Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts in der Photon-Photon-Streuung mit dem OPAL-Detektor

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i. Br.

vorgelegt von
Frank Wäckerle
geboren am 26. Januar 1969 in Bruchsal

Freiburg, Oktober 1999

Dekan:	Prof. Dr. K. Königsmann
Leiter der Arbeit:	Prof. Dr. K. Runge
Referent:	Prof. Dr. K. Runge
Korreferent:	Prof. Dr. G. Herten

Tag der Verkündung des Prüfungsergebnisses: 23. November 1999

In der Winzigkeit liegen genauso viele bestaunenswerte Wunder wie im Großen. Mit genügend Muße sind sie zu entdecken. Laßt uns auf die Reise gehen, wir wollen sie gemeinsam erkunden.

unbekannter Autor

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Einführung in die Photon-Photon-Physik **3**

2.1 Allgemeine Anmerkungen zur Photon-Photon-Physik 3

2.2 Kinematik 4

2.3 Der Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) 7

2.3.1 Experimentelle Klassifizierung 7

2.3.2 Wirkungsquerschnitte 7

3 Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen **10**

3.1 Theoretische Modellierung des Prozesses ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) 10

3.2 Monte-Carlo-Simulation des Prozesses ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) 14

3.3 Monte-Carlo-Simulation der Untergrundprozesse 15

4 Das Experiment **17**

4.1 Die e^+e^--Beschleunigungsanlage LEP 17

4.2 Der OPAL-Detektor 17

4.2.1 Der Zentraldetektor 21

4.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter 23

4.2.3 Das Hadronkalorimeter 26

4.2.4 Der Myondetektor 27

4.2.5 Der Vorwärtsdetektor 28

4.2.6 Der Silizium-Wolfram-Detektor 29

4.2.7 Der Trigger 29

4.2.8 Detektorsimulation 32

5 Ereignisselektion **34**

5.1 Selektion von Photon-Photon-Ereignissen 34

6 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte **51**

6.1 Rekonstruktion der invarianten Masse 51

6.2 Entfaltung der invarianten Masse 52

6.3 Bestimmung des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ 56

6.4 Fehleranalyse 60

6.4.1 Monte-Carlo-Modelle 60

6.4.2 Diffraktiver und elastischer Anteil 64

6.4.3 Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters 66

6.4.4 Kalorimeter in Vorwärtsrichtung (FD, SW) 71

6.4.5 Trigger-Effizienz von Photon-Photon-Ereignissen 71

6.4.6 Maschinen-Untergrund 74

6.4.7 Untergrund von Prozessen ($e^+e^- \rightarrow X$) 76

6.4.8 Luminosität 76

6.4.9 Geladene Multiplizität 77

6.4.10 Entfaltung 77

6.4.11 Statistische Fehler 79

6.5 Zusammenfassung 80

7 Diskussion der Ergebnisse **84**

7.1 Vergleich mit anderen Experimenten 84

7.2 Vergleich mit theoretischen Erwartungen 85

7.2.1 Regge-Theorie 85

7.2.2 Faktorisierung 88

7.2.3 QCD-Modelle 89

7.2.4 Parameteranpassungen 92

8 Zusammenfassung **99**

A Observablen **103**

A.1 Thrust T 103

A.2 Pseudorapidität η 103

A.2.1 Maximale Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$ 104

B Entfaltungsmethoden **105**
B.1 Entfaltung durch Inversion 107
B.2 Bin-by-Bin Entfaltung 108
B.3 Regularisierte Entfaltung mit GURU 109
B.3.1 Singulärwert-Zerlegung 109
B.3.2 Umformulierung des Problems 111
B.3.3 Regularisierung 112
B.4 Regularisierte Entfaltung mit RUN 116
B.5 Entfaltung nach Bayes' Theorem 117
B.5.1 Bayes' Theorem 117

C Mittelung der Wirkungsquerschnitte **120**

Literaturverzeichnis **124**

Danksagung **130**

Kapitel 1

Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist eine Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ des Prozesses ($\gamma\gamma \to$ Hadronen) als Funktion der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems in einem $W_{\gamma\gamma}$-Bereich, der eine Beobachtung des Anstiegs des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ mit zunehmendem $W_{\gamma\gamma}$ erlaubt und einen qualitativen Vergleich mit dem funktionalen Verhalten anderer hadronischer Wirkungsquerschnitte und Wirkungsquerschnittsmodelle ermöglicht. Dies war bei früheren Experimenten, die nicht am Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN stattfanden, aufgrund der kleineren Strahlenergien nicht möglich.

Das Photon ist im Rahmen des Standardmodells ein elementares Teilchen, dessen Eigenschaften durch Symmetriebetrachtungen innerhalb einer Eichtheorie festgelegt sind und auch experimentell bestätigt wurden. Der abelsche[1] Charakter der Eichsymmetrie der Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung[2] hat zur Folge, daß Photonen nicht direkt an Photonen koppeln, das heißt sie tragen nicht die Ladung, an welche sie koppeln. In der klassischen Elektrodynamik führt dies dazu, daß sich elektromagnetische Felder und Wellen ungestört überlagern können (Superpositionsprinzip).

In der Quantenelektrodynamik ermöglichen jedoch Fluktuationen von Photonen in geladene Fermionpaare den Übergang von einem Photon-Photon-Anfangszustand in einen fermionischen beziehungsweise nach der Fragmentation[3] von Quarks in einen hadronischen Endzustand (siehe Abbildung 3.1).

Obwohl die elementaren Eigenschaften und Wechselwirkungsmöglichkeiten von Photonen bekannt sind, können dennoch nicht alle Wirkungsquerschnitte für Prozesse, in denen Photonen beteiligt sind, theoretisch exakt aus den Parametern des Standardmodells berechnet werden. Dies liegt daran, daß Photonen

[1] Abelsch bezeichnet hier die Eigenschaft, daß die Reihenfolge von Symmetrietransformationen geändert werden kann, ohne daß sich das Ergebnis ändert.

[2] Die Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung wird als Quantenelektrodynamik, abgekürzt QED, bezeichnet.

[3] Die Fragmentation bezeichnet den Übergang von farbigen Quarks beziehungsweise Antiquarks in farblose Hadronen. Dies sind Bindungszustände aus Quarks und Antiquarks.

im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation in Vektormesonen fluktuieren können (siehe hierzu Abschnitt 3.1). Dieser Umstand erschwert die theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$, da auch die Streuung von Vektormesonen in einen beliebigen hadronischen Endzustand berechnet werden muß. Dies ist aufgrund des nicht elementaren zusammengesetzten Bindungszustandes der Vektormesonen aus Quarks q und Antiquarks $\bar{\mathrm{q}}$ schwierig.

Auch Feynman-Diagramme, bei denen die beiden anfänglichen Photonen jeweils in $\mathrm{q\bar{q}}$-Paare fluktuieren, welche dann durch den Austausch von Gluonen miteinander stark wechselwirken, erschweren die Berechnung des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$. Da bei diesen Diagrammen mit höheren Ordnungen in der Kopplungskonstanten α_{s} der starken Wechselwirkung[4] auch Energieskalen berücksichtigt werden müssen, bei denen α_{s} groß wird, ist damit eine störungstheoretische Behandlung des Problems nicht mehr möglich.

Falls die hadronische Komponente des Photons, das heißt die Fluktuationen in Vektormesonen, dominiert, wird deshalb erwartet, daß sich der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in der Photon-Photon-Streuung $\sigma_{\gamma\gamma}$ ähnlich verhält wie andere hadronische Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen. Insbesondere wird dann ein Anwachsen des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ mit zunehmender invarianter Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems erwartet. Verschiedene Modelle sagen aufgrund der zusätzlich vorhandenen mit QED beziehungsweise QCD berechenbaren Beiträge einen steileren Anstieg des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie voraus, als es bei hadronischen Wirkungsquerschnitten in reinen Hadron-Hadron-Streuprozessen der Fall ist.

Im Kapitel 2 wird eine Einführung in die Photon-Photon-Physik (Kinematik, Klassifizierung, Wirkungsquerschnitte) gegeben. Darauf aufbauend werden im Kapitel 3 die Prinzipien der Modellierung von hadronischen Photon-Photon-Wechselwirkungen und die Monte-Carlo-Simulation von hadronischen Photon-Photon- und Untergrundereignissen erläutert. Technische Details des Experiments, welches am OPAL-Detektor, der sich am Elektron-Positron-Speicherring LEP befindet, durchgeführt wurde, werden in Kapitel 4 beschrieben. In Kapitel 5 wird dann das Auswahlverfahren für hadronische Photon-Photon-Ereignisse dargestellt. Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß $(\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mathrm{e^+e^-}\mathrm{Hadronen})$ und des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß $(\gamma\gamma \rightarrow \mathrm{Hadronen})$ als Funktion der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems sowie deren Fehler werden in Kapitel 6 erläutert. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse diskutiert und mit den Ergebnissen anderer Experimente und theoretischer Modelle verglichen. Kapitel 8 faßt die Arbeit zusammen. Im Anhang werden technische Details von verwendeten Observablen, Entfaltungsmethoden und statistischen Analysemethoden beschrieben.

[4]Die Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung wird als Quantenchromodynamik, abgekürzt QCD, bezeichnet.

Kapitel 2

Einführung in die Photon-Photon-Physik

2.1 Allgemeine Anmerkungen zur Photon-Photon-Physik

Die Photon-Photon-Physik in der Elektron-Positron-Streuung beschäftigt sich mit Prozessen, bei denen die einlaufenden Elektronen e^- und Positronen e^+ Photonen abstrahlen, welche weiter zu einem Zustand X reagieren und mit den beim Abstrahlungsprozeß gestreuten e^+e^- den Endzustand bilden.

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-X \tag{2.1}$$

Der Zustand X, der von den abgestrahlten Photonen erzeugt wird, kann ein geladenes Lepton-Antilepton-Paar $\ell^+\ell^-$ oder ein hadronischer Zustand sein. Im ersten Fall ist der Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-\ell^+\ell^-$) in erster Näherung ein rein elektromagnetischer Prozeß und von vierter Ordnung in der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α_{em}. Im zweiten Fall, dem hadronischen Endzustand ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen), zeigt sich neben der elektromagnetischen Natur des Photons auch seine hadronische Natur, die der starken Wechselwirkung unterliegt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird das Augenmerk auf den Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) gerichtet, um dabei die hadronische Struktur der Photonen näher zu untersuchen.

Am Elektron-Positron-Speicherring LEP dominiert bei Elektron-Positron-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ nahe 91 GeV der e^+e^--Annihilationsprozeß (siehe Abbildung 2.1), bei dem sich ein Positron e^+ und ein Elektron e^- über die resonante Erzeugung eines Z^0-Bosons in ein Quark-Antiquark-Paar vernichten, die weiter zu einem hadronischen Endzustand fragmentieren. Da der Wirkungsquerschnitt für die e^+e^--Annihilation σ_{an} abseits der Z^0-Resonanz proportional zum Kehrwert des Quadrates der e^+e^--Schwerpunktsenergie

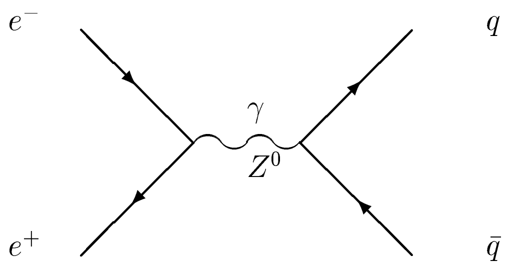

Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm für den e^+e^--Annihilationsprozeß in Quark-Antiquark-Paare.

abfällt ($\sigma_{\mathrm{an}} \sim 1/s_{\mathrm{e^+e^-}}$) [79, Seite 180], können Prozesse mit anderen Energieabhängigkeiten an Bedeutung gewinnen.

Bei e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ oberhalb der Z^0-Resonanz (siehe Abbildung 2.2), ist der Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen), dessen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}$ proportional zu $(\ln(s_{\mathrm{e^+e^-}}/m_{\mathrm{e}}^2))^{2\ddagger}$ mit $s_{\mathrm{e^+e^-}}$ anwächst [79, Seite 180], die Hauptquelle für die Hadronproduktion, selbst wenn die geringere Akzeptanz von hadronischen Photon-Photon-Ereignissen gegenüber hadronischen Annihilationsereignissen aufgrund der im Mittel kleineren Energie des hadronischen Endzustandes und des teilweise großen Boostes [1] des hadronischen Systems in Richtung des Strahlrohrs berücksichtigt wird.

2.2 Kinematik

Die Kinematik des Prozesses

$$e^-{}_{(p_1)}e^+{}_{(p_2)} \to e^-{}_{(p_1')}e^+{}_{(p_2')}\gamma^*{}_{(q_1)}\gamma^*{}_{(q_2)} \to e^-{}_{(p_1')}e^+{}_{(p_2')}\ \mathrm{Hadronen}_{(q_1+q_2)} \tag{2.2}$$

ist bei gegebener e^+e^--Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ durch die Streuwinkel θ_i' ($i = 1,2$) der Elektronen[2] bezogen auf die Strahlrichtung und das negative

$^\ddagger m_{\mathrm{e}}$ bezeichnet die Masse eines Elektrons.

[1] Boost bezeichnet hier die Kollimation von Teilchen, die aus dem Photon-Photon-System stammen, entlang der z-Achse, da der Schwerpunkt des Photon-Photon-Systems gegenüber dem Schwerpunkt des e^+e^--Systems, welcher im Laborsystem ruht, entlang der z-Achse bewegt sein kann (Lorentz-Transformation).

[2] Wird das Teilchen genannt, ist damit auch das dazu gehörige Antiteilchen gemeint.

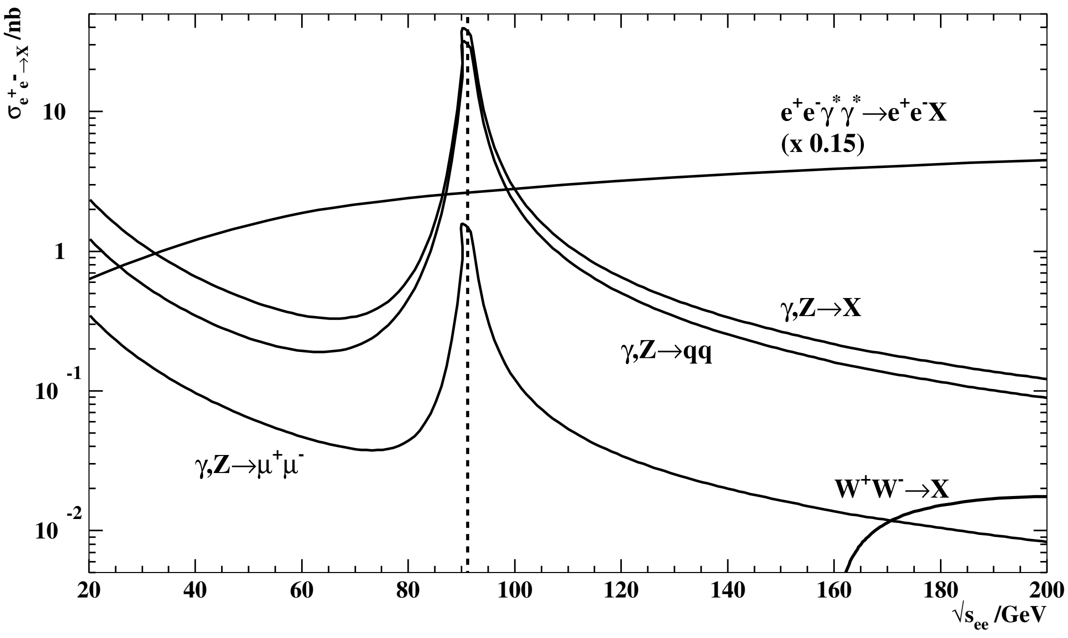

Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse ($e^+e^- \to X$) als Funktion von der e^+e^--Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{e^+e^-}}$. Um der unterschiedlichen Akzeptanz des Detektors für verschiedene Prozesse gerecht zu werden, wurde der Wirkungsquerschnitt für Photon-Photon-Ereignisse, die eine invarinate Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems größer 1 GeV besitzen, mit 0.15 multipliziert, da die Akzeptanz für Photon-Photon-Ereignisse stark mit $W_{\gamma\gamma}$ abnimmt.

Quadrat des Viererimpulsübertrages, Q_i^2, festgelegt [70]. Q_i^2 ist gleich dem negativen Viererimpulsquadrat q_i^2 des Photons γ_i. Q_i^2 ist mit dem Impuls p_i des einlaufenden Elektrons und dem Impuls $p_i^{'}$ des gestreuten Elektrons bzw. dem Streuwinkel $\theta_i^{'}$ sowie der Energie E_i des einlaufenden Elektrons und der Energie $E_i^{'}$ des gestreuten Elektrons in folgender Weise verknüpft:

$$\begin{aligned} Q_i^2 = -q_i^2 = -(p_i - p_i^{'})^2 &= 2E_iE_i^{'}(1 - \sqrt{1-(m_e/E_i)^2}\sqrt{1-(m_e/E_i^{'})^2}\cos\theta_i^{'}) \qquad (2.3) \\ &\approx 2E_iE_i^{'}(1-\cos\theta_i^{'}) \end{aligned}$$

Die Näherung gilt, wenn die Masse m_e eines Elektrons vernachlässigt werden kann, d.h. $m_e \ll E_i, E_i^{'}$. Ist der Wert von Q_i^2 klein ($Q^2 \approx 0$), so wird das Photon als quasi-reell bezeichnet.

Das Quadrat der invarianten Masse des Photon-Photon-Systems, $W_{\gamma\gamma}^2$, ist gleich dem Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes und ergibt sich aus den Viererimpulsen der beiden Photonen,

$$W_{\gamma\gamma}^2 = s_{\gamma\gamma} = (q_1 + q_2)^2. \tag{2.4}$$

Eine grafische Darstellung der in Gleichung 2.2 beschriebenen Reaktion ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-$Hadronen) gibt Abbildung 2.3.

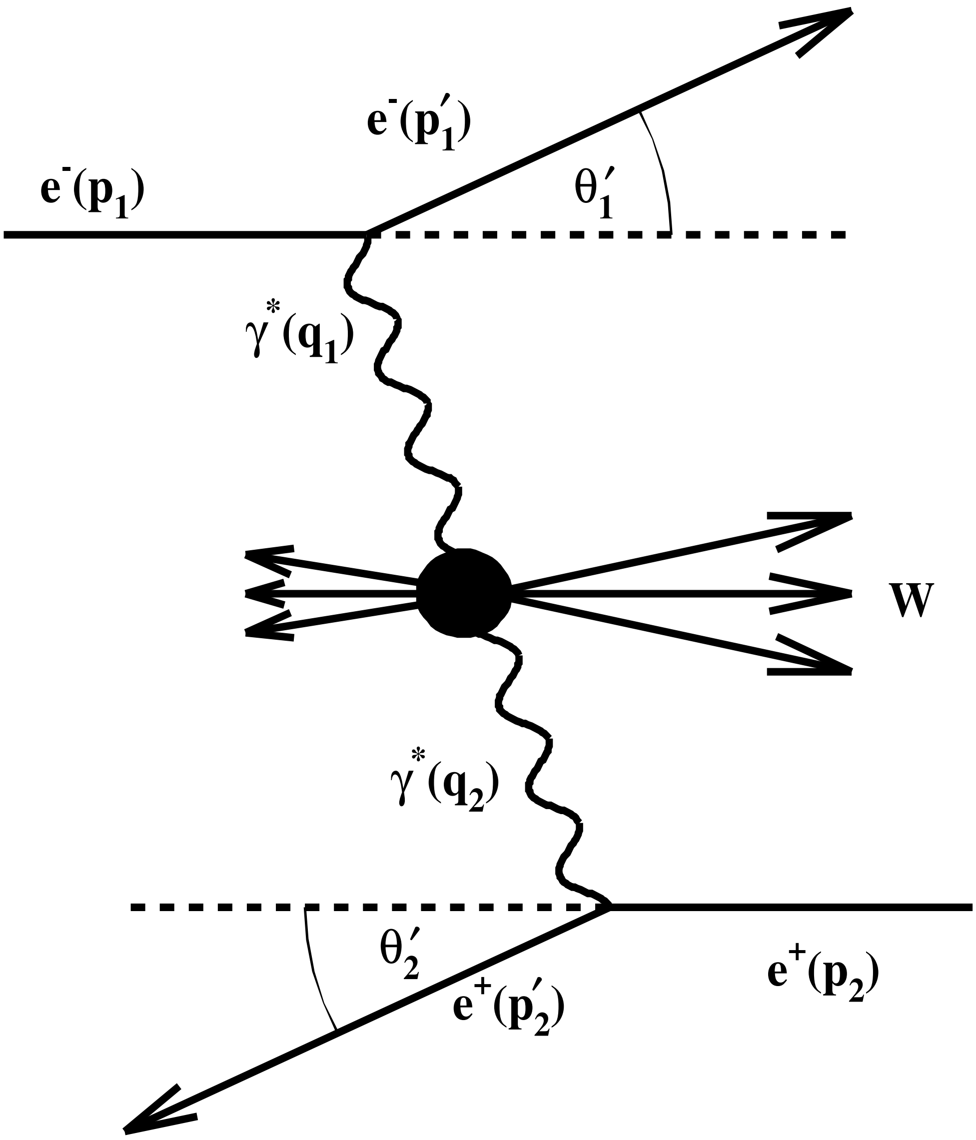

Abbildung 2.3: Schaubild zur Kinematik des Prozesses ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-$Hadronen).

2.3 Der Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen)

2.3.1 Experimentelle Klassifizierung

Der Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) kann nach unterschiedlichen Gesichtspunkten klassifiziert werden. Aus der experimentellen Sichtweise kann unterschieden werden, ob die gestreuten Strahlelektronen im Detektor nachgewiesen werden konnten oder nicht. Wenn die Streuwinkel θ_i' oder die Energie E_i' der gestreuten Elektronen zu klein sind, um im Detektor nachgewiesen werden zu können, wird von „untagged“ Photon-Photon-Ereignissen gesprochen. In diesem Fall sind im allgemeinen auch die Werte der Q_i^2 nach Gleichung 2.3 klein, d.h. die Photonen sind quasi-reell. Es wird dann auch von $\gamma\gamma$-Streuung beziehungsweise $\gamma\gamma$-Ereignissen gesprochen. Kann nur ein gestreutes Strahlelektron nachgewiesen werden, wird von einem „single-tagged“ Photon-Photon-Ereignis gesprochen. In diesem Fall ist ein Photon quasi-reell ($Q^2 \approx 0$) und ein Photon virtuell ($Q^2 > 0$). Es wird dann auch von eγ-Streuung beziehungsweise einem eγ-Ereignis gesprochen. Wenn beide gestreuten Strahlelektronen nachgewiesen werden können, wird das Ereignis ein „double-tagged“ Photon-Photon-Ereignis genannt. Es sind dann beide Photonen virtuell, d.h. $Q^2 > 0$. Der genaue Bereich der Virtualität d.h. der Q^2-Werte bei tagged beziehungsweise untagged Ereignissen hängt in Detail von den experimentellen Nachweisbedingungen (Streuwinkel, Energie) für die gestreuten Elektronen und der Strahlenergie ab (siehe Gleichung 2.3).

Da der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e^+e^-}$ für den Prozeß ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) aufgrund des Spektrums der emittierten Photonen (siehe hierzu Gleichung 2.6) und der Q^2-Abhängigkeit des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ stark mit Q^2 abfällt, sind „tagged“ Photon-Photon-Ereignisse mit großem Q^2 viel seltener als „untagged“ Photon-Photon-Ereignisse mit quasi-reellen Photonen [75].

Weiterhin bestehen im Rahmen der theoretischen Modellierung des Prozesses ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) Möglichkeiten hadronische Photon-Photon-Ereignisse in weitere Klassen zu unterteilen, je nachdem welche Unterprozesse bei dem Übergang des Photon-Photon-Systems in den hadronischen Zustand bei der Monte-Carlo-Simulation beteiligt waren. Darauf wird im Kapitel 3.1 näher eingegangen.

2.3.2 Wirkungsquerschnitte

Im Rahmen der „Equivalent Photon Approximation“ (EPA) ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß ($\gamma\gamma \to$ Hadronen) mit dem direkt meßbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e^+e^-}$ für den Prozeß

($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen) durch folgende Gleichung[3] verknüpft [33],[10, Seite 306-307]:

$$d\sigma_{e^+e^-} = \sigma_{\gamma\gamma}\frac{d^2n_1}{dy_1 dQ_1^2}\frac{d^2n_2}{dy_2 dQ_2^2}dy_1 dQ_1^2 dy_2 dQ_2^2 \tag{2.5}$$

Hierbei bezeichnet $y_i = E_{\gamma i}/E_i$ den Anteil der Strahlenergie, welchen das Photon besitzt und $d^2n_i/dy_i dQ_i^2$ das Spektrum der emittierten Photonen. Das Spektrum kann folgendermaßen ausgedrückt werden [68]:

$$\frac{d^2n}{dy dQ^2} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\left(\frac{1+(1-y)^2}{yQ^2} - \frac{2m_e^2 y}{Q^4}\right) \tag{2.6}$$

Für den Fall, daß die abgestrahlten Photonen quasi-reell sind und die gestreuten Elektronen zu wenig abgelenkt werden, um im Detektor nachgewiesen zu werden, kann Gleichung 2.6 über den nicht meßbaren Q^2-Bereich integriert werden. Dies führt zur Weizsäcker-Williams Näherung [88, 89] für die Photonflußfunktion $f_{\gamma/e}$.

$$\begin{aligned} f_{\gamma/e}(y) &= \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} \frac{d^2n}{dy dQ^2} dQ^2 \\ &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - 2m_e^2 y\left(\frac{1}{Q^2_{min}} - \frac{1}{Q^2_{max}}\right)\right) \end{aligned} \tag{2.7}$$

Die Definition einer differentiellen Luminositätsfunktion $dL_{\gamma\gamma}$

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} = \frac{2\tau}{W_{\gamma\gamma}}\int f_{\gamma/e}(y_1) f_{\gamma/e}(y_2)\delta(y_1y_2 - \tau) dy_1 dy_2 \tag{2.8}$$

mit $\tau = y_1y_2 \approx W^2_{\gamma\gamma}/s_{e^+e^-}$ (unter Vernachlässigung von Q^2), ermöglicht folgende Darstellung der Wirkungsquerschnitte:

$$\frac{d\sigma_{e^+e^-}}{dy_1 dQ_1^2 dy_2 dQ_2^2} = \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dy_1 dQ_1^2 dy_2 dQ_2^2}\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2) \tag{2.9}$$

$$\frac{d\sigma_{e^+e^-}}{dW_{\gamma\gamma}} = \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}}\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2) \tag{2.10}$$

Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt für reelle Photonen ($Q^2 = 0$) läßt sich ermitteln, indem geeignete Formfaktoren $F(Q^2)$, welche die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts beschreiben, benutzt werden,

[3] Für die Betrachtungen in diesem Abschnitt wurde, wie in der Hochenergiephysik üblich, das Plancksche Wirkungsquantum $\hbar$ und die Lichtgeschwindigkeit c gleich 1 gesetzt ($\hbar, c = 1$).

um den mit Gleichung 2.10 bestimmten totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt nach $Q^2 = 0$ zu extrapolieren.

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}, 0, 0) = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2)}{F(Q_1^2)F(Q_2^2)} \tag{2.11}$$

Die oben benutzten Formeln zur Extraktion des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ beruhen auf der EPA und gelten nur für kleine Q^2 ($Q^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2$) [33], das heißt nur für quasi-reelle Photonen. Deshalb wird die Ereignisselektion für die Daten, welche in Abschnitt 5.1 näher beschrieben wird, so gewählt, daß möglichst keine Ereignisse, in denen die Strahlelektronen nachweisbar in den Detektor (siehe Abschnitt 4.2) gestreut werden, selektiert werden. Dieses Auswahlverfahren einer sogenannten „untagged" Ereignismenge garantiert nach Gleichung 2.3 im Mittel kleine Q^2, da hierbei der Streuwinkel $\theta_i^{'}$ oder die Energie des gestreuten Elektrons, $E_i^{'}$, klein sind. Das minimale kinematisch erlaubte negative Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2_{min} ist, wenn keine Nachweisbedingungen an die gestreuten Strahlelektronen gestellt werden, gegeben durch

$$Q^2_{\mathrm{min}} = \frac{m_{\mathrm{e}}^2 y^2}{1-y} \tag{2.12}$$

(siehe [70, Kapitel 2]). Das maximale negative Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2_{max} ergibt sich aus der Forderung, keine Ereignisse mit in den Detektor gestreuten Strahlelektronen zu selektieren und aus den experimentellen Randbedingungen. Für eine Akzeptanzgrenze beziehungsweise einen maximalen Streuwinkel $\theta^{'}_{\mathrm{max}} = 33$ mrad, eine maximalen Energie der gestreuten Strahlelektronen von $E^{'}_{\mathrm{max}} = 30$ GeV und eine Strahlenergie von $E_{\mathrm{beam}} = 86$ GeV ergibt sich mit Gleichung 2.3 ein maximales negatives Quadrat des Viererimpulsübertrages von $Q^2_{\mathrm{max}} = 2.8\ \mathrm{GeV}^2$. Gehen die gestreuten Strahlelektronen mit der ganzen Strahlenergie von $E_{\mathrm{beam}} = 86$ GeV gerade so an der Akzeptanzgrenze vorbei ergibt sich ein maximales negatives Quadrat des Viererimpulsübertrages von $Q^2_{\mathrm{max}} = 8\ \mathrm{GeV}^2$. Die Q^2-Verteilung ist allerdings stark abfallend, so daß das mittlere negative Quadrat des Viererimpulsübertrages $\overline{Q^2}$ viel kleiner als Q^2_{max} ist. Monte-Carlo-Simulationen von $\gamma\gamma$-Ereignissen ergeben:

$$\overline{Q^2} < 0.1\ \mathrm{GeV}^2 \ll Q^2_{\mathrm{max}} \ll W^2_{\gamma\gamma}$$

Der Median der negativen Quadrate der Viererimpulsüberträge beträgt dabei etwa $10^{-4}\ \mathrm{GeV}^2$. Somit ist die Verwendung von Gleichung 2.10 zur Bestimmung des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ gerechtfertigt.

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen

Um die Ausgangssignale des Detektors auswerten, interpretieren und mit theoretischen Voraussagen vergleichen zu können, werden in der Hochenergiephysik üblicherweise sogenannte Monte-Carlo-Generatoren verwendet. Diese simulieren die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse Ereignis für Ereignis. Die relativen Häufigkeiten der simulierten Ereignisse müssen dabei den Verhältnissen ihrer physikalischen Wahrscheinlichkeiten aufzutreten entsprechen. Auch die Reaktionen des Detektors auf die in den einzelnen, simulierten Ereignissen erzeugten Teilchen wird simuliert. Diese Vorgehensweise ist nötig, da es oftmals theoretisch schwierig oder gar unmöglich ist, die gesuchten Verteilungen analytisch in geschlossener Form auszurechnen und anzugeben, geschweige denn das Verhalten des Detektors analytisch zu modellieren. Deshalb wird gerne auf Monte-Carlo-Techniken zurückgegriffen, die die gesuchten Verteilungen erzeugen, indem viele einzelne Ereignisse simuliert und dann statistisch ausgewertet werden.

3.1 Theoretische Modellierung des Prozesses ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-$Hadronen)

Neben der rein elektromagnetischen Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares $q\bar{q}$, die auch als direkte Komponente bezeichnet wird, da die beiden von den Strahlelektronen abgestrahlen Photonen hierbei direkt elektromagnetisch an das $q\bar{q}$-Paar koppeln, gibt es noch weitere Möglichkeiten, wie aus dem Photon-Photon-System Hadronen entstehen können.

So können die Photonen in virtuelle Quark-Antiquark-Paare aufspalten, welche dann duch Gluonenaustausch stark miteinander zu einem hadronischen Endzustand wechselwirken können. Dies wird auch als anomale Komponente bezeichnet.

Weiterhin können Photonen im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation leicht in Vektormesonen (z.B. ρ, ω, ϕ, J/ψ) fluktuieren. Ein Vektormeson ist ein Teilchen, welches aus einem gebundenen Quark-Antiquark-System besteht und die gleichen Spin-, Paritäts- und Ladungskonjugationsquantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ wie ein Photon besitzt. Die mittlere Fluktuationsdauer τ_f kann mit der Unschärferelation abgeschätzt werden[1] [73].

$$\tau_\mathrm{f} \approx \frac{1}{\Delta E}$$

Dabei ist ΔE die Energiedifferenz zwischen einem Vektormeson der Masse m_V, welches den gleichen Implus p_γ wie ein reelles Photon besitzt, und einem reellen Photon mit dem Impuls p_γ beziehungsweise der Energie $E_\gamma = p_\gamma$.

$$\Delta E = \sqrt{m_\mathrm{V}^2 + E_\gamma^2} - E_\gamma$$

Für hochenergetische Photonen mit $E_\gamma \gg m_\mathrm{V}$ gilt im Falle reeller Photonen ($Q^2 = 0$):

$$\tau_\mathrm{f} \approx \frac{2E_\gamma}{m_\mathrm{V}^2}$$

Für den Fall $Q^2 \neq 0$ ergibt sich:

$$\tau_\mathrm{f} \approx \frac{2E_\gamma}{m_\mathrm{V}^2 + Q^2}$$

Wenn die mittlere Fluktuationsdauer τ_f eines Photons in Vektormesonen groß ist im Vergleich zur typischen hadronischen Wechselwirkungszeit τ_int, welche ungefähr gleich dem Protonradius r_p ist, erwartet man, daß die Photon-Photon-Streuung ähnliche Eigenschaften wie Hadron-Hadron-Streuung aufweist. Die virtuellen Vektormesonen können dann als ganzes elastisch streuen, diffraktiv streuen, d.h. nur leicht angeregt werden, oder durch die starke Wechselwirkung in einen anderen hadronischen Zustand übergehen. Dieses Verhalten läuft unter dem Namen Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD).

Je nachdem wie sich die beiden abgstrahlten Photonen verhalten können sich folgende Wechselwirkungsmöglichkeiten ergeben:

- direkt $\times$ direkt
  Beide Photonen koppeln direkt an ein Quark-Antiquark-Paar ($\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$).
- direkt $\times$ VMD
  Ein Photon wechselwirkt punktförmig, das andere fluktuiert in ein Vektormeson.

[1] Für die Betrachtungen in diesem Abschnitt wurde, wie in der Hochenergiephysik üblich, das Plancksche Wirkungsquantum $\hbar$ und die Lichtgeschwindigkeit c gleich 1 gesetzt ($\hbar, c = 1$).

- direkt $\times$ anomal
  Ein Photon wechselwirkt punktförmig, das andere fluktuiert in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar, von dem wiederum ein Parton an der Wechselwirkung teilnimmt.
- VMD $\times$ VMD
  Beide Photonen fluktuieren in Vektormesonen und wechselwirken stark.
- anomal $\times$ anomal
  Beide Photonen fluktuieren in virtuelle Quark-Antiquark-Paare, aus denen dann je ein Parton durch Gluonaustausch stark wechselwirkt.
- VMD $\times$ anomal
  Ein Photon fluktuiert in ein Vektormeson, das andere in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar, von dem ein Parton an der Wechselwirkung teilnimmt.

Diese sechs Wechselwirkungsmöglichkeiten werden wiederum in drei Ereignisklassen zusammengefaßt, die als direkt, einfach aufgelöst und doppelt aufgelöst bezeichnet werden (siehe hierzu auch Abbildung 3.1).

- direkt
  - direkt $\times$ direkt
- einfach aufgelöst
  - direkt $\times$ VMD
  - direkt $\times$ anomal
- doppelt aufgelöst
  - VMD $\times$ VMD
  - anomal $\times$ anomal
  - VMD $\times$ anomal

Ein Grund für diese Einteilung liegt darin begründet, daß für die verschiedenen Klassen (direkt, anomal, VMD) unterschiedliche theoretische Ansätze und Rechentechniken vorhanden sind, um die Übergangswahrscheinlichkeit des Photon-Photon-Systems in den hadronischen Endzustand zu berechnen. Die direkte Komponente, d.h. die Kopplung der zwei Photonen an ein Quark-Antiquark-Paar, ist ein elektromagnetischer Prozeß und läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik gut störungstheoretisch berechnen. Falls die Photonen in virtuelle $q\bar{q}$-Paare aufspalten, welche durch Gluonenaustausch miteinander stark wechselwirken (anomale Komponente), kann dies unter Hinzunahme der Quantenchromodynamik ebenfalls noch störungstheoretisch behandelt werden. Dies ist möglich, wenn der Transversalimpuls der Quarks

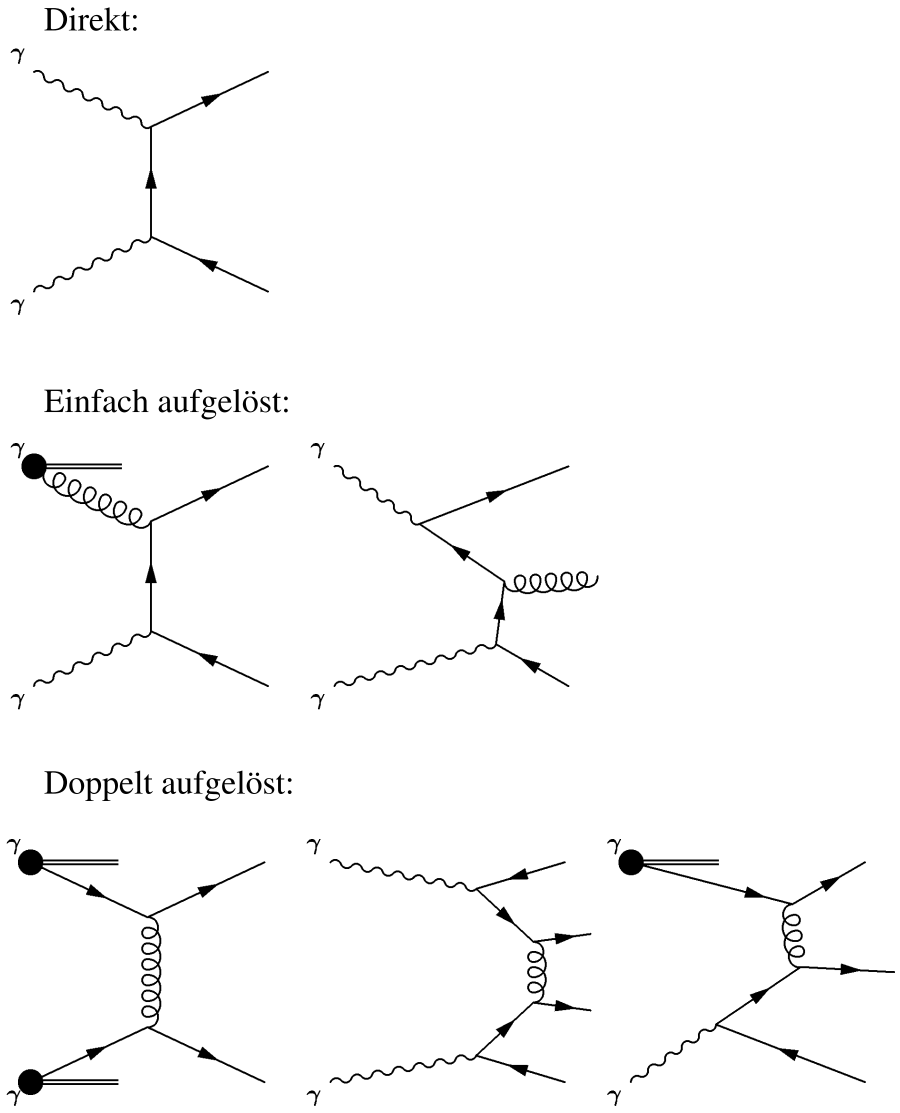

Abbildung 3.1: Die sechs Wechselwirkungsarten in PYTHIA und ihre Einteilung in drei Ereignisklassen.

beziehungsweise Antiquarks, der als Energieskala der starken Wechselwirkung verwendet wird, groß genug und damit α_s klein genug ist um perturbativ[2] rechnen zu können. Die VMD Komponente kann allerdings nicht mehr direkt störungstheoretisch behandelt werden. Vielmehr werden Photonstrukturfunktionen eingeführt, welche die Verteilung der Partonen im Photon beschreiben. Dann werden die Streuprozesse dieser Partonen berechnet und durch die Strukturfunktionen gewichtet. Diese Photonstrukturfunktionen müssen zunächst experimentell bestimmt werden.

[2]perturbativ = störungsteoretisch

Monte-Carlo-Generatoren zur Erzeugung von Photon-Photon-Ereignissen versuchen nun diese verschiedenen Beiträge in konsistenter Weise zu beschreiben.

3.2 Monte-Carlo-Simulation des Prozesses ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-$Hadronen)

Die Erzeugung einzelner Photon-Photon-Ereignisse läßt sich somit folgendermaßen untergliedern:

1. Zunächst wird die Abstrahlung der Photonen von den Strahlelektronen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$), entsprechend dem durch die EPA gegebenen Photonfluß $f_{\gamma/e}$ (siehe Gleichung 2.7) simuliert.
2. $\gamma^*\gamma^* \rightarrow$ Partonen
3. Fragmentation, d.h. Übergang von farbigen Partonen in farbneutrale Hadronen.
4. Zerfälle von instabilen Teilchen

Für die Analyse wurden als Signal-Monte-Carlo-Generatoren PHOJET (Version 1.05c) [48, 49] und PYTHIA (Version 5.722) [84, 85] verwendet. Beide Monte-Carlo-Generatoren simulieren Prozesse nur in führender Ordnung Störungstheorie.

PHOJET basiert auf dem Hadron-Hadron-Ereignisgenerator DTUJET [14, 15], und bietet eine umfangreiche Beschreibung von Hadron-Hadron-, Photon-Hadron- und Photon-Photon-Wechselwirkungen. PHOJET erreicht dies neben einer exakten Beschreibung von QCD Prozessen in führender Ordnung Störungstheorie durch die Verwendung des „two-component Dual Parton Model“ [62, 58, 36]. In aufgelösten Photon-Photon-Wechselwirkungen wird bei kleinen Transversalimpulsen im Bezug auf die Richtung der einlaufenden Photonen im $\gamma\gamma$-Schwerpunktsystem die starke Wechselwirkung der Partonen durch den Austausch von sogenannten Pomeronen und Reggeonen beschrieben (siehe hierzu Abschnitt 7.2.1). Sowohl Pomeron als auch Reggeon lassen sich als ein virtueller Zwischenzustand vieler Teilchen, hauptsächlich niederenergetischer Gluonen, mit definierten Quantenzahlen auffassen. Diese Art der Wechselwirkung wird als „weich“ bezeichnet. Sind die Transversalimpulse groß genug, das bedeutet die starke Kopplungskonstante α_s ist klein genug, so können die Prozesse dagegen mit perturbativer QCD beschrieben werden. Ist dies der Fall, dann wird der Prozeß „hart“ genannt. Durch geeignete Anpassung der freien Parameter der weichen Prozesse, das heißt der Stärke und der Energieabhängigkeiten dieser Kopplungen, wird erreicht, daß die Summe der Wirkungsquerschnitte aus weichen und harten Prozessen möglichst unabhängig von der genauen Wahl der Größe des Abschneideparameters für die

Unterscheidung zwischen weichen und harten Prozessen wird. In PHOJET wird für die Photonstrukturfunktion die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt (GRV) [55, 56] verwendet.

Auch PYTHIA stützt sich auf QCD-Störungsrechnung in führender Ordnung und benutzt die in Abschnitt 3.1 aufgezeigte Einteilung der Prozesse. Der erste Schritt für die Modellierung von Photon-Photon-Ereignissen, das heißt die Abstrahlung der Photonen von den Strahlelektronen entsprechend der EPA in Gleichung 2.5 beziehungsweise der Photonflußfunktion $f_{\gamma/e}$ in Gleichung 2.7, ist in der vorliegenden Version noch nicht in PYTHIA implementiert und muß durch weitere Programme vorgegeben werden.

Als Photonstrukturfunktion wird standardmäßig eine Parametrisierung von Schuler und Sjöstrand (SaS-1D) [82] verwendet.

Wahlweise können sowohl in PHOJET als auch in PYTHIA andere Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion verwendet werden. Die Fragmentation und Zerfallskaskade wird bei beiden Monte-Carlo-Generatoren mit dem Programm JETSET (Version 7.408) [85, 84] durchgeführt. Dabei wird das Modell der Stringfragmentation [16, 85, 84, 57] angewendet.

Für die Erzeugung der Signal-Photon-Photon-Ereignisse mit den oben genannten Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde aus folgenden Gründen ein Q^2-Schnitt von $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV und $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV und von $Q^2 < 4.5$ GeV^2 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV angewendet.

- Die Gleichungen 2.7 bis 2.11 gelten nur für $Q^2 \ll W^2$.
- Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}$ für den Prozeß ($\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$Hadronen) fällt stark mit Q^2 ab [75] (siehe hierzu auch Gleichung 2.6).
- Aus technischen Gründen der Monte-Carlo-Generatoren ist es nicht möglich Photon-Photon-Ereignisse mit kontinuierlicher Q^2-Verteilung von 0 bis $W^2_{\gamma\gamma} \leq s_{\mathrm{e^+e^-}}$ in einem Arbeitsschritt zu erzeugen.

3.3 Monte-Carlo-Simulation der Untergrundprozesse

Auch mögliche Untergrundprozesse, die ähnliche Signaturen in Detektor hinterlassen können wie Photon-Photon-Ereignisse und somit durch die in Abschnitt 5.1 aufgeführten Selektionsschnitte zur Auswahl eines mit Photon-Photon-Ereignissen angereicherten Datensatzes teilweise mit selektiert werden können, müssen mit Monte-Carlo-Programmen simuliert werden, um den Grad dieser „Verunreinigungen“ abschätzen zu können.

Folgende physikalischen Prozesse wurden als mögliche Untergrundprozesse betrachtet und mit den unten genannten Monte-Carlo-Programmen simuliert:

Multihadronische e^+e^--Annihilationsereignisse $e^+e^- \to (\gamma/Z^0)^* \to q\bar{q}(\gamma)$ wurden mit dem Programm PYTHIA [85, 84] Version 5.721 für $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 161$ GeV und Version 5.722 für $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 172$ GeV and 183 GeV erzeugt. Für die Prozesse $e^+e^- \to (\gamma/Z^0)^* \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ und $e^+e^- \to (\gamma/Z^0)^* \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ wurde KORALZ 4.02 [64, 65] verwendet. Die leptonischen Photon-Photon Prozesse $e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$, $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ und $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ wurden mit dem Generator Vermaseren [87] simuliert. $e\gamma^*$-Ereignisse, d.h. Photon-Photon-Ereignisse bei denen der Impulsübertrag Q^2 auf die Photonen groß ist und die Photonen daher nicht mehr als quasi-reell angenommen werden können, wurden standardmäßig als Untergrund betrachtet. $e\gamma^*$-Ereignisse mit $Q^2 \geq 1\,\mathrm{GeV}^2$ bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 161$ GeV und $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 172$ GeV wurden mit HERWIG [1] Version 5.8d und mit $Q^2 > 4.5\,\mathrm{GeV}^2$ bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183$ GeV mit HERWIG Version 5.9 generiert. Bhabha-Streuung $e^+e^- \to e^+e^-$ wurde mit dem Programm BHWIDE [66] und $e^+e^- \to e^+e^-\gamma(\gamma)$ Ereignisse mit dem Generator TEEGG [69] simuliert. Multi-Photon-Ereignisse $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ wurden mit RADCOR [19] erzeugt. Der verbleibende Untergrund mit vier Fermionen im Endzustand wurde mit FERMISV [60] und GRC4F [53] simuliert.

Kapitel 4

Das Experiment

4.1 Die e^+e^--Beschleunigungsanlage LEP

Um die Vereinheitlichung der Wechselwirkungen voranzutreiben und verschiedene Theorien überprüfen zu können, müssen immer präzisere Messungen gemacht beziehungsweise in Elementarteilchenreaktionen zu höheren Energien gegangen werden, damit Unterschiede zwischen den Theorien erkennbar werden und eventuell neue physikalische Phänomene beobachtet werden können. Die geforderten Energiebereiche werden mit Hilfe von Beschleunigern, in denen elektrisch geladene Teilchen durch elektromagnetische Felder auf hohe Energien beschleunigt und dann zur Kollision gebracht werden, erzielt. Am Forschungszentrum **CERN**[1] in der Nähe von Genf befinden sich einige solcher Beschleuniger, die teilweise miteinander verbunden sind, darunter auch der Elektron-Positron-Speicherring **LEP**[2] (siehe Abbildung 4.1). In ihm werden Elektronen und Positronen in einem 27 km langen kreisförmigen, evakuierten Rohr, welches unterirdisch schräg zwischen dem Jura und dem Genfer See verläuft, in entgegengesetzter Umlaufrichtung beschleunigt und in vier symmetrisch angeordneten Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Dabei werden e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ bis zu 200 GeV erreicht. Die Elektronen und Positronen sind dabei zu Teilchenbündeln von jeweils mehr als 10^{11} Teilchen zusammengefaßt.

4.2 Der OPAL-Detektor

Um die Reaktionsprodukte beobachten zu können, befinden sich um die Wechselwirkungszonen große modular aufgebaute Detektoren. Einer von ihnen ist der **OPAL**[3]-Detektor [74, 12, 4, 9, 8, 21], welcher sich in einer großen Kaverne

[1] Abkürzung für **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire
[2] Abkürzung für **L**arge **E**lectron **P**ositron collider
[3] Abkürzung für **O**mni **P**urpose **A**peratus at **LEP**

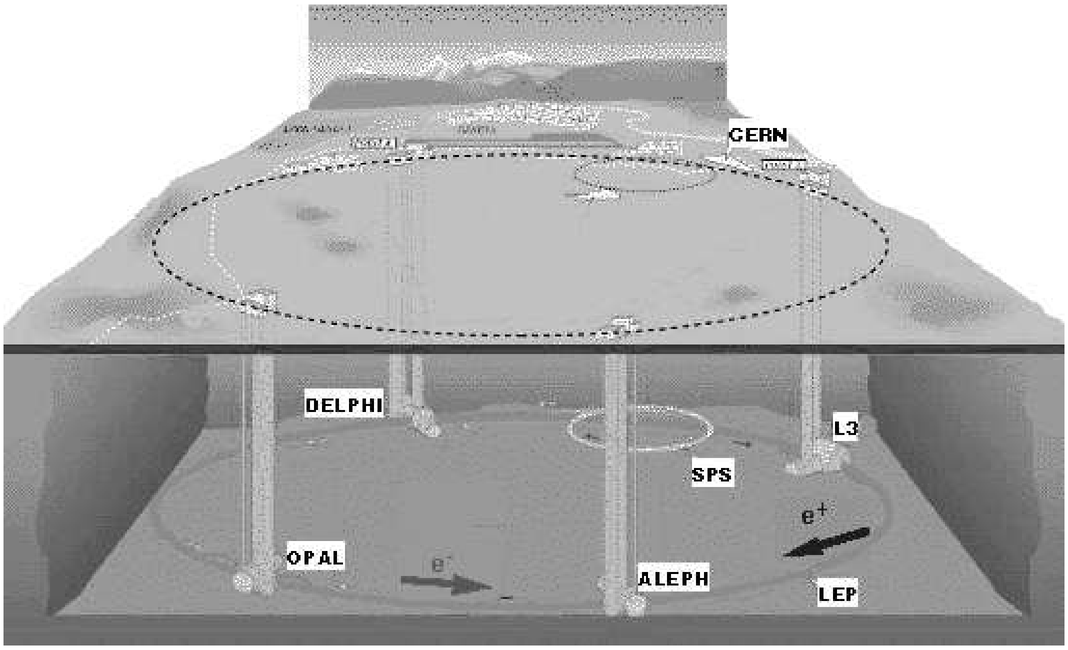

Abbildung 4.1: Schematischer Überblick über die Beschleuniger am CERN.

etwa 100 m unter der Erdoberfläche befindet. Dort umschließt er einen Teil des LEP-Strahlrohrs, in dem die umlaufenden Teilchenbündel aus Elektronen beziehungsweise Positronen stark fokussiert zur Kollision gebracht werden. Der OPAL-Detektor ist eine aus vielen Einzelkomponenten zusammengesetzte Meßapparatur zum Nachweis der Reaktionsprodukte. Er wurde als Mehrzweckdetektor konzipiert, um alle bei e^+e^--Kollisionen auftretenden Wechselwirkungsarten und Ereignistopologien mit hoher Akzeptanz über nahezu den gesamten Raumwinkel von 4π nachzuweisen. Die Hauptaufgaben des Detektors sind:

- Der Nachweis von geladenen Teilchen im zentralen Bereich des Detektors innerhalb des Feldes einer Magnetspule durch die Messung der Flugrichtung und des Impulses sowie die Identifizierung der Teilchen durch die Messung des spezifischen Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$; ferner der Nachweis von primären und sekundären Vertizes im bzw. in der Nähe des Wechselwirkungspunktes.
- Die Identifizierung von Photonen und Elektronen in einer Vielteilchenumgebung sowie die Messung ihrer Energie.
- Die Messung der hadronischen Energie durch deren vollständige Absorption unter Verwendung der Magnetfeldrückführung.
- Die Identifizierung von Myonen durch Messung ihrer Flugrichtung hinter dem hadronischen Absorber.

- Die Messung der absoluten Luminosität der LEP-Elektron-Positron-Strahlen durch die Beobachtung von Bhabha-Streuung unter kleinem Winkel.

Abbildung 4.2 zeigt eine Gesamtübersicht des OPAL-Detektors; ein Quer- und ein Längsschnitt durch einen Quadranten ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Das OPAL-Koordinatensystem ist wie folgt definiert:
Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im nominellen e^+e^--Kollisionspunkt. Die x-Achse ist horizontal und zeigt in Richtung des Mittelpunktes von LEP. Die y-Achse zeigt vertikal nach oben und die z-Achse zeigt in Richtung des Elektronenstrahls. Der Polarwinkel θ wird von der z-Achse aus um die x-Achse gemessen und der Azimutwinkel von der x-Achse um die z-Achse zur y-Achse.

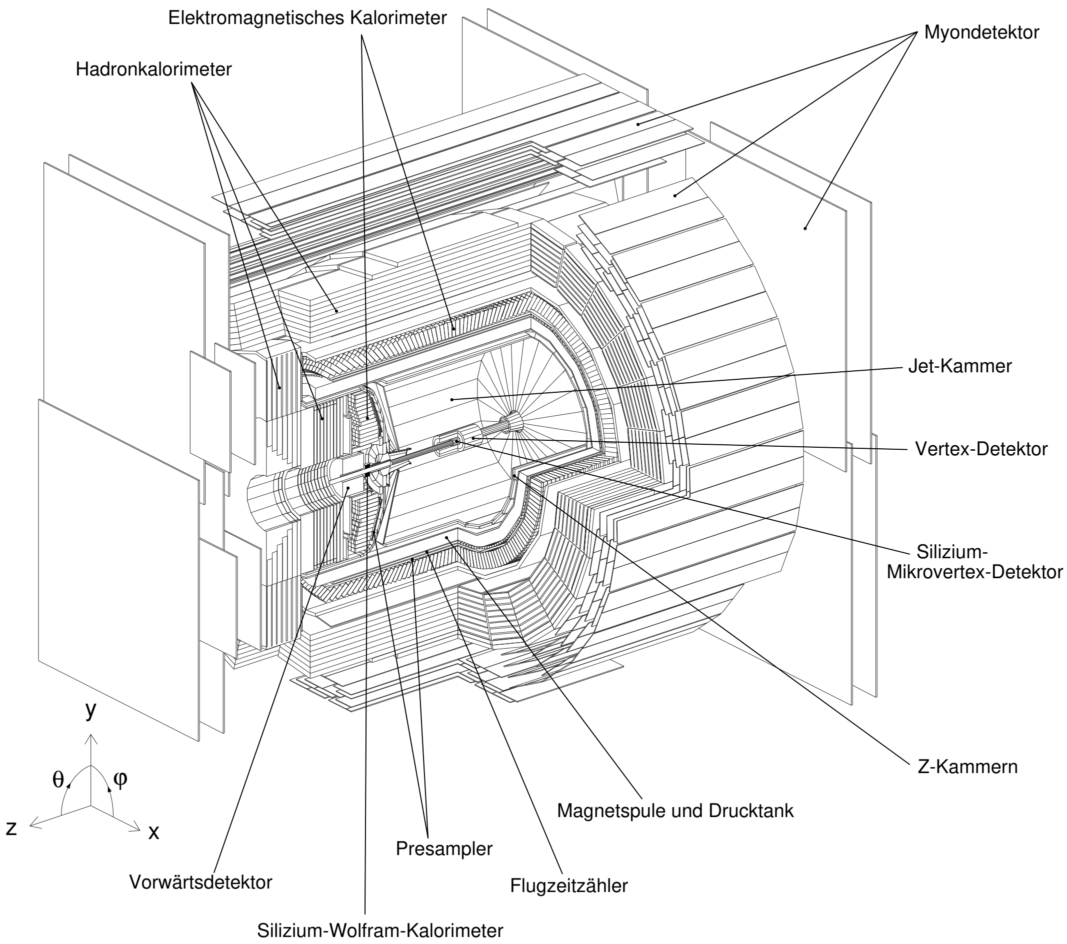

Abbildung 4.2: Die Komponenten des OPAL-Detektors.

Im folgenden werden kurz die verschiedenen Komponenten des Detektors unter besonderer Berücksichtigung der Komponenten, die in der Analyse verwendet werden, beschrieben.

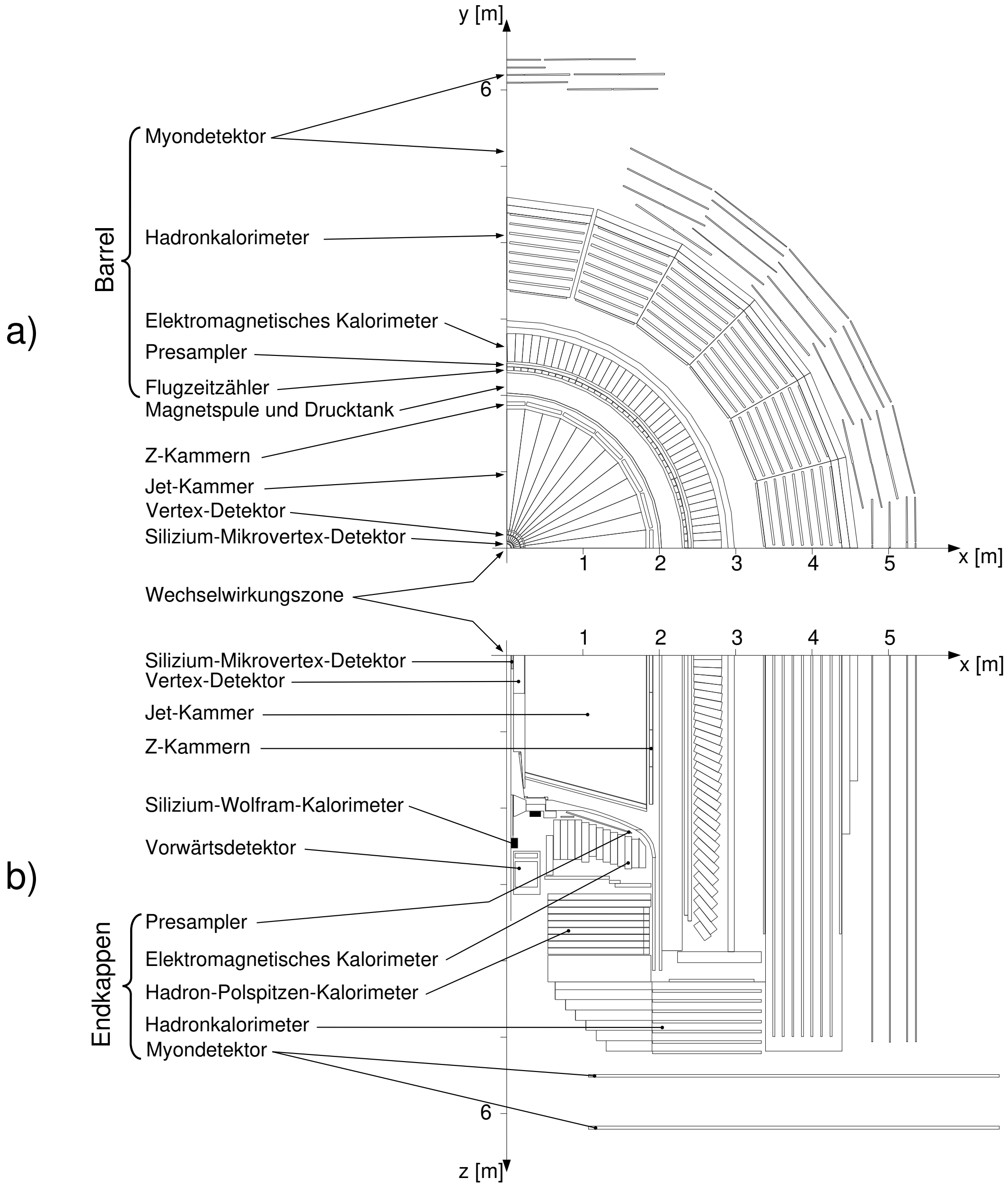

Abbildung 4.3: Quer- **(a)** und Längsschnitt **(b)** durch einen Quadranten des OPAL-Detektors.

4.2.1 Der Zentraldetektor

Im Innersten des Detektors befindet sich der Zentraldetektor bestehend aus dem Silizium-Mikrovertex-Detektor und drei Driftkammern: der Vertex-Kammer, der zentralen Jet-Kammer und den Z-Kammern. Die drei Driftkammern befinden sich in einem Tank mit einen Gasgemisch aus 88.2% Argon, 9.8% Methan und 2.0% Isobutan unter dem Druck von 4 bar. Sie sind umgeben von einem zylindrischen Solenoid, der in seinem Zentrum ein homogenes Magnetfeld der Stärke 0.435 T erzeugt.

Dem e^+e^--Kollisionspunkt am nächsten befindet sich das Strahlrohr mit einem Radius von 7.8 cm. Es bildet den inneren Teil des Drucktanks und besteht aus 0.13 cm dickem Karbonfasermaterial mit einem inneren Belag von 100 μm dickem Aluminium.

Der Silizium-Mikrovertex-Detektor (SI)

Im Jahre 1991 wurde bei dem Einbau des Silizium-Mikrovertex-Detektors ein zweites Strahlrohr mit dem Radius von 5.35 cm bestehend aus 0.11 cm dickem Beryllium hinzugefügt. Der Silizium-Mikrovertex-Detektor ist zwischen den beiden Strahlrohren angebracht. Er besteht aus zwei Zylindern mit tangential dazu angebrachten Silizium-Streifen-Detektoren, bei den Radien 6.1 cm und 7.5 cm [4]. Seit der zweiten Ausbaustufe im Jahre 1993 kann nicht nur die Position des Durchgangs eines geladenen Teilchens in der $r\phi$-Ebene sondern auch dessen z-Koordinate gemessen werden. Die intrinsische Ortsauflösung ist besser als 6 μm.

Der Vertex-Detektor (CV)

Der Vertex-Detektor ist eine zylindrische Driftkammer mit einem inneren Radius von 8.5 cm, einem äußeren Radius von 23.5 cm und einer Länge von 100 cm. Sie besteht aus zwei Lagen mit je 36 Sektoren. Die innere Lage enthält die Axial-Sektoren mit je einer Ebene Signaldrähte, die parallel zur Strahlrichtung gespannt sind. Die äußere Lage enthält die Stereo-Sektoren mit je einer Ebene von Signaldrähten, die um 4° zueinander versetzt sind. Die Axial-Sektoren bedecken etwa 92% des Raumwinkels, die Stereo-Sektoren etwa 95%.

Die $r\phi$-Position wird in den Axial-Sektoren über die Messung der Driftzeit der freigesetzten Elektronen zu den Signaldrähten auf 55 μm genau bestimmt. Die z-Messung erfolgt über die Bestimmung der Zeitdifferenz, die zwischen zwei Signalen an den beiden Enden der Signaldrähte besteht, und hat eine Genauigkeit von etwa 4 cm. Durch Kombination der Driftzeitmessung an den Axial- und Stereo-Sektoren läßt sich ein mittlerer Fehler in der z-Messung von etwa 700 μm erreichen.

Die Jet-Kammer (CJ)

Die Jet-Kammer ist der wichtigste Spurdetektor des OPAL-Detektors. Sie hat eine zylindrische Geometrie mit einem inneren Radius von 24.5 cm, einem äußeren Radius von 184.5 cm und nach innen konisch zulaufenden Endplatten, die beim äußeren Radius einen Abstand von 405 cm zueinander haben. Die Jet-Kammer besteht aus 24 identischen Sektoren, die je eine Ebene mit 159 parallel zur Strahlachse gespannten Zähldrähten enthalten. Der Abstand zweier benachbarter, durch je einen feldformenden Potentialdraht getrennter Zähldrähte (Anoden) beträgt 10 mm. Die einzelnen Sektoren sind voneinander durch Kathodendrahtebenen getrennt. Jede dieser Ebenen besteht aus 475 Drähten mit einem Abstand von je 3.36 mm. Der maximale Abstand zwischen Anoden- und Kathodendrahtebene, das heißt die maximale Driftstrecke, variiert zwischen 33.6 mm am inneren Radius und 241.5 mm am äußeren Radius. Etwa 73% des Raumwinkels werden mit 159 Zähldrähten überdeckt, 98% haben mindestens 8 Drähte.

Zwischen den beiden konischen Aluminiumendplatten der Jet-Kammer sind insgesamt 3816 auslesbare Anodendrähte gespannt. Aufgrund der konischen Form der Endplatten variiert die Drahtlänge von 4 m für die äußeren Drähte bis 3.2 m für die inneren Drähte.

Die Koordinate eines Treffers in der $r\phi$-Ebene wird aus der Position des Signaldrahtes und der Driftzeit bestimmt. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung berechnet. Die Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt etwa 135 μm bei einer mittleren Driftstrecke von 7 cm. In der z-Ebene ist die Auflösung mit 4.5 cm für Spuren in ($Z^0 \to \mu^+\mu^-$) Ereignissen und 6 cm in hadronischen Z^0-Ereignissen weitaus niedriger.

Die Signale der Zähldrähte werden, außer zur Ortsbestimmung, auch noch zur Messung des spezifischen Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eines geladenen Teilchens benutzt. Dies wird durch die große Anzahl der Meßwerte pro Spur möglich. In Abbildung 4.4 (aus [32, 59]) ist der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wert gegen den Impuls p aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven zeigen die theoretischen Erwartungen für die verschiedenen Teilchen. In den Überschneidungsbereichen der Kurven ist durch die Messung des Impulses und des spezifischen Energieverlustes keine eindeutige Zuordnung der Spuren zu einer bestimmten Teilchenart mehr möglich. In den anderen Bereichen dagegen wird in den meisten Fällen die richtige Zuordnung erreicht. Die Häufung der Einträge bei $p \approx 45$ GeV/c sind die Meßwerte für $\mu^+\mu^-$-Paare von der Reaktion ($Z^0 \to \mu^+\mu^-$). Für Spuren mit mindestens 159 Einzelmessungen beträgt die Auflösung des spezifischen Energieverlusts $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)/(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ für $\mu^+\mu^-$-Paare annähernd 3.0%. Für minimal ionisierende Pionen mit einem Impuls zwischen 0.4 GeV/c und 0.8 GeV/c in multihadronischen Ereignissen beträgt sie 3.3% [32, 59]. In Abbildung 4.5 (aus [32, 59]) ist das Separationsvermögen

$$\frac{|\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{a}} - \mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{b}}|}{\sqrt{\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{a}})^2 + \sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{b}})^2}}$$

für Spuren in multihadronischen Ereignissen gezeigt. Das Separationsvermögen ist ein Maß dafür wie gut zwei Teilchenarten a und b unter realistischen Bedingungen unterschieden werden können. In multihadronischen Ereignissen sind im Vergleich zu isolierten Spuren weniger dE/dx-Treffer pro Spur vorhanden. Zusätzlich ist die dE/dx-Auflösung durch die vielen Spuren in der Jet-Kammer reduziert. Nur Spuren mit mindestens 40 dE/dx-Treffer sind berücksichtigt worden.

Die Z-Kammern (CZ)

Die Z-Kammern ermöglichen eine präzise Vermessung der z-Koordinate der Spuren, welche die Jetkammer verlassen. Sie bilden eine Lage aus 24 Driftkammern, in der die Zähldrähte radial angeordnet sind, so daß die Auflösung in z-Richtung besonders gut ist. Die Z-Kammern haben eine Länge von 400 cm und bedecken in θ den Bereich $|\cos\theta| < 0.72$. Im Azimutwinkel ϕ bestehen Lücken, wodurch nur 84% des Winkels überdeckt werden. Zusammen entspricht dies etwa 67% des Raumwinkels. Die $r\phi$-Koordinaten werden mittels Ladungsteilung mit einer Genauigkeit von 15 mm bestimmt. In z-Richtung wird die Driftzeit verwendet, so daß eine Auflösung von 100-350 μm, abhängig von der Driftzeit und der geometrischen Kammerposition, erreicht wird.

Die kombinierte Auflösung des Transversalimpuls p_{xy} senkrecht zur Strahlachse des Zentraldetektors beträgt

$$\sigma_{p_{xy}}/p_{xy} = \sqrt{0.02^2 + (0.0015 \cdot p_{xy}\, c/\mathrm{GeV})^2}.$$

4.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) stellt für Elektronen und Photonen ein vollständig absorbierendes Kalorimeter dar und ist zwischen der Magnetspule und dem Hadronkalorimeter angebracht. Das ECAL identifiziert Elektronen und Photonen mit einer Energie von wenigen MeV bis 100 GeV und ermöglicht die Trennung von Photonen und neutralen Pionen sowie von Elektronen und Hadronen. Drei einander überlappende Teile des Kalorimeters, der elektromagnetische Zylindermantel („Barrel“), die beiden Endkappen und die Bleiglas-Detektoren im Vorwärts-Detektor bedecken etwa 99% des Raumwinkels. Zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem elektromagnetischen Kalorimeter befinden sich die Magnetspule und der Drucktank. Dies entspricht etwa zwei elektromagnetischen Strahlungslängen Material. Aus diesem Grund sind direkt vor den Bleiglaszählern Presampler-Detektoren angebracht. Sie messen die Position und die Energie von Teilchen, die bereits vor dem Kalorimeter aufschauern. Im Barrel-Bereich befindet sich vor dem Presampler der Flugzeitzähler.

Der Flugzeitzähler (TOF) besteht aus 160 Szintillationszählern, hat eine Länge von 684 cm und ist im Barrel-Bereich bei einem Radius von 236 cm angebracht. Die geometrische Raumabdeckung beträgt $|\cos\theta| < 0.82$. Er ermöglicht die Identifizierung von geladenen Teilchen im Impulsbereich von 0.6 bis 2.3 GeV/c aufgrund ihrer massenabhängigen Flugzeit, liefert Triggersignale und kann als Trigger auf kosmische Myonen verwendet werden.

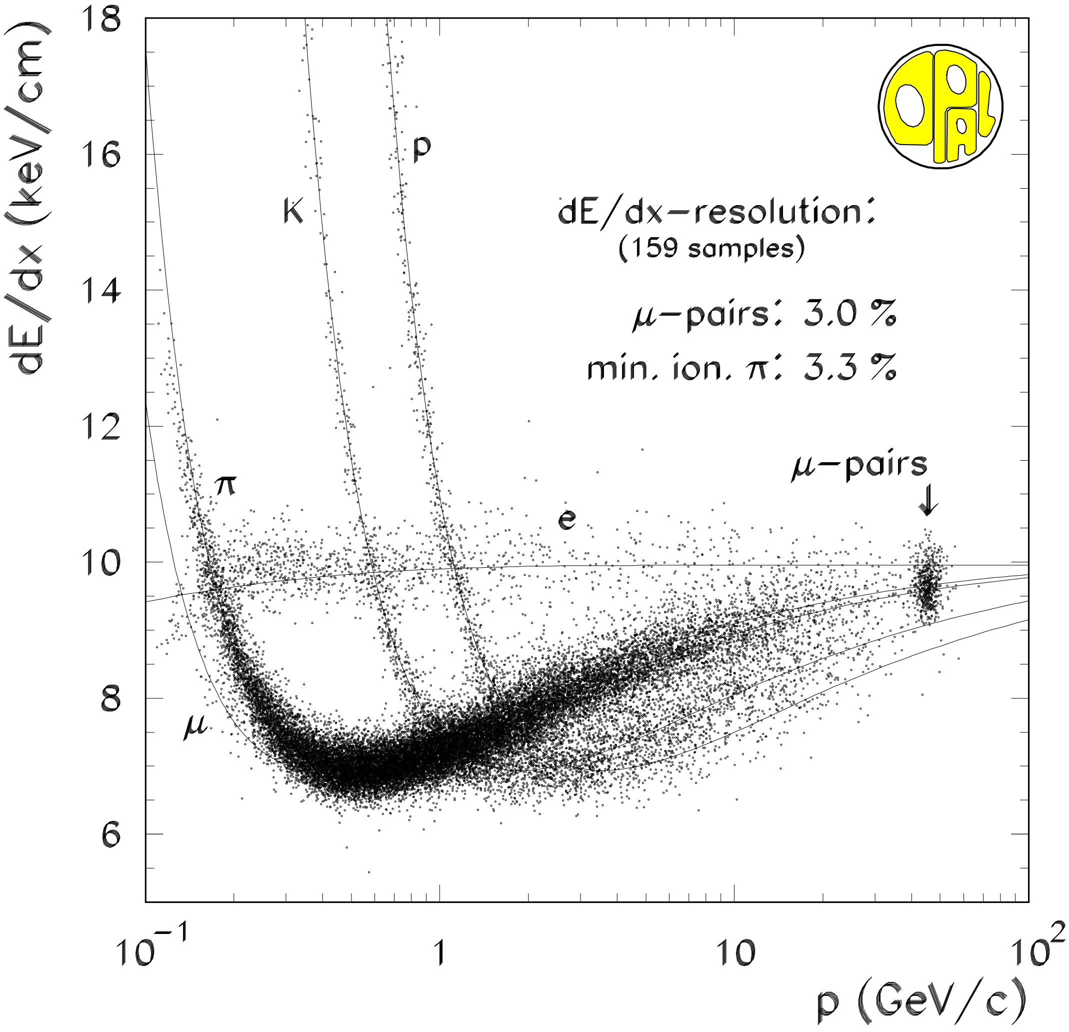

Abbildung 4.4: Energieverlustmessung dE/dx für Spuren in multihadronischen und Myon-Paar Ereignissen (aus [32, 59]). Die Punkte zeigen die Meßwerte für die einzelnen Spuren, die Kurven die theoretische Erwartung für die einzelnen Teilchenarten. Für Spuren mit mindestens 159 Einzelmessungen beträgt die Auflösung des spezifischen Energieverlusts für $\mu^+\mu^-$-Paare annähernd 3.0%. Für minimal ionisierende Pionen mit einem Impuls zwischen 0.4 GeV/c und 0.8 GeV/c in multihadronischen Ereignissen beträgt sie 3.3%.

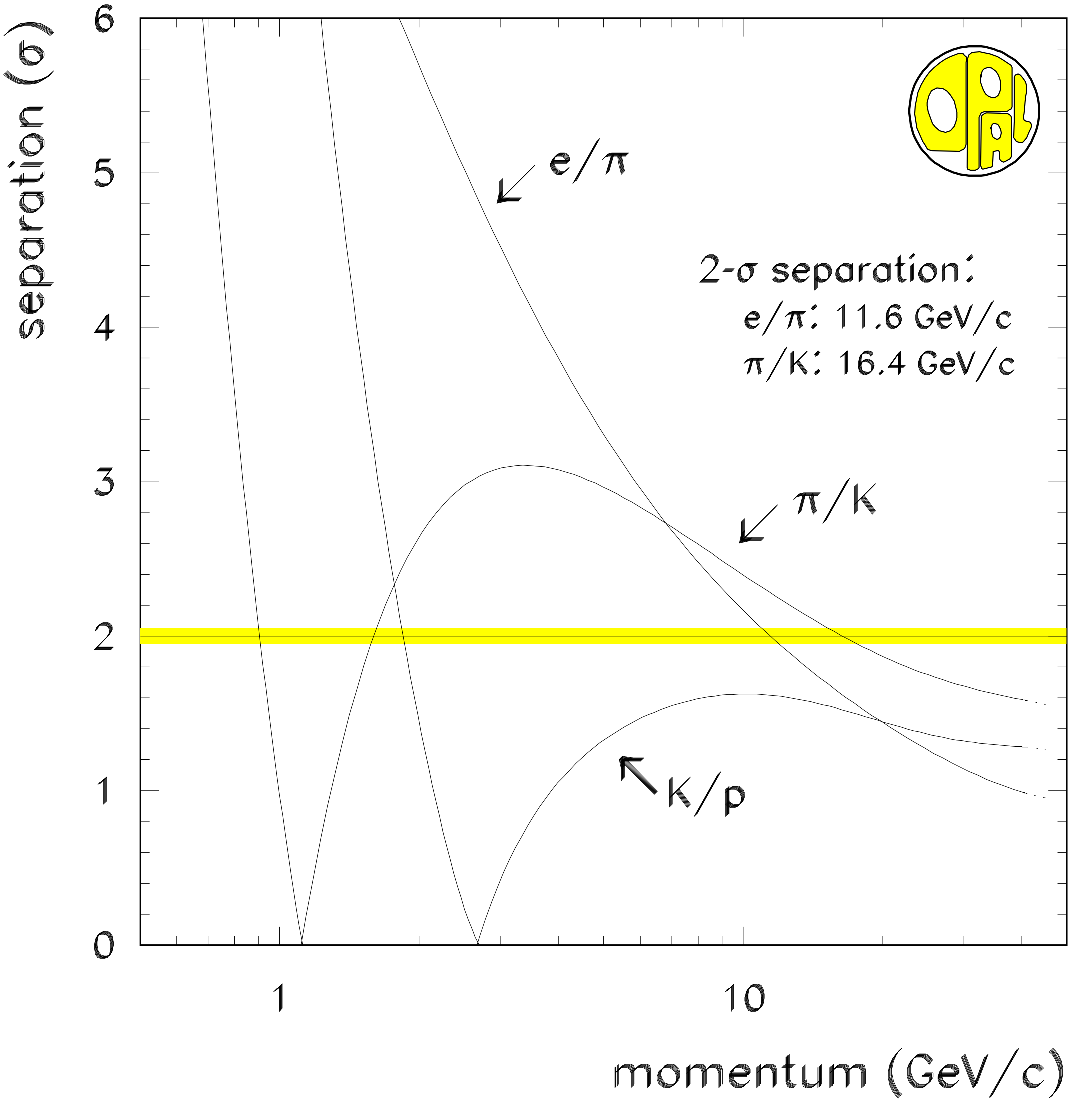

Abbildung 4.5: Das Separationsvermögen, das heißt die Fähigkeit verschiedene Teilchenarten mit Hilfe der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung zu trennen, in Abhängigkeit des Teilchenimpulses (aus [32, 59]). Nur Spuren mit mindestens 40 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Treffer sind in dieser Abbildung berücksichtigt worden.

Der Presampler besteht im Bereich $|\cos\theta| < 0.81$ aus dem Presampler-Barrel (PB) und in den Bereichen $0.83 < |\cos\theta| < 0.95$ aus den Presampler-Endkappen (PE). Im Barrel-Bereich enthält er 16 Drift-Kammern der Länge 662 cm. Im Endkappenbereich sind 32 Vieldraht-Proportionalkammern, die den ganzen ϕ-Bereich abdecken, in 16 Sektoren aufgeteilt. Die Treffer-Multiplizität ist annähernd proportional zu der Energie, die im Material vor dem Presampler abgelagert wurde, und ermöglicht so eine Korrektur der Energiemessung im elektromagnetischen Kalorimeter.

Die Bleiglasblöcke sind die Hauptkomponente des elektromagnetischen Kalorimeters.

Der Barrel-Bereich besteht aus einer Anordnung von 9440 Bleiglasblöcken, die bei dem Radius 246 cm angebracht sind. Sie bedecken den vollen Azimutwinkelbereich und den Polarwinkelbereich $|\cos\theta| < 0.82$. Die Grundflächen der Bleiglasblöcke sind auf die Wechselwirkungszone ausgerichtet, um die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mehr als einen Block durchquert, zu verringern. Der Brennpunkt dieser Anordnung weicht ein wenig vom nominellen Wechselwirkungspunkt ab, um zu verhindern, daß neutrale Teilchen durch die Lücken zwischen den Blöcken entweichen. Ein Bleiglasblock besitzt eine Wechselwirkungsfläche von etwa 10 cm $\times$ 10 cm und ist 37 cm tief. Dies entspricht 24.6 elektromagnetischen Strahlungslängen. Das Čerenkov-Licht, welches beim Durchgang eines relativistischen, geladenen Teilchens durch das Bleiglas entsteht, wird an der Endfläche eines Blocks mit einer Photoröhre ausgelesen.

In den Bereichen $0.81 < |\cos\theta| < 0.98$ schließen sich die Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters an. Sie bestehen aus zwei nach innen gewölbten Anordnungen mit je 1132 Bleiglasblöcken, die zwischen dem Drucktank und den Polspitzen des Hadronkalorimeters angebracht sind. Im Gegensatz zum Barrel-Detektor sind die Bleiglasblöcke der Endkappen nicht auf die Wechselwirkungszone, sondern parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Die Bleiglasblöcke sind in drei verschiedenen Längen gefertigt und so angeordnet, daß sie für alle Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt ausgehen, mindestens 20.5 elektromagnetische Strahlunslängen aufweisen. Die Energieauflösung des Barrel-Kalorimeters ist $\sigma_E/E \approx 0.2\% + 0.6\%\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ und die der Endkappen ist für kleine Energien $\sigma_E/E \approx 5\%\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

4.2.3 Das Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter (HCAL) besteht aus drei Bereichen, dem Barrel den Endkappen und den Polspitzen. Sie bedecken zusammen etwa 97% des Raumwinkels mit mindestens 4 Wechselwirkungslängen Eisen für Hadronen, die das elektromagnetische Kalorimeter durchdringen. Nahezu alle Hadronen werden in diesen Eisenplatten absorbiert, so daß nur Myonen in die Myonkammern, die das Hadronkalorimeter umgeben, eindringen können. Das Kalorimeter wird durch Kammern, die zwischen den Eisenplatten des Magnetjochs angebracht sind, gebildet. Für die präzise Messung der hadronischen Energie muß die Information des Hadronkalorimeters mit der des elektromagnetischen Kalorimeters kombiniert werden, da sich bereits vor den Eisenplatten 2.2 hadronische Wechselwirkungslängen Material befindet.

Das Hadron-Barrel und die Endkappen: Das Hadronkalorimeter besteht im Barrel aus 9 Lagen Kammern, zwischen denen sich 8 Lagen von 10 cm starken Eisenplatten befinden. In den Endkappen befinden sich 7 Lagen Eisen zwischen 8 Lagen Kammern. Die Kammern sind Eindrahtgasröhren, die im „Limited Streamer"-Modus arbeiten. Als Zählgas wird eine Mischung von 75% Isobutan und 25% Argon verwendet. Ihre Anodendrahtsignale werden jedoch nur zu Überwachungszwecken verwendet. Die Kammersignale entstehen durch die Ladungen, die auf „Pads" und „Strips" induziert werden. Diese befinden sich auf den äußeren und inneren Flächen der Kammern. Mehrere Lagen Pads werden zu einem „Tower" zusammengefaßt und unterteilen so den Detektor in 48 Bereiche in ϕ und 21 Bereiche in θ. Die analogen Signale der Pads werden addiert und geben eine Schätzung der Energie eines hadronischen Schauers.

Die Strips sind 0.4 cm breite Aluminiumstreifen mit der vollen Länge der Kammern. Im Barrel sind sie im Abstand von 1 cm parallel zur Strahlachse angebracht und in den Endkappen senkrecht dazu. Strip-Treffer enthalten daher Ortsinformation, die notwendig ist, um Spuren, wie die von Myonen, durch das Kalorimeter zu verfolgen. Ein typischer hadronischer Schauer der von einem senkrecht einfallenden 10 GeV Pion ausgelöst wird, erzeugt etwa 25 Strip-Treffer und eine Ladung von 600 pC. Unter einem festen Winkel ist die Detektorantwort linear von der Energie abhängig. Die erreichte intrinsische Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E \approx 120\%\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ bei einer eintreffenden Energie von 10 GeV.

Die Hadron-Polspitzen vervollständigen das Hadronkalorimeter im Vorwärtsbereich von $0.91 < |\cos\theta| < 0.99$. Die Detektoren bestehen aus dünnen Vieldrahtproportionalkammern, die auf der einen Seite Pads und auf der anderen Strips tragen. Sie arbeiten mit einer Gasmischung von 45% n-Pentan und 55% CO_2. Die erreichte Energieauflösung entspricht etwa der des Hadronkalorimeters im Barrel.

4.2.4 Der Myondetektor

Der Myondetektor ist für die Identifizierung von Myonen in der Abwesenheit von hadronischem Untergrund ausgelegt worden. Teilchen, die in die Myonkammern eindringen, haben zuvor Material, das 1.3 m Eisen entspricht, durchdrungen. Diese Menge reduziert die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion nicht im Material wechselwirkt, auf 0.1%.

Der Myon-Detektor im Barrel-Bereich besteht aus 110 Driftkammern, die den Bereich $|\cos\theta| < 0.68$ mit vier Lagen und den Bereich $|\cos\theta| < 0.72$ mit einer Lage bedecken. Jede der Kammern ist in zwei benachbarte Zellen mit je einem Signaldraht aufgeteilt, der parallel zur Strahlrichtung gespannt ist. In ϕ wird die Koordinate über die Driftzeit mit einer Auflösung besser als 1.5 mm rekonstruiert. Die z-Koordinate kann über die induzierte Ladung auf Kathodenpads mit einer Genauigkeit von bis zu 2 mm bestimmt werden.

Die Myon-Endkappen bestehen aus zwei Lagen Kammern mit je vier Quadranten und aus zwei Lagen mit je zwei kleineren Kammern, welche die verbleibenden Freiflächen abdecken und bedecken den Winkelbereich $0.67 < |\cos\theta| < 0.985$. Jede Kammer besteht aus einer Anordnung von „Limited Streamer"-Röhren, die senkrecht zur Strahlachse angebracht sind. In einer Lage sind die Drähte horizontal, in der anderen vertikal ausgerichtet. Mit zwei Kammern können die x- und die y-Koordinate einer Spur mit einer Genauigkeit von etwa 1-3 mm rekonstruiert werden. Die Auflösung, mit der die Richtung einer Spur gemessen wird, beträgt, wie im Myon-Barrel, annähernd 5 mrad.

4.2.5 Der Vorwärtsdetektor

Die Aufgabe des Vorwärtsdetektors (FD) besteht unter anderem darin, Elektronen aus der Bhabha-Streuung bei kleinen Winkeln zu messen. Der Akzeptanzbereich des Vorwärtsdetektors ist deshalb auf Teilchen, die unter kleinem Winkel, d.h. zwischen 47 und 120 mrad, vom Wechselwirkungspunkt ausgehen, optimiert. Die Luminosität $\mathcal{L}$, beziehungsweise die über die Zeit integrierte Luminosität

$$L_{\text{int}} = \int_t \mathcal{L}\mathrm{d}t', \tag{4.1}$$

des LEP-Speicherrings läßt sich dann mit Hilfe des theoretisch sehr genau berechenbaren Wirkungsquerschnittes für Bhabha-Streuung, σ_{Bhabha}, und der gemessen Rate von Bhabha-Ereignissen $\mathrm{d}N_{\text{Bhabha}}/\mathrm{d}t$ mit folgender allgemein gültigen Formel berechnen.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{\mathrm{d}N_{\text{Bhabha}}}{\mathrm{d}t}\frac{1}{\sigma_{\text{Bhabha}}} \\ L_{\text{int}} &= N_{\text{Bhabha}}\frac{1}{\sigma_{\text{Bhabha}}} \end{aligned} \tag{4.2}$$

Die integrierte Luminosität wird dazu verwendet Wirkungsquerschnitte anderer Prozesse aus der dabei ermittelten Anzahl von entsprechent ausgewählten Ereignissen zu bestimmen.

Der Vorwärtsdetektor besteht aus drei verschiedenen Komponenten:
Das **Vorwärtskalorimeter** besteht aus 35 zylindrischen Blei-Szintillator--Schichten, die in einen Presampler von 4 Strahlungslängen und ein Hauptkalorimeter mit einer Länge von 20 Strahlungslängen unterteilt sind. Im Azimutwinkel ist das Vorwärtskalorimeter in 16 Segmente aufgeteilt. Zwischen

dem Presampler und dem Hauptkalorimeter befinden sich drei Schichten von **Driftröhren**. Zusätzlich füllt der **Gamma-Catcher** den Raum zwischen dem Vorwärtskalorimeter und den Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters aus. Er besteht aus einem Ring aus Blei-Szintillator-Schichten mit einer Dicke von 7 Strahlungslängen.

Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E \approx 20\%\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für Photonen, $\sigma_E/E \approx 18\%\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für Elektronen aus der Bhabha-Streuung und $\sigma_E/E \approx 90\%\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für Pionen [71].

4.2.6 Der Silizium-Wolfram-Detektor

Im Jahre 1993 wurde entlang des Strahlrohrs im Abstand von ± 238.94 cm vom Wechselwirkungpunkt je ein Silizium-Wolfram-Kalorimeter (SW) eingebaut [11]. Jedes Kalorimeter besteht aus 19 Lagen Silizium und 18 Lagen Wolfram. Die erste Lage des Kalorimeter besteht aus Silizium, um bereits aufgeschauerte Teilchen zu detektieren. Dann folgen 14 Lagen Silizium hinter je einer Lage Wolfram mit einer Dicke von je einer Strahlungslänge (3.8 mm). Die letzten 4 Lagen Silizium befinden sich hinter je einer Lage Wolfram mit einer Dicke von je zwei Strahlungslängen (7.6 mm).

Das Silizium-Wolfram-Kalorimeter bedeckt den Polarwinkelbereich von etwa 25 bis 59 mrad und nahezu den gesamten Azimutwinkel. 1996 wurden Schutzschilde eingebaut, die den Zentraldetektor vor der erhöhten Synchrotronstrahlung, bei den seitdem höheren Strahlenergien oberhalb der halben Z^0-Energie, schützen. Dies schränkt die Akzeptanz des Silizium-Wolfram-Detektors auf einen Polarwinkelbereich von etwa 33 bis 59 mrad ein. Der Silizium-Wolfram-Detektor dient, ebenso wie der Vorwärtsdetektor, unter anderem zur Messung von Elektronen aus der Bhabha-Streuung. Er reduziert damit, durch seinen zusätzlichen Akzeptanzbereich, den systematischen Fehler der Luminositätsmessung. Der Silizium-Wolfram-Detektor kann auch, wie der Vorwärtsdetektor, dazu verwendet werden, um gestreute Elektronen aus der Photon-Photon-Wechselwirkung nachzuweisen und um hadronische Energie zu messen.

4.2.7 Der Trigger

Die Rate, mit der die Elektron- und Positronbündel bei LEP in den Wechselwirkungszonen aufeinandertreffen, beträgt 90 kHz. Jedoch führt nicht jede Strahlkreuzung zu einer erwünschten Teilchenreaktion. Viele Ereignisse bei LEP sind Untergrundereignisse aufgrund von Elektronikrauschen, Synchrotronstrahlung, kosmischer Höhenstrahlung, sowie Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen. Die tatsächliche Ereignisrate der gesuchten Prozesse, zum Beispiel ($\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to Z^0 \to \mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}$), liegt bei $\sqrt{s_{\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-}} \approx Z^0$ nur bei etwa 1 Hz. Die Zeit, die für das Auslesen der Informationen aller Teildetektoren benötigt wird, beträgt für ein Ereignis etwa 10 ms. Während dieses Auslesezeitraums ist es nicht möglich, weitere Ereignisse aufzuzeichnen. Die Auslesezeit wird daher auch als Totzeit bezeichnet. Um nun nicht unnötig viel Zeit und Speicherplatz für Untergrundereignisse zu verschwenden und sich dabei während der Totzeit mögliche interessante Ereignisse entgehen zu lassen, wird ein Trigger benutzt. Dessen Aufgabe ist es, die Detektorauslese für möglichst alle erwünschten Ereignisse auszulösen und für Untergrundereignisse möglichst stark zu unterdrücken. Der Trigger benutzt dafür schnell zugängliche Signale von verschiedenen Detektorkomponenten, um eine Vielzahl von Trigger-Bedingungen zu definieren, die zusammen alle denkbaren physikalischen Prozesse beinhalten. Dabei sollten die Trigger-Bedingungen so gewählt werden, daß auch neue bisher unbekannte Teilchenreaktionen mit hoher Effizienz akzeptiert werden.

Das OPAL-Trigger-System

In den einzelnen Teildetektoren werden je nach physikalischer Reaktion unterschiedliche Signale gesehen. Bei hadronischen Z^0-Ereignissen werden große Energiemengen in den Kalorimetern hinterlassen und es werden viele Spuren in den Driftkammern gesehen. Um die Trigger-Effizienz überprüfen zu können, werden Informationen von verschiedenen Teildetektoren im OPAL-Trigger-System verwendet, damit unabhängige Trigger-Entscheidungen getroffen werden können [13].

Die Signale der Teildetektoren werden in zwei Kategorien eingeteilt: Einzel-Trigger („Standalone-Trigger"), wie z. B. Energiesummen oder Anzahl der Spuren. Die zweite Triggerkategorie benutzt Signale der θ-ϕ-Matrizen. In der θ-ϕ-Matrix wird der Detektor in 24 Segmente im Azimutwinkel und in 6 Segmente im Polarwinkel eingeteilt. Fünf Teildetektoren (Spur-Trigger, Flugzeitzähler, ECAL, HCAL, Myondetektor) geben Informationen in Form einer θ-ϕ-Matrix aus. Ein geladenes Hadron ionisiert z. B. das Zählgas in den Driftkammern und erzeugt so eine Spur. Im Flugzeitzähler werden Treffer gesehen. Das Hadron hinterläßt seine Energie schließlich im ECAL und im HCAL. Den Myondetektor erreichen Hadronen nicht mehr. Für andere Teilchenarten lassen sich entsprechend charakteristische Korrelationen zwischen den θ-ϕ-Matrizen finden. Neben Korrelationen zwischen verschiedenen θ-ϕ-Matrizen können auch geometrische Bedingungen innerhalb einer θ-ϕ-Matrix abgefragt werden (z. B. zwei oder mehr kolineare Spuren im Spur-Trigger).

Die Bezeichnungen einiger Trigger-Signale sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt. Aus den Korrelationen zwischen den einzelnen Matrizen und den Einzel-Triggern wird ein 120 Bit langes Trigger-Wort gebildet. Dieses Wort wird mit der jeweils gültigen Trigger-Definition verglichen. Ist eine hinreichende Bedingung erfüllt, so wird dem Detektor signalisiert, daß die Informationen zu diesem Ereignis auszulesen sind. Nach der Auslese und der Rekonstruktion steht das Ereignis zur Analyse zur Verfügung.

Trigger	Bezeichnung
TBM2	$\geq$ 2 Spuren im Barrel-Bereich
EBTOTHI	ECAL-Energie im Barrel-Bereich > 5 GeV
TPTTEM	θ-ϕ-Korrelation Spur-Trigger und ECAL
TPTOEM	θ-ϕ-Korrelation Flugzeitzähler und ECAL
TTEMB	Spur-Trigger-Signal und gleichzeitig ECAL-Signal im Barrel-Bereich
TTR $\wedge$ EML	Spur-Trigger-Signal rechts und ECAL-Signal links
TTL $\wedge$ EMR	Spurt-Trigger-Signal links und ECAL-Signal rechts
TM1 $\wedge$ EELLO	$\geq$ 1 Spur und ECAL-Energie links in den Endkappen > 1.6 GeV
TM1 $\wedge$ EERLO	$\geq$ 1 Spur und ECAL-Energie rechts in den Endkappen > 1.6 GeV
TM1 $\wedge$ EM1	$\geq$ 1 Spur und $\geq$ 1 ECAL-Signal
EELLO $\wedge$ TO1	ECAL-Energie links in den Endkappen > 1.6 GeV und $\geq$ 1 Flugzeitzähler-Signal
EERLO $\wedge$ TO1	ECAL-Energie rechts in den Endkappen > 1.6 GeV und $\geq$ 1 Flugzeitzähler
TPTTTO	θ-ϕ-Korrelation von Spur-Trigger und Flugzeitzähler
TPTTCL	$\geq$ 1 Paar kolinearer Spuren in der θ-ϕ-Matrix
EB2 $\wedge$ TPTOB	$\geq$ 2 ECAL-Signale im Barrel-Bereich und Flugzeitzähler-Signal im Barrel-Bereich
TM1 $\wedge$ TPEM	$\geq$ 1 Spur und ECAL-Signal
TBEBS $\wedge$ TPTOCL	gleiches ϕ-Intervall von Spur-Trigger und ECAL und zusätzlich koplanare Signale im Flugzeitzähler
TBEBS $\wedge$ TPTTTOB	gleiches ϕ-Intervall von Spur-Trigger und ECAL und zusätzlich Korrelation Spur-Trigger-Flugzeitzähler
TBM1 $\wedge$ EB1	$\geq$ 1 Spur im Barrel-Bereich und $\geq$ 1 ECAL-Signal im Barrel-Bereich
TBM1 $\wedge$ TPTTTOB	$\geq$ 1 Spur im Barrel-Bereich und zusätzlich θ-ϕ-Korrelation Spur-Trigger und Flugzeitzähler
TBM1 $\wedge$ EEPRLR	$\geq$ 1 Spur im Barrel-Bereich und ECAL-Signal in den Endkappen links oder rechts
TBM1 $\wedge$ TBEBS	$\geq$ 1 Spur im Barrel-Bereich und zusätzlich gleiches ϕ-Intervall von Spur-Trigger und ECAL

Tabelle 4.1: Die Bezeichnungen der Trigger, die bei der Bestimmung der Trigger-Effizienz von Photon-Photon-Ereignissen eine Rolle spielen.

4.2.8 Detektorsimulation

Die in den Abschnitten 3.2 und 3.3 aufgeführten Monte-Carlo-Generatoren simulieren die verschiedenen physikalischen Prozesse nur bis zu einem Endzustand aus Elementarteilchen, die langlebig genug sind, um den Detektor durchqueren zu können. Das Ausgabeformat des realen Detektors besteht allerdings, im Gegensatz zu dem Ausgabeformat der Monte-Carlo-Generatoren, nicht einfach aus den Viererimpulsen der Elementarteilchen, die den Detektor durchdringen, sondern vielmehr aus elektronischen Signalen, die den Verlauf und die Energieablagerungen der Elementarteilchen in den einzelnen Detektorkomponenten widerspiegeln. Um nun die realen Daten mit den theoretischen Voraussagen vergleichen zu können, muß noch die komplexe Reaktion des Detektors auf die Elementarteilchen, die ihn durchdringen, simuliert werden.

Auch dies geschieht mit Hilfe von Monte-Carlo-Techniken. Zur Simulation des OPAL-Detektors (siehe Abschnitt 4.2) wurde das Programmpaket GOPAL [7], eine Anwendung des Simulationspakets GEANT [37], entwickelt. Mit GEANT kann die Wechselwirkung von Teilchen mit dem Detektor simuliert werden. Um den OPAL-Detektor zu beschreiben, muß eine Vielzahl von Informationen, z. B. über die Abmessungen der Teildetektoren, die verwendeten Materialien und die Wechselwirkungen von geladenen und neutralen Teilchen im Detektor, verwendet werden. Der Verlauf der von den Monte-Carlo-Generatoren erzeugten Teilchen wird anschließend mit Hilfe von GEANT-Routinen, welche deren Wechselwirkung mit dem Material berücksichtigen, schrittweise durch den Detektor extrapoliert. Dabei werden die Reaktionen (Signale) der aktiven Detektorkomponenten berechnet. Die Rekonstruktion dieser Monte-Carlo-Rohdaten wird ganz analog zu den Detektorrohdaten von dem OPAL-Rekonstruktionsprogramm ROPE (**R**econstruction of **OP**AL **E**vents) [78] durchgeführt. Die Detektorsimulation führt also von den mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren erzeugten Teilchen zu Detektorinformationen, aus denen, wie bei den realen Daten, Spuren und Cluster[4] rekonstruiert werden können.

Diese mit Monte-Carlo-Methoden erzeugten künstlichen Daten helfen schon bei der Konstruktion der Detektoren. Auch für die Entwicklung der Rekonstruktions- und Selektionsalgorithmen (siehe Kapitel 5), die dann auf die real gemessenen Daten angewendet werden, sind sie von großer Bedeutung. Mit Monte-Carlo-Ereignissen kann die Nachweiswahrscheinlichkeit von Ereignissen eines bestimmten Prozesses bestimmt werden. Für die gewählten Selektionsschnitte kann der Anteil von Untergrundprozessen ermittelt werden. Außerdem kann der Einfluß der Selektionsschnitte, der geometrischen Akzeptanz und der begrenzten Auflösung des Detektors auf die Verteilung einer Meßgröße untersucht werden und durch Vergleich von Verteilungen der gemessenen Daten mit den von Monte-Carlo-Ereignissen Rückschlüsse auf die zugrundeliegende „wahre“ physikalische Verteilung gezogen werden (siehe Abschnitt B). Die Anzahl

[4] Eine lokale Energieansammlung in einem Kalorimeter wird im folgenden auch Cluster genannt.

der generierten Monte-Carlo-Ereignisse sollte dabei bedeutend größer sein als die der gemessenen Ereignisse, um Meßfehler, die aus der statistischen Unsicherheit der Monte-Carlo-Analyse entstehen, klein zu halten.

Alle mit den in den obigen Abschnitten 3.2 und 3.3 aufgeführten Monte-Carlo-Generatoren erzeugten Datensätze wurden der vollständigen Simulation des OPAL-Detektors mit dem Programmpaket GOPAL [7] unterzogen und anschließend mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm ROPE [78] und den gleichen Selektionsroutinen wie die realen Daten analysiert.

Kapitel 5

Ereignisselektion

Um eine bestimmte Klasse physikalischer Ereignisse aus allen aufgenommenen Datenereignissen auszuwählen, können Selektionsschnitte angewendet werden. Diese Methode beruht darauf, daß die Verteilungen von physikalischen Größen, wie zum Beispiel der Anzahl von Spuren oder der Energieverteilungen in den verschiedenen Kalorimetern, für verschiedene Ereignisklassen unterschiedlich sind. Um geeignete Schnitte zu finden, werden deshalb Verteilungen von physikalischen Größen sowohl für Signal- als auch mögliche Untergund-Monte-Carlo-Ereignisse nach der Detektorsimulation analysiert, um Unterschiede zu erkennen. Dann werden in den Verteilungen Schnitte festgelegt mit dem Ziel, möglichst viele Untergrundereignisse wegzuschneiden und dabei möglichst wenige Signalereignisse zu verlieren. Nach Anwendung dieser Schnitte auf alle aufgezeichneten Datenereignisse ergibt sich ein reduzierter Datensatz, der mit Ereignissen des gewünschen physikalischen Prozesses angereichert ist.

5.1 Selektion von Photon-Photon-Ereignissen

Bei e^+e^--Schwerpunktsenergien oberhalb der Z^0-Resonanz liegt der Wirkungsquerschnitt von Photon-Photon-Ereignissen mehr als eine Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt der e^+e^--Annihilation (siehe Abschnitt 2.1), so daß Photon-Photon-Ereignisse den bei weitem größten Anteil aller Ereignisse ausmachen. Dadurch ist es im Gegensatz zu den Daten, die um die Z^0-Resonanz aufgenommen wurden, möglich, einen stark mit hadronischen Photon-Photon-Ereignissen angereicherten Datensatz mit einem geringen Anteil von Untergrundereignissen zu selektieren. Das Verhältnis der Anzahl der selektierten, N_{sel}, zur Anzahl aller generierten, N_{gen}, Signal-Photon-Photon-Ereignisse wird als Akzeptanz $N_{\mathrm{sel}}/N_{\mathrm{gen}}$ bezeichnet.

Für Annihilationsereignisse ist die Anzahl der Spuren und der abgelagerten Energie im allgemeinen wesentlich größer als bei Photon-Photon-Ereignissen, da ein Großteil e^+e^--Schwerpunktsenergie im Detektor sichtbar wird. Bei

Photon-Photon-Ereignissen dagegen werden die getreuten Strahlelektronen aufgrund des geringen Impulsübertrages Q^2 auf die Photonen oft nicht im Detektor nachgewiesen und auch das Photon-Photon-System, welches in Hadronen übergeht, kann aufgrund des möglichen großen Boostes in Strahlrichtung gegenüber dem Laborsystem oft nicht vollständig rekonstruiert werden. Bei der Selektion von hadronischen Photon-Photon-Ereignissen ist es deshalb notwendig, einerseits Annihilationsereignisse durch Schnitte auf die maximale Energieablagerung in den verschiedenen Kalorimetern von den Photon-Photon-Ereignissen zu trennen, andererseits muß eine Mindestanzahl von Spuren und Energie in den Kalorimetern gefordert werden, um sicherzustellen, daß die hadronischen Photon-Photon-Ereignisse die Trigger-Anforderungen erfüllen. Auch Photon-Photon-Ereignisse mit einem großen Impulsübertrag Q^2 auf die Photonen, bei denen die Strahlelektronen in den Detektor gestreut werden, sollen durch Schnitte auf die maximale Energieablagerung in den Kalorimetern in Vorwärtsrichtung (FD, SW)zurückgewiesen werden. Neben den Untergrundereignissen, die von anderen physikalischen Prozessen stammen, bei denen die Strahlelektronen und -positronen miteinander wechselwirken, können auch Ereignisse aus der Wechselwirkung von Strahlteilchen mit Gasatomen im Strahlrohr und aus Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Strahlrohr selbst entstehen.

Hadronische Photon-Photon-Ereignisse bei e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ von 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV wurden mit den folgenden Schnitten selektiert:

Die in diesem Abschnitt folgenden Abbildungen geben jeweils die Datenereignisse und die mit PHOJET und PYTHIA simulierten Photon-Photon-Monte-Carlo-Ereignisse nach allen Schnitten an. Die Monte-Carlo-Histogramme sind auf die Anzahl der Datenereignisse normiert, von denen schon der erwartete simulierte Untergrund abgezogen ist.

- Während der Datennahme wird der Zustand eines Triggers beziehungsweise einer Detektorkomponente durch eine Zahl, welche die Werte 0, 1, 2 und 3 annehmen kann, kodiert. Dabei bedeuteten die Werte

  $0 \mathrel{\hat{=}}$ Der Zustand der Komponente ist unbekannt.

  $1 \mathrel{\hat{=}}$ Die Komponente ist unbrauchbar.

  $2 \mathrel{\hat{=}}$ Die Komponente ist eingeschränkt brauchbar.

  $3 \mathrel{\hat{=}}$ Keine Probleme.

  Um zu gewährleisten, daß die Detektorkomponenten, die für die folgenden Schnitte und die weitere Analyse benötigt werden, überhaupt funktionsbereit sind, werden folgende Detektor- und Triggerzustände gefordert:

  - Detektorzustand der Jet-Kammer (CJ) $= 3$
  - Detektorzustand des Vertex-Detektors (CV) ≥ 2

  - Detektorzustand des elektromagnetischen Kalorimeters im Barrel-Bereich (EB) ≥ 2
  - Detektorzustand des elektromagnetischen Kalorimeters im Endkappenbereich (EE) $= 3$
  - Detektorzustand des Vorwärtsdetektors (FD) $= 3$
  - Detektorzustand des Silizium-Wolfram-Kalorimeters (SW) $= 3$
  - Triggerzustand des Silizium-Wolfram-Kalorimeters (SW) $= 3$

- Um eine hohe Triggereffizienz zu gewährleisten, wird gefordert, daß die mit dem elektromagnetischen Kalorimeter gemessene invariante Masse[1], W_{ECAL}, größer als 3 GeV sein muß, (siehe hierzu Abbildung 5.1). Damit ein Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter akzeptiert wird, muß er eine Mindestenergie von 100 MeV im Zylinderbereich beziehungsweise 250 MeV im Endkappenbereich besitzen.

- Es wird erwartet, daß die Photon-Photon-Ereignisse sowohl in x- als auch in y-Richtung eine ausgeglichene Impulsbilanz aufweisen. Deswegen wird gefordert, daß der transversale Impuls P_{tEF} eines Ereignisses relativ zur z-Achse, gemessen mit dem ECAL und dem FD, kleiner als 5 GeV/c ist, (siehe hierzu Abbildung 5.2). Ein Cluster im Vorwärtskalorimeter muß eine Energie von mindestens 1 GeV haben. Ein Cluster im Gamma-Catcher muß eine Energie von mindestens 5 GeV haben.

- Um Annihilationsereignisse zurückzuweisen, muß die Summe der Energien im ECAL und HCAL, $E_{\mathrm{ECAL+HCAL}}$, kleiner als 45 GeV sein, (siehe hierzu Abbildung 5.3). Für Cluster im HCAL ist eine Mindestenergie von 600 MeV im Zylinder- und Endkappenbereich und 2 GeV im Polspitzenbereich erforderlich.

- Um hadronische Photon-Photon-Ereignisse zu selektieren, muß die Anzahl der guten Spuren in den Spurkammern, n_{ch}[2], größer oder gleich 2 sein. Eine gute Spur muß einen Transversalimpuls relativ zur z-Achse von mindestens 120 MeV/c besitzen und mindestens 20 Treffer auf den Zähldrähten in der Jet-Kammer, wobei der innerste Treffer einen Radius von höchstens 60 cm zur z-Achse haben darf. Der Abstand in z-Richtung am minimalen Abstand in $r\phi$ zwischen Spur und Kollisionspunkt muß kleiner sein als 20 cm. In der $r\phi$-Ebene muß der minimale Abstand kleiner als 1 cm sein. Spuren, deren Fehler auf den gemessenen Impuls größer ist als der Impuls selbst, werden nur verwendet, wenn sie 80 oder mehr Treffer haben. Die Zahl der gemessenen Treffer muß mindestens 50% der erwarteten Treffer betragen. Die Anzahl der erwarteten Treffer wird mit

[1] Invariante Massen und Teilchenmassen werden in Einheiten der Energie angegeben, d.h. die Lichtgeschwindigkeit c wurde hierbei gleich eins gesetzt. Impulse werden dagegen in Einheiten der Energie geteilt durch c angegeben.

[2] n_{ch} wird auch als geladene Multiplizität bezeichnet.

dem Polarwinkel θ unter der Annahme berechnet, daß die Spur nicht gekrümmt ist. Als Schnitte gegen rein leptonische Endzustände werden für den Fall $n_{\mathrm{ch}} = 2$ folgende zusätzlichen Bedingungen gefordert:

- Jede der beiden Spuren muß mindestens 20 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Treffer besitzen.
- Die, aus der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Information berechnete, Wahrscheinlichkeit, ein Elektron oder Myon zu sein, muß kleiner als 10% sein.
- Der Thrust T des Ereignisses, der mit der Information der Matching-Prozedur (siehe Abschnitt 6.1) im Laborsystem berechnet wird, muß kleiner als 0.98 sein. Eine Definition der Observablen Thrust ist in Abschnitt A.1 angegeben.

Die Verteilung der geladenen Multiplizität n_{ch} wird in Abbildung 5.4 gezeigt.

- Ein Ereignis darf keine guten Spuren mit einem Impuls größer als 30 GeV/c enthalten.

- Auch Photon-Photon-Ereignisse mit einem großen Impulsübertrag Q^2 auf die Photonen, bei denen die Strahlelektronen in den Detektor gestreut werden, werden als Untergrund betrachtet. Um auch diese Ereignisse zurückzuweisen, wird verlangt, daß die Energie im Vorwärtsdetektor kleiner als 40 GeV und die Energie im Silizium-Wolfram-Detektor kleiner als 20 GeV sein muß. Ein Cluster im SW-Kalorimeter wird akzeptiert, wenn er eine Energie von mindestens 1 GeV hat. Diese Schnitte verringern auch den Untergrund durch multihadronische Annihilationsereignisse, bei denen viel Energie im Vorwärtsbereich ablagert wird. Die Verteilungen der Energieablagerungen im FD und SW können in den Abbildungen 5.5 und 5.6 betrachtet werden.

Die nicht simulierten Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse haben charakteristische Eigenschaften, die sich verwenden lassen, um auch diese Untergrundquelle zu reduzieren. So muß der Vertexpunkt[3] der guten Spuren nicht nahe am $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Kollisionspunkt liegen, sondern kann innerhalb des Strahlrohres verteilt sein. Die Ladungssumme q_{s} der guten Spuren ist tendenziell zu positiven Werten verschoben. Das Verhältnis $n_{\mathrm{ch}}/n_{\mathrm{chall}}$ der Anzahl der oben definierten guten zu allen Spuren ist klein. Die erzeugten Teilchen fliegen hauptsächlich in eine Vorwärtsrichtung, so daß der Betrag des Verhältnisses $|P_{\mathrm{l}}/E_{\mathrm{rek}}|$ von dem Impuls in z-Richtung (longitudinaler Impuls) $P_{\mathrm{l}} \equiv P_z$ zur gesamten rekonstruierten Energie E_{rek} des Ereignisses groß wird. Die Berechnung von E_{rek} und P_{l} geschieht ebenfalls nach der Anwendung der Matching-Prozedur (siehe hierzu Abschnitt 6.1 und Gleichung 6.1) mit den dadurch festgelegten Viererimpulsen. Der Untergrund von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen läßt sich darum durch folgende Schnitte reduzieren:

[3] Der Raumpunkt, der die geringste Abstandssumme zu den Spuren besitzt, wird Vertexpunkt oder kurz Vertex genannt.

- Um Strahl-Wand-Ereignisse zurückzuweisen, muß der radiale Abstand r_0 des Vertexpunktes vom e^+e^--Kollisionspunkt kleiner als 3 cm sein (siehe hierzu Abbildung 5.7).

- Um die z-Position des Vertexpunktes auch in Ereignissen mit wenigen guten Spuren zu bestimmen, wird der fehlergewichtete Mittelwert $\langle z_0 \rangle$ der z-Koordinaten z_i von allen guten Spuren beim minimalen radialen Abstand vom e^+e^--Kollisionspunkt berechnet:

$$\langle z_0 \rangle = \frac{\sum_i z_i \,/\, \sigma_{zi}^2}{\sum_i 1 \,/\, \sigma_{zi}^2}, \tag{5.1}$$

  wobei σ_{zi} der Meßfehler von z_i ist. Der Untergrund von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen wird durch die Forderung, daß in einem Ereignis $|\langle z_0 \rangle| < 10$ cm ist, weiter reduziert (siehe hierzu Abbildung 5.8).

- Die Ladungssumme q_s (siehe Abbildung 5.9) der guten Spuren in einem Ereignis muß kleiner als 4 sein (gemessen in Einheiten der Elementarladung e).

- Das Verhältnis $n_\mathrm{ch}/n_\mathrm{chall}$ der Anzahl der guten zu allen Spuren (siehe Abbildung 5.10) muß größer als 0.1 sein.

- $|P_\mathrm{l}/E_\mathrm{rek}| < 0.98/c$ (siehe Abbildung 5.11)

Durch die Anwendung dieser Schnitte auf die Daten werden 23250 Ereignisse bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 161$ GeV, 25643 Ereignisse bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 172$ GeV und 144147 Ereignisse bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 183$ GeV selektiert. Die integierten Luminositäten L_int betragen 9.9 pb^{-1} bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 161$ GeV, 10.0 pb^{-1} bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 172$ GeV und 54.4 pb^{-1} bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 183$ GeV. Die Daten bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 161$ GeV und 172 GeV wurden im Jahr 1996 aufgezeichnet und die Daten bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 183$ GeV im Jahr 1997.

Der Anteil an Untergrundereignissen läßt sich durch Anwenden dieser Selektionskriterien auf Monte-Carlo-Ereignisse der verschiedenen Untergrundprozesse abschätzen. Daraus ergibt sich, daß etwa 6% bis 5% der selektierten Ereignisse bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 161$ GeV beziehungsweise $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 172$ GeV und etwa 2.3% bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}= 183$ GeV Untergrundereignisse simulierbarer e^+e^--Prozesse ($e^+e^- \to X$) sind. Davon ist jedoch der Hauptanteil $e\gamma^*$-Ereignisse mit $Q^2 \geq 1\,\mathrm{GeV}^2$ (etwa 4% der selektierten Ereignisse) bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 161$ GeV und $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 172$ GeV beziehungsweise mit $Q^2 > 4.5$ GeV^2 (etwa 1.5% der selektierten Ereignisse) bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183$ GeV. Deren Einfluß auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird in Abschnitt 6.4.7 genauer untersucht. Von den weiteren e^+e^--Prozessen tragen vor allem die leptonischen Photon-Photon Prozesse ($e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$), ($e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$), ($e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$) und multihadronische e^+e^--Annihilationsereignisse ($e^+e^- \to (\gamma/Z^0)^* \to q\bar{q}(\gamma)$) zum Untergrund bei, allerdings jeweils nur weniger als 1%. Die Beiträge der anderen e^+e^--Prozesse sind noch viel geringer und somit absolut vernachlässigbar.

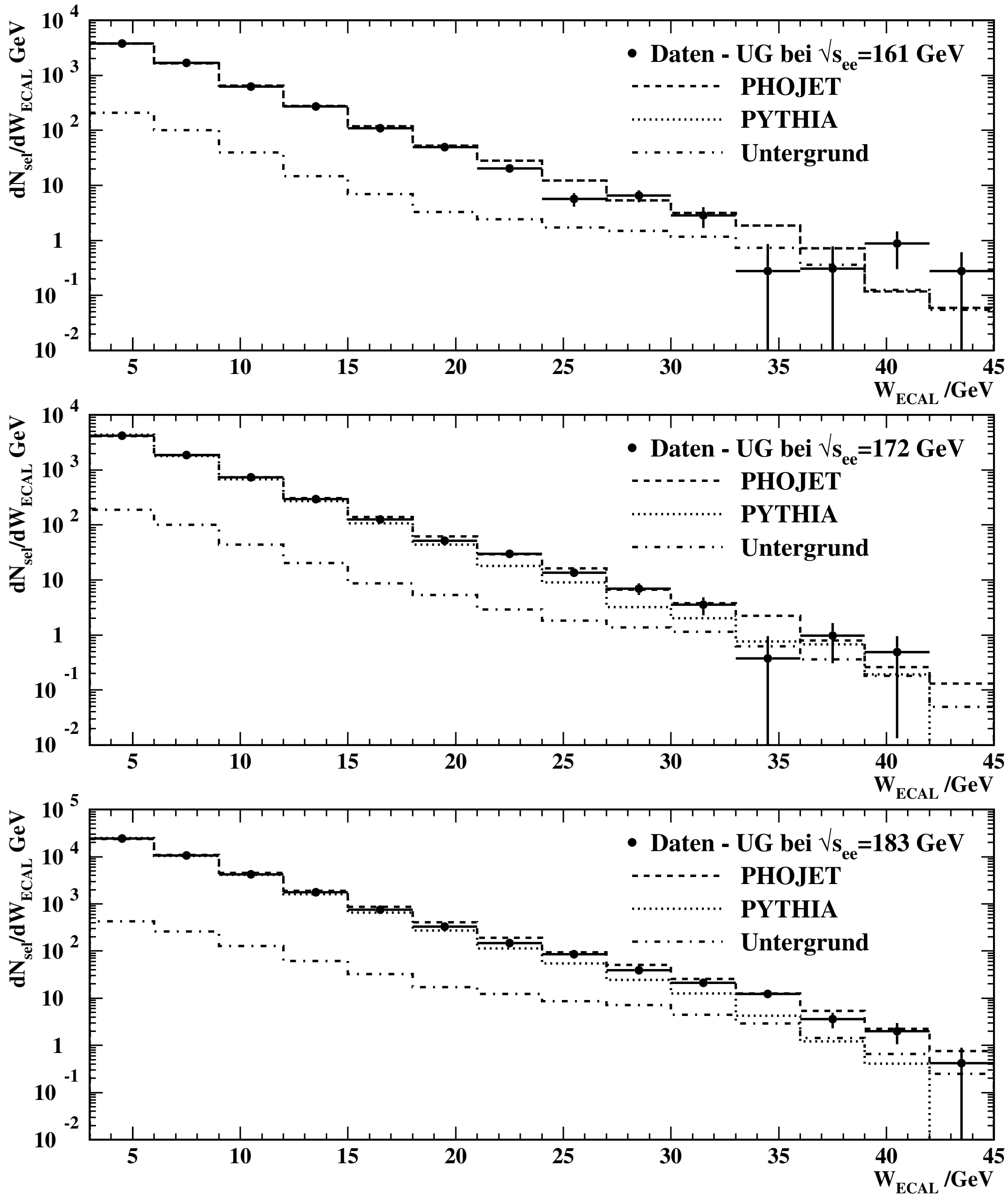

Abbildung 5.1: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}W_{\mathrm{ECAL}}$ der invarianten Masse berechnet aus der Energieablagerung im ECAL, W_{ECAL}, für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

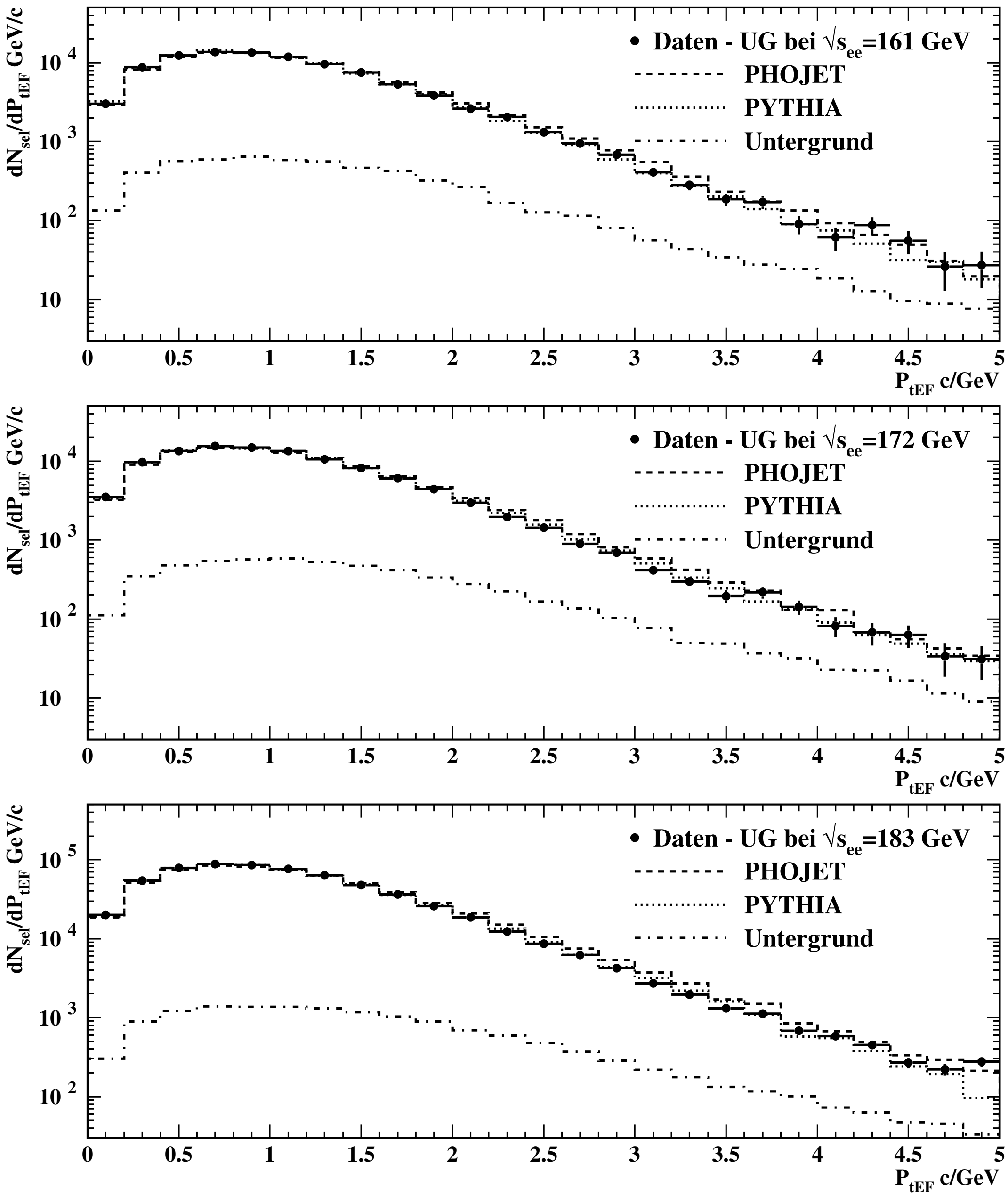

Abbildung 5.2: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}P_{\mathrm{tEF}}$ des transversalen Impulses eines Ereignisses gemessen mit dem ECAL und dem FD, P_{tEF}, für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

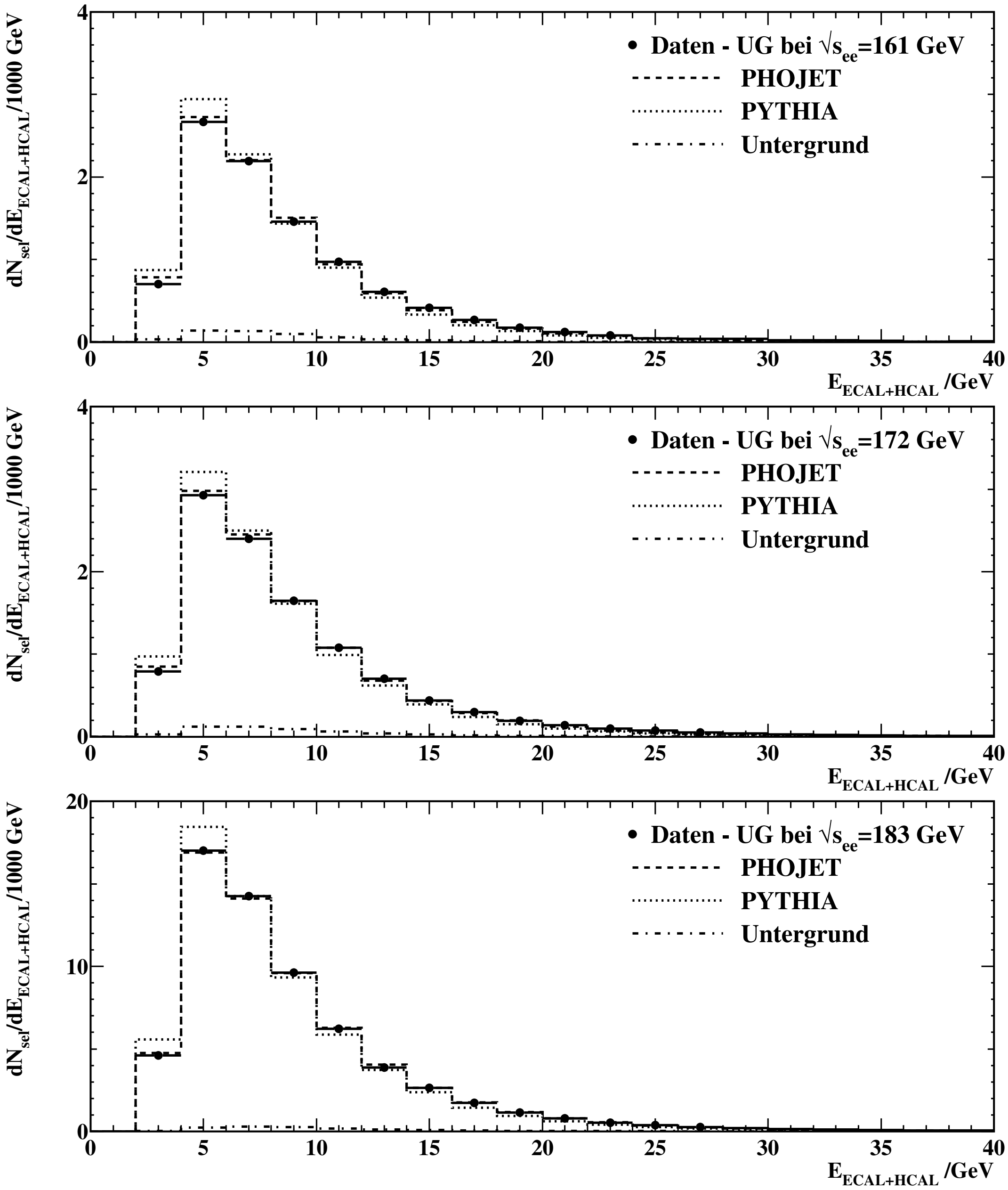

Abbildung 5.3: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}E_{\mathrm{ECAL+HCAL}}$ der Summe der Energien im ECAL und im HCAL, $E_{\mathrm{ECAL+HCAL}}$, für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} >$ 6 GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

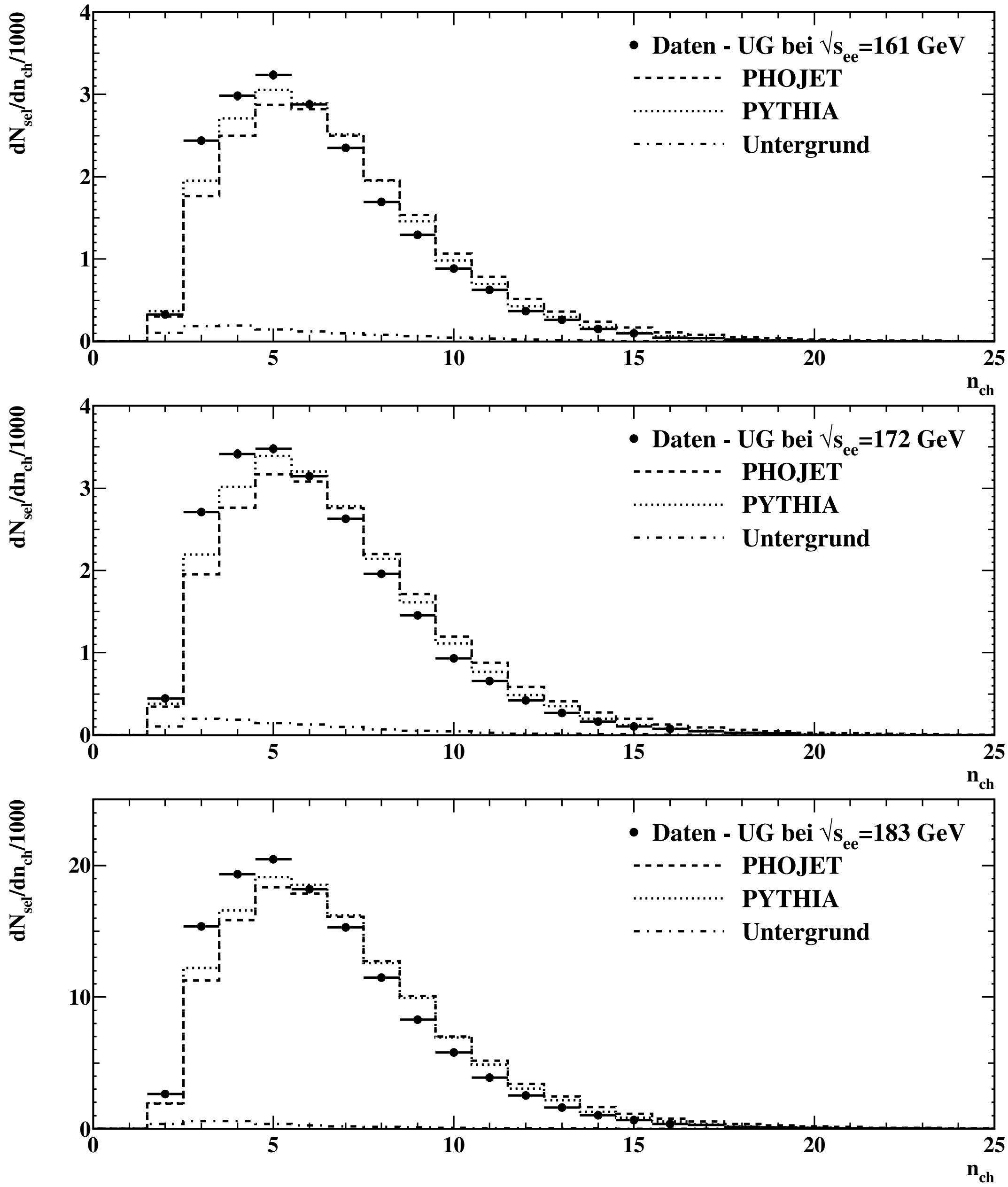

Abbildung 5.4: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}n_{\mathrm{ch}}$ der geladenen Multiplizität n_{ch} für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

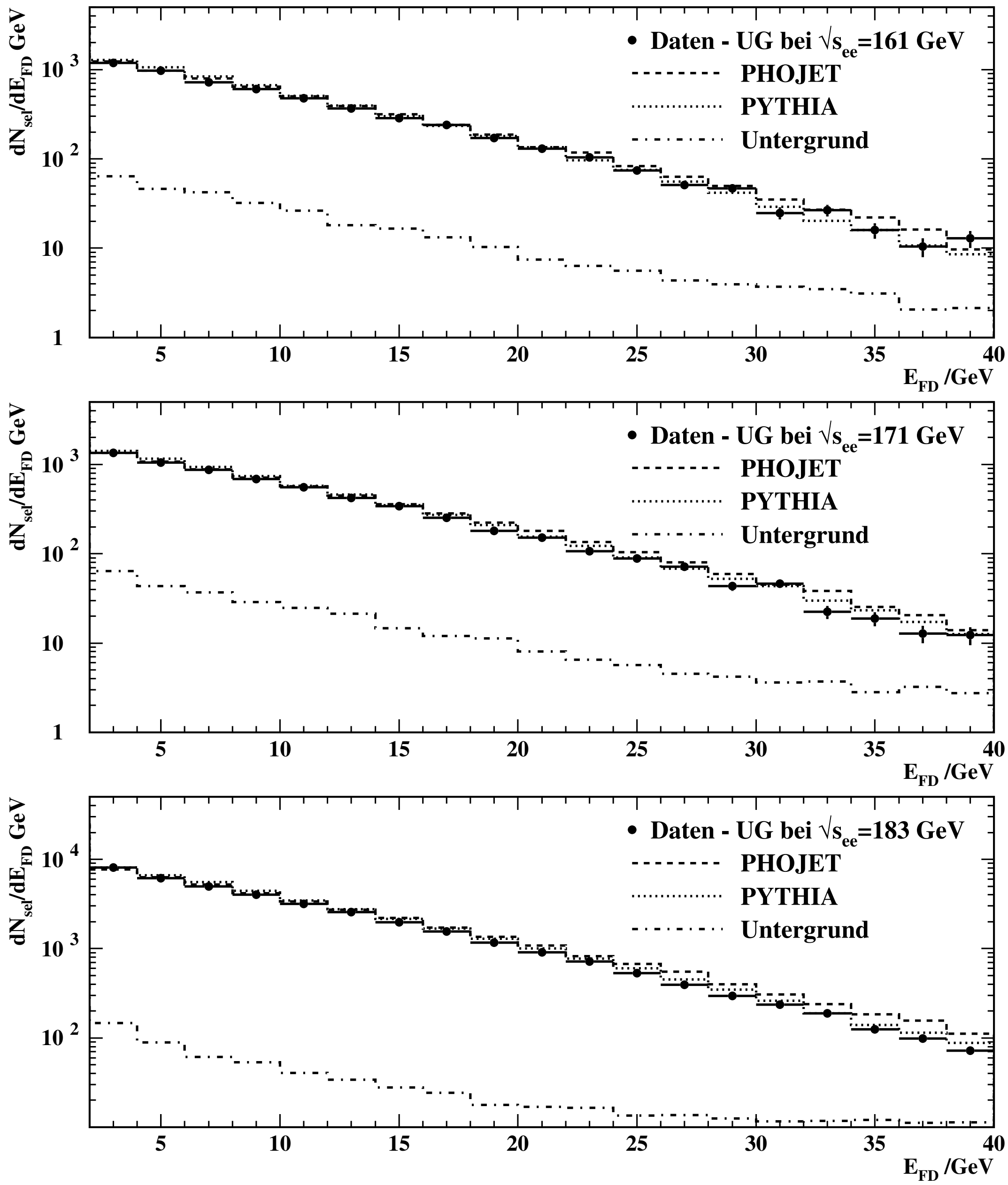

Abbildung 5.5: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}E_{\mathrm{FD}}$ der Summe der Energie im FD, E_{FD}, für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

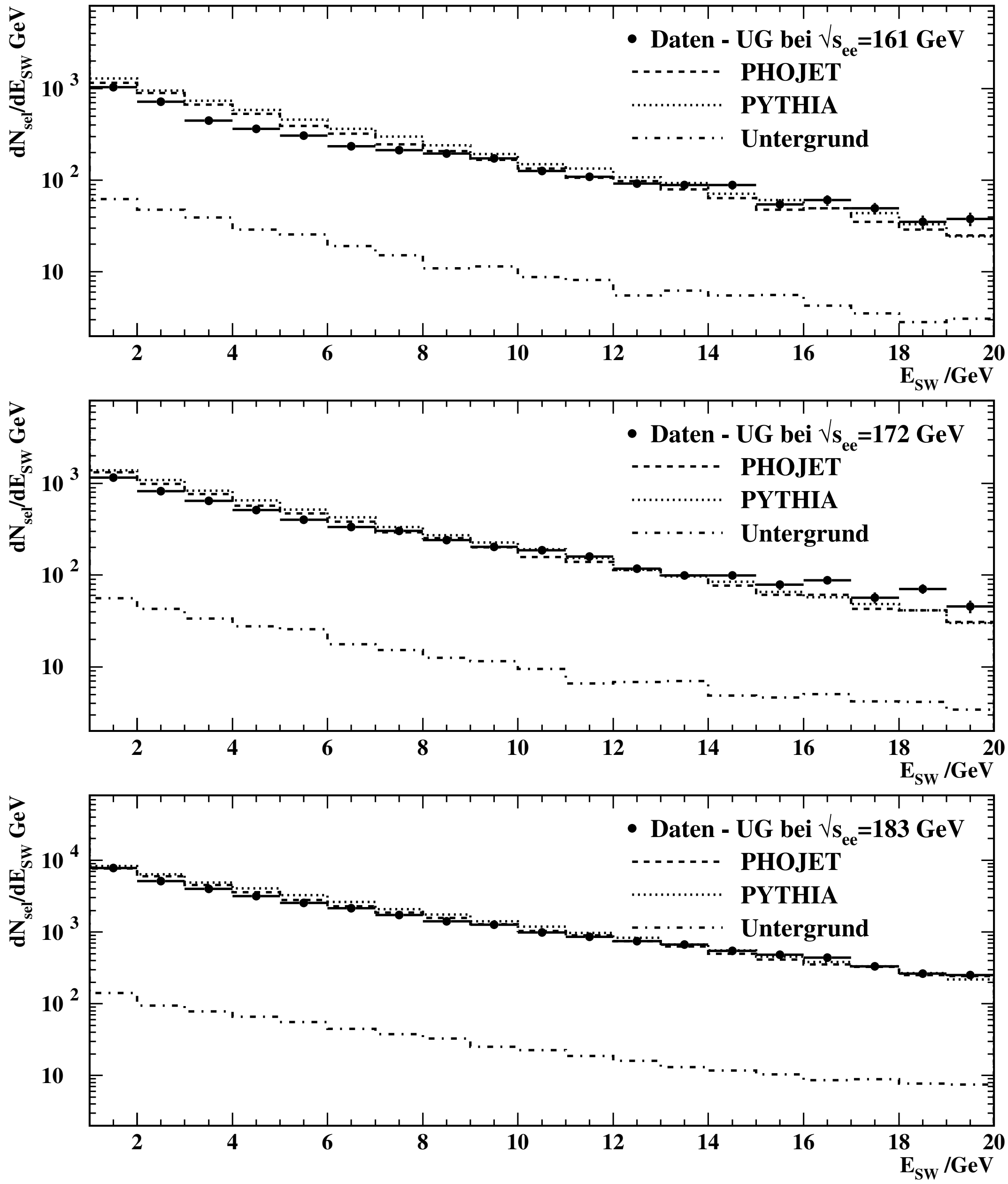

Abbildung 5.6: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}E_{\mathrm{SW}}$ der Summe der Energie im SW, E_{SW}, für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

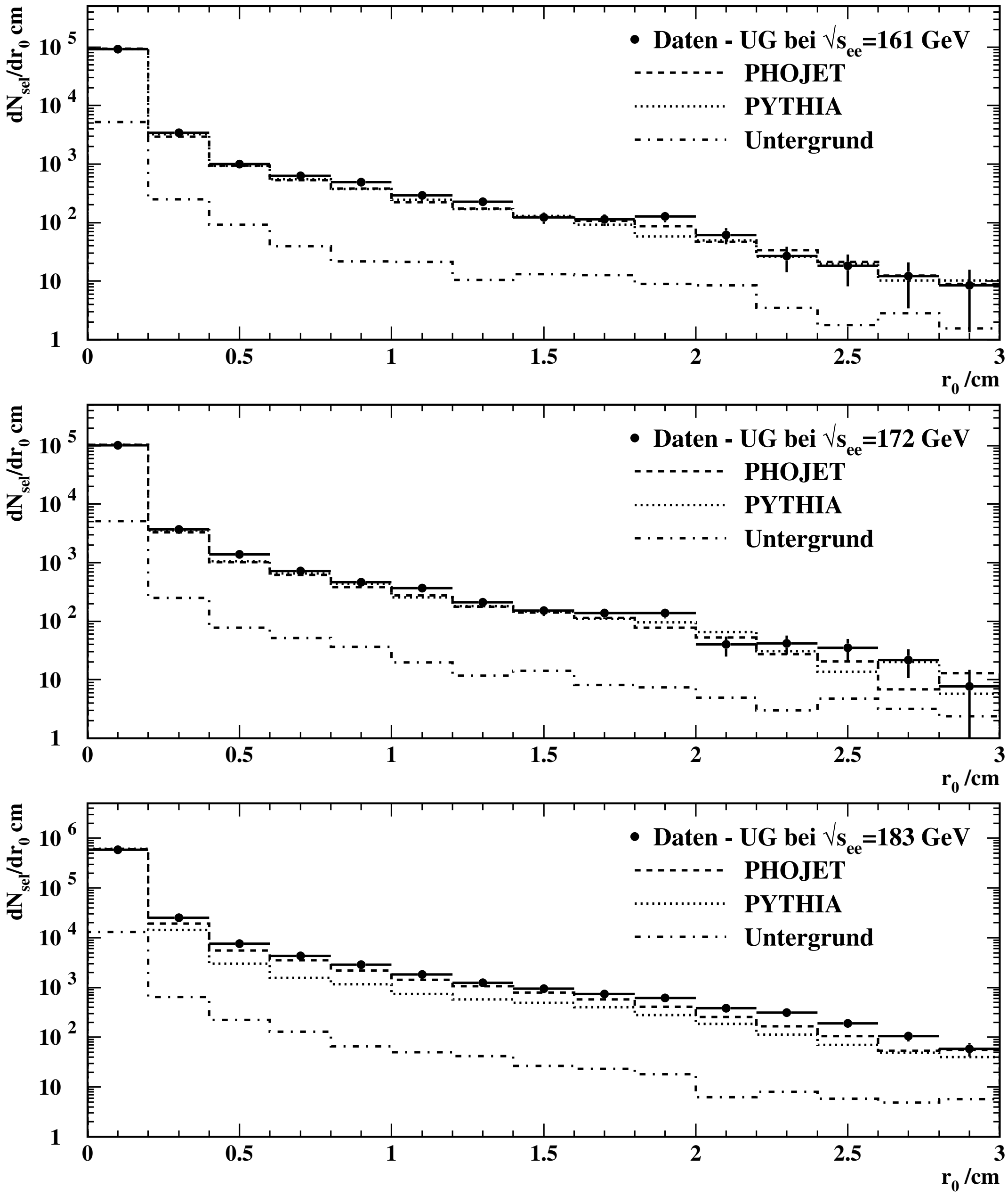

Abbildung 5.7: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}r_0$ des radialen Abstands r_0 des Vertexpunktes vom e^+e^--Kollisionspunkt für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

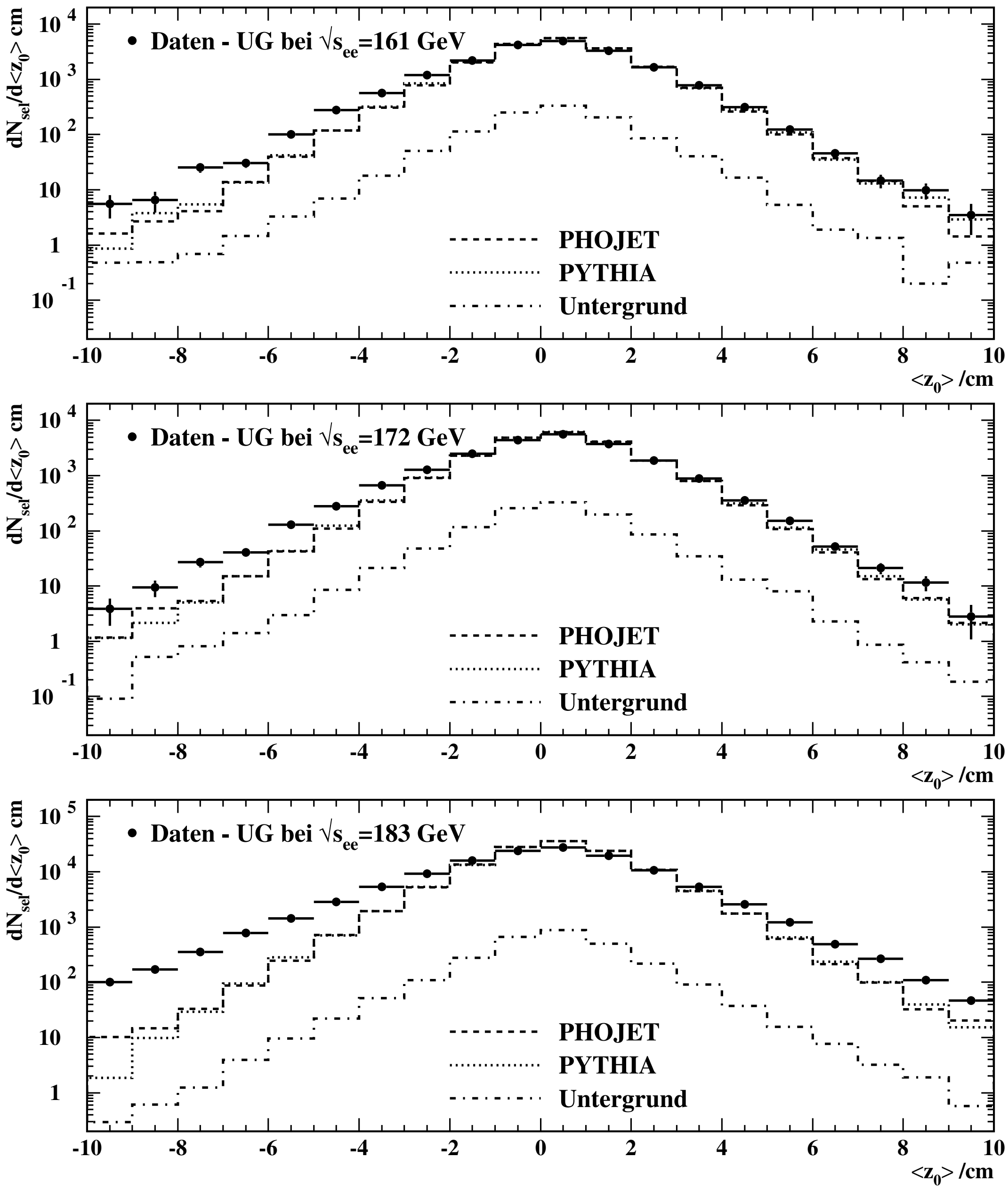

Abbildung 5.8: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}\langle z_0\rangle$ des longitudinalen Abstands $\langle z_0\rangle$ des Vertexpunktes vom e^+e^--Kollisionspunkt für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

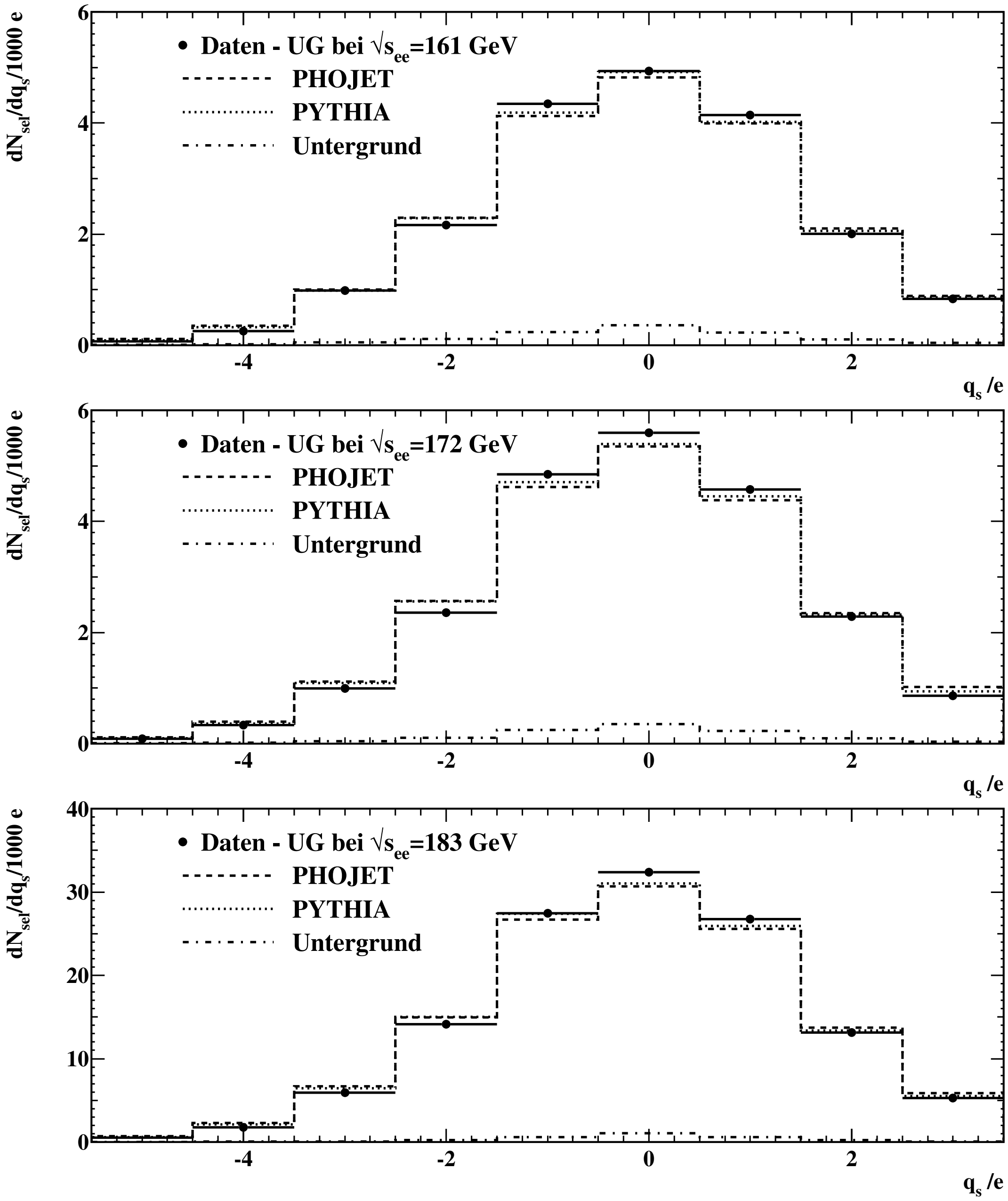

Abbildung 5.9: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}q_{\mathrm{s}}$ der Ladungssumme q_{s} der guten Spuren (gemessen in Einheiten der Elementarladung e) für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

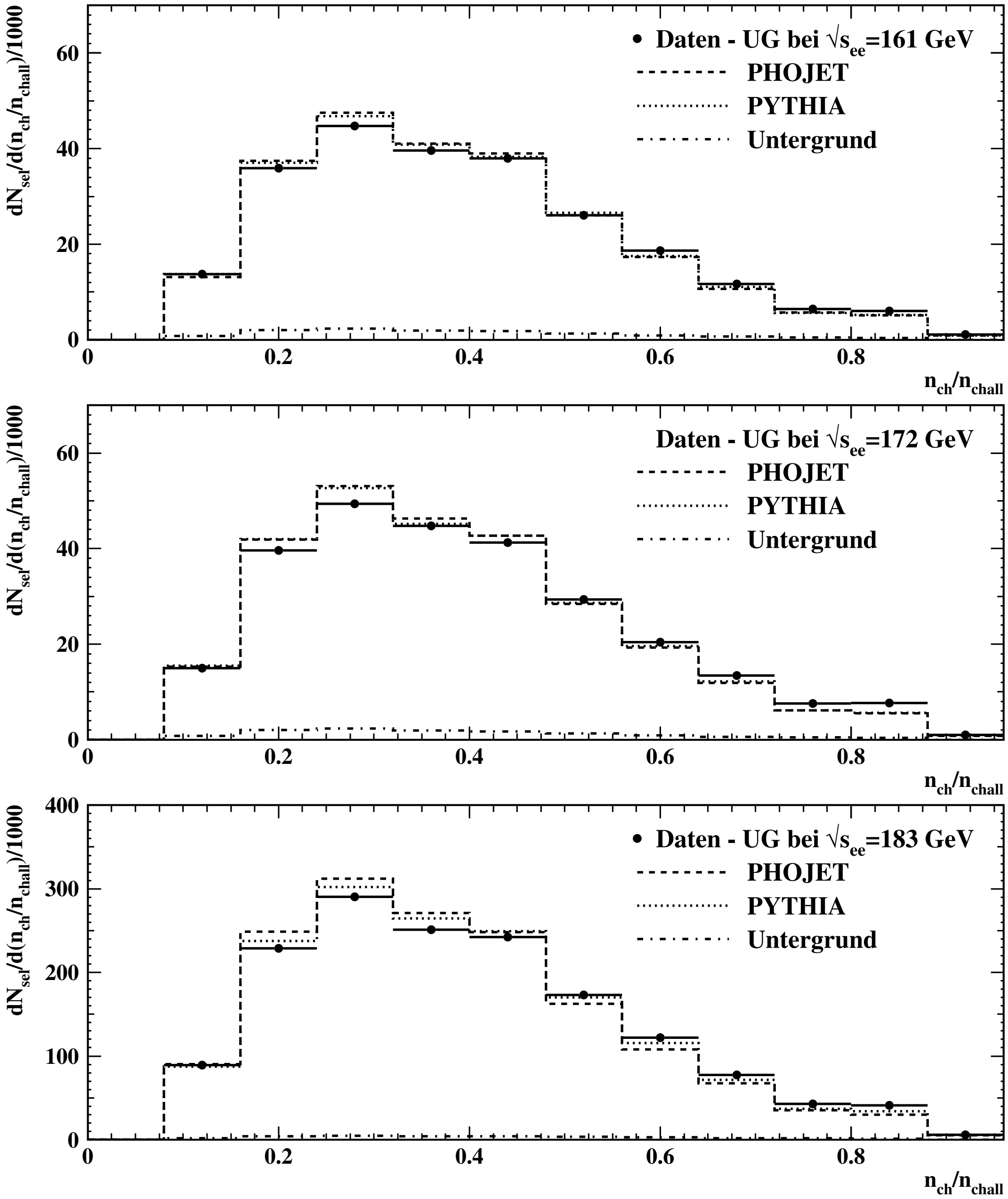

Abbildung 5.10: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}(n_{\mathrm{ch}}/n_{\mathrm{chall}})$ des Verhältnisses $n_{\mathrm{ch}}/n_{\mathrm{chall}}$ der Anzahl der guten zu allen Spuren für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

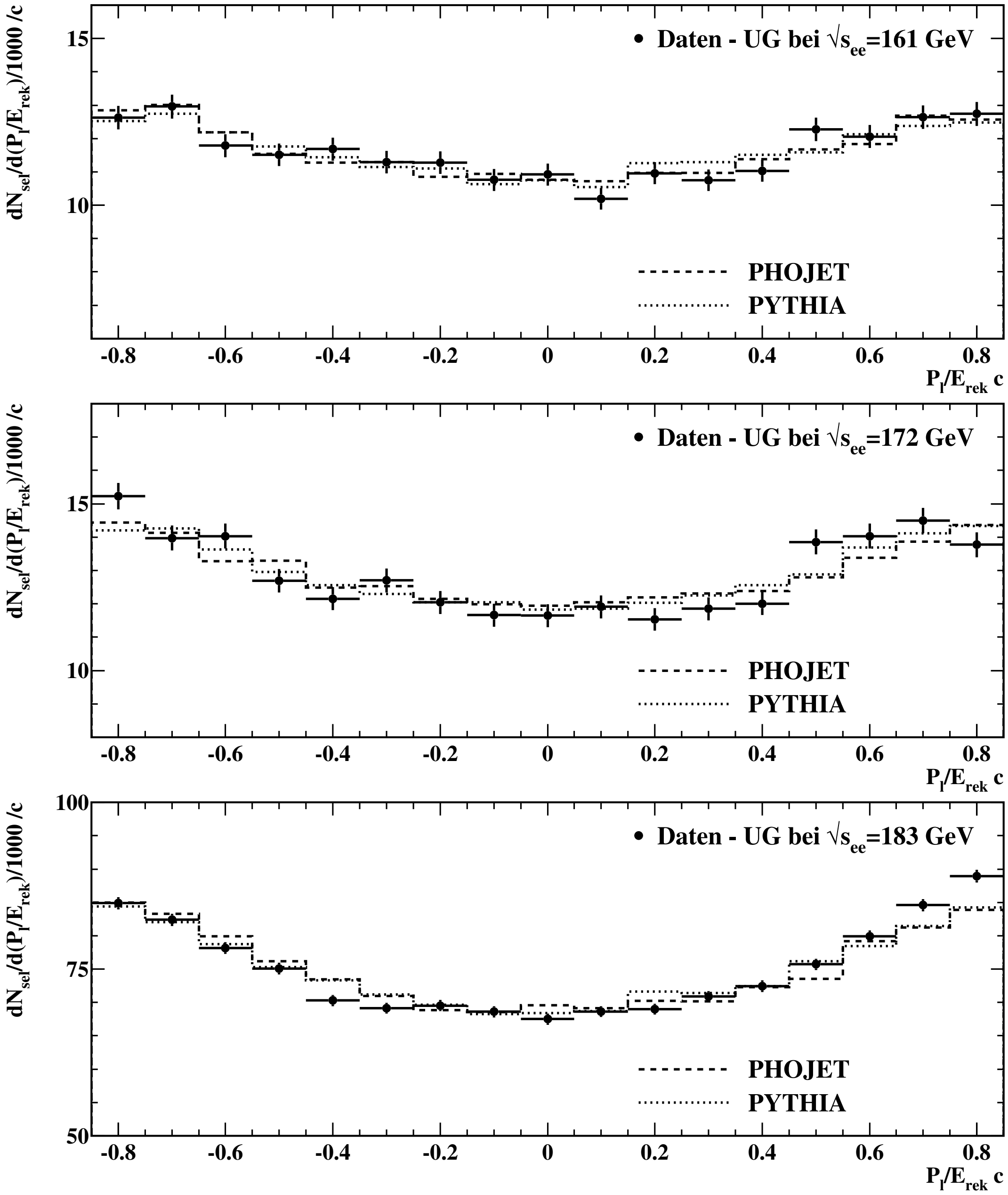

Abbildung 5.11: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}(P_{\mathrm{l}}/E_{\mathrm{rek}})$ des Verhältnisses $P_{\mathrm{l}}/E_{\mathrm{rek}}$ des longitudinalen Impulses $P_{\mathrm{l}} \equiv P_z$ zur gesamten rekonstruierten Energie E_{rek} für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

Bei einigen der Selektionsgrößen treten Unterschiede zwischen der Datenverteilung und den Monte-Carlo-Vorhersagen, beziehungsweise zwischen PYTHIA und PHOJET auf. Dies liegt einerseits an nicht simulierten Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen, die sich vor allem auf die Größen auswirken, die für Schnitte gegen diese Untergrundereignisse verwendet wurden. So zeigt zum Beispiel die Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}\langle z_0\rangle$ des longitudinalen Abstands $\langle z_0\rangle$ des Vertexpunktes vom $\mathrm{e^+e^-}$-Kollisionspunkt (siehe Abbildung 5.8) und die Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}(P_{\mathrm{l}}/E_{\mathrm{rek}})$ des Verhältnisses $P_{\mathrm{l}}/E_{\mathrm{rek}}$ (siehe Abbildung 5.11) Rechts-Links-Asymmetrien zwischen positiver und negativer z-Richtung, die sich teilweise auch von Datennahmeperiode zu Datennahmeperiode beziehungsweise für die drei verschiedenen verwendeten $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien verändern. Dies deutet auf wechselnde Strahl- beziehungsweise Vakuumqualitäten der $\mathrm{e^+e^-}$-Beschleunigungsanlage LEP hin. Aus der relativen Links-Rechts-Asymmetrien der Verteilung des Verhältnises $P_{\mathrm{l}}/E_{\mathrm{rek}}$ der Daten wurde abgeschätzt, daß etwa 2% der selektierten Ereignisse Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignisse sein können (siehe hierzu auch Abschnitt 6.4.6).

Andererseits können auch Unterschiede in der Simulation der Prozesse durch die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren zu Unterschieden führen. So überschätzt PYTHIA die Daten in der Verteilung der Summe der Energien im ECAL und im HCAL, $E_{\mathrm{ECAL+HCAL}}$, (siehe Abbildung 5.3) für Energien $E_{\mathrm{ECAL+HCAL}} < 8$ GeV, während PHOJET die Daten gut beschreibt. Die Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}n_{\mathrm{ch}}$ der geladenen Multiplizität n_{ch} (siehe Abbildung 5.4) wird dagegen durch PYTHIA etwas besser als durch PHOJET beschrieben, wobei allerdings beide Monte-Carlo-Generatoren die Daten bei geladenen Multiplizitäten $n_{\mathrm{ch}} < 6$ unterschätzen. Dies kann durch unterschiedliche Einstellungen der Fragmentationsparameter geschehen. Der Einfluß der schlechten Modellierung der geladenen Multiplizitätsverteilung durch die verwendeten Monte-Carlo-Simulationsprogramme auf die Ergebnisse der Wirkungsquerschnitte wird in Abschnitt 6.4.9 genauer untersucht.

Die Beschreibung der anderen Verteilungen ist im allgemeinen gut. Eventuelle kleine Diskrepanzen zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation können auf die übrig gebliebenen Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse oder mangelhafte Simulation des Detektors zurückgeführt werden.

Um in den obigen Abbildungen Unterschiede in den Verteilungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulationen aufgrund nicht simulierter Ereignisse mit kleinem $W_{\gamma\gamma}$ ($W_{\gamma\gamma} > 2$ GeV bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV und 172 GeV beziehungsweise $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV), die zwar in den Daten aber nicht in den Monte-Carlo-Simulationen vorhanden sind, zu unterdrücken, wurde ein zusätzlicher Schnitt auf die rekonstruierte invariante Masse W_{rek} von $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV angewendet. Die Definition von W_{rek} findet sich im nächsten Abschnitt 6.1 inbesondere in Gleichung 6.1.

Kapitel 6

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

6.1 Rekonstruktion der invarianten Masse

Um hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitte als Funktion der hadronischen invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ zu messen, muß zuerst $W_{\gamma\gamma}$ bestimmt werden. Da die Energie und die Richtung der gestreuten Strahlelektronen in den selektierten „untagged“ Photon-Photon-Ereignissen nicht bekannt sind, kann $W_{\gamma\gamma}$ nicht mit Hilfe von Gleichung 2.3 berechnet werden. Statt dessen muß die invariante Masse direkt aus dem Endzustand bestimmt werden.

Dazu wird zunächst ein „*Matching*“-Algorithmus auf die Daten angewendet, der dafür sorgt, daß die Signale der einzelnen Detektorkomponenten einzelnen Teilchen zugeordnet werden und dabei kein Teilchen doppelt gezählt wird [77]. Der Matching-Algorithmus benutzt dafür sämtliche Informationen aus den Kalorimetern und den Spurkammern. Wenn die Richtung einer Spur auf einen Cluster in einem Kalorimeter zeigt, wird die erwartete Energieablagerung des entsprechenden Teilchens im Kalorimeter, $E_{\mathrm{erw}}(\vec{p})$, mit der Energie des dazugehörenden Clusters, E_{cl}, verglichen. Dabei wird angenommen, daß die Spur von einem Pion herrührt. Ein Cluster wird nicht berücksichtigt, wenn seine Energie kleiner ist als die erwartete Energie von Spuren, die auf ihn zeigen ($E_{\mathrm{cl}} < E_{\mathrm{erw}}(\vec{p})$). Falls E_{cl} größer als $E_{\mathrm{erw}}(\vec{p})$ inklusive einer Toleranzenergie ist, wird der Cluster mit einer reduzierten Energie von $(E_{\mathrm{cl}} - E_{\mathrm{erw}}(\vec{p}))$ berücksichtigt. Das Resultat der Matching-Prozedur ist ein Feld von Viererimpulsen $(E_h, \vec{p}_h = (p_h^x, p_h^y, p_h^z))$ der nachgewiesenen Teilchen h. Diese Viererimpulse werden dann dazu benutzt, um die rekonstruierbare invariante Masse

W_{rek} zu berechnen.

$$\begin{aligned} W^2_{\mathrm{rek}} &= \left(\sum_h E_h\right)^2 - \left(\sum_h \vec{p}_h/c\right)^2 \\ &= E^2_{\mathrm{rek}} - (P_l/c)^2 - (P_t/c)^2 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Es gilt außerdem:

$$\begin{aligned} E_{\mathrm{rek}} &= \sum_h E_h \\ P_l &= \sum_h p_h^z \\ P_t &= \sqrt{\left(\sum_h p_h^x\right)^2 + \left(\sum_h p_h^y\right)^2} \end{aligned}$$

Hierbei ist über alle nachgewiesenen Teilchen h zu summieren. Aus dem so berechneten W_{rek} können W_{rek}-Verteilungen $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}W_{\mathrm{rek}}$ für die verschiedenen $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV gewonnen werden, welche in Abbildung 6.1 gezeigt werden. Die W_{rek}-Verteilungen werden gut durch die Monte-Carlo-Simulationen beschrieben.

6.2 Entfaltung der invarianten Masse

Aufgrund von Detektorineffizienzen, besonders im Bereich um das Strahlrohr, ist es möglich, daß Teilchen den Detektor verlassen ohne nachgewiesen zu werden, beziehungweise nur mit geringer Effizienz nachgewiesen werden. Dies gilt im besonderen für Hadronen, die in die elektromagnetischen Kalorimeter nahe des Strahlrohrs (FD, SW) treffen. Dieser Effekt wird durch den Boost des $\gamma\gamma$-Systems gegenüber dem Laborsystem noch verstärkt. Die rekonstruierte invariante Masse W_{rek} ist somit im Mittel kleiner als die wahre invariante Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems. Diese Effekte lassen sich in Abbildung 6.2, welche die Akzeptanz $N_{\mathrm{sel}}/N_{\mathrm{gen}}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ zeigt, und in Abbildung 6.3, welche die Relation zwischen $W_{\gamma\gamma}$ und W_{rek} zeigt, erkennen. Auch die Energie-, Impuls- und Positionsmessungen mit dem Detektor sind mit Fehlern behaftet und haben eine endliche Auflösung.

Der Vorgang, der von den auf Detektorniveau gemessenen Größen zu den interessanten korrespondierenden Größen auf Teilchenniveau führt, wird Entfaltung genannt. Die verschiedenen Entfaltungsmethoden benötigen dafür Informationen über die Reaktionen des Detektors auf die bei der $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Streuung erzeugten Teilchen. Diese erhalten sie meist implizit durch die Verwendung von mit der kompletten Detektorsimulation erzeugten Monte-Carlo-Ereignissen, bei denen

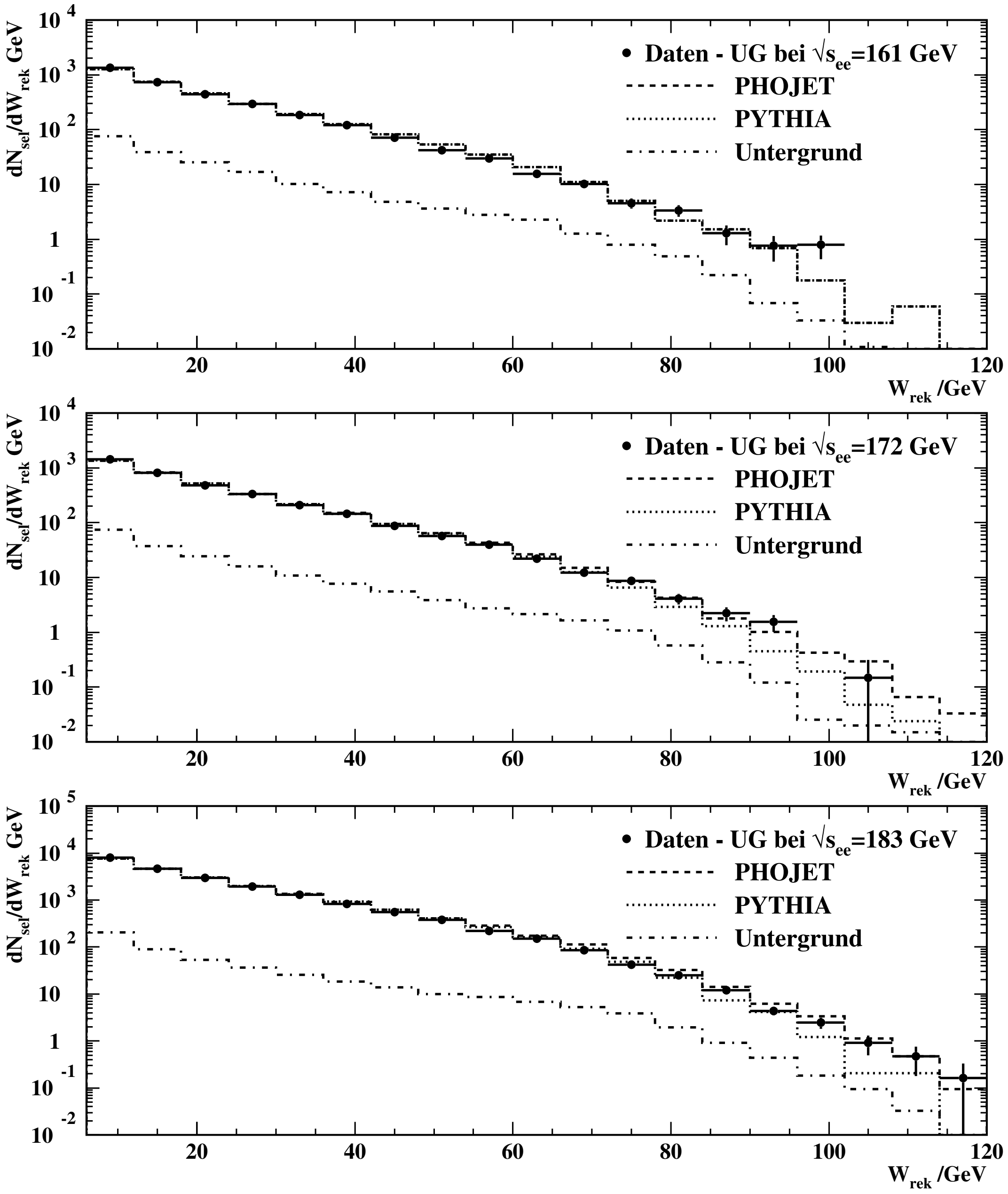

Abbildung 6.1: W_{rek}-Verteilungen $\mathrm{d}N_{\text{sel}}/\mathrm{d}W_{\text{rek}}$, getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Die Punkte zeigen die Daten nach der Untergrundsubtraktion. Der abgezogene Untergrund ist als strichgepunktete Linie dargestellt. Zum Vergleich sind auch die Vorhersagen des PHOJET (gestrichelte Linien) und des PYTHIA (gepunktete Linien) Photon-Photon-Monte-Carlo-Generators, nach Normierung auf die Anzahl der untergrundbereinigten Ereignisse, eingezeichnet.

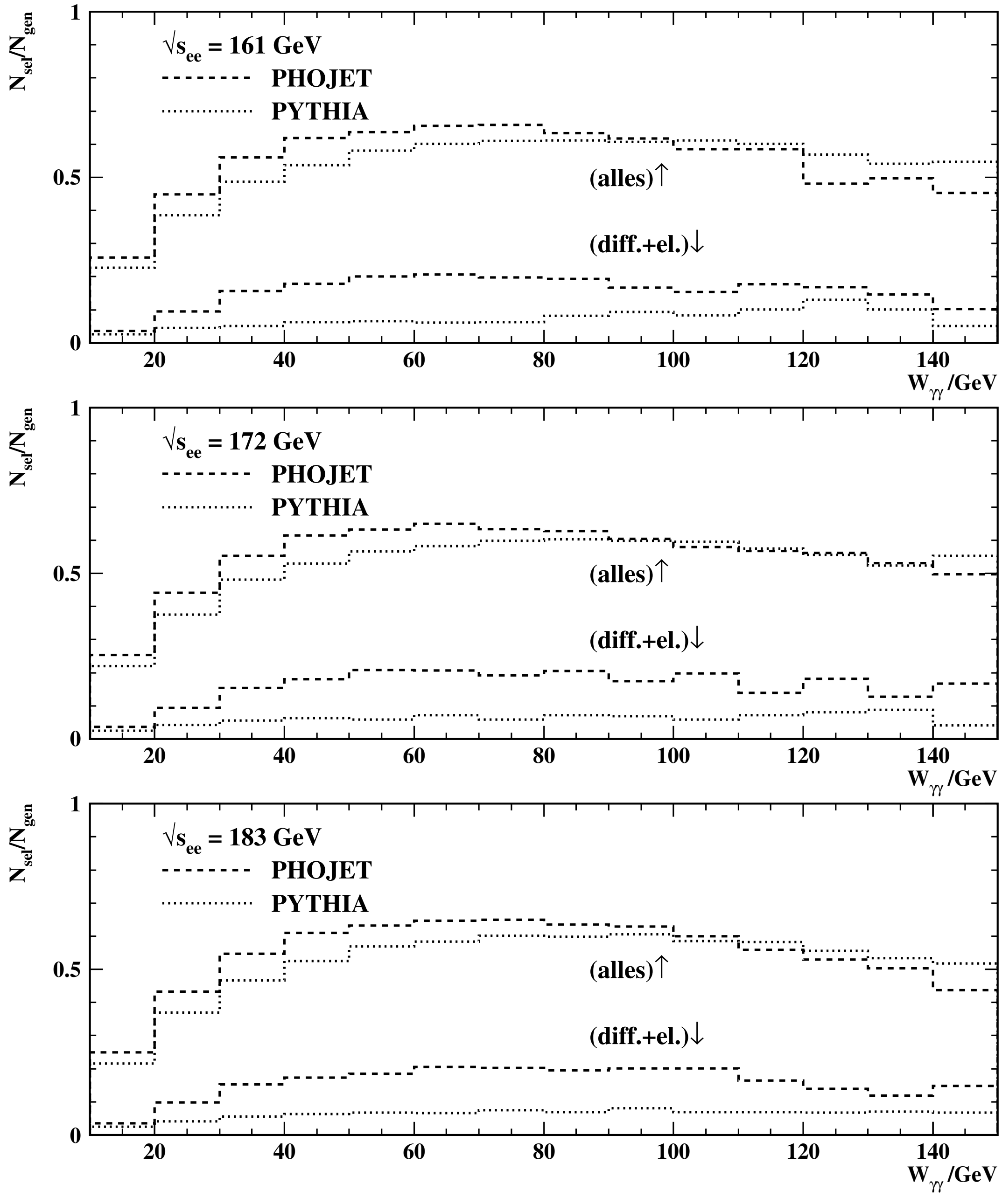

Abbildung 6.2: Die Akzeptanz $N_{\mathrm{sel}}/N_{\mathrm{gen}}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$, getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Die Akzeptanz wurde mit den Monte-Carlo-Generatoren PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien) ermittelt. Die jeweils unteren beiden Kurven beziehen sich nur auf den diffraktiven inklusive dem elastischen Anteil der Ereignisse.

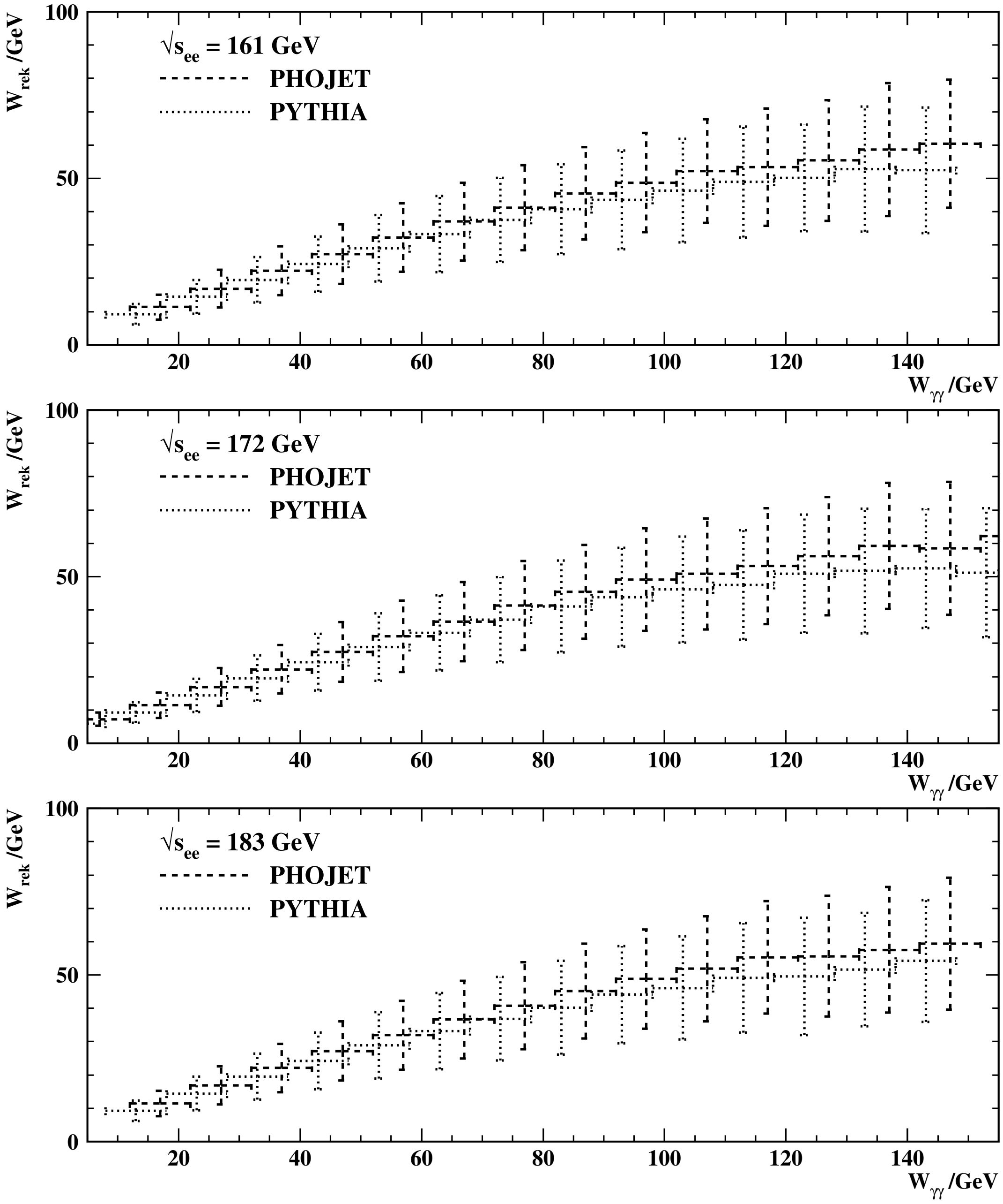

Abbildung 6.3: Die Relation zwischen der rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} und der invarianten Masse des Photon-Photon-Systems $W_{\gamma\gamma}$ für alle selektierten Ereignisse, getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Die W_{rek}-$W_{\gamma\gamma}$-Relation wurde mit den Monte-Carlo-Generatoren PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien) ermittelt. Die vertikalen Striche zeigen die Standardabweichung der W_{rek}-Verteilung im jeweiligen $W_{\gamma\gamma}$-Wertebereich.

sowohl Informationen auf Detektorniveau als auch auf Teilchenniveau vorliegen (siehe hierzu Abschnitt 4.2.8).

Um aus der rekonstruierten invarianten Massenverteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}W_{\mathrm{rek}}$ die gesuchte invariante Massenverteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems zu extrahieren, wurde standardmäßig das Programm GURU [61] verwendet. Es beruht auf einem auf Singulärwert-Zerlegung basierenden regularisierenden Entfaltungsalgorithmus. Für systematische Studien wurden auch noch andere Entfaltungsprogramme, die auf anderen Entfaltungsmethoden beruhen, benutzt. Ein Einblick in die Verfahrensweise von verschiedenen Entfaltungsalgorithmen gibt Anhang B.

Nachdem der Untergrund von den Daten abgezogen, die Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}W_{\mathrm{rek}}$ zur Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ entfaltet und dann durch die integrierte Luminosität L_{int} der Daten geteilt wurde, resultiert aus diesen Schritten der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$

$$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma} = \frac{1}{L_{\mathrm{int}}}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}}, \tag{6.2}$$

welcher in Abbildung 6.4 für die $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV, 172 GeV und 183 GeV gezeigt ist. Es ist erkennbar, daß die Ergebnisse für $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ bei Verwendung von PYTHIA zur Entfaltung systematisch etwas über denen bei Verwendung von PHOJET zur Entfaltung liegen.

Da auch $\mathrm{e}\gamma^*$-Ereignisse, das heißt Photon-Photon-Ereignisse, bei denen der Viererimpulsübertrag Q^2 auf ein Photon groß ist und das Photon daher nicht mehr als quasi-reell angenommen werden kann, standardmäßig als Untergrund betrachtet und von den Daten abgezogen wurden, beziehen sich alle in dieser Arbeit angegebenen und gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ auf den Prozeß ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}\gamma^*\gamma^* \to \mathrm{e^+e^-}$Hadronen), bei dem das Q^2 der virtuellen Photonen aufgrund der Definition des $\mathrm{e}\gamma^*$-Untergrundes kleiner als 1 GeV^2 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV und $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV und kleiner als 4.5 GeV^2 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV ist.

6.3 Bestimmung des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\boldsymbol{\sigma_{\gamma\gamma}}$

Zur Bestimmung des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ kann Gleichung 2.10 verwendet werden. Nach Gleichung 2.10 wird einfach der im vorherigen Abschnitt 6.2 gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ durch die theoretisch berechenbare differentielle Luminositätsfunktion $\mathrm{d}L_{\gamma\gamma}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ dividiert, welche die Abstrahlung der Photonen von den Strahlelektronen und -positronen beschreibt. Zusätzlich müssen noch Formfaktoren $F(Q^2)$, welche die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts beschreiben, nach Gleichung 2.11 benutzen werden, um den mit Gleichung

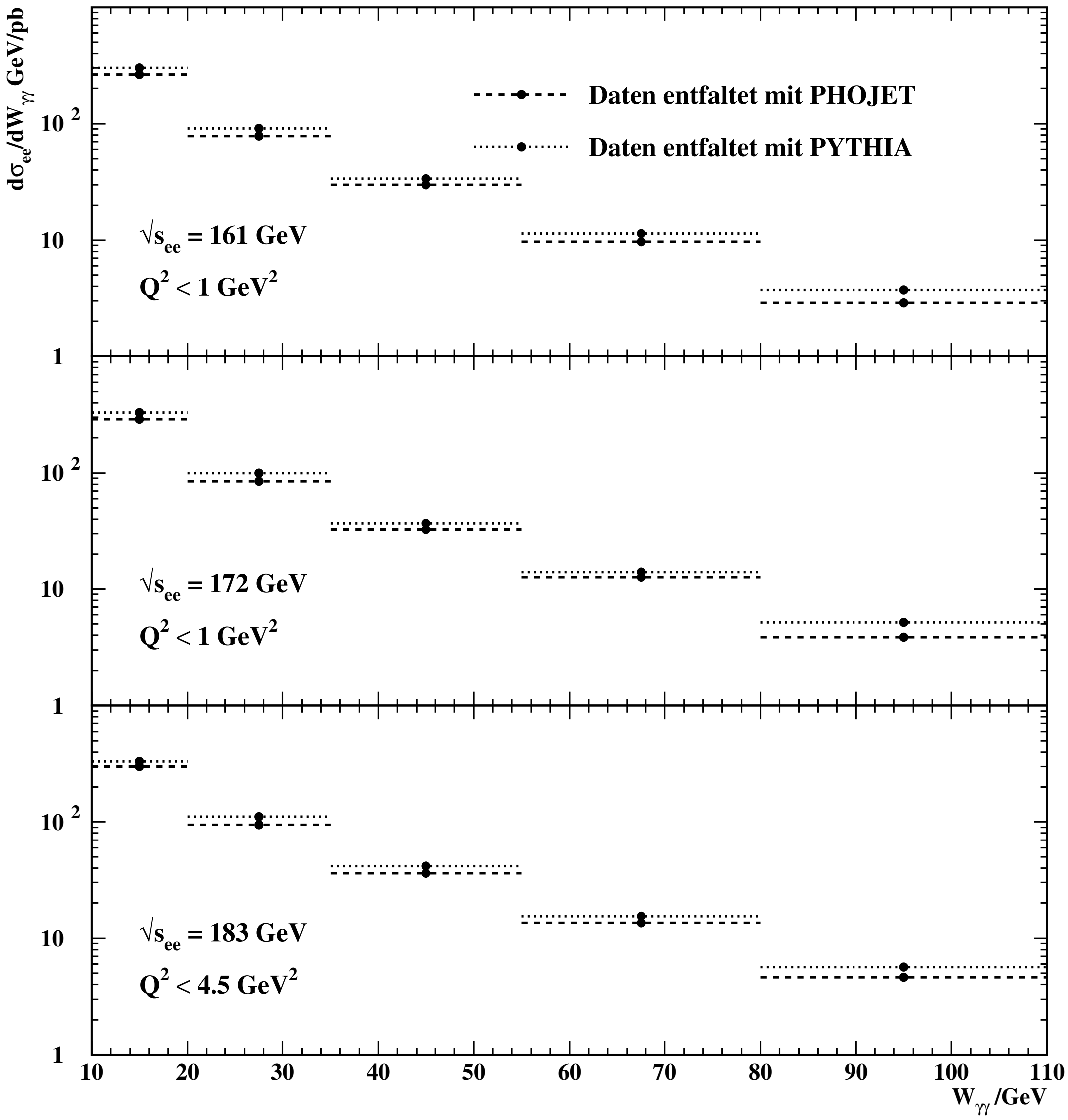

Abbildung 6.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}(W_{\gamma\gamma})/dW_{\gamma\gamma}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ = 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV. Für den Entfaltungsprozeß und die Akzeptanzkorrektur wurden PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien) verwendet. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

2.10 bestimmten totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt zu $Q^2 = 0$ zu extrapolieren und damit den totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt für reelle Photonen zu erhalten. Eine effektive Luminositätsfunktion $L^*_{\gamma\gamma}$, welche schon die Formfaktoren $F(Q^2)$ berücksichtigt, liefert das Programm PHOLUM [48, 49, 47]. Das Programm PHOLUM führt dabei auch die numerische Integration über den nicht beobachteten Phasenraumbereich (Q^2- und y-Bereich) der abgestrahlten Photonen in den Gleichungen 2.7 bis 2.11 für die verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$-Bins[1] durch.

$$\frac{\mathrm{d}L^*_{\gamma\gamma}}{\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}} \int \frac{\mathrm{d}L_{\gamma\gamma}}{\mathrm{d}y_1 \mathrm{d}Q_1^2 \mathrm{d}y_2 \mathrm{d}Q_2^2} F(Q_1^2) F(Q_2^2) \mathrm{d}y_1 \mathrm{d}Q_1^2 \mathrm{d}y_2 \mathrm{d}Q_2^2$$

Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt läßt sich damit folgendermaßen darstellen:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}}{\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}} \bigg/ \frac{\mathrm{d}L^*_{\gamma\gamma}}{\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}} \qquad (6.3)$$

Dies gilt streng genommen nur für eine beliebig gute Auflösung in $W_{\gamma\gamma}$. Tatsächlich ist die Auflösung in $W_{\gamma\gamma}$ begrenzt, so daß für die Größen in Gleichung 6.3 über die verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$-Bins gemittelte Werte verwendet werden und die kontinuierliche Funktion $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ durch ein Histogramm approximiert wird. Diese Approximation von kontinuierlichen Verteilungen gilt übrigens für alle in dieser Arbeit gezeigten Histogramme eigentlich kontinuierlicher Größen. Das Programm PHOLUM berücksichtigt sowohl transversal als auch longitudinal polarisierte Photonen. Die Formfaktoren werden wie in der Näherung des GVMD-Modells[2] der Referenz [54] benutzt. Die Unsicherheit durch die Extrapolation zu $Q^2 = 0$ wurde durch den Vergleich des GVMD-Modells mit einem einfachen ρ^0-Pol Formfaktor [47] abgeschätzt. Die relative Differenz zwischen den nach diesen beiden Modellen berechneten integrierten effektiven Luminositätsfunktionen $\mathrm{d}L^*_{\gamma\gamma}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ für die verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$-Bins beträgt 6% bis 8%. Diese theoretische Unsicherheit wurde nicht in den systematischen Fehler der Messung, welcher im nächsten Abschnitt 6.4 näher erläutert wird, mit einbezogen.

Die Resultate dieser Bestimmung des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ für $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV, 172 GeV und 183 GeV unter Verwendung der Photon-Photon-Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA zur Entfaltung sind in Abbildung 6.5 (oben, mitte) dargestellt. Es ist auch hier erkennbar, daß die Ergebnisse bei der Verwendung von PYTHIA zur Entfaltung systematisch etwas größer sind als bei der Verwendung von PHOJET zur Entfaltung. Bei den verschiedenen $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ sind die Resultate dagegen ähnlich (siehe hierzu Abbildung 6.5 unten). Deshalb wurden die Ergebnisse bei den verschiedenen

[1] Ein Bin ist die Einteilung einer Observablen in diskrete Wertebereiche (Intervalle, Kanäle)

[2] Abkürzung für die englische Bezeichnung **g**eneralized **v**ektor **m**eson **d**ominanz **m**odel

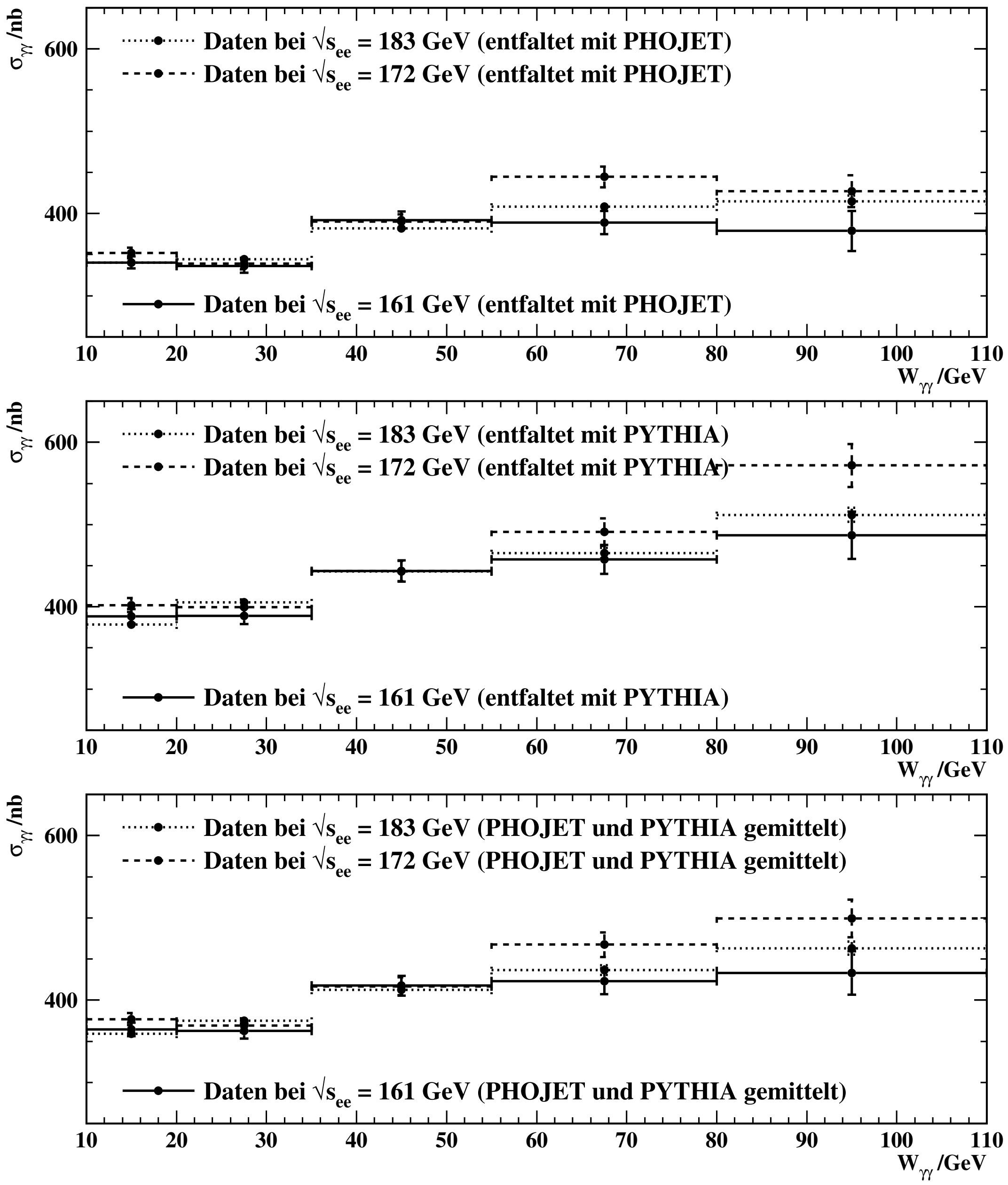

Abbildung 6.5: Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV, 172 GeV und 183 GeV. Für den Entfaltungsprozeß und die Akzeptanzkorrektur wurden in der oberen Abbildung PHOJET und in der mittleren Abbildung PYTHIA verwendet. In der unteren Abbildung sind die Ergebnisse der oberen beiden Abbildungen gemittelt. Es sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet.

e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ letztendlich mit den jeweiligen integrierten Luminositäten L_{int} gewichtet gemittelt und der Unterschied bei der Verwendung von PHOJET beziehungsweise PYTHIA zur Entfaltung im systematischen Fehler berücksichtigt (siehe hierzu Abschnitt C und 6.4.1).

6.4 Fehleranalyse

Um eine verläßliche Entfaltung zu gewährleisten, sollte nicht nur die eigentlich interessierende Meßgröße (hier W_{rek}) gut durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben werden, sondern verschiedene relevante Meßgrößen und Verteilungen der Daten sollten auch gut simuliert werden. Um dies zu überprüfen, wurden in Abschnitt 5.1 und 6.1 einige Verteilungen verschiedener Meßgrößen mit der Vorhersage der Photon-Photon-Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA verglichen (Abbildungen 5.1 bis 6.1). Zusätzlich werden hier noch die Verteilungen dN_{sel}/dT des Thrust T (siehe Abbildung 6.6), der totalen Multiplizität n_{tot} (siehe Abbildung 6.7) und des Verhältnisses P_t/E_{rek} von tranversalem Impuls P_t zur gesamten rekonstruierten Energie E_{rek} des Ereignisses (siehe Abbildung 6.8) gezeigt. Die Berechnung von P_t geschieht ebenfalls nach der Matching-Prozedur (siehe hierzu Abschnitt 6.1 und Gleichung 6.1) mit den dadurch festgelegten Viererimpulsen. Die Verteilungen von PHOJET und PYTHIA wurden dabei auf die Anzahl der Datenereignisse nach der Subtraktion des erwarteten simulierten Untergrundes normiert. Trotz einiger Unterschiede sowohl zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation als auch zwischen PHOJET und PYTHIA, die in Abschnitt 5.1 schon erläutert wurden, ist die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation im allgemeinen gut und rechtfertigt die in Abschnitt 6.2 beschriebene Entfaltung und Ermittlung der Wirkungsquerschnitte. Der Einfluß dieser Diskrepanzen auf das Entfaltungsergebnis und weitere Ursachen von Fehlern in den ermittelten Wirkungsquerschnitten soll in den folgenden Abschnitten untersucht und quantifiziert werden.

6.4.1 Monte-Carlo-Modelle

Werden die aus den Photon-Photon-Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA gewonnenen Verteilungen nicht wie in den Abbildungen 5.1 bis 6.1 und 6.6 bis 6.8 geschehen auf die untergrundbereinigte Anzahl der Datenereignisse, sondern auf die gemessene integrierte Datenluminosität normiert, so ergeben sich mit PHOJET etwa 10% weniger und mit PYTHIA etwa 10% mehr selektierte Ereignisse als untergrundbereinigte Datenereignisse. Dies deutet auf einen entsprechend kleineren Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}/dW_{\gamma\gamma}$ in PHOJET und auf einen entsprechend größeren Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}/dW_{\gamma\gamma}$ in PYTHIA hin.

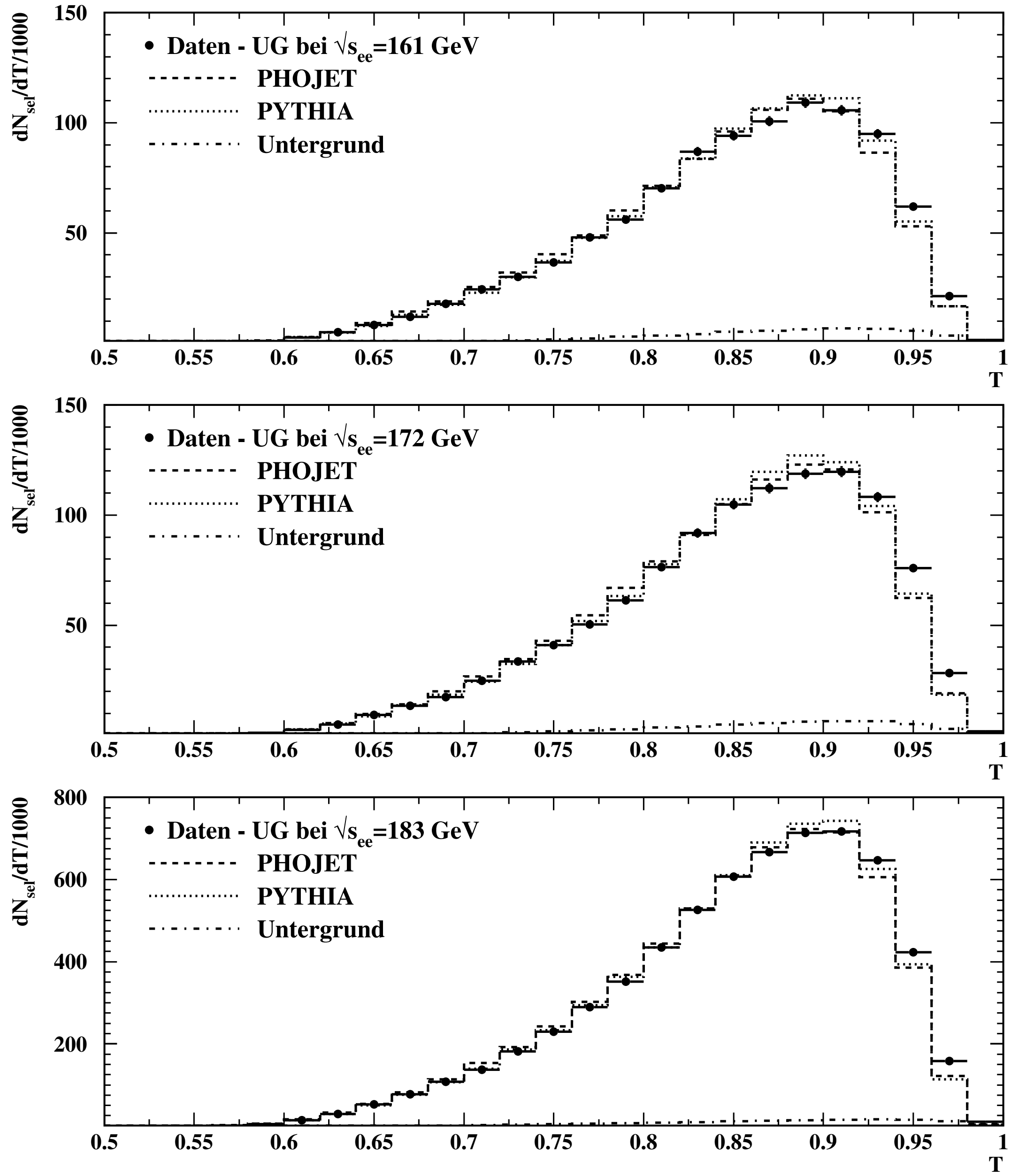

Abbildung 6.6: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}T$ des Thrust T für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

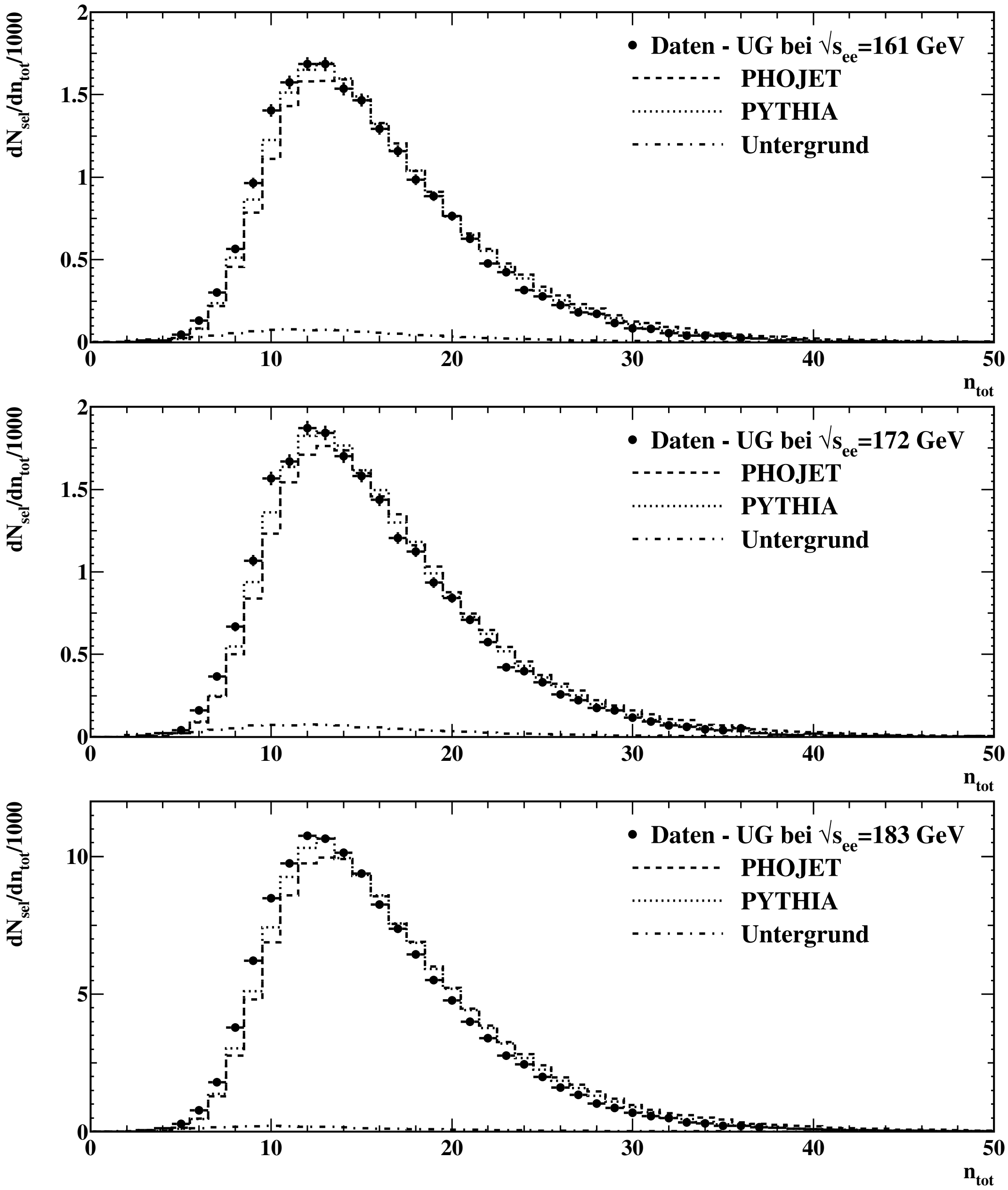

Abbildung 6.7: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}n_{\mathrm{tot}}$ der totalen Multiplizität n_{tot} für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

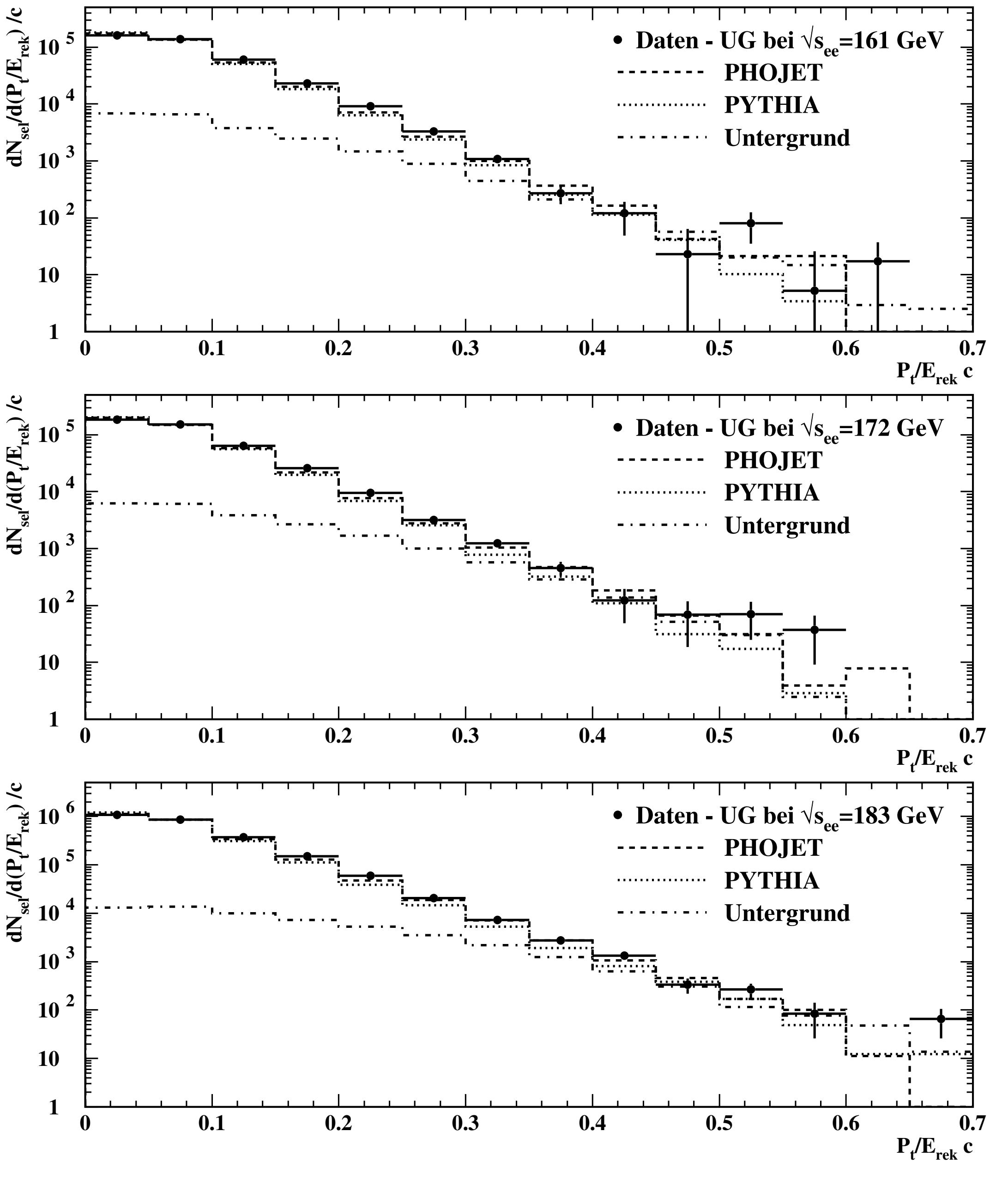

Abbildung 6.8: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}(P_{\mathrm{t}}/E_{\mathrm{rek}})$ des Verhältnisses $P_{\mathrm{t}}/E_{\mathrm{rek}}$ des transversalen Impulses P_{t} zur gesamten rekonstruierten Energie E_{rek} für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

Diese Unterschiede in der totalen Normierung der in den Monte-Carlo-Generatoren vorausgesagten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{e^+e^-}$ sind jedoch für die experimentelle Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{e^+e^-}/dW_{\gamma\gamma}$ beziehungsweise des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ belanglos, weil weder der von PHOJET beziehungsweise PYTHIA vorausgesagte Wirkungsquerschnitt noch die integrierte Luminosität der Monte-Carlo-Photon-Photon-Ereignisse beim Entfalten verwendet werden. Der Entfaltungsprozeß verwendet die Monte-Carlo-Ereignisse nur, um von der rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} auf die invariante Masse des Photon-Photon-Systems, $W_{\gamma\gamma}$, zu korrigieren und dabei die begrenzte Auflösung zu berücksichtigen. Weiterhin wird dadurch auch die Akzeptanz, die aufgrund von Detektorineffizienzen und der Selektionsschnitte kleiner als 100% ist, berücksichtigt. Da sich sowohl in der Relation zwischen $W_{\gamma\gamma}$ und W_{rek} (siehe Abbildung 6.3), als auch in der Akzeptanz $N_{\text{sel}}/N_{\text{gen}}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ (siehe Abbildung 6.2) im Detail Unterschiede in den Vorhersagen zwischen PHOJET und PYTHIA zeigen, ist es nicht verwunderlich, daß sich diese Unterschiede auch in leicht verschiedenen Entfaltungsergebnissen beziehungsweise Wirkungsquerschnitten bei der Verwendung von PHOJET beziehungsweise PYTHIA im Entfaltungsprozeß äußern. Die Wirkungsquerschnitte, die sich beim Entfalten mit PHOJET ergeben, sind etwa 20% kleiner als die Wirkungsquerschnitte beim Entfalten mit PYTHIA. Werden alle Kontrollverteilungen (Abbildungen 5.1 bis 6.1 und 6.6 bis 6.8) betrachtet, so beschreiben PHOJET und PYTHIA die Daten gleichermaßen gut und es gibt keinen Grund einen Monte-Carlo-Generator zu bevorzugen. Deshalb wurden die Ergebnisse aus der Entfaltung unter Verwendung von PHOJET und PYTHIA gemittelt und die Differenz der Entfaltungsergebnisse unter Verwendung von PHOJET beziehungsweise PYTHIA zum Mittelwert als systematischer Fehler aufgrund der Monte-Carlo-Modellierung betrachtet. Dies ergibt einen relativen Fehler von etwa $\pm 6\%$ bis $\pm 11\%$ auf die so ermittelten Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{e^+e^-}/dW_{\gamma\gamma}$ beziehungsweise $\sigma_{\gamma\gamma}$ in Abhängigkeit von $W_{\gamma\gamma}$.

6.4.2 Diffraktiver und elastischer Anteil

In beiden Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA sind etwa 20% aller erzeugten Photon-Photon-Ereignisse diffraktive oder elastische Ereignisse, bei denen die von den Strahlleptonen emittierten Photonen in Vektormesonen fluktuieren, die dann elastisch oder diffraktiv durch den Austausch farbneutraler Pomeronen aneinander streuen. Dieser diffraktive plus elastische Anteil ist in beiden Photon-Photon-Monte-Carlo-Generatoren fast unabhängig von $W_{\gamma\gamma}$ im betrachteten $W_{\gamma\gamma}$-Bereich von $10 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 150 \text{ GeV}$ (siehe hierzu Abbildung 6.9)[3]. Im Gegensatz dazu ist die Selektionswahrscheinlichkeit für dif-

[3] Die verwendete Einteilung der Ereignisse in diffraktive beziehungsweise elastische Ereignisse basiert auf der internen Klassifizierung der generierten Ereignisse durch die verwendeten Photon-Photon-Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA.

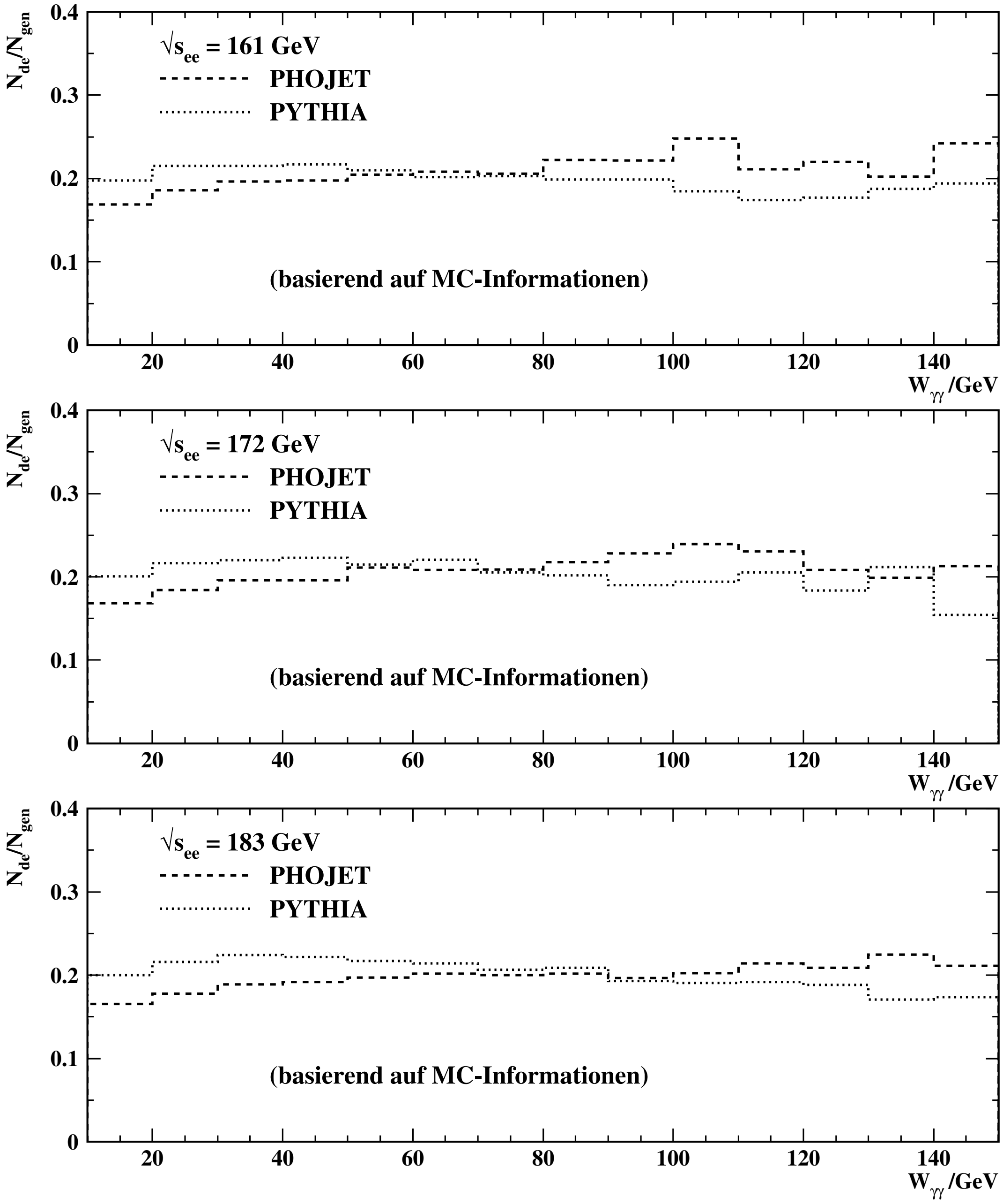

Abbildung 6.9: Der diffraktive plus elastische Anteil $N_{\mathrm{de}}/N_{\mathrm{gen}}$ an allen generierten Ereignissen als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ getrennt für die drei verwendeten e^+e^--Schwerpunktsenergien. Der diffraktive plus elastische Anteil wurde mit den Monte-Carlo-Generatoren PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien), basierend auf deren interner Klassifizierung der Ereignisse, ermittelt.

fraktive beziehungsweise elastische Photon-Photon-Ereignisse in Abhängigkeit von $W_{\gamma\gamma}$ sehr klein und stark unterschiedlich zwischen PHOJET und PYTHIA (siehe hierzu Abbildung 6.2). Nur etwa 6% aller mit PYTHIA bei $W_{\gamma\gamma} =$ 70 GeV erzeugten diffraktiven oder elastischen Photon-Photon-Ereignisse werden selektiert, wohingegen es bei Verwendung von PHOJET etwa 20% sind. Verschiedene Modellierungen der diffraktiven und elastischen Ereignisse führen zu diesen unterschiedlichen Selektionswahrscheinlichkeiten.

Dieses Verhalten zeigt sich auch in den Verteilungen der maximalen Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$, welche in den Abbildungen 6.10 und 6.11[3]dargestellt sind. Eine genau Definition der Pseudorapitität η und der maximalen Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$ findet sich in den Abschnitten A.2 und A.2.1. Da die diffraktive Streuung der virtuellen Vektormesonen durch den Austausch farbneutraler Pomeronen bewirkt werden kann, werden auch wenige Teilchen zwischen den Fragmenten der Vektormesonen im hadronischen Endzustand und somit große Rapiditätslücken für diffraktive Ereignisse erwartet [63, 81, 28]. Diffraktive Ereignisse sollten sich also in der Verteilung der maximalen Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$ bei großen Werten von $\Delta\eta_{\max}$ konzentrieren, was sich auch in Abbildung 6.11[3]zeigt, allerdings unterschiedlich stark ausgeprägt für die Photon-Photon-Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA.

Auch der absolute Anteil an diffraktiven und elastischen Ereignissen ist theoretisch nicht exakt berechenbar, sondern besitzt eine große Unsicherheit, wie Messungen diffraktiver Wirkungsquerschnitte bei HERA [5, 31] zeigen.

Um diesen Unsicherheiten Rechnung zu tragen, wurde der relative Anteil an diffraktiven und elastischen Ereignissen in PHOJET von 18% auf 27% erhöht. Dies führt zu einer relativen Vergrößerung der gemessenen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ um 6%. Andererseits führt eine Vergrößerung der Selektionswahrscheinlichkeit um den Faktor 2 zu einer relativen Abnahme der gemessenen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ um 6%. Diese relativen Änderungen der gemessenen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ um $\pm 6\%$ wurden als systematischer Fehler aufgrund der unsicheren Modellierung der diffraktiven und elastischen Ereignisse betrachtet.

6.4.3 Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters

Eine ungenaue Simulation der Detektorantwort des OPAL-Detektors durch das Simulationsprogramm GOPAL kann zu Unterschieden in der Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters zwischen realen und Monte-Carlo-Daten führen. Um diesen Einfluß auf die W_{rek}-Verteilungen und damit die Meßergebnisse abzuschätzen, wurde zuerst die relative Abweichung der Energieskalen $\Delta E/E$ des elektromagnetischen Kalorimeters zwischen realen und Monte-Carlo-Daten bestimmt. Dann wurde nur in Monte-Carlo-Ereignissen der Beitrag des elektromagnetischen Kalorimeters um die zuvor bestimmte relative

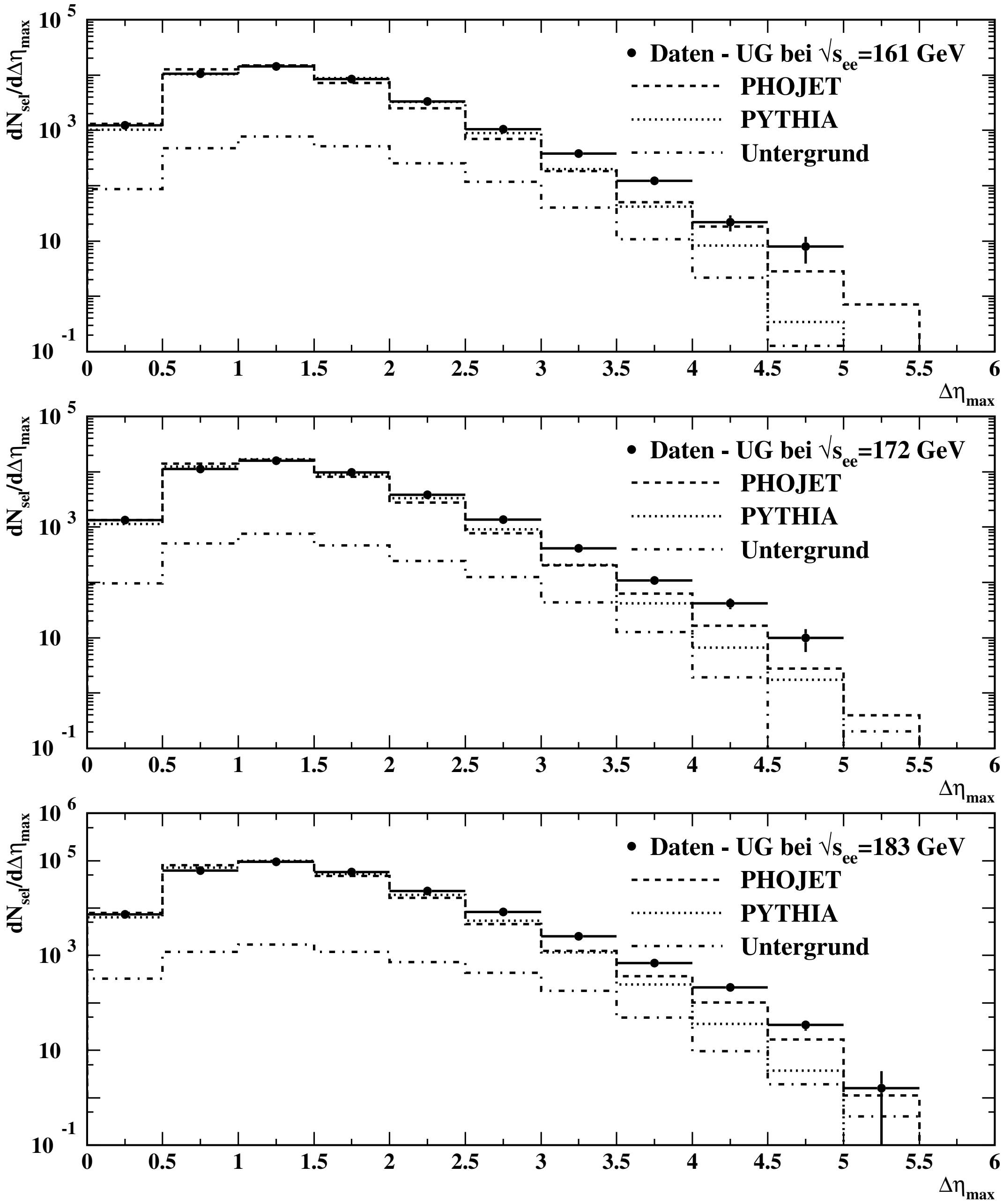

Abbildung 6.10: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}\Delta\eta_{\mathrm{max}}$ der maximalen Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\mathrm{max}}$ für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, getrennt für die drei verwendeten $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunktsenergien. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert.

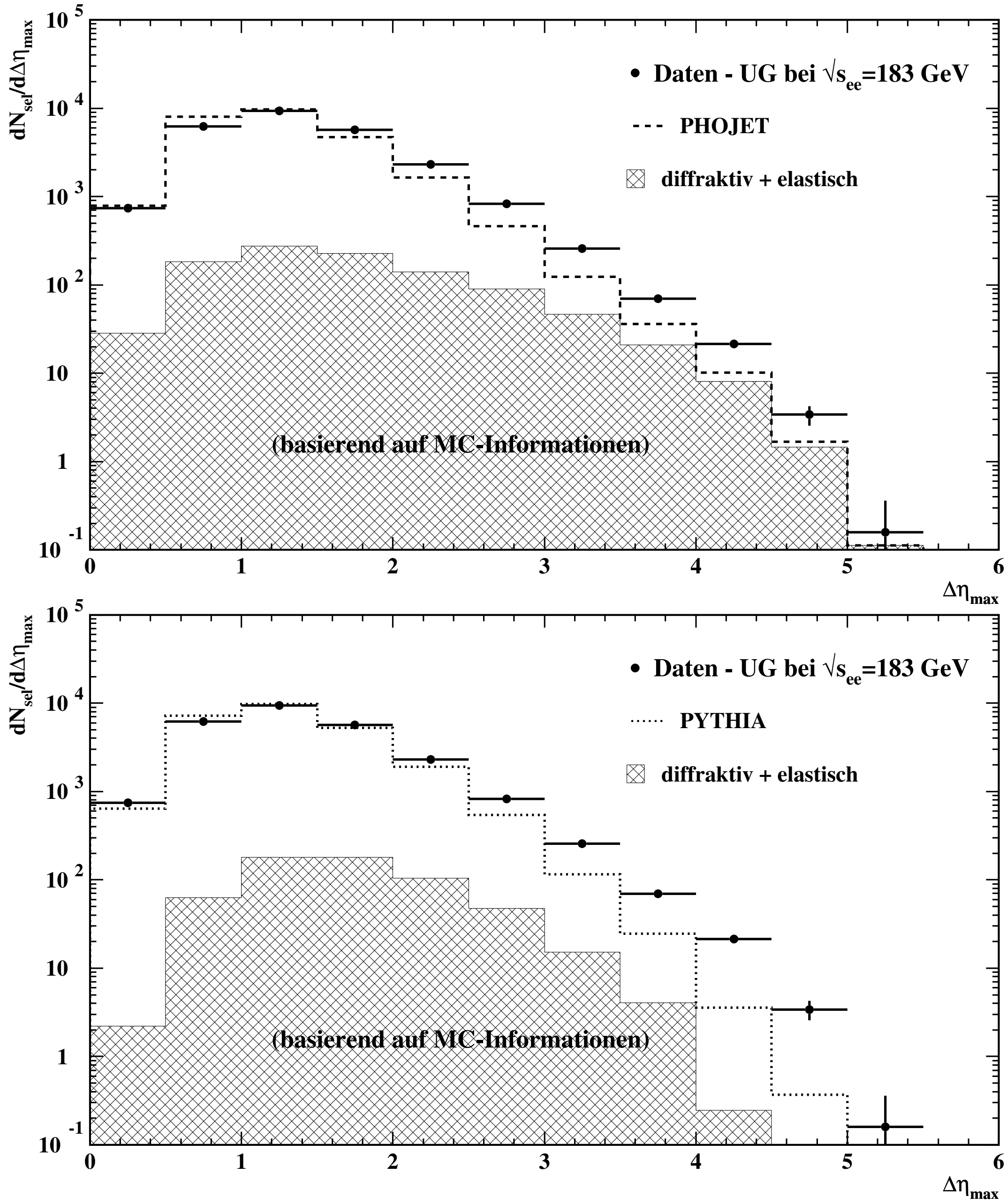

Abbildung 6.11: Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}\Delta\eta_{\mathrm{max}}$ der maximalen Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\mathrm{max}}$ für alle selektierten Ereignisse mit $W_{\mathrm{rek}} > 6$ GeV, bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV. Bei den Daten wurde der simulierte Untergrund schon abgezogen. Die Vorhersage der Monte-Carlo-Generatoren PHOJET (oben) und PYTHIA (unten) wurde auf die Anzahl der untergrundbereinigten Daten normiert und zuzätzlich der diffraktive plus elastische Anteil als schattiertes Gebiet eingezeichnet. Der diffraktive plus elastische Anteil wurde mit den Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA, basierend auf deren interner Klassifizierung der Ereignisse, ermittelt.

Abweichung der Energieskalen variiert. Mit diesen so erhaltenen Monte-Carlo-Daten wurden die realen Daten noch einmal entfaltet. Die Abweichungen, dieser so erhaltenen Wirkungsquerschnitte, von den Standardergebnissen ohne Variation wurden dann als systematische Fehler aufgrund der unterschiedlichen Energieskalen des elektromagnetischen Kalorimeters in realen und Monte-Carlo-Daten genommen.

Zur Bestimmung der relativen Abweichung der Energieskalen $\Delta E/E$ des elektromagnetischen Kalorimeters zwischen realen und Monte-Carlo-Daten wurden multihadronische Ereignisse verwendet. Es wurde die Lage des Z^0-Resonanzmaximums in der Energieverteilung des elektromagnetischen Kalorimeters verglichen. Da in hadronischen Photon-Photon-Ereignissen die mittlere Energie pro Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter geringer ist als in multihadronischen Annihilationsereignissen, wurden in den multihadronischen Ereignissen nur Cluster mit einer Energie kleiner als 10 GeV berücksichtigt, um dahingehend die Übereinstimmung zwischen hadronischen Photon-Photon-Ereignissen und multihadronischen Annihilationsereignissen zu verbessern. Die so erhaltenen Verteilungen der elektromagnetischen Energie einer standardisierten multihadronischen Selektion von Daten und multihadronischen Monte-Carlo-Annihilationsereignissen bei einer $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ von 183 GeV sind in Abbildung 6.12 zusammen mit den Anpassungen von Gauß-Funktionen an die jeweils deutlich erkennbaren Resonanzmaxima gezeigt.

Als Maß für die relative Abweichung der Energieskalen $\Delta E/E$ des elektromagnetischen Kalorimeters zwischen realen und Monte-Carlo-Daten wurde die positive Differenz der Positionen der Maxima ($E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MTKMH}}, E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MMHMC}}$) plus der quadratisch addierten Fehler auf die Positionen der Maxima ($\Delta E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MTKMH}}, \Delta E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MMHMC}}$) in Daten und Monte-Carlo geteilt durch die mittlere Position des Maximums ($\bar{E}_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{M}} = (E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MTKMH}} + E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MMHMC}})/2$) verwendet.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2(|E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MTKMH}} - E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MMHMC}}| + \sqrt{\Delta E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MTKMH}^2} + \Delta E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MMHMC}^2}})}{E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MTKMH}} + E_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{MMHMC}}}$$

Es ergibt sich so eine relative Abweichung der Energieskalen $\Delta E/E$ von ungefähr 3 %, welche bei Variation der Schnitte und des Energiebereichs, in dem die Anpassung der Gauß-Funktion erfolgt, stabil ist.

In Monte-Carlo-Ereignissen wurden die Beiträge des elektromagnetischen Kalorimeters um diese so ermittelte dreiprozentige relative Abweichung nach oben beziehungsweise nach unten variiert und dann, wie schon oben beschrieben, die systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ aufgrund der unterschiedlichen Energieskalen des elektromagnetischen Kalorimeters in realen und Monte-Carlo-Daten bestimmt. Die auf diese Weise ermittelten relativen systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte sind kleiner als 4%.

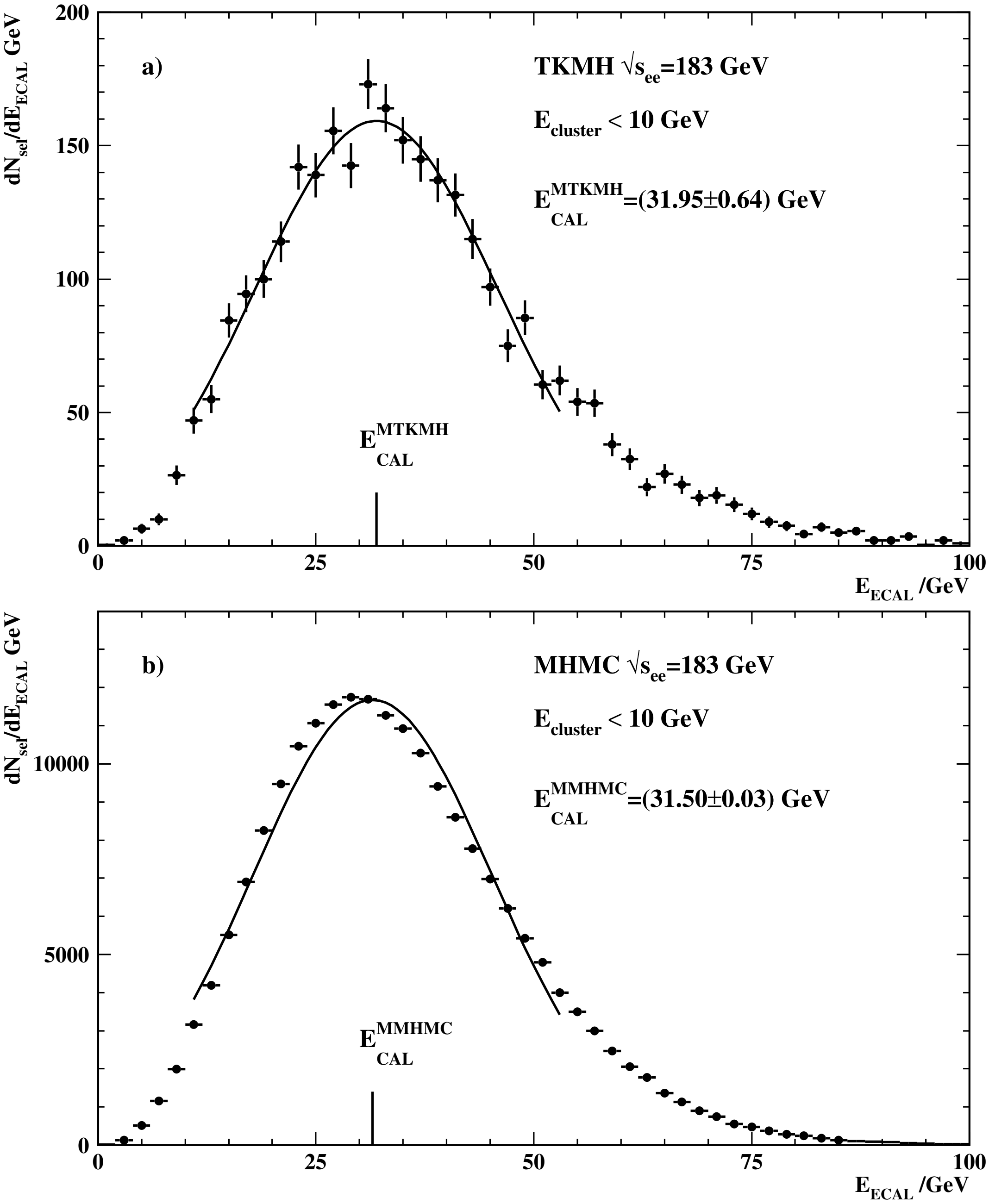

Abbildung 6.12: Energieverteilung des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL), wobei nur ECAL-Cluster mit einer Energie kleiner als 10 GeV berücksichtigt wurden. Es wurde eine standardisierte multihadronische Selektion bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183$ GeV verwendet. Die Fehlerbalken symbolisieren den statistischen Fehler. Die durchgezogene Line zeigt das Ergebnisse der Anpassung einer Gauß-Funktion an das deutlich erkennbare Resonanzmaximum.
a) Daten und b) multihadronisches Monte-Carlo

6.4.4 Kalorimeter in Vorwärtsrichtung (FD, SW)

Wie im oben erläuterten Fall des elektromagnetischen Kalorimeters, kann es auch bei den Kalorimetern in Vorwärtsrichtung (FD, SW) zu Unterschieden in der Energieskala zwischen realen und Monte-Carlo-Daten kommen. Weiterhin kann auch der nach der Selektion zwar geringe, aber immer noch vorhandene, nicht simulierte Maschinen-Untergrund[4] zu Unterschieden in der Energieverteilung in FD und SW zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Simulation führen (siehe hierzu die Abbildungen 5.5 und 5.6).

Um diese Einflüsse auf die gemessenen W_{rek}-Verteilungen und damit auf die Meßergebnisse abzuschätzen, wurden im Gegensatz zur Standardanalyse, bei der die gesamte Detektorinformation zur Rekonstruktion von W_{rek} verwendet wurde, einmal W_{rek} ohne FD-Kalorimeterinformation und einmal W_{rek} ohne SW-Kalorimeterinformation berechnet. Dann wurde mit diesen so erhaltenen W_{rek}-Werten und W_{rek}-Verteilungen wieder die Entfaltung und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ durchgeführt. Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Standardanalyse mit der kompletten Detektorinformation und den Analysen ohne FD- beziehungsweise SW-Kalorimeterinformation in der W_{rek}-Bestimmung wurden jeweils als systematische Fehler aufgrund des Einflusses noch vorhandenen Maschinen-Untergrundes auf die Energieverteilungen der realen Daten oder der möglicherweise unterschiedlichen Energieskalen zwischen den realen Daten und den Monte-Carlo-Daten in den Kalorimetern in Vorwärtsrichtung FD beziehungsweise SW betrachtet. Die relativen Fehler sind kleiner als 9% für FD und kleiner als 2% für SW.

6.4.5 Trigger-Effizienz von Photon-Photon-Ereignissen

Die Simulation der einzelnen Trigger in GOPAL, dem Programm zur Simulation des OPAL-Detektors, ist insbesondere für Photon-Photon-Ereignisse, welche im Vergleich zu Annihilationsereignissen im Mittel eine geringere Energieablagerung im Detektor aufweisen, mit großen Unsicherheiten behaftet. Zur Bestimmung der Trigger-Effizienz wurde deshalb ein Methode angewendet, die sich nur auf die Informationen der selektierten Datenereignisse bezieht.

Die Zusammensetzung der Trigger, die während der Datennahme verwendet werden, ist in erster Linie abhängig von den Strahlbedingungen. Um zu vermeiden, daß durch die Auslese von Untergrundereignissen, die durch Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignisse verursacht werden, die Totzeit des Detektors auf über 10 % ansteigt, ist es möglich, einzelne Trigger nicht mehr für die Trigger-Entscheidung heranzuziehen. Die Trigger, die eine hohe Effizienz für Photon-Photon-Ereignisse haben, sind zum Teil auch für die Aufnahme von

[4] Als Maschinen-Untergrund werden Strahl-Gas-, Strahl-Wand-Ereignisse und Ereignisse, bei denen die Strahlleptonen nicht mehr den genau passenden Impuls haben, deshalb das LEP-Strahlrohr verlassen und den Vorwärtsbereich des Detektor nahe des LEP-Strahlrohrs treffen, bezeichnet.

Untergrundereignissen verantwortlich, da es sich bei beiden Ereignisklassen um Prozesse mit im Mittel weniger Spuren und Energie im Detektor handelt als bei Annihilationsereignissen. Deswegen muß eine Selektion gewählt werden, die sicherstellt, daß auch bei schlechten Strahlbedingungen die Ereignisse mit hoher Effizienz getriggert werden.

Die Selektion der Ereignisse entspricht derjenigen aus Abschnitt 5.1. Um die Trigger-Effizienz zu bestimmen, wurden zunächst drei Gruppen von Triggern (A,B,C) mit möglichst hoher Effizienz gewählt. Hierbei kann es sich um Einzel-Trigger oder um logische Verknüpfungen von mehreren Triggern handeln. Das Trigger-Ergebnis wird auf die folgende Art dargestellt:

$$\Upsilon_{\mathrm{A}} = \begin{cases} 0, & \text{Trigger A feuert nicht} \\ 1, & \text{Trigger A feuert} \end{cases} \tag{6.4}$$

Es wird ein Datensatz mit einer Anzahl N_{sel} selektierter Ereignisse definiert, in dem $\Upsilon_{\mathrm{A}} = 1$ ist. Für diese Ereignisse wird die Trigger-Effizienz der Trigger B und C bestimmt:

$$\langle \Upsilon_{\mathrm{B}} \rangle = \frac{1}{N_{\mathrm{sel}}} \sum \Upsilon_{\mathrm{B}}, \quad \langle \Upsilon_{\mathrm{C}} \rangle = \frac{1}{N_{\mathrm{sel}}} \sum \Upsilon_{\mathrm{C}}. \tag{6.5}$$

Mit den Trigger-Effizienzen $\langle \Upsilon_{\mathrm{B}} \rangle$ und $\langle \Upsilon_{\mathrm{C}} \rangle$ kann die Standardabweichung berechnet werden:

$$\sigma_{\mathrm{B}}^2 = \frac{1}{N_{\mathrm{sel}}} \sum (\Upsilon_{\mathrm{B}} - \langle \Upsilon_{\mathrm{B}} \rangle)^2, \quad \sigma_{\mathrm{C}}^2 = \frac{1}{N_{\mathrm{sel}}} \sum (\Upsilon_{\mathrm{C}} - \langle \Upsilon_{\mathrm{C}} \rangle)^2. \tag{6.6}$$

Damit ergibt sich die Korrelation zwischen Trigger B und Trigger C zu:

$$c^{\mathrm{BC}} = \frac{1}{N_{\mathrm{sel}}} \sum \frac{(\Upsilon_{\mathrm{B}} - \langle \Upsilon_{\mathrm{B}} \rangle)(\Upsilon_{\mathrm{C}} - \langle \Upsilon_{\mathrm{C}} \rangle)}{\sigma_{\mathrm{B}} \sigma_{\mathrm{C}}}. \tag{6.7}$$

Der Korrelationskoeffizient c^{BC} gibt an, inwieweit die beiden Trigger B und C voneinander unabhängig sind. Dies ist der Fall, wenn $c^{\mathrm{BC}} \approx 0$ ist. In diesem Fall ist es möglich, die Trigger-Effizienz im ganzen Datensatz mit folgender Formel zu bestimmen:

$$\langle \Upsilon \rangle = \langle \Upsilon_{\mathrm{B}} \rangle + \langle \Upsilon_{\mathrm{C}} \rangle - \langle \Upsilon_{\mathrm{B}} \rangle \langle \Upsilon_{\mathrm{C}} \rangle \tag{6.8}$$

Hierbei geht die Annahme ein, daß die Trigger B und C nicht nur im Datensatz, der durch $\Upsilon_{\mathrm{A}} = 1$ definiert ist, unkorreliert sind, sondern auch, wenn $\Upsilon_{\mathrm{A}} = 0$ ist [35, 34].

Die Daten mit $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV wurden während der zwei Datennahmeperioden (Run-Perioden) 78 und 79 aufgenommen. Die Daten mit $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV setzen sich aus den Run-Perioden 81 und 82 zusammen und die Daten mit $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV aus den Run-Perioden 84, 85, 86, 88 und 89. Für die Run-Periode 78 wurde die Trigger-Effizienz mit den folgenden Trigger-Gruppen[5], bestimmt:

[5]Eine Erläuterung und Definition der verwendeten Trigger-Gruppen wird in Abschnitt 4.2.7 und Tabelle 4.1 gegeben.

Trigger A: TBM2

Trigger B: TPTTEM $\vee$ TPTOEM $\vee$ (TTR $\wedge$ EML) $\vee$ (TTL $\wedge$ EMR) $\vee$ (TM1 $\wedge$ EELLO) $\vee$ (TM1 $\wedge$ EERLO) $\vee$ (TM1 $\wedge$ EM1) $\vee$ (EELLO $\wedge$ TO1) $\vee$ (EERLO $\wedge$ TO1)

Trigger C: TPTTTO $\vee$ TPTTCL

In den selektierten Daten von Run-Periode 78 ist die Effizienz von Trigger A (TBM2) etwa 78 %, die Effizienz der Trigger-Gruppe C (TPTTTO oder TPTTCL) ist etwa 92 %. Die Trigger-Gruppe B feuert bei etwa 84 % aller selektierten Ereignisse. Für diese Trigger-Kombination ergab sich für alle selektierten Ereignisse mit $\Upsilon_A = 1$ zwischen den Trigger-Gruppen B und C der Korrelationskoeffizient $c^{\mathrm{BC}} \approx 0.02$.

Mit diesen Trigger-Kombinationen wurde die Trigger-Effizienz $\langle\Upsilon\rangle$ von Run-Periode 78 nach Gleichung 6.8 berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammen mit den Trigger-Effizienzen $\langle\Upsilon_B\rangle$ und $\langle\Upsilon_C\rangle$ für verschiedene Bereiche der rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} angegeben. Die Werte der Trigger-Effizienzen für die verschiedenen Run-Perioden beziehungsweise e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ sind in Abbildung 6.13 als Funktion der rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} grafisch dargestellt. Wie erwartet nimmt die Effizienz mit zunehmendem W_{rek} zu und erreicht schon bei Ereignissen mit 9.4 GeV $< W_{\mathrm{rek}} <$ 16.45 GeV mehr als 96.8 %. Da die Korrelationen der verwendeten Trigger-Gruppen nicht identisch 0 sind, ist die so ermittelte Trigger-Effizienz eine untere Abschätzung der wirklichen Trigger-Effizienz.

	$\langle\Upsilon_{\mathrm{B}}\rangle$	$\langle\Upsilon_{\mathrm{C}}\rangle$	c^{BC}	$\langle\Upsilon\rangle$
alle Ereignisse	0.835	0.966	0.021	0.987
$4.7 < W_{\mathrm{rek}}/\mathrm{GeV} < 9.4$	0.778	0.941	0.027	0.976
$9.4 < W_{\mathrm{rek}}/\mathrm{GeV} < 16.45$	0.840	0.974	-0.039	0.988
$16.45 < W_{\mathrm{rek}}/\mathrm{GeV} < 25.85$	0.846	0.979	0.030	0.992
$25.85 < W_{\mathrm{rek}}/\mathrm{GeV} < 37.6$	0.892	0.990	0.154	0.994
$37.6 < W_{\mathrm{rek}}/\mathrm{GeV}$	0.903	0.976	0.054	0.994

Tabelle 6.1: Die Trigger-Effizienzen $\langle\Upsilon_{\mathrm{B}}\rangle$ und $\langle\Upsilon_{\mathrm{C}}\rangle$ der Trigger-Gruppen B und C in Run-Periode 78 im Datensatz, der mit $\Upsilon_{\mathrm{A}} = 1$ definiert ist und die Korrelation c^{BC} zwischen den Trigger-Gruppen B und C. Die für Run-Periode 78 mit Gleichung 6.8 abgeschätzte Trigger-Effizienz $\langle\Upsilon\rangle$ ist ebenfalls für alle Ereignisse und für die verschiedenen W_{rek}-Intervalle angegeben.

Aufgrund von Problemen mit dem Maschinen-Untergrund (siehe Abschnitt 6.4.6) wurde die Trigger-Definition in Run-Periode 79 verändert und einige wichtige Trigger für Photon-Photon-Ereignisse (z. B. TPTTTO) wurden nicht mehr berücksichtigt. Dies wirkt sich in der Trigger-Effizienz aus (siehe Abbildung 6.13 b). Für die Daten ab Run-Periode 81 sind weitere Trigger in die Trigger-Definition aufgenommen worden. Diese Trigger sollen einerseits in der Lage sein, die Untergrundereignisse zurückzuweisen und andererseits für Photon-Photon Ereignisse eine hohe Effizienz liefern. Ab der Run-Periode 81 wurde die Trigger-Effizienz mit den folgenden Trigger-Gruppen bestimmt:

Trigger A: TBM2

Trigger B: TPTTEM $\vee$ TPTOEM $\vee$ TTEMB $\vee$ (TTR $\wedge$ EML) $\vee$ (TM1 $\wedge$ EELLO) $\vee$ (TM1 $\wedge$ EERLO) $\vee$ (TM1 $\wedge$ EM1) $\vee$ (EELLO $\wedge$ TO1) $\vee$ (EERLO $\wedge$ TO1) $\vee$ (TBEBS $\wedge$ TPTOCL) $\vee$ (TBEBS $\wedge$ TPTTTOB) $\vee$ (TBM1 $\wedge$ TBEBS) $\vee$ (TTL $\wedge$ EMR)

Trigger C: TPTTCL

Die dadurch erreichte Trigger-Effizienz ist in Abbildung 6.13 c) und d) gezeigt. Für die selektierten Ereignisse ist die Trigger-Effizienz insgesamt größer als 97%.

Die gewählte Einteilung der rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} in Intervalle entspricht in etwa der Einteilung der entfalteten invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$, wie aus der Relation von W_{rek} und $W_{\gamma\gamma}$ in Abbildung 6.3 ersichtlich ist. Da die in diesem Abschnitt bestimmten Trigger-Effizienzen nur untere Abschätzungen der wirklichen Trigger-Effizienzen sind, wurden die Wirkungsquerschnitte nicht entsprechend korrigiert, sondern die geringe Abweichung der Trigger-Effizienzen von 100% als relativer systematischer Fehler der Wirkungsquerschnitte nach oben berücksichtigt.

6.4.6 Maschinen-Untergrund

Durch die Analyse der Verteilungen von Observablen, die auf Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse sensitiv sind, zum Beispiel die Vertexpunktabstände r_0 oder $\langle z_0 \rangle$ vom e^+e^--Kollisionspunkt und die Ladungssumme q_s (siehe Abbildungen 5.7, 5.8 und 5.9) (auch zweidimensionale Verteilungen) oder die Verteilung des Verhältnisses P_l/E_{rek} (siehe Abbildung 5.11), kann der Anteil an Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignissen in den selektierten Ereignissen abgeschätzt werden. Da das Verhältnis P_l/E_{rek} von den oben genannten Observablen am wenigsten von der genauen Simulation abhängt und für Asymmetriebetrachtungen auch keine Monte-Carlo-Ereignisse benötigt werden, wurde aus der relativen Links-Rechts-Asymmetrie der Verteilung des Verhältnisses P_l/E_{rek} der Daten abgeschätzt, daß etwa 2% der selektierten Ereignisse Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignisse sein können. Ähnliche Ergebnisse liefern die Analysen der anderen oben genannten Verteilungen.

Trifft jedoch ein Strahllepton, welches nicht mehr den genau passenden Impuls hat, um auf der Umlaufbahn zu bleiben und deshalb das LEP-Strahlrohr

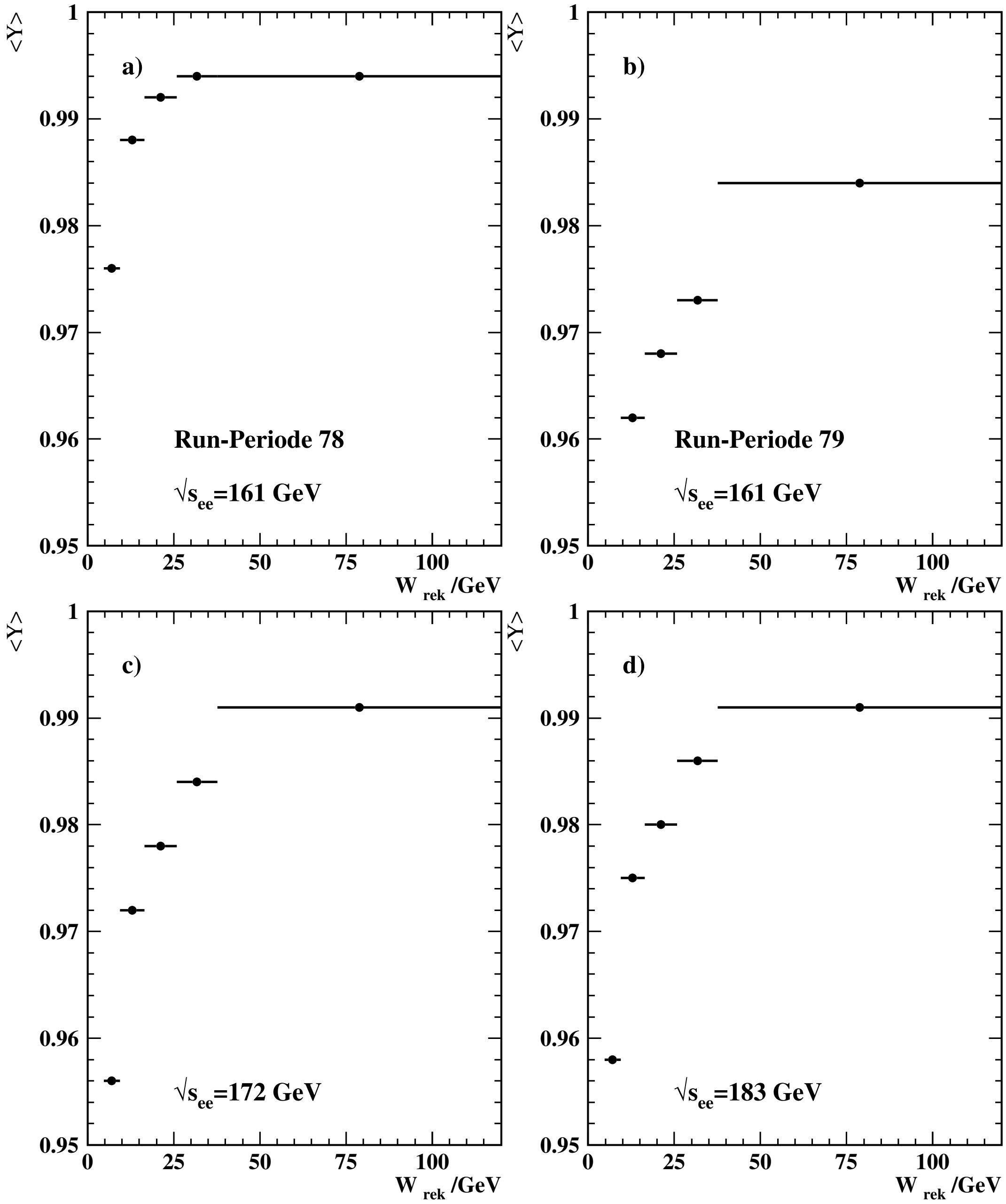

Abbildung 6.13: Trigger-Effizienzen $\langle \Upsilon \rangle$ als Funktion der rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} für die
a) Run-Periode 78 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV,
b) Run-Periode 79 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV,
c) Run-Perioden 81 und 82 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV und
d) Run-Perioden 84, 85, 86, 88 und 89 bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV.

verläßt, im Vorwärtsbereich des Detektors das FD- oder SW-Kalorimeter gleichzeitig mit der Erzeugung eines guten hadronischen Photon-Photon-Ereignisses, so kann das eigentlich die Selektionskriterien erfüllende hadronische Photon-Photon-Ereignis aufgrund der großen Energieablagerung des gestreuten Strahlleptons im FD- oder SW-Kalorimeter durch die Selektionskriterien ausselektiert werden. Der Anteil der hadronischen Photon-Photon-Ereignisse, die durch diese zufällige Koinzidenz nicht selektiert werden, wurde kleiner als 2% abgeschätzt.

Unter Berücksichtigung beider Effekte wurde relativer systematischer Fehler von ±2% aufgrund des Maschinen-Untergrundes angenommen.

6.4.7 Untergrund von Prozessen ($e^+e^- \rightarrow X$)

Die einzige Unsicherheit der im Rahmen des Standardmodells simulierten Untergrundprozesse ($e^+e^- \rightarrow X$) wird durch hadronische $e\gamma^*$-Ereignisse, bei denen ein abgestrahltes Photon ein großes Q^2 besitzt, verursacht [76, 3]. Dies liegt an der unterschiedlichen Simulation des hadronischen Energieflusses in Richtung der Strahlleptonen durch die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren.

Der Anteil der anderen Untergrundprozesse ($e^+e^- \rightarrow X$) ist, wie schon in Abschnitt 5.1 besprochen, sehr klein und die Wirkungsquerschnitte und Modellierungstechniken sind gut bekannt.

Um den Einfluß der unsicheren Simulation der hadronischen $e\gamma^*$-Ereignisse auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{e^+e^-}/dW_{\gamma\gamma}$ beziehungsweise $\sigma_{\gamma\gamma}$ abzuschätzen, wurde als Monte-Carlo-Programm zur Modellierung der $e\gamma^*$-Ereignisse zusätzlich auch PYTHIA und nicht nur das standardmäßig verwendete HERWIG benutzt.
Weiterhin wurden bei einer weiteren Analyseversion die hadronischen $e\gamma^*$-Ereignisse nicht als Untergrund betrachtet und vom Signal subtrahiert, sondern sie wurden als Signal betrachtet und nicht subtrahiert. Dafür wurde dann bei der Berechnung der effektiven Luminositätsfunktion $L^*_{\gamma\gamma}$ kein entsprechender Schnitt auf das maximale Q^2 der Photonen gemacht.

Als Fehler für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}/dW_{\gamma\gamma}$ wurde der Unterschied zwischen den Ergebnissen, die sich bei der Simulation der $e\gamma^*$-Ereignisse mit HERWIG beziehungsweise PYTHIA ergeben, betrachtet. Als Fehler für den totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ wurde die maximale Differrenz zwischen den Ergebnissen der drei Analyseversionen zur Behandlung der $e\gamma^*$-Ereignisse angenommen. Der relative systematische Fehler aufgund der Simulation der $e\gamma^*$-Ereignisse ist kleiner als 1%.

6.4.8 Luminosität

Sowohl der statistische als auch der systematische relative Fehler bei der Bestimmung der integrierten Luminositäten ist kleiner als 1% und somit im Vergleich zu den anderen Fehlerquellen vernachlässigbar.

6.4.9 Geladene Multiplizität

Der Einfluß der schlechten Modellierung der geladenen Multiplizitätsverteilung und der damit korrelierten Thrustverteilung durch die verwendeten Monte-Carlo-Simulationsprogramme (siehe hierzu die Abbildungen 5.4 und 6.6) auf die Ergebnisse der Wirkungsquerschnitte muß untersucht werden. Dazu wurde anstelle der eindimensionalen Entfaltung der $W_{\rm rek}$-Verteilung auch die zweidimensionale $W_{\rm rek}$-$n_{\rm ch}$-Verteilung mit dem Programmpaket GURU entfaltet, um die experimentell bestimmte $W_{\gamma\gamma}$-Verteilung zu erhalten. Bei geeigneter Wahl des Binnings und der Entfaltungsparameter (effektive Anzahl der Freiheitsgrade in der Regularisierung) ergeben sich keine systematischen Unterschiede in den Ergebnissen (siehe hierzu Abbildung 6.14). Deshalb wurden keine zusätzlichen systematischen Fehler aufgrund der mangelhaften Beschreibung der Multiplizitätsverteilung durch die verwendeten Monte-Carlo-Simulationsprogramme angenommen. Außerdem ist eine sinnvolle Anwendung der zweidimensionalen Entfaltung der $W_{\rm rek}$-$n_{\rm ch}$-Verteilung aufgrund der geringen Anzahl an selektierten Ereignissen bei $\sqrt{s_{\rm e^+e^-}} = 161$ GeV und $\sqrt{s_{\rm e^+e^-}} = 172$ GeV nur bei $\sqrt{s_{\rm e^+e^-}} = 183$ GeV möglich.

6.4.10 Entfaltung

Die begrenzte Monte-Carlo-Statistik kann, genauso wie die endliche Anzahl der selektierten realen Ereignisse, zu statistischen Fehlern führen. Idealerweise sollte die Anzahl der zum Entfalten verwendeten und selektierten Photon-Photon-Monte-Carlo-Ereignisse mehr als 10mal größer als die Anzahl der selektierten realen Ereignisse sein, um den Einfuß der Monte-Carlo-Statistik auf das Entfaltungsresultat vernachlässigen zu können. In dieser Analyse beträgt die Anzahl der selektierten Photon-Photon-Monte-Carlo-Ereignisse etwa das vier- bis zehnfache der Anzahl der selektierten realen Ereignisse je nach e^+e^--Schwerpunktsenergie. In Anbetracht der Tatsache, daß die statistischen Fehler aufgrund der begrenzten Statistik der realen Daten im Vergleich zu den systematischen Fehlern sowieso schon gering sind, wurden die statistischen Fehler aufgrund der begrenzten Monte-Carlo-Statistik vernachlässigt.

Auch die genaue Wahl der Entfaltungsmethode und Entfaltungsparameter kann das Ergebnis beeinflussen. Deshalb wurden verschiedene Entfaltungsmethoden mit verschiedenen Entfaltungsparametern untersucht. Wird jedoch der wichtigste Entfaltungsparameter, nämlich die effektive Anzahl der Freiheitsgrade in der regularisierenden Entfaltung, ähnlich gewählt, so ergeben sich auch ähnliche Entfaltungsergebnisse (siehe hierzu Abbildung 6.14). Deshalb

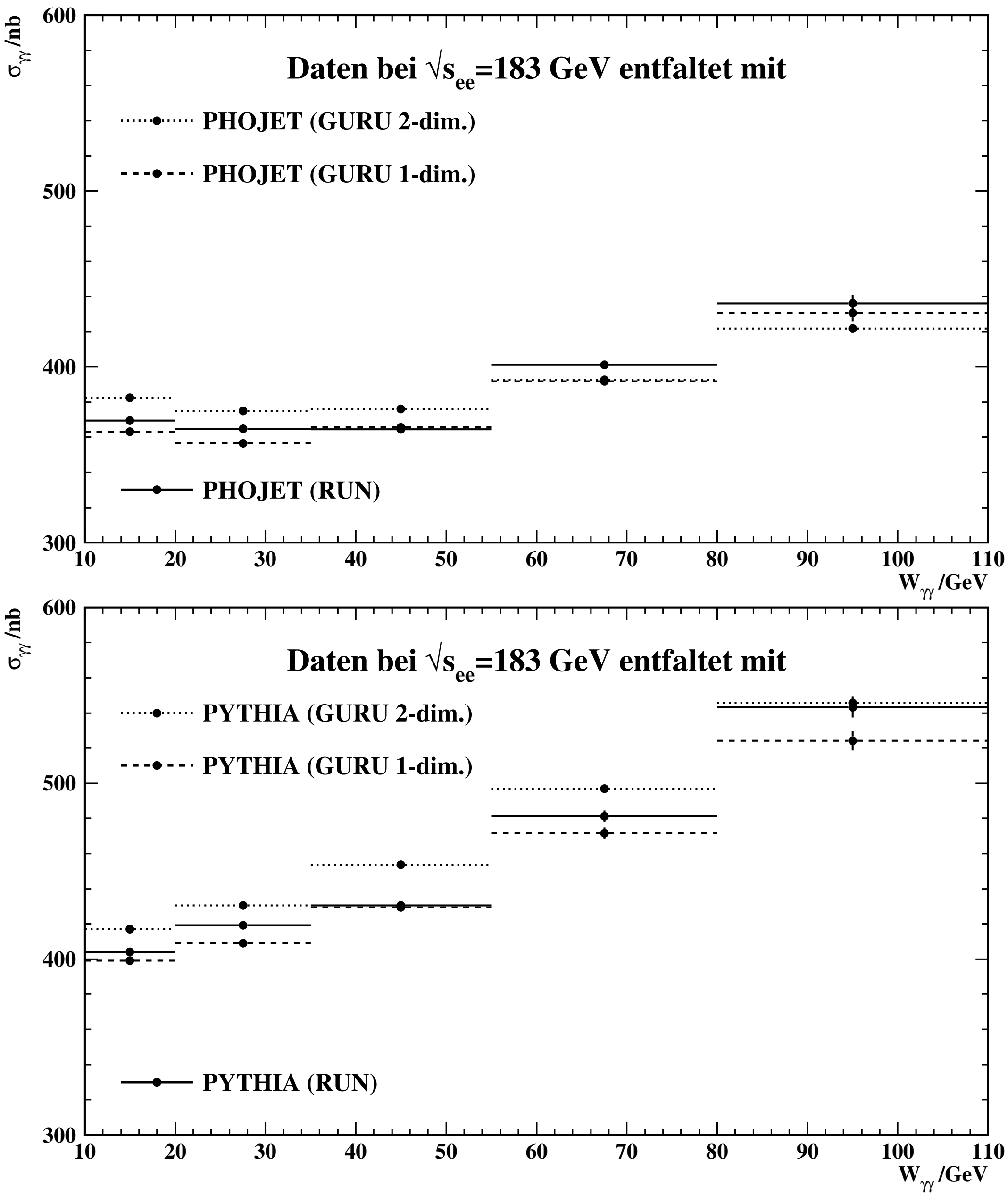

Abbildung 6.14: Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV. Für den Entfaltungsprozeß und die Akzeptanzkorrektur wurden die Monte-Carlo-Generatoren PHOJET (obere Abbildung) und PYTHIA (untere Abbildung) und verschiedene regularisierende Entfaltungsmethoden verwendet:

——— (duchgezogene Linien) das Progammpaket RUN [23, 24, 25]
mit $x = W_{\gamma\gamma}$, $y = W_{\mathrm{rek}}$

- - - - (gestrichelte Linien) das Progammpaket GURU [61] eindimensional
mit $x = W_{\gamma\gamma}$, $y = W_{\mathrm{rek}}$

······ (gepunktete Linien) das Progammpaket GURU [61] zweidimensional
mit $x = W_{\gamma\gamma}$, $y_1 = W_{\mathrm{rek}}$, $y_2 = n_{\mathrm{ch}}$

Die statistischen Fehler sind teilweise kleiner als die Symbolgröße.

wurde kein zusätzlicher systematischer Fehler aufgrund der Wahl der Entfaltungsmethode angenommen. Die Begründung für die genaue Wahl der verwendeten Entfaltungsmethode und Entfaltungsparameter folgt unter anderem im nächsten Abschnitt 6.4.11.

6.4.11 Statistische Fehler

Die Programme für die regularisierende Entfaltung liefern als Ergebnis nicht nur die $W_{\gamma\gamma}$-Verteilung beziehungsweise Wirkungsquerschnitte und deren statistische Fehler in den einzelnen $W_{\gamma\gamma}$-Bins, sondern sie ermitteln auch die komplette Kovarianz- beziehungsweise Korrelationsmatrix für die verwendete Einteilung des $W_{\gamma\gamma}$-Bereichs in $W_{\gamma\gamma}$-Bins. Die Größe der statistischen Fehler beziehungsweise der Korrelationen hängt außer von der gewählten Einteilung des $W_{\gamma\gamma}$-Bereiches in $W_{\gamma\gamma}$-Bins und damit der darin enthaltenen Anzahl an Ereignissen auch von der Wahl der Größe des Regularisierungsparameters beziehungsweise der effektiven Anzahl der Freiheitsgrade in der Entfaltung ab (siehe hierzu Abschnitt B). Je größer die effektive Anzahl der Freiheitsgrade in der Entfaltung ist, desto größer werden die Schwankungen der Ergebnisse in den einzelnen $W_{\gamma\gamma}$-Bins und deren statistische Fehler. Dafür werden die Korrelationen zwischen den einzelnen $W_{\gamma\gamma}$-Bins kleiner und es kann mehr und mehr von unabhängigen Wirkungsquerschnittsmessungen bei verschiedenen invarianten Photon-Photon-Massen $W_{\gamma\gamma}$ gesprochen werden. Wird die effektive Anzahl der Freiheitsgrade in der Entfaltung zu klein gewählt, dann liegen zwar die Ergebnisse der Entfaltung immer genauer, gleichmäßiger auf einer glatten stetig differenzierbaren Kurve und die statistischen Fehler werden kleiner, aber die Korrelationen zwischen den einzelnen Ergebnissen bei verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$-Werten werden dermaßen groß, daß nicht mehr von unabhängigen Messungen bei verschiedenen invarianten Photon-Photon-Massen $W_{\gamma\gamma}$ gesprochen werden kann [61, Seite 20][25, Seite 12]. Deshalb wurde in der Standardanalyse die Einteilung des $W_{\gamma\gamma}$-Bereichs in einzelne $W_{\gamma\gamma}$-Bins und die regularisierende eindimensionale Entfaltungsmethode der W_{rek}-Verteilung im Programm GURU [61] mit einer effektiven Anzahl an Freiheitsgraden von $k = 5$ so gewählt, daß die Korrelationen zwischen den $W_{\gamma\gamma}$-Bins nicht zu groß werden, um anschließend noch sinnvolle funktionale Anpassungen an die $W_{\gamma\gamma}$-Abhängigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ machen zu können. Die relativen statistischen Fehler der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV und $\sigma_{\gamma\gamma}$ in den einzelnen $W_{\gamma\gamma}$-Bins sind kleiner als 2%. Die genaue Angabe der statistischen Fehler der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ folgt in Tabelle 6.4 und 6.5. Die Korrelationen zwischen den $W_{\gamma\gamma}$-Bins sind in Tabelle 6.3 angegeben. Um Ungenauigkeiten aufgrund der Rundung der statistischen Fehler und der Korrelationen zu vermindern, wird die, in den Fits in Abschnitt 7.2.4 verwendete, statistische Kovarianzmatrix des gemessenen totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ zusätzlich in Tabelle 6.2 angegeben.

6.5 Zusammenfassung

Aus den Abbildungen 6.4 und 6.5, welche $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems bei verschiedenen $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ und für die Verwendung von PHOJET und PYTHIA als Monte-Carlo-Generatoren bei der Entfaltung zeigen, läßt sich erkennen, daß die erhaltenen Wirkungsquerschnitte bei der Verwendung von PYTHIA zur Entfaltung systematisch etwas größer sind als bei der Verwendung von PHOJET zur Entfaltung. Wie schon im Abschnitt 6.4.1 erläutert, gibt es keinen Grund einen Monte-Carlo-Generator zu bevorzugen. Deshalb wurden die Ergebnisse aus der Entfaltung unter Verwendung von PHOJET und PYTHIA gemittelt und die Differenz der Entfaltungsergebnisse unter Verwendung von PHOJET beziehungsweise PYTHIA zum Mittelwert als systematischer Fehler aufgrund der Monte-Carlo-Modellierung betrachtet. Dagegen sind die bei den verschiedenen $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ ermittelten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$, wie auch theoretisch erwartet, sehr ähnlich. Deshalb wurden die bei den verschiedenen $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ ermittelten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ mit den jeweiligen integrierten Luminositäten L_{int} gewichtet gemittelt. Anschließend wurden die, aus den jeweiligen Entfaltungsprozessen erhaltenen, statistischen Kovarianzmatrizen dazu benutzt, um entsprechend dem Fehlerfortpflanzungsgesetz [26, Abschnitt 4.9],[17, Abschnitt 4.3.4],[29, Abschnitt 4.5] die statistische Kovarianzmatrix der gewichteten Mittelwerte von $\sigma_{\gamma\gamma}$ für die verwendeten $W_{\gamma\gamma}$-Bins zu berechnen. Für Details zu diesem Verfahren sei auf Abschnitt C verwiesen. Die Wurzel aus den Hauptdiagonalelementen dieser Kovarianzmatrix ist der statistische Fehler des gewichteten Mittelwerts von $\sigma_{\gamma\gamma}$ im entsprechenden $W_{\gamma\gamma}$-Bin. Aus dieser so ermittelten statistischen Kovarianzmatrix der gewichteten Mittelwerte von $\sigma_{\gamma\gamma}$ für die verwendeten $W_{\gamma\gamma}$-Bins, welche in Tabelle 6.2 angegeben ist, wurde dann noch die entsprechende Korrelationsmatrix, welche in Tabelle 6.3 angegeben ist, berechnet. Diese Korrelationsmatrix ist in guter Näherung auch für die gemessenen in Abbildung 6.4 dargestellten und in Tabelle 6.4 angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ gültig.

Für den totalen systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ wurden die einzelnen systematischen Fehler, welche aus den in den Abschnitten 6.4.1 bis 6.4.11 beschriebenen Fehlerquellen stammen, quadratisch addiert. Für den totalen Fehler der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}$ wurde zusätzlich noch der statistische Fehler quadratisch addiert.

Die so gemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}\gamma^*\gamma^* \to \mathrm{e^+e^-}$Hadronen) als Funktion von der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems bei den drei $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV, $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV und $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV sind in Tabelle 6.4 einschließlich ihrer statistischen und totalen systematischen Fehler angegeben.

$W_{\gamma\gamma}$-Bereich /GeV	10 - 20	20 - 35	35 - 55	55 - 80	80 -110
10 - 20	6.75	1.75	-2.86	-2.46	0.84
20 - 35	1.79	8.72	3.97	-3.77	-5.68
35 - 55	-2.86	3.97	13.72	10.07	-6.19
55 - 80	-2.46	-3.77	10.07	26.85	20.42
80 - 110	0.84	-5.68	-6.19	20.42	54.88

Tabelle 6.2: Die statistische Kovarianzmatrix der gewichteten Mittelwerte des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$. Die Einheit der Kovarianzen ist nb^2.

$W_{\gamma\gamma}$-Bereich /GeV	10 - 20	20 - 35	35 - 55	55 - 80	80 -110
10 - 20	1.00	0.23	-0.30	-0.18	0.04
20 - 35	0.23	1.00	0.36	-0.25	-0.26
35 - 55	-0.30	0.36	1.00	0.53	-0.23
55 - 80	-0.18	-0.25	0.53	1.00	0.53
80 - 110	0.04	-0.26	-0.23	0.53	1.00

Tabelle 6.3: Die statistische Korrelationsmatrix der mit der Entfaltungsprozedur ermittelten Wirkungsquerschnitte.

$\frac{W_{\gamma\gamma}\text{-Bereich}}{\text{GeV}}$	$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ GeV/pb bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV	$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ GeV/pb bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV	$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ GeV/pb bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV
10 – 20	$282.2 \pm 6.2^{+30.4}_{-29.4}$	$307.7 \pm 6.1^{+33.2}_{-31.4}$	$315.3 \pm 2.6^{+32.2}_{-29.7}$
20 – 35	$84.9 \pm 2.1^{+\ 8.7}_{-\ 8.6}$	$92.3 \pm 2.1^{+10.1}_{-10.1}$	$103.1 \pm 0.9^{+11.2}_{-11.2}$
35 – 55	$31.7 \pm 0.9^{+\ 3.2}_{-\ 3.0}$	$34.8 \pm 0.9^{+\ 3.4}_{-\ 3.2}$	$38.8 \pm 0.4^{+\ 4.0}_{-\ 3.9}$
55 – 80	$10.6 \pm 0.4^{+\ 1.4}_{-\ 1.1}$	$13.3 \pm 0.4^{+\ 1.4}_{-\ 1.1}$	$14.5 \pm 0.2^{+\ 1.5}_{-\ 1.4}$
80 –110	$3.3 \pm 0.2^{+\ 0.7}_{-\ 0.5}$	$4.5 \pm 0.2^{+\ 1.0}_{-\ 0.7}$	$5.1 \pm 0.1^{+\ 0.8}_{-\ 0.6}$

Tabelle 6.4: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß ($\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}\gamma^*\gamma^* \to \mathrm{e^+e^-}$Hadronen) bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV, $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172$ GeV und $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV. Die ersten Fehler sind die statistischen, die zweiten Fehler die totalen systematischen.

Die nach den obigen Methoden ermittelten totalen hadronischen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß ($\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen), jeweils gemittelt über die einzelnen verwendeten $W_{\gamma\gamma}$-Bins, und deren Fehler sind in Tabelle 6.5 angegeben. Dieses gemittelte Endergebnis für den totalen hadronischen Photon-

$W_{\gamma\gamma}$-Bereich /GeV	10 – 20	20 – 35	35 – 55	55 – 80	80 – 110
$\sigma_{\gamma\gamma}$ /nb	362	372	414	439	464
stat. Fehler	$\pm$ 3	$\pm$ 3	$\pm$ 4	$\pm$ 5	$\pm$ 7
MC Modell	±21	±30	±29	±29	±53
Diffraktion	±22	±22	±25	±26	±28
ECAL	±16	$\pm$ 9	$\pm$ 9	±10	±14
FD	$-$ 1	$-$ 9	$-$ 5	$+13$	$+41$
SW	$-$ 4	$+$ 2	$+$ 7	$+10$	$+11$
Trigger	$+14$	$+$ 9	$+$ 8	$+$ 7	$+$ 5
Maschinen-UG	$\pm$ 7	$\pm$ 7	$\pm$ 8	$\pm$ 9	$\pm$ 9
eγ^*	$\pm$ 3	$\pm$ 2	$\pm$ 4	$\pm$ 0	$\pm$ 0
totaler syst. Fehler	${}^{+38}_{-35}$	${}^{+40}_{-40}$	${}^{+42}_{-41}$	${}^{+45}_{-41}$	${}^{+75}_{-62}$
totaler Fehler	${}^{+38}_{-35}$	${}^{+40}_{-40}$	${}^{+42}_{-41}$	${}^{+45}_{-41}$	${}^{+76}_{-62}$

Tabelle 6.5: Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt für den Prozeß ($\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen) $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ und die Beiträge der verschiedenen Fehlerquellen zum totalen Fehler. Die Einheit der Fehler ist nb.

Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ einschließlich der statistischen und totalen Fehler zusätzlich der Ergebnisse anderer Experimente [2, 18, 6, 22, 20] und den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle [43, 39, 45, 46, 51, 83, 48, 49] sind in Abbildung 6.15 dargestellt.

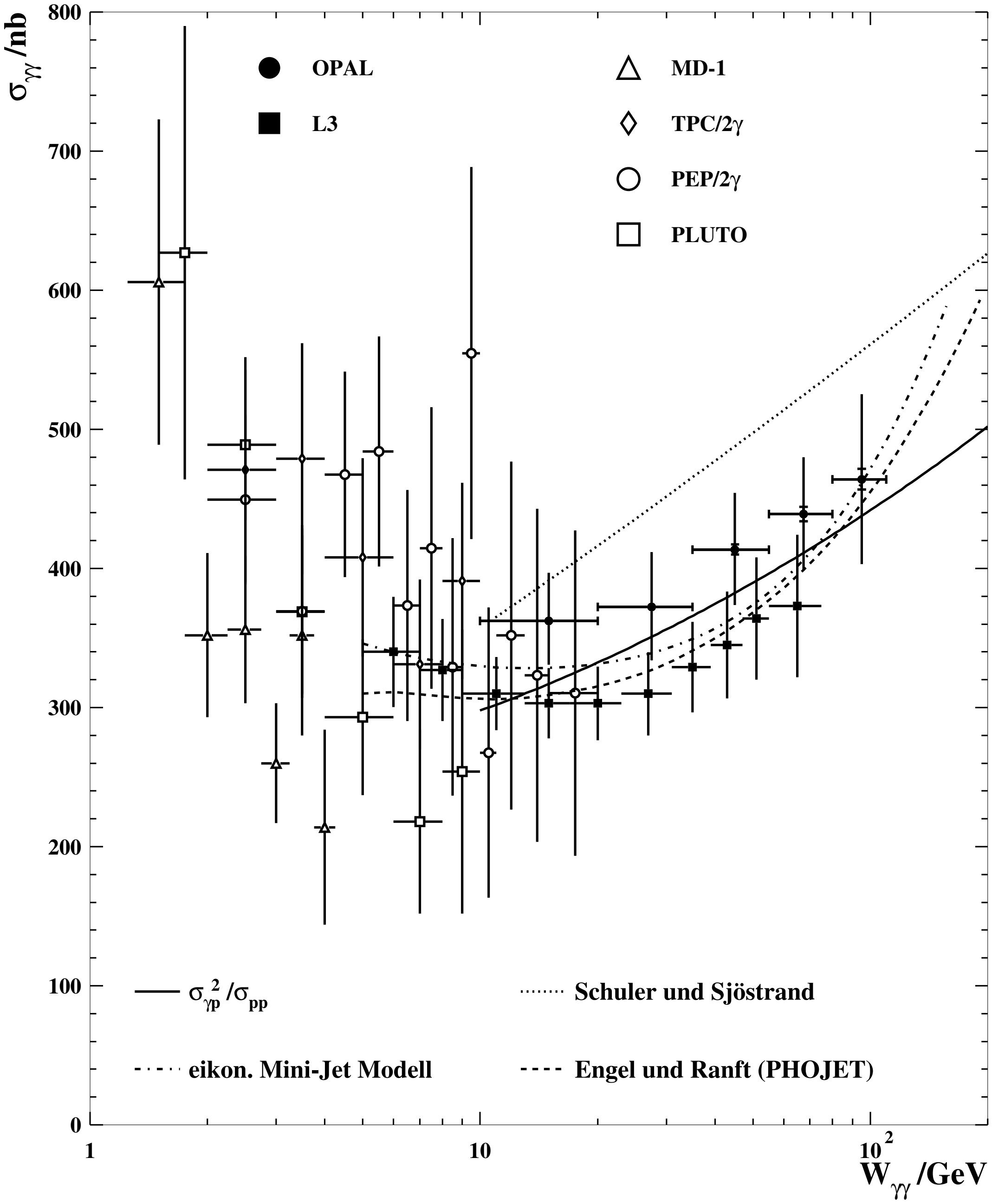

Abbildung 6.15: Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ für den Prozeß ($\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen) als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$. Die in dieser Arbeit bestimmten Werte von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ sind in der Abbildung durch schwarze Keise mit der Bezeichnung OPAL dargestellt. Die inneren Fehlerbalken symbolisieren den statistischen Fehler, die äußeren den totalen Fehler. Die schwarzen Quadrate sind die Ergebnisse des Experimentes L3 [2], welches sich ebenfalls am e^+e^--Speicherring LEP befindet. Die anderen Symbole stellen die Ergebnisse anderer Experimente [18, 6, 22, 20] vor dem Betrieb von LEP dar. Die unterschiedlichen Kurven zeigen die Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle [43, 39, 45, 46, 51, 83, 48, 49].

Kapitel 7

Diskussion der Ergebnisse

Bei großen invarianten Massen des Photon-Photon-Systems $W_{\gamma\gamma}$ wird erwartet, daß Wechselwirkungen, bei denen die Photonen in virtuelle hadronische Zwischenzustände fluktuieren (VMD), dominieren (siehe Abschnitt 3.1). Eine interessante Frage ist deshalb, ob sich der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ genauso wie andere totale hadronische Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuungen verhält, oder ob zusätzlich vorhandene Beiträge (direkte, anomale Prozesse) die Energieabhängigkeit verändern und zu einem steileren Anstieg führen.

7.1 Vergleich mit anderen Experimenten

Vor der Inbetriebnahme des Elektron-Positron-Speicherrings LEP wurde der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ durch die Experimente PLUTO [20], TPC/2γ [6], PEP/2γ [22] und MD1 [18] nur für Photon-Photon-Schwerpunktsenergien $W_{\gamma\gamma}$ kleiner als 20 GeV gemessen. In diesem niederen Energiebereich ist der hadronische Wirkungsquerschnitt noch durch den Regge-Term (siehe Abschnitt 7.2.1)bestimmt, welcher für eine Abnahme des hadronischen Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Energie sorgt. Der charakteristische Anstieg hadronischer Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Energie konnte somit nicht beobachtet werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde unter Verwendung von mit dem OPAL-Detektor bei den e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ von 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV aufgezeichneten Daten der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ im Bereich von 10 GeV $\leq W_{\gamma\gamma} \leq$ 110 GeV bestimmt. Bei kleinem $W_{\gamma\gamma} \approx$ 10 GeV ist diese Messung im Rahmen der Fehler mit den Resultaten von PLUTO [20], TPC/2γ [6], PEP/2γ [22] und MD1 [18] konsistent. Desweiteren kann ein eindeutiger Anstieg des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ mit zunehmendem $W_{\gamma\gamma}$ beobachtet werden, welcher charakteristisch für hadronische Wirkungsquerschnitte in diesem Energiebereich ist. Einen ähnlichen Anstieg konnte auch das Experiment L3, welches sich auch am LEP e^+e^--Speicherring befindet, beobachten. Die L3-Kollaboration hat $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ im Bereich von 5 GeV $\leq W_{\gamma\gamma} \leq$ 75 GeV gemessen[2]. Die Werte von L3 für $\sigma_{\gamma\gamma}$ liegen ungefähr 20% unter den in dieser Arbeit ermittelten Werten. Dieser Unterschied läßt sich größtenteils dadurch erklären, daß die L3-Kollaboration nur den Monte-Carlo-Generator PHOJET zum Entfalten ihrer Wirkungsquerschnitte verwendet, während in dieser Arbeit der Mittelwert aus den Entfaltungsresultaten unter Verwendung von PHOJET und PYTHIA gebildet wird, wobei PYTHIA dabei immer systematisch größere Wirkungsquerschnitte als PHOJET liefert. Dies zeigt sich auch beim Vergleich mit neueren noch nicht durch die L3-Kollaboration veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}$-Messungen bei verschiedenen Elektron-Positron-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ (siehe hierzu Abbildung 7.1) [40], [41]. Auch bei diesen $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$-Messungen von L3 liegen die Ergebnisse unter der Verwendung von PYTHIA zur Entfaltung bei großen $W_{\gamma\gamma}$-Werten systematisch über den Ergebnissen unter der Verwendung von PHOJET zur Entfaltung. Sowohl bei den $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$-Meßwerten unter der Verwendung von PHOJET als auch PYTHIA zur Entfaltung und der daraus berechneten Mittelwerte, besteht im überlappenden $W_{\gamma\gamma}$-Meßbereich im Rahmen der Fehler eine zum Teil recht gute Übereinstimmung zwischen den in dieser Arbeit bestimmten Werten und den L3-Messungen bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} =$ 183 GeV und 189 GeV.

7.2 Vergleich mit theoretischen Erwartungen

7.2.1 Regge-Theorie

Ein altbewährtes Modell, um die hadronische Wechselwirkung von 2-Teilchenstreuprozessen zu beschreiben, ist die Regge-Theorie [38]. In diesem Modell wird die Streuung zweier Hadronen h_1 und h_2 bei großer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und kleinem Viererimpulsübertrag $\sqrt{|t|}$ in einen hadronischen Endzustand durch den t-Kanal Austausch von Teilchen beschrieben. Diese Teilchen haben die gleichen Quantenzahlen bis auf ihren Spin. Wird die Spinquantenzahl j dieser Teilchen über dem Quadrat ihrer invarianten Masse m_j^2 aufgetragen (Chew-Frautchi-Plot), so liegen sie auf einer Geraden $j = \alpha(m_j^2)$ (Regge-Trajektorie $\alpha(t)$). Eine solche Teilchenfamilie wird auch als Reggeon bezeichnet. Durch Auswertung der Streuamplitude $A(s,t)$

$$A(s,t) = \sum_{j=0}^{\infty}(2j+1)a_j(t)P_j(z)$$

und Anwendung des optischen Theorems ergibt sich im Grenzfall $|t| \ll s \to \infty$ für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{h_1h_2\to\mathrm{Hadronen}}$ [86]

$$\sigma_{h_1h_2\to\mathrm{Hadronen}}(s) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t=0)-1} .$$

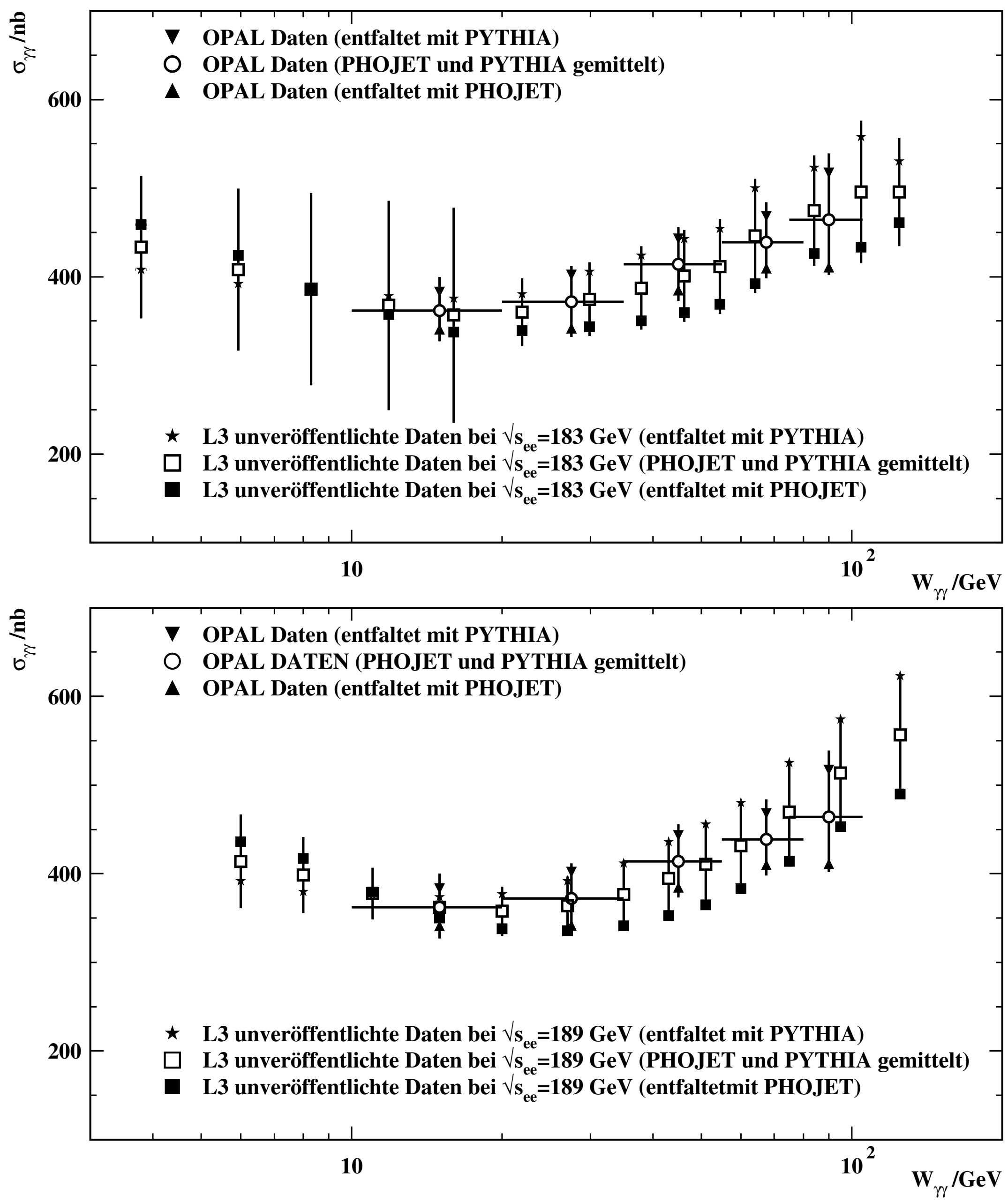

Abbildung 7.1: Vergleich des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ mit unveröffentlichten Messungen der L3-Kollaboration bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183$ GeV [40] und 189 GeV [41] unter Verwendung von PHOJET und PYTHIA zur Entfaltung. Die in dieser Arbeit bestimmten Werte von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ tragen in der Abbildung die Bezeichnung OPAL.

Hierbei ist $\sqrt{s_0}$ eine Energieskala, $a_j(t) = \Gamma_j(t)/(t - m_j^2)$ die Partialwellenamplitude, $\Gamma_j(t)$ die Zerfallsbreite und $z = \cos\theta_t = 1 - 2s/(t - 4m_j^2)$. Die Legendre-Polynome werden durch $P_j(z)$ bezeichnet.

Die Steigung der Regge-Trajektorie für den Austausch der Vektormesonen ρ, ω, ϕ, ... ist ungefähr $\alpha(t = 0) \approx 0.5$. Damit ergibt sich ein totaler Wirkungsquerschnitt proportional zu $s^{-0.5}$. Dieses Abnehmen totaler Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Schwerpunktsenergie $W = \sqrt{s}$ kann in verschiedenen Hadron-Hadron-Streuprozessen bei Schwerpunktsenergien $W < 10$ GeV aber oberhalb des Energiebereiches, in dem hadronische Resonanzen erzeugt werden, beobachtet werden [80, Seite 206]. Für Schwerpunktsenergien $W > 10$ GeV wachsen die totalen Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen wieder mit der Schwerpunktsenergie W an [80, Seite 206]. Dieser Anstieg kann nicht durch den Austauch schon beobachteter Teilchen beschrieben werden, da die Steigung dieser Trajektorien $\alpha(t = 0)$ kleiner als eins ist. Um auch dieses gemessene Ansteigen totaler Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen bei großen Schwerpunktsenergien W im Rahmen der Regge-Theorie beschreiben zu können, wird eine Pomeron-Trajektorie mit der Steigung $\alpha(t = 0) > 1$ eingeführt. Es muß allerdings noch einen weiteren Mechanismus geben, der das Anwachsen der Wirkungsquerschnitte bei sehr großen Energien bremst, um so eine Verletzung der Unitaritätsgrenze (Erhaltung der Wahrscheinlichkeit) zu verhindern. Das Pomeron kann zunächst mit keinem beobachteten Teilchen identifiziert werden, sondern ist lediglich ein Hilfsmittel, um im Rahmen der Regge-Theorie den beobachteten Anstieg totaler Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. Bis jetzt ist nicht geklärt, wie das Pomeron durch bekannte Teilchen des Standardmodells dargestellt werden kann. Das Pomeron müßte die Spin-, Paritäts- und Ladungskonjugationsquantenzahlen des Vakuums $J^{PC} = 0^{++}$ besitzen.

Parametrisierung hadronischer Wirkungsquerschnitte

Verschiedene Autoren haben, basierend auf dem Regge-Modell, Parametrisierungen für totale hadronische Wirkungsquerschnitte entwickelt.

Donnachie und Landshoff paßten 1992 folgende Parametrisierung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{\mathrm{AB}} = X_{\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon} + Y_{\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta} \tag{7.1}$$

an die Daten aus neun verschiedenen hadronischen Streuprozessen (pp, p$\bar{\mathrm{p}}$, π^+p, π^-p, K^+p, K^-p, pn, p$\bar{\mathrm{n}}$ und γp) an [43]. Die Indizes A und B bezeichnen dabei die streuenden Teilchen. Donnachie und Landshoff nahmen dabei die Universalität der Exponenten $\epsilon = \alpha_{\mathcal{P}}(t = 0) - 1$ des Pomeronterms, welcher den Anstieg der Wirkungsquerschnitte bei großem s beschreibt, und $-\eta = \alpha_{\mathcal{R}}(t = 0) - 1$ des Reggeonterms, welcher den Abfall der Wirkungsquerschnitte bei kleinem s beschreibt, für alle hadronischen Streuprozesse an. Die Werte

von ϵ und η wurden durch Anpassung an pp und p$\bar{\text{p}}$ Daten zu $\epsilon = 0.0808$ und $\eta = 0.4525$ bestimmt. Dabei wurde noch angenommen, daß das Pomeron gleich an Teilchen und das dazu gehörende Antiteilchen koppelt ($X_{\mathrm{AB}} = X_{\bar{\mathrm{A}}\mathrm{B}} = X_{\mathrm{A}\bar{\mathrm{B}}} = X_{\bar{\mathrm{A}}\bar{\mathrm{B}}}$).
Später wurde von verschiedenen Autoren die Anpassung der modifizierten Parametrisierung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathrm{AB}} &= X_{1\mathrm{AB}}\left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_1} + Y_{1\mathrm{AB}}\left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta_1} + Y_{2\mathrm{AB}}\left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta_2} \\ \sigma_{\bar{\mathrm{A}}\mathrm{B}} &= X_{1\mathrm{AB}}\left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_1} + Y_{1\mathrm{AB}}\left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta_1} - Y_{2\mathrm{AB}}\left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta_2} \end{aligned} \tag{7.2}$$

an aktuellere Daten vorgenommen [80, Seite 205][42]. Der erste Term in Gleichung 7.2 rührt vom weichen Pomeronaustausch, der zweite Term von C-geradem[1] und der dritte Term von C-ungeradem[1]Reggeonaustausch her. Auch hier werden die Exponenten ϵ_1, η_1 und η_2 als universell und die Vorfaktoren $X_{1\mathrm{AB}}$ und $Y_{i\mathrm{AB}}$ als prozeßabhängig angenommen. Die Werte der Exponenten wurden durch Anpassung von Gleichung 7.2 an pp, p$\bar{\text{p}}$, π^+p, π^-p, K^+p, K^-p, γp und $\gamma\gamma$ Daten zu

$$\epsilon_1 = 0.095 \pm 0.002, \quad \eta_1 = 0.34 \pm 0.02, \text{ und } \eta_2 = 0.55 \pm 0.02 \tag{7.3}$$

bestimmt [80, Seite 205]. Diese Anpassung wird durch Daten aus Hadron-Hadron-Streuprozessen dominiert. Für γp- und $\gamma\gamma$-Streuprozesse ist $Y_2 = 0$ nb und Gleichung 7.2 wird wieder zu der ursprünglich von Donnachie und Landshoff in Gleichung 7.1 vorgeschlagenen Parametrisierung totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte. Die Werte der Vorfaktoren $X_{1\gamma\gamma}$ und $Y_{1\gamma\gamma}$ für den $\gamma\gamma$-Streuprozeß wurden in der Referenz [80, Seite 205] durch eine Anpassung an alle zum Zeitpunkt der Veröffentlichung verfügbaren Messungen des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ einschließlich der bereits von der L3-Kollaboration veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ Meßwerten [2], aber ohne die in dieser Arbeit ermittelten Werte, im Bereich $W_{\gamma\gamma} > 4$ GeV zu

$$X_{1\gamma\gamma} = (156 \pm 18) \text{ nb und } Y_{1\gamma\gamma} = (320 \pm 130) \text{ nb} \tag{7.4}$$

bestimmt. Hierbei ist der verhältnismäßig große Fehler von $Y_{1\gamma\gamma}$, aufgrund der verhältnismäßig großen Fehler und Streuung der $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$-Daten bei $W_{\gamma\gamma} < 10$ GeV, zu beachten.

7.2.2 Faktorisierung

Unter der Annahme, daß der Vorfaktor des Pomeronterms, $X_{1\gamma\gamma}$, faktorisiert

$$X_{1\gamma\gamma} \approx \frac{X_{1\gamma\mathrm{p}}^2}{X_{1\mathrm{pp}}},$$

[1] C bedeutet die Operation der Ladungskonjugation mit den Eigenwerten ± 1.

kann der totale hadonische $\gamma\gamma$-Wirkungsquerschnitt zu den totalen hadronischen γp-, pp- und p$\bar{\mathrm{p}}$-Wirkungsquerschnitten bei Schwerpunktsenergien $W = \sqrt{s} = W_{\gamma\gamma} = \sqrt{s_{\gamma\gamma}} = \sqrt{s_{\gamma\mathrm{p}}} = \sqrt{s_{\mathrm{pp}}} = \sqrt{s_{\mathrm{p\bar{p}}}} > 10$ GeV, bei denen der Pomeronterm über den Reggeonterm dominieren sollte, in Beziehung gesetzt werden:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}) \approx \frac{\sigma_{\gamma\mathrm{p}}^2}{\sigma_{\mathrm{pp}}} \approx \frac{2\sigma_{\gamma\mathrm{p}}^2}{\sigma_{\mathrm{pp}} + \sigma_{\mathrm{p\bar{p}}}} \tag{7.5}$$

Diese, auf der einfachen Faktorisierungsannahme beruhende, Vorhersage ist in Abbildung 6.15 als durchgezogene Kurve für $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV eingezeichnet. Hierbei wurden die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}$ und σ_{pp} durch Gleichung 7.2 mit den Werten aus der Referenz [80, Seite 205] parametrisiert. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß sich $\sigma_{\gamma\gamma}$, $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}$ und σ_{pp} um mehrere Größenordnungen unterscheiden (siehe hierzu Abbildung 7.2) [80, Seite 206], ist die Übereinstimmung dieser Vorhersage mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{\gamma\gamma}$ erstaunlich gut.

7.2.3 QCD-Modelle

Obwohl das Photon im Rahmen des Standardmodells ein fundamentales elementares Teilchen ist, welches die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt und nur an elektrische Ladung koppelt, kann, wie schon in Abschnitt 3.1 erläutert, die Streuung von Photonen in Hadronen ($\gamma\gamma \to$ Hadronen) im Rahmen der Quantenfeldtheorie nicht aus den fundamentalen Parametern des Standardmodells berechnet werden. Dies liegt daran, daß das Photon aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation in Vektormesonen (z.B. ρ, ω, ϕ, J/ψ), die die gleichen Spin-, Paritäts- und Ladungskonjugationsquantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ wie ein Photon besitzen, fluktuieren kann (siehe hierzu auch Abschnitt 3.1). Die Wechselwirkungen dieser Fluktuationen können nicht mehr störungstheoretisch behandelt werden. Deshalb wurden schon verschiedene Modelle vorgeschlagen, um die Energieabhängigkeit des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ zu beschreiben. Einige basieren auf dem Vektormeson-Dominanz-Model (VMD) (siehe Abschnitt 3.1) und beschreiben das Photon als Zustand mit verschiedenen Anteilen

$|\gamma\rangle_{\mathrm{QED}}$ direkter Anteil, mit QED berechenbar

$|\gamma\rangle_{\mathrm{q\bar{q}}}$ anomaler Anteil, unter zusätzlicher Verwendung der QCD berechenbar

$|\gamma\rangle_{\mathrm{VM}}$ Fluktuationen in Vektormesonen (VMD), nicht perturbativ berechenbar

$$|\gamma\rangle = |\gamma\rangle_{\mathrm{QED}} + |\gamma\rangle_{\mathrm{q\bar{q}}} + |\gamma\rangle_{\mathrm{VM}}, \tag{7.6}$$

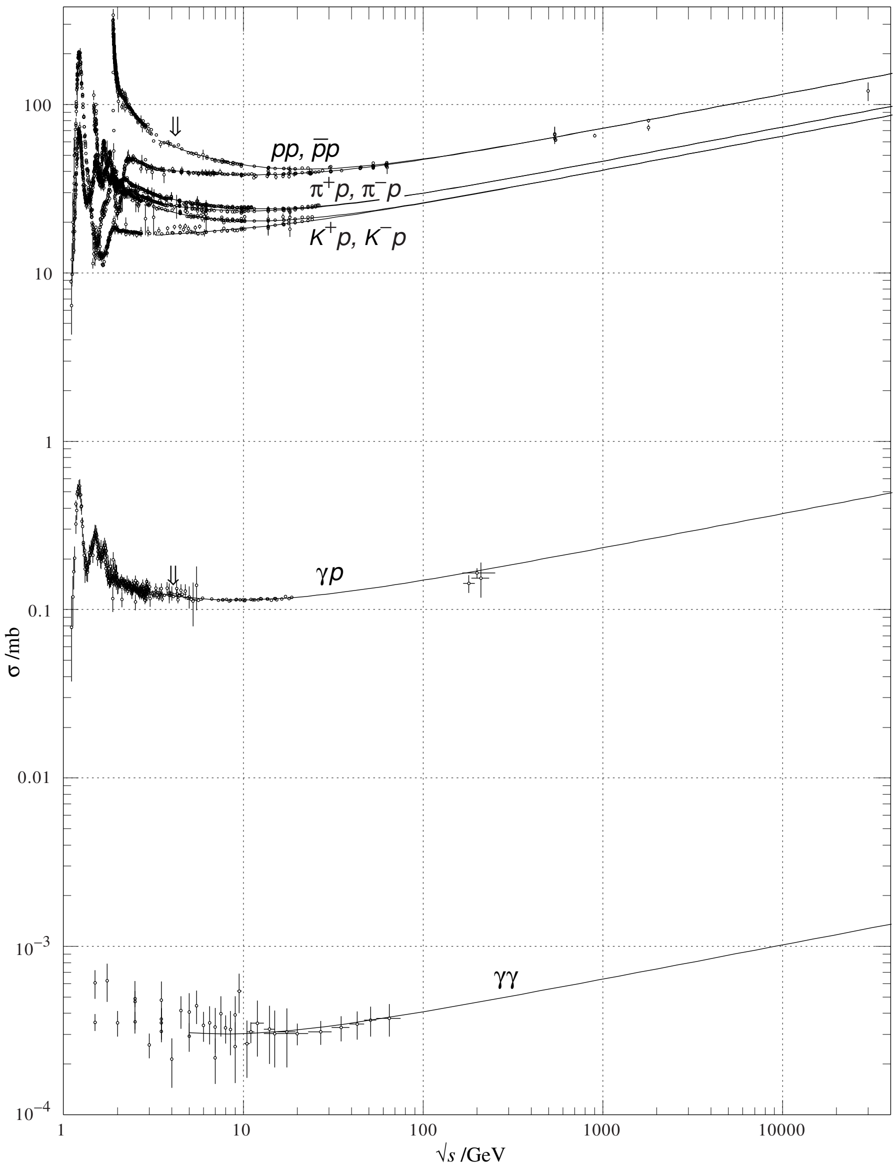

Abbildung 7.2: Totale hadronische Wirkungsquerschnitte σ als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ für Hadron-Hadron-, Photon-Proton- und Photon-Photon-Streuung [80, Seite 206]. (Die geplotteten $\sigma_{\gamma\gamma}$-Werte enthalten die bereits von der L3-Kollaboration veröffentlichten Meßwerte [2], aber nicht die in dieser Arbeit ermittelten Werte.)

deren Beiträge zum Wirkungsquerschnitt mit verschiedenen Methoden berechnet werden.

In Abbildung 6.15 wird der in dieser Arbeit ermittelte totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ mit den Ergebnissen anderer Experimente [2, 18, 6, 22, 20] und den Vorhersagen verschiedener dieser theoretischen Modelle [43, 39, 45, 46, 51, 83, 48, 49] verglichen.

Die gepunktete Kurve basiert auf einem $\gamma\gamma$-Wechselwirkungsmodell, welches die in Gleichung 7.6 angedeutete Zerlegung in direkten, anomalen und VMD Anteil verwendet. Die direkte und anomale Komponente führen zu zusätzlichen harten Wechselwirkungen, welche in führender Ordnung QCD störungstheoretisch von Schuler und Sjöstrand [83] berechnet wurden. Dabei wird der Unterschied zwischen dieser Vorhersage und dem einfachen Faktorisierungsansatz (Gleichung 7.5) als konservative Abschätzung der theoretischen Unsicherheit betrachtet.

Die Vorhersage von Engel und Ranft [48, 49], welche auch auf der in Gleichung 7.6 angedeuteten Zerlegung in direkten, anomalen und VMD Anteil beruht und im Monte-Carlo-Generator PHOJET (siehe Abschnitt 3.2) implementiert ist, ist als gestrichelte Kurve dargestellt. Der nicht störungstheoretisch berechenbare Anteil an starken Parton Wechselwirkungen wird im Rahmen der Regge-Theorie (siehe Abschnitt 7.2.1) durch den Austausch von Pomeronen und Reggeonen beschrieben.

Weiterhin ist die Vorhersage eines eikonalisierten Mini-Jet-Modells von Godbole und Pancheri [39, 45, 46, 51] eingezeichnet. Für die Photonstrukturfunktion wird dabei die Parameterisierung von Glück, Reya und Vogt (GRV) [55, 56] verwendet. Der Beitrag der harten Parton-Parton-Streuprozesse, welche zur Mini-Jet-Produktion führen, zum totalen Wirkungsquerschnitt wird mit einem tranversalen Impulsschnitt von 2 GeV/c analytisch berechnet. Dabei bedeutet eikonalisiert ein Verfahren, das die Einhaltung der Unitaritätsgrenze sicher stellt. Der weiche Anteil am Wirkungsquerschnitt wird dabei mit Hilfe des Faktorisierungsansatzes (siehe Abschnitt 7.2.2) aus γp-Streudaten bestimmt. Ein weiteres eikonalisiertes Mini-Jet-Modell, welches einfache Beziehungen zwischen dem direkt durch Photonen und durch Fluktuationen der Photonen in Hadronen induzierten Wirkungsquerschnittsanteil annimmt [27], sagt auch Wirkungsquerschnitte voraus, welche etwa 20% unter den Meßwerten dieser Arbeit liegen.

Alle diese Modelle sagen aufgrund der direkten und anomalen Komponente einen steileren Anstieg des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ voraus als es bei hadronischen Wirkungsquerschnitten in reinen Hadron-Hadron-Streuprozessen der Fall ist.

7.2.4 Parameteranpassungen

Um diese Aussage zu überprüfen, wurden verschiedene Parameter der Gleichung 7.2 beziehungsweise deren Erweiterung

$$\sigma_{\mathrm{AB}} = X_{2\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_2} + X_{1\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_1} + Y_{1\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta_1} \tag{7.7}$$

an den in dieser Arbeit gemessenen totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ angepaßt. Die Parametrisierung in Gleichung 7.7 basiert immer noch auf der Regge-Theorie. Es wurde jedoch ein weiterer Term $X_{2\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_2}$ hinzugefügt, der auf einen zusätzlichen harten Pomeronaustausch ($\epsilon_2 = 0.410 > \epsilon_1 = 0.095$) zurückgeführt wird und ein stärkeres Ansteigen von $\sigma_{\gamma\gamma}$ oder $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}$ mit s modelliert [44]. Für den Prozeß ($\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen) und $X_{2\gamma\gamma} = 0$ nb ist Gleichung 7.7 mit Gleichung 7.1 identisch, da auch $Y_{2\gamma\gamma} = 0$ nb gilt.

Bei den folgenden verschiedenen Parameteranpassungen[2] (Fits) des in Gleichung 7.7 parametrisierten theoretischen totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma_{\mathrm{theo}}}(W_{\gamma\gamma})$ an den in dieser Arbeit experimentell bestimmten totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma_{\mathrm{exp}}}(W_{\gamma\gamma})$ (siehe Tabelle 6.5 und Abbildung 6.15) wurde eine χ^2-Minimierungsmethode verwendet.

$$\begin{aligned}
\chi^2 &= \chi^2(Y_{1\gamma\gamma}, X_{1\gamma\gamma}, X_{2\gamma\gamma}, \eta_1, \epsilon_1, \epsilon_2) \\
&= \sum_{i=1}^{5}\sum_{j=1}^{5} (\sigma_{\gamma\gamma}{}^{i}_{\mathrm{exp}} - \sigma_{\gamma\gamma}{}^{i}_{\mathrm{theo}}) D^{ij} (\sigma_{\gamma\gamma}{}^{j}_{\mathrm{exp}} - \sigma_{\gamma\gamma}{}^{j}_{\mathrm{theo}})
\end{aligned} \tag{7.8}$$

$$\min(\chi^2(Y_{1\gamma\gamma}, X_{1\gamma\gamma}, X_{2\gamma\gamma}, \eta_1, \epsilon_1, \epsilon_2)) \Rightarrow Y_{1\gamma\gamma}, X_{1\gamma\gamma}, X_{2\gamma\gamma}, \eta_1, \epsilon_1, \epsilon_2$$

$\sigma_{\gamma\gamma}{}^{i}_{\mathrm{exp}}$ und $\sigma_{\gamma\gamma}{}^{i}_{\mathrm{theo}}$ sind die über die einzelnen $W_{\gamma\gamma}$-Bins gemittelten experimentellen beziehungsweise theoretischen totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitte. Die D^{ij} sind die Elemente der invertierten statistischen Kovarianzmatrix $\hat{D} = \hat{V}^{-1}$ des in dieser Arbeit gemessenen totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts (siehe hierzu Abschnitt C). Die Elemente der statistischen Kovarianzmatrix $\hat{V} = \{V^{ij}\}$ sind in Tabelle 6.2 angegeben. Durch diese Definition des zu minimierenden χ^2 unter Verwendung der statistischen Kovarianzmatrix $\hat{V}$ in Gleichung 7.8 sind auch die Korrelationen der statistischen Fehler in den $W_{\gamma\gamma}$-Bins im Fit berücksichtigt. Die totalen Fehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte werden durch die systematischen Fehler, welche ebenfalls korreliert sind, dominiert. Allerdings sind diese Korrelationen nicht einfach in Matrixform zu bestimmen. Wird in den Fits die Korrelationsmatrix der statistischen Fehler verwendet aber dazu die in totalen Fehler der einzelnen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma\gamma}{}^{i}_{\mathrm{exp}}$, welche etwa zehnmal größer

[2] Eine Parameteranpassung wird im folgenden auch als Fit bezeichnet.

als die statistischen Fehler sind, benutzt so verringern sich die χ^2-Werte etwa um den Faktor 200, aber die Ergebnisse der Parameteranpassung bleiben im wesenlichen unverändert. Um dennoch den Einfluß der Korrelationen der systematischen Fehler auf die Fitergebnisse zu ermitteln, wurde folgende Prozedur angewendet:

Bei allen Fits wurde die statistische Kovarianzmatrix zur χ^2-Berechnung verwendet. Für jede in Abschnitt 6.4 untersuchte Ursache systematischer Fehler wurden die Fits wiederholt, wobei die Werte für die experimentellen Wirkungsquerschnitte ${\sigma_{\gamma\gamma}}^i_{\text{exp}}$ um den jeweiligen systematischen Fehler verschoben wurden. Die totalen systematischen Fehler der angepaßten Parameter wurden dann als Wurzel der quadratischen Summe der Differenzen zwischen den Parameterwerten mit und ohne systematischer Verschiebung ermittelt.

Weiterhin wurde bei allen Parameteranpassungen von Gleichung 7.7 an die in dieser Arbeit gemessenen $\sigma_{\gamma\gamma}$-Werte die Parameter $Y_{1\gamma\gamma}$ und η_1 des Reggeonterms, welcher den Abfall von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ bei kleinen $W_{\gamma\gamma}$ mit zunehmender Schwerpunktsenergie beschreibt, auf die in Referenz [80] angegebenen Werte von $Y_{1\gamma\gamma} = (320 \pm 130)$ nb und $\eta_1 = 0.34$ festgelegt, da im $W_{\gamma\gamma}$-Bereich kleiner als 10 GeV in dieser Arbeit keine $\sigma_{\gamma\gamma}$-Werte ermittelt wurden, die eine ausreichend genaue Bestimmung der Parameter des Reggeonterms erlauben würden.

Zunächst wurde als Referenz und, um die Qualität der Annahme universeller Exponenten in den auf dem Regge-Modell basierenden Parametrisierungen totaler hadronischer Wirkungsquerschnitte für alle hadronischen Streuprozesse zu testen, ein Fit durchgeführt, bei dem nur $X_{1\gamma\gamma}$ an die Daten angepaßt wurde (Fit 1). Der Wert von $X_{2\gamma\gamma}$ wurde dabei auf 0 nb fixiert. Dieser Fit ergibt die folgenden Werte

$$X_{1\gamma\gamma} = (188 \pm 1^{+22}_{-21}) \text{ nb bei } \chi^2/\text{ndf}=70/4.$$

Die ersten Fehler sind die statistischen, die zweiten Fehler die totalen systematischen.

Im Vergleich dazu wurde in einem zweiten Fit zusätzlich der Exponent ϵ_1 des weichen Pomeronterms angepaßt (Fit 2). Dies ergibt die folgenden Werte

$$X_{1\gamma\gamma} = (180 \pm 5^{+30}_{-32}) \text{ nb und } \epsilon_1 = 0.101 \pm 0.004^{+0.025}_{-0.019} \text{ bei } \chi^2/\text{ndf}=68/3.$$

Die beiden angepaßten Parameter $X_{1\gamma\gamma}$ und ϵ_1 sind dabei sehr stark negativ korreliert. Der Korrelationskoeffizient beträgt -99%. Zwar ist der so angepaßte Exponent des weichen Pomeronterms etwas größer als der in Referenz [80] aus Hadron-Hadron-Streudaten ermittelte Wert von $\epsilon_1 = 0.095 \pm 0.002$, wie es verschiedene Modelle (siehe Abschnitt 7.2.3) voraussagen, aber im Rahmen ihrer Fehler sind beide Werte miteinander verträglich.

Dies zeigt sich auch bei einem dritten Fit, bei dem nun auch der Vorfaktor des harten Pomeronterms $X_{2\gamma\gamma}$ mit an die Daten angepaßt wurde (Fit 3). Dafür wurden alle Exponenten fixiert. Dieser Fit ergibt die folgenden Werte

$$X_{1\gamma\gamma} = (182 \pm 3^{+22}_{-22}) \text{ nb und } X_{2\gamma\gamma} = (0.6 \pm 0.3^{+1.7}_{-1.1}) \text{ nb bei } \chi^2/\text{ndf}=65/3.$$

Auch bei diesem Fit sind die beiden angepaßten Parameter $X_{1\gamma\gamma}$ und $X_{2\gamma\gamma}$ sehr stark negativ korreliert, da beide Parameter das gleiche Verhalten, nämlich das Ansteigen von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ mit zunehmender Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\gamma}$, in gleicher Weise beschreiben. Der Korrelationskoeffizient beträgt -94%. Der Vorfaktor des harten Pomeronterms $X_{2\gamma\gamma} = (0.6 \pm 0.3^{+1.7}_{-1.1})$ nb ist nicht signifikant von Null verschieden.

Die in dieser Arbeit ermittelten Werte des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ zeigen somit im Rahmen der Meßungenauigkeit keinen steileren Anstieg mit der Schwerpunktsenergie als andere hadronische Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen. Der erwartete Anstieg für $W_{\gamma\gamma}$-Bereiche größer als 10 GeV, bei denen der Pomeronterm dominieren sollte, wurde jedoch klar beobachtet. Diese Aussage bleibt auch erhalten falls der Wert von $Y_{1\gamma\gamma}$ im Rahmen seiner großen Fehler variiert wird. Die oben aufgeführten Ergebnisse der Parameteranpassungen sind in Tabelle 7.1 nocheinmal zusammengefaßt und in Abbildung 7.3 zusammen mit den Daten grafisch dargestellt.

Die gleiche Aussage ergibt sich auch, wenn die oben beschriebenen Anpassungsprozeduren mit den von der L3-Kollaboration bereits veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ Meßwerten [2] durchgeführt werden. Die entsprechenden Ergebnisse der Parameteranpassungen sind ebenfalls in Tabelle 7.1 aufgeführt.

Von der L3-Kollaboration durchgeführte Parameteranpassungen von Gleichung 7.1 an ihre noch nicht veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}$-Messungen bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 189$ GeV [41] legen einen steileren Anstieg von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ mit zunehmendem $W_{\gamma\gamma}$, das heißt größere Werte von ϵ_1 als die oben angepaßten Werte, nahe. Allerdings wurde bei diesen Fits auch zusätzlich der Vorfaktor $Y_{1\gamma\gamma}$ des Reggeonterms an die Daten mit angepaßt. Wird nur der Exponent des Reggeonterms auf $\eta_1 = 0.34$ festgelegt ergeben sich dabei folgende Werte:

L3 Daten bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 189$ GeV [41] mit PHOJET entfaltet:
$Y_{1\gamma\gamma} = (1153 \pm 114)$ nb, $X_{1\gamma\gamma} = (50 \pm 9)$ nb und $\epsilon_1 = 0.222 \pm 0.019$

L3 Daten bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 189$ GeV [41] mit PYTHIA entfaltet:
$Y_{1\gamma\gamma} = (753 \pm 116)$ nb, $X_{1\gamma\gamma} = (78 \pm 10)$ nb und $\epsilon_1 = 0.206 \pm 0.013$

Die bei diesen Parameteranpassungen erhalten Werte von $Y_{1\gamma\gamma}$ um 1000 nb sind im Rahmen der Fehler allerdings viel größer als der in der Referenz [80, Seite 205] durch eine Anpassung an andere Messungen des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ erhaltene Wert von $Y_{1\gamma\gamma} = (320 \pm 130)$ nb (siehe Gleichung 7.4).

Der Versuch zugleich $Y_{1\gamma\gamma}$, $X_{1\gamma\gamma}$ und ϵ_1 an die in dieser Arbeit ermittelten Werte von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ anzupassen liefert auch Werte von $Y_{1\gamma\gamma}$ um 1000 nb, $X_{1\gamma\gamma}$ kleiner als 100 nb und ϵ_1 zwischen 0.17 und 0.2 je nachdem ob $\eta_1 = 0.34$ oder $\eta_1 = 0.4525$ gewählt wird. Allerdings ist die Kovarianzmatrix der angepaßten Parameter, aufgrund der großen Korrelationen zwischen den Parametern und der schlechten Bestimmtheit von $Y_{1\gamma\gamma}$ durch zu wenige Datenpunkte bei kleinen $W_{\gamma\gamma}$, nicht mehr positiv definit, so daß diese Werte wenig Aussagekraft haben

	$X_{1\gamma\gamma}$ /nb	ϵ_1	$X_{2\gamma\gamma}$ /nb	ϵ_2	$Y_{1\gamma\gamma}$ /nb	η_1	χ^2/ndf
Fit 1	$188 \pm 1^{+22}_{-21}$	0.095	0		320	0.34	70/4
Fit 2	$180 \pm 5^{+30}_{-32}$	$0.101 \pm 0.004^{+0.025}_{-0.019}$	0		320	0.34	68/3
Fit 3	$182 \pm 3^{+22}_{-22}$	0.095	$0.6 \pm 0.3^{+1.7}_{-1.1}$	0.410	320	0.34	65/3
Fit 2′	$153 \pm 5^{+28}_{-29}$	$0.118 \pm 0.004^{+0.026}_{-0.020}$	0		450	0.34	57/3
Fit 2″	$210 \pm 6^{+32}_{-35}$	$0.084 \pm 0.004^{+0.024}_{-0.019}$	0		190	0.34	81/3
Fit 3′	$165 \pm 3^{+22}_{-22}$	0.095	$1.5 \pm 0.3^{+1.6}_{-1.1}$	0.410	450	0.34	49/3
Fit 3″	$199 \pm 3^{+22}_{-22}$	0.095	$-0.3 \pm 0.3^{+1.6}_{-1.1}$	0.410	190	0.34	86/3
L3 Fit 1	$153 \pm 1^{+2}_{-2}$	0.095	0		320	0.34	89/9
L3 Fit 2	$165 \pm 5^{+24}_{-24}$	$0.081 \pm 0.006^{+0.028}_{-0.024}$	0		320	0.34	84/8
L3 Fit 3	$153 \pm 3^{+14}_{-14}$	0.095	$0.0 \pm 0.4^{+2.2}_{-2.2}$	0.410	320	0.34	89/8
PDG [80]	156 ± 18	0.095 ± 0.002	0		320 ± 130	0.34 ± 0.02	

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Fits verschiedener Wirkungsquerschnittsparametrisierungen an den totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$. Die ersten sieben Fits wurden mit den in dieser Arbeit ermittelten $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ Meßwerten durchgeführt, die letzten drei Fits mit bereits von der L3-Kollaboration veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ Meßwerten [2]. Die χ^2-Werte pro Anzahl der Freiheitsgrade (ndf) basieren auf der statistischen Kovarianzmatix $\hat{V}$. Die ersten Fehler sind die statistischen, die zweiten Fehler die totalen systematischen. Falls bei einem Parameter keine Fehler angegeben sind, wurde er im entsprechenden Fit festgehalten. Die Ergebnisse der Fits werden in Abbildung 7.3 grafisch mit den Meßwerten dieser Arbeit verglichen.

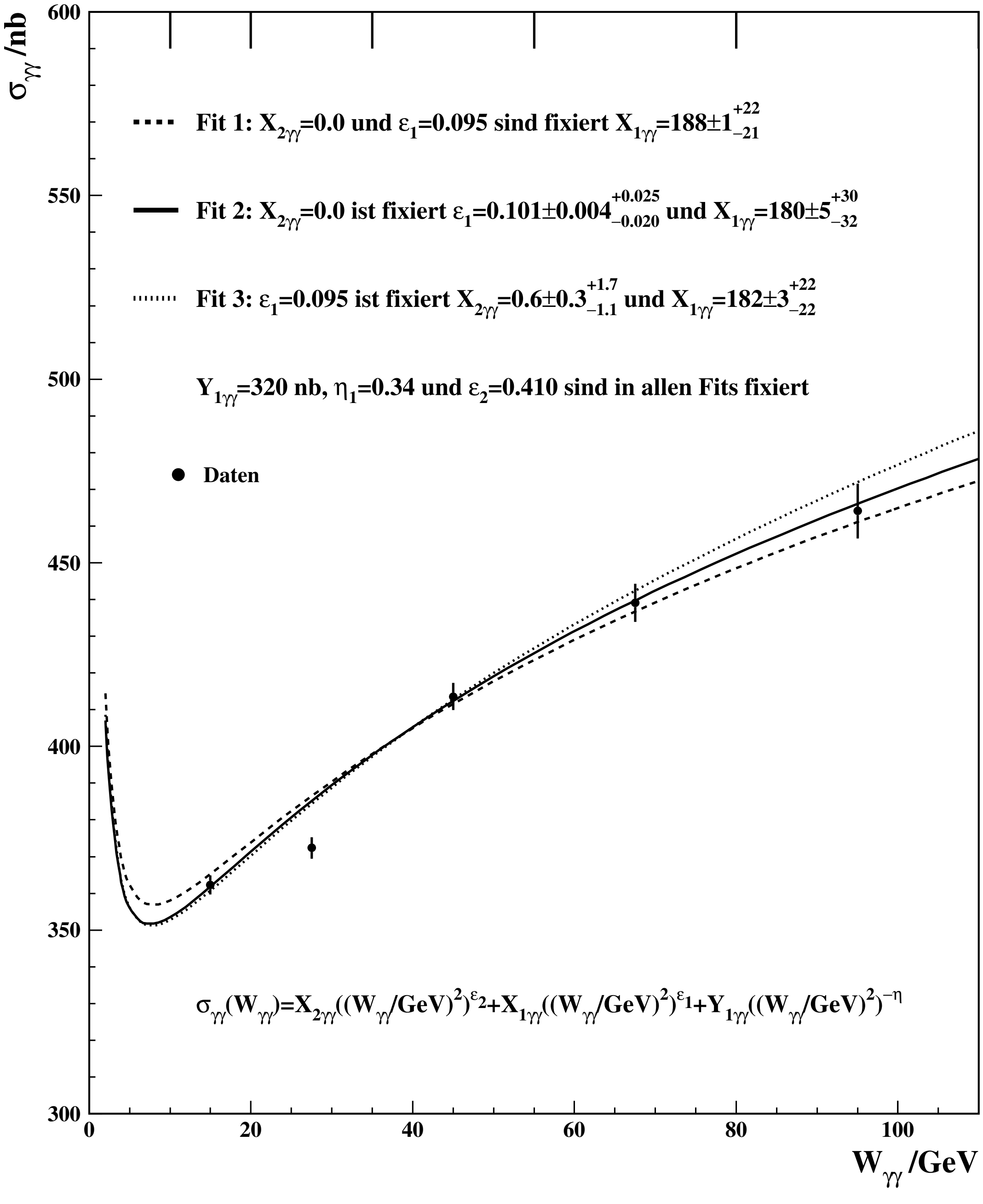

Abbildung 7.3: Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ mit verschiedenen angepaßten Parametrisierungen. Nur die statistischen Fehler der Messung sind eingezeichnet. Die vertikalen Striche am oberen Bildrand geben die Lage der verwendeten $W_{\gamma\gamma}$-Bins an.

und deshalb nicht angegeben werden. Es lassen sich auf diese Weise aber die großen Korrelationen zwischen den Parametern erkennen.

In Abbildung 7.4 sind an verschiedene Daten angepaßte Parametrisierungen des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ gezeigt, so daß deren Unterschiede erkennbar werden. Zusätzlich sind die in dieser Arbeit bestimmten Werte von $\sigma_{\gamma\gamma}$ und deren Fehler eingezeichnet, um die experimentelle Unsicherheit zu veranschaulichen. Es zeigen sich auch hier die großen Korrelationen der Fitparameter, insbesondere von $Y_{1\gamma\gamma}$ und ϵ_1, so daß der angepaßte Wert von ϵ_1 stark von der Wahl eines Wertes für $Y_{1\gamma\gamma}$ beziehungsweise davon abhängt ob $Y_{1\gamma\gamma}$ mit angepaßt wird.

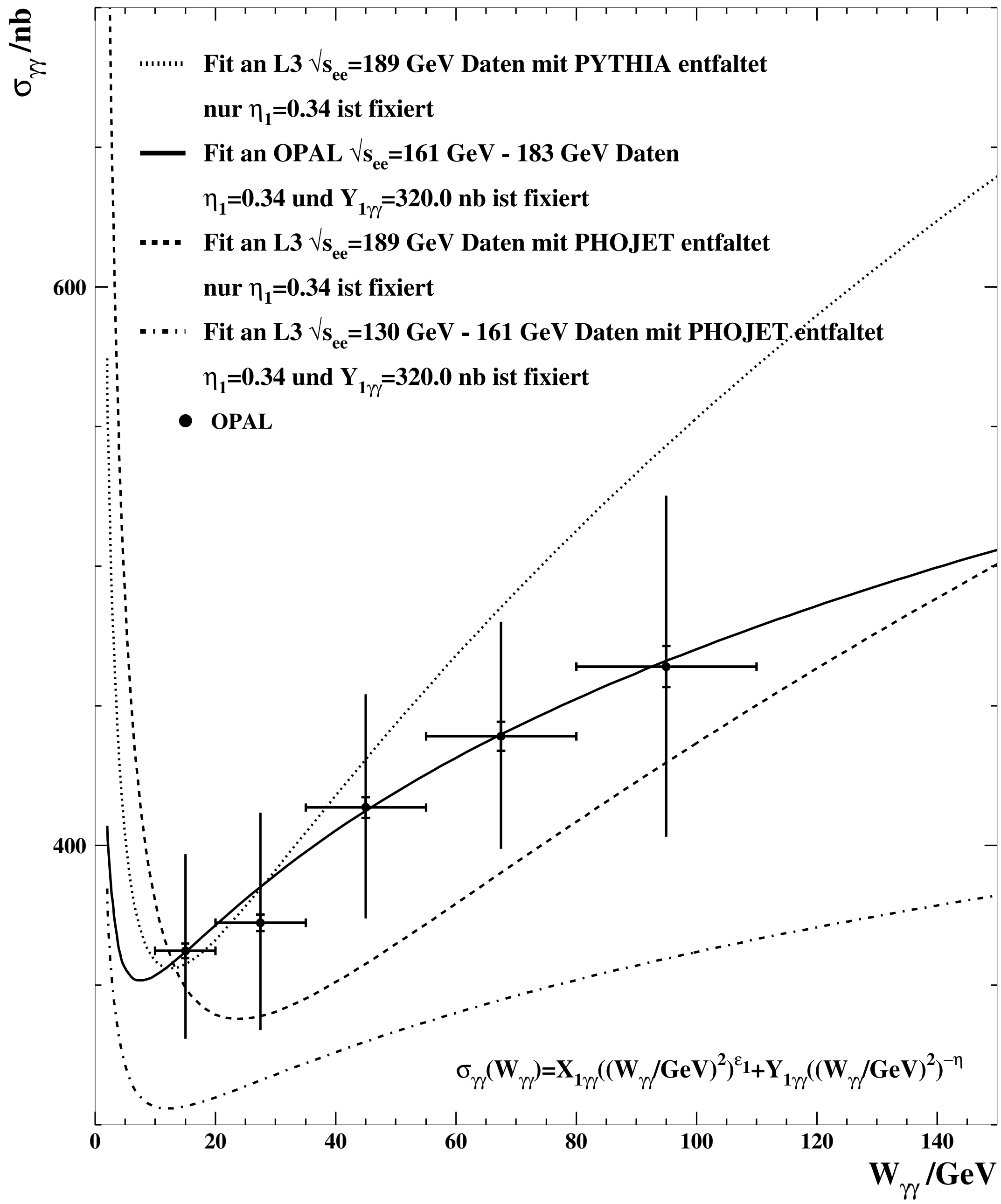

Abbildung 7.4: Der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ mit an verschiedene Daten angepaßten Parametrisierungen. Die in dieser Arbeit bestimmten Werte von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ sind in der Abbildung durch schwarze Keise mit der Bezeichnung OPAL dargestellt. Die inneren Fehlerbalken symbolisieren den statistischen Fehler, die äußeren den totalen Fehler. Die genaue Beschreibung der als verschiedene Kurven dargestellten Ergebnisse der Fits ist in Abschnitt 7.2.4 gegeben.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ für den Prozeß ($\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen) als Funktion der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems im Bereich von 10 GeV $\leq W_{\gamma\gamma} \leq$ 110 GeV bestimmt. Die dazu verwendeten Daten wurden mit dem OPAL-Detektor, der sich am e^+e^--Speicherring LEP befindet, bei den e^+e^--Schwerpunktsenergien von 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV aufgezeichnet.

Durch geeignete Schnitte wurden aus den aufgezeichneten Daten, die einer integrierten Luminosität L_{int} von 74.3 pb^{-1} entsprechen, 193040 Ereignisse, die stark mit Photon-Photon-Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-$Hadronen) angereichert sind, selektiert. Durch Anwendung von Monte-Carlo-Simulationen ergibt sich der erwartete Anteil an Untergrundereignissen von anderen e^+e^--Prozessen zu weniger als 2% (siehe hierzu Abschnitt 5). Der Anteil an Untergrund von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen läßt sich mit Hilfe von Verteilungen der Daten auf ebenfalls weniger als 2% abschätzen. Die Triggereffizienz für Photon-Photon-Ereignisse wurde unter Verwendung von nur wenig korrelierten Triggergruppen als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ bestimmt. Es ergibt sich, daß die Triggereffizienzen immer größer als 95% sind.

Um zu gewährleisten, daß die negativen Quadrate Q^2 der Viererimpulse der von den Strahlleptonen emittierten Photonen klein sind, das heißt, daß die Photonen quasi-reell sind, müssen die Streuwinkel beziehungsweise die Energien der gestreuten Strahlleptonen klein sein, so daß sie nicht im Detektor nachgewiesen werden. Deshalb kann $W_{\gamma\gamma}$ nicht aus der Kinematik der gestreuten Strahlleptonen berechnet werden, sondern muß aus der invarianten Masse W_{rek} des im Detektor rekonstruierten Endzustandes ermittelt werden. Der Median der Q^2-Verteilung, der sich nur durch die Monte-Carlo-Simulation von Photon-Photon-Ereignissen bestimmen läßt, liegt bei $Q^2 \approx 10^{-4}$ GeV^2.

Da aber der Endzustand aufgrund von Detektorineffizienzen häufig nicht vollständig rekonstruiert werden kann, ist die rekonstruierte invariante Masse W_{rek} eines Ereignisses im allgemeinen ungleich der gesuchten invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems. W_{rek} ist im Mittel kleiner als $W_{\gamma\gamma}$ (siehe hierzu

Abbildung 6.3). Aus diesem Grund und um die begrenzte Auflösung des Detektors und die Selektionseffizienz zu berücksichtigen, muß eine Entfaltungsprozedur (siehe hierzu Abschnitt B) angewendet werden, um von der gemessenen Verteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}W_{\mathrm{rek}}$ zur Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ beziehungsweise nach Division durch die integrierte Luminosität L_{int} zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ zu gelangen. Ein Vergleich der verschiedenen Entfaltungsmethoden und -programme GURU [61] und RUN [23, 24, 25] ergab keine Hinweise auf systematische Unterschiede der Ergebnisse.

Der gesuchte totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ ergibt sich dann aus dem zuvor gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ durch Division durch eine differentielle Luminositätsfunktion $\mathrm{d}L_{\gamma\gamma}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ (siehe Gleichung 2.10), welche die Wahrscheinlichkeit beschreibt, daß die Strahlleptonen Photonen emittieren. Weiterhin müssen noch Formfaktoren $F(Q^2)$ benutzt werden, um den mit Gleichung 2.10 bestimmten totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt zu $Q^2 = 0$ (d.h. reelle Photonen) zu extrapolieren (siehe Gleichung 2.11). Für die Berechnung der differentiellen Photon-Photon-Luminositätsfunktion wurde das Programm PHOLUM [48, 49, 47] verwendet, welches den Fluß transversaler und longitudinaler Photonen berücksichtigt. Das GVDM-Modell [54] und ein einfacher ρ^0-Formfaktor [47] wurden benutzt, um den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ zu $Q^2 = 0$ zu extrapolieren. Der Unterschied zwischen den beiden Modellen beträgt etwa 6% bis 8% für die verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$-Bereiche. Es ergaben sich keine systematischen Effekte in Abhängigkeit von der $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergie.

Die theoretische Beschreibung des Prozesses ($\gamma\gamma \to$ Hadronen) durch das Zusammenfügen von Ereignisklassen (Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD), direkte und anomale mit QED beziehungsweise QCD störungstheoretisch berechenbare Diagramme), die mit verschiedenen Techniken berechnet werden, führt aufgrund der ungenauen Bekanntkeit ihrer Anteile zu Unterschieden in der Modellierung zwischen den verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren PHOJET und PYTHIA und damit auch in den Ergebnissen der Entfaltung unter Verwendung dieser Monte-Carlo-Generatoren. Der größte relative systematische Fehler von etwa $\pm 6\%$ bis $\pm 11\%$ der bestimmten Wirkungsquerschnitte folgt aus dieser Diskrepanz. Verteilungen kinematischer Variablen der Daten, wie zum Beispiel der geladenen Multiplizität oder der in verschiedenen Detektorkomponenten abgelagerten Energie, werden von beiden Monte-Carlo-Generatoren ähnlich gut beschrieben, so daß kein Modell bevorzugt werden kann.

Insbesondere ist der Anteil an quasi-elastischen und diffraktiven Streuprozessen durch Messungen bei HERA [5, 31] nur ungenau bestimmt. Außerdem ist die Selektionswahrscheinlichkeit $N_{\mathrm{sel}}/N_{\mathrm{gen}}$ für quasi-elastische inklusive diffraktiver Ereignisse klein und stark unterschiedlich für mit PHOJET ($N_{\mathrm{sel}}/N_{\mathrm{gen}} \approx 15\%$ für $W_{\gamma\gamma} > 40$ GeV) beziehungsweise mit PYTHIA ($N_{\mathrm{sel}}/N_{\mathrm{gen}} \approx 5\%$ für $W_{\gamma\gamma} > 40$ GeV) simulierte Ereignisse. Durch Variation des diffraktiven Anteils und der Selektionswahrscheinlichkeit quasi-elastischer beziehungsweise diffraktiver Ereignisse wurde ein zusätzlicher relativer systematischer Fehler von $\pm 6\%$ abgeschätzt. Für alle Monte-Carlo-Ereignisse steigt die Akzeptanz mit $W_{\gamma\gamma}$ an und erreicht Werte von 50% bis 65% für $W_{\gamma\gamma} > 40$ GeV.

Dominiert der Vektormesonanteil für den Prozeß ($\gamma\gamma \to$ Hadronen), so wird erwartet, daß auch der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ eine ähnliche Energieabhängigkeit wie andere hadronische Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen besitzt. Diese zeigen ein Abfallen bei kleinen und ein Wiederansteigen bei großen Schwerpunktsenergien mit zunehmender Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Diese Energieabhängigkeit des Prozesses (AB $\to$ Hadronen) kann, basierend auf der Regge-Theorie [38], durch folgende Gleichung parametrisiert werden:

$$\sigma_{\mathrm{AB}} = X_{1\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_1} + Y_{1\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{-\eta_1} \tag{8.1}$$

Die Exponenten ϵ_1 und η_1 sollten für alle Hadron-Hadron-Streuprozesse gleich sein. Sie wurden durch Anpassung von Gleichung 7.2 an überwiegend Hadron-Hadron-Streudaten zu $\epsilon_1 = 0.095 \pm 0.002$ und $\eta_1 = 0.34 \pm 0.02$ bestimmt [80, Seite 205]. Der erste Term in Gleichung 8.1 rührt vom Pomeronaustausch her und beschreibt das Anwachsen der Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Schwerpunktsenergie bei großen Schwerpunktsenergien. Je größer ϵ_1 ist, desto steiler wachsen die Wirkungsquerschnitte bei großen Schwerpunktsenergien an.

Eine interessante Frage ist nun, ob auch der totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ aufgrund der im Vektormeson-Dominanz-Modell beschriebenen hadronischen Komponente des Photons gleich schnell wie andere hadronische Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen mit der Schwerpunktsenergie ansteigt, oder ob er eine andere Energieabhängigkeit zeigt. Aufgrund der im Prozeß ($\gamma\gamma \to$ Hadronen) zusätzlich vorhandenen direkten und anomalen mit QED beziehungsweise QCD störungstheoretisch berechenbaren Übergangsmöglichkeiten wird erwartet, daß $\sigma_{\gamma\gamma}$ schneller mit der Schwerpunktsenergie ansteigt als hadronische Wirkungsquerschnitte in Hadron-Hadron-Streuprozessen.

Diese Fragestellung wurde durch Parameteranpassung von Gleichung 8.1 an den in dieser Arbeit bestimmten totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ untersucht. Dabei wurden die Parameter $Y_{1\gamma\gamma}$ und η_1 des Reggeonterms, welcher den Abfall von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ bei kleinen $W_{\gamma\gamma}$ mit zunehmender Schwerpunktsenergie beschreibt, auf die in Referenz [80] angegebenen Werte von $Y_{1\gamma\gamma} = (320 \pm 130)$ nb und $\eta_1 = 0.34$ festgelegt, da im $W_{\gamma\gamma}$-Bereich kleiner als 10 GeV in dieser Arbeit keine $\sigma_{\gamma\gamma}$-Werte ermittelt wurden, die eine ausreichend genaue Bestimmung der Parameter des Reggeonterms erlauben würden. Eine Anpassung der Parameter $X_{1\gamma\gamma}$ und ϵ_1 an den in dieser Arbeit aus den Daten bestimmten totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ ergibt:

$$X_{1\gamma\gamma} = (180 \pm 5(\mathrm{stat.})^{+30}_{-32}(\mathrm{sys.}))\ \mathrm{nb} \qquad \epsilon_1 = 0.101 \pm 0.004(\mathrm{stat.})^{+0.025}_{-0.019}(\mathrm{sys.})$$

Zwar ist der so ermittelte Pomeronexponent für hadronische Photon-Photon-Wechselwirkung $\epsilon_1 = 0.101 \pm 0.004^{+0.025}_{-0.019}$ etwas größer als der Wert $\epsilon_1 = 0.095 \pm 0.002$, welcher hadronische Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron- und Photon-Proton-Wechselwirkungen beschreibt [80, Seite 205], aber im Rahmen der Fehler sind beide Werte miteinander verträglich. Diese Aussage bleibt auch erhalten, falls der Wert von $Y_{1\gamma\gamma}$ im Rahmen seiner großen Fehler variiert oder die oben beschriebene Parameteranpassung mit den von der L3-Kollaboration bereits veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$-Meßwerten [2] durchgeführt wird. Es ergibt sich daher auch kein signifikanter Beitrag eines weiteren Terms $X_{2\mathrm{AB}} \left(\frac{s}{\mathrm{GeV}^2}\right)^{\epsilon_2}$ („hartes Pomeron"), der von Donnachie und Landshoff für photon-induzierte Prozesse eingeführt wurde [44]. Bei festgehaltenem $\epsilon_1 = 0.095$ und $\epsilon_2 = 0.410$ ergibt sich $X_{2\gamma\gamma} = 0.6 \pm 0.3(\mathrm{stat.})^{+1.7}_{-1.1}(\mathrm{sys.})$.

Der Versuch, zusätzlich auch den Vorfaktor $Y_{1\gamma\gamma}$ an die Daten anzupassen, ergibt eine starke Korrelation zwischen dem Reggeonterm und dem Pomeronterm. Bei einem Wert von $Y_{1\gamma\gamma} \approx 1000$ nb ergibt sich ein deutlich höherer Wert von $\epsilon_1 \approx 0.2$. Fehler können nicht angegeben werden, da die Kovarianzmatrix nicht positiv definit ist. Qualitativ sind diese Werte jedoch mit den von der L3-Kollaboration bei einer $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ von 189 GeV bestimmten Werten [41] von $Y_{1\gamma\gamma} = (1153 \pm 114)$ nb, $X_{1\gamma\gamma} = (50 \pm 9)$ nb und $\epsilon_1 = 0.222 \pm 0.019$ (Entfaltet unter Verwendung von PHOJET) in Übereinstimmung.

Bei allen Parameteranpassungen an die in dieser Arbeit bestimmten Werte von $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ wurde die Kovarianzmatrix der statistischen Fehler und die systematischen Fehler einschließlich deren großer Korrelationen berücksichtigt.

Die bereits von der L3-Kollaboration veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ Meßwerte [2] liegen ungefähr 20% unter den in dieser Arbeit ermittelten Werten. Dieser Unterschied läßt sich größtenteils dadurch erklären, daß die L3-Kollaboration nur die unter Verwendung von PHOJET entfalteten Wirkungsquerschnittswerte angibt, während in dieser Arbeit der Mittelwert aus den Entfaltungsresultaten unter Verwendung von PHOJET und PYTHIA gebildet wird, wobei PYTHIA dabei immer systematisch größere Werte als PHOJET liefert. Dies zeigt sich auch beim Vergleich mit neueren noch nicht durch die L3-Kollaboration veröffentlichten $\sigma_{\gamma\gamma}$-Messungen bei verschiedenen Elektron-Positron-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ [40, 41] (siehe hierzu Abbildung 7.1).

Anhang A

Observablen

An dieser Stelle werden einige in dieser Arbeit verwendete Observablen definiert.

A.1 Thrust T

Die Observable Thrust T wird für gewöhnlich wie folgt definiert [30, 50][84, Abschnitt 15.1.2]:

$$T = \max_{|\vec{n}_T|=1} \frac{\sum_h |\vec{n}_T \vec{p}_h|}{\sum_h |\vec{p}_h|}$$

Es wird also eine Richtung $\vec{n}_T$ (Thrustachse) gesucht, entlang derer die Summe der Beträge der Projektionen der Impulse (Impulskomponenten) maximal werden. Die normierte Summe dieser Beträge der Impulskomponenten ist der Wert des Thrust T. Der erlaubte Wertebereich ist $0.5 \leq T \leq 1$. Zweijetartige Ereignisse, bei denen die Impulse $\vec{p}_h$ entlang einer Richtung gebündelt sind, haben große Thrustwerte nahe 1. Ereignisse, bei denen dagegen die Impulse $\vec{p}_h$ isotrop verteilt sind, haben Thrustwerte nahe 0.5. Der Wert des Thrust T beschreibt somit die Form eines Ereignisses, deshalb wird der Thrust zusammen mit ähnlichen Observablen im Englischen auch als „event shape variable“ bezeichnet.

A.2 Pseudorapidität η

Die Pseudorapidität η eines Teilchens mit dem Impuls $\vec{p}$ ist definiert als der negative natürliche Logarithmus des Tangens des halben Winkels θ der Richtung des Teilchenimpulses $\vec{p} = (p^x, p^y, p^z)$ zur z-Richtung.

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad \text{mit} \quad \cos\theta = \frac{p^z}{\sqrt{(p^x)^2 + (p^y)^2 + (p^z)^2}} \tag{A.1}$$

A.2.1 Maximale Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$

Für die Definition der maximalen Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$ wird die Richtung der z-Achse zunächst so umdefiniert, daß sie zu der Detektorseite weist, in der am meisten Energie im Vorwärtsdetektor (FD) und Silizium-Wolfram-Detektor (SW) abgelagert wurde. Dann wird für jedes mit dem Matching-Algorithmus[77] (siehe Abschnitt 6.1) rekonstruierte Teilchen h mit dem Viererimpuls $(E_h, \vec{p}_h = (p_h^x, p_h^y, p_h^z))$ die Pseudorapidität $\eta_h = -\ln\tan(\theta/2)$ berechnet. Die so erhaltenen Pseudorapiditäten η_h werden ihrer Größe nach geordnet. Die größte Differenz zweier benachbarter Pseudorapiditätswerte ist die maximale Rapiditätslücke $\Delta\eta_{\max}$.

$$\begin{aligned} \Delta\eta_{\max} &= \max(\eta_h - \eta_{h+1}) \\ \text{mit} \quad \eta_h \geq \eta_{h+1} &\wedge \quad h \in \{\text{aller rekonstruierten Teilchen}\} \\ \text{mit} \quad \eta_h &= -\ln\tan\frac{\theta_h}{2} \\ \text{mit} \quad \theta_h &= \frac{p_h^z}{\sqrt{(p_h^x)^2 + (p_h^y)^2 + (p_h^z)^2}} \end{aligned}$$

Da die diffraktive Streuung der virtuellen Vektormesonen durch den Austausch farbneutraler Pomeronen bewirkt werden kann, werden wenige Teilchen zwischen den Fragmenten der Vektormesonen im hadronischen Endzustand und somit große Rapiditätslücken $\Delta\eta$ für diffraktive Ereignisse erwartet [63, 81, 28] (siehe hierzu Abbildung A.1).

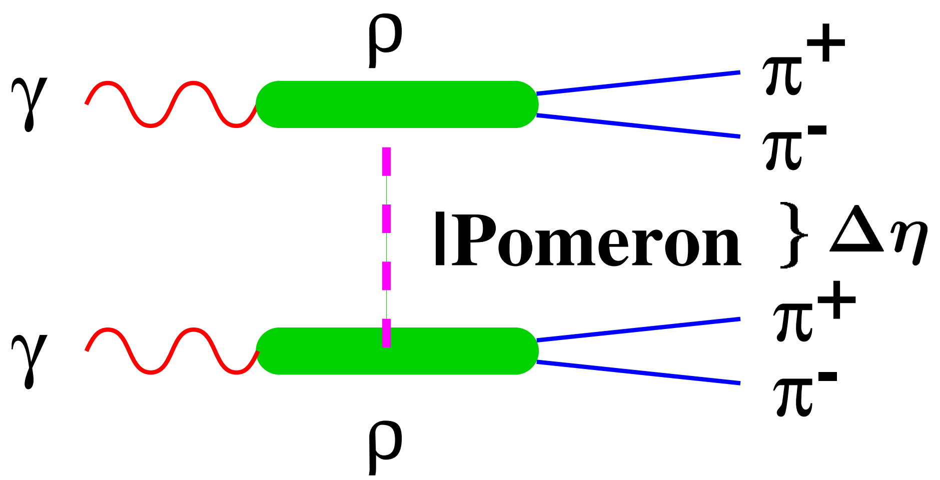

Abbildung A.1: Illustration der Entstehung einer Rapiditätslücke $\Delta\eta$ im hadronischen Endzustand durch den Austausch farbneutraler Pomeronen.

Anhang B

Entfaltungsmethoden

Beim Problem der Entfaltung in der Hochenergiephysik geht es darum, aus mit einem Detektor gemessenen Observablen $\vec{y} = \{y_i\}$ beziehungsweise einer daraus gewonnenen Verteilung $g = g(\vec{y})$ auf die zugrundeliegende Verteilung $f = f(\vec{x})$ verschiedener Größen $\vec{x} = \{x_i\}$ auf dem Teilchenniveau zu schließen. Auch für den Fall, daß y_i und x_j die gleiche Größe des Endzustandes beschreiben, müssen sie für das gleiche Ereignis nicht notwendigerweise die gleichen Werte besitzen. Die wesentlichen Effekte, die bei der Messung einer Größe mit einem Detektor berücksichtigt werden müssen, sind [25]:

- **Untergrund:** Auch nach der Anwendung aller Selektionsschnitte können noch Ereignisse im Datensatz verbleiben, die nicht von den zu untersuchenden Prozessen stammen (siehe Abschnitt 5.1). Diese verbleibenden Untergrundereignisse beeinflussen die gemessene Verteilung $g(\vec{y})$ und müssen berücksichtigt werden.

- **begrenzte Akzeptanz:** Sowohl aufgrund des geometrischen und technischen Aufbaus des Detektors, als auch aufgrund der Selektionsschnitte können nicht immer alle Teilchen des Endzustandes vollständig nachgewiesen werden. Dieser Informationsverlust kann sowohl zu einer systematischen Verschiebung der gemessenen Größen führen, als auch zum Verlust ganzer Ereignisse, falls die Selektionsschnitte von diesen nicht mehr erfüllt werden.

- **statistische Fluktuationen:** Die Datenstatistik ist bei jedem Experiment naturgemäß begrenzt. Dadurch können statistische Fluktuationen in der gemessenen Verteilung $g(\vec{y})$ auftreten, die sich nicht unkontrolliert in die gesuchte Verteilung $f(\vec{x})$ ausbreiten sollen.

- **Transformation:** Oft ist es nicht möglich für jedes x_i eine entsprechende Meßgröße y_i zu finden, welche die gleiche Größe des Endzustandes beschreibt. Dann müssen verwandte Größen gemessen werden. Die Beziehung zwischen $\vec{x}$ und $\vec{y}$ ist durch eine Transformation gegeben, welche auch nichtlineare Detektorreaktionen enthalten kann.

- **begrenzte Auflösung:** Die gemessenen Größen $\vec{y}$ werden durch die endliche Auflösung des Detektors oder durch die begrenzte Meßgenauigkeit verschmiert.

In einigen Referenzen wird explizit eine Unterteilung des Entfaltungsprozesses in Untergrundbereinigung, Akzeptanzkorrektur und die eigentliche Entfaltung der anderen Detektoreffekte vorgenommen. In dieser Arbeit wird unter Entfaltung der gesamte Prozeß verstanden.

Mathematisch läßt sich das Problem der Entfaltung wie folgt darstellen:

$$g(\vec{y}) = \int A(\vec{y}, \vec{x}) f(\vec{x}) \mathrm{d}x + b(\vec{y}) \tag{B.1}$$

Hierbei beschreibt die Verteilung $b(\vec{y})$ den Anteil an der gemessenen Verteilung $g(\vec{y})$, der auf verbleibende Untergrundereignisse zurückzuführen ist. Die Auflösungsfunktion $A(\vec{y}, \vec{x})$ beschreibt die Detektorreaktion, also den Übergang von der zugrundeliegenden Verteilung $f(\vec{x})$ zu der gemessenen Verteilung $g(\vec{y})$. Aufgrund der Komplexität des gesamten Meßprozesses kann die Auflösungsfunktion $A(\vec{y}, \vec{x})$ im allgemeinen nicht analytisch bestimmt werden. Stattdessen wird der gesamte Meßprozeß mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden Ereignis für Ereignis simuliert (siehe Abschnitt 4.2.8) und daraus indirekt Informationen über die Auflösungsfunktion $A(\vec{y}, \vec{x})$ gewonnen.

In der Praxis sind die Verteilungen $g = g(\vec{y})$, $b = b(\vec{y})$ und $f = f(\vec{x})$ aufgrund von endlicher Statistik und begrenzter Auflösung oft nur in Form von Histogrammen, was hier gleichbedeutend mit Vektoren ist, bekannt. Deshalb kann eine diskrete Formulierung des Problems sinnvoll sein. Der Übergang von kontinuierlichen Größen in diskrete Intervalle erlaubt dann folgende Darstellung:

$$\begin{array}{lcccl} f(\vec{x}) & \to & \vec{f} & = & \{f_i\} \\ g(\vec{y}) & \to & \vec{g} & = & \{g_j\} \\ b(\vec{y}) & \to & \vec{b} & = & \{b_j\} \\ A(\vec{y}, \vec{x}) & \to & \hat{A} & = & \{A_{ji}\} \end{array}$$

$$\vec{g} = \hat{A}\vec{f} + \vec{b} \tag{B.2}$$

Die Elemente A_{ji} der Matrix $\hat{A}$ können als Übergangswahrscheinlichkeiten interpretiert werden, wobei folgendes gilt:

$$\begin{array}{lcl} 0 \leq & A_{ji} & \leq 1 \\ 0 \leq & \sum_j A_{ji} & \leq 1 \end{array}$$

So gibt das Matrixlement A_{ji} die Wahrscheinlichkeit dafür an, einen Eintrag im j-ten Bin des Histogramms $\vec{g}$ zu erhalten, wenn die $\vec{x}$ Werte im i-ten Bin des Histogramms $\vec{f}$ liegen. Praktisch kann A_{ji} mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen näherungsweise folgendermaßen berechnet werden:

$$A_{ji} = \frac{n_{ji}}{n_i^{\mathrm{gen}}} \tag{B.3}$$

Hierbei ist n_i^{gen} die gesamte Anzahl der generierten Monte-Carlo-Ereignisse, deren $\vec{x}$-Werte im i-ten Bin des Histogramms $\vec{f}$ liegen und n_{ji} die Anzahl der Ereignisse, die im j-ten Bin des Histogramms $\vec{g}$ rekonstruiert und im i-ten Bin des Histogramms $\vec{f}$ erzeugt wurden.

Natürlich ist es vorteilhaft, wenn die Meßgrößen $\vec{y}$ den auf dem Teilchenniveau definierten Größen $\vec{x}$ möglichst nahe kommen. In dieser Arbeit entspricht $\vec{x}$ der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ des Photon-Photon-Systems und die gesuchte Verteilung $f(\vec{x})$ der invarianten Massenverteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ beziehungsweise noch zusätzlich durch die integrierte Luminosität L_{int} geteilt dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ (siehe Gleichung 6.2). Die Werte für $\vec{y}$ entsprechen den gemessenen Impulsen und Energien der Spuren und Cluster beziehungsweise der daraus rekonstruierten invarianten Masse W_{rek} und die gemessene Verteilung $g(\vec{y})$ der rekonstruierten invarianten Massenverteilung $\mathrm{d}N_{\mathrm{sel}}/\mathrm{d}W_{\mathrm{rek}}$. Für systematische Studien des Einflusses der geladenen Multiplizitätsverteilung auf das Entfaltungsergebnis wurde als zusätzliche Größe die geladene Multiplizität sowohl auf Detektorniveau für $\vec{y}$ als auch auf Teilchenniveau für $\vec{x}$ verwendet und dann die entsprechenden doppeltdifferentiellen Verteilungen beziehungsweise zweidimensionalen Histogramme entfaltet.

B.1 Entfaltung durch Inversion

Theoretisch läßt sich Gleichung B.2 durch Matrixinversion von $\hat{A}$ nach dem gesuchten $\vec{f}$ auflösen.

$$\vec{f} = \hat{A}^{-1}(\vec{g} - \vec{b}) \tag{B.4}$$

Die Matrixelemente der der invertierten Matix $\hat{A}^{-1}$ von $\hat{A}$ können nicht wie bei der Matrix $\hat{A}$ als Übergangswahrscheinlichkeiten interpretiert werden. Sie können sowohl positive und negative Werte annehmen, als auch dem Betrag nach größer als 1 werden. In der Praxis ergeben sich allerdings bei der Matrixinversion Probleme, wenn das lineare Gleichungssystem B.2 überbestimmt $(j > i)$ und $\hat{A}$ singulär ist. Aufgrund statistischer Fluktuationen und Meßungenauigkeiten ist auch die Wahl $(j = i)$ keine Garantie für die Invertierbarkeit von $\hat{A}$. Das Histogamm $\vec{f}$ zeigt dann im allgemeinen große Schwankungen. Diese Entfaltungsmethode läßt sich somit nur auf Probleme anwenden, bei denen $j = i$ klein ist und die Hauptdiagonalelemente von A_{ji} dominieren. Ein weiteres Problem kann der Untergrund darstellen, falls sein Anteil am gemessenen Histogramm $\vec{g}$ groß und seine Zusammensetzung und Form $\vec{b}$ nur ungenau bekannt sind. Dies ist jedoch bei dem konkreten Entfaltungsproblem dieser Arbeit nicht der Fall. Der Untergrundbeitrag ist klein und auch seine Form ist gut durch die Monte-Carlo-Simulationen beschrieben (siehe Abschnitt 5.1).

B.2 Bin-by-Bin Entfaltung

Die wohl einfachste Entfaltungsmethode wird als „Bin-by-Bin“ Entfaltung bezeichnet. Um die Bin-by-Bin Entfaltung anwenden zu können, muß die Verteilung auf Detektorniveau $\vec{g}^{\mathrm{MC}}$ schon sehr ähnlich der Verteilung auf Teilchenniveau $\vec{f}^{\mathrm{MC}}$ sein.

$$g_i{}^{\mathrm{MC}} \approx f_i{}^{\mathrm{MC}}$$

Der Index MC bedeutet, daß die entsprechenden Verteilungen vom Signal-Monte-Carlo stammen. Die Bin-by-Bin Entfaltung beruht auf folgender Identität:

$$f_i{}^{\mathrm{MC}} = \frac{f_i{}^{\mathrm{MC}}}{g^{i\,\mathrm{MC}}} g_i{}^{\mathrm{MC}}$$

Nun wird in der obigen Gleichung der letzte Faktor $g_i{}^{\mathrm{MC}}$ durch die aus den realen Daten gewonnene untergrundbereinigte Verteilung $(g_i - b_i)$ ersetzt. Folgende Gleichung

$$f_i{}^{\mathrm{Daten}} = \frac{f_i{}^{\mathrm{MC}}}{g_i{}^{\mathrm{MC}}}(g_i - b_i)$$

gibt dann die auf den real gemessenen Daten g_i basierende gesuchte Verteilung $f_i{}^{\mathrm{Daten}}$ auf Teilchenniveau an. Hierbei entspricht das Verhältnis $g_i{}^{\mathrm{MC}}/f_i{}^{\mathrm{MC}}$ den Hauptdiagonalelementen A_{ii} der oben beschriebenen Transfermatrix $\hat{A}$, die bei dieser Bin-by-Bin Entfaltungsmethode somit nur in der Hauptdiagonalen besetzt ist.

$$\begin{aligned} A_{ii} &\hat{=} \frac{g_i{}^{\mathrm{MC}}}{f_i{}^{\mathrm{MC}}} \\ A_{ii}^{-1} &\hat{=} \frac{f_i{}^{\mathrm{MC}}}{g_i{}^{\mathrm{MC}}} \\ A_{ji} = A_{ji}^{-1} = 0 \quad \text{für} &\quad j \neq i \end{aligned}$$

Diese Entfaltungsmethode läßt sich wie schon oben erwähnt nur sicher anwenden, wenn die Verteilung auf Detektorniveau schon sehr ähnlich der gesuchten Verteilung auf Teilchenniveau ist. Außerdem dürfen keine großen Migrationen zwischen den einzelnen Bins von g_i und f_j vorhanden sein, um die Annahme, daß nur die Hauptdiagonalelemente A_{ii} der Transfermatrix $\hat{A}$ von 0 verschieden sind, zu rechtfertigen. Die Korrekturfaktoren $f_i{}^{\mathrm{MC}}/g_i{}^{\mathrm{MC}}$ sollten auch nicht zu groß werden und keinen starken Schwankungen von Bin zu Bin unterliegen.

Um für das konkrete Entfaltungsproblem in dieser Arbeit die Übereinstimmung zwischen $x = W_{\gamma\gamma}$ und W_{rek} zu verbessern, wurde anhand der W_{rek}-$W_{\gamma\gamma}$-Relation in Abbildung 6.3 ein Korrekturfaktor abgeschätzt und für die oben skizzierte Bin-by-Bin Entfaltung dann $y = 2.0W_{\text{rek}}$ benutzt. Die damit erzielten Entfaltungsergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}/\mathrm{d}W_{\gamma\gamma}$ sind in der Abbildung B.1 für $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ von 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV dargestellt. Es bleibt noch zu erwähnen, daß diese Entfaltungsmethode nur zur systematischen Kontrolle verwendet wurde.

B.3 Regularisierte Entfaltung mit GURU

Für den in Abschnitt B.1 beschriebenen Fall der Überbestimmtheit und Singularität von $\hat{A}$ müssen sogenannte regularisierende Entfaltungsmethoden benutzt werden, bei denen nur die wichtigen, dominanten Komponenten von $\hat{A}$ benutzt werden, und dabei trotzdem noch die Migrationseffekte berücksichtigt werden. Außerdem werden die durch die Singularität verursachten unphysikalisch großen Schwankungen der gesuchten Verteilung f durch Annahmen an die Stetigkeit und Glätte von f unterdrückt.

B.3.1 Singulärwert-Zerlegung

Die Singulärwert-Zerlegung[1] beruht auf folgendem Schema [26, Abschnit 3.9][61, 52, 72]:

$$\hat{B} = \hat{U}\hat{S}\hat{V}^{\mathrm{T}} \tag{B.5}$$

Hierbei ist $\hat{U}$ eine orthonormale $m \times m$ Matrix, $\hat{V}$ ist eine orthonormale $n \times n$ Matrix und $\hat{S}$ eine $m \times n$ Matrix, für deren Hauptdiagonalelemente $S_{ii} \equiv s_i \geq 0$ gilt und die sonst mit Nullen besetzt ist ($S_{ji} = 0$ für $j \neq i$). Die Größen s_i werden Singulärwerte von $\hat{B}$ genannt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird folgendes angenommen:

$$m \geq n \quad \text{und} \quad s_i \geq s_j \quad \text{für} \quad j > i$$

Die Singulärwerte s_i enthalten wertvolle Informationen über die Eigenschaften der Matrix $\hat{B}$. Falls die Matrix $\hat{B}$ orthonormal ist ($\hat{B}^{\mathrm{T}} = \hat{B}^{-1}$), sind alle $s_i = 1$. Der Rang einer Matrix ist gleich der Anzahl ihrer Singulärwerte für die $s_i \neq 0$ gilt. Selbst wenn alle Singulärwerte s_i ungleich 0 sind, kann es vorkommen, daß einige Singulärwerte der Matrix viel kleiner als andere sind. Dann ist das mit dieser Matrix gebildete lineare Gleichungssystem numerisch schwer zu lösen und diese Matrix verhält sich nahezu wie eine singuläre Matrix.

[1] Im Englischen wird Singulärwert-Zerlegung als „**S**ingular **V**alue **D**ecomposition“ bezeichnet und mit „**SVD**“ abgekürzt.

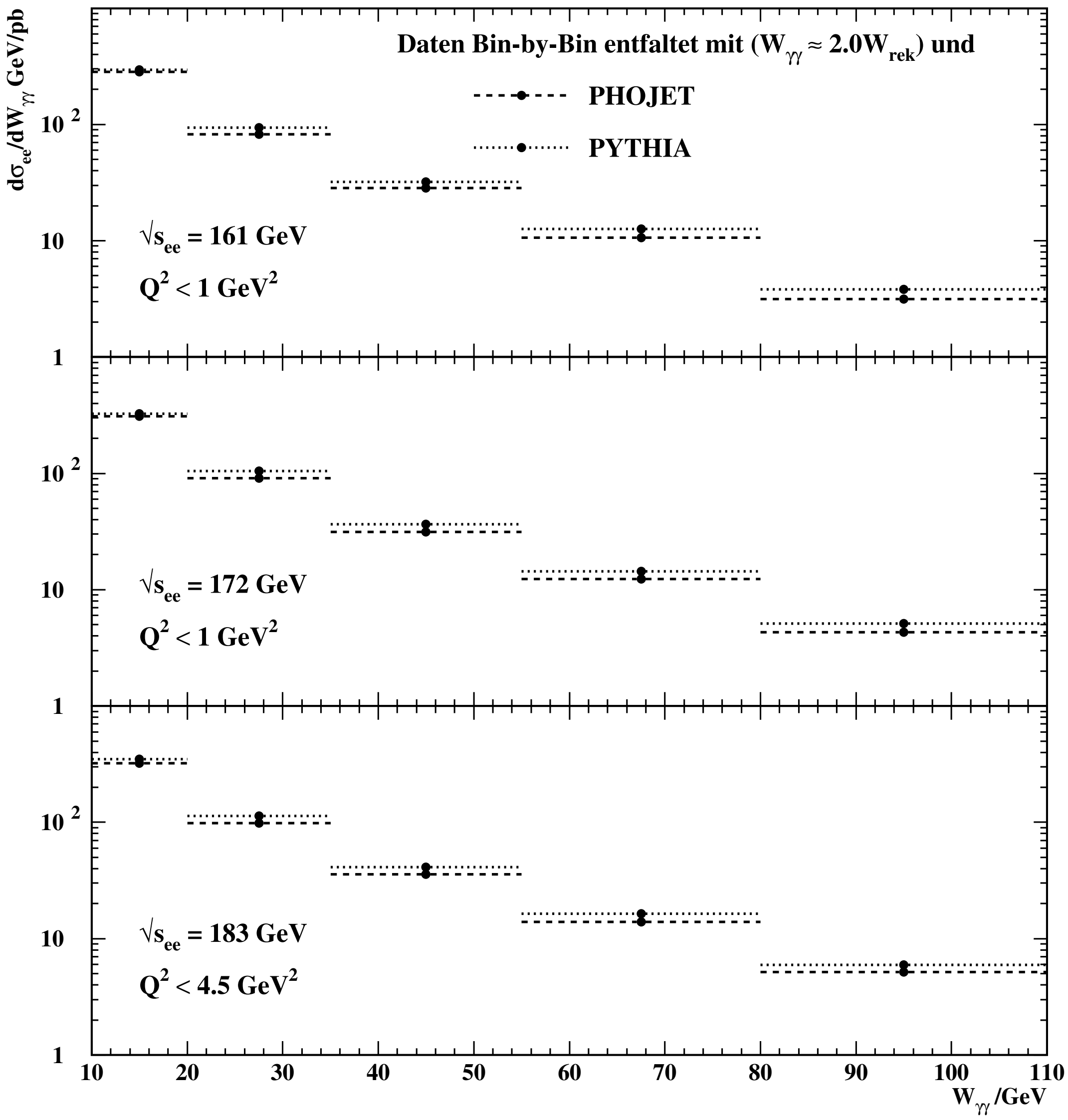

Abbildung B.1: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}(W_{\gamma\gamma})/dW_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 161$ GeV, 172 GeV und 183 GeV. Für den Entfaltungsprozeß und die Akzeptanzkorrektur wurden PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien) und der oben beschriebene Bin-by-Bin Entfaltungsalgorithmus mit $x = W_{\gamma\gamma}$ und $y = 2.0W_{\rm rek}$ verwendet. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

B.3.2 Umformulierung des Problems

Die Lösung des linearen Gleichungssystems B.2 ist äquivalent zur Minimierung von

$$\sum_j \left(\sum_i (A_{ji} f_i - (g_j - b_j)) \right)^2 ,$$

falls die Transfermatrix $\hat{A}$ regulär ist. Für den realen Fall eines überbestimmten Gleichungssystems oder einer singulären Transfermatrix $\hat{A}$ und mit Fehlern δg_j behafteten Messungen g_j ist es sinnvoller den Ausdruck

$$\sum_j \left(\sum_i \left(\frac{A_{ji} f_i - (g_j - b_j)}{\delta g_j} \right) \right)^2$$

zu minimieren. Dies kann umgeschrieben werden zu

$$(\hat{A}\vec{f} - (\vec{g} - \vec{b}))^{\mathrm{T}} \hat{B}^{-1} (\hat{A}\vec{f} - (\vec{g} - \vec{b})) \rightarrow \text{minimal},$$

wobei $\hat{B}$ die Kovarianzmatrix des gemessenen Histogramms $\vec{g}$ ist. Die Berechnung der Transfermatrix $\hat{A}$ nach Gleichung B.3 kann bei der weiteren Vorgehensweise zu numerischen Problemen führen. Aufgrund endlicher Monte-Carlo-Statistik kann es vorkommen, daß einige n_i^{gen} sehr klein sind oder sogar nur einen Eintrag enthalten. Dann gibt es Elemente A_{ji}, die im Vergleich zu andern A_{ji} große oder sogar den größtmöglichen Wert 1 annehmen, wobei zu deren Berechnung nur wenige Monte-Carlo-Ereignisse beitragen. Die entsprechenden Gleichungen des linearen Gleichungssystems B.2 erhalten dadurch ein ungrechtfertigt hohes Gewicht, da die Tatsache, daß diese A_{ji} auch einen relativ großen statistischen Fehler (bis zu 100%) besitzen, nicht berücksichtigt wird. Um diesen Effekt schon von Anfang an zu reduzieren, sollte die Einteilung der Bins so gewählt werden, daß sie möglichst gleichmäßig besetzt sind. Desweiteren ist es an dieser Stelle sinnvoll die Gleichungen so umzuskalieren, daß signifikante Informationen nicht unterdrückt und statistisch nicht signifikante Informationen nicht verstärkt werden. Dies wird durch folgende Transformationen erreicht:

$$A^*_{ji} = A_{ji} n_i^{\mathrm{gen}} \quad \text{und} \quad w_i = f_i / n_i^{\mathrm{gen}}$$

Da davon ausgegangen wird, daß der verwendete Monte-Carlo-Datensatz die gesuchte Verteilung $\vec{f}$ gut beschreibt, wird auch erwartet, daß dann die Werte der w_i ungefähr gleich groß sind und keinen großen Fluktuationen von Bin zu Bin unterliegen. Auch dies wirkt sich positiv auf die Stabilität des Entfaltungsvorgangs aus. Somit ergibt sich folgende Gleichung:

$$(\hat{A}^*\vec{w} - (\vec{g} - \vec{b}))^{\mathrm{T}} \hat{B}^{-1} (\hat{A}^*\vec{w} - (\vec{g} - \vec{b})) \rightarrow \text{minimal}$$

Nun wird die Kovarianzmatrix $\hat{B}$ nach Gleichung B.5 zerlegt und es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \hat{B} &= \hat{Q}\hat{R}\hat{Q}^{\mathrm{T}} \qquad \text{mit} \quad R_{jj} = r_j^2 \quad \text{und} \quad R_{ji} = 0 \quad \text{für} \quad j \neq i \\ \hat{B}^{-1} &= \hat{Q}\hat{R}^{-1}\hat{Q}^{\mathrm{T}} \qquad \text{mit} \quad \hat{Q}^{-1} = \hat{Q}^{\mathrm{T}} \end{aligned}$$

Hierfür wurden schon die Eigenschaften der Diagonalsymmetrie und der positiven Definitheit der Kovarianzmatrix $\hat{B}$ ausgenützt. Eine weitere Umdefinition

$$\begin{aligned} A'_{ji} &= \frac{1}{r_j}\sum_m Q_{jm}A^*_{mi} \\ g'_j &= \frac{1}{r_j}\sum_m Q_{jm}(g_j - b_j) \end{aligned}$$

führt schließlich zu folgendem Gleichungssystem

$$\hat{A}'\vec{w} = \vec{g'}$$

beziehungsweise dem Minimierungsproblem

$$(\hat{A}'\vec{w} - \vec{g'})^{\mathrm{T}}(\hat{A}'\vec{w} - \vec{g'}) \to \text{minimal} \tag{B.6}$$

wobei $\vec{w}$ gesucht ist.

B.3.3 Regularisierung

Die Umformulierungen im vorhergehenden Abschnitt haben noch keinen entscheidenden Fortschritt bei der Bewältigung des eigentlichen Entfaltungsproblems gebracht. Die Lösung von Gleichung B.6 und Rücktransformation kann immer noch zu unerwünschten, unphysikalischen, starken Schwankungen der gesuchten Verteilung $f(\vec{x})$ führen. Hier greift nun der Prozeß der Regularisierung ein. Es kann in Gleichung B.6 einen Term hinzufügt werden, der der physikalisch motivierten Erwartung einer „stetigen", glatt verlaufenden Verteilung $f(\vec{x})$ ohne starke Schwankungen Rechnung trägt.

$$(\hat{A}'\vec{w} - \vec{g'})^{\mathrm{T}}(\hat{A}'\vec{w} - \vec{g'}) + \tau r(\vec{w}) \to \text{minimal} \tag{B.7}$$

Hierbei ist die Funktion $r(\vec{w})$ ein Maß für die Krümmung von $\vec{w}$. Eine Wahl für $r(\vec{w})$ für ein eindimensionales Entfaltungsproblem ist zum Beispiel

$$\begin{aligned} r(\vec{w}) &= \sum_j ((w_{j+1} - w_j) - (w_j - w_{j-1}))^2 \\ r(\vec{w}) &= (\hat{C}\vec{w})^{\mathrm{T}}(\hat{C}\vec{w}) \quad \text{mit} \\ \hat{C} &= \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 1 & -2 & 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \\ 0 & \cdots & 0 & 1 & -2 & 1 & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & 1 & -2 & 1 \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Der Parameter τ in Gleichung B.7 wird Regularisierungsparameter genannt. Seine Größe bestimmt den Beitrag des Regularisierungsterms des Minimierungsproblems B.7.

$\tau = 0$ bedeutet, daß keine Regularisierung stattfindet. Es ergibt sich wieder Gleichung B.6 mit all ihren Problemen eines überbestimmten Entfaltungsploblems.

$\tau \to \infty$ bedeutet dagegen, daß der Regularisierungsterm im Minimierungsproblem B.7 dominiert und eine Lösung mit konstanter Steigung erzwingt.

Die Wahl der richtigen Größe des Regularisierungsparameters τ ist somit von entscheidender Bedeutung für ein physikalisch sinnvolles Entfaltungsresultat. τ muß einerseits groß genug sein, um unphysikalische Schwankungen aufgrund statistischer Fluktuationen zu dämpfen, aber andererseits darf τ auch nicht zu groß sein, weil sonst physikalisch interessante Effekte unterdrückt werden können.

Das Minimierungsproblem B.7 ist äquivalent zu folgendem linearen Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} \hat{A}' \\ \sqrt{\tau}\hat{C} \end{pmatrix} \vec{w} = \begin{pmatrix} \hat{A}'\hat{C}^{-1} \\ \sqrt{\tau}\hat{I} \end{pmatrix} \hat{C}\vec{w} = \begin{pmatrix} \vec{g}' \\ 0 \end{pmatrix} \tag{B.8}$$

Zuvor wird noch folgende Substitution durchgeführt:

$$\hat{C} \to \hat{C} + \epsilon\hat{I}$$

Hierbei ist $\hat{I}$ die Einheitsmatrix und ϵ eine kleine Zahl, die zu den Hauptdiagonalelementen der Matrix $\hat{C}$ addiert wird, um die Invertierbarkeit von $\hat{C}$ zu gewährleisten, ohne dabei die Aufgabe von $\hat{C}$, die Krümmung von $\vec{w}$ zu bestimmen, zu stören. Für die meisten Fälle erweist sich $\epsilon = 10^{-4}$ bis 10^{-3} als eine gute Wahl. Die Lösung von Gleichung B.8 für $\tau = 0$ läßt sich wieder nach einer Singulärwert-Zerlegung wie folgt darstellen:

$$\begin{gathered} \hat{A}'\hat{C}^{-1} = \hat{U}\hat{S}\hat{V}^{\mathrm{T}} \quad \text{mit} \quad \hat{U}^{-1} = \hat{U}^{\mathrm{T}} \quad \text{und} \quad \hat{V}^{-1} = \hat{V}^{\mathrm{T}} \\ \text{mit} \quad S_{jj} = s_j \geq s_i \geq 0 \quad \text{für} \quad i > j \quad \text{und} \quad S_{ji} = 0 \quad \text{für} \quad j \neq i \end{gathered}$$

$$\vec{d} \equiv \hat{U}^{\mathrm{T}}\vec{g}', \quad \vec{z} \equiv \hat{V}^{\mathrm{T}}\hat{C}\vec{w}, \quad z_i = \frac{d_i}{s_i} \tag{B.9}$$

Auch diese Lösung (Gleichung B.9) besitzt noch alle schon zuvor erwähnten unerwünschten Eigenschaften des ursprünglichen Entfaltungsproblems. Kleine Singulärwerte s_i ergeben große Werte von z_i und führen damit zu starken Schwankungen der entfalteten Verteilung. Es kann jedoch nun die regularisierte Lösung z_i^τ von Gleichung B.7 für beliebige Werte des Regularisierungsparameters τ mit Hilfe der unregularisierten Lösung (Gleichung B.9) dargestellet werden [72, Kapitel 25, Abschnitt 4]. Die Verwendung eines Regularisierungsparameters τ ist äquivalent zur Ersetzung von d_i durch eine regularisierte Verteilung

$$d_i^\tau = d_i \frac{s_i^2}{s_i^2 + \tau},$$

so daß sich folgende regularisierte Lösung ergibt:

$$\begin{aligned} z_i^\tau &= d_i \frac{s_i}{s_i^2 + \tau} && \text{(B.10)} \\ \vec{w^\tau} &= \hat{C}^{-1} \hat{V} \vec{z^\tau} && \text{(B.11)} \\ f_i^\tau &= w_i^\tau n_i^{\mathrm{gen}} && \text{(B.12)} \end{aligned}$$

Nun muß noch die Größe des Regularisierungsparameters τ geeignet gewählt werden, so daß einerseits, wie oben bereits erwähnt, unphysikalische Schwankungen aufgrund statistischer Fluktuationen und der Überbestimmtheit des linearen Gleichungssystems B.2 gedämpft werden und andererseits keine physikalisch interessante Information unterdrückt wird. Aus Gleichung B.10 ist erkennbar, daß die Größe des Regularisierungsparameters τ mit der Größe der Singulärwerte s_i der Matrix $\hat{A}'\hat{C}^{-1}$ verknüpft ist. Die Größe der Singulärwerte s_i ist ein Maß für die Signifikanz der entsprechenden Gleichung. Wie in Abschnitt B.3.1 bereits erwähnt, können einige der Singulärwerte s_i sehr klein sein im Vergleich zu den übrigen s_i. Diese kleinen s_i führen zu starken Schwankungen der entfalteten Verteilung (siehe Gleichung B.9) und sollten unterdrückt werden. Hierfür ist die Wahl $\tau = s_k^2$ geeignet, wobei k die Nummer der nach ihrer Größe geordneten Singulärwerte s_i angibt, bei der der Übergang von großen zu kleinen Werten von s_i stattfindet. Der Wert k ist sozusagen der effektive Rang des linearen Gleichungssystems B.2 beziehungsweise die Anzahl der Freiheitsgrade des Entfaltungsproblems. Eine detaillierte Beschreibung der Bestimmung von τ beziehungsweise k ist in [61] zu finden. Für die in Abbildung B.2 gezeigten Entfaltungsergebnisse des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ wurde das auf der oben beschriebenen Methode basierende Progammpaket GURU [61] mit $k = 3$ verwendet. Um auch zweidimensionale Verteilungen mit dieser Methode entfalten zu können, muß die Matrix $\hat{C}$ entsprechend angepaßt werden, so daß die Krümmung in den zwei Dimensionen richtig beschrieben wird [67]. In dieser Arbeit wurde für die Entfaltung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ und der anschließenden Bestimmung von $\sigma_{\gamma\gamma}$ standardmäßig das Progammpaket GURU eindimensional mit $x = W_{\gamma\gamma}$, $y = W_{\mathrm{rek}}$ und $k = 5$ verwendet, falls nichts anderes angegeben wird. Die Wahl der effektiven Anzahl der Freiheitsgrade $k = 5$ wurde auch im Hinblick auf die Korrelationen zwischen den einzelnen $W_{\gamma\gamma}$-Bins nicht zu klein gewählt, damit die Korrelationen zwischen den $W_{\gamma\gamma}$-Bins nicht zu groß werden, um anschließend noch sinnvolle funktionale Anpassungen an die $W_{\gamma\gamma}$-Abhängigkeit der gemessenen Wirkungsquerschnitte machen zu können.

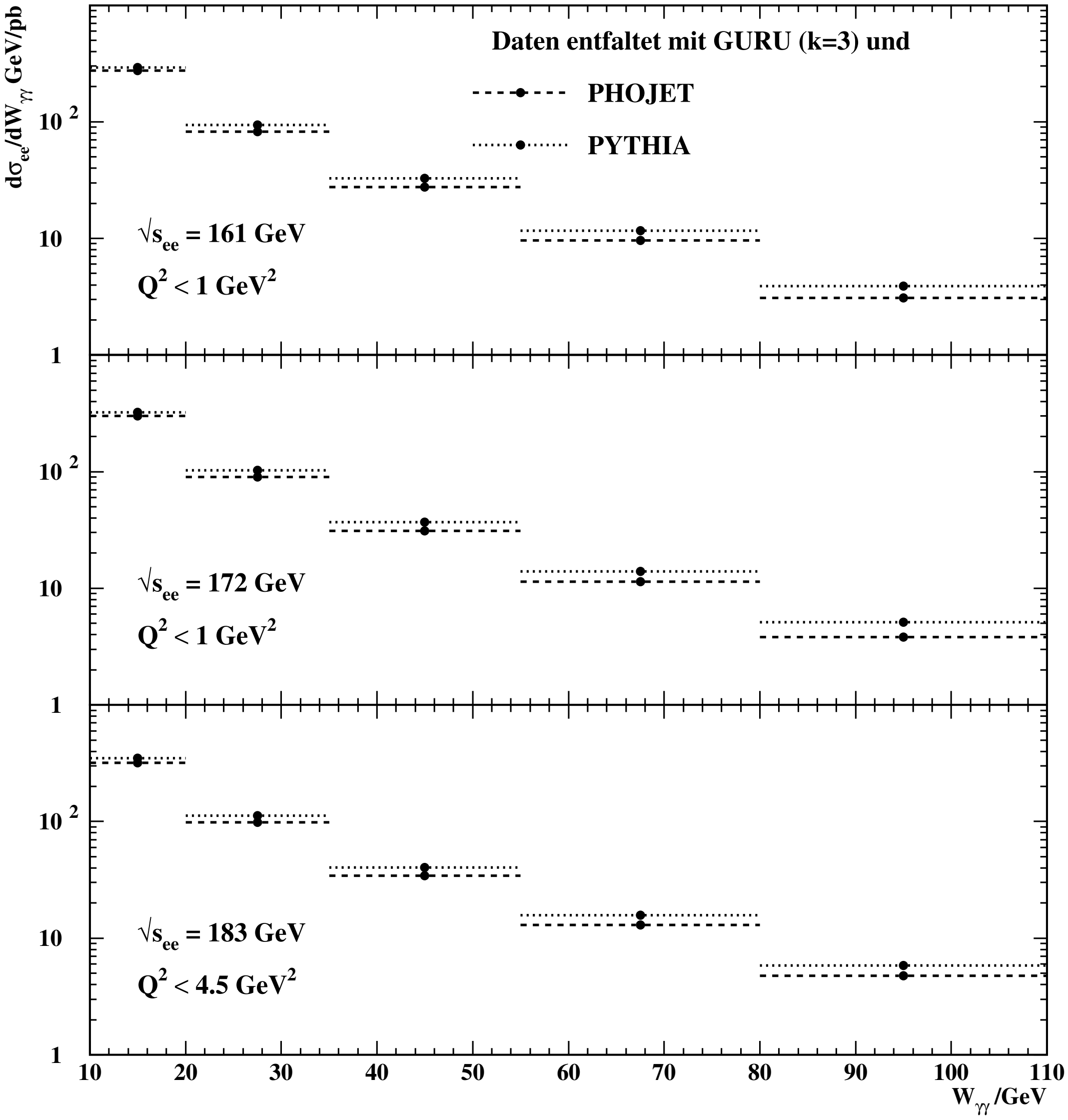

Abbildung B.2: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}(W_{\gamma\gamma})/dW_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ = 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV. Für den Entfaltungsprozeß und die Akzeptanzkorrektur wurden PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien) und das Progammpaket GURU [61] mit $x = W_{\gamma\gamma}$, $y = W_{\text{rek}}$ und einer effektiven Anzahl der Freiheitsgrade von $k = 3$ verwendet. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

B.4 Regularisierte Entfaltung mit RUN

Ein weiterer Algorithmus zur regularisierten Entfaltung ist im Progammpaket RUN [23, 24, 25] enthalten und beschrieben. Diese Methode basiert auf der Maximierung einer Wahrscheinlichkeitssumme. Die Größe $P(g_j|g_j^{\mathrm{t}})$ ist die Wahrscheinlichkeit g_j Ereignisse im j-ten Bin zu beobachten, wenn $g_j^{\mathrm{t}} = \sum_i A_{ji} f_i - b_j$ Ereignisse erwartet werden. $P(g_j|g_j^{\mathrm{t}})$ berechnet sich nach der Poisson-Verteilung zu

$$P(g_j|g_j^{\mathrm{t}}) = e^{-g_j^{\mathrm{t}}} \frac{{g_j^{\mathrm{t}}}^{g_j}}{g_j!}.$$

Anstatt nun das Produkt dieser Wahrscheinlichkeiten zu maximieren wird die negative Summe der Logarithmen dieser Wahrscheinlichkeiten minimiert.

$$S(f) = -\sum_j \ln P(g_j|g_j^{\mathrm{t}}) \to \text{minimal}$$

Um unerwünschte nicht signifikante, starke Schwankungen der gesuchten Verteilung f zu unterdrücken, wird vor der Minimierung noch ein Regularisierungsterm addiert. Dieser trägt der Erwartung, daß die gesuchte Verteilung f keine großen Oszillationen besitzt, Rechnung.

$$M(f) = S(f) + \tau R(f) \to \text{minimal} \tag{B.13}$$

Eine geeignete Wahl des Funktionals $R(f)$ ist zum Beispiel

$$R(f) = \int \left(\frac{\mathrm{d}^2 f(x)}{\mathrm{d}x^2} \right)^2 \mathrm{d}x,$$

welches ein Maß für die integrale Krümmung der gesuchten Verteilung f ist. τ ist wieder ein Regularisierungsparameter, dessen Größe den Beitrag des Regularisierungsterms im Minimierungsproblem B.13 bestimmt. Das Funktional $M(f)$ wird nun dadurch minimiert, daß die anfängliche Monte-Carlo-Verteilung $f^{\mathrm{MC}}(x)$ mit einen Faktor $f^{\mathrm{mult}}(x)$, welcher auch von x abhängt, multipliziert wird.

$$f(x) = f^{\mathrm{mult}}(x) f^{\mathrm{MC}}(x)$$

Ist die anfängliche Monte-Carlo-Verteilung $f^{\mathrm{MC}}(x)$ schon ähnlich zu der wahren gesuchten Verteilung $f(x)$, dann ist der Korrekturfaktor $f^{\mathrm{mult}}(x)$ klein und keinen großen Schwankungen unterworfen.

Im Gegensatz zur regularisierten Entfaltung mit GURU, bei der das Entfaltungsproblem diskret behandelt wird, werden bei RUN $f^{\mathrm{mult}}(x)$ und $f^{\mathrm{MC}}(x)$ durch ein orthonormales Funktionensystem von B-Splines [26, Kapitel 10.2] parametrisiert.

$$f^{\mathrm{mult}}(x) = \sum_{k=0}^{n_k} a_k p_k(x)$$

Die orthonormalen Funktionen $p_k(x)$ sind dabei Polynome vom Grad k. Im Allgemeinen sind nur die ersten paar Koeffizienten a_k signifikant von Null verschieden. Somit müssen nur wenige Koeffizienten a_k zur Parametrisierung benutzt werden. Integration über x-Bins führt wieder zu Histogrammen und zur Kovarianzmatrix. Auch im Progammpaket RUN ist die Größe des Regularisierungsparameters τ mit der effektiven Anzahl der Freiheitsgrade des Entfaltungsproblems verknüpft. Für die in Abbildung B.3 gezeigten Entfaltungsergebnisse des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ wurde das auf der oben beschriebenen Methode basierende Progammpaket RUN [23, 24, 25] mit 3 effektiven Freiheitsgraden verwendet.

B.5 Entfaltung nach Bayes' Theorem

Die Entfaltungsmethode nach Bayes' Theorem macht sich Beziehungen zwischen bedingten Wahrscheinlichkeiten zunutze.

B.5.1 Bayes' Theorem

Bayes' Theorem lautet folgendermaßen [26, Gleichung 4.7]:

$$P(c_i|e_j) = \frac{P(e_j|c_i)P(c_i)}{\sum_k P(e_j|c_k)P(c_k)} \tag{B.14}$$

Hierbei bedeutet $P(e_j|c_i)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit, die Auswirkung e_j zu beobachten, wenn die Ursache c_i stattfand. Umgekehrt bedeutet $P(c_i|e_j)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit, daß die Ursache c_i war, wenn die Auswirkung e_j beobachtet wurde. $P(c_i)$ ist die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten der Ursache c_i. Es gilt weiterhin:

$$\sum_i P(c_i|e_j) = 1 \tag{B.15}$$

und

$$\sum_i P(c_i) = 1$$

Das bedeutet, jede beobachtete Auswirkung e_j ist Folge der betrachteten Ursachen $\{c_i\}$ und die Wahrscheinlichkeit der Ursachen ist eins, das heißt alle möglichen Ursachen wurden berücksichtigt. Bezogen auf das Entfaltungsproblem B.2 bedeutet dies:
c_i ist ein Ereignis mit einem Wert $\vec{x}$, der im i-ten Bin der Verteilung $\vec{f}$ liegt und e_j ist ein Ereignis mit einem Wert $\vec{y}$, der im j-ten Bin der Verteilung $\vec{g}$ liegt. Dann ist auch:

$$\begin{aligned} P(e_j|c_i) &= A_{ji} \\ \epsilon_i &= \sum_j A_{ji} \quad \text{mit} \quad 0 \leq \epsilon_i \leq 1 \end{aligned}$$

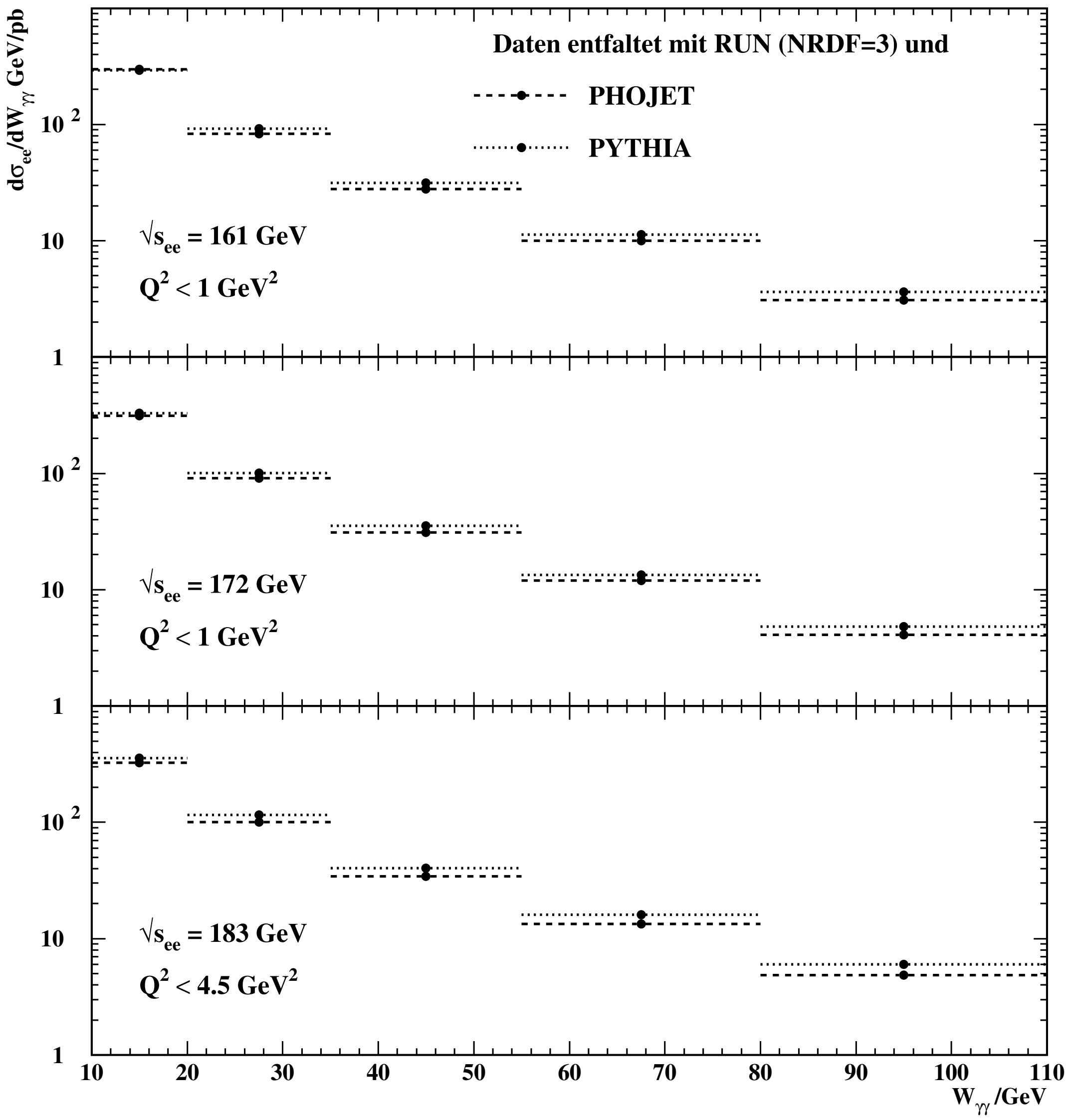

Abbildung B.3: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{e^+e^-}(W_{\gamma\gamma})/dW_{\gamma\gamma}$ bei $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ = 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV. Für den Entfaltungsprozeß und die Akzeptanzkorrektur wurden PHOJET (gestrichelte Linien) und PYTHIA (gepunktete Linien) und das Progammpaket RUN [23, 24, 25] mit $x = W_{\gamma\gamma}$, $y = W_{\text{rek}}$ und einer effektiven Anzahl der Freiheitsgrade von NRDF = 3 verwendet. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.

Für die Berechnung von A_{ji} sei auf Gleichung B.3 verwiesen. Die Akzeptanz ϵ_i berücksichtigt hierbei, daß nicht jedes erzeugte Ereignis mit einem Wert $\vec{x}$, der im i-ten Bin der Verteilung $\vec{f}$ liegt, auch selektiert und rekonstruiert wird.

Wird der Einfachheit halber für f_i und g_j die Anzahl der Einträge im jeweiligen Bin gewählt und als Startwert für $P(c_i)$

$$P^0(c_i) = \frac{f_i^0}{\sum_i f_i^0} = \frac{f_i^{\mathrm{MC}}}{\sum_i f_i^{\mathrm{MC}}}$$

verwendet, hierbei bezeichnet $\{f_i^{\mathrm{MC}}\}$ die anfänglich aus dem Signal-Monte-Carlo bestimmte Verteilung $\{f_i\}$, so kann mit folgenden Gleichungen[2]

$$\begin{aligned} P^n(c_i|e_j) &= \frac{A_{ji}P^n(c_i)}{\sum_k A_{jk}P^n(c_k)} \\ f_i^{n+1} &= \frac{1}{\epsilon_i}\sum_j g_j P^n(c_i|e_j) \\ P^{n+1}(c_i) &= \frac{f_i^{n+1}}{\sum_i f_i^{n+1}} \end{aligned}$$

iterativ ein entfaltetes Ergebnis für $P(c_i)$ beziehungsweise f_i ausgerechnet werden.

Der Grad der Regularisierung ist bei dieser iterativen Methode jedoch schwieriger zu kontrollieren als in den zuvor vorgestellten regularisierenden Entfaltungsmethoden. Die Regularisierung kann bei der iterativen Methode durch mehrfache Iteration erfolgen. Wird die Anzahl der Iterationen jedoch zu groß gewählt, kann das entfaltete Ergebnis allerdings starke Schwankungen aufweisen. Die Iteration muß also abgebrochen werden, wenn sich die Ergebnisse zwischen den einzelnen Iterationsschritten nicht mehr stark unterscheiden. Um die gewünschte Regularisierung zu erreichen, kann die Verteilung $P^n(c_i)$ auch geglättet werden bevor sie in den nächsten Iterationsschritt gesteckt wird.

[2]Die oberen Indizes $\{0, n, n+1\}$ haben hier nicht die Bedeutung von Exponenten, sondern bezeichnen den Iterationsschritt.

Anhang C

Mittelung der Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt wird die Prozedur zur Berechnung des luminositätsgewichteten Mittelwerts $\sigma_{\gamma\gamma}$ und der dazugehöhrenden statistischen Kovarianzmatrix $\hat{V} = \{V^{ij}\}$ aus den bei den einzelnen e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ und unter Verwendung der Photon-Photon-Monte-Carlo-Simulationsprogramme PHOJET und PYTHIA in der Entfaltung erhaltenen Ergebnissen übersichtlich dargestellt. Diese Prozedur besteht aus Standardverfahren der statistischen Datenanalyse [26][17][29].

Zunächst sei noch einmal darauf hingewiesen, daß der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ aufgrund der begrenzten Auflösung und Statistik nicht als kontinuierliche Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ gemessen werden kann, sondern nur integrale Mittelwerte über verschiedene $W_{\gamma\gamma}$-Bereiche ermittelt werden können. Der gesuchte totale hadronische Photon-Photon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma})$ als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ kann also als Vektor $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}} = \{{\sigma_{\gamma\gamma}}^k\} = ({\sigma_{\gamma\gamma}}^1, {\sigma_{\gamma\gamma}}^2, {\sigma_{\gamma\gamma}}^3, {\sigma_{\gamma\gamma}}^4, {\sigma_{\gamma\gamma}}^5)$ dargestellt werden. Der obere Index $k \in \{1, 2, 3, 4, 5\}$ bezeichnet dabei den $W_{\gamma\gamma}$-Bereich:

$$(k = 1) \quad \hat{=} \quad (10 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} \leq 20 \text{ GeV})$$

$$(k = 2) \quad \hat{=} \quad (20 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} \leq 35 \text{ GeV})$$

$$(k = 3) \quad \hat{=} \quad (35 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} \leq 55 \text{ GeV})$$

$$(k = 4) \quad \hat{=} \quad (55 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} \leq 80 \text{ GeV})$$

$$(k = 5) \quad \hat{=} \quad (80 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} \leq 110 \text{ GeV})$$

Entsprechend werden die Wirkungsquerschnitte, die sich aus den Daten bei den einzelnen e^+e^--Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ unter Verwendung der Photon-Photon-Monte-Carlo-Simulationsprogramme PHOJET und PYTHIA in der Entfaltung ergeben, mit $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_a = \{{\sigma_{\gamma\gamma}}^k\}_a$ bezeichnet. Hierbei entspricht der untere Index $a \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$ folgender Klassifizierung:

$$(a=1) \quad \hat{=} \quad (\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161 \text{ GeV und Entfaltung mit PHOJET})$$

$$(a=2) \quad \hat{=} \quad (\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161 \text{ GeV und Entfaltung mit PYTHIA})$$

$$(a=3) \quad \hat{=} \quad (\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172 \text{ GeV und Entfaltung mit PHOJET})$$

$$(a=4) \quad \hat{=} \quad (\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172 \text{ GeV und Entfaltung mit PYTHIA})$$

$$(a=5) \quad \hat{=} \quad (\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183 \text{ GeV und Entfaltung mit PHOJET})$$

$$(a=6) \quad \hat{=} \quad (\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183 \text{ GeV und Entfaltung mit PYTHIA})$$

Die statistischen Kovarianzmatrizen dieser Wirkungsquerschnitte, welche auch implizit die Korrelationen zwischen den $W_{\gamma\gamma}$-Bins enthalten, werden entsprechend mit $\hat{V} = \{V^{ij}\}$ und $\hat{V}_a = \{V_a^{ij}\}$ bezeichnet. Die Korrelationsmatrix $\hat{R} = \{R^{ij}\}$ kann aus der Kovarianzmatix $\hat{V} = \{V^{ij}\}$ bestimmt werden:

$$R^{ij} = \frac{V^{ij}}{\Delta\sigma_{\gamma\gamma}{}^i \Delta\sigma_{\gamma\gamma}{}^j}$$

Hierbei ist $\Delta\sigma_{\gamma\gamma}{}^i = \sqrt{V^{ii}}$ der statistische Fehler des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma}$ im $W_{\gamma\gamma}$-Bin mit der Nummer i. Als Gewichtsfaktoren w_a $a \in \{1,2,3,4,5,6\}$ werden die entsprechenden integrierten Luminositäten L_{int} bei den einzelnen $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$ verwendet.

$$(w_1) \quad \hat{=} \quad (L_{\mathrm{int}} \text{ bei } \sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161 \text{ GeV})$$

$$(w_2) \quad \hat{=} \quad (L_{\mathrm{int}} \text{ bei } \sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161 \text{ GeV})$$

$$(w_3) \quad \hat{=} \quad (L_{\mathrm{int}} \text{ bei } \sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172 \text{ GeV})$$

$$(w_4) \quad \hat{=} \quad (L_{\mathrm{int}} \text{ bei } \sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 172 \text{ GeV})$$

$$(w_5) \quad \hat{=} \quad (L_{\mathrm{int}} \text{ bei } \sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183 \text{ GeV})$$

$$(w_6) \quad \hat{=} \quad (L_{\mathrm{int}} \text{ bei } \sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 183 \text{ GeV})$$

Mit diesen Bezeichnungen kann nun die Berechnung des luminositätsgewichteten Mittelwerts $\sigma_{\gamma\gamma}$ folgendermaßen dargestellt werden:

$$\vec{\sigma_{\gamma\gamma}} = \frac{\sum_{a=1}^{6} w_a \vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_a}{\sum_{a=1}^{6} w_a}$$

beziehungsweise

$$\sigma_{\gamma\gamma}{}^i = \frac{\sum_{a=1}^{6} w_a \sigma_{\gamma\gamma}{}_a^i}{\sum_{a=1}^{6} w_a} \qquad \text{mit} \qquad i \in \{1,2,3,4,5\}$$

Die Definition eines neuen 30 komponentigen Vektors

$$\vec{\sigma} = \{\sigma^n\} = (\sigma_{\gamma\gamma}{}_1^1, \ldots \sigma_{\gamma\gamma}{}_1^5, \sigma_{\gamma\gamma}{}_2^1, \ldots \sigma_{\gamma\gamma}{}_2^5, \sigma_{\gamma\gamma}{}_3^1, \ldots \sigma_{\gamma\gamma}{}_6^1, \ldots \sigma_{\gamma\gamma}{}_6^5)$$

aus den einzelnen Ergebnissen $\sigma_{\gamma\gamma}{}_a^i$ erlaubt es den luminositätsgewichteten Mittelwert $\sigma_{\gamma\gamma}$ mit Hilfe der 5×30-Matrix $\hat{W} = \{W^{in}\}$ noch kompakter darzustellen.

$$\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}^{\mathrm{T}} = \hat{W}\vec{\sigma}^{\mathrm{T}} \qquad \text{mit} \qquad w'_a = w_a \Big/ \sum_{b=1}^{6} w_b \qquad \text{und}$$

$$\hat{W} = \begin{pmatrix} w'_1 & 0 & \cdots & 0 & w'_2 & 0 & \cdots & 0 & w'_6 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & w'_1 & 0 & \cdots & 0 & w'_2 & 0 & \cdots & 0 & w'_6 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & w'_1 & 0 & \cdots & 0 & w'_2 & 0 & \cdots & 0 & w'_6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w'_1 & 0 & \cdots & 0 & w'_2 & 0 & \cdots & 0 & w'_6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & w'_1 & 0 & \cdots & 0 & w'_2 & 0 & \cdots & 0 & w'_6 \end{pmatrix}$$

Die luminositätsgewichteten Mittelwerte $\sigma_{\gamma\gamma}{}^i$ des totalen hadronischen Photon-Photon-Wirkungsquerschnitts sind also Funktionen der einzelnen Ergebnisse σ^n, $\sigma_{\gamma\gamma}{}^i = \sigma_{\gamma\gamma}{}^i(\sigma^1, \sigma^2, \cdots, \sigma^{30})$. Wird nun noch die 30×30-Kovarianzmatrix $\hat{V}_\sigma$ des Vektors $\vec{\sigma}$ aus den sechs 5×5-Kovarianzmatrizen $\hat{V}_a$ der einzelnen Messungen $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_a$ gebildet, wobei die $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_a$ als unkorrelierte jedoch nicht als unabhängige Messungen betrachtet werden, so ergibt sich mit der 5×5-Nullmatrix $\hat{0}$ für $\hat{V}_\sigma$:

$$\hat{V}_\sigma = \begin{pmatrix} 2\hat{V}_1 & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & 2\hat{V}_2 & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} & 2\hat{V}_3 & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & 2\hat{V}_4 & \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & 2\hat{V}_5 & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & \hat{0} & 2\hat{V}_6 \end{pmatrix}$$

Der Faktor 2 vor den sechs 5×5-Kovarianzmatrizen $\hat{V}_a$ berücksichtigt die Tatsache, daß die Messungen $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_1$ und $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_2$, $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_3$ und $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_4$ beziehungsweise $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_5$ und $\vec{\sigma_{\gamma\gamma}}_6$ auf den jeweils gleichen Datensätzen bei $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}} = 161$ GeV, 172 GeV beziehungsweise 183 GeV beruhen, und somit nicht unabhängig sind. Darum erhalten die $\hat{V}_a$ jeweils den Vorfaktor 2, damit die statistischen Fehler beziehungsweise die Elemente der Kovarianzmatrix $\hat{V} = \{V^{ij}\}$, welche nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz [26, Abschnitt 4.9][17, Abschnitt 4.3.4][29, Abschnitt 4.5] aus der Kovarianzmatrix $\hat{V}_\sigma$ der Einzelmessungen $\vec{\sigma}$ ermittelt werden, nicht zu klein abgeschätzt werden.

$$\hat{V} = \hat{B}\hat{V}_\sigma\hat{B}^{\mathrm{T}}$$
$$\hat{V} = \hat{W}\hat{V}_\sigma\hat{W}^{\mathrm{T}}$$

$$\text{wobei} \qquad \hat{B} = \{B^{in}\} = \left\{ \frac{\partial {\sigma_{\gamma\gamma}}^i}{\partial \sigma^n} \right\} = \{W^{in}\} = \hat{W}$$

Die Durchführung dieser Prozedur ergibt für die Kovarianzmatrix $\hat{V} = \{V^{ij}\}$ der luminositätsgewichteten Mittelwerte $\sigma_{\gamma\gamma}$ beziehungsweise für die dazugehörende Korrelationsmatrix $\hat{R} = \{R^{ij}\}$ die Werte, die in Tabelle 6.2 beziehungsweise Tabelle 6.3 angegeben sind. Entsprechend können auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}(W_{\gamma\gamma})/\mathrm{dW}_{\gamma\gamma}$ für den Prozeß ($\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$Hadronen) gemittelt werden, allerdings nur über die Entfaltungsergebnisse unter Verwendung von PHOJET und PYTHIA bei der jeweils gleichen $\mathrm{e^+e^-}$-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\mathrm{e^+e^-}}}$.

Literaturverzeichnis

[1] G. Abbiendi, I.G. Knowles, G. Marchesini, M.H. Seymour, L. Stanco and B.R. Webber. Herwig 5.9. *Computer Physics Commun.*, (67):465, 1992.

[2] M. Acciarri et al., L3 Collaboration. Cross section of hadron production in $\gamma\gamma$ collisions at LEP. *Physics Letters*, B(408):450–464, 1997.

[3] K. Ackerstaff et al., OPAL Collaboration. Analysis of hadronic final states and the photon structure function F_2^γ in deep inelastic electron-photon scattering at LEP. *Zeitschrift für Physik*, C(74):33–48, 1997.

[4] K. Ahmet et al., OPAL Collaboration. The OPAL silicon microvertex detector. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(305):275, 1991.

[5] S. Aid et al.,H1 Collaboration. *Zeitschrift für Physik*, C(69):27, 1995.

[6] H. Aihara et al., TPC/2γ Collaboration. *Physical Review*, D(41):2667, 1990.

[7] J. Allison et al. The Detector Simulation Program for the OPAL Experiment at LEP. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(317):47, 1992.

[8] P. P. Allport et al. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(324):34, 1993.

[9] P. P. Allport et al. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(346):476, 1994.

[10] G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner. PHYSICS AT LEP2. *CERN*, (96-01), February 1996.

[11] B. E. Anderson et al. The OPAL silicon - tungsten calorimeter frontend electronics. *IEEE Trnsactions on Nuclear Science*, (41):845, 1994.

[12] S. Anderson et al. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(403):326, 1998.

[13] M. Arignon et al. CERN-PPE/91-32.

[14] P. Aurenche, F. W. Bopp, A. Capella, J. Kwiecinski, M. Maire, J. Ranft and J. Tran Thanh Van. *Physical Review*, D(45):92, 1992.

[15] P. Aurenche, F. W. Bopp, R. Engel, D. Pertermann, J. Ranft and S. Roesler. *Computer Physics Commun.*, (83):107, 1994.

[16] B. Bambah et al. QCD Generators for LEP. *CERN-TH.*, 5466/89, July 1989. to appear in the Proceedings of the 1989 LEP Physics Workshop.

[17] Roger J. Barlow. *Statistics.* John Wiley & Sons, 1989.

[18] S. E. Baru et al. *Zeitschrift für Physik*, C(53):219, 1992.

[19] F. A. Berends, P. H. W. M. Daverveldt, R. H. P. Kleiss. *Computer Physics Commun.*, 40:271–284, 1986.

[20] Ch. Berger et al.,PLUTO Collaboration. *Physics Letters*, B(149):421, 1984.

[21] O. Biebel et al. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(323):169, 1992.

[22] D. Bintinger et al., PEP/2γ Collaboration. *Physical Review Letters*, (54):763, 1985.

[23] V. Blobel. DESY-84-118, 1984.

[24] V. Blobel. CERN school of computing. In *CERN 85-09*, Aiguablava, Spanien, September 1984.

[25] V. Blobel. The RUN manual, Regularized Unfolding for High-Energy Physics experiments. OPAL Technical Note TN361, März 1996. Programm-Manual, unveröffentlicht.

[26] Volker Blobel und Erich Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse.* Teubner, 1998.

[27] M. M. Block, E. M. Gregores, F. Halzen and G. Pancheri. Photon-proton and photon-photon scattering from nucleon-nucleon forward amplitudes. MADPH-98-1041 and hep-ph/9809403, 1998.

[28] F. W. Bopp, R. Engel, J. Ranft. RAPIDITY GAPS AND THE PHOJET MONTE CARLO. hep-ph/9803437, 1998.

[29] Siegmund Brandt. *Datenanalyse.* Bibliographisches Institut Wissenschaftsverlag, 1981.

[30] S. Brandt, Ch. Peyrou, R. Sosnowski and A. Wroblewski. *Physics Letters*, (12):57, 1964.

[31] J. Breitweg et al.,ZEUS Collaboration. *Zeitschrift für Physik*, C(75):421, 1997.

[32] H. Breuker et al. Particle identification with the OPAL jet chamber in the region of relatevistic rise. *Nucler Instrumentel Methods*, A(260):329, 1987.

[33] V. M. Budnev, L. E. Ginzburg, G. V. Meledin and V. G. Serbo. THE TWO-PHOTON PRODUCTION MECHANISM. PHYSICAL PROBLEMS. APPLICATIONS. EQUVIVALENT PHOTON APPROXIMATION. *Physical Reports*, 15C(4):181–282, July 1974.

[34] Roland Bürgin. Trigger Efficiency for Untagged Inclusive Two-Photon Events at $\sqrt{s_{\mathrm{ee}}} = 161$ and 172 GeV. OPAL Technical Note TN496, July 1997.

[35] Roland Bürgin. *Untersuchung der inklusiven Jet-Produktion in der Photon-Photon-Streuung mit dem OPAL-Experiment*. PhD thesis, Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Mai 1998.

[36] A. Capella, U. Sukhatme, C. I. Tan and J. Tran Thanh Van. *Physics Reports*, (236):227, 1994.

[37] Detector desciption and simulation tool. CERN Program Library Long Writeup W5013, März 1994. Version 3.21.

[38] R. D. B. Collins. *An Introduction into Regge Theory and High Energy Physics*. Cambridge University Press, 1977.

[39] A. Corsetti, R. M. Godbole and G. Pancheri. *Physics Letters*, B(435):441, 1998.

[40] A. Csilling, L. Fredj, M. N. Kienzle-Focacci, The L3 Collaboration. Cross section of hadron production in $\gamma\gamma$ collisions at LEP. L3 Note 2280, June 1998. Submitted to XXIX Int. Conference on High Energy Physics, Vancouver, 1998.

[41] A. Csilling, M. N. Kienzle-Focacci, The L3 Collaboration. Total cross-section and diffrative ρ^0 production in $\gamma\gamma$ collisions at LEP. Proceedings PHOTON99, May 1999. Talk given at the PHOTON99 Conference , Freiburg, 1999.

[42] J. R. Cudell, K. Kang and S. K. Kim. BOUNDS ON THE SOFT POMERON INTERCEPT. hep-ph/9601336, Januar 1996.

[43] A. Donnachie and P. V. Landshoff. *Physics Letters*, B(296):227, 1992.

[44] A. Donnachie and P. V. Landshoff. SMALL x: TWO POMERONS! *Physics Letters*, B(437):408–416, 1998.

[45] J. Drees and R. M. Godbole. *Nuclear Physics*, B(339), 1990.

[46] J. Drees and R. M. Godbole. *Zeitschrift für Physik*, C(59), 1993.

[47] Ralph Engel. Private Mitteilungen.

[48] Ralph Engel. *Zeitschrift für Physik*, C(66):203, 1995.

[49] Ralph Engel and Johannes Ranft. *Physical Review*, D(54):4244, 1996.

[50] E. Fahri. *Physical Review Letters*, (39):1587, 1977.

[51] J. R. Forshaw and J. K. Storrow. *Physical Review*, D(46):4955, 1992.

[52] G. E. Forsythe, M. A. Malcolm und C. B. Moler. *Computer Methods for Mathematical Computations.* Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 1977.

[53] J. Fujimoto et al. *Computer Physics Commun.*, (100):128, 1997.

[54] I. F. Ginzburg and V. G. Serbo. *Phys. Lett.*, B(109):231, 1982.

[55] M. Glück, E. Reya and A. Vogt. *Physical Review*, D(45):3986, 1992.

[56] M. Glück, E. Reya and A. Vogt. *Physical Review*, D(46):1973, 1992.

[57] Gösta Gustafson. String models. *LUTP*, (93-21), August 1993.

[58] K. Hahn and J. Ranft. *Physical Review*, D(41):1463, 1990.

[59] M. Hauschild et al. Particle identification with the OPAL jet chamber. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(314):74, 1994.

[60] J. Hilgart,R. Kleiss, F. Le Diberder. *Computer Physics Commun.*, (75):191, 1993.

[61] Andreas Höcker und Vakhtang Kartvelishvili. SVD Aproach to Data Unfolding. *Nuclear Instrumentel Methods*, A(372):469–481, 1996.

[62] V. Innocente, A. Capella and J. Tran Thanh Van. *Physics Letters*, B(213):81, 1988.

[63] j. D. Bjorken. *Physical Review*, D(47):101, 1993.

[64] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was. *Computer Physics Commun.*, (66):276, 1991.

[65] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was. *Computer Physics Commun.*, (79):503, 1994.

[66] S. Jadach, W. Placzek and B. F. L. Ward. *Physics Letters*, B(390):298, 1997.

[67] Vakhtang Kartvelishvili. Private Mitteilungen.

[68] P. Kessler. *Il Nuovo Cimento*, (17):809–828, 1960.

[69] R. H. P. Kleiss. Radiative corrections for e+e- collisions. pages 101–117, Berlin, 1989. Springer.

[70] Hermann Kolanoski. *Two-Photon Physiks at* e^+e^- *Storage Rings*, volume 105 of *Springer Tracts in Modern Physics.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1984.

[71] Jan A. Lauber. Using FD to measure hadronic energy in the forward region. OPAL Technical Note TN348, 1996.

[72] C. E. Lawson und R. J. Hanson. *Solving Least Square Problems.* Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, 1974.

[73] A. Levy. Low-x physics at HERA. TAUP 2398-96, Dezember 1996. Lectures given in the series of Strong Interactions Study Days, Kloster Banz, Germany, 10-12 October 1995.

[74] S. L. Loyd. The OPAL primer, Juli 1997. Version 97b.

[75] D. Morgan, M. R. Pennington and M. R. Whally. A compilation of data on two-photon reactions leading to hadron final states. *Journal of Physics*, G(20):A1–A147, 1994.

[76] Richard Nisius, OPALCollaboration. The Structure of Quasi-Real and Virtual Photons. hep-ex/9907012, May 1999. Invited talk given at the PHOTON99 Conference , Freiburg, 1999, to appear in the Proceedings.

[77] Tsunehiko Omori, Shoji Asai, Isamu Nakamura and Satoru Yamashita. A Matching Algorithem : MT package. OPAL Technical Note TN381, July 1996. Programm-Manual, unveröffentlicht.

[78] ROPE users guide, Februar 1996. Version 4.10.

[79] PDG (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 54(1):1–720, July 1996.

[80] PDG (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *The European Physical Journal C*, 3(1-4):1–794, 1998.

[81] A. De Roeck, R. Engel, A. Rostovtsev. Diffraction in Two-Photon Collisions at TESLA. hep-ph/9710366, 1997.

[82] G. A. Schuler and T. Sjöstrand. *Zeitschrift für Physik*, C(68):607, 1995.

[83] G. A. Schuler and T. Sjöstrand. *Zeitschrift für Physik*, C(73):677, 1997.

[84] Torbjörn Sjöstrand. *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.* Theory Division, CERN CH-1211 Geneva 23 Switzerland, 1993.

[85] Torbjörn Sjöstrand. *Computer Physics Commun.*, (82):74, 1994.

[86] Bernd Surrow. *Measurement of the Proton Sructure Function* F_2 *at Low* Q^2 *and Very Low* x *with the ZEUS Beam Pipe Calorimeter at HERA.* PhD thesis, DESY-THESIS-1998-004, März 1998.

[87] J. A. M. Vermaseren. *Nuclear Physics*, B(22), 1983.

[88] C. F. von Weizsäcker. *Zeitschrift für Physik*, (88):612–625, 1934.

[89] E. J. Williams. *Physical Review*, (45):729–730, 1934.

Danksagung

Nun möchte ich mich herzlich bei allen Mitarbeitern der Abteilung Runge und allen Mitgliedern der internationalen OPAL-Kollaboration für ihre ständige Hilfsbereitschaft bei kleineren und größeren Problemen und die gute Arbeitsatmosphäre bedanken.

Mein besonderer Dank geht an

- Herrn Prof. Dr. Kay Runge für das Ermöglichen der Promotion.
- Herrn Priv. Doz. Dr. Stefan Söldner-Rembold für die intensive wissenschaftliche Betreuung.

ebenso an

- Dr. Ralf Engel, Dr. Gerhard Schuler und Dr. Bernd Surrow, die den theoretischen Hintergrund der Arbeit erhellten, Teile der Software bereitstellten und immer für Fragen offen waren.

desweiteren an

- alle, die mit informativen Gesprächen und Diskussionen zum Gelingen der Arbeit beitrugen.
- alle Freunde und Bekannte, die mir während der Zeit der Durchführung Ablenkung verschafften, indem sie dafür sorgten, daß es außer Physik (Photonen, Quarks und Co. Bits und Bytes) auch noch anderes gab.