abbildung 3.9: Schnitt durch den Vorwärtsbereich des ALEPH-Detektors in Strahlrohrnähe. Neben dem Untergrundmonitor SAMBA sind die beiden Luminositätsdetektoren SICAL und LCAL dargestellt. Ebenso eingezeichnet sind die Wolframmaske im Innern des Strahlrohrs, sowie der Schutzschild außerhalb. Die Masken haben den Zweck, den ALEPH-Detektor gegen rückgestreute Synchrotronphotonen zu schützen. Der Akzeptanzbereich des SICAL wird durch diese Apparatur jedoch stark eingeschränkt.

### Der Luminositätsmonitor SICAL

Der Luminositätsmonitor SICAL (**S**ilicon luminosity **C**ALorimeter) [57] wurde im Jahr 1992 in das ALEPH-Experiment integriert. Er befindet sich bei  $z = \pm 2.5\text{m}$  und deckt einen Polarwinkelbereich von  $24 - 58\text{ mrad}$  ab. Seit 1996 befinden sich Wolfram-Abschirmungen gegen rückgestreute Synchrotronphotonen im Akzeptanzbereich des SICAL, so daß dessen effektives Volumen erst bei ca.  $34\text{ mrad}$  beginnt (siehe Abbildung 3.9). Das SICAL besteht insgesamt aus 12 alternierenden Lagen von Wolframplatten und Siliziumdetektoren. Jede dieser Lagen entspricht einer Strahlungslänge von  $1.95 X_0$ . Die einzelnen Siliziumdetektoren sind in Ausleseflächen von  $5.225\text{ mm}$  radialer Länge und  $11.25^\circ$  azimuthaler Breite unterteilt. (Abbildung 3.10). Insgesamt verfügt das SICAL damit über 12 288 Kanäle.

### Der Luminositätsmonitor LCAL

Das Luminositätskalorimeter (LCAL: **L**uminosity **C**ALorimeter) besteht aus je zwei halbkreisförmigen Modulen in einem Abstand von  $\pm 2.63\text{ m}$  zum Wechselwirkungspunkt. Es besteht aus je 38 alternierenden Lagen aus Bleiplatten und Drahtkammern

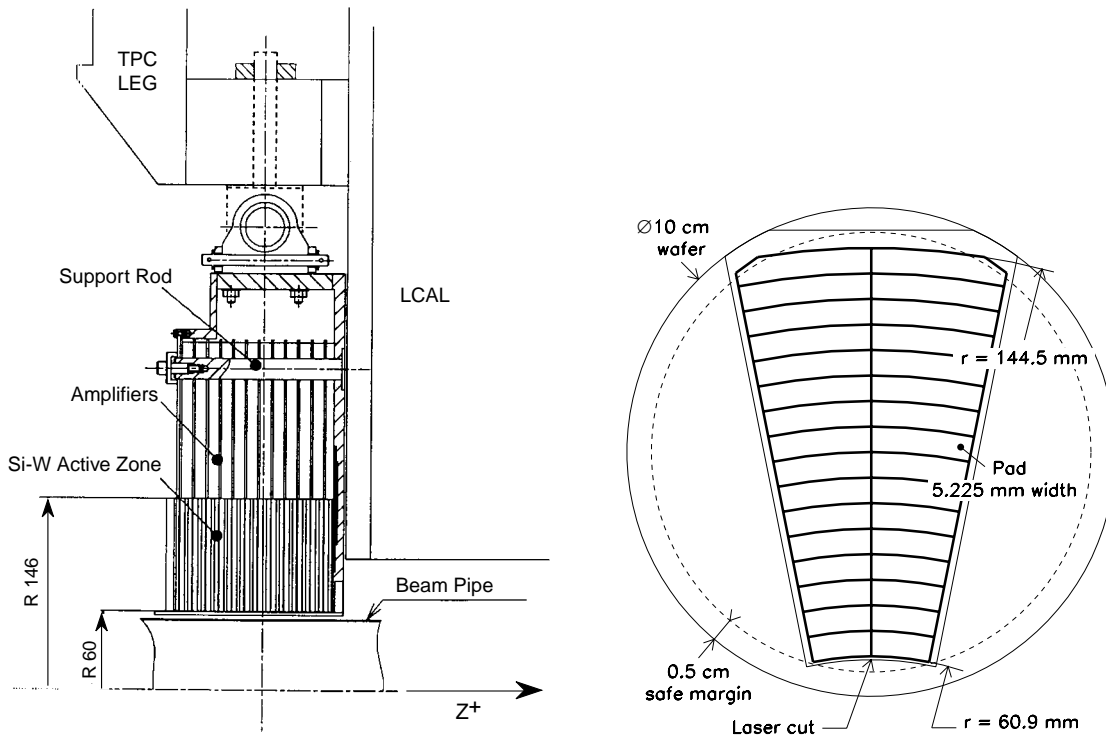


Abbildung 3.10: Schnitt durch einen SICAL-Modul (links) und Darstellung der Segmentaueilung (rechts). Die Segmentgrößen betragen  $11.25^\circ$  im Azimut  $\Phi$  sowie 5.225 mm im Radius  $r$ .

mit einer Gesamtstrahlungslänge von  $24.6 X_0$ . Sein Aufbau ist dem des ECAL sehr ähnlich und die Auslese des LCAL erfolgt ebenfalls über projektive Türme. Insgesamt deckt LCAL einen Polarwinkelbereich von  $45 - 160$  mrad ab.

### Der Luminositätsmonitor BCAL

Zur Echtzeit-Messung der Strahluminosität wird das **B**habha **C**ALorimeter BCAL eingesetzt. Das ursprüngliche BCAL, welches seit 1989 in Betrieb war, wurde 1996 gegen eine modernere Version ausgetauscht. Es befindet sich in einem Abstand von  $z = \pm 7.6$  m beiderseits des Wechselwirkungspunktes, angeordnet hinter LEP-Quadrupolmagneten. BCAL besteht aus 20 alternierenden Lagen von Szintillationszählern und Wolframplatten. An der Front sind zusätzlich drei und an der Rückseite zusätzlich sechs Lagen Wolfram angebracht, um den Detektor gegen niederenergetische Strahlung abzusichern. Bei einer Tiefe von sieben Strahlungslängen  $X_0$  ist zusätzlich ein Siliziumdetektor zur genaueren Positionsmessung angebracht.

Die Akzeptanz des BCAL reicht im Polarwinkelbereich  $\Theta$  von  $5 - 12$  mrad und im

Azimut  $\Phi$  von jeweils  $+40^\circ$  bis  $-40^\circ$ <sup>2</sup>.

### 3.2.9 Der Untergrundmonitor SAMBA

Im Frühjahr 1996 wurde in ALEPH ein neuer Untergrundmonitor (SAMBA: **S**mall **A**nge **M**onitor for **B**ackground) [58] installiert. Der bei LEP auftretende Strahluntergrund besteht hauptsächlich aus *Off-Momentum*-Elektronen, Synchrotronphotonen, Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit Restgasmolekülen im Vakuumrohr, sowie Wechselwirkungen von Elektronen oder Positronen mit thermischen Photonen.

Die Aufgabe des Untergrundmonitors besteht zum einen darin, anzuzeigen, wann zu Beginn einer neuen Füllung in LEP die Strahluntergrundbedingungen so sind, daß ein gefahrloses Einschalten der empfindlichen Spurkammern möglich ist. Zum anderen können mit Hilfe von SAMBA Rückstreuquellen von Synchrotronphotonen identifiziert und Kollimatorstellungen im Speicherring kontrolliert werden.

SAMBA besteht aus zwei hintereinanderliegenden Vieldrahtproportionalkammern. Der Detektor ist beiderseits des Wechselwirkungspunktes in einem Abstand von 1.9 m montiert (siehe Abbildung 3.9). Die Orientierung der Drähte ist dabei parallel zur  $x$ -Achse in der einen und parallel zur  $y$ -Achse in der anderen Ebene. Zur Auslese des Detektors werden die Drähte in jeweils drei Drahtgruppen je Ebene zusammengefaßt.

Auf diese Weise entstehen insgesamt 8 *logische Pads* je Detektor, wie es in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Die Identifizierung von Elektronen und Photonen erfolgt nach dem Koinzidenzprinzip. Während Elektronen und Positronen beide Ebenen des Detektors durchdringen und somit ein Koinzidenzsignal liefern, werden Photonen durch Röntgenfluoreszenz in der Kupferbeschichtung der Detektorinnenseiten nachgewiesen. Ein Photon erzeugt somit, wenn überhaupt, nur ein Signal in einer der beiden Ebenen.

Als Zählgas wird eine Mischung aus 80% Argon und 20% Methan verwendet, was für die sehr gute Zeitauflösung des Detektors von  $\sigma_t \approx 12$  ns sorgt.

## 3.3 Die Datenerfassung

Die Auslese des gesamten ALEPH-Detektors dauert einige Millisekunden, in denen keine weiteren Ereignisse registriert werden können. Im "Normalbetrieb" befinden sich in LEP jeweils vier Elektronen- und vier Positronenpakete (*Bunches*), die eine Umlauffrequenz von 11 kHz besitzen. Dies bedeutet, daß alle  $22.5 \mu\text{s}$  eine Strahlkreuzung (BX: **B**unch **C**rossing) stattfindet. Es muß also eine schnelle Entscheidung getroffen werden, ob es sich lohnt, ein Ereignis als Gesamtes zu rekonstruieren. Diese Aufgabe übernimmt in ALEPH ein dreistufiges *Triggersystem*, dessen Funktionsweise im folgenden Abschnitt erläutert wird.

---

<sup>2</sup>Elektronen und Positronen, die vom Wechselwirkungspunkt des ALEPH-Detektors kommend das BCAL erreichen, werden aufgrund des Quadrupolfeldes in die horizontale Ebene abgelenkt. Daher ist eine vollständige Überdeckung des ganzen Azimutbereichs nicht erforderlich.





### Level3

Bei der letzten Triggerstufe handelt es sich um einen reinen *Software*-Trigger, der alle zur Verfügung stehenden Informationen für eine eingehende Ereignisuntersuchung verwendet. Sinn dieses Triggers ist es, die aufzuzeichnende Datenmenge auf einem vernünftigen Niveau zu halten, so daß diese handhabbar bleibt.

### 3.3.2 Die Datenaufnahme

Sobald auf der zweiten Triggerstufe (Level2) eine positive Entscheidung getroffen wird, muß der gesamte ALEPH-Detektor ausgelesen werden. Da alle Teildetektoren zusammen über mehr als 700 000 Auslesekanäle verfügen, erfolgt die Auslese modular entsprechend den einzelnen Detektorkomponenten. Gesteuert wird die Auslese über sog. *Read Out Controller*, die ihre Informationen an spezielle Rechner, die *Event Builder* weitergeben. Ein übergeordneter Computer, der *Main Event Builder* faßt dann alle Informationen der verschiedenen Subdetektoren zu einem Ereignis zusammen.

Falls die jetzt in Aktion tretende dritte Triggerstufe (Level3), das Ereignis akzeptiert, wird es abgespeichert. Eine bestimmte Anzahl zeitlich zusammengehöriger Ereignisse wird in *Runs* zusammengefaßt und auf Magnetbänder geschrieben. Neben den Ereignissen selbst werden auch Informationen über den Zustand der einzelnen Detektorkomponenten abgespeichert.

Nach der Speicherung der Daten eines *Runs* wird sofort mit der Rekonstruktion der Ereignisse begonnen. Hierzu steht in ALEPH ein spezielles Programmpaket namens JULIA (**J**ob to **U**nderstand **L**EP **I**nteractions at **A**LEPH) [59] zur Verfügung. JULIA übernimmt unter anderem die Spurerkennung sowie die Rekonstruktion der Kalorimetererträge. Die Ergebnisse der Rekonstruktion werden im sog. *BOS*-Datenbankformat auf den **P**roduction **O**utput **T**apes (POT) gespeichert.

Zur Auswertung der Daten existiert ein speziell für ALEPH zugeschnittenes Auswertungsprogramm, ALPHA [60]. In Zusammenhang mit diesem Auswertungsprogramm spielen die sog. Energiefluß-Objekte (EFLW: **E**nergy **F**Lo**W**) [51] eine wichtige Rolle. Diese werden im nächsten Abschnitt näher erläutert.

### 3.3.3 Energiefluß-Objekte

Neben den Spuren geladener Teilchen stehen für die Untersuchung der Ereignisse in ALEPH noch die Daten aus den Kalorimetern zur Verfügung. Oft sind diese Informationen redundant. So läßt sich etwa die Energie eines Elektrons sowohl aus der Krümmung seiner Spur als auch aus der Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter bestimmen. Es ist daher sinnvoll, beide Informationen zu kombinieren. Dies einerseits um die Messung zu präzisieren, andererseits um einen Satz disjunkter Objekte vorliegen zu haben. Diese Aufgabe übernimmt der oben erwähnte EFLW-Algorithmus. Dieser bearbeitet ein Ereignis in mehreren Schritten. Im ersten Schritt werden die Daten "ge-

reingt”: Spuren, die nicht mindestens vier Spurpunkte in der TPC aufweisen, werden gelöscht. Dasselbe gilt für Spuren, die offensichtlich nicht vom Hauptvertex stammen, es sei denn sie können als Spuren aus dem Zerfall eines langlebigen neutralen Teilchens (“ $V^0$ ”) rekonstruiert werden. Desweiteren werden Informationen von rauschenden Kanälen der Kalorimeter entfernt. Die verbleibenden Spuren und kalorimetrischen *Cluster* werden zu den “Kalorimeterobjekten” zusammengefaßt.

Anschließend werden diese Kalorimeterobjekte nach folgendem Schema weiterverarbeitet:

1. Wird eine Spur als einem Elektron zugehörig identifiziert, so wird die assoziierte Energiedeposition im ECAL durch den Spurimpuls ersetzt. Sollte die Differenz aus ECAL-Energie und Spurimpuls größer sein als  $3\sigma_E$ , so wird der Überschuß einem Bremsstrahlungsphoton zugeschrieben und als neutrale Energie gezählt.
2. Eine als Myon identifizierte Spur wird aus der Menge der Kalorimeterobjekte entfernt; die Energiemessung in den Kalorimetern wird durch den Spurimpuls ersetzt.
3. Photonen und neutrale Pionen, die noch am Erzeugungsort in Photonen zerfallen, werden als *neutrale elektromagnetische Objekte* bezeichnet.
4. Die verbleibenden Kalorimeterobjekte sind entweder neutrale oder geladene Hadronen. Für geladenen Hadronen kann die Energiemessung wiederum durch die Impulsmessung ersetzt werden. Hierbei wird allen geladenen Hadronen die Pionmasse zugeschrieben. Neutrale Hadronen werden über signifikante Überschüsse der in den Kalorimetern gemessenen Energiedeposition identifiziert.

Das Ergebnis des Energiefluß Algorithmus besteht aus einer Liste von (vorläufig) identifizierten Elektronen, Myonen, Photonen sowie Hadronen. Hinzu kommen Cluster der Luminositätsdetektoren LCAL und SICAL, für die keine Teilchenidentifizierung zur Verfügung steht.

### 3.3.4 Die Monte-Carlo-Simulation

Die Simulation von  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen ist in mehrfacher Hinsicht für die Messung der Photonstrukturfunktion unerlässlich. Zum einen müssen Effizienz- und Auflösungseffekte bei der Entfaltung der gemessenen Verteilungen berücksichtigt werden. Zum anderen ist die Kenntnis über Ereignisse wichtig, deren Signatur im Detektor der von Zwei-Photon Ereignissen ähnlich ist.

Die Simulation erfolgt in 3 Schritten:

#### 1. Generieren der Ereignisse:

Für einen bestimmten Prozeß wird die Elektron-Positron-Wechselwirkung simuliert und die Vierervektoren der dabei erzeugten Teilchen werden berechnet. Die

in dieser Analyse zur Anwendung kommenden Monte Carlo Generatoren werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

**2. Simulation des Detektorverhaltens:**

Das Verhalten des ALEPH-Detektors wird für die aus der Ereignis-Simulation hervorgehenden Teilchen mit Hilfe des auf GEANT [61] basierenden Programmpaketes GALEPH [62] (**Geant for ALEPH**) simuliert. Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial, wie beispielsweise Bremsstrahlungsprozesse, Schauerentwicklungen in den Kalorimetern, Kernwechselwirkungen sowie Konversionen von energiereichen Photonen, werden dabei allesamt berücksichtigt, um eine möglichst exakte Beschreibung des Ansprechverhaltens des Detektors zu erhalten.

**3. Rekonstruktion der Ereignisse:**

Nach der Detektorsimulation werden die Ereignisse mit dem gleichen Algorithmus (JULIA) rekonstruiert, der auch für *echte* Daten zur Anwendung kommt.

Die Informationen über die ursprünglich generierten Ereignisse (*Monte Carlo Truth*) werden ebenfalls abgespeichert und finden im Zusammenhang mit der Entfaltung bei der Berechnung von Akzeptanz und Effizienz des ALEPH- Detektors Verwendung.

# Kapitel 4

## Die Monte-Carlo-Simulation

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Ereignisgeneratoren vorgestellt, die in dieser Arbeit Verwendung finden.

Monte-Carlo-Modelle kommen bei der Messung der Photonstrukturfunktion in mehrfacher Hinsicht zur Anwendung. Zum einen bedarf es einer möglichst genauen Modellierung des hadronischen Endzustandes der Zwei-Photon-Ereignisse, weil bei der Messung von  $F_2^\gamma$  die invariante Masse des  $\gamma\gamma$ -Systems nur mit Hilfe von Entfaltungsmethoden bestimmt werden kann, bei denen man auf Simulationen angewiesen ist. Zum anderen sind Monte-Carlo-Modelle unerlässlich wenn es darum geht, Untergrundprozesse abzuschätzen. Zur Simulation der einfach-markierten Zwei-Photon-Ereignisse werden die Generatoren HERWIG [63] und PHOJET [64] verwendet.

### 4.1 HERWIG 5.9

HERWIG ist ein sehr universell einsetzbarer QCD Ereignisgenerator für die Simulation von **H**adron **E**mission **R**eactions **W**ith **I**nterfering **G**luons. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [63]. Generell beinhaltet der Generator HERWIG die Möglichkeit, jegliche Kombination von Lepton-, Hadron-, oder Photonstreuung zu simulieren. An dieser Stelle soll jedoch nur auf die für die Zwei-Photon-Physik wichtigen Aspekte eingegangen werden. HERWIG verwendet den sog. Rückwärtsentwicklungsalgorithmus (backward evolution algorithm). Hiermit ist gemeint, daß zunächst die Streuung  $\gamma^*q \rightarrow q$  ohne Transversalimpuls im  $\gamma^*\gamma$  System simuliert wird. Anschließend wird das einlaufende Quark in der Zeit zurücklaufend bis zum Targetphoton zurück verfolgt. Hierzu werden eine Reihe von Schritten ausgeführt. Bei jedem dieser Schritte wird über die Herkunft des Quarks entschieden. Die erste Möglichkeit ist die, daß das Quark von einem anderen Quark mit höherem  $x$  abstammt und durch die Abstrahlung eines Gluons erzeugt wurde ( $q \rightarrow qg$ ). Die zweite in Betracht zu ziehende Möglichkeit ist die punktförmige Photonkopplung,  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ . Weiterhin kann das Quark aus der Aufspaltung eines Gluons stammen, also einer Fragmentation der Art  $g \rightarrow q\bar{q}$ . Sollte dieser Fall auftreten, wird für

die Rückwärtsentwicklung des Gluons genauso verfahren, wie im ersten Fall. Wiederum stammt das Gluon entweder von einem anderen Gluon mit höherem  $x$  ab ( $g \rightarrow gg$ ) oder aber von einem Quark, ( $q \rightarrow qg$ ).

Die Aufspaltungswahrscheinlichkeiten bei jedem dieser Schritte werden mit Hilfe der DGLAP-Entwicklungsgleichungen berechnet <sup>1</sup>. Die Entwicklung endet entweder dann, wenn eine punktförmige Photonkopplung generiert wurde, oder aber wenn die Entwicklungsskala einen Schwellenwert von ca. 1 GeV unterschreitet (infrared cutoff).

Die nun einsetzende Hadronisierung wird in HERWIG auf der Grundlage des Clustermodells behandelt. Im Falle der hier betrachteten Zwei-Photon-Ereignisse beinhaltet die Hadronisierung bei aufgelösten Prozessen außerdem den Rest *Photon Remnant* des Targetphotons.

Unter dem Prozeß der Hadronisierung versteht man den Übergang zwischen den Farbladung tragenden Partonen und den farbneutralen Hadronen. Dieser Prozeß muß mittels eines phänomenologischen Modells beschrieben werden.

Im Rahmen des Clustermodells werden die am Ende eines Partonschauers auftretenden Gluonen in ein Quark-Antiquark-Paar aufgespalten. Dann werden farbneutrale  $q\bar{q}$ -Paare zu massiven *Clustern* zusammengefaßt, wobei darauf geachtet wird, daß die Paare selbst im Phasenraum möglichst benachbart sind. Jedes dieser Cluster zerfällt abgesehen von zwei Ausnahmen in zwei Hadronen. Diese Ausnahmen sind nötig, falls ein Cluster entweder sehr schwer oder sehr leicht ist. Schwere Cluster müssen zunächst in leichtere Cluster aufgeteilt werden, die leichten Cluster können hingegen lediglich in ein einziges Hadron zerfallen.

## 4.2 PHOJET 1.05 c

Der Ereignisgenerator PHOJET wurde mit dem Ziel entwickelt, eine einheitliche Beschreibung von Proton-Proton-, Photon-Proton- sowie Photon-Photon-Wechselwirkungen zu ermöglichen. Im Bereich der Zwei-Photon-Physik liegt die Zielsetzung der Autoren in der Beschreibung von Kollisionen zweier reeller Photonen. In [69] wurde jedoch gezeigt, daß PHOJET sich in einem gewissen Rahmen sehr wohl auch zur Beschreibung von einfach-markierten Zwei-Photon-Ereignissen eignet.

Die Wechselwirkungen werden in PHOJET innerhalb des *Dual Parton Models* [70] unter Verwendung von Reggeon- und Pomeron-Austausch beschrieben. Dabei wird eine Unterteilung der Wechselwirkungen anhand des Impulsübertrages in weiche und harte Prozesse vorgenommen. Dies geschieht über die Einführung eines Abschneideparameters  $p_T^{\text{cutoff}}$  für die Transversalimpulse der Partonen.

Der dualen Natur des Photons wird dadurch Rechnung getragen, daß die Wellenfunktion

---

<sup>1</sup>Da der Benutzer bei der Verwendung von HERWIG die Möglichkeit hat, zwischen unterschiedlichen Parametrisierungen für  $F_2^Y$  zu wählen, bedeutet dies effektiv, daß die Verzweigungswahrscheinlichkeiten aus den  $x$  bzw.  $Q^2$  Verteilungen des jeweils gewählten Modells stammen.

als Überlagerung eines reinen Photonzustandes mit virtuellen hadronischen Zuständen dargestellt wird. Hierzu werden zwei generische Hadronzustände ( $|q\bar{q}\rangle$  und  $|q\bar{q}^*\rangle$ ) eingeführt, deren Quantenzahlen mit denen des Photons übereinstimmen. Der Zustand  $|q\bar{q}\rangle$  entspricht dabei der Überlagerung der leichten Vektormesonen  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\Phi$  sowie eines  $\pi^+\pi^-$ -Untergrundes. Der  $|q\bar{q}^*\rangle$ -Anteil dient als Näherung für hadronische Zustände mit höheren Massen. Insgesamt stellt sich damit die Zustandsfunktion des physikalischen Photons als

$$|\gamma\rangle = \mu_1 |\gamma_{bare}\rangle + \mu_2 |q\bar{q}\rangle + \mu_3 |q\bar{q}^*\rangle \quad (4.1)$$

dar. Die Parameter  $\mu_i$  sind hierbei Normierungsfaktoren, wobei z.B.  $\mu_2^2$  der Wahrscheinlichkeit entspricht, ein Photon im Zustand  $|q\bar{q}\rangle$  zu finden.

Die Fragmentation des partonischen Endzustandes wird in PHOJET durch die Bildung von farbneutralen “*Strings*” zwischen den Partonen entsprechend des Farbflusses vorgenommen. Hierzu kommt das Programm JETSET 7.3 [65] zum Einsatz.

### 4.3 Monte-Carlo-Generatoren zur Untergrundabschätzung

Zwei-Photon-Wechselwirkungen mit leptonischen Endzuständen werden mit Hilfe des Programmpaketes PHOT02 [66] simuliert. Hierbei handelt es sich um mehrere Einzelgeneratoren, die zusammen ein Modell für die Beschreibung von QED-, QPM- sowie VDM-Komponenten liefern. Für QED-Prozesse kommt das auf Matrixelement-Berechnungen basierende Program Vermaseren [67] zum Einsatz. Mit der Einführung von Farbfaktoren kann dieses aber auch zur Beschreibung von QPM-Prozessen verwendet werden. Die Fragmentation erfolgt wie im Falle von PHOJET durch JETSET.

Zur Abschätzung des Untergrundes aus Annihilationsprozessen kommen neben dem bereits oben erwähnten Programm HERWIG zusätzlich die Generatoren KORLZ [68] und PYTHIA [65] zum Einsatz.

# Kapitel 5

## Die Messung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die hadronische Strukturfunktion des Photons,  $F_2^\gamma$ , als Funktion der Virtualität  $Q^2$  und der Bjorken–Skala  $x$  zu messen. Hierzu müssen zunächst die für diese Messung zu untersuchenden einfach-markierten Zwei–Photon Ereignisse ausgewählt werden. Hat man nach dieser Selektion eine Menge solcher Ereignisse vorliegen, können die zur Bestimmung der Photonstrukturfunktion benötigten Größen berechnet werden.

In diesem Kapitel werden zunächst die benötigten Observablen definiert, bevor auf die einzelnen Schritte der Ereignisauswahl eingegangen wird. Anschließend wird erläutert, wie Untergrundereignisse aus der Menge der selektierten Ereignisse entfernt werden, bzw. wie diese bei der weiteren Untersuchung Berücksichtigung finden.

### 5.1 Definition der Meßgrößen

Die Virtualität  $Q^2$  des Sondenphotons wurde in Gleichung 1.6 definiert. Neben der Strahlenergie hängt  $Q^2$  sowohl von der Energie  $E_{\text{tag}}$  des gestreuten Elektrons als auch von dessen Polarwinkel  $\Theta_{\text{tag}}$  ab. Beide Größen können direkt aus den Informationen der zur Identifizierung des Tag–Leptons verwendeten Luminositätsmonitore berechnet werden.

Die Bjorken–Variable  $x$  wurde in Gleichung 1.10 für Single–Tag-Ereignisse eingeführt.  $x$  hängt dabei von der Virtualität  $Q^2$  und der invarianten Masse  $W_{\gamma\gamma}$  des Photon Paares ab. In dem hier vorliegenden Fall muß diese aus den nachgewiesenen Teilchen aus der  $\gamma^*\gamma$ –Kollision bestimmt werden. Die so berechnete (sichtbare) invariante Masse  $W_{\text{vis}}$  muß nicht notwendigerweise mit der wahren invarianten Masse  $W_{\text{true}}$  übereinstimmen.  $W_{\text{vis}}$  wird aus allen, nicht dem Tag–Lepton zugeordneten Objekten, sowohl aus den Spuren der geladenen Teilchen als auch den neutralen Kalorimetereinträgen gemäß Gleichung 5.1 berechnet.



$$W_{vis} = \sqrt{(E_{vis})^2 - (\vec{p}_{vis})^2} \quad (5.1)$$

Die Tatsache, daß  $W_{vis}$  und  $W_{true}$  in der Regel nicht übereinstimmen, hat mehrere Ursachen. Zum einen kann es vorkommen, daß einige Hadronen des Endzustandes unter zu kleinen Polarwinkeln erzeugt werden, um nachgewiesen zu werden. Zum anderen ist die Energieauflösung des HCAL, wie in Kapitel 3 beschrieben, von der Größenordnung  $0.84/\sqrt{E}$ .

Insgesamt führt dies dazu, daß die sichtbare invariante Masse im Mittel geringer ist als  $W_{true}$ . Entsprechend ergibt sich für den unter Verwendung von  $W_{vis}$  berechneten Wert für die Bjorkenvariable  $x$ , daß dieser im Mittel größer ist, als der wahre Wert von  $x$ .

## 5.2 Auswahl der Ereignisse

Als Ausgangsdatenmenge stehen  $52.9 \text{ pb}^{-1}$ , aufgezeichnet mit dem ALEPH-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ , zur Verfügung. Alle mit dem ALEPH-Detektor aufgezeichneten *runs* werden direkt nach der Speicherung hinsichtlich der Datenqualität in drei Gruppen eingeteilt: PERFECT, MAYBE<sup>1</sup> und DUCK. Die in dieser Analyse untersuchten Ereignisse stammen alle aus den ersten beiden Kategorien, PERFECT oder MAYBE.

Die Selektion ist ein mehrstufiger Prozeß, in dem zunächst Ereignisse verworfen werden, die mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht von hadronischen Zwei-Photon-Wechselwirkungen stammen. Aus der verbleibenden Menge werden dann Kandidaten selektiert, die als Single-Tag-Ereignisse klassifiziert werden können. Die verbleibende Ereignismenge wird anschließend einer eingehenden Analyse unterzogen.

### 5.2.1 Vorselektion

Ziel der Daten-Vorauswahl ist es, Ereignisse zu verwerfen, bei denen es sich entweder nicht um hadronische Zwei-Photon-Prozesse handelt, oder solche, die für eine weitere Untersuchung nicht genügend Information enthalten.

Zunächst wird verlangt, daß im Ereignis mindestens 3 gut vermessene Spuren (siehe Tabelle 5.1) vorhanden sind. Dies stellt sicher, daß die leptonischen Zwei-Photon-Ereignisse  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  sowie  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  nicht weiter berücksichtigt werden. Zusätzlich wird verlangt, daß im Ereignis kein Myon oder Elektron mit  $|\cos\Theta| < 0.8$  und  $E > 2 \text{ GeV}$  identifiziert wurde.

<sup>1</sup>Mit MAYBE werden *runs* klassifiziert, bei denen es kleinere Probleme mit einzelnen Detektorkomponenten gegeben hat, die aber nicht zu einer Beeinträchtigung der Datenqualität führen.

Anzahl von Spurpunkten in der TPC	$N_{TPC} \geq 4$
minimaler Abstand zur Strahlachse	$ d_0  \leq 1 \text{ cm}$
Abstand zwischen dem Punkt größter Annäherung an die Strahlachse und Sollwechselwirkungspunkt in z-Richtung	$ z_0  \leq 5 \text{ cm}$
Cosinus des Polarwinkels	$ \cos \Theta  \leq 0.95$

Tabelle 5.1: Definition einer “guten Spur”.

Weiter wird verlangt, daß die im Detektor <sup>2</sup> deponierte Energie einen Wert von 60 GeV nicht übersteigt. Dieses Kriterium dient dazu, Annihilationsereignisse des Z-Bosons mit hadronischen Endzuständen zu verwerfen. <sup>3</sup>

Da später nur Single-Tag-Ereignisse untersucht werden sollen, wird in diesem Stadium der Vorselektion verlangt, daß es in einem der beiden Luminositätsmonitore SICAL oder LCAL mindestens ein Objekt mit mehr als 25 % der Strahlenergie ( $\approx 23 \text{ GeV}$ ) gibt.

Damit in der endgültigen Datenmenge keine Ereignisse auftreten, bei denen leichte Vektormesonen in Resonanz erzeugt wurden, wird aus allen Energieflußobjekten, die dem hadronischen Endzustand zuzurechnen sind, deren invariante Masse berechnet. Diese muß mindestens 2 GeV betragen, wenn das Ereignis in der Menge verbleiben soll.

Anzahl gut gemessener Spuren	$N_{trck} \geq 3$
Kein identifiziertes Elektron mit $ \cos \Theta  < 0.8$ und $E > 2 \text{ GeV}$	
Kein identifiziertes Myon mit $ \cos \Theta  < 0.8$ und $E > 2 \text{ GeV}$	
Gesamtenergie im Ereignis	$E_{vis} \leq 60 \text{ GeV}$
SICAL- oder LCAL-Objekt mit	$E > 23 \text{ GeV}$
Minimale, invariante Masse des Ereignisses	$W_{vis} \geq 2 \text{ GeV}$

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der Vorselektionskriterien für einfach-markierte Zwei-Photon-Ereignisse.

## 5.2.2 Auswahl von einfach-markierten Zwei-Photon-Ereignissen

In der nun folgenden Stufe der Ereignisauswahl werden aus den Kandidaten, die die Vorselektion überstanden haben, solche ausgewählt, die eindeutig als Single-Tag-Ereignisse

<sup>2</sup>Die in den Luminositätsdetektoren gemessene Energie wird hierbei nicht berücksichtigt.

<sup>3</sup>Beim hadronischen Zerfall des Z-Bosons haben die Teilchen im Endzustand eine Gesamtenergie entsprechend der Z-Masse von etwa 91 GeV. Bis auf die von Neutrinos getragene Energie wird diese vollständig im Detektor deponiert.

anzusehen sind.

Wurde in der Vorselektion nur gefordert, daß im Ereignis mindestens ein Objekt mit 25% der Strahlenergie in einem der beiden Luminositätsmonitore vorhanden ist, so wird dieses Kriterium jetzt ausgeweitet.

Um auszuschließen, daß es sich bei den vorselektierten Ereignissen um solche handelt, bei denen auch das zu untersuchende Photon eine deutlich von Null verschiedene Virtualität besitzt, wird folgendes verlangt:

- Es gibt im Ereignis genau ein Objekt in SICAL oder LCAL, mit mehr als 30% der Strahlenergie.
- In der dem Tag gegenüberliegende Hemisphäre findet sich **kein** Objekt mit mehr als 15% der Strahlenergie in einem der beiden Luminositätsdetektoren.

Da zum Nachweis des gestreuten Elektrons (oder Positrons) zwei Detektoren (SICAL und LCAL) verwendet werden, werden nach der Vorselektion die Ereignisse in zwei Klassen aufgeteilt:

- Ereignisse mit SICAL-Tag
- Ereignisse mit LCAL-Tag.

Nach der Vorselektion verbleiben **4223** SICAL-Tag Kandidaten sowie **2040** mögliche Ereignisse mit LCAL-Tag.

Bevor die endgültigen Datenmengen bestimmt werden können, müssen Untergrundprozesse, d. h. Ereignisse, die keine Single-Tag-Ereignisse sind, aber ähnliche Signaturen im Detektor hinterlassen, berücksichtigt werden.

### 5.2.3 Untergrundereignisse

Es sind im wesentlichen die im Folgenden aufgeführten Prozesse, die zu ähnlichen Signaturen führen, wie die eigentlichen Single-Tag-Ereignisse selbst:

#### **Strahl-Restgas-Wechselwirkungen**

Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr sind relativ einfach dadurch auszuschließen, daß man für das Ereignis einen rekonstruierten Wechselwirkungspunkt fordert, der dicht am Sollvertex liegt. Die Kriterien hierfür sind so festgelegt, daß der Wechselwirkungspunkt nicht mehr als 5 cm in z-Richtung und nicht mehr als 1 cm in radialem Abstand zum Sollvertex liegen darf.

### “Off-Momentum”-Elektronen

Es ist möglich, daß ein Strahlteilchen, welches sich nicht auf der Sollbahn in LEP befindet, in einen der beiden Luminositätsmonitore gestreut wird und damit die Existenz eines Tag-Teilchen vortäuscht. Diese Elektronen (oder Positronen) haben üblicherweise Energien von weniger als 50% der Strahlenergie, während das Energiespektrum der echten Tags sein Maximum in der Nähe der Strahlenergie hat und zu kleinen Werten hin steil abfällt. Dies wird bei der Auswahl der endgültigen Datenmenge berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2.4).

### Single-Tag-Ereignisse mit leptonischen Endzuständen

Ereignisse der Art  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  können natürlich auch als Single-Tag-Ereignisse vorkommen. Die Forderung, mindestens drei Spuren von geladenen Teilchen im Ereignis zu haben, reicht jedoch aus, um diese Ereignisse zu verwerfen. Anders sieht dies bei  $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$  Ereignissen aus. Diese Ereignisse sind nicht einfach zu identifizieren und die Signatur im Detektor stimmt oftmals mit der von hadronische Ereignissen überein. Aus diesem Grunde wurden ca 400 000 Ereignisse mit dem Monte-Carlo PHOT02 generiert. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von  $950 \text{ pb}^{-1}$ .

### Untergrund durch Annihilationsprozesse

Um eine vollständige Abschätzung aller möglichen Untergrundprozesse vorzunehmen, muß untersucht werden, inwieweit Ereignisse aus Annihilationsprozessen nach der Vorselektion in der Datenmenge verbleiben. Untersucht werden die im folgenden aufgeführten Prozesse:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

Ereignisse aus der Bhabha-Streuung  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  müssen hier nicht näher untersucht werden, da diese bereits bei der Datennahme als solche eindeutig identifiziert und gekennzeichnet werden.

Die in Tabelle 5.3 aufgeführten Ereignisse werden nun derselben Vorselektion unterzogen, wie die Daten. Dies geschieht in den zwei oben eingeführten Klassen, getrennt für Ereignisse mit SICAL- bzw. LCAL-Tag.

Bevor die Ergebnisse der Simulation mit den Daten verglichen werden können, müssen diese auf die Luminosität der Datenmenge normiert werden. Ist  $N_k^{gen}$  die Anzahl der

Prozeß	Generator	$N^{gen}$	$\sigma[pb]$
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	PHOT02	11 100 000	3760
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	PHOT02	2 980 000	3420
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	PHOT02	400 000	421
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	HERWIG	50 000	103
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	KORLZ	500 000	8.86
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	KORLZ	900 000	8.90
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	PYTHIA	148 000	14.94

Tabelle 5.3: Zusammenstellung der Simulationen möglicher Untergrundprozesse.

generierten Ereignisse für einen bestimmten Prozeß  $k$  und  $\sigma_k$  der entsprechende Wirkungsquerschnitt, dann erhält man für die integrierte Luminosität  $L_{MC,k}$  der Monte-Carlo-Datenmenge:

$$L_{MC,k} = \frac{N_k^{gen}}{\sigma_k}. \quad (5.2)$$

Haben insgesamt  $M_k^{gen}$  Ereignisse des betrachteten Prozesses die Vorselektion passiert, dann ist der vorhergesagte Beitrag in den Daten gegeben durch:

$$N_{bkg,k}^{vor} = M_k^{gen} \cdot \frac{L_{dat}}{L_{MC,k}}. \quad (5.3)$$

In den Tabellen 5.4 und 5.5 sind die Ergebnisse dieser Studie aufgeführt.

Prozeß	$M^{gen}$	$N_{bkg}^{vor}$
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	700	$12.6 \pm 0.51$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	23	$1.4 \pm 0.32$
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	1509	$84.0 \pm 2.22$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	58	$6.30 \pm 0.83$
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	8	$0.01 \pm 0.00$
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	1863	$0.98 \pm 0.02$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	0	$0.00 \pm 0.00$

Tabelle 5.4: Abgeschätzte Untergrundbeiträge für SICAL-Tag-Ereignisse nach der Vorselektion.

Prozeß	$M^{gen}$	$N_{bkg}^{vor}$
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	776	$14.03 \pm 0.50$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	14	$0.84 \pm 0.23$
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	1747	$97.27 \pm 2.33$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	409	$44.57 \pm 2.20$
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	19	$0.02 \pm 0.00$
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	1009	$0.53 \pm 0.02$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	9	$0.05 \pm 0.02$

Tabelle 5.5: Abgeschätzte Untergrundbeiträge für LCAL-Tag-Ereignisse nach der Vorselektion.

### 5.2.4 Die endgültige Datenmenge

Bevor die eigentlichen Meßgrößen, die für die Messung der Photonstrukturfunktion  $F_2^Y$  benötigt werden, berechnet werden können, muß sichergestellt sein, daß hierfür nur solche Objekte herangezogen werden, die gewisse Mindestanforderungen erfüllen. Um sicherzustellen, daß eine Spur vom Ereignis selbst und nicht etwa von einem Strahluntergrundteilchen stammt, werden nur Spuren berücksichtigt, deren  $z_0$ -Wert <sup>4</sup> kleiner ist als 25 cm.

Photonen und neutrale Pionen werden dann berücksichtigt, wenn sie entweder in einem Polarwinkelbereich mit  $|\cos\Theta| < 0.9$  gemessen wurden und ihre Energie größer ist als 250 MeV oder, falls sie unter kleineren Winkel nachgewiesen wurden, ihre Energie mindestens 600 MeV beträgt.

Die vorselektierten Ereignisse werden nun einer weiteren Auswahl unterzogen. Die Kriterien sind dabei so gewählt, daß zum einen noch mögliche Randeffekte berücksichtigt werden, zum anderen die in der vorselektierten Datenmenge noch vorhandenen Untergrundereignisse möglichst verworfen werden.

#### Ereignisse mit SICAL-Tag

Da das SICAL sehr dicht am Strahlrohr montiert ist, reichen die in der Vorselektion angebrachten Schnitte nicht aus, um strahlinduzierte Untergrundereignisse vollständig zu verwerfen. Vielmehr muß eine Mindestenergie für das Tag-Elektron von 60 GeV gefordert werden. Da sich der Hauptanteil des Off-Momentum-Untergrundes in der horizontalen Ebene befindet, wird für den Azimutwinkelbereich von 2.9 bis 3.2 rad eine Mindestenergie von 70 GeV für den Tag gefordert, sofern dieser im Polarwinkelbereich unterhalb von 49 mrad liegt. Als nächstes wird der  $Q^2$ -Bereich festgelegt, in dem die zu untersuchenden Ereignisse liegen sollen. Dieser definiert sich aus Polarwinkel- und

<sup>4</sup>zur Definition dieses Wertes siehe Tabelle 5.1.

Energiebereich des Tag-Elektrons. Bei einer Mindestenergie von 60 GeV sowie einem Winkelbereich von 35 bis 54 mrad erstreckt sich der sinnvolle  $Q^2$ -Bereich von 7 bis 24 GeV<sup>2</sup>. Insgesamt 1235 Ereignisse erfüllen die erwähnten Bedingungen. Von allen betrachteten Untergrundprozessen spielt lediglich der Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$  noch eine Rolle. Mit Monte-Carlo-Rechnungen wurde abgeschätzt, daß 27 Ereignisse dieser Art die Selektionskriterien ebenso erfüllen wie die Daten. Dies wird später bei der Berechnung der Strukturfunktion berücksichtigt.

### Ereignisse mit LCAL-Tag

Zusätzlich zu den Kriterien der Vorselektion wird eine Mindestenergie für das Tag-Elektron von 50 GeV verlangt. Der  $Q^2$ -Bereich erstreckt sich von 17 bis 200 GeV<sup>2</sup> wenn man einen Polarwinkelbereich von 60 bis 155 mrad zuläßt. Insgesamt 913 Ereignisse verbleiben in den Daten. Zusätzlich zu 40 vorhergesagten Untergrundereignissen aus dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$  verbleiben 12 Annihilationsereignisse mit hadronischem Endzustand in den Daten. Wie im Falle der SICAL-Tag-Ereignisse werden auch hier die Untergrundvorhersagen bei der Berechnung von  $F_2^\gamma$  mitberücksichtigt.

## 5.3 Auflösung verschiedener Meßgrößen

In diesem Abschnitt werden die Auflösungen der zur Messung von  $F_2^\gamma$  erforderlichen Größen untersucht. Diese Studien basieren auf simulierten Ereignissen, die mit dem HERWIG Monte-Carlo generiert wurden, wobei als Parametrisierung diejenige von Glück, Reya und Vogt verwendet wurde. Die Abbildungen 5.1 bis 5.7 beziehen sich auf Ereignisse, bei denen das Tag-Elektron im SICAL nachgewiesen wurde. Entsprechende Diagramme für LCAL-Tag-Ereignisse sind in den Abbildungen 5.8 bis 5.14 dargestellt. Da Auflösungseffekte eng mit der Detektorakzeptanz sowie der Meßgenauigkeit zusammenhängen, ist hier die Wahl der Strukturfunktionsparametrisierung nicht von entscheidender Bedeutung.

Aus den Abbildungen 5.1 und 5.2 ist ersichtlich, daß sowohl die Energie als auch der Polarwinkel des Tag-Elektrons gut zu messen sind. Dementsprechend gut ist auch die vorhergesagte Auflösung für  $Q^2$  (siehe Abbildung 5.3).

Im Gegensatz zu den direkt von dem Tag-Elektron gewonnen Größen ist für die Messung der invarianten hadronischen Masse mit einer wesentlich schlechteren Auflösung zu rechnen, wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich ist. Da die Bjorkenvariable  $x$  zusätzlich zu  $W$  auch von  $Q^2$  abhängt, ist hier die Auflösung etwas besser (Abbildung 5.5).

Wie eingangs erwähnt, hängt die Meßgenauigkeit der invarianten Masse des Zwei-Photonsystems eng mit Detektoreffekten zusammen. Die Möglichkeit, ein Hadron zu identifizieren, beginnt im ALEPH-Detektor bei einem Polarwinkel von etwa 17°. Unterhalb von 35 mrad ( $\simeq 2^\circ$ ) werden überhaupt keine Teilchen nachgewiesen. Aus diesem Grunde wird an dieser Stelle die Variable  $E_{17}$  eingeführt. Hierbei handelt es sich um

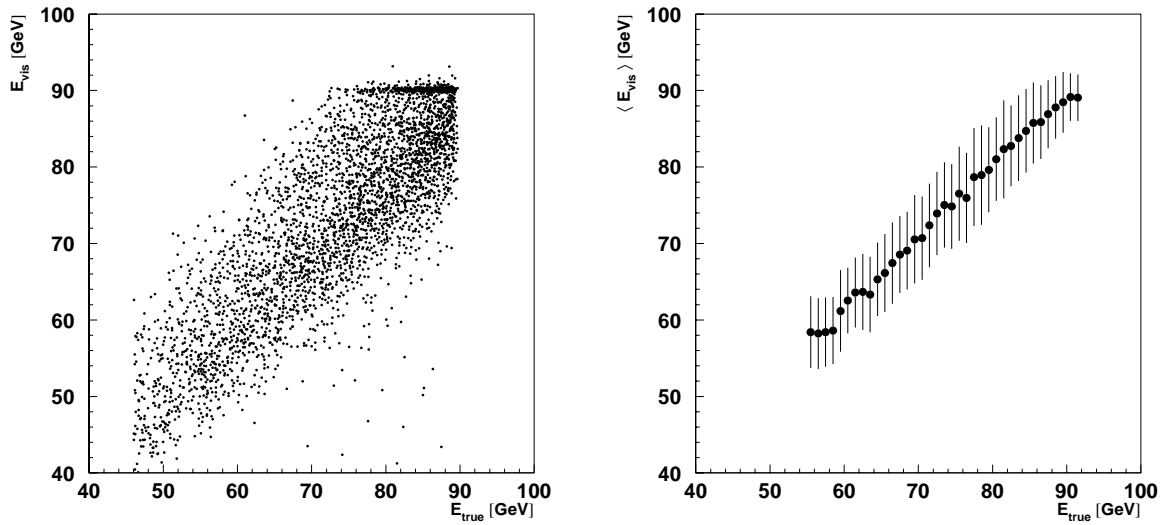


Abbildung 5.1: Streudiagramm für die Energie des Tag-Elektrons im SICAL (links) sowie ein Maß für die Auflösung (rechts). Die Punkte geben jeweils den Mittelwert im betrachteten Bin der wahren Verteilung an, die eingezeichneten Fehler entsprechen der mittleren Streuung in diesem Bin.

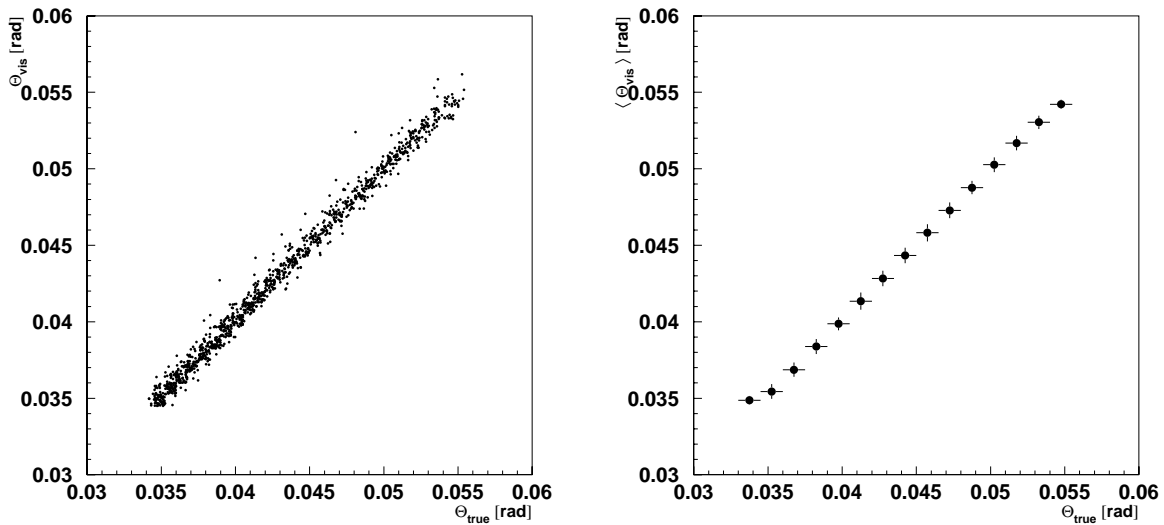


Abbildung 5.2: Streudiagramm und mittlere Auflösung des Polarwinkels  $\Theta$  des Tag-Elektrons für SICAL-Tage-Ereignisse.

die gesamte, im Detektor unterhalb eines Polarwinkels von  $17^\circ$  nachgewiesene Energie,



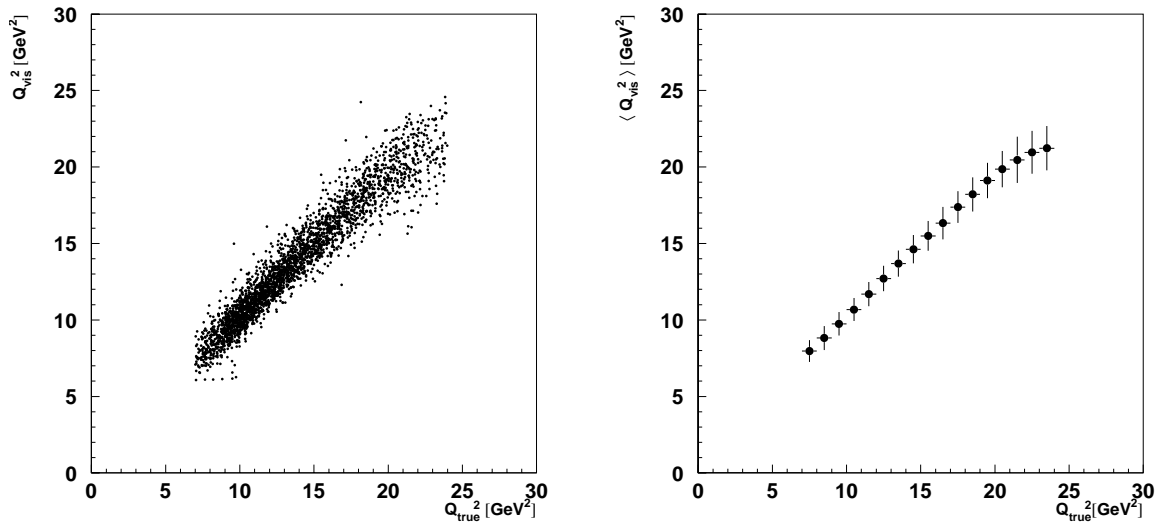


Abbildung 5.3: Virtualität  $Q^2$  für SICAL-Tag-Ereignisse.

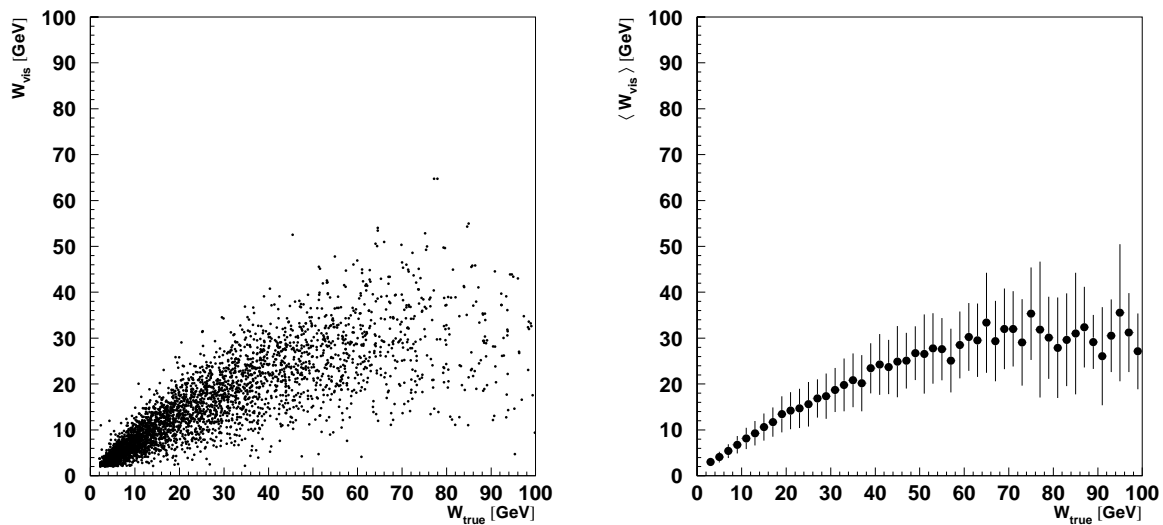


Abbildung 5.4: Dargestellt sind Streudiagramm und mittlere Auflösung der invarianten hadronischen Masse  $W$ . Man erkennt, daß die Werte für die gemessene invariante Masse im Mittel stets kleiner sind, als die zugrundeliegenden wahren Werte.

sofern sie nicht dem Tag-Elektron zuzurechnen ist. Je mehr Energie in diesem Bereich gemessen wird, um so schlechter wird die Messung von  $W$  sein. Dies ist aus Abbildung

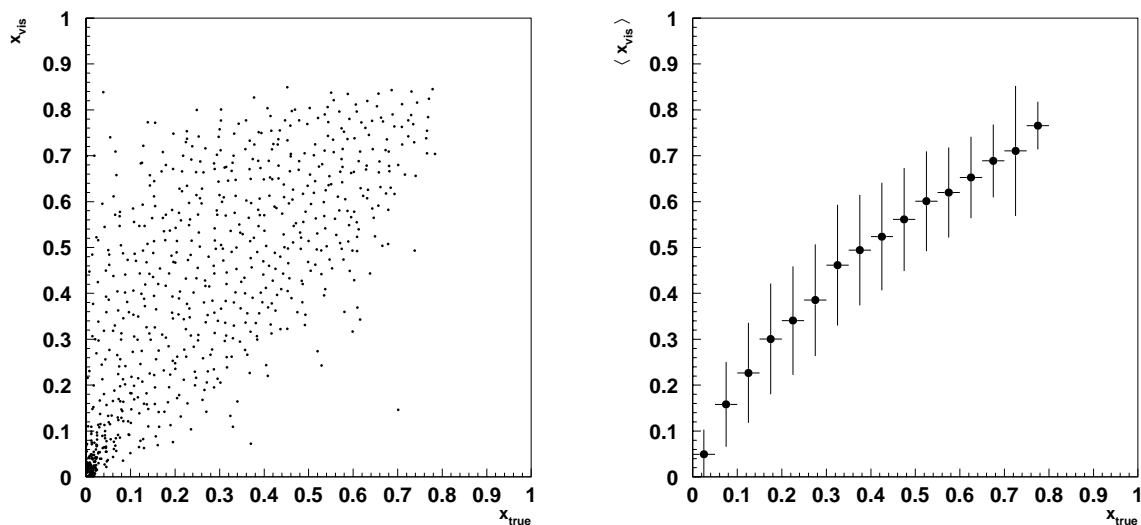


Abbildung 5.5: Streudiagramm und mittlere Auflösung der Bjorkenvariablen  $x$ . Die Tatsache, daß die wahren und gemessenen Werte von  $x$  im Mittel wesentlich besser miteinander übereinstimmen, als dies bei der invarianten Masse der Fall ist, liegt an der vergleichsweise guten Messung der Virtualität  $Q^2$ .

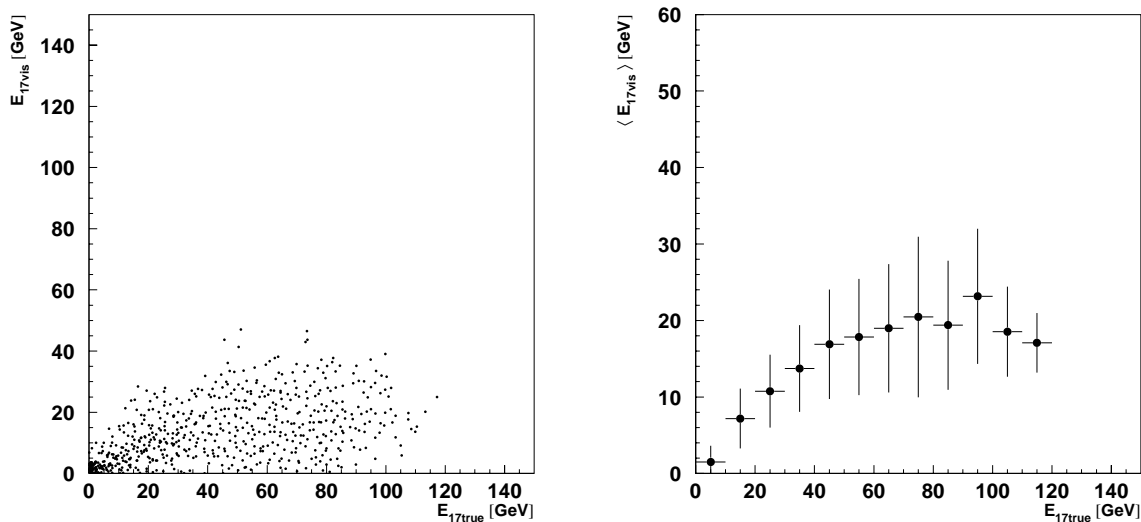


Abbildung 5.6: Streudiagramm und mittlere Auflösung der im Detektor unterhalb eines Polarwinkels von  $17^\circ$  deponierten Energie.

5.7 deutlich zu ersehen. Die Auflösung von  $E_{17}$  selbst ist der Vollständigkeit halber in Abbildung 5.6 dargestellt.

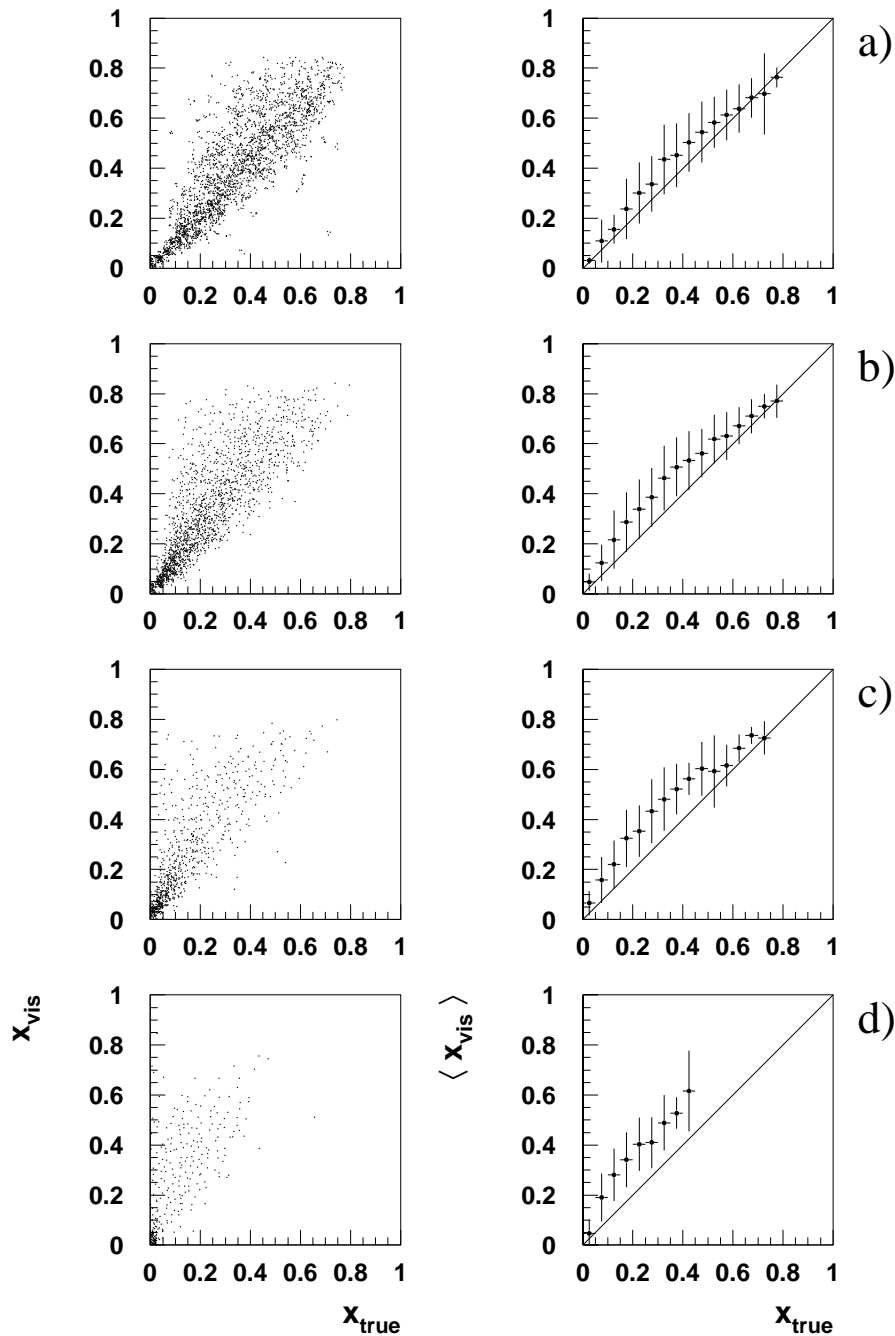


Abbildung 5.7: Dargestellt sind jeweils Streudiagramme der Bjorkenvariablen  $x$  (links) sowie die Auflösung (rechts) und zwar in Abhängigkeit der Variablen  $E_{17}$ . a)  $E_{17} < 50$  MeV, b)  $50$  MeV  $\leq E_{17} < 5$  GeV c)  $5$  GeV  $\leq E_{17} < 15$  GeV, d)  $E_{17} \geq 15$  GeV.

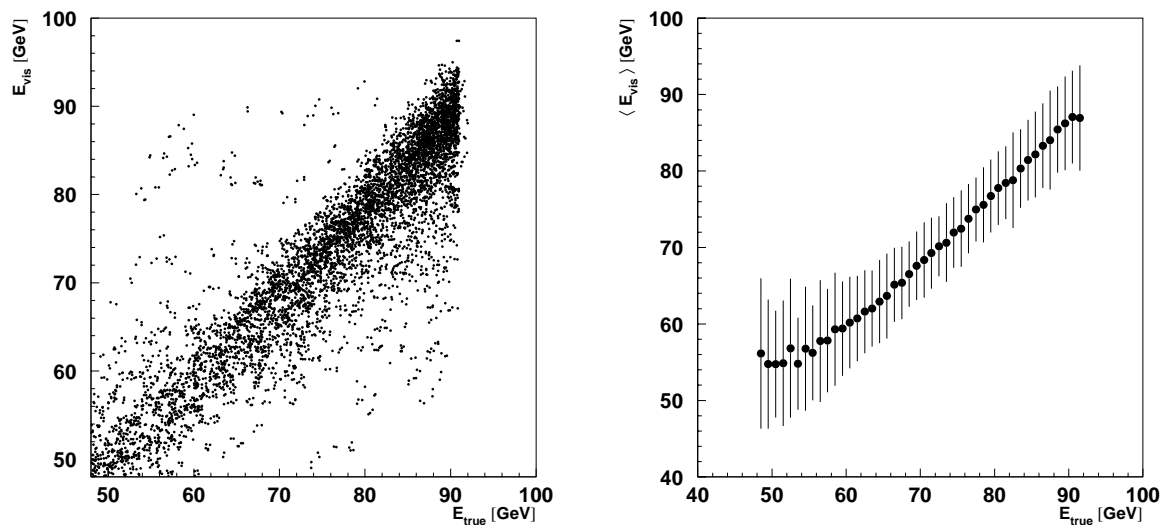


Abbildung 5.8: Streudiagramm für die Energie des Tag-Elektrons im LCAL (links) sowie deren mittlere Auflösung (rechts).

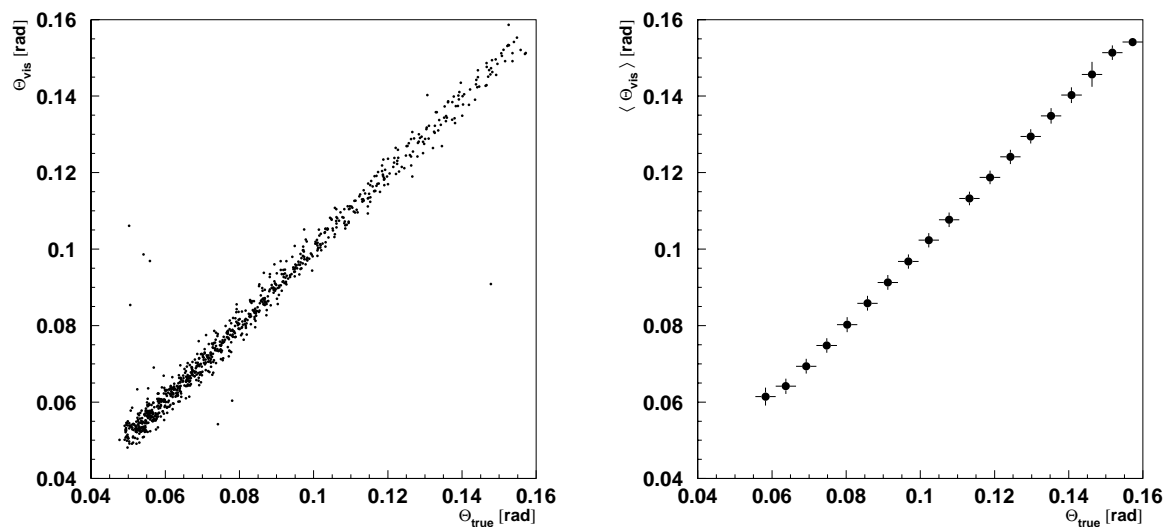


Abbildung 5.9: Streudiagramm und mittlere Auflösung des Polarwinkels  $\Theta$  des Tag-Elektrons für LCAL-Tag-Ereignisse.

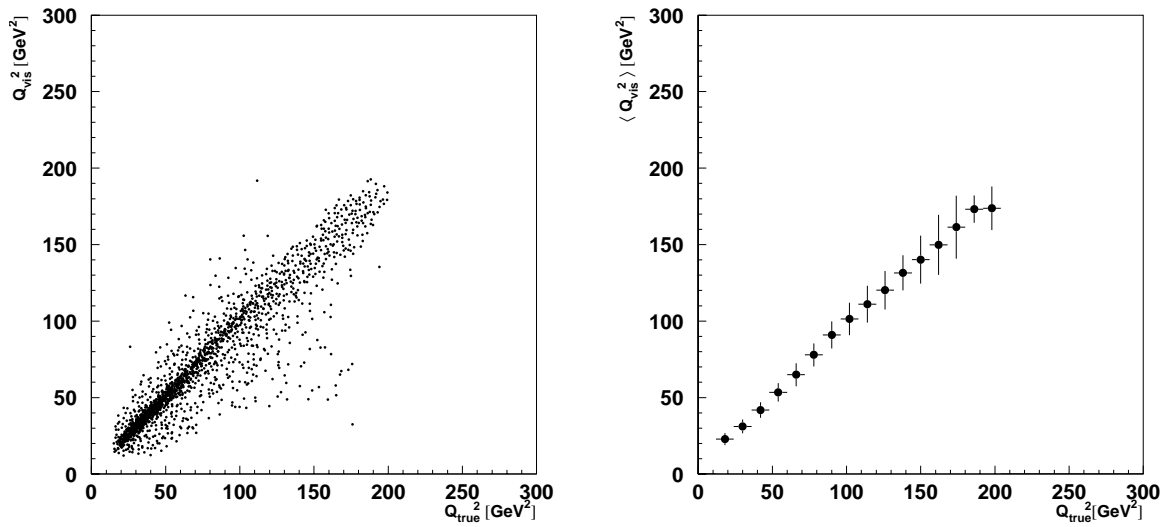


Abbildung 5.10: Virtualität  $Q^2$  für LCAL-Tag-Ereignisse.

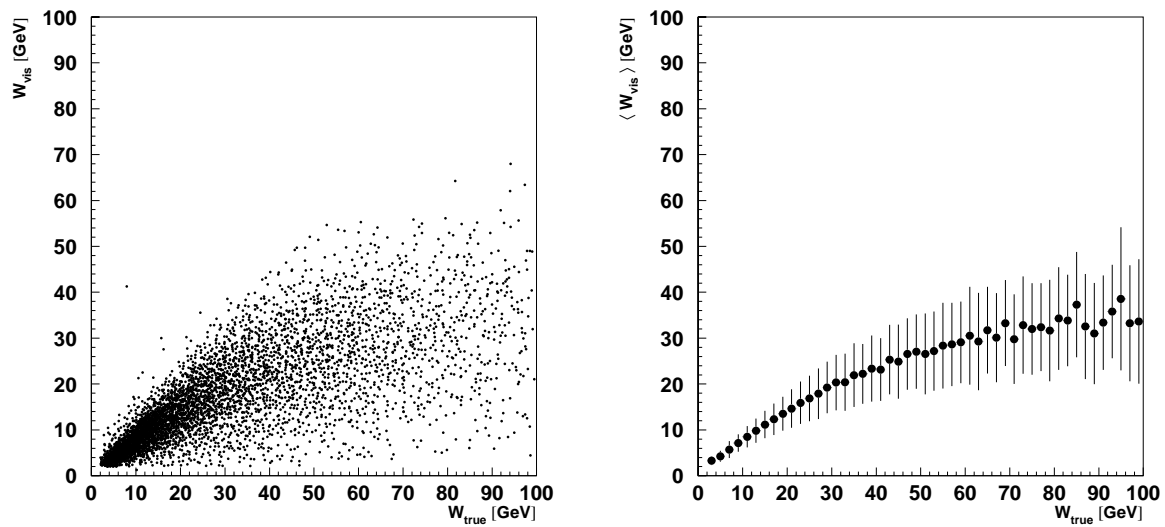


Abbildung 5.11: Streudiagramm und mittlere Auflösung der invarianten hadronischen Masse  $W$  in LCAL-Tag-Ereignissen.

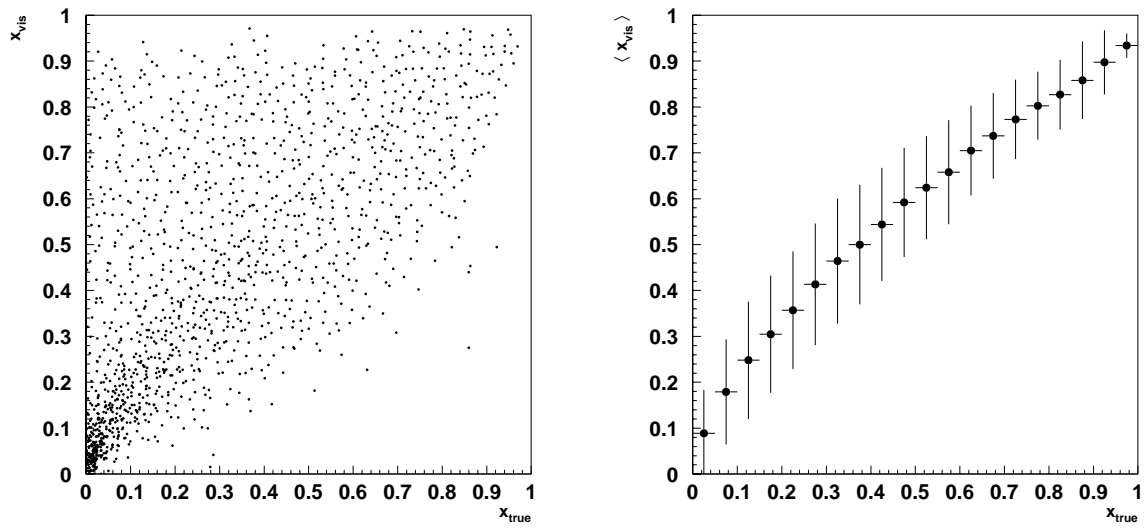


Abbildung 5.12: Streudiagramm und mittlere Auflösung der Bjorkenvariablen  $x$ .

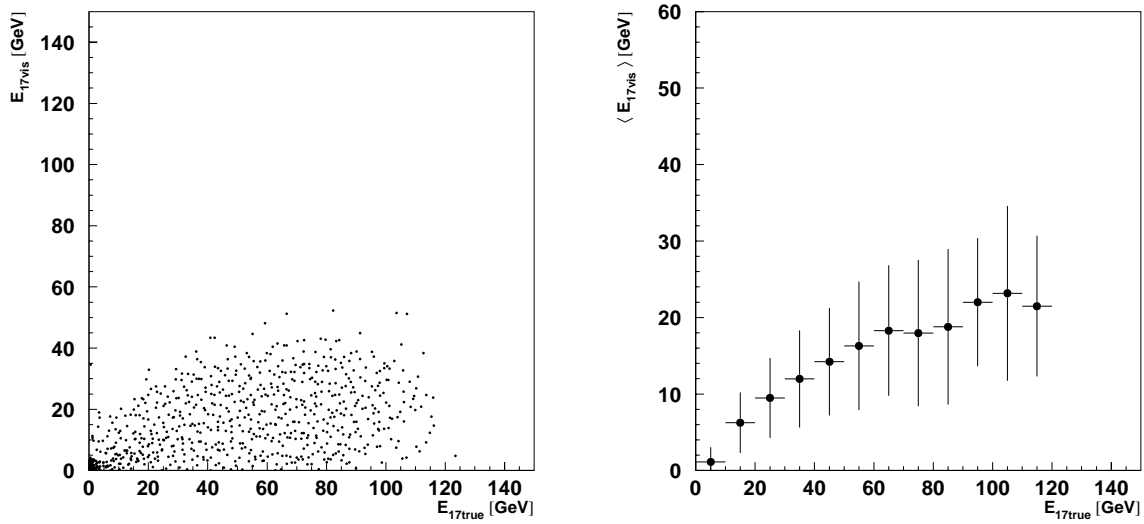


Abbildung 5.13: Streudiagramm und mittlere Auflösung der im Detektor unterhalb eines Polarwinkels von  $17^\circ$  deponierten Energie .

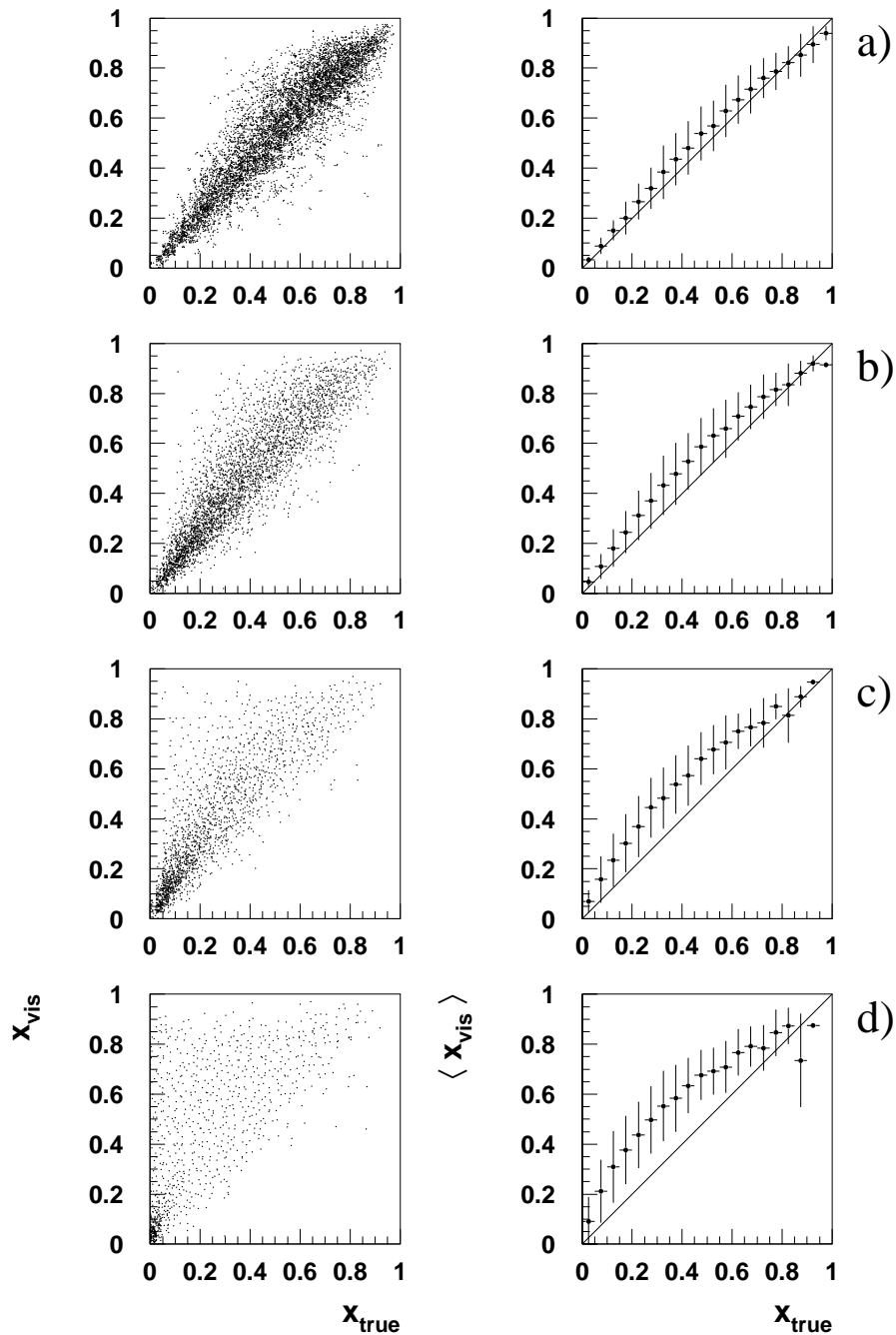


Abbildung 5.14: Dargestellt sind jeweils Streudiagramme der Bjorkenvariablen  $x$  (links) sowie die Auflösung (rechts) und zwar in Abhängigkeit der Variablen  $E_{17}$ . a)  $E_{17} < 50 \text{ MeV}$ , b)  $50 \text{ MeV} \leq E_{17} < 5 \text{ GeV}$  c)  $5 \text{ GeV} \leq E_{17} < 15 \text{ GeV}$ , d)  $E_{17} \geq 15 \text{ GeV}$ .

# Kapitel 6

## Vergleich der Daten mit Monte-Carlo-Vorhersagen

In diesem Kapitel werden Verteilungen der wichtigsten kinematische Variablen mit den Vorhersagen der in Kapitel 4 vorgestellten Monte Carlo Modelle verglichen. Die Abbildungen 6.1 bis 6.10 beziehen sich auf Ereignisse mit SICAL-Tag. Die Verteilungen 6.11 bis 6.20 zeigen den Vergleich der Daten im höheren  $Q^2$ -Bereich (LCAL-Tag) mit den Vorhersagen. Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, wurden die simulierten Ereignisse den gleichen Auswahlkriterien wie die Daten unterworfen (siehe Kapitel 5). Die in der endgültigen Datenmenge verbliebenen Untergrundereignisse sind in den jeweiligen Verteilungen entsprechend der im vorigen Kapitel durchgeführten Ermittlungen berücksichtigt.

### 6.1 Ereignisse mit SICAL-Tag

In der Verteilung der Energie des Tag-Elektrons (Abbildung 6.1) im SICAL erkennt man eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den Vorhersagen. Zur Berechnung von  $Q^2$  muß neben der Energie des Tag-Elektrons auch dessen Polarwinkel  $\Theta$  gemessen werden. In Abbildung 6.2 erkennt man, daß die Daten von den beiden, auf dem HERWIG Monte Carlo basierenden Modellen (GRV- bzw SaS- Parametrisierung der Strukturfunktion) gut beschrieben werden.

Die Verteilung des Azimutwinkels  $\Phi$  des Tag-Elektrons ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Wie erwartet, ist diese Verteilung innerhalb der Meßgenauigkeit flach.

Abbildung 6.4 zeigt den Vergleich der aus den Daten berechneten  $Q^2$ -Verteilung mit den Vorhersagen für SICAL-Tag Ereignisse. Auch hier ist die Übereinstimmung gut.

Um die Bjorkenvariable  $x$  und damit die Strukturfunktion  $F_2^Y(x, Q^2)$  berechnen zu können, muß die sichtbare invariante Masse des hadronischen Endzustandes  $W_{vis}$  gemessen werden. Aus Abbildung 6.5 wird ersichtlich, daß die Daten für SICAL-Tag Ereignisse am besten durch die HERWIG -Vorhersage mit SaS-Parametrisierung beschrieben werden.



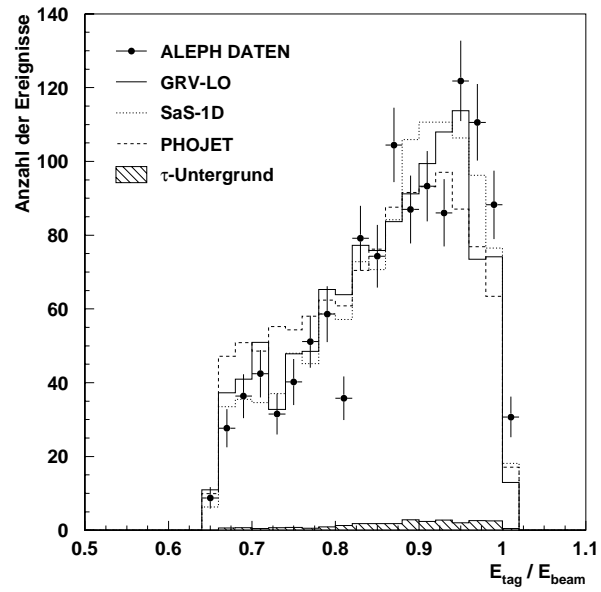


Abbildung 6.1: Energie des Tag-Elektrons im SICAL, normiert auf die Strahlenergie.

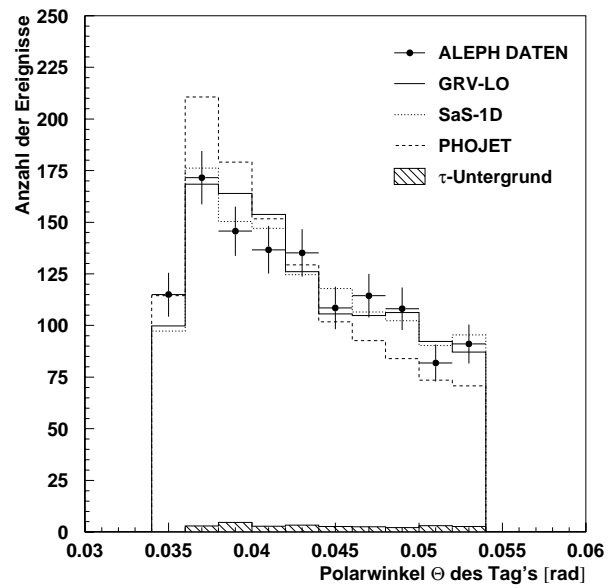


Abbildung 6.2: Polarwinkel der im SICAL nachgewiesenen Elektronen.

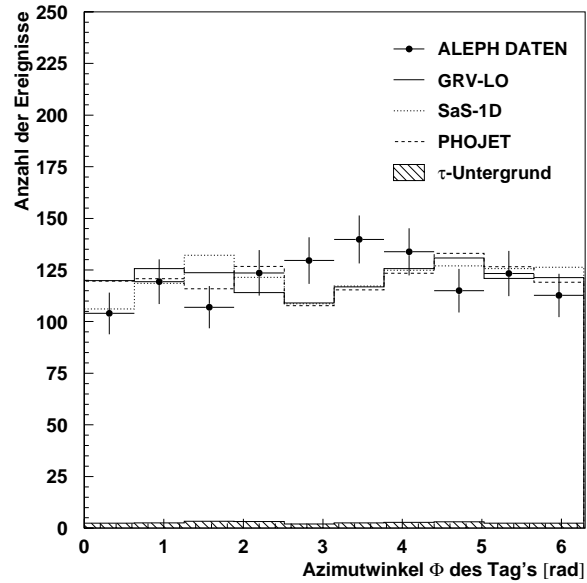


Abbildung 6.3: Verteilung des Azimutwinkels der im SICAL nachgewiesenen Elektronen.

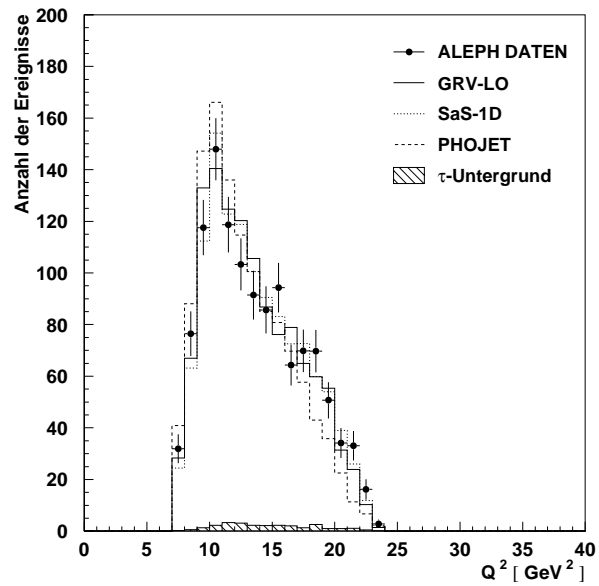


Abbildung 6.4: Vergleich der aus Energie und Polarwinkel des Tag-Elektrons im SICAL berechneten Virtualität  $Q^2$  mit den Vorhersagen.

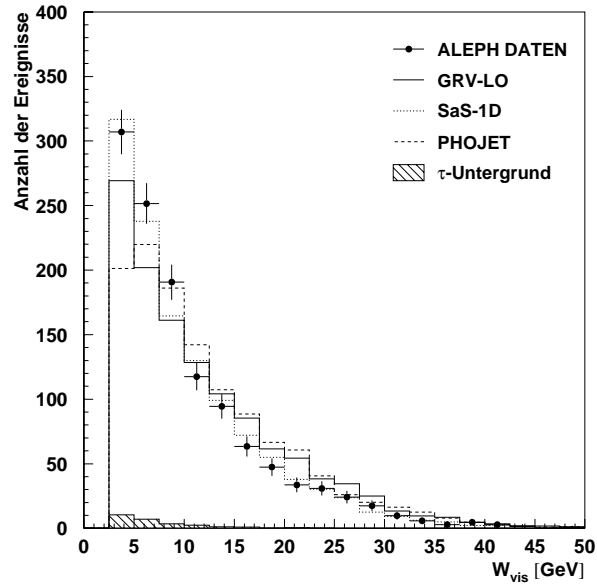


Abbildung 6.5: Vergleich der Daten mit den Vorhersagen für die sichtbare invariante Masse des hadronischen Endzustandes für SICAL-Tag Ereignisse.

In den Abbildungen 6.6, 6.7 und 6.8 sind die Verteilungen für die Anzahl aller im Detektor nachgewiesenen Objekte, die Anzahl der nachgewiesenen geladenen Objekte sowie deren Transversalimpulse dargestellt. Die Daten werden in allen dieser drei Verteilungen gut von den Vorhersagen beschrieben.

In Abbildung 6.9 ist die Verteilung der sichtbaren Bjorkenvariablen  $x_{vis}$  dargestellt. Für Werte von  $x_{vis} > 0.1$  stimmen die Daten recht gut mit den Vorhersagen überein. Für kleinere Werte von  $x_{vis}$  werden die Daten lediglich durch die HERWIG-Vorhersage mit der SaS-Parametrisierung gut beschrieben.

In Abbildung 6.10 ist ein Vergleich von Daten und Vorhersagen der in Kapitel 5 eingeführten Variablen  $E_{17}$  gezeigt.

Insgesamt läßt sich zu den Ereignissen mit SICAL-Tag sagen, daß die Daten gut von den drei betrachteten Modellen beschrieben werden. Lediglich bei der Verteilung der sichtbaren invarianten Masse sind deutliche Abweichungen der PHOJET-Vorhersage von den Daten erkennbar, was sich wiederum unmittelbar auf die daraus abgeleitete  $x_{vis}$ -Verteilung auswirkt. Die beste Beschreibung der Daten liefert das HERWIG-Modell mit der Parametrisierung von Schuler und Sjöstrand für  $F_2^\gamma$ .

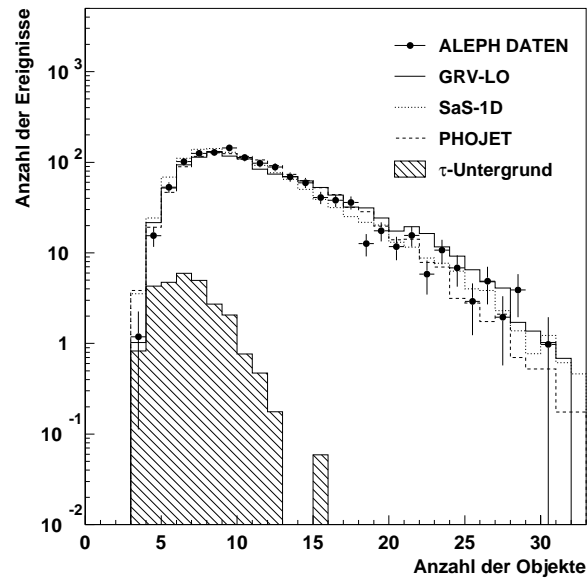


Abbildung 6.6: Verteilung aller im ALEPH-Detektor nachgewiesenen Objekte im Falle von SICAL-Tag Ereignissen. Das Tag-Elektron selbst wird nicht mitgezählt.

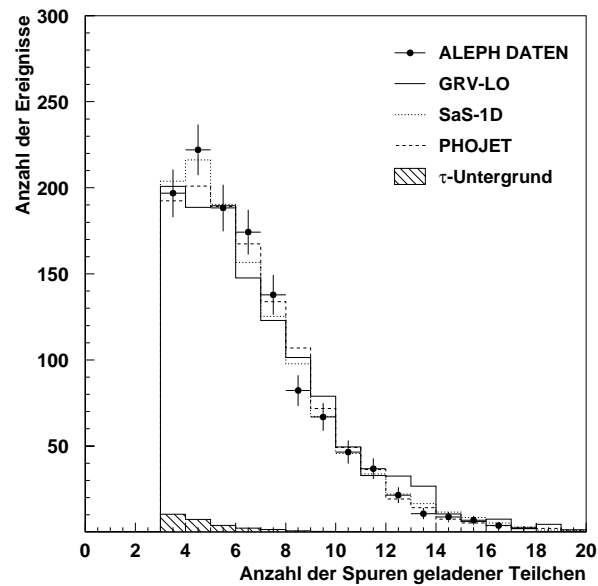


Abbildung 6.7: Verteilung der Anzahl der Spuren von geladenen Teilchen in Ereignissen mit SICAL-Tag. Auch hier werden nur solche Spuren berücksichtigt, die dem hadronischen Endzustand zuzurechnen sind.

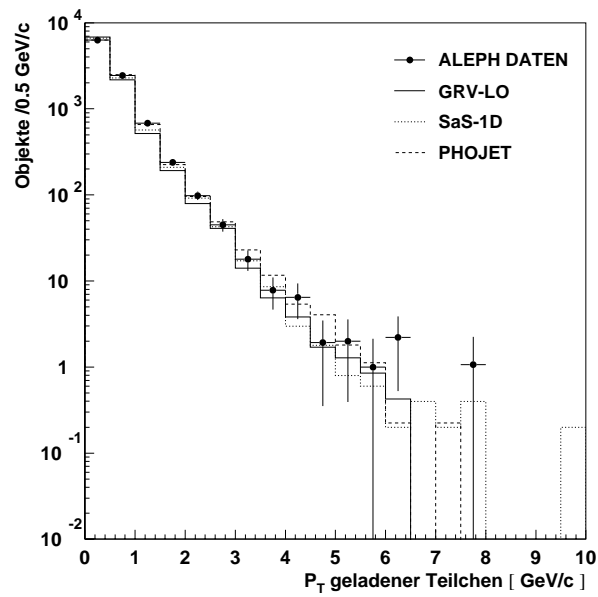


Abbildung 6.8: Verteilung des Transversalimpulses der nachgewiesenen geladenen Teilchen in SICAL-Tag Ereignissen.

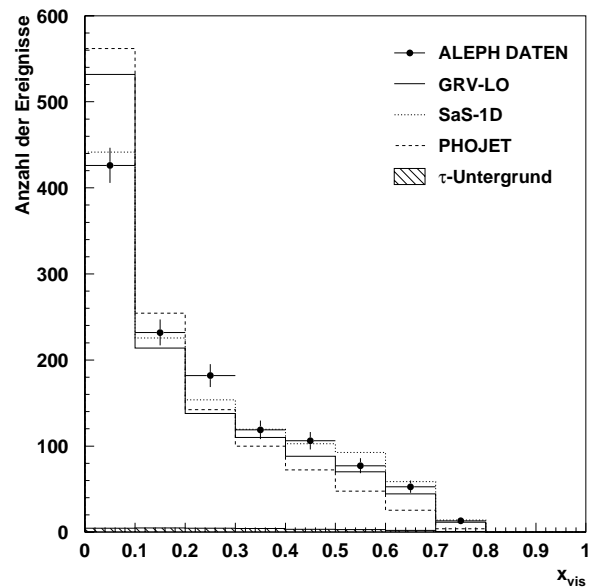


Abbildung 6.9: Verteilung von  $x_{vis}$  für SICAL-Tag Ereignisse.

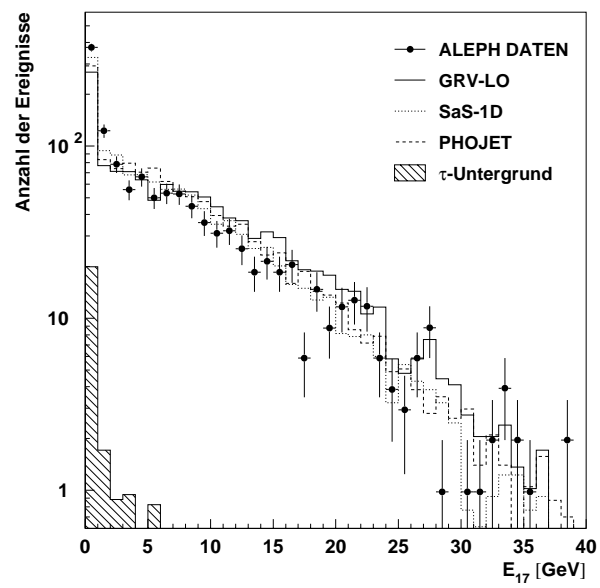


Abbildung 6.10: Verteilung der unterhalb eines Polarwinkels von  $17^\circ$  im Detektor gemessenen Energie für SICAL-Tag Ereignisse.

## 6.2 Ereignisse mit LCAL–Tag

Im folgenden werden nun Verteilungen von Variablen in einem höheren  $Q^2$ -Bereich untersucht. Die Abbildungen 6.11 und 6.12 zeigen die Verteilungen der Energie sowie des Polarwinkels des Tag–Elektrons im LCAL. Insbesondere die Vorhersage von PHOJET für die Energieverteilung des Tag–Elektrons weicht hierbei recht deutlich von den Daten ab.

Abbildung 6.13 zeigt die Azimutwinkelverteilung der im LCAL nachgewiesenen Elektronen. Die beiden Einbrüche bei  $\Phi = \frac{1}{2}\pi$  und  $\frac{3}{2}\pi$  sind auf Akzeptanzlücken des LCAL–Detektors in der Vertikalen zurückzuführen.

Abbildung 6.14 zeigt die aus Energie und Polarwinkel berechnete Virtualität  $Q^2$  des Tag–Elektrons.

In Abbildung 6.15 ist die Verteilung der sichtbaren invarianten Masse  $W_{vis}$  für Ereignisse mit LCAL–Tag gezeigt. Man erkennt, daß sich die Vorhersage von PHOJET hier deutlich sowohl von den Daten als auch von den anderen Vorhersagen unterscheidet.

In Abbildung 6.16 fällt auf, daß die Verteilung der Anzahl aller nachgewiesenen Objekte im Ereignis, die von PHOJET vorgesagt wird, gegenüber den übrigen Vorhersagen zu höheren Werten hin verschoben ist. Die von PHOJET vorhergesagte Verteilung der Anzahl der geladenen Spuren (siehe Abb. 6.17) stimmt hingegen sowohl mit den Daten als auch mit den HERWIG-Vorhersagen überein.

Die in Abbildung 6.18 dargestellte Verteilung der Transversalimpulse der geladenen Teilchen zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den betrachteten Vorhersagen.

In Abbildung 6.19 ist die  $x_{vis}$ -Verteilung der Ereignisse mit LCAL–Tag dargestellt. Hier zeigt sich, daß es zwischen den Daten und der Vorhersage von PHOJET quasi keine Übereinstimmung gibt. Am besten werden die Daten in diesem Fall von HERWIG mit der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt beschrieben.

Abbildung 6.20 zeigt einen Vergleich der Daten mit den Vorhersagen für die Variable  $E_{17}$ . Im Gegensatz zu Ereignissen mit SICAL–Tag unterscheidet sich auch hier die Vorhersage von PHOJET von den Übrigen.

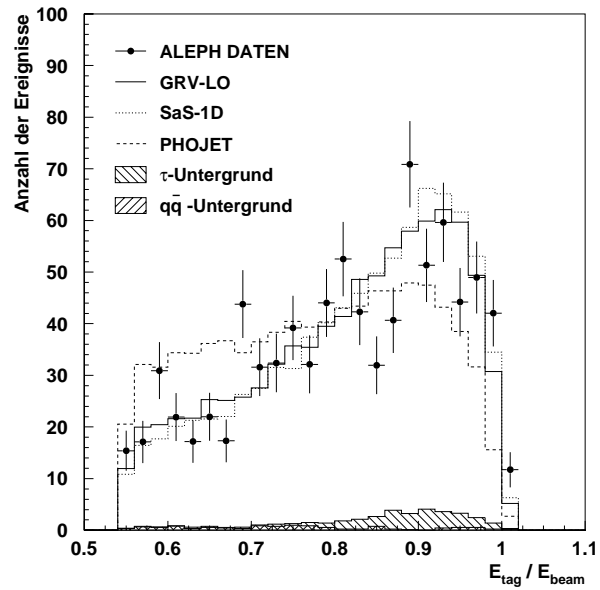


Abbildung 6.11: Energie des Tag-Elektrons im LCAL, normiert auf die Strahlenergie.

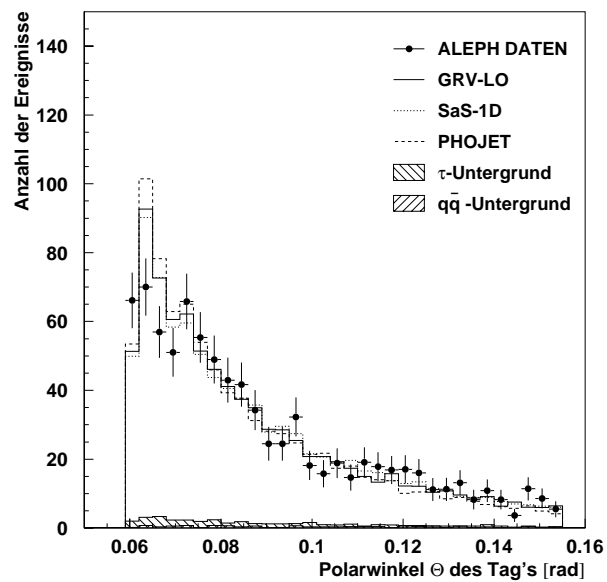


Abbildung 6.12: Polarwinkel der im LCAL nachgewiesenen Tag-Elektronen.



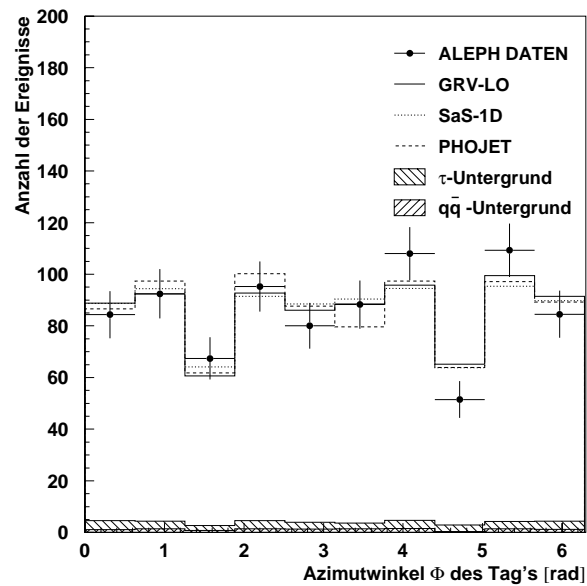


Abbildung 6.13: Verteilung des Azimutwinkels der im LCAL nachgewiesenen Elektronen. Die Einbrüche in der Verteilung bei  $\Phi = \frac{1}{2}\pi$  und  $\frac{3}{2}\pi$  sind auf Detektoreffekte zurückzuführen (siehe Text).

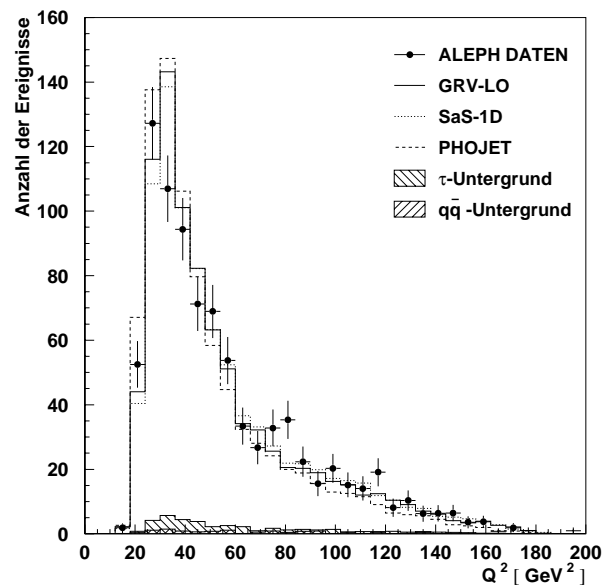


Abbildung 6.14: Vergleich der aus Energie und Polarwinkel des Tag-Elektrons im LCAL berechneten Virtualität  $Q^2$  mit den Vorhersagen.

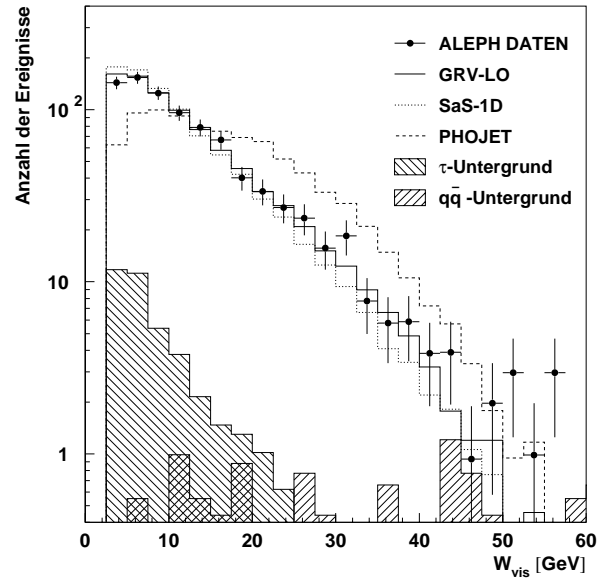


Abbildung 6.15: Vergleich der Daten mit den Vorhersagen für die sichtbare invariante Masse des hadronischen Endzustandes für LCAL-Tag Ereignisse.

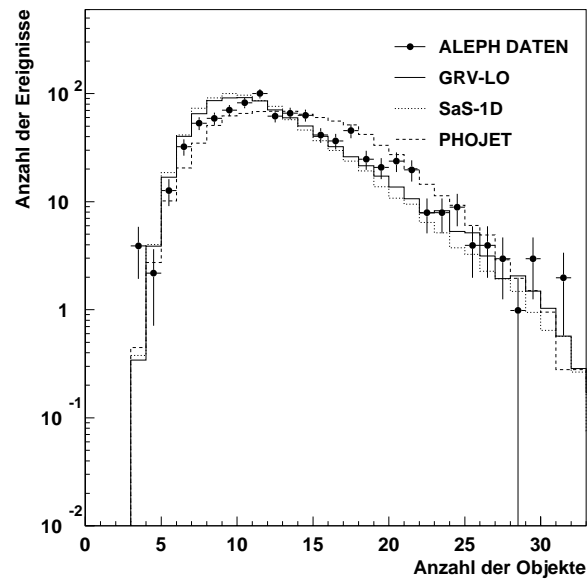


Abbildung 6.16: Verteilung aller im ALEPH-Detektor nachgewiesenen Objekte im Falle von LCAL-Tag Ereignissen. Das Tag-Elektron selbst wird nicht mitgezählt.

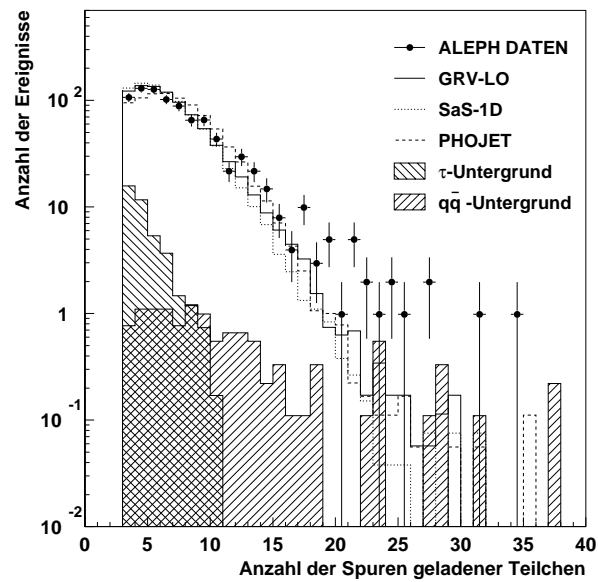


Abbildung 6.17: Verteilung der Anzahl der Spuren von geladenen Teilchen in Ereignissen mit LCAL-Tag. Auch hier werden nur solche Spuren berücksichtigt, die dem hadronischen Endzustand zuzurechnen sind.

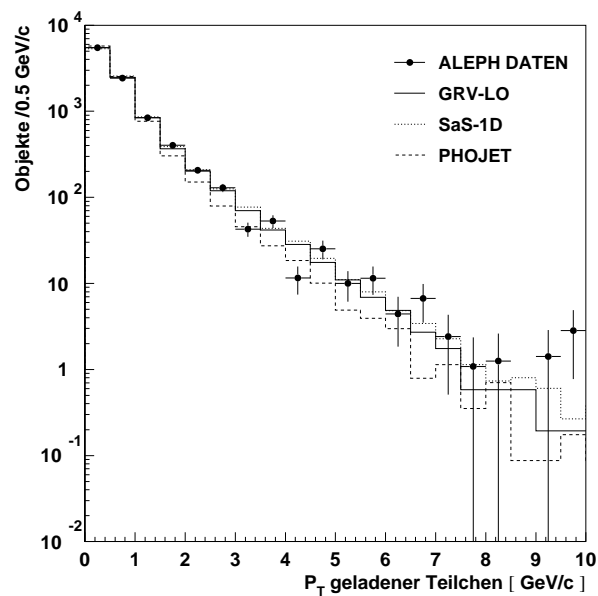
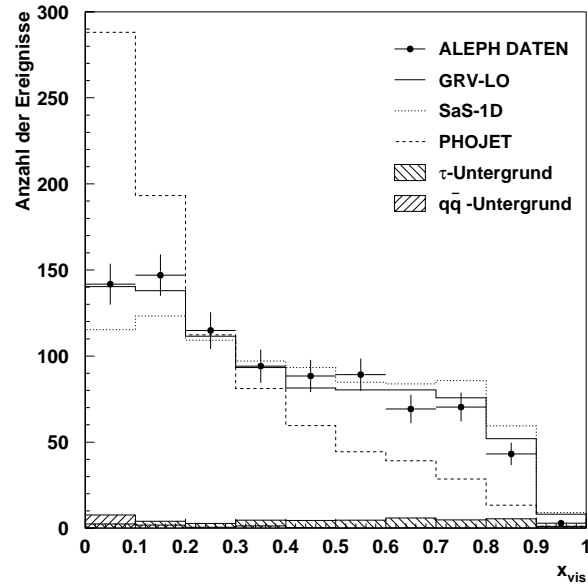
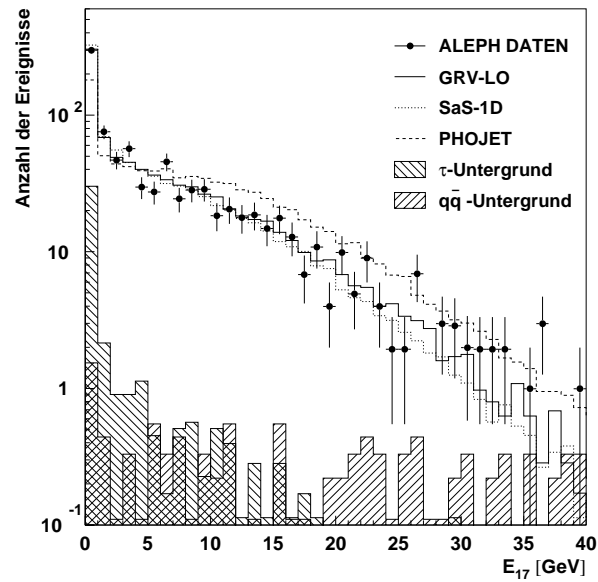


Abbildung 6.18: Verteilung des Transversalimpulses der nachgewiesenen geladenen Teilchen in LCAL-Tag Ereignissen.

Abbildung 6.19: Verteilung von  $x_{vis}$  für LCAL-Tag Ereignisse.Abbildung 6.20: Verteilung der unterhalb eines Polarwinkels von  $17^\circ$  im Detektor gemessenen Energie für LCAL-Tag Ereignisse.

# Kapitel 7

## Entfaltung

Um aus der gemessenen Verteilung der Größe  $x_{vis}$  auf die wahre Verteilung der Bjorkenvariablen  $x$  zu schließen, muß die gemessene Verteilung durch Entfaltung korrigiert werden. In dieser Arbeit wird eine Entfaltungsmethode verwendet, die auf dem “Prinzip maximaler Entropie” beruht. Die Anwendung von Entfaltungsmethoden ist erforderlich, um die gemessenen  $x$ -Verteilungen hinsichtlich begrenzter Detektorauflösung und -akzeptanz zu korrigieren. Die Notwendigkeit dieser Korrekturen wird aus den Abbildungen 5.5 und 5.12 in Kapitel 5 ersichtlich.

Während die Variable  $Q^2$  gut gemessen ist, erkennt man aus den Streudiagrammen für die Bjorkenvariable  $x$ , daß gemessener und wahrer Wert oft deutlich voneinander abweichen. Ursache hierfür ist die oft schlechte Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\gamma\gamma$ -Systems.

Die der Entfaltung zukommende Aufgabe besteht also darin, Schätzfunktionen für die wahre  $x$ -Verteilung  $dN/dx$  zu konstruieren. Hieraus erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dxdQ^2$  und zusammen mit der Information über den Photonfluß schließlich die Strukturfunktion  $F_2^y$ .

Die Entfaltung der  $x$ -Verteilung wird für die beiden  $Q^2$ -Bereiche, die in dieser Arbeit untersucht werden, getrennt vorgenommen. Die Parameter, die mit Hilfe der Entfaltung abgeschätzt werden sollen, sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/dxdQ^2$ , gemittelt über den jeweiligen Bereich in  $Q^2$  und jedes Bin in  $x$ .

Da der Entfaltung in dieser Arbeit eine besondere Rolle zukommt, wird im Folgenden auf die wesentlichen Aspekte der verwendeten Methode eingegangen. Eine sehr ausführliche Darstellung findet sich in [71].

### 7.1 Formulierung des Entfaltungsproblems

Wie oben ausgeführt, besteht unsere Aufgabe darin, die Wahrscheinlichkeitsdichte einer Zufallsvariablen (hier die Meßgröße  $x$ ) zu bestimmen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß bei der Messung von  $x$  die beschränkte Akzeptanz unseres Detektors, Nachweiswahr-

scheinlichkeiten kleiner 1 sowie das Auftreten von Untergründereignissen zu einer signifikanten Verschmierung führen. Jedes beobachtete Ereignis kann durch zwei Größen charakterisiert werden: einen wahren Wert  $y$  und einen gemessenen Wert  $x$ . Für den Fall, daß nicht jedes Ereignis auch zu einem Meßwert führt, haben wir es mit Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\varepsilon(y)$  kleiner eins zu tun, wobei die Wahrscheinlichkeit, ob ein Ereignis zu messen ist, in der Regel von seinem wahren Wert  $y$  selbst abhängt.

Angenommen, die wahren Werte  $y$  folgen der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung  $f_{\text{true}}(y)$ , welche durch ein normiertes Histogramm mit  $M$  Bins dargestellt werden kann. Die Wahrscheinlichkeit  $p_j$ ,  $y$  in Bin  $j$  zu finden ist gegeben durch,

$$p_j = \int_{\text{Bin } j} f_{\text{true}}(y) dy. \quad (7.1)$$

Die Anzahl der Ereignisse in unserem Experiment insgesamt sei  $m_{\text{tot}}$ , wobei nicht jedes dieser Ereignisse notwendigerweise zu einem Meßwert führen muß. Der Erwartungswert von  $m_{\text{tot}}$  sei  $\mu_{\text{tot}} = E[m_{\text{tot}}]$ , so daß sich der Erwartungswert für die Anzahl der Ereignisse in Bin  $j$  zu

$$\mu_j = \mu_{\text{tot}} \cdot p_j \quad (7.2)$$

ergibt.

Im Folgenden wird der Vektor  $\vec{\mu} = (\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_M)$  als das ‘‘wahre Histogramm’’ bezeichnet.

Die Menge der gemessenen Werte von  $x$  kann dementsprechend durch ein Histogramm mit  $N$  Bins dargestellt werden, oder in Vektorschreibweise als  $\vec{n} = (n_1, n_2, \dots, n_N)$ , wobei  $N = M$  keine notwendige Voraussetzung ist.

Die Erwartungswerte der  $n_i$  bezeichnen wir im Folgenden mit  $v_i$ , also

$$v_i = E[n_i] \quad (7.3)$$

und entsprechend können wir das zugehörige Histogramm als  $\vec{v} = (v_1, v_2, \dots, v_N)$  schreiben.

Die Erwartungswerte  $v_i$  können dargestellt werden als,

$$v_i = \mu_{\text{tot}} \int_{\text{Bin } i} dx \int dy s(x|y) \varepsilon(y) f_{\text{true}}(y) \quad (7.4)$$

wobei  $s(x|y)$  die bedingte Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Meßwertes  $x$  angibt, unter der Voraussetzung, das der wahre Wert  $y$  war und daß das Ereignis überhaupt gemessen wurde. Der Ausdruck

$$r(x|y) \equiv s(x|y) \varepsilon(y) \quad (7.5)$$

wird als *Antwortfunktion* bezeichnet. Man sagt, die wahre Verteilung ist mit der Antwortfunktion gefaltet, woraus sich der Begriff *Entfaltung* für die Aufgabe, Schätzfunktionen für die wahre Verteilung zu konstruieren, ableitet.

## 7.2 Die Antwortmatrix

Teilt man das Integral über  $y$  in Gleichung 7.4 in eine Summe über die  $M$  Bins auf, die die wahre Verteilung repräsentieren, kann man die  $v_i$  mittels einer Antwortmatrix  $\mathfrak{R}$  folgendermaßen definieren:

$$\begin{aligned} v_i &= \sum_{j=1}^M \frac{\int_{\text{Bin } i} dx \int_{\text{Bin } j} dy r(x|y) f_{\text{true}}(y)}{\frac{\mu_j}{\mu_{\text{tot}}}} \cdot \mu_j \\ &= \sum_{j=1}^M \mathfrak{R}_{ij} \mu_j \end{aligned} \quad (7.6)$$

Für die Matrixelemente  $\mathfrak{R}_{ij}$  selbst erhält man unter Verwendung der Gleichungen 7.1 und 7.2 :

$$\mathfrak{R}_{ij} = \frac{\int_i dx \int_j dy r(x|y) f_{\text{true}}(y)}{\int_j dy f_{\text{true}}(y)} \quad (7.7)$$

Wie aus Gleichung 7.7 ersichtlich, hängt die Antwortmatrix selbst von der unbekannt (und gesuchten) Funktion  $f_{\text{true}}(y)$  ab. Wenn jedoch die Bins der entfaltenen Verteilung hinreichend klein sind, so daß die Antwortfunktion  $r(x|y)$  über den  $y$  Bereich eines Bins als konstant angenommen werden kann, hebt sich die Abhängigkeit von  $f_{\text{true}}(y)$  in Gleichung 7.7 auf.

Lassen wir letztlich noch das Auftreten von Untergrundereignissen  $\beta_i$  in unserer Datensample zu, so erhalten wir folgende Relation:

$$v_i = \sum_{j=1}^M \mathfrak{R}_{ij} \mu_j + \beta_i \quad (7.8)$$

beziehungsweise in Vektorschreibweise:

$$\vec{v} = \mathfrak{R} \vec{\mu} + \vec{\beta} \quad (7.9)$$

## 7.3 Inversion der Antwortmatrix

Vorausgesetzt, die Inverse der Antwortmatrix,  $\mathfrak{R}^{-1}$ , existiert, dann ist

$$\vec{\mu} = \mathfrak{R}^{-1}(\vec{v} - \vec{\beta}) \quad (7.10)$$

die gesuchte Lösung unseres Problems.

Offensichtlich können wir die gemessenen Daten als Schätzfunktionen für die  $v_i$  verwenden,

$$\hat{\vec{v}} = \vec{n}, \quad (7.11)$$

so daß wir als Schätzfunktionen für die wahre Verteilung  $\vec{\mu}$

$$\hat{\vec{\mu}} = \mathfrak{R}^{-1}(\vec{n} - \vec{\beta}) \quad (7.12)$$

erhalten.

Es kann gezeigt werden, daß die aus Gleichung 7.12 erhaltene Lösung derjenigen entspricht, die man erhält wenn man die log-Likelihood Funktion

$$\log L(\vec{\mu}) = \sum_{i=1}^N \log P(n_i, v_i) \quad (7.13)$$

maximiert.  $P(n_i, v_i)$  steht hierbei für eine Binomial- oder Poissonverteilung.

In Abbildung 7.1 sind die oben eingeführten Größen anhand eines hypothetischen Beispiels anschaulich dargestellt.

## 7.4 Regularisierung

Die Schätzfunktionen, die im vorigen Abschnitt mit Hilfe der Matrixinversion erhalten wurden, sind aufgrund ihrer großen Varianzen und der Oszillationen, die zu unphysikalischen Lösungen führen können, sicherlich nicht optimal. Trotzdem sei eine Eigenschaft dieser Lösungen hervorgehoben, nämlich die Tatsache, daß sie keine Verzerrung besitzen und von allen nicht-verzerrten Lösungen diejenigen sind, die die kleinste Varianz aufweisen.

Unter der Verzerrung ist die Differenz zwischen dem Erwartungswert einer Variablen und der Variablen selbst zu verstehen,

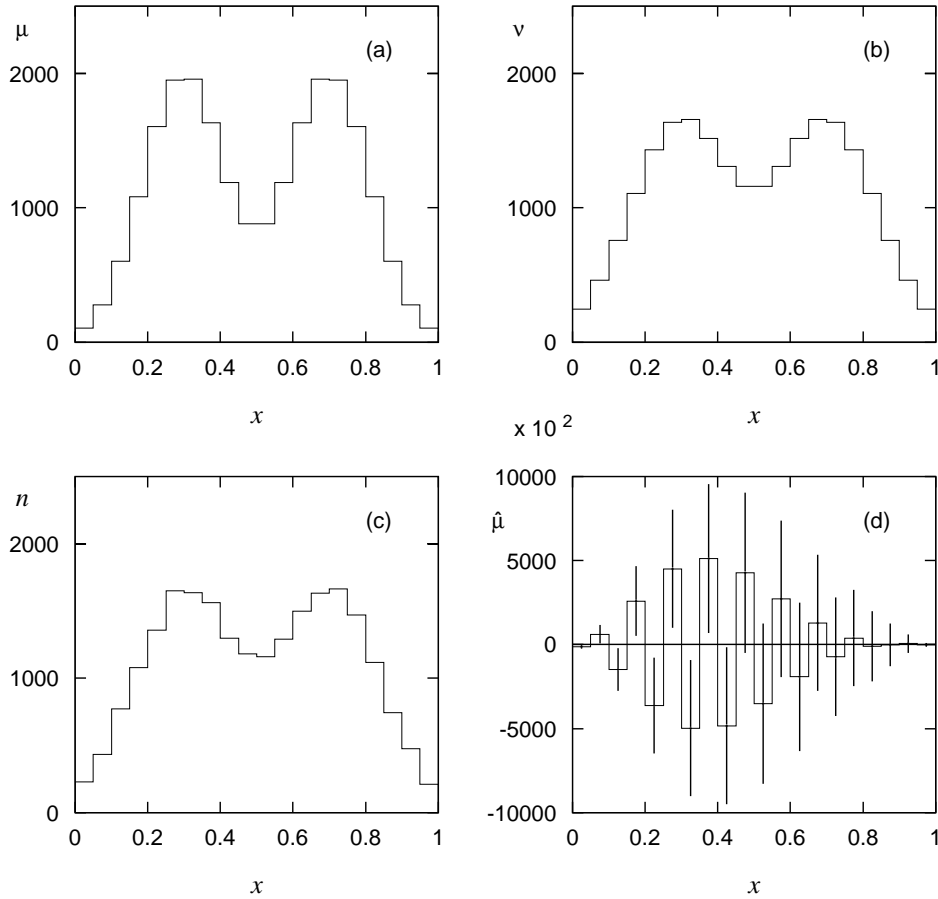
$$b_j = E[\mu_j] - \mu_j. \quad (7.14)$$

Die Verzerrung  $b_j$  der Schätzfunktion für  $\mu_j$ , die sich aus der Matrixinversion ergibt, läßt sich darstellen als:

$$\begin{aligned} b_j &= \sum_{i=1}^N (\mathfrak{R}^{-1})_{ji} E[n_i - \beta_i] - \mu_j \\ &= \sum_{i=1}^N (\mathfrak{R}^{-1})_{ji} E[v_i - \beta_i] - \mu_j \\ &= \mu_j - \mu_j \\ &= 0 \end{aligned} \quad (7.15)$$

Die Idee der Regularisierung besteht nun darin, ein Maß der Glattheit für die Schätzfunktion für  $\vec{\mu}$  einzuführen. Da die Methode der Matrixinversion der Maximierung der





**Abbildung 7.1:** Beispiel für die Anwendung der Matrixinversion [71]. a) eine hypothetische wahre Verteilung, b) die entsprechenden Erwartungswerte, c) Darstellung der gemessenen Daten und d) Schätzfunktionen, die mit Hilfe der Matrixinversion bestimmt worden sind.

log-Likelihood Funktion entspricht, kann eine Glättung nur erreicht werden, wenn man für die Schätzfunktion zulässt, daß sie etwas vom Maximalwert der log-Likelihood Funktion abweicht und somit eine “kleine Verzerrung” besitzt.

Anstelle der reinen log-Likelihood Funktion tritt in dem zu formulierenden Maximierungsproblem somit eine Kombination aus  $\log L$  und einer noch näher zu bestimmenden *Regularisierungsfunktion*  $S(\vec{\mu})$  auf. Der Ausgleich zwischen Varianz und Verzerrung wird hierbei über den *Regularisierungsparameter*  $\alpha$  reguliert. Unter *Entfaltung mit Regularisierung* verstehen wir also die Maximierung von

$$\varphi(\vec{\mu}, \lambda) = \alpha \log L(\vec{\mu}) + S(\vec{\mu}) + \lambda \left[ n_{\text{tot}} - \sum_{i=1}^N v_i \right], \quad (7.16)$$

wobei  $\lambda$  ein Lagrange-Multiplikator ist und der letzte Term in Gleichung 7.16 sicher-

stellt, daß die Lösung

$$\sum_i v_i = \sum_{ij} \mathfrak{R}_{ij} \mu_j = n_{tot} \quad (7.17)$$

erfüllt, d.h. die Normierung hinsichtlich der Anzahl von gemessenen Ereignissen erhalten bleibt.

In dieser Analyse wird als Regularisierungsfunktion die Shannon- oder Informationsentropie [72] verwendet:

$$S(\vec{\mu}) = - \sum_{j=1}^M \frac{\mu_j}{\mu_{tot}} \log\left(\frac{\mu_j}{\mu_{tot}}\right). \quad (7.18)$$

Der in Gleichung 7.18 auftretende Quotient  $\mu_j/\mu_{tot}$  entspricht nach Gleichung 7.2 der Wahrscheinlichkeit  $p_j$ , den wahren Wert  $y$  eines Ereignisses in Bin  $j$  zu finden.

Diese Methode ist unter der Bezeichnung *Prinzip maximaler Entropie* oder kurz (MaxEnt) bekannt und findet insbesondere in Bereichen der Bildrekonstruktion sowie der Astronomie Anwendung. Man kann zeigen, daß die Shannon-Entropie dann ihren Maximalwert besitzt, wenn alle Bins des betrachteten Histogramms die gleiche Anzahl von Einträgen aufweisen (siehe [71]). Insofern ist diese Größe als ein Maß für die Glattheit einer Verteilung zu verstehen.

Einer der großen Vorteile bei der Verwendung der Shannon-Entropie als Regularisierungsfunktion liegt darin, daß die relative Position eines Bins innerhalb des Histogramms keine Berücksichtigung findet. Somit kommt einem Bin am Rande das gleiche *Gewicht* zu, wie einem Bin aus der Mitte der Verteilung.

Ein weiterer und wahrscheinlich entscheidender Vorteil ist aber, daß die Shannon-Entropie direkt auf mehrdimensionale Verteilungen angewandt werden kann. Auf diesen Aspekt wird weiter unten ausführlicher eingegangen.

## 7.5 Die Wahl des Regularisierungsparameters

Für die Wahl des in Gleichung 7.16 eingeführten Regularisierungsparameters  $\alpha$  gibt es keine allgemeingültige Vorschrift. Eine sinnvolle Wahl von  $\alpha$  besteht jedoch darin, zunächst Schätzfunktionen für die Werte der Verzerrung  $b_i = E[\hat{\mu}_i] - \mu_i$  zu konstruieren und dann zu verlangen, daß diese innerhalb ihrer statistischen Fehler mit Null verträglich sind (siehe auch [71]). Diese Forderung ist dann erfüllt, wenn gilt

$$\chi_b^2 = \sum_{i=1}^M \frac{\hat{b}_i}{\text{cov}[b_i, b_i]} := M. \quad (7.19)$$

## 7.6 Erweiterung auf zwei Dimensionen

Wie bereits oben angesprochen, eignet sich die Anwendung der Shannon-Entropie besonders dazu, Verteilungen in mehreren Dimensionen zu entfalten. Im Falle von zwei Dimensionen muß hierzu lediglich die ursprüngliche Verteilung auf ein eindimensionales Histogramm projiziert werden. Enthält etwa eine solche zu entfaltende Verteilung 5 Bins in der einen und 4 Bins in der anderen Dimension, so hat die eindimensionale Projektion  $4 \times 5 = 20$  Bins. Die zugehörige Antwortmatrix hätte in diesem Fall die Gestalt einer  $20 \times 20$  Matrix.

Im konkreten Fall dieser Analyse, bei der es darum geht, die wahre Verteilung der Bjorkenvariablen  $x$  zu ermitteln, kann die Einführung einer zweiten Variablen zur Konstruktion einer zweidimensionalen Verteilung genutzt werden, um auf diese Weise mehr Information zu verwenden. Nach erfolgreicher Entfaltung kann dann die erhaltene Verteilung in jedem Bin von  $x$  über die zweite Variable einfach aufsummiert werden. Die Einführung von mehr Information dient gleichzeitig auch der Verringerung der Abhängigkeit von dem zur Konstruktion der Antwortmatrix verwendeten Modell. Die in dieser Analyse verwendete Variable zur Erzeugung einer zweidimensionalen Verteilung ist die in Kapitel 5 eingeführte Größe  $E_{17}$ .

## 7.7 Entfaltungs-Tests

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von Entfaltungstest vorgestellt. Dabei werden mit Monte Carlo Modellen zunächst Testdatensätze erzeugt, deren Statistik der später zu entfaltenden Daten entspricht. Anschließend werden diese Testverteilungen unter Zuhilfenahme von Antwortmatrizen entfaltet, die auf dem gleichen, aber auch auf anderen Modellen beruhen. Die den Testdatensätzen zugrundeliegenden wahren Verteilungen sind bekannt, so daß ein direkter Vergleich zwischen der wahren Verteilung und der durch Entfaltung gewonnen Schätzfunktionen für selbige vorgenommen werden kann.

Als Regularisierungsfunktion dient in allen Fällen die Shannon-Entropie. Die Wahl des Regularisierungsparameters  $\alpha$  beruht auf dem in Gleichung 7.19 eingeführten Kriterium.

Die in den Abbildungen 7.2 bis 7.5 gezeigten Beispiele entsprechen dem  $Q^2$ -Bereich der SICAL-Tag-Ereignisse; die Testdatensätze für die in den Abbildungen 7.6 bis 7.9 dem für LCAL-Tag.

Aus den gezeigten Beispielen wird deutlich, wie die Modellabhängigkeit durch die Einführung einer zweiten Variablen und damit gleichzeitig mehr Information reduziert wird.

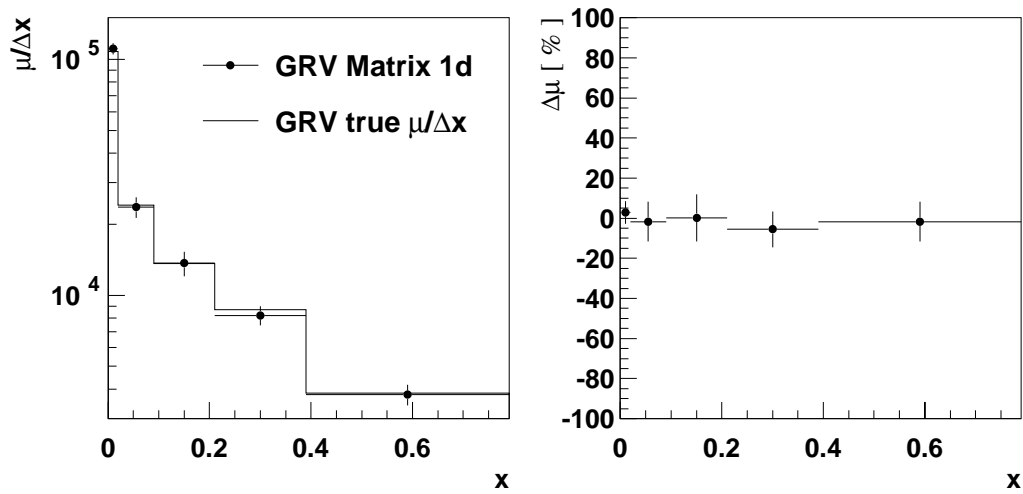


Abbildung 7.2: Gezeigt ist das Ergebnis einer eindimensionalen Testentfaltung für SICAL-Tag-Ereignisse. Der Testdatensatz sowie die Antwortmatrix beruhen auf dem HERWIG -Modell mit GRV-Parametrisierung. Im rechten Bild ist die Abweichung zwischen entfalteter und wahrer Verteilung angegeben.

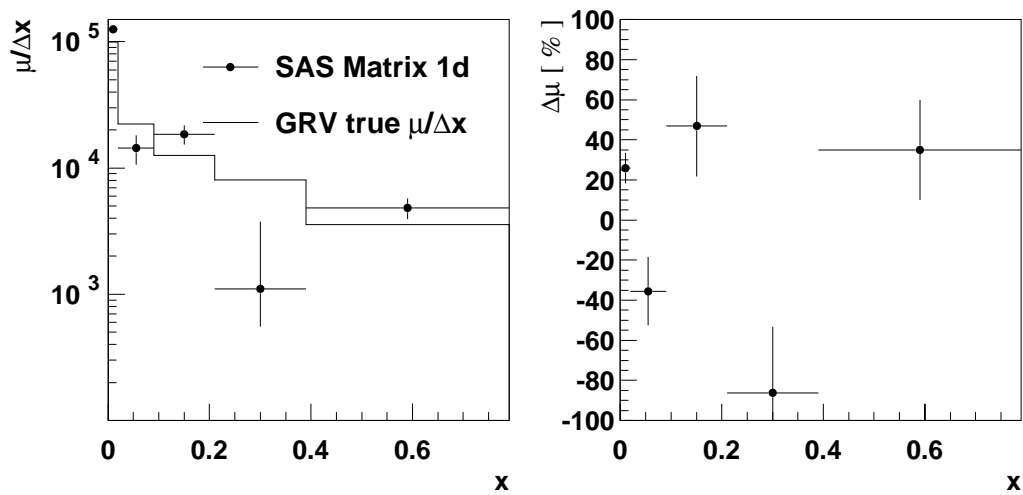


Abbildung 7.3: In diesem Beispiel wird der selbe Testdatensatz wie im vorigen Beispiel entfaltet, jedoch basiert die Antwortmatrix diesmal auf dem HERWIG-Modell mit SaS-Parametrisierung.

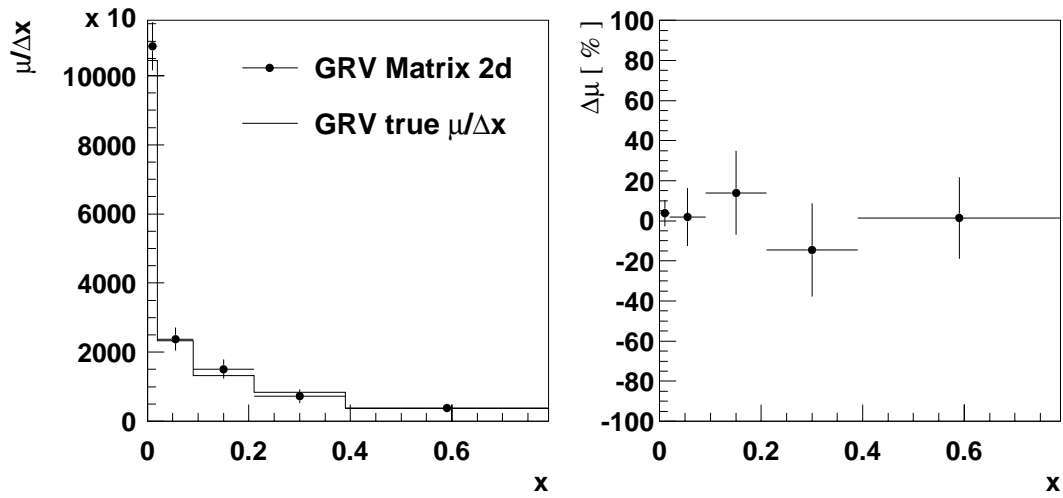


Abbildung 7.4: Beispiel einer zweidimensionalen Entfaltung für SICAL-Tag-Ereignisse. Sowohl Testdatensatz als auch die Antwortmatrix wurden mit Hilfe von HERWIG-GRV erzeugt.

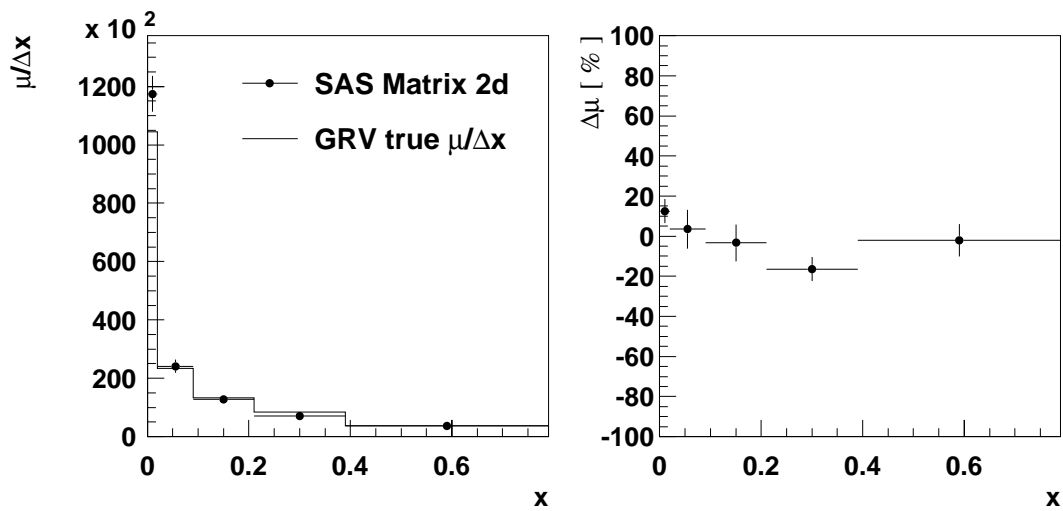


Abbildung 7.5: Entfaltung des selben Testdatensatzes wie in Abbildung 7.4, jedoch mit HERWIG-SaS-Matrix.

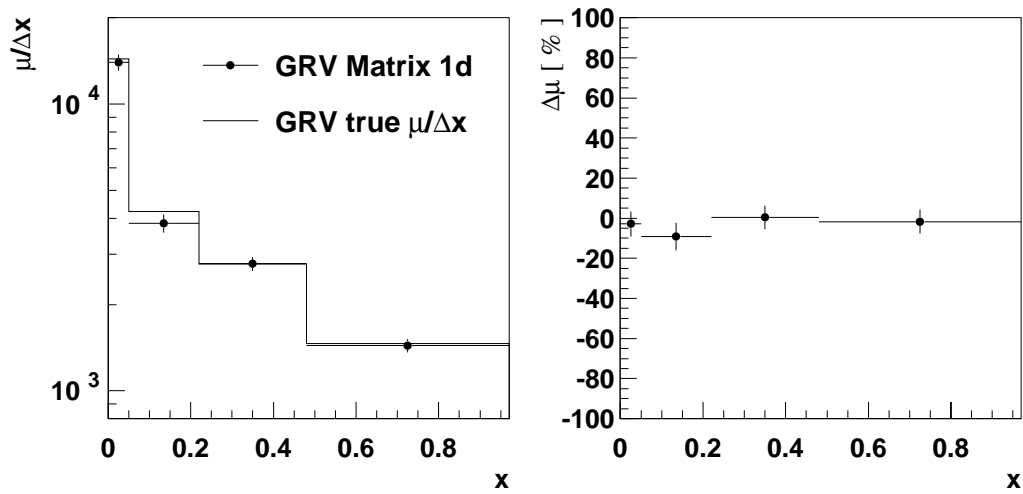


Abbildung 7.6: Gezeigt ist das Ergebnis einer eindimensionalen Testentfaltung, diesmal im Fall von LCAL-Tag-Ereignissen. Der Testdatensatz sowie die Antwortmatrix beruhen auf dem HERWIG -Modell mit GRV-Parametrisierung. Im rechten Bild ist die Abweichung zwischen entfalteter und wahrer Verteilung angegeben.

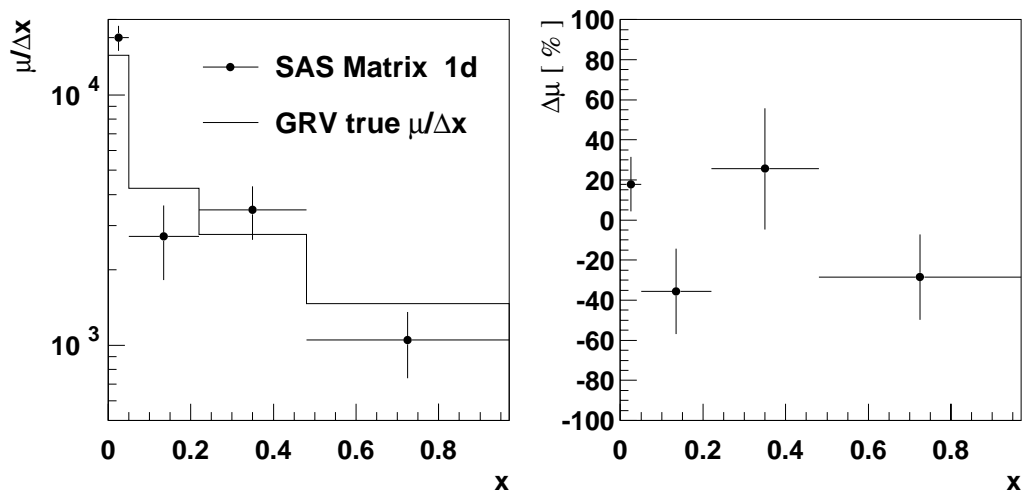


Abbildung 7.7: In diesem Beispiel wird der selbe Testdatensatz wie im vorigen Beispiel entfaltet, jedoch basiert die Antwortmatrix diesmal auf dem HERWIG-Modell mit SaS-Parametrisierung.

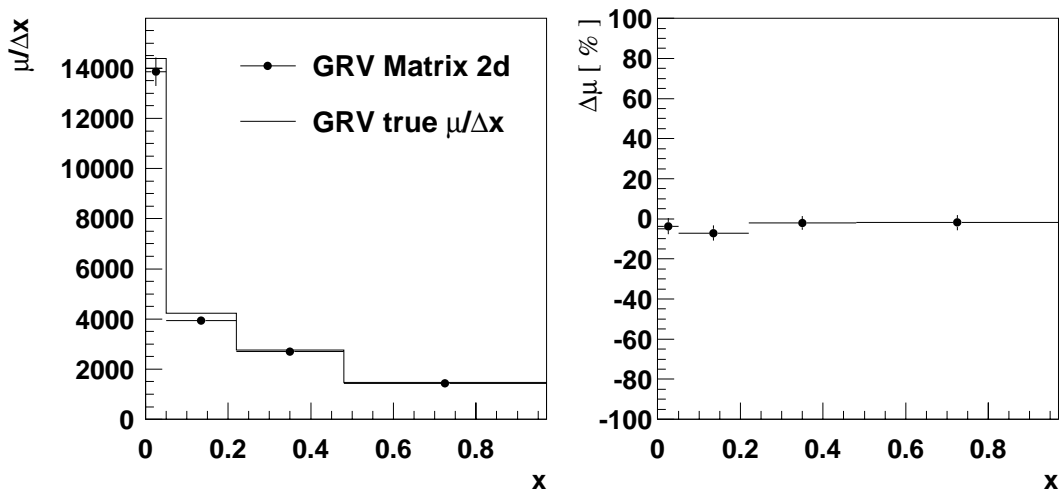


Abbildung 7.8: Beispiel einer zweidimensionalen Entfaltung für LCAL-Tag-Ereignisse. Sowohl Testdatensatz als auch die Antwortmatrix wurden mit Hilfe von HERWIG-GRV erzeugt.

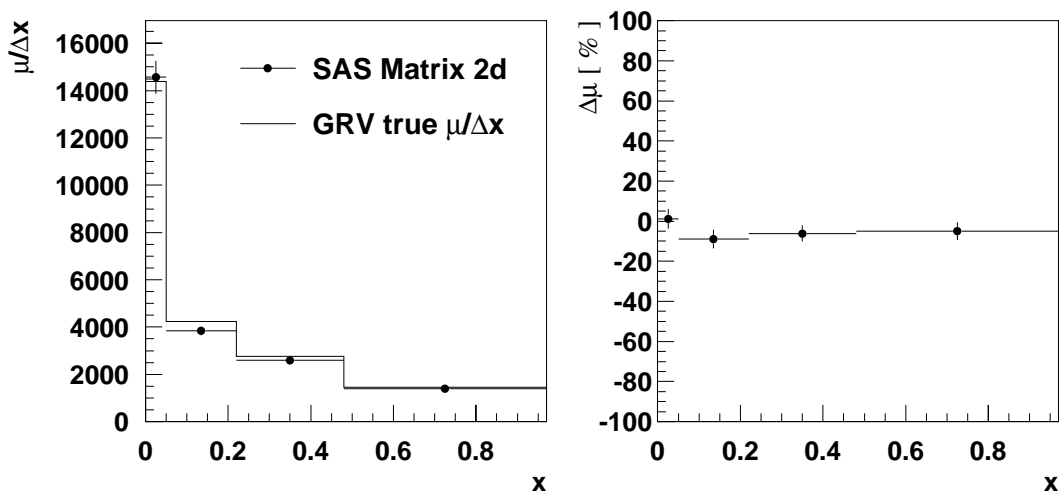


Abbildung 7.9: Entfaltung des selben Testdatensatzes wie in Abbildung 7.8, jedoch mit HERWIG-SaS-Matrix.

# Kapitel 8

## Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zur Messung der Photonstrukturfunktion  $F_2^\gamma$  vorgestellt.

Bevor auf diese Ergebnisse eingegangen wird, sei noch kurz erläutert, wie die Wahl der Binsgrößen in den  $x$ -Verteilungen erfolgt. Ausgehend von der Tatsache, daß zur Entfaltung die Shannon-Entropie als Regularisierungsfunktion verwendet wird, ist es sinnvoll (aber keinesfalls zwingend) die Binsgrößen so zu wählen, daß in jedem Bin der zur Bildung der Antwortmatrix verwendeten wahren Verteilung in etwa gleichviele Einträge vorhanden sind. Dieses Kriterium kann allerdings bei der zweidimensionalen Entfaltung nicht streng angewandt werden, da aufgrund von Phasenraumargumenten ansonsten der Fall auftreten kann, daß in der wahren Verteilung für ein gegebenes Modell einzelne Bins keine Einträge aufweisen. Dies wiederum führt zu Singularitäten in der Lösung von Gleichung 7.16.

Der Einfluß der Wahl der Binsgrenzen wurde im Rahmen der Untersuchung möglicher systematischer Fehler berücksichtigt. Hierbei zeigte sich jedoch, daß die dadurch auftretenden Verschiebungen im Ergebnis im Vergleich zu den anderen möglichen Fehlerquellen zu vernachlässigen sind.

In Abbildung 8.1 sind für die Ereignisse mit SICAL-Tag die Ergebnisse der Entfaltung der  $x$ -Verteilung dargestellt, während die gleiche Verteilung für LCAL-Tag-Ereignisse in Abbildung 8.2 zu sehen ist.

Die Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  kann aus der  $x$ -Verteilung gemäß Gleichung 8.1 berechnet werden:

$$\hat{F}_2^\gamma(x, \langle Q^2 \rangle)_{\text{meas}} = \frac{\left(\frac{dN}{dx}\right)_{\text{meas}}}{\left(\frac{dN}{dx}\right)_{\text{ref}}} \cdot F_2^\gamma(x, \langle Q^2 \rangle)_{\text{ref}} \quad (8.1)$$

Der Index “ref” in Gleichung 8.1 kennzeichnet die Parametrisierung für  $F_2^\gamma$ , die in dem Modell zur Erzeugung der Antwortmatrix verwendet wird; “meas” steht entsprechend für die aus der Messung nach der Entfaltung erhaltenen Werte.



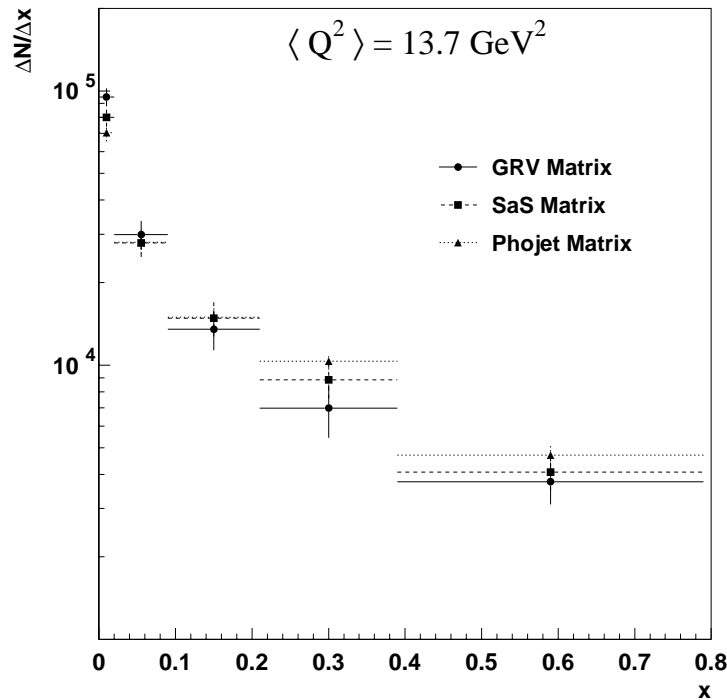


Abbildung 8.1: Ergebnisse der Entfaltung für Ereignisse mit SICAL-Tag.

Die endgültigen Verteilungen für  $F_2^\gamma$  werden durch Mittelwertbildung der Ergebnisse, die unter Verwendung der unterschiedlichen Modelle zustande kommen, gebildet, wobei lediglich Ergebnisse der zweidimensionalen Entfaltung berücksichtigt werden.

Im Falle von SICAL-Tag-Ereignissen werden die Antwortmatrizen aus den Modellen HERWIG-GRV, HERWIG-SaS sowie PHOJET konstruiert. Hingegen kommt aufgrund der nicht sehr guten Übereinstimmung zwischen den Daten mit den Vorhersagen von PHOJET dieses Modell bei LCAL-Tag-Ereignissen nicht zur Anwendung. Hier werden lediglich die beiden HERWIG Modelle zur Entfaltung verwendet.

In Tabelle 8.1 sind die Endergebnisse für  $F_2^\gamma$  im  $Q^2$ -Bereich von 7 bis 24  $\text{GeV}^2$  angegeben. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 8.3 bzw. 8.4 dargestellt.

Tabelle 8.2 gibt die Ergebnisse für  $F_2^\gamma$  aus LCAL-Tag-Ereignissen im  $Q^2$ -Bereich von 17 bis 200  $\text{GeV}^2$  an. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 8.5 bzw. 8.6 zu sehen.

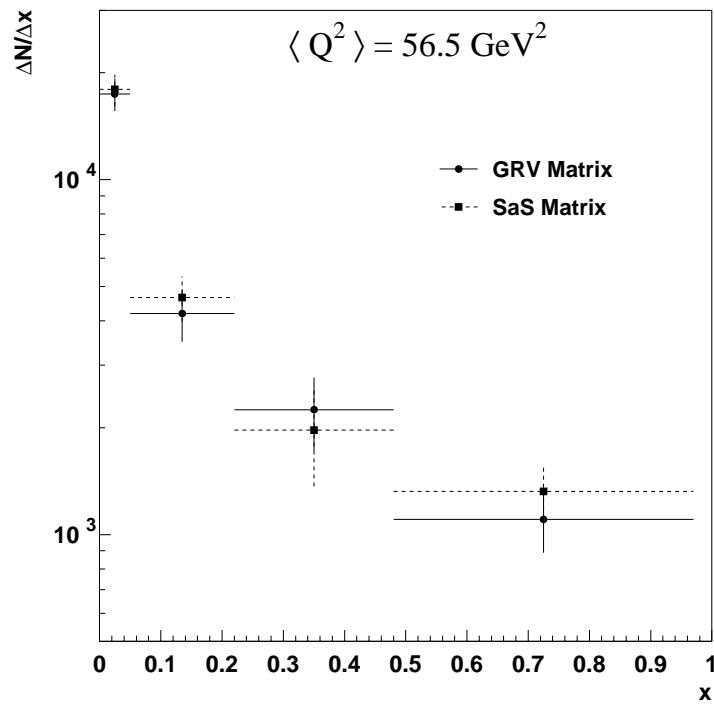


Abbildung 8.2: Ergebnisse der Entfaltung für Ereignisse mit LCAL-Tag.

x-Bereich	$F_2^{\gamma}/\alpha_{em}$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.003 - 0.023	0.28	$\pm 0.02$	$\pm 0.02$
0.023 - 0.092	0.34	$\pm 0.03$	$\pm 0.02$
0.092 - 0.213	0.34	$\pm 0.04$	$\pm 0.03$
0.213 - 0.386	0.35	$\pm 0.04$	$\pm 0.05$
0.386 - 0.786	0.43	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$

Tabelle 8.1: Ergebnisse für  $F_2^{\gamma}$  aus SICAL-Tag-Ereignissen.

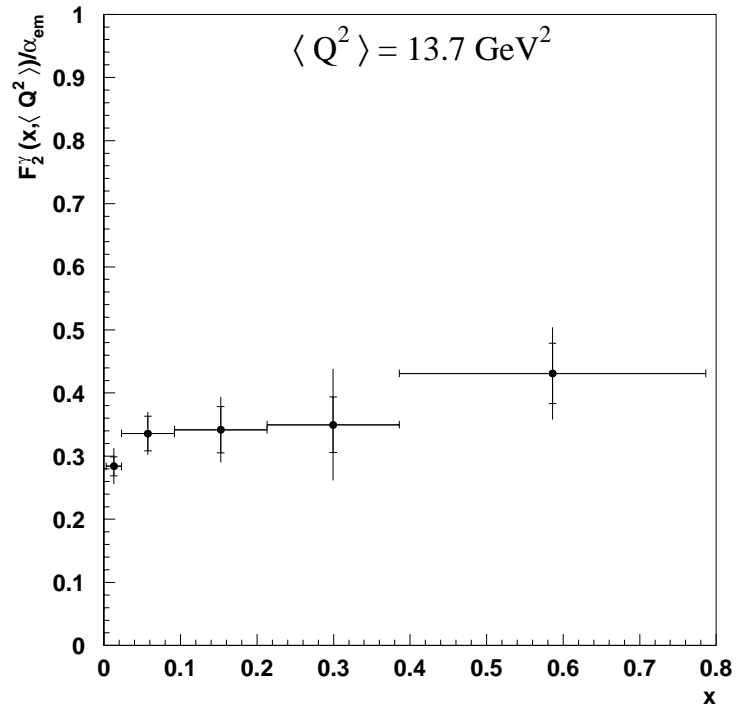


Abbildung 8.3: Darstellung von  $F_2^{\gamma}$  für SICAL-Tag-Ereignisse. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischem und systematischen Fehlern.

x-Bereich	$F_2^{\gamma} / \alpha_{em}$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.009 - 0.053	0.48	$\pm 0.03$	$\pm 0.02$
0.053 - 0.216	0.41	$\pm 0.04$	$\pm 0.10$
0.216 - 0.484	0.38	$\pm 0.07$	$\pm 0.07$
0.484 - 0.974	0.54	$\pm 0.07$	$\pm 0.14$

Tabelle 8.2: Ergebnisse für  $F_2^{\gamma}$  aus LCAL-Tag-Ereignissen.

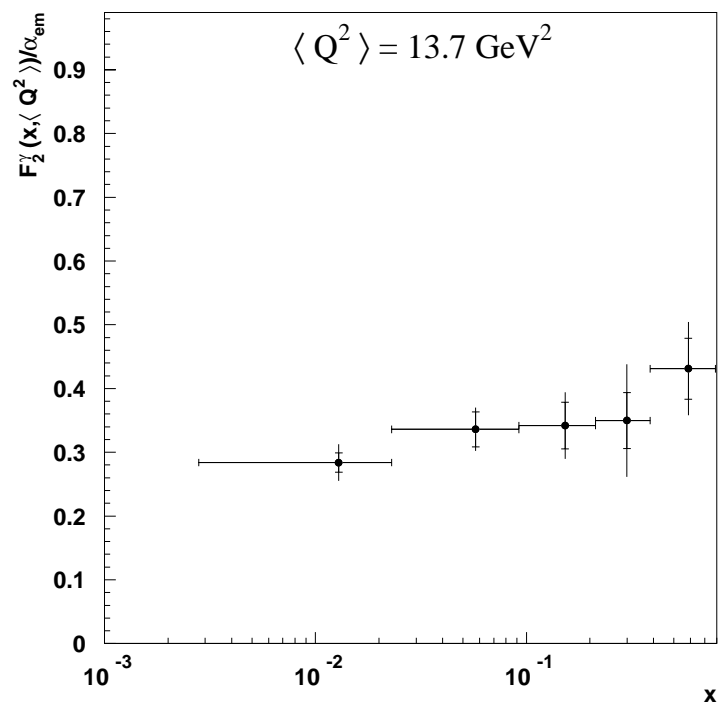


Abbildung 8.4: Wie Abbildung 8.3, jedoch mit logarithmischer  $x$ -Achsendarstellung.

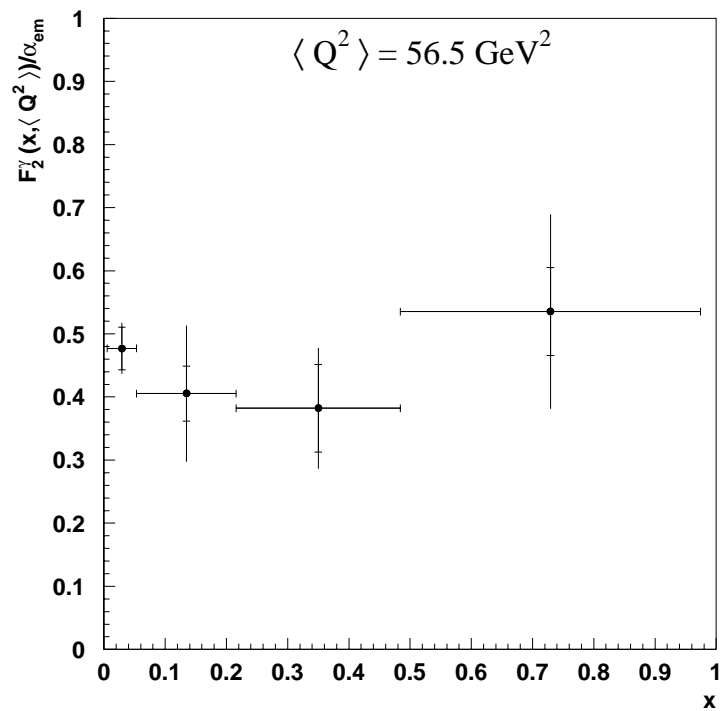


Abbildung 8.5: Darstellung von  $F_2^\gamma$  für LCAL-Tag-Ereignisse. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischem und systematischen Fehlern.

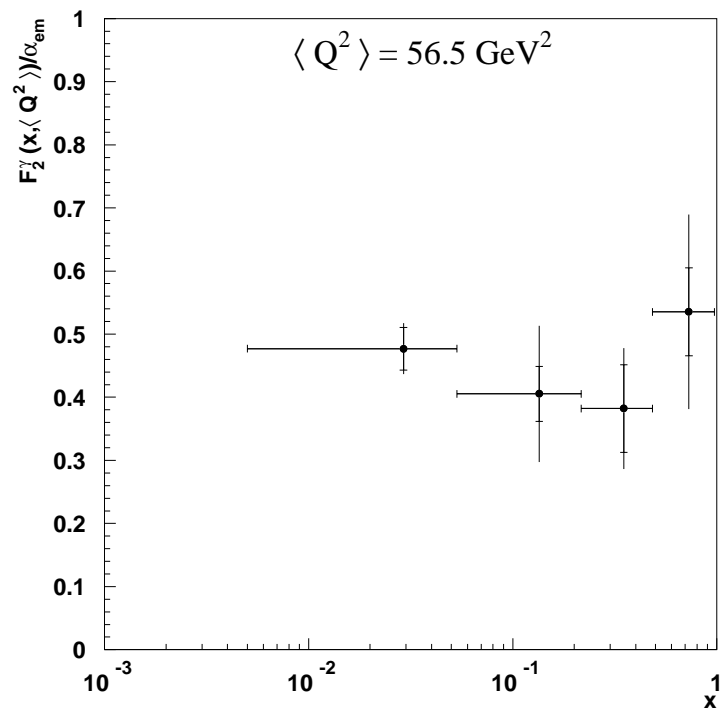


Abbildung 8.6: Wie Abbildung 8.5, jedoch mit logarithmischer  $x$ -Achsendarstellung.

Die in den Tabellen 8.1 und 8.2 angegebenen systematischen Unsicherheiten beinhalten folgende mögliche Fehlerquellen:

- Falsche Energieeichung der zum Nachweis der Tag-Elektronen verwendeten Luminositätsmonitore:  
Die gesamte Analyse wurde unter der Annahme wiederholt, daß die gemessene Energie in den betrachteten Kalorimetern um  $\pm 2\%$  verschoben ist.
- Falsche Energieeichung im Gesamtdetektor:  
Hier wurde die Analyse unter der Annahme wiederholt, daß die im Zentraldetektor gemessene Energie um  $\pm 1\%$  verschoben ist.
- Falsche Impulsmessung:  
Für alle Spuren von geladenen Teilchen in einem Polarwinkelbereich von  $|\cos \Theta| < 0.8$  und mit einer Energie von mehr als 1 GeV wurde die Analyse mit um konstant  $\pm 1\%$  verschobener Impulsmessung wiederholt.
- Modellabhängigkeit der entfalteten  $x$ -Verteilungen:  
Hier geht der halbe Abstand zwischen den Ergebnissen der mit unterschiedlichen Modellen entfalteten Daten ein.
- Abhängigkeit der Ergebnisse von der Wahl des Regularisierungsparameters  $\alpha$ :  
Da die Kriterien zur Wahl des Regularisierungsparameters  $\alpha$  letztlich nur auf Plausibilitätsargumenten beruhen, wird die Entfaltung unter der Bedingung  $\chi_b^2 = 2M$  wiederholt. Dies entspricht einer im Vergleich zur Forderung von  $\chi_b^2 = M$  stärkeren Regularisierung.

Aufgrund der Tatsache, daß die Ergebnisse für  $F_2^{\gamma}$  durch Entfaltung der gemessenen Verteilungen gewonnen wurden, sind die Ergebnisse korreliert. In den Tabellen 8.3 und 8.4 sind daher die entsprechenden Korrelationskoeffizienten angegeben.

$x$ -Bin	1	2	3	4	5
1	1.00	-0.42	0.23	-0.05	-0.28
2		1.00	-0.57	-0.10	-0.04
3			1.00	-0.28	-0.26
4				1.00	-0.62
5					1.00

Tabelle 8.3: Korrelationskoeffizienten der Ergebnisse für  $F_2^{\gamma}$  aus SICAL-Tag-Ereignissen.

In den Abbildungen 8.7 bis 8.10 werden die Ergebnisse dieser Arbeit mit unterschiedlichen theoretischen Vorhersagen verglichen.

$x$ -Bin	1	2	3	4
1	1.00	-0.47	0.16	-0.04
2		1.00	-0.70	0.26
3			1.00	-0.57
4				1.00

Tabelle 8.4: Korrelationskoeffizienten der Ergebnisse für  $F_2^\gamma$  aus LCAL-Tag-Ereignissen.

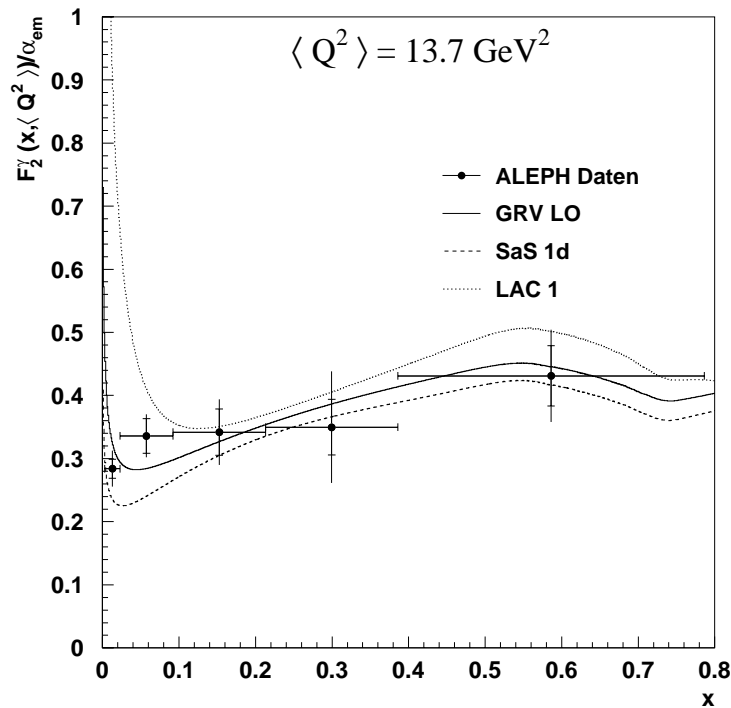


Abbildung 8.7: Vergleich der gemessenen Werte für  $F_2^\gamma$  im unteren  $Q^2$ -Bereich mit theoretischen Vorhersagen.

In Abbildung 8.11 werden die Ergebnisse dieser Arbeit für  $F_2^\gamma$  mit anderen Ergebnissen der LEP Experimente verglichen.

Abbildung 8.12 zeigt alle derzeit verfügbaren Ergebnisse für die hadronische Strukturfunktion  $F_2^\gamma$  während Abbildung 8.13 eine Zusammenfassung bereits veröffentlichter und vorläufiger Ergebnisse für die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $F_2^\gamma$  in unterschiedlichen  $x$ -Bereichen zeigt.



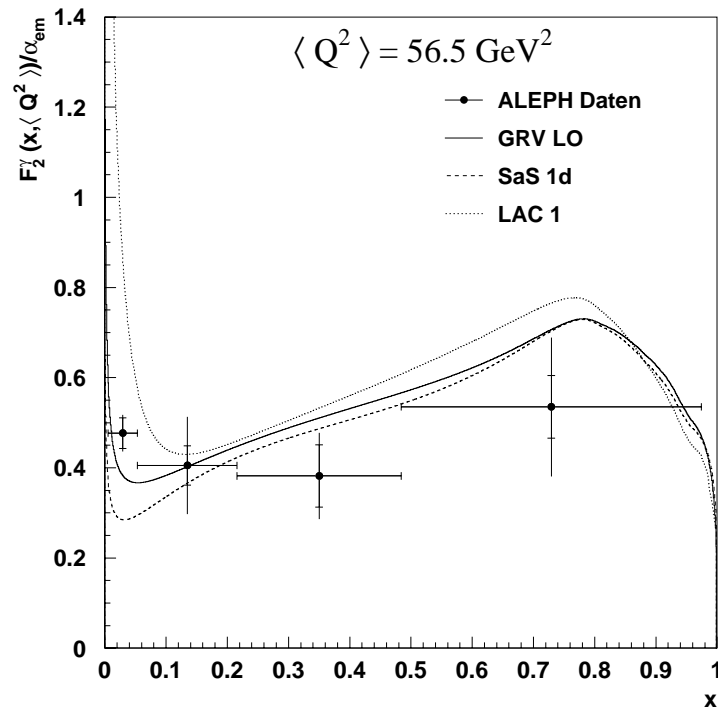


Abbildung 8.8: Vergleich der gemessenen Werte für  $F_2^\gamma$  im oberen  $Q^2$ -Bereich mit theoretischen Vorhersagen.

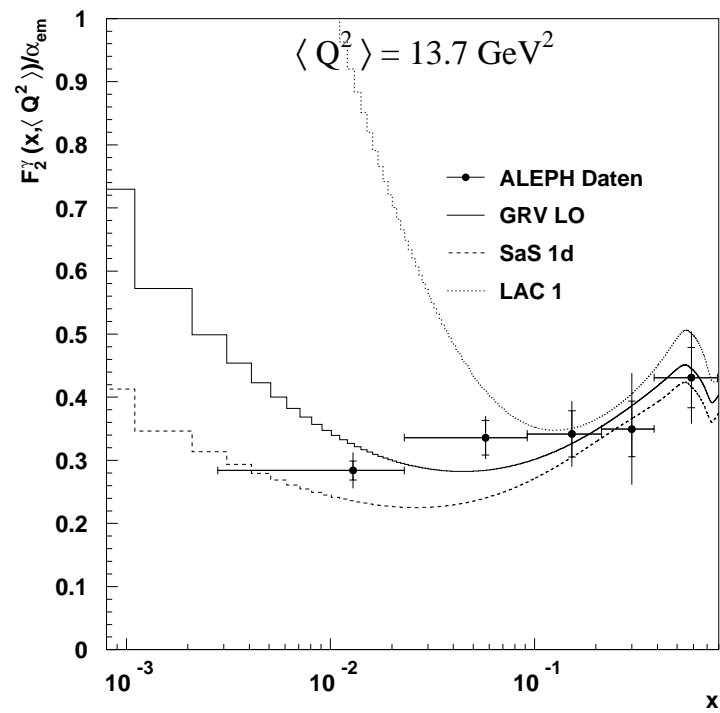


Abbildung 8.9: Wie Abbildung 8.7, jedoch mit logarithmischer  $x$ -Achsendarstellung.

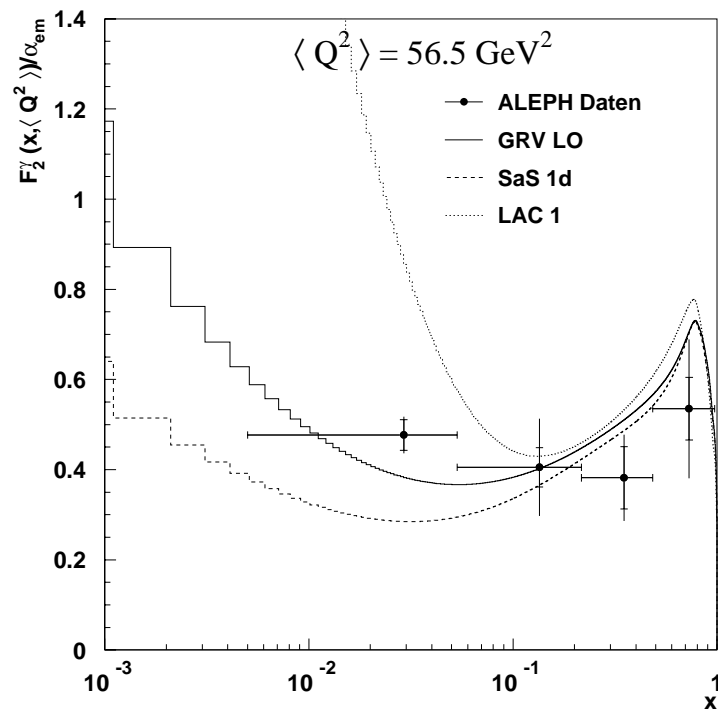


Abbildung 8.10: Wie Abbildung 8.8, jedoch mit logarithmischer  $x$ - Achsendarstellung.

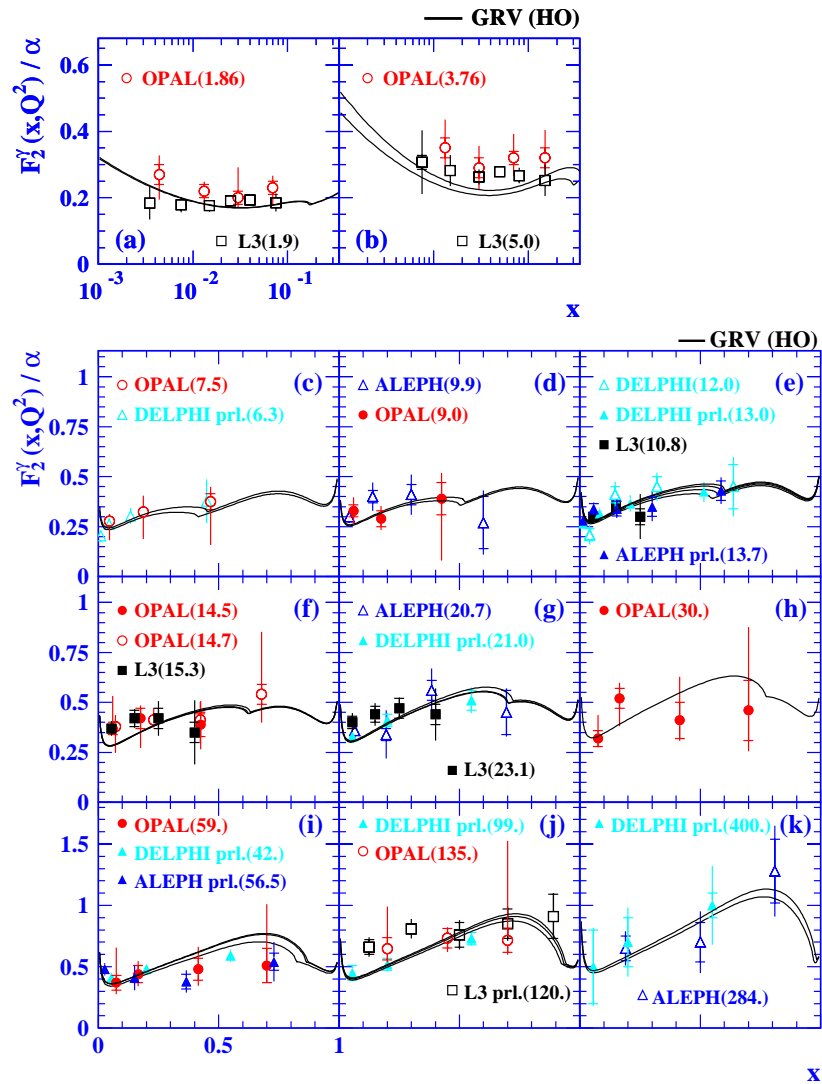


Abbildung 8.11: Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit (bezeichnet mit *ALEPH prl. (13.7)* bzw. *ALEPH prl. (56.5)*) mit anderen Messungen von  $F_2^\gamma$  bei LEP. Die eingezeichneten Kurven beziehen sich auf die Vorhersagen von GRV bei den in Klammern angegebenen mittleren  $Q^2$ -Werten. (Siehe [73] und darin aufgeführte Verweise.)

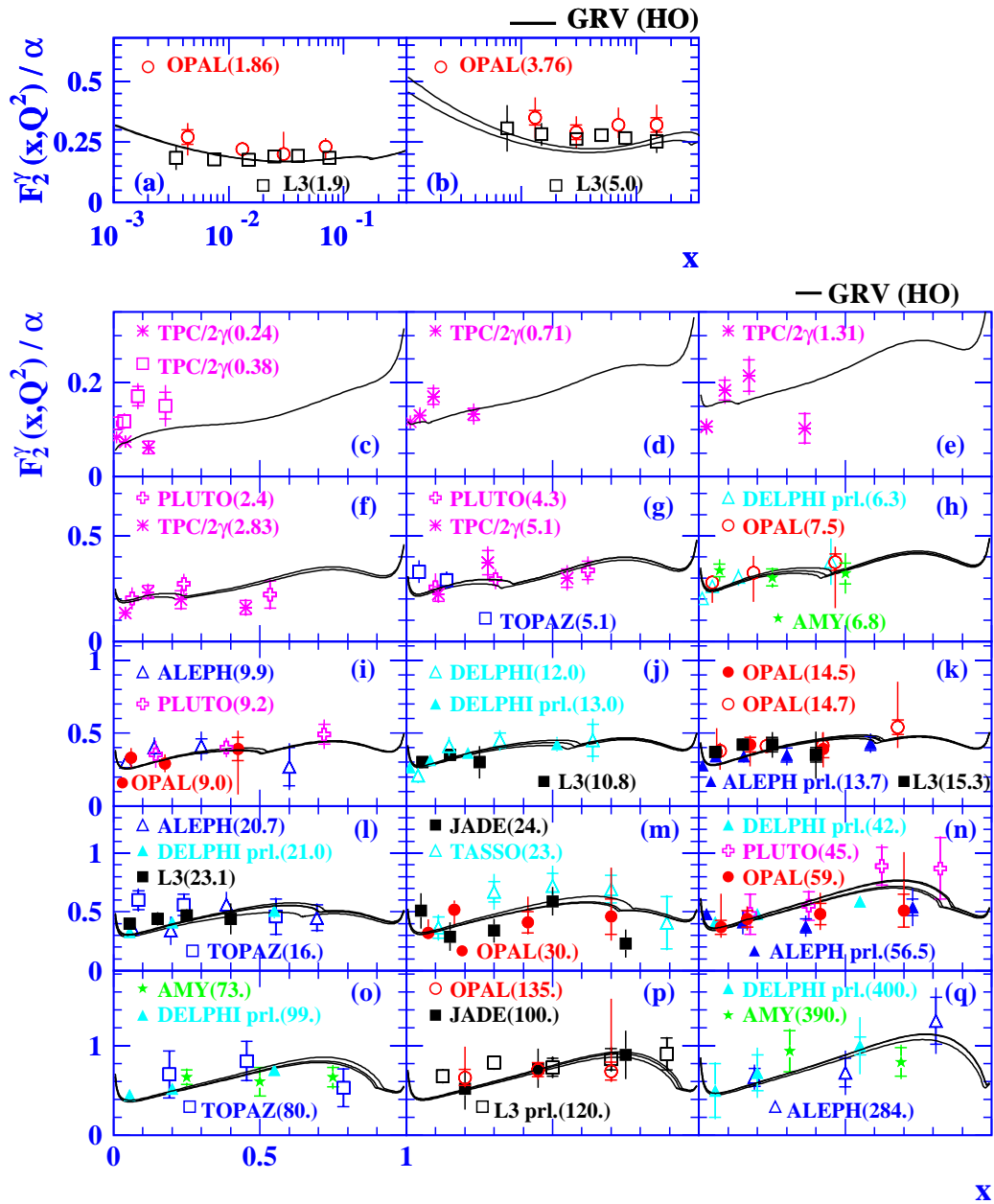


Abbildung 8.12: Wie Abbildung 8.11. Zusammenfassung der derzeit verfügbaren Ergebnisse für  $F_2^\gamma$ . [73]

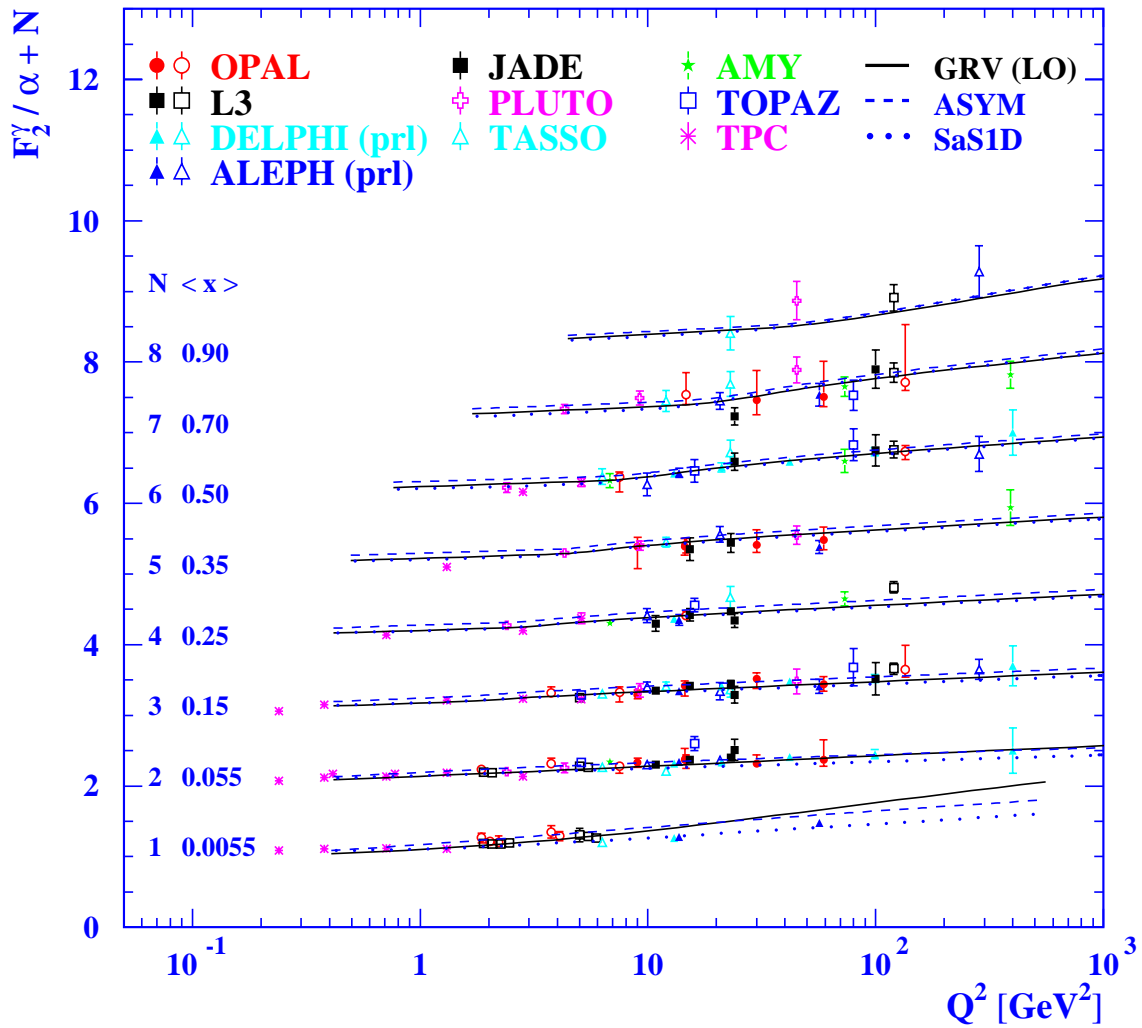


Abbildung 8.13: Zusammenfassung bereits veröffentlichter sowie vorläufiger Ergebnisse für die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $F_2^\gamma$  in unterschiedlichen  $x$ -Bereichen. Die Ergebnisse aus dieser Arbeit sind als volle blaue Dreiecke in der Darstellung eingezeichnet [74]. Die Abkürzung ASYM steht für *augmented asymptotic prediction for  $F_2^\gamma$* . Näheres hierzu findet sich in [73].

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

Mit dem ALEPH-Detektor wurden im Jahre 1997 Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von  $52.9 \text{ pb}^{-1}$  bei einer Schwerpunktsenergie von 183 GeV aufgezeichnet. Aus dieser Datenmenge wurden insgesamt 2081 einfach-markierte Zwei-Photon-Ereignisse mit hadronischem Endzustand selektiert, wobei das Tag-Elektron in 1208 Ereignissen im SICAL-Detektor und in 873 Ereignissen im LCAL-Detektor nachgewiesen wurde. Für die Ereignisse mit SICAL-Tag, bei denen das Elektron in einem Polarwinkelbereich von 35 bis 54 mrad nachgewiesen wurde, liegt die Virtualität  $Q^2$  im Bereich von 7 bis 24  $\text{GeV}^2$ , mit einem Mittelwert von 13.7  $\text{GeV}^2$ . Für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im LCAL und damit in einem Polarwinkelbereich von 60 bis 150 mrad detektiert wurde, liegen die Werte für  $Q^2$  zwischen 17 und 200  $\text{GeV}^2$ . In diesem Fall beträgt die mittlere Virtualität 56.5  $\text{GeV}^2$ .

Die gemessenen Verteilungen von kinematischen Variablen wurden mit verschiedenen Vorhersagen verglichen. Hierbei zeigte sich eine gute Übereinstimmung der Daten mit den auf dem HERWIG-Monte-Carlo basierenden Modellen, bei denen die Photonstrukturfunktion gemäß den Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt (GRV) bzw. von Schuler und Sjöstrand (SaS) implementiert waren.

Im Bereich höherer Virtualität zeigte sich, daß das ebenfalls untersuchte Modell PHOJET Schwierigkeiten hat, die Daten richtig zu beschreiben.

Aus den selektierten Ereignissen wurde die hadronische Strukturfunktion  $F_2^{\gamma}(x, Q^2)$  des Photons getrennt in den beiden genannten  $Q^2$ -Bereichen berechnet. Da die gemessenen Verteilungen der Bjorkenvariablen  $x$  aufgrund von Akzeptanz- und Auflösungseffekten stark verzerrt waren, mußten diese Verteilungen zunächst entfaltet werden.

Zur Durchführung der Entfaltung wurde das Prinzip *maximaler Entropie* in zwei Dimensionen verwendet. Hierzu wurde die Variable  $E_{17}$  eingeführt.

Diese Größe beschreibt die unterhalb eines Polarwinkels von  $17^\circ$  gemessene Energie. Es konnte gezeigt werden, daß die Auflösung der Bjorkenvariablen  $x$  stark von dieser Größe abhängt. Der Grund für diese Abhängigkeit ist darin zu sehen, daß es in diesem Polarwinkelbereich keine Möglichkeit gibt, Hadronen als solche zuzidentifizieren.

Durchgeführte Test-Entfaltungen ergaben, daß sich das Verfahren der zweidimensionalen Entfaltung gegenüber eindimensionalen Methoden vor allem durch eine deutlich reduzierte Abhängigkeit der Ergebnisse von den verwendeten Modellen auszeichnet.

Die Ergebnisse für  $F_2^\gamma$  wurden mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Es zeigte sich, daß die Daten gut mit den Parametrisierungen *GRV-LO* und *SaS Id* verträglich sind. Diese Aussage gilt für die beiden betrachteten  $Q^2$ -Bereiche.

Hingegen zeigten die Daten den von Levy, Abramowicz und Charcula *LAC 1* vorhergesagten Anstieg der Strukturfunktion bei kleinen Werten von  $x$  nicht, den ein hoher Gluonengehalt im Photon zur Folge hätte.

Im Vergleich zu Ergebnissen anderer Messungen von  $F_2^\gamma$  zeigte sich, daß der Einsatz der zweidimensionalen Entfaltungsmethode wie erwartet zu einer signifikanten Verringerung der systematischen Fehler führte.

Für die  $Q^2$ -Entwicklung von  $F_2^\gamma$  ergab sich eine gute Übereinstimmung der Messergebnisse mit den Vorhersagen.



# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle herzlich bei Herrn Prof. Dr. S. Brandt, Herrn Prof. Dr. C. Grupen sowie Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Böher bedanken. Dieser Dank gilt zum einen der mir gegebenen Möglichkeit in ihrer Arbeitsgruppe zu promovieren, zum anderen aber vor allem der mir dabei gewährten Unterstützung.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Glen Cowan für die gute Zusammenarbeit während unseres gemeinsamen Forschungsaufenthaltes am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf, insbesondere hinsichtlich der Entwicklung des Computerprogrammes zur Durchführung der zweidimensionalen Entfaltung.

Meinen Dank möchte ich auch der Siegener ALEPH-Gruppe für das gute Arbeitsumfeld aussprechen. Gleiches gilt auch für die ALEPH-Gruppe am CERN insgesamt.

Für die vielen hilfreichen und konstruktiven Diskussionen danke ich insbesondere den Herren Dr. Andrzej Misiejuk, Dipl.-Phys. Uwe Sieler und Dipl.-Phys. Gerrit Prange.

Für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung beim Einbau und der Inbetriebnahme des SAMBA-Detektors bin ich in besonderem Maße Herrn Dr. Ludek Smolik zu Dank verpflichtet. Ebenfalls nicht unerwähnt bleiben sollen in diesem Zusammenhang die Herren Dipl.-Phys. Pedro Saraiva, Jürgen Foss, Torsten Walger sowie Andreas Werner. Gleiches gilt für das Team rund um Herrn Peter Schilly.

Bei Herrn Prof. Dr. J. Rothberg bedanke ich mich ebenso wie bei Herrn Dr. G. von Holtey für die gute Zusammenarbeit im Rahmen der im ALEPH-Experiment durchgeführten Untergrunduntersuchungen.

Ein ganz besonderer Dank gebührt meiner Ehefrau Christiane Affholderbach sowie unserer Tochter Katharina für ihre uneingeschränkte Unterstützung, ihre Ausdauer und die auf sich genommenen Strapazen und Entbehrungen während der Anfertigung dieser Dissertation.

Zum Schluß sage ich ein herzliches Dankeschön an meine Eltern Helmut und Gustel Affholderbach, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nie zustande gekommen wäre.

# Literaturverzeichnis

- [1] Ch. Berger and W. Wagner, *Phys. Rep.* **146** (1987) 1.
- [2] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Proceedings of the Workshop on Two-Photon Physics from DAΦNE to LEP200 and Beyond*, College de France, Paris, 1994, eds. F. Kapusta and J. Parisi, World Scientific (Singapore) (1994) 163.
- [3] A. J. Finch, *Mod. Phys. Lett.* **A8** (1993) 3303.
- [4] C. H. Llewellyn-Smith, *Phys. Lett.* **B79** (1978) 83.
- [5] E. Witten, *Nucl. Phys.* **B120** (1977) 189.
- [6] H.-J. Behrend et al., CELLO Collab., *Phys. Lett.* **B126** (1983) 384.
- [7] R. Akers et al., *Z. Phys.* **C60** (1993) 593.
- [8] *Proceedings of PHOTON'95*, Sheffield, England, eds. S. Cartwright, D.J. Miller and V.A. Khoze, (1995).
- [9] V. M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin and V.G. Serbo, *Phys. Rep.* **C15** (1975) 181.
- [10] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 1973.
- [11] J. R. Forshaw and P. N. Harriman, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 3778.
- [12] J. H. Da Luz Vieira and K. Storrow, *Z. Phys.* **C51** (1991) 241.
- [13] L. Fredj, *Cross-section of Hadron Production in  $\gamma\gamma$  Collisions at LEP*, Presentation at the DIS98 workshop, Brussels, 1998.
- [14] M. Derrick et al., ZEUS Collab., *Phys. Lett.* **B316** (1993) 412.
- [15] I. Abt et al., H1 Collab., *Nucl. Phys.* **B407** (1993) 515.
- [16] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, *Phys. Lett.* **60B** (1975) 50.
- [17] Y. Y. Balitskij and L. N. Lipatov *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** (1978) 822.

- [18] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.
- [19] Yu. L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641.
- [20] L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 95.
- [21] V. N. Gribov and L.N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438.
- [22] G. Altarelli, *Phys. Rev.* **81** (1982) 1.
- [23] L. E. Gordon and J. K. Storrow, *Z. Phys.* **C56** (1992) 307.
- [24] R. Brandelik et al., TASSO Collab., *Phys. Lett.* **B107** (1981) 290.
- [25] T. H. Bauer, F. M. Pipkin, R. D. Spital and D. R. Yennie, *Rev. Mod. Phys.* **50** (1978) 261.
- [26] J. Badier et al., NA3 Coll., *Z. Phys.* **C18** (1983) 281.
- [27] C. Peterson, T. F. Walsh and P. M. Zerwas, *Nucl. Phys.* **B229** (1983) 301.
- [28] H. Aihara et al., TPC/ $2\gamma$  Coll., *Z. Phys.* **C34**, (1987) 1.
- [29] C. T. Hill and G. G. Ross, *Nucl. Phys.* **B148** (1979) 373.
- [30] R. L. Kingsley, *Nucl. Phys.* **B60** (1973) 45.
- [31] R. J. De Witt et al., *Phys. Rev.* **D19** (1979) 2046.
- [32] M. Glück, E. Hoffmann and E. Reya, *Z. Phys.* **C13** (1982) 119.
- [33] K. Hagiwara, M. Tanaka, I. Watanabe and T. Izubuchi, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3197.
- [34] E. Gotsman, A. Levy and U. Maor, *Z. Phys.* **C40** (1988) 117.
- [35] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, *Z. Phys.* **C53** (1992) 127.
- [36] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, *Z. Phys.* **C53** (1992) 651.
- [37] Ch. Berger et al., PLUTO Coll., *Phys. Lett.* **B142** (1984) 111.
- [38] Ch. Berger et al., PLUTO Coll., *Nucl. Phys.* **B281** (1987) 365.
- [39] M. Althoff et al., TASSO Coll., *Z. Phys.* **C31** (1986) 527.
- [40] W. Bartel et al., JADE Coll., *Z. Phys.* **C24**, (1984) 231.
- [41] T. Sasaki et al., AMY Coll., *Phys. Lett.* **B252**, (1990) 491.
- [42] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Z. Phys.* **C68** (1995) 607.

- [43] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, (1992).
- [44] M. Drees and K. Grassie, *Z. Phys.* **C28** (1985) 451.
- [45] Ch. Berger, *Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energy* (Cornell University, Ithaca, NY, 1983).
- [46] H. Abramowicz, K. Charcula, and A. Levy, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 458.
- [47] S. Meyers and E. Picasso, *Contemp. Phys.* **31** (1990) 387.
- [48] R. Turlay, *Europhys. News* **20** (1989) 75.
- [49] “Large Electron-Positron Storage Ring”, Technical Notebook, *CERN Publications* (1988).
- [50] ALEPH Collab., D. Decamp et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A294** (1990) 121.
- [51] ALEPH Collab., D. Buskulic et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A360** (1995) 481.
- [52] “ALEPH Handbook Volume 1”, *CERN Publications* (1995)
- [53] “ALEPH Handbook Volume 2”, *CERN Publications* (1997)
- [54] DELPHI Collab., P. Abreu et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A378** (1996) 57.
- [55] L3 Collab., *Nucl. Instr. Meth.* **A289** (1989) 35.
- [56] OPAL Collab., K. Ahmet et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A305** (1991) 275.
- [57] D. Bédérède et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A235** (1995) 117.
- [58] K. Affholderbach et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A410** (1998) 166.
- [59] J. Knobloch, ALEPH 90-115, internal note, (1990).
- [60] J. Boucrot, ALEPH 97-058, internal note, (1997).
- [61] “Geant 3 Users Guide”, R. Brun et al., CERN DD/EE/84-1 (1985).
- [62] F. Ranjard, ALEPH 86-015, internal note, (1986).
- [63] G. Marchesini and B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B310** (461) 1988;  
I.G. Knowles, *Nucl. Phys.* **B310** (571) 1988;  
S. Catani, G. Marchesini, and B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B349** (635) 1991;  
G. Abbiendi and L. Stanco, *Comp. Phys. Comm.* **66** (16) 1991;  
M.H. Seymour, *Z. Phys.* **C56** (161) 1992;  
G. Marchesini et al., *Comp. Phys. Comm.* **67** (1992) 465.

- [64] R. Engel, *Z. Phys.* **C66** (1995) 203;  
R. Engel and J. Ranft, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 4244.
- [65] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74;  
T. Sjöstrand, Lund University report LU TP 95-20 (1995).
- [66] Monte-Carlo-Generator *PHOT02*, Originalversion geschrieben von S. Kawabata auf Basis eines Programms von J.A.M. Vermaseren. Weiterentwicklungen durch J. Olsson, H. Wriedt und J.M. Nye.
- [67] J. Smith, J. A. M. Vermaseren and G. Grammer Jr., *Phys. Rev.* **D15** (3280) 1977.  
J. A. M. Vermaseren, J. Smith and G. Grammer Jr., *Phys. Rev.* **D19** (137) 1979.  
J. A. M. Vermaseren, *Nucl. Phys.* **B229** (347) 1983.
- [68] S. Jadach and Z. Was, *Comp. Phys. Comm.* **36** (1985) 191.
- [69] S. Cartwright et al., *J. Phys.* **G24** (1998) 457.
- [70] A. Capella et al., *Phys. Rev.* **236** (1994) 227.
- [71] G.D. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Clarendon Press, Oxford, 1998.
- [72] C.E. Shannon, *Bell Sys. Tech. J.* **27** (1948) 379.
- [73] R. Nisius, *The Photon Structure from Deep Inelastic Electron-Photon Scattering*, hep-ex/9912049.
- [74] J. M. Butterworth, *Structure of the Photon*, 19th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies Stanford, USA ; 9 - 14 Aug 1999  
Publ. in: Proceedings Int. J. Mod. Phys.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	$\gamma\gamma$ Produktion eines $\mu^+\mu^-$ -Paares. . . . .	3
1.2	Fluktuation eines Photons in ein Vektormeson bzw. in ein $q\bar{q}$ -Paar. . . . .	4
1.3	Zwei-Photon-Wechselwirkung im Quark-Parton-Modell. Die zwei $\gamma q\bar{q}$ -Kopplungen führen zu einer $e_q^4$ -Abhängigkeit im Wirkungsquerschnitt. . . . .	5
1.4	Darstellung einer Zwei-Photon-Wechselwirkung im Vektormeson-Dominanz-Modell. Das Photon niedriger Virtualität erscheint in diesem Beispiel als Vektormeson. Die niedrigere Virtualität mit $P^2$ zu bezeichnen ist dabei reine Konvention. . . . .	5
1.5	Schematische Darstellung einer Zwei-Photon-Reaktion an einem Elektron-Positron-Speicherring. . . . .	6
1.6	Diagramme für den direkten $\gamma\gamma$ -Prozeß(a) sowie für aufgelöste $\gamma\gamma W$ ven (b,c) [4]. . . . .	8
1.7	Ereignisbild eines mit dem ALEPH-Detektor aufgezeichneten einfach-markierten Zwei-Photon-Ereignisses. Im linken Teil des Bildes ist ein Schnitt durch den Detektor gezeigt, wobei rekonstruierte Spuren eingezeichnet sind. Das Elektron, von dem das Sondenphoton abgestrahlt wurde, ist im SICAL-Detektor nachgewiesen worden (siehe rechte Bildhälfte). Der gemessene Wert für $Q^2$ beträgt $18.1 \text{ GeV}^2$ ; die sichtbare invariante Masse ist $W_{\gamma\gamma}=7.1 \text{ GeV}$ . . . . .	11
1.8	Darstellung der Abhängigkeit verschiedener Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie für die Prozesse bei LEP [13]. . . . .	15
1.9	Anstieg der Strukturfunktion des <b>Protons</b> , gemessen von den beiden Experimenten ZEUS (Kreise) und H1 (Dreiecke) [14, 15] bei DESY. Bei E665 handelt es sich um ein Fixed-Target-Experiment am Fermilab, bei dem Muon-Proton-Reaktionen untersucht wurden. Das NMC-Experiment wurde am SPS-Myonstrahl des CERN betrieben. . . . .	16
1.10	Vergleich der $Q^2$ -Entwicklung des zweiten Moments von $F_2^\gamma$ in der QCD (durchgezogene Linie) mit einem Modell, in dem die Kopplungskonstante $\alpha_s$ bei einem Startwert von $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ eingefroren wird (strich-punktierte Linie). . . . .	17
2.1	QPM und VDM Vorhersagen für $F_2^\gamma$ . Die einfache VMD Vorhersage wurde mit Gleichung 2.9, die von TPC/ $2\gamma$ mit Gleichung 2.11 berechnet. Die QPM Vorhersagen wurden mit Gleichung 2.14 für zwei verschiedene Werte von $Q^2$ berechnet. . . . .	23

2.2	GRV-Parametrisierungen für $F_2^{\gamma}$ für 4 Flavours (durchgezogene Linie) und für 3 Flavours (gestrichelte Linie). Die unteren Kurven wurden bei $Q^2 = 13.7 \text{ GeV}^2$ und die oberen Kurven bei $Q^2 = 56.5 \text{ GeV}^2$ berechnet. . . . .	26
2.3	SAS-Parametrisierungen für $F_2^{\gamma}$ für 4 Flavours (durchgezogene Linie) und für 3 Flavours (gestrichelte Linie). Die unteren Kurven wurden bei $Q^2 = 13.7 \text{ GeV}^2$ und die oberen Kurven bei $Q^2 = 56.5 \text{ GeV}^2$ berechnet. . . . .	29
2.4	LAC-Parametrisierungen für $F_2^{\gamma}$ für 4 Flavours (durchgezogene Linie) und für 3 Flavours (gestrichelte Linie). Die unteren Kurven wurden bei $Q^2 = 13.7 \text{ GeV}^2$ und die oberen Kurven bei $Q^2 = 56.5 \text{ GeV}^2$ berechnet. . . . .	30
3.1	Übersicht des LEP-Speicherringes mit seinen Experimenten. . . . .	32
3.2	Übersicht über die Beschleuniger des CERN . . . . .	33
3.3	Ansicht des ALEPH-Detektors. Dargestellt sind: (1) Vakuumrohr, (2) Vertexdetektor (VDET), (3) innere Spurkammer (ITC), (4) Luminositätsmonitore, (5) Zeitprojektionskammer (TPC), (6a) elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL-Barrel), (6b) ECAL-Endkappen, (7) supraleitende Spule, (8a) hadronisches Kalorimeter (HCAL-Barrel), (8b) HCAL-Endkappen, (9) Myonkammern. . . . .	34
3.4	Der Vertexdetektor VDET . . . . .	36
3.5	Darstellung der Drahtanordnung in der ITC. . . . .	36
3.6	Querschnitt der Zeitprojektionskammer (TPC). Die supraleitende Spule, die im Inneren der Kammer für ein homogenes Magnetfeld von 1.5 T sorgt, ist ebenfalls abgebildet. . . . .	37
3.7	Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL). . . . .	39
3.8	Aufbau des hadronischen Kalorimeters (HCAL). . . . .	39
3.9	Schnitt durch den Vorwärtsbereich des ALEPH-Detektors in Strahlrohrnähe. Neben dem Untergrundmonitor SAMBA sind die beiden Luminositätsdetektoren SICAL und LCAL dargestellt. Ebenso eingezeichnet sind die Wolframmaske im Innern des Strahlrohrs, sowie der Schutzschild außerhalb. Die Masken haben den Zweck, den ALEPH-Detektor gegen rückgestreute Synchrotronphotonen zu schützen. Der Akzeptanzbereich des SICAL wird durch diese Apparatur jedoch stark eingeschränkt. . . . .	41
3.10	Schnitt durch einen SICAL-Modul (links) und Darstellung der Segmentaufteilung (rechts). Die Segmentgrößen betragen $11.25^\circ$ im Azimut $\Phi$ sowie 5.225 mm im Radius $r$ . . . . .	42
3.11	Relative Anordnung der vier SAMBA Ebenen auf Seite A und B des ALEPH Detektors. Die Koinzidenzflächen (logische Pads) sind durchnummeriert von 1-8. Die Abkürzungen $J, L, S$ stehen für Jura, LEP, Salève, $u, m, d$ für up, middle und down . . . . .	44
5.1	Streudiagramm für die Energie des Tag-Elektrons im SICAL (links) sowie ein Maß für die Auflösung (rechts). Die Punkte geben jeweils den Mittelwert im betrachteten Bin der wahren Verteilung an, die eingezeichneten Fehler entsprechen der mittleren Streuung in diesem Bin. . . . .	59

5.2	Streudiagramm und mittlere Auflösung des Polarwinkels $\Theta$ des Tag-Elektrons für SICAL-Tag-Ereignisse. . . . .	59
5.3	Virtualität $Q^2$ für SICAL-Tag-Ereignisse. . . . .	60
5.4	Dargestellt sind Streudiagramm und mittlere Auflösung der invarianten hadronischen Masse $W$ . Man erkennt, daß die Werte für die gemessene invariante Masse im Mittel stets kleiner sind, als die zugrundeliegenden wahren Werte. . . . .	60
5.5	Streudiagramm und mittlere Auflösung der Bjorkenvariablen $x$ . Die Tatsache, daß die wahren und gemessenen Werte von $x$ im Mittel wesentlich besser miteinander übereinstimmen, als dies bei der invarianten Masse der Fall ist, liegt an der vergleichsweise guten Messung der Virtualität $Q^2$ . . . . .	61
5.6	Streudiagramm und mittlere Auflösung der im Detektor unterhalb eines Polarwinkels von $17^\circ$ deponierten Energie. . . . .	61
5.7	Dargestellt sind jeweils Streudiagramme der Bjorkenvariablen $x$ (links) sowie die Auflösung (rechts) und zwar in Abhängigkeit der Variablen $E_{17}$ . a) $E_{17} < 50$ MeV, b) $50$ MeV $\leq E_{17} < 5$ GeV c) $5$ GeV $\leq E_{17} < 15$ GeV, d) $E_{17} \geq 15$ GeV. . . . .	62
5.8	Streudiagramm für die Energie des Tag-Elektrons im LCAL (links) sowie deren mittlere Auflösung (rechts). . . . .	63
5.9	Streudiagramm und mittlere Auflösung des Polarwinkels $\Theta$ des Tag-Elektrons für LCAL-Tag-Ereignisse. . . . .	63
5.10	Virtualität $Q^2$ für LCAL-Tag-Ereignisse. . . . .	64
5.11	Streudiagramm und mittlere Auflösung der invarianten hadronischen Masse $W$ in LCAL-Tag-Ereignissen. . . . .	64
5.12	Streudiagramm und mittlere Auflösung der Bjorkenvariablen $x$ . . . . .	65
5.13	Streudiagramm und mittlere Auflösung der im Detektor unterhalb eines Polarwinkels von $17^\circ$ deponierten Energie. . . . .	65
5.14	Dargestellt sind jeweils Streudiagramme der Bjorkenvariablen $x$ (links) sowie die Auflösung (rechts) und zwar in Abhängigkeit der Variablen $E_{17}$ . a) $E_{17} < 50$ MeV, b) $50$ MeV $\leq E_{17} < 5$ GeV c) $5$ GeV $\leq E_{17} < 15$ GeV, d) $E_{17} \geq 15$ GeV. . . . .	66
6.1	Energie des Tag-Elektrons im SICAL, normiert auf die Strahlenergie. . . . .	68
6.2	Polarwinkel der im SICAL nachgewiesenen Elektronen. . . . .	68
6.3	Verteilung des Azimutwinkels der im SICAL nachgewiesenen Elektronen. . . . .	69
6.4	Vergleich der aus Energie und Polarwinkel des Tag-Elektrons im SICAL berechneten Virtualität $Q^2$ mit den Vorhersagen. . . . .	69
6.5	Vergleich der Daten mit den Vorhersagen für die sichtbare invariante Masse des hadronischen Endzustandes für SICAL-Tag Ereignisse. . . . .	70
6.6	Verteilung aller im ALEPH-Detektor nachgewiesenen Objekte im Falle von SICAL-Tag Ereignissen. Das Tag-Elektron selbst wird nicht mitgezählt. . . . .	71



6.7	Verteilung der Anzahl der Spuren von geladenen Teilchen in Ereignissen mit SICAL-Tag. Auch hier werden nur solche Spuren berücksichtigt, die dem hadronischen Endzustand zuzurechnen sind. . . . .	71
6.8	Verteilung des Transversalimpulses der nachgewiesenen geladenen Teilchen in SICAL-Tag Ereignissen. . . . .	72
6.9	Verteilung von $x_{vis}$ für SICAL-Tag Ereignisse. . . . .	72
6.10	Verteilung der unterhalb eines Polarwinkels von $17^\circ$ im Detektor gemessenen Energie für SICAL-Tag Ereignisse. . . . .	73
6.11	Energie des Tag-Elektrons im LCAL, normiert auf die Strahlenergie. . . . .	75
6.12	Polarwinkel der im LCAL nachgewiesenen Tag-Elektronen. . . . .	75
6.13	Verteilung des Azimutwinkels der im LCAL nachgewiesenen Elektronen. Die Einbrüche in der Verteilung bei $\Phi = \frac{1}{2}\pi$ und $\frac{3}{2}\pi$ sind auf Detektoreffekte zurückzuführen (siehe Text). . . . .	76
6.14	Vergleich der aus Energie und Polarwinkel des Tag-Elektrons im LCAL berechneten Virtualität $Q^2$ mit den Vorhersagen. . . . .	76
6.15	Vergleich der Daten mit den Vorhersagen für die sichtbare invariante Masse des hadronischen Endzustandes für LCAL-Tag Ereignisse. . . . .	77
6.16	Verteilung aller im ALEPH-Detektor nachgewiesenen Objekte im Falle von LCAL-Tag Ereignissen. Das Tag-Elektron selbst wird nicht mitgezählt. . . . .	77
6.17	Verteilung der Anzahl der Spuren von geladenen Teilchen in Ereignissen mit LCAL-Tag. Auch hier werden nur solche Spuren berücksichtigt, die dem hadronischen Endzustand zuzurechnen sind. . . . .	78
6.18	Verteilung des Transversalimpulses der nachgewiesenen geladenen Teilchen in LCAL-Tag Ereignissen. . . . .	78
6.19	Verteilung von $x_{vis}$ für LCAL-Tag Ereignisse. . . . .	79
6.20	Verteilung der unterhalb eines Polarwinkels von $17^\circ$ im Detektor gemessenen Energie für LCAL-Tag Ereignisse. . . . .	79
7.1	Beispiel für die Anwendung der Matrixinversion [71]. a) eine hypothetische wahre Verteilung, b) die entsprechenden Erwartungswerte, c) Darstellung der gemessenen Daten und d) Schätzfunktionen, die mit Hilfe der Matrixinversion bestimmt worden sind.	84
7.2	Gezeigt ist das Ergebnis einer eindimensionalen Testentfaltung für SICAL-Tag-Ereignisse. Der Testdatensatz sowie die Antwortmatrix beruhen auf dem HERWIG -Modell mit GRV-Parametrisierung. Im rechten Bild ist die Abweichung zwischen entfalteter und wahrer Verteilung angegeben. . . . .	87
7.3	In diesem Beispiel wird der selbe Testdatensatz wie im vorigen Beispiel entfaltet, jedoch basiert die Antwortmatrix diesmal auf dem HERWIG-Modell mit SaS-Parametrisierung.	87
7.4	Beispiel einer zweidimensionalen Entfaltung für SICAL-Tag-Ereignisse. Sowohl Testdatensatz als auch die Antwortmatrix wurden mit Hilfe von HERWIG-GRV erzeugt. . .	88

7.5	Entfaltung des selben Testdatensatzes wie in Abbildung 7.4, jedoch mit HERWIG-SaS-Matrix. . . . .	88
7.6	Gezeigt ist das Ergebnis einer eindimensionalen Testentfaltung, diesmal im Fall von LCAL-Tag-Ereignissen. Der Testdatensatz sowie die Antwortmatrix beruhen auf dem HERWIG -Modell mit GRV-Parametrisierung. Im rechten Bild ist die Abweichung zwischen entfalteter und wahrer Verteilung angegeben. . . . .	89
7.7	In diesem Beispiel wird der selbe Testdatensatz wie im vorigen Beispiel entfaltet, jedoch basiert die Antwortmatrix diesmal auf dem HERWIG-Modell mit SaS-Parametrisierung.	89
7.8	Beispiel einer zweidimensionalen Entfaltung für LCAL-Tag-Ereignisse. Sowohl Testdatensatz als auch die Antwortmatrix wurden mit Hilfe von HERWIG-GRV erzeugt. . .	90
7.9	Entfaltung des selben Testdatensatzes wie in Abbildung 7.8, jedoch mit HERWIG-SaS-Matrix. . . . .	90
8.1	Ergebnisse der Entfaltung für Ereignisse mit SICAL-Tag. . . . .	92
8.2	Ergebnisse der Entfaltung für Ereignisse mit LCAL-Tag. . . . .	93
8.3	Darstellung von $F_2^Y$ für SICAL-Tag-Ereignisse. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischem und systematischen Fehlern. . . . .	94
8.4	Wie Abbildung 8.3, jedoch mit logarithmischer $x$ -Achsendarstellung. . . . .	95
8.5	Darstellung von $F_2^Y$ für LCAL-Tag-Ereignisse. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischem und systematischen Fehlern. . . . .	96
8.6	Wie Abbildung 8.5, jedoch mit logarithmischer $x$ -Achsendarstellung. . . . .	97
8.7	Vergleich der gemessenen Werte für $F_2^Y$ im unteren $Q^2$ -Bereich mit theoretischen Vorhersagen. . . . .	99
8.8	Vergleich der gemessenen Werte für $F_2^Y$ im oberen $Q^2$ -Bereich mit theoretischen Vorhersagen. . . . .	100
8.9	Wie Abbildung 8.7, jedoch mit logarithmischer $x$ -Achsendarstellung. . . . .	101
8.10	Wie Abbildung 8.8, jedoch mit logarithmischer $x$ - Achsendarstellung. . . . .	102
8.11	Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit (bezeichnet mit <i>ALEPH prl. (13.7)</i> bzw. <i>ALEPH prl. (56.5)</i> ) mit anderen Messungen von $F_2^Y$ bei LEP. Die eingezeichneten Kurven beziehen sich auf die Vorhersagen von GRV bei den in Klammern angegebenen mittleren $Q^2$ -Werten. (Siehe [73] und darin aufgeführte Verweise.) . . . . .	103
8.12	Wie Abbildung 8.11. Zusammenfassung der derzeit verfügbaren Ergebnisse für $F_2^Y$ . [73]	104
8.13	Zusammenfassung bereits veröffentlichter sowie vorläufiger Ergebnisse für die $Q^2$ -Abhängigkeit von $F_2^Y$ in unterschiedlichen $x$ -Bereichen. Die Ergebnisse aus dieser Arbeit sind als volle blaue Dreiecke in der Darstellung eingezeichnet [74]. Die Abkürzung ASYM steht für <i>augmented asymptotic prediction for</i> $F_2^Y$ . Näheres hierzu findet sich in [73]. . . . .	105

# Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenstellung der Formfaktoren für die einzelnen Vektormesonen in Gleichung 2.8 [25]. . . . .	20
5.1	Definition einer “ <i>guten Spur</i> ”. . . . .	53
5.2	Zusammenstellung der Vorselektionskriterien für einfach-markierte Zwei-Photon-Ereignisse. . . . .	53
5.3	Zusammenstellung der Simulationen möglicher Untergrundprozesse. . .	56
5.4	Abgeschätzte Untergrundbeiträge für SICAL-Tag-Ereignisse nach der Vorselektion. . . . .	56
5.5	Abgeschätzte Untergrundbeiträge für LCAL-Tag-Ereignisse nach der Vorselektion. . . . .	57
8.1	Ergebnisse für $F_2^\gamma$ aus SICAL-Tag-Ereignissen. . . . .	93
8.2	Ergebnisse für $F_2^\gamma$ aus LCAL-Tag-Ereignissen. . . . .	94
8.3	Korrelationskoeffizienten der Ergebnisse für $F_2^\gamma$ aus SICAL-Tag-Ereignissen. . . . .	98
8.4	Korrelationskoeffizienten der Ergebnisse für $F_2^\gamma$ aus LCAL-Tag-Ereignissen. . . . .	99