INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Christian Fuchs
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Mai 1996

Systematische Untersuchung des Beitrags von Hadronzerfällen zur e^+e^-–Paarproduktion in 450 GeV/c Proton-Beryllium-Kollisionen

Gutachter: Prof. Dr. Johann Peter Wurm
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Zusammenfassung

Die CERES/TAPS–Kollaboration führte 1993 eine koinzidente Messung von e^+e^-–Paaren und Photonen in 450 GeV/c Proton–Beryllium–Kollisionen durch, deren Auswertung Gegenstand dieser Arbeit ist. Die aus dem 3–Körper–Zerfall neutraler Mesonen stammenden Beiträge zum inklusiven e^+e^-–Paarmassenspektrum werden durch vollständige Rekonstruktion der Dalitzzerfälle π^0, η, $\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$ direkt gemessen. Da die Analyseschritte bei der Paarrekonstruktion in der inklusiven und der exklusiven Messung identisch sind, verbleiben als einzige Unsicherheiten die systematischen Fehler in der Photoneffizienz und der Akzeptanz des elektromagnetischen Kalorimeters. Damit ist es gelungen, die gegenwärtige Unsicherheit im Vergleich des inklusiven e^+e^-–Paarmassenspektrums mit der Erwartung für Hadronzerfälle gegenüber dem früheren Kenntnisstand auf 17–30% zu reduzieren, was etwa einer Halbierung entspricht. Unter Berücksichtigung eines um etwa 30% kleineren η/π^0 und ω/π^0 Verhältnisses aus der vollständigen Rekonstruktion der Zerfälle π^0, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\omega \rightarrow \gamma\pi^0$ ergibt sich über weite Bereiche eine sehr gute Beschreibung des inklusiven e^+e^-–Paarspektrums durch Mesonzerfälle. Dies trifft auch für den Bereich der ρ/ω–Resonanz zu, wenn die destruktive ρ/ω–Interferenz berücksichtigt wird, die auch von HELIOS/NA34-1 beobachtet wurde.

Mit der gesteigerten Qualität in der Wiedergabe der Massenspektren durch den Generator, bei gleichzeitiger Reduzierung des Fehlerbandes, ergibt sich die Möglichkeit, Abweichungen auf einem niedrigeren Niveau als es bisher möglich war, aufzuspüren. Bei genauer Untersuchung zeigt sich, daß die Daten im Massenbereich zwischen 300 und 550 MeV/c^2 von der aus hadronischen Zerfällen erwarteten spektralen Form abweichen und auf einen *Überschuß* über die bekannten hadronischen Quellen hinaus deuten. Eine Abweichung von der spektralen Form in diesem Massenbereich erkennen wir auch in den veröffentlichten p–Be–Daten von HELIOS–1, sowie in den vorläufigen Ergebnissen für p–W von HELIOS–3 und NA38. Der mögliche Überschuß deutet auf eine zusätzliche Quelle bei der Leptonpaarproduktion, wie man sie z.B. aus dem von Bjørken und Weisberg vorgeschlagenen *Soft–Annihilation*–Modell erwartet.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit den sechziger Jahren haben zahlreiche Experimente Leptonenpaare in hadronischen Kollisionen untersucht, und ganz entscheidend zu unserem heutigen Verständnis perturbativer Prozesse im Rahmen der QCD beigetragen. Als Schlüssel erwies sich insbesondere das Studium des Drell–Yan Kontinuums massiver Leptonenpaare und die damit mögliche Untersuchung der Strukturfunktion von Hadronen. Mit der verbesserten Auflösung elektromagnetischer Kalorimeter eröffnete sich in den siebziger Jahren die Spektroskopie der dem Kontinuum überlagerten scharfen Mesonresonanzen, die von spektakulären Entdeckungen gekennzeichnet war: die des J–Teilchens (1974), der Υ–Resonanzen (1977), sowie des Dileptonenzerfalls von Z_0 (1983).

Die Messung von Leptonenpaaren im unteren Massenbereich ($m < 1\mathrm{GeV/c^2}$) ist vergleichweise jüngeren Datums und zielte auf die Untersuchung nichtpertubativer Prozesse in Proton–Proton–, Proton–Kern–, und Kern–Kern–Stößen. Die Motivation ist eng verknüpft mit dem Ziel der ultrarelativistischen Schwerionenphysik, den *Feuerball* des Stoßsystems als Labor für neuartige Formen stark wechselwirkender Materie, insbesondere für die Suche nach dem *Quark–Gluon–Plasma*, zu nutzen. Schon 1978 wies Shuryak auf die hervorragende Eignung von Leptonenpaaren zur Untersuchung der Stoßdynamik in der frühen heißen Phase hin: als elektromagnetische Strahlung unterliegt ihre Produktionsrate dem Stephan–Boltzmann Gesetz, und, einmal produziert, verlassen sie die Wechselwirkungszone ohne durch Endzustandswechselwirkung beeinflußt zu werden.

Die Erkennung *thermischer Strahlung* als Signal für Paarproduktion aus einem dichten und heißen Medium setzt die Kenntnis *konventioneller* Quellen voraus. Das sind im unteren Massenbereich insbesondere die Dalitzzerfälle leichter Mesonen (π^0, η, $\eta' \rightarrow l^+l^-\gamma$ und $\omega \rightarrow l^+l^-\pi^0$). Experimente am Bevalac (DLS–Kollaboration) oder auch frühe Experimente am ISR hatten in Proton–Proton– und Proton–Kern–Stößen einen Überschuß an Leptonenpaaren beobachtet, der zum damaligen Zeit-punkt durch Mesonzerfälle nicht erklärt werden konnte, und deshalb als *anomales* Kontinuum bezeichnet wurde.

In den Jahren 1986–1989 untersuchte die HELIOS/NA34-1–Kollaboration die Produktion von e^+e^-– und $\mu^+\mu^-$–Paaren in Proton–Beryllium–Kollisionen bei 450 GeV/c. Die kürzlich veröffentlichten Resultate zeigen keinen Überschuß an Leptonenpaaren über die bekannten hadronischen Quellen hinaus, allerdings im Rahmen einer Unsicherheit von 40–60% [1, 2]. Dagegen beobachteten HELIOS/NA34-3 und CERES in 200 GeV/u Schwefel–Kern–Stößen eine verstärkte Dileptonenproduktion im Massenbereich $300 \leq m_{ee} \leq 600$ MeV/c^2, was zu einer großen Zahl theoretischer Arbeiten Anlaß gab.

Gegenstand dieser Arbeit ist die von der CERES/TAPS–Kollaboration 1993 am CERN SPS durchgeführte koinzidente Messung von e^+e^-–Paaren und Photonen in 450 GeV/c Proton–Beryllium– und Proton–Gold–Kollisionen im Bereich invarianter Massen unterhalb 1 GeV/c^2 [3, 4]. Ziel dieser Messung war es, die Produktion neutraler Mesonen bei zentralen Rapiditäten, sowie deren Zerfallseigenschaften mit ausreichender Genauigkeit zu messen und so die Unsicherheiten in der Bestimmung der hadronischen Beiträge zu den e^+e^-–Paarspektren auf eine Größe von 15–20% zu verringern. Dies sollte die Möglichkeit eröffnen, die Frage des *anomalen* Kontinuums mit erhöhter Empfindlichkeit wieder aufzunehmen. Mit gewisser Einschränkung muß jedoch vermerkt werden, daß die ebenfalls geplante Bestimmung der elektromagnetischen Übergangsformfaktoren, insbesondere des ω–Dalitzzerfalls, an der begrenzten Statistik der Daten scheiterte.

In dieser Arbeit wurden die 1993 am CERN SPS aufgenommenen Koinzidenzdaten aus 450 GeV Proton–Beryllium–Kollisionen untersucht. Das folgende Kapitel beschreibt die physikalischen Grundlagen von Leptonenpaaren in hadronischen Kollisionen und verschärft die Zielsetzung dieser Arbeit. Kapitel 3 befaßt sich ausführlich mit dem elektromagnetischen Zerfall leichter Mesonen. In Kapitel 4 wird der experimentelle Aufbau des 1993 am CERN SPS durchgeführten CERES/TAPS–Experiments und die Datennahme beschrieben. Die Datenanalyse wird in Kapitel 5 besprochen, im anschließenden Kapitel 6 werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Leptonenpaare aus hadronischen Kollisionen

Seit den sechziger Jahren haben zahlreiche Experimente Leptonenpaare in hadronischen Kollisionen [5, 6, 7, 8, 9, 10] untersucht. Abbildung 2.1 faßt die bis 1987 zur Verfügung stehenden Datensätze zusammen [11, 12]. Deutlich zu sehen sind die Zerfälle $\rho/\omega \to e^+e^-$ und $\phi \to e^+e^-$ bei $m \simeq 770\ MeV/c^2$ und $m \simeq 1020\ MeV/c^2$. Der Massenbereich bis 600 MeV/c^2 zeigt ein kontinuierliches Spektrum mit einer $1/m^2$ Abhängigkeit, welches zur damaligen Zeit durch den alleinigen Beitrag der Zerfälle π^0, η, $\eta' \to l^+l^-\gamma$ und $\omega \to l^+l^-\pi^0$ nicht erklärt werden konnte. Interessant ist die Messung des AFS–Experiments [10, 12], die Anzeichen dafür liefert, daß die Produktion von Leptonenpaaren *quadratisch* mit der assoziierten Multiplizität der Hadronen ansteigt. Aus den Zerfällen der in der Kollision produzierten Hadronen erwartet man eine lineare Abhängigkeit von der Multiplizität, eine *quadratische* Abhängigkeit würde dagegen auf einen kollektiven Produktionsmechanismus hinweisen. Oberhalb des ϕ–Mesons stammen die Leptonenpaare vom Drell-Yan-Prozeß [13] (Abb. 2.2) und der assoziierten $c\bar{c}$–Produktion.

Eine Reihe von theoretischen Modellen wurden zur Interpretation des beobachteten Überschusses an Dileptonen vorgeschlagen. Ein Beitrag zum Leptonenpaarmassenspektrum wird aus hadronischer Bremsstrahlung erwartet [14, 15] (siehe Abbildung 2.3). Die hadronische Bremsstrahlung trägt vor allem bei kleinen Massen zum Leptonenpaarspektrum bei. Im Bereich $m < 100$ MeV/c^2 ist der erwartete Anteil $< 10\%$. Leptonenpaare aus hadronischer Bremsstrahlung konnten bisher in keinem Experiment nachgewiesen werden.

Eine andere mögliche Quelle für Dileptonen aus hadronischen Kollisionen liefert das *Soft-Annihilation*-Modell von Bjørken und Weisberg [16], das von Černý et al. [17, 18, 19] weiterentwickelt und quantifiziert wurde. Sie schlagen vor, daß während der Frühphase der Kollision Dileptonen durch Annihilation je eines Quarks und

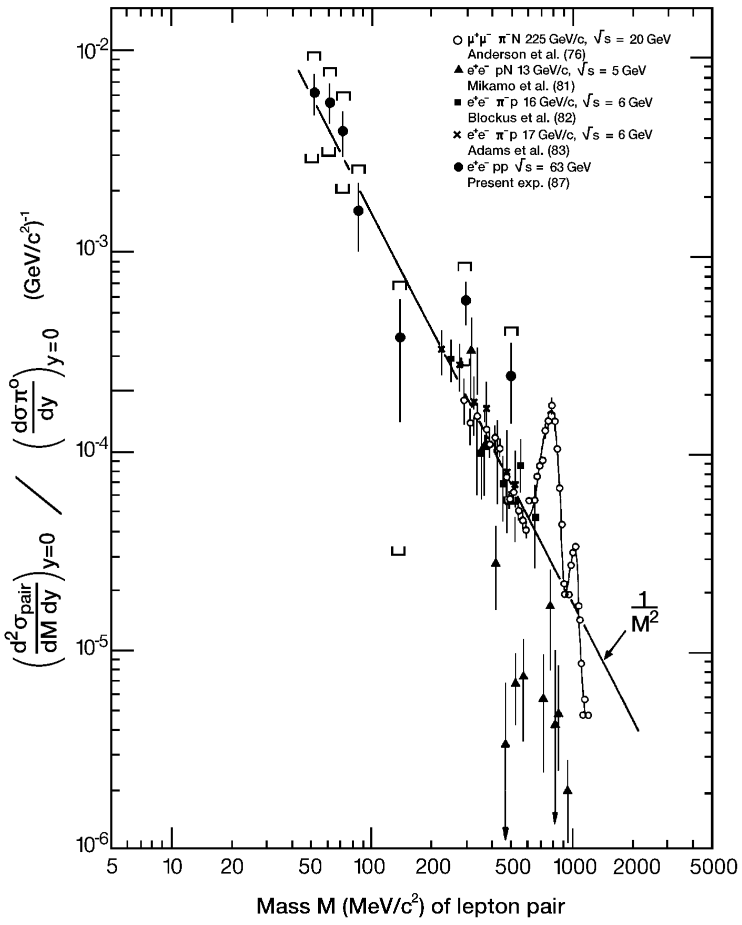


Abbildung 2.1: Messungen des Leptonenpaarmassenspektrums aus Nukleon– Nukleon Kollisionen verschiedener Experimente von 1976 - 1987 .

Antiquarks, die während der Kollision gebildet werden, entstehen (siehe Abbildung 2.4). Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Leptonenpaaren ist bei diesem Prozeß proportional zum Produkt der Quark– und Antiquarkdichten und zeigt somit die quadratische Abhängigkeit von der hadronischen Multiplizität, wie sie im AFS–Experiment beobachtet wurde.

Eine weitere Erklärung für den Überschuß von Leptonenpaaren bietet das von Shuryak [20] vorgestellte Modell des Quark-Gluon-Plasmas (QGP). Bei extrem hohen Energiedichten $\epsilon > 2 - 3$ GeV/fm^3, und unter Ausbildung eines thermischen Gleichgewichts, erwartet man nach diesem Modell einen Phasenübergang der hadronischen Materie in einen Zustand quasifreier Quarks und Gluonen. Die Produktion von Photonen und Leptonenpaaren aus dem QGP läßt sich als eine Art *thermische Strahlung* auffassen. Die Produktionsmechanismen sind hierbei die $q\bar{q}$-Annihilation und der QCD–Compton–Prozeß (siehe Abbildungen 2.4 und 2.5).

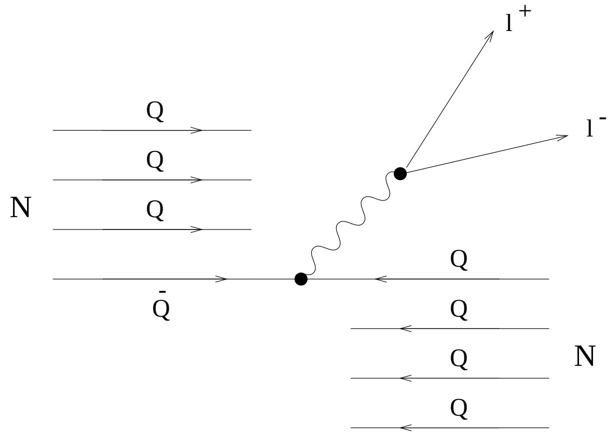


Abbildung 2.2: Der Drell-Yan-Mechanismus der Leptonenpaarerzeugung wird als Fusion eines harten Antiquarks mit einem Quark zu einem virtuellen Photon angesehen, das dann in das Leptonenpaar zerfällt.

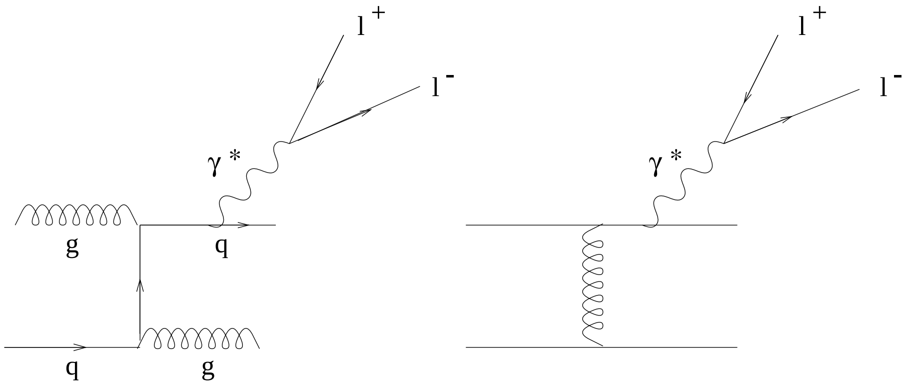


Abbildung 2.3: Produktion von Dileptonen durch hadronische Bremsstrahlung.

Neue Resultate der HELIOS/NA34–1)–Kollaboration [1, 2] liefern jedoch eine ganz andere, unspektakuläre Erklärung für den von den bisherigen Experimenten beobachteten Überschuß. Abbildung 2.6 zeigt das von NA34/1 gemessene Elektron– und Myonpaarmassenspektrum in 450 GeV/c Proton–Beryllium–Kollisionen [1]. Sämtliche relevanten Beiträge bekannter hadronischer Quellen sind mit eingezeichnet. Dabei wurden neuere Messungen der inklusiven Wirkungsquerschnitte [21], sowie der Formfaktoren der Mesonzerfälle [22] berücksichtigt. Wesentlicher Durchbruch war die koinzidente Messung von Leptonpaaren und Photonen und die damit mögliche direkte Bestimmung der Beiträge an e^+e^-–Paaren aus dem Zerfall $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ bzw. $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ (Abb. 2.7). Die Daten sind im Rahmen der systematischen Fehler von 40 – 60 % mit der Summe der eingezeichneten Quellen verträglich. Innerhalb dieser Grenzen ist kein Überschuß an Leptonenpaaren über die bekannten hadronischen Quellen hinaus zu beobachten.

Bei genauerer Durchsicht zeigt sich, daß bis auf die Messung des AFS-Experiments

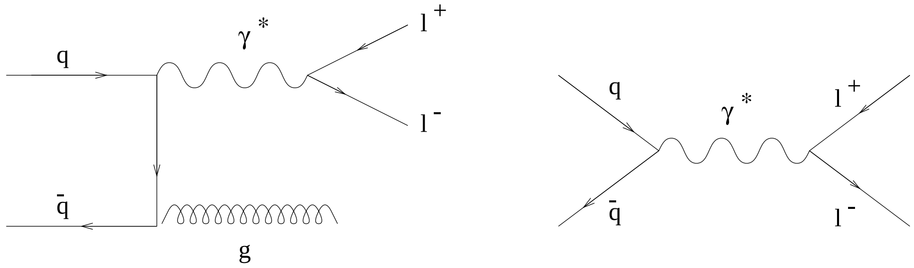


Abbildung 2.4: Produktion von Dileptonen durch $q\bar{q}$-Annihilation.

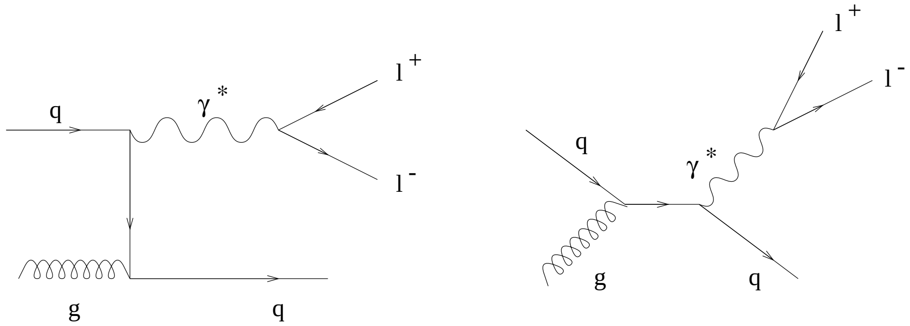


Abbildung 2.5: Produktion von Dileptonen durch den QCD-Comptonprozeß.

am ISR [10, 12] alle Experimente vorallem den η–Produktionswirkungsquerschnitt unterschätzt hatten. Die e^+e^-–Paarspektren der AFS–Messung zeigen auch nach heutigem Kenntnisstand einen Überschuß im Bereich kleiner Massen.

Eine endgültige Aussage über einen möglichen Überschuß an Leptonenpaaren über die konventionellen Quellen hinaus setzt eine genauere Kenntnis der Produktionswirkungsquerschnitte von Mesonen und ihrer Zerfälle in Leptonenpaare voraus. Dabei sind insbesondere die elektromagnetischen Übergangsformfaktoren $F(q^2)$ der Dalitzzerfälle η, $\eta' \rightarrow l^+l^-\gamma$ und $\omega \rightarrow l^+l^-\pi^0$ von Bedeutung. Der Übergangsformfaktor berücksichtigt die innere Struktur des Mesons und bestimmt wesentlich die Form der invarianten Massenverteilung der Leptonpaare aus den Dalitzzerfällen,

$$d\sigma/dq^2 = [d\sigma/dq^2]_{punktf\ddot{o}rmig} \cdot |F(q^2)|^2 \quad . \tag{2.1}$$

Der Formfaktor eines Zerfalls läßt sich im Rahmen des *Vektor–Dominanz–Modells* (VDM) beschreiben (siehe Kapitel 3). Abbildung 2.8 zeigt die von der LEPTON–G–Kollaboration gemessenen elektromagnetischen Übergangsformfaktoren der Zerfälle η, $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ und $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ [22]. Neben den Vorhersagen des VDM zeigt die Abbildung einen empirischen Fit des Formfaktors. Für das η–Meson stimmt die Vorhersage des VDMs gut mit den gemessenen Werten überein. Der Vergleich zwischen VDM und gemessenen Daten ist beim η'–Meson aufgrund der geringen Statistik schwierig. Beim ω–Meson zeigt sich jedoch bei großen Massen eine deutliche Abweichung der gemessenen Werte für den Formfaktor von der VDM–Vorhersage. In der Nähe der kinematischen Abbruchkante $m \sim 640$ MeV/c^2 wäre die Rate an

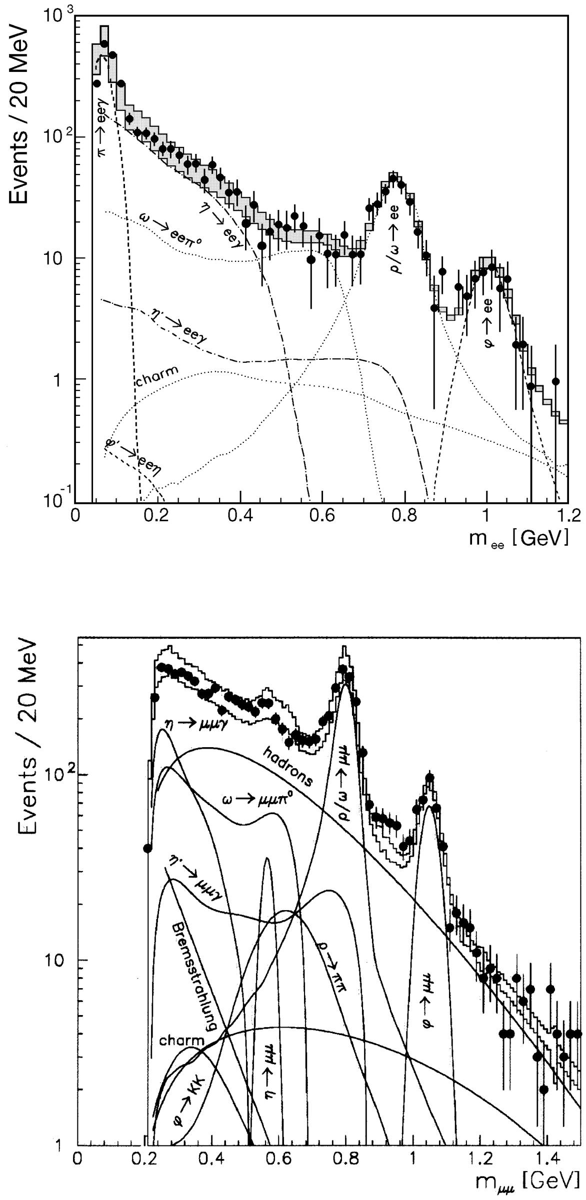


Abbildung 2.6: e^+e^- – (oben) und $\mu^+\mu^-$ – Paarspektren (unten) in 450 GeV/c p–Be–Kollisionen (HELIOS/NA34–1). Miteingezeichnet sind die aus hadronischen Quellen erwarteten Beiträge.

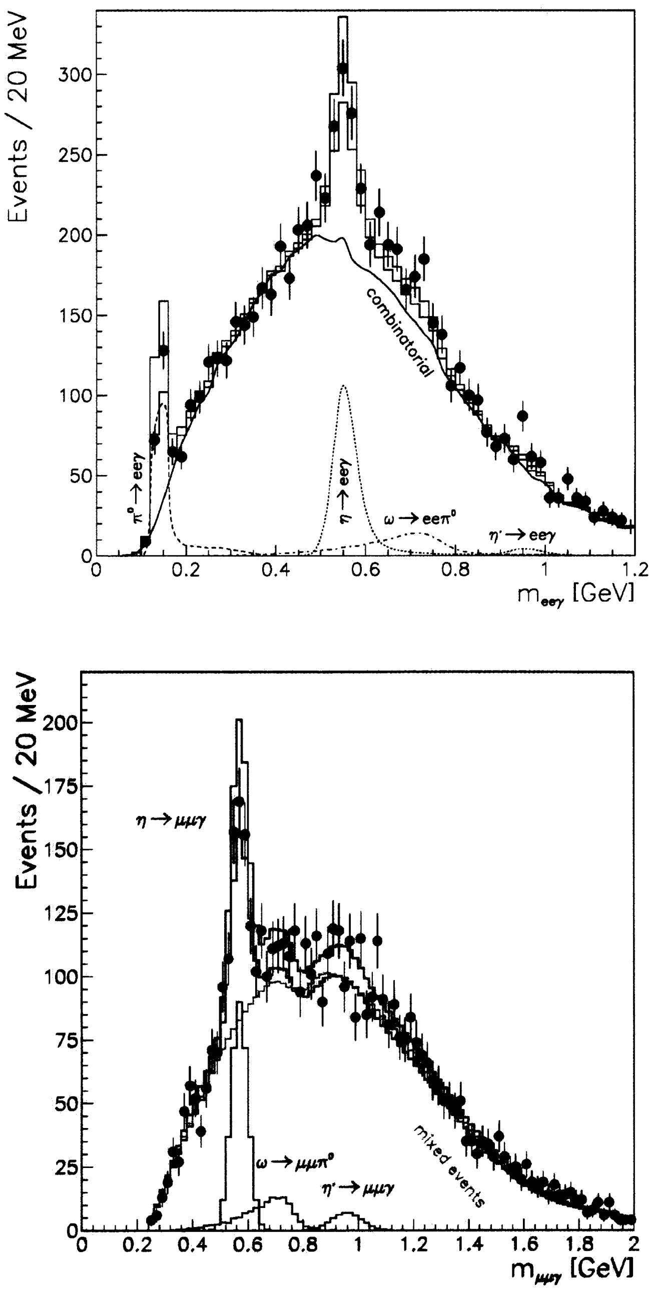


Abbildung 2.7: $e^+e^-\gamma$– (oben) und $\mu^+\mu^-\gamma$–Massenspektren (unten) in 450 GeV/c p–Be–Kollisionen (HELIOS/NA34–1). Das η–Signal wurde für die Normierung der inklusiv gemessenen Leptonpaarspektren verwendet.

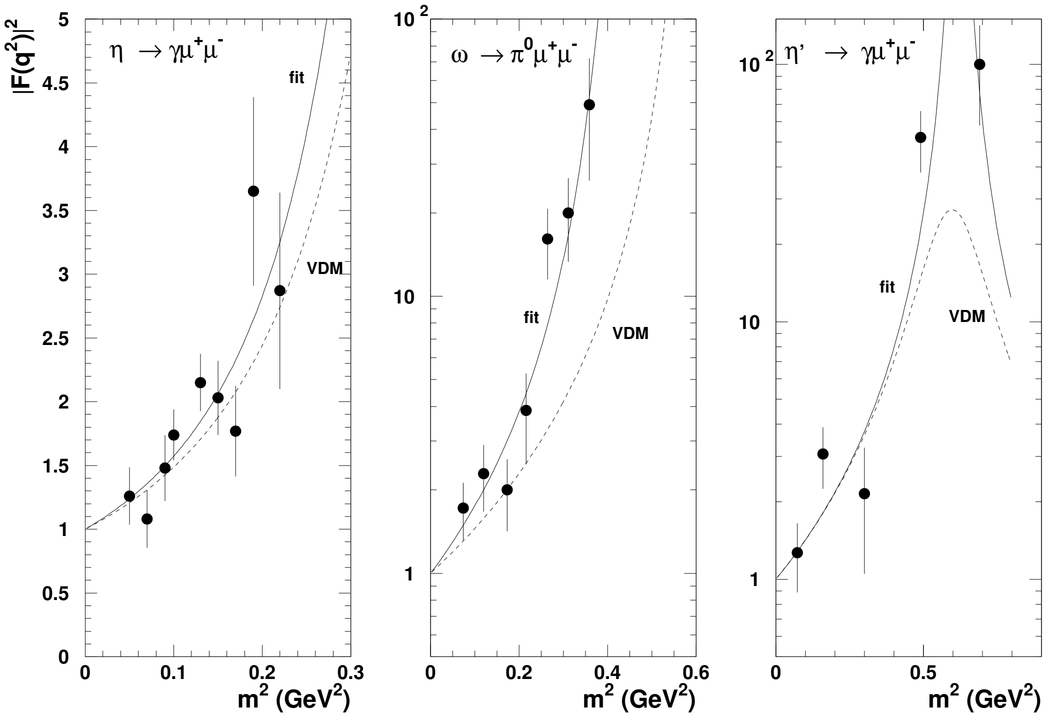


Abbildung 2.8: Gemessene Übergangsformfaktoren der LEPTON– G Kollaboration für die Zerfälle $\eta \to \gamma\ \mu^+\mu^-$, $\omega \to \pi^0\mu^+\mu^-$ und $\eta' \to \gamma\ \mu^+\mu^-$. Die Punkte stellen die experimentellen Werte für $|F(q^2)|^2$ dar, die durchgezogenen Kurven sind empirische Fits der Form $(1 - q^2\ b_{AB})^{-1}$ (Pol–Approximation). Die gestrichelten Kurven entsprechen der Vorhersage des VDMs.

Leptonenpaaren für den Formfaktor der LEPTON–G–Messung um eine Größenordnung höher als für die VDM–Vorhersage. Gerade im Massenbereich von 400 GeV/c^2 bis 650 GeV/c^2 dominiert der Beitrag des ω–Dalitzzerfalls das inklusive Massenspektrum. Eine genaue Untersuchung dieses Zerfalls ist daher notwendig.

Die CERES/TAPS-Kollaboration führte 1993 am CERN SPS eine koinzidente Messung von e^+e^-–Paaren und Photonen in 450 GeV/c Proton–Beryllium– und Proton–Gold–Kollisionen mit hoher Statistik durch [3, 4]. Ziel war, neben einer genaueren Messung des inklusiven e^+e^-–Paarspektrums, die präzise Bestimmung des hadronischen Untergrunds aus der Messung der exklusiven Zerfallskanäle. Abbildung 2.9 zeigt das von CERES gemessene inklusive e^+e^-–Paarspektrum zusammen mit der Summe aller bekannten hadronischen Quellen [23, 24]. Im Rahmen der gegenwärtigen Meßgenauigkeit von ca. 40% stimmt das gemessene Spektrum gut mit der Summe aller bekannten hadronischen Quellen überein und bestätigt somit die Messung von HELIOS. Der systematische Fehler von ca. 40% wird in etwa gleichen Teilen durch (a) die Unsicherheiten in den Wirkunsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen der hadronischen Quellen, sowie durch (b) die Unsicherheiten in der Triggeranreicherung und in der Rekonstruktionseffizienz dominiert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Beiträge hadronischer Quellen mit der exklusiven Messung der π^0– und η–Dalitzzerfälle bestimmt. Dadurch entfallen die systematischen Unsicherheiten der Triggeranreicherung und der Rekonstruktionseffizienz, die in der in Abb. 2.9 dargestellten Analyse noch enthalten sind. Parallel dazu werden in zwei weiteren Arbeiten der Gießener Gruppe [25, 26] die exklusiven Photon–Zerfallskanäle analysiert, wodurch eine Reduzierung der Unsicherheit in den Produktionswirkungsquerschnitten der Mesonen erwartet werden darf.

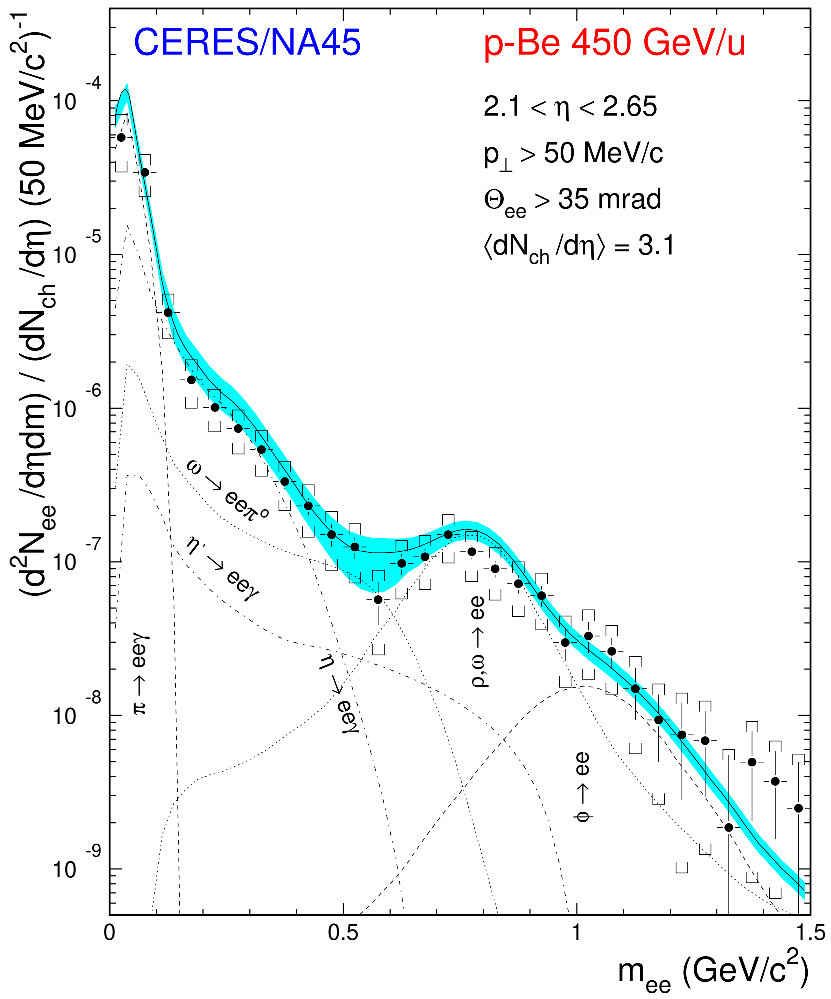


Abbildung 2.9: Inklusiv gemessenes e^+e^-–Paarspektrum in 450 GeV/c p–Be–Kollisionen im Vergleich mit hadronischen Quellen. Aufgetragen ist die e^+e^-–Paardichte dN_{ee}/dm pro Rapiditätseinheit und pro geladener Teilchendichte dN_{ch}/dy. Das Fehlerband reflektiert die Unsicherheit im Generator, die Klammern markieren die systematischen Fehler der Absolutnormierung der Daten (CERES/NA45).

Kapitel 3

Elektromagnetischer Zerfall leichter Mesonen

Die im vorangegangenen Kapitel aufgezeigten Unsicherheiten in den Leptonenpaarspektren lassen sich nur mit einer genaueren Untersuchung des hadronischen Untergrundes klären. Hierzu ist eine detaillierte Kenntnis der Produktion von Mesonen und deren Zerfälle in Leptonenpaare notwendig. Wesentlich sind in dem hier betrachteten Massenbereich bis 1.5 GeV/c^2 die absoluten Produktionswirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der Dalitzzerfälle η, $\eta' \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\gamma$ und $\omega \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\pi^0 \rightarrow e^+e^-\ \gamma\gamma$, sowie die elektromagnetischen Übergangsformfaktoren. Der elektromagnetischen Übergangsformfaktoren eines solchen Zerfalls bestimmt die Form des dazugehörigen e$^+$e$^-$–Paarspektrums.

Die nachfolgenden Abschnitte befassen sich genauer mit den oben aufgeführten Zerfällen.

3.1 Mesonen

Die leichten Mesonen π^0, η, η', ρ, ω und ϕ sind aus einem Quark und Antiquark der drei leichten Quarkssorten u, d, und s aufgebaut. Aus gruppentheoretischen Überlegungen ergibt sich, daß die 3^2 möglichen Kombinationen aus den drei Quarks und Antiquarks ein SU(3)–Oktett und ein SU(3)–Singlett bilden. Bei den oben aufgeführten Mesonen haben Quark und Antiquark keinen relativen Bahndrehimpuls, das System hat somit den Bahndrehimpuls $L = 0$. Die Parität dieser leichten Mesonen ist $(-1)^{L+1} = -1$. Die Spins des Quarks und des Antiquarks können zum Gesamtspin $S = 1$ oder $S = 0$ koppeln. Der Gesamtdrehimpuls $J = L + S$ dieser Mesonen beträgt folglich 0 oder 1. Mesonen mit den Quantenzahlen $J^P = 0^-$ nennt man pseudoskalare Mesonen, diejenigen mit $J^P = 1^-$ heißen Vektormesonen. Die beiden leichtesten Quarks u und d haben Konstituentenmassen von jeweils ca. 300 MeV/c^2. Aufgrund dieser Massenentartung können sich $u\bar{u}$– und $d\bar{d}$– Zustände leicht vermischen. Diese Massenentartung wird durch den Isospinformalismus beschrieben. Das u– und d–Quark bilden ein Isospinduplett ($I = 1/2$) mit $I_3 = +1/2$ für das u–Quark, und $I = -1/2$ für das d–Quark. Der Isospin ist eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung. Den Flavour des s–Quarks beschreibt man mit der Quantenzahl Strangeness S, mit $S = -1$ für das s–Quark und $S = +1$ für das $\bar{s}$–Antiquark. Die Strangeness ist ebenfalls eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung. Auch $s\bar{s}$–Zustände können sich mit $u\bar{u}$– bzw. $d\bar{d}$–Zuständen vermischen. Aufgrund der höheren Konstituentenmassen des s–Quarks von ca. 450 MeV/c^2 ist der $s\bar{s}$–Anteil an $u\bar{u}$–$d\bar{d}$–$s\bar{s}$– Mischzuständen geringer als der $u\bar{u}$– bzw. $d\bar{d}$–Anteil.

3.1.1 Vektormesonen

Das leichteste Meson mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ ist das ρ^0–Meson. Zusammen mit seinen zwei geladenen Partnern ρ^+ und ρ^- bildet das ρ^0–Meson ein Isospin–Triplett, mit $I = 1$ und $I_3 = 0$ für das ρ^0 und $I_3 = \pm 1$ für das ρ^+ bzw. ρ^-. Das ρ^0–Meson hat die Quarkzusammensetzung:

$$|\rho^0>= \frac{1}{\sqrt{2}}\{|u\bar{u}> - |d\bar{d}>\} \tag{3.1}$$

Das ω– und ϕ–Meson kann formal geschrieben werden als:

$$|\omega>= |\Phi_8>\cdot \sin\theta + |\Phi_0>\cdot\cos\theta \tag{3.2}$$

$$|\phi>= |\Phi_0>\cdot \sin\theta - |\Phi_8>\cdot\cos\theta \tag{3.3}$$

mit dem Singlettzustand $|\Phi_0>$ und dem Oktettzustand $|\Phi_8>$:

$$|\Phi_0>= \frac{1}{\sqrt{3}}\{|d\bar{d}> + |u\bar{u}> + |s\bar{s}>\} \tag{3.4}$$

$$|\Phi_8>= \frac{1}{\sqrt{6}}\{|d\bar{d}> + |u\bar{u}> -2\,|s\bar{s}>\} \tag{3.5}$$

Der Mischungswinkel θ beträgt ca. 40°. Dieser Wert entspricht ungefähr dem idealen Mischungswinkel von $\theta = 35°$, für den man für das ω– und das ϕ–Meson die reinen Zustände aus $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ für das ω bzw. $s\bar{s}$ für das ϕ erhält:

$$|\omega>= \frac{1}{\sqrt{2}}\{|d\bar{d}> + |u\bar{u}>\} \tag{3.6}$$

$$|\phi>= \{|s\bar{s}>\} \tag{3.7}$$

Das ρ^0– und das ω–Meson haben identische Quantenzahlen bis auf den Isospin. Aufgrund dieses Unterschiedes zerfällt das ρ^0 $(I = 1)$ vorzugsweise in $\pi^+\pi^-$, das ω $(I = 0)$ hingegen in $\pi^+\pi^-\pi^0$. Das ω–Meson zerfällt aber auch zu 2.2 % in $\pi^+\pi^-$, was bedeutet, daß dieses kein reiner Zustand wie in Gleichung 3.6 ist, sondern eine kleine ρ–Beimischung besitzt. Dadurch können zwischen dem ρ– und dem ω–Meson Interferenzen auftreten.

3.1.2 Pseudoskalare Mesonen

Die Quarkstruktur der pseudoskalaren Mesonen entspricht der der Vektormesonen. Die π–Mesonen entsprechen den ρ–Mesonen. Das π^0 hat die Quarkkomposition

$$|\pi^0> = \frac{1}{\sqrt{2}} \{|u\bar{u}> + |d\bar{d}>\} \quad . \tag{3.8}$$

Analog zu ω und ϕ erhält man für das η und η'

$$|\eta> = |\Phi_8> \cdot \sin\theta + |\Phi_0> \cdot \cos\theta \tag{3.9}$$

$$|\eta'> = |\Phi_0> \cdot \sin\theta - |\Phi_8> \cdot \cos\theta \tag{3.10}$$

mit dem Singlett– und Oktettzustand $|\Phi_0>$ bzw. $|\Phi_8>$ aus Gleichung 3.4 und 3.5. Der Mischungswinkel beträgt $\theta = 11°$. Aus den Gleichungen (3.4)(3.5) und (3.9)(3.10) erhält man damit für das η und η' die Mischzustände

$$|\eta> = (\frac{\cos\theta}{\sqrt{6}} - \frac{\sin\theta}{\sqrt{3}})\,|u\bar{u}> + (\frac{\cos\theta}{\sqrt{6}} - \frac{\sin\theta}{\sqrt{3}})\,|d\bar{d}> + (\frac{-2\cos\theta}{\sqrt{6}} - \frac{\sin\theta}{\sqrt{3}})\,|s\bar{s}> \tag{3.11}$$

$$|\eta'> = (\frac{\sin\theta}{\sqrt{6}} + \frac{\cos\theta}{\sqrt{3}})\,|u\bar{u}> + (\frac{\sin\theta}{\sqrt{6}} + \frac{\cos\theta}{\sqrt{3}})\,|d\bar{d}> + (\frac{-2\sin\theta}{\sqrt{6}} + \frac{\cos\theta}{\sqrt{3}})\,|s\bar{s}> \quad . \tag{3.12}$$

3.2 Der Dalitzzerfall

Den elektromagnetischen Zerfall

$$A \to B\gamma^* \to B\; l^+l^- \tag{3.13}$$

bezeichnet man als Dalitzzerfall oder auch als innere Konversion. Das Teilchen A geht über in ein Teilchen B und ein virtuelles Photon, welches anschließend in ein Leptonpaar l^+l^- zerfällt. Das Teilchen B kann ein Photon oder ein massives Teilchen sein. In Abbildung 3.1 sind die Diagramme der Dalitzzerfälle $\omega \to \pi^0 e^+ e^-$

und η, $\eta' \to e^+e^-\gamma$ dargestellt. Die Massenverteilung der Leptonenpaare $d\sigma/dm$ des Dalitzzerfalls $A \to \gamma\ l^+l^-$ $(B = \gamma)$ wurde zuerst von N.Kroll und W.Wada [27, 28] beschrieben

$$\frac{d\sigma}{dm} = \frac{1}{m}\,(1 - \frac{m^2}{m_A^2})^3 \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m^2}}\,(1 + \frac{2m_l^2}{m^2})\ . \tag{3.14}$$

Handelt es sich bei dem Zerfallsteilchen B um ein massives Teilchen, so muß Gleichung 3.14 modifiziert werden [29, 30],

$$\frac{d\sigma}{dm} = \frac{1}{m}\,(\,(1 + \frac{m^2}{m_A^2 - m_B^2})^2 - \frac{4m_A^2 m^2}{(m_A^2 - m_B^2)^2}\,)^{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m^2}}\,(1 + \frac{2m_l^2}{m^2})\ . \tag{3.15}$$

Die beobachteten Massenspektren weichen von Gleichung (3.14) und (3.15) um den sog. elektromagnetischen Übergangsformfaktor ab, der im anschließenden Abschnitt besprochen wird.

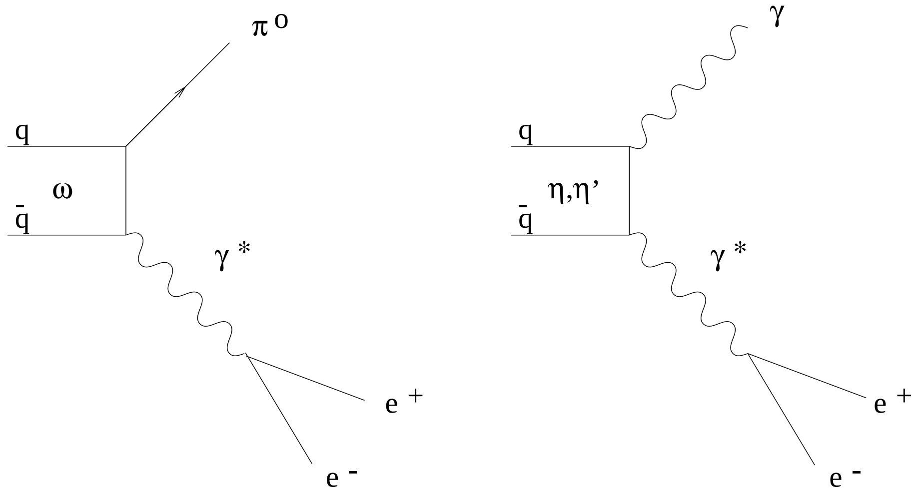


Abbildung 3.1: Diagramme für die Dalitzzerfälle $\omega \to \pi^0 e^+e^-$ und η, $\eta' \to e^+e^-\gamma$.

3.2.1 Der elektromagnetische Übergangsformfaktor

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dq^2$ für die Streuung eines Elektrons an einem geladenen Teilchen mit räumlicher Ausdehnung kann beschrieben werden durch

$$d\sigma/dq^2 = [d\sigma/dq^2]_{punktf\ddot{o}rmig} \cdot |F(q^2)|^2\ . \tag{3.16}$$

Die Funktion $F(q^2)$ bezeichnet man als Formfaktor. Der Formfaktor ist, wie der differentielle Wirkungsquerschnitt, abhängig vom Betrag des Viererimpulsübertrags q^2 und gibt die Abweichung des Wirkungsquerschnitts von einem punktförmigen

Teilchen an. Im Falle der Streuung von Elektronen an Protonen oder Neutronen benötigt man zur vollständigen Beschreibung zwei verschiedene Formfaktoren, den elektrischen und den magnetischen. Der elektrische Formfaktor kann für kleine Werte von q^2 als Fouriertransformierte der Ladungsverteilung interpretiert werden. Der Formfaktor ist durch Vergleich des experimentell bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem QED gerechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt $[d\sigma/dq^2]_{punktf\ddot{o}rmig}$ einfach zu bestimmen.

Bis hierher wurde nur die Streuung an geladenen Teilchen betrachtet. Das Wort „geladen" bezieht sich hier nicht notwendigerweise auf die elektrische Ladung. Auch die Baryonenzahl oder das magnetische Moment fällt unter diesen Begriff. Für neutrale Teilchen, die mit ihrem Antiteilchen identisch sind, wie es für das Photon oder einige Mesonen (z.B. $\pi^0, \eta, \eta', \omega$ und ϕ) zutrifft, ist ein einfacher Photonaustausch aufgrund der Ladungskonjugationserhaltung verboten (siehe Abbildung 3.2). Die Amplitude eines solchen einfachen Photonenaustausches ist pro-

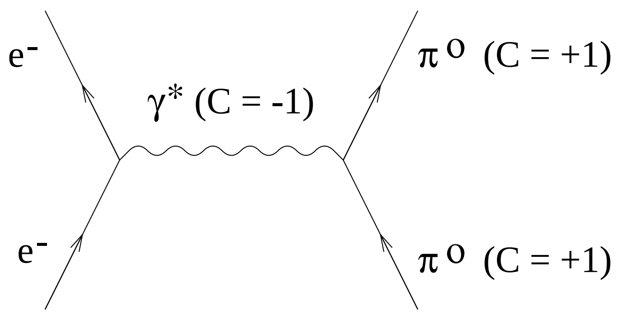


Abbildung 3.2: Diagramm für $e^- - \pi^0$–Streuung. Dieser einfache Photonaustausch ist wegen der Ladungskonjugationserhaltung C verboten ($\pi^0 \not\to \gamma^*$, $-1 \neq (+1) \cdot (+1)$).

portional zum elektromagnetischen Formfaktor. Für neutrale Mesonen sind somit die statischen Formfaktoren immer Null. Trotzdem zeigt sich bei den neutralen Mesonen eine komplexe innere elektromagnetische Struktur in Form eines dynamischen Formfaktors beim elektromagnetischen Übergang in andere Teilchen. Dieser Formfaktor wird deshalb auch *elektromagnetischer Übergangsformfaktor* genannt. Betrachten wir den erlaubten Zerfall

$$A \to B\,\gamma^* \to B\,l^+l^- \quad , \tag{3.17}$$

bei dem ein Meson A in ein Meson B und ein virtuelles Photon übergeht, welches in ein Leptonenpaar zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit, bei diesem Zerfall ein Leptonenpaar mit der Masse $m_{l^+l^-}$ vorzufinden, ist proportional zur Emissionswahrscheinlichkeit des virtuellen Photons mit dem Viererimpulsquadrat $q^2 = m^2_{l^+l^-}$. Die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung des virtuellen Photons wird durch die am Vertex des Übergangs von $A \to B$ auftauchende elektrodynamische Struktur bestimmt.

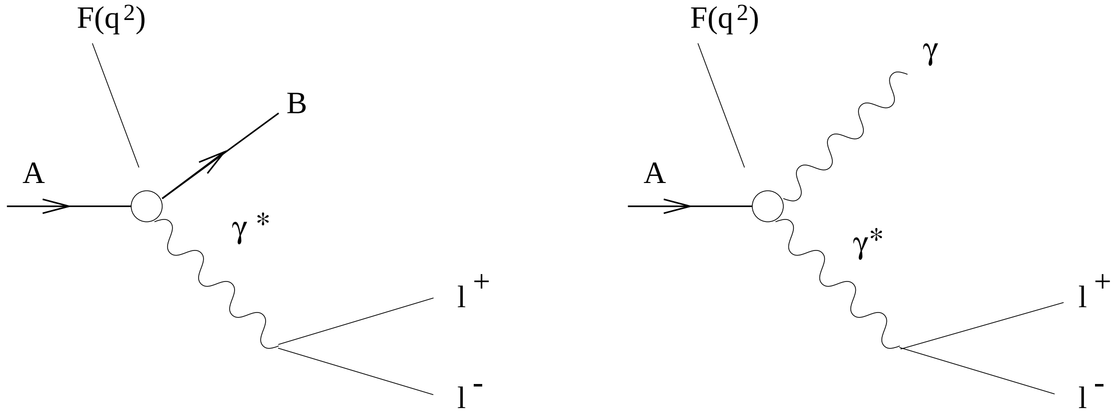


Abbildung 3.3: Zerfallsdiagramme für die Konversionsprozesse $A \to B\ \gamma \to B\ l^+l^-$ und $A \to \gamma\ l^+l^-$. Der elektromagnetische Übergangsformfaktor verändert das Leptonenpaarmassenspektrum: $d\sigma/dq^2 = [d\sigma/dq^2]_{punktf\ddot{o}rmig} \cdot |F(q^2)|^2$, wobei $q^2 = m^2_{l^+l^-}$.

Diese dynamische Struktur wird beschrieben durch

$$d\sigma/dq^2 = [d\sigma/dq^2]_{punktf\ddot{o}rmig} \cdot |F_{AB}(q^2)|^2 \quad . \tag{3.18}$$

Die Funktion $F_{AB}(q^2)$ ist der bereits erwähnte elektromagnetische Übergangsformfaktor für den Übergang $A \to B$. Der elektromagnetische Übergangsformfaktor $F_{AB}(q^2)$ ist wie der statische Formfaktor $F(q^2)$ aus Gleichung 3.16 abhängig vom Betrag des Viererimpulsübertrags $q^2 = m^2_{l^+l^-}$ und gibt die Abweichung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für den Übergang $A \to B$ punktfömiger Teilchen A und B an. Der Übergangsformfaktor beschreibt somit die am Übergangsvertex vorhandene Struktur der beiden Teilchen A und B. Der Zerfall

$$A \to \gamma\ l^+l^- \tag{3.19}$$

bietet die Möglichkeit, die dynamische elektromagnetische Struktur eines einzelnen Hadrons zu bestimmen. In diesem Fall beschreibt der Übergangsformfaktor nur die elektromagnetische Struktur des Mesons A, da das Photon selbst punktförmig ist. In Abbildung 3.3 sind die beiden Zerfälle $A \to B\ l^+l^-$ und $A \to \gamma\ l^+l^-$ schematisch dargestellt. Der elektromagnetische Übergangsformfaktor läßt sich durch den Vergleich der experimentell ermittelten Leptonenpaarmassenspektren mit denen der QED–Rechnungen (Gleichung (3.14) bzw. (3.15)) für den Übergang von Punktteilchen bestimmen.

Das Vektor–Dominanz–Modell

Abbildung 2.8 zeigt die von der LEPTON–G–Kollaboration gemessenen elektromagnetischen Übergangsformfaktoren der Zerfälle $\eta \to \gamma\ \mu^+\mu^-$, $\omega \to \pi^0\mu^+\mu^-$ und

$\eta' \rightarrow \gamma\ \mu^+\mu^-$. Jede der Messungen enthält einen empirischen Fit der Form

$$F_{AB}(q^2) = (1 - q^2\ b_{AB})^{-1} \quad , \tag{3.20}$$

der auch als Pol–Approximation bezeichnet wird. Für kleine Massen gilt:

$$F(q^2)|_{q^2 \approx 0} = 1 + q^2\ b_{AB} \quad . \tag{3.21}$$

Den Parameter b_{AB} bezeichnet man deshalb auch als Steigung des Formfaktors. Aus der Steigung b_{AB} läßt sich der mittlere quadratische Radius der Vertexstruktur $A \rightarrow B$ berechnen

$$< r_{AB}^2 >^{1/2} = (\frac{1}{6}\ b_{AB})^{1/2} \quad . \tag{3.22}$$

Die gemessenen Werte der Formfaktoren lassen sich im Rahmen des Vektor–Dominanz–Models (VDM) beschreiben. Im VDM geht das Meson A bei dem Zerfall $A \rightarrow B\ l^+l^-$ nach Emission des Teilchens B durch hadronische Wechselwirkung über in einen Mischzustand aus virtuellen Vektormesonen ρ, ω und ϕ. Das Teilchen B kann ein Meson oder Photon sein. Der Mischzustand entsteht durch Oszillation zwischen den einzelnen Mesonenzuständen $\rho \leftrightarrow \omega \leftrightarrow \phi$. Die Vektormesonen

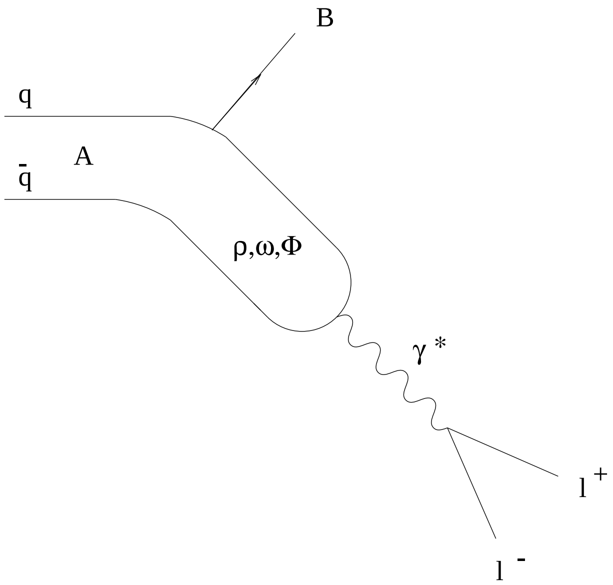


Abbildung 3.4: Zerfallsdiagramm des Übergangs $A \rightarrow B\ l^+l^-$ im VDM. Das Teilchen B kann dabei ein Meson oder Photon sein.

koppeln anschließend elektromagnetisch an ein virtuelles Photon, welches in ein Leptonenpaar zerfällt. In Abbildung 3.4 ist der Zerfallsmechanismus im VDM für den Übergang $A \rightarrow B\ l^+l^-$ schematisch dargestellt. Die ρ–, ω– und ϕ–Mesonen sind neutral, d.h. es gibt nur Kopplungen der Art q$\bar{\text{q}}\rightarrow \gamma$. Die Kopplung an das Photon ist möglich, da die Vektormesonen ρ, ω und ϕ die gleichen Quantenzahlen haben wie das Photon ($J^{PC} = 1^{--}$). Der Formfaktor $F(q^2)$ berechnet sich im VDM nach

$$F(q^2) = |\sum_{V=\rho,\omega,\phi} w_V (\frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2 + i\, m_V \Gamma_V})| \,, \tag{3.23}$$

w_V : Wichtungsfaktor,
m_V : Masse des Vektormesons V,
$q^2 = m_{l^+l^-}^2$: Quadrat des Viererimpulsübertrags,
Γ_V : Zerfallsbreite des Vektormesons V.

Für $q^2 \to 0$ gilt

$$\lim_{q^2 \to 0} F(q^2) = 1 \,. \tag{3.24}$$

Der Term in Klammern entspricht der bekannten Breit–Wigner–Formel, die das resonante Verhalten beim Übergang $A \to V$ bezüglich $q^2 = m_{l^+l^-}^2$ beschreibt. Der Wichtungsfaktor w_V enthält zum einen die Wahrscheinlichkeit für den hadronischen Übergang von A in das virtuelle Vektormeson V. Die Wahrscheinlichkeit für den hadronischen Übergang erhält man durch Multiplikation der Anteile gleichen Quarkflavourinhalts von A und V. Zum anderen enthält der Wichtungsfaktor w_V die Kopplung des Vektormesons V an das virtuelle Photon. Die Kopplung an das Photon ist proportional zur Quarkladung des Vektormesons. Summation über die Quarkladungen in Gleichung (3.1), (3.6) und (3.7) liefert die Werte für die relativen Kopplungsstärken g der Vektormesonen ρ, ω und ϕ an das Photon,

$$\frac{1}{g_\rho^2} : \frac{1}{g_\omega^2} : \frac{1}{g_\phi^2} = 9 : 1 : 2 \,. \tag{3.25}$$

Da der Formfaktor auf den Wert 1 bei $q^2 = 0$ normiert wird, reicht es aus, relative Kopplungsstärken anzugeben. Mit den Quarkflavourkompositionen in Gleichung (3.1), (3.6) und (3.7) und der Normierungsbedingung in Gleichung (3.24) erhält man die folgenden Wichtungen w_V. Für das η ergibt sich

$$\begin{aligned} w_\rho^\eta &= \frac{1}{g_\rho}(Q_u - Q_d)\, \frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{cos\theta_P}{\sqrt{6}} - \frac{sin\theta_P}{\sqrt{3}}) = 1.25 \\ w_\omega^\eta &= \frac{1}{g_\omega}(Q_u + Q_d)\, \frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{cos\theta_P}{\sqrt{6}} - \frac{sin\theta_P}{\sqrt{3}}) = 0.14 \\ w_\phi^\eta &= \frac{1}{g_\phi} Q_s\, (\frac{-2cos\theta_P}{\sqrt{6}} - \frac{sin\theta_P}{\sqrt{3}}) = -0.39 \end{aligned}$$

mit den Quarkladungen Q_u, Q_d und Q_s für das u, d bzw. s Quark. Der pseudoskalare Mischungswinkel θ_P beträgt 10°. Für das η' erhält man

$$w_\rho^{\eta'} = \frac{1}{g_\rho}(Q_u - Q_d)\, \frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{sin\theta_P}{\sqrt{6}} + \frac{cos\theta_P}{\sqrt{3}}) = 0.70$$

$$w_{\omega}^{\eta'} = \frac{1}{g_{\omega}}(Q_u + Q_d)\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{sin\theta_P}{\sqrt{6}} - \frac{cos\theta_P}{\sqrt{3}}) = 0.078$$
$$w_{\phi}^{\eta'} = \frac{1}{g_{\phi}}Q_s\ (\frac{-2sin\theta_P}{\sqrt{6}} - \frac{cos\theta_P}{\sqrt{3}}) = 0.22\ .$$

Für das ω ergibt sich

$$w_{\rho}^{\eta} = \frac{1}{g_{\rho}}(Q_u - Q_d)\ \frac{1}{\sqrt{2}} = 2.93\ .$$

Das ω–Meson kann nur in den virtuellen ρ–Zustand gehen. Der Übergang in ein virtuelles ω ist aufgrund der Isospinerhaltung verboten. Der Übergang in ein virtuelles ϕ ist ebenfalls nicht möglich, da das ω keinen $s\bar{s}$–Anteil besitzt. Die im Rahmen des VDMs gerechneten Formfaktoren nach Gleichung 3.23 sind in Abbildung 2.8 als gestrichelte Linie dargestellt.

Neben den Vektormesonen ρ, ω und ϕ kann auch der Übergang in schwerere Vektormesonen, wie z.B. $\omega(1390)$, $\rho(1450)$, $\omega(1600)$ und $\phi(1680)$ im VDM mitberücksichtigt werden. Die Einbeziehung dieser Vektormesonen hat jedoch kaum Einfluß auf das Ergebnis.

Für das η–Meson stimmt die Vorhersage des VDMs gut mit den gemessenen Werten überein. Der Vergleich zwischen VDM und gemessenen Daten ist beim η'–Meson aufgrund der geringen Statistik schwierig. Beim ω–Meson zeigt sich jedoch bei großen Massen eine deutliche Abweichung der gemessenen Werte für den Formfaktor von der VDM–Vorhersage. Die Abweichung des ω–Formfaktors konnte bisher mit keiner anderen Theorie eindeutig erklärt werden. Gerade im Massenbereich von 400 MeV/c^2 bis 650 MeV/c^2 dominiert der Beitrag des ω–Dalitzzerfalls das inklusive Massenspektrum. Eine genaue Untersuchung dieses Zerfalls ist daher notwendig.

3.3 Der Monte–Carlo–Generator

Für die möglichst genaue Beschreibung des Beitrags aller Hadronzerfälle zum e^+e^-–Paarspektrum wurde ein Monte–Carlo–Generator entwickelt [31]. Der Generator wird zum einen mit dem gemessenen Paarspektrum verglichen, zum anderen wird er auch für die Akzeptanzkorrektur und die Effizienzbestimmung der Photonrekonstruktion beim Nachweis der Dalitzzerfälle benötigt. Der Generator wird im folgenden kurz vorgestellt, eine genauere Erläuterung findet sich in [31]. Für die vollständige Beschreibung der hadronischen Quellen und ihrer Zerfälle mit einem e^+e^-–Paar im Endzustand benötigt man neben den Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen die Rapiditäts– und $p_\perp$–Verteilungen, sowie eine genaue Beschreibung der Zerfallskinematik. Der Generator beruht soweit wie möglich auf experimentellen Daten. Die absoluten Wirkungsquerschnitte bei zentraler Rapidität der meisten Mesonen lassen sich aus den bei 400 GeV/c pp–Kollisionen gemessenen relativen Wirkungsquerschnitten ableiten [21, 1]. Der η– und ω–Wirkungsquerschnitt wurde im Rahmen des CERES/TAPS–Experiments über den $\gamma\gamma$– bzw. $\pi^0\gamma$–Zerfallskanal bei zentralen Rapiditäten bestimmt [25, 26]. Das Verhältnis $\pi^0/\eta/\omega$ beträgt $100/(6.5 \pm 1)/(9.1 \pm 1)$. Das η/π^0– und das ω/π^0–Verhaltnis ist im Vergleich zu den aus [21, 1] abgeleiteten Werten um ca. 30% reduziert. Eine so niedriger Wert für η/π^0 wurde auch von jüngsten Ergebnissen der HELIOS/NA34-1 Kollaboration bestätigt [32]. Tab. 3.1 zeigt, neben den absoluten Wirkungsquerschnitten, die auf die π^0–Mesonen normierten Werte. In der letzten Spalte stehen die relativen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dy$ bei zentraler Rapidität, normiert auf die π^0–Mesonen. Das Verhältnis der Werte in Spalte zwei und drei nimmt in guter Näherung mit der Teilchenmasse [33] zu, d.h. für schwerere Mesonen ist die relative Produktion bei zentraler Rapidität stärker. Dieses Verhalten erlaubt, mangels Daten, eine Extrapolation für die relativen Wirkungsquerschnitte der η'– und ϕ–Mesonen. Für die Rapiditäts– und $p_\perp$–Verteilungen

	σ_{tot} (mb)	$\sigma_{tot}/\sigma_{\pi^0,tot}$	$(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y)/(\mathrm{d}\sigma_{\pi^0}/\mathrm{d}y)\|_{y_{cm}=0}$
$\frac{1}{2}(\pi^+\pi^-)$	122 ± 3	0.96	0.95
π^0	$127.2 \pm 1.5 \pm 3.2$	1	1
$\eta(549)$	6.9 ± 1.1	0.054	0.065
$\rho(770)$	12.6 ± 0.6	0.099	0.15
$\omega(783)$	7.8 ± 0.9	0.061	0.091
$\eta'(958)$	5 ± 1.5	0.039	0.062
$\phi(1020)$	0.62 ± 0.06	0.0049	0.008

Tabelle 3.1: Absolute und relative Wirkungsquerschnitte leichter Mesonen.

der meisten Mesonen liegen selbst in pp–Kollisionen keine, oder nur unzureichende Daten vor. Für pp–Kollisionen kann aber bei zentraler Rapidität eine Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes in $p_\perp$ und Rapidität vorgenommen werden. Die Rapiditäts– und $p_\perp$–Verteilungen für Pionen sind in pp–Kollisionen in vielen Experimenten am ISR [34] gemessen worden. Die Rapiditätsverteilung ist in guter Näherung gaußförmig mit Schwerpunkt bei der zentralen Rapidität. Ihre Breite wird für schwerere Mesonen entsprechend den in Tab. 3.1 angegebenen Verhältnissen $\sigma_{tot}/\sigma_{\pi^0,tot}$ und $(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y)/(\mathrm{d}\sigma_{\pi^0}/\mathrm{d}y)|_{y_{cm}=0}$ skaliert. Die Beschreibung der $p_\perp$–Verteilung der anderern Mesonen erfolgt nach einer phänomenologischen Parametrisierung von gemessenen Verteilungen durch Bourquin und Gaillard [35], die die meisten Mesonen ausreichend gut beschreibt,

$$f(p_\perp; A) = \left(\frac{m_\perp(p_\perp; \pi^0) + 2}{m_\perp(p_\perp; A) + 2} \right)^{12.3} f(p_\perp; \pi^0) \quad . \tag{3.26}$$

Alle derzeit im Generator berücksichtigten Zerfallskanäle sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt. Die gemessenen und die mit Hilfe des VDMs berechneten Steigungen

Zerfall	**Verzweigungsverhältnis**	b_{exp} **(GeV^{-2})**	b_{VDM} **(GeV^{-2})**
$\eta \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\gamma$	$(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$	1.9 ± 0.4	1.8
$\rho \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$(4.44 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}$		
$\omega \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$(7.15 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$		
$\omega \to \pi^0\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$(5.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$	2.4 ± 0.2	1.7
$\phi \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$(3.09 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$		
$\phi \to \eta\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$(1.3^{+0.8}_{-0.6}) \cdot 10^{-4}$		
$\eta' \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\gamma$	$\sim 5.6 \cdot 10^{-4}$	1.7 ± 0.4	1.5
$\eta' \to \pi^0\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$< 1.3\%$		
$\eta' \to \eta\ \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$< 1.1\%$		

Tabelle 3.2: Die wichtigsten Zerfälle leichter Mesonen mit $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ im Endzustand. Gezeigt sind neben den Verzweigungsverhältnissen die gemessenen und vom VDM-Modell vorhergesagten Steigungen der Formfaktoren $b = (\mathrm{d}F/\mathrm{d}q^2)|_{q^2 \simeq 0}$.

der Formfaktoren sind ebenfalls in Tab. 3.2 angegeben. Im Generator werden die Werte der gemessenen Steigungen verwendet.

Kapitel 4

Experiment und Datennahme

4.1 Experimenteller Aufbau

Das CERES–Experiment wurde im Jahre 1990 in der Nordhalle des CERN II–Geländes am H8–Strahlrohr installiert und im Jahre 1991 in Betrieb genommen. Im Frühjahr 1992 folgte eine jeweils zwei Wochen dauernde Datennahme mit Schwefel– und Protonstrahl. Im Jahr 1993 wurde der experimentelle Aufbau mit dem Bariumfluorid (BaF_2)–Kalorimeter der TAPS–Kollaboration für eine mehrmonatige Messung von e^+e^-–Paaren und Photonen in 450 GeV/c Proton–Beryllium– und Proton–Gold–Kollisionen erweitert.

Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau des CERES/TAPS–Experiments, bestehend aus dem CERES–Spektrometer zur Messung von e^+e^-–Paaren und dem TAPS–Kalorimeter zur Messung von Photonen.

Das CERES–Experiment wurde für die Messung von Elektronenpaaren in Schwerionenkollisionen konzipiert. Das Spektrometer besteht im wesentlichen aus zwei azimutalsymmetrischen, ringabbildenden Cherenkovdetektoren (RICH 1 und RICH 2) mit hoher Cherenkovschwelle, wodurch Signale von den in der Kollision produzierten geladenen Hadronen unterdrückt werden. Das Spektrometer ist im Akzeptanzbereich $2.1 < \eta < 2.65$ materialarm ausgelegt, um die Zahl der Konversionen von Photonen in e^+e^-–Paare sowie die Vielfachstreuung so gering wie möglich zu halten. Ein Magnetsystem zwischen den beiden RICH–Detektoren führt für die Impulsmessung der Teilchen zu einer azimutale Ablenkung. Der Feldverlauf ist in Abb. 4.1 schematisch eingezeichnet. Die von den Radiatoren emittierten Cherenkovphotonen werden in UV–Detektoren nachgewiesen, welche sich strahlaufwärts vom Target befinden, und so nicht dem Fluß der im Target produzierten Teilchen ausgesetzt sind. Die UV–Detektoren werden jeweils über ein zweidimensionales Feld aus 50000 Pads ausgelesen, was den ambiguitätsfreien Nachweis einzelner

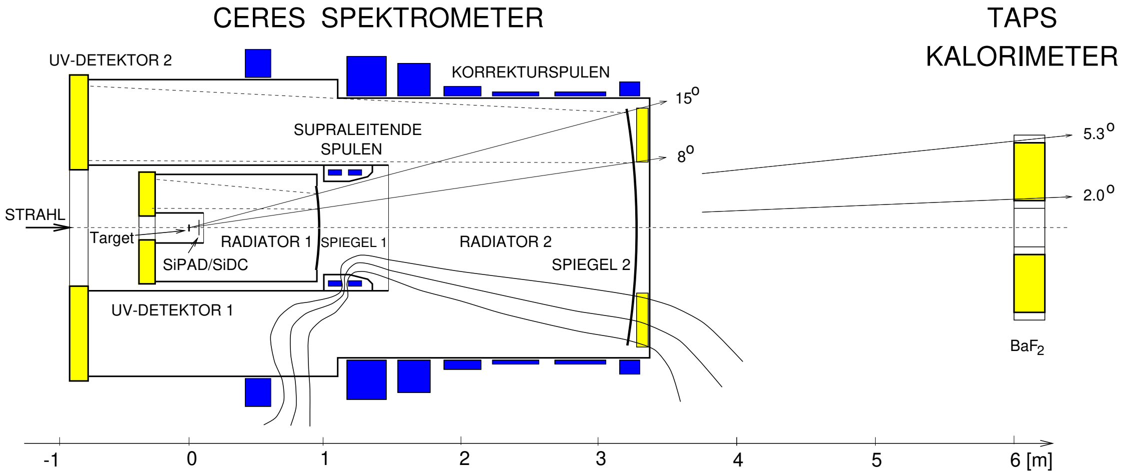


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des CERES/TAPS–Experimentes.

Photonenhits ermöglicht.

Zwischen dem Target und RICH 1 befinden sich zwei Siliziumdetektoren. Der Siliziumpadzähler mißt die Multiplizität geladener Teilchen und liefert das Wechselwirkungs–Triggersignal. Die Siliziumdriftkammer dient der Spurrekonstruktion (Vertexbestimmung), der Rejektion von e^+e^-–Paaren aus Konversionszerfällen und der Multiplizitätsmessung.

In sechs Meter Entfernung strahlabwärts befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter zum Nachweis von Photonen. Das Kalorimeter ist azimutalsymmetrisch und besteht aus 378 hexagonalen BaF_2– Kristallen, die einen Rapiditätsbereich von $3 < \eta < 4$ abdecken.

Die Datennahme 1993 erfolgte über ein dreistufiges Triggersystem. Bei der ersten Stufe handelt es sich um ein Interaktionstrigger, der feststellt, daß eine Wechselwirkung im Target stattgefunden hat. In zwei weiteren Stufen wird die Information von RICH 1 ausgewertet. Zunächst wird der Detektor mit grober Granularität auf vorhandene Signale untersucht. Im zweiten Schritt werden Ringe erkannt und offensichtliche π^0–Dalitzzerfälle verworfen.

4.1.1 RICH–Detektoren und Magnetsystem

Das von Segninot und Ypsilantis [36] vorgeschlagen Prinzip des ringabbildenden Cherenkovdetektors (**R**ing **I**maging **CH**erenkov Counter, RICH) basiert auf dem Cherenkoveffekt, wobei die einzelnen Cherenkovphotonen ortsempfindlich nachgewiesen werden. Durch geeignete Wahl der Detektorgeometrie kann der Cherenkovwinkel θ_c und damit die Geschwindigkeit β eines Teilchens gemessen werden, wenn sie die Bedingung $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} > \gamma_{th}$ erfüllen:

$$\theta_c = \arccos(\frac{1}{\beta n}) \ . \tag{4.1}$$

CERES verwendet für die beiden RICH–Detektoren mit Methan gefüllte Gasradiatoren. Dadurch ergibt sich eine Schwelle von $\gamma_{th} \simeq 32$. Elektronen führen bereits ab 100 MeV/c zu Cherenkovringen mit nahezu asymptotischen Radien, während geladene Pionen erst mit einem Impuls von 4.4 GeV/c die Cherenkovschwelle überschreiten. CERES ist somit nahezu blind für Hadronen. Das Cherenkovlicht wird über zwei sphärische Siegel mit hoher UV-Reflektivität und guter optischer Qualität in fast flache Bildebenen strahlaufwärts vom Target fokusiert. Damit geladene Teilchen beim Übergang von RICH 1 zu RICH 2 möglichst wenig durch Vielfachstreuung beeinflußt werden, muß der Spiegel in RICH 1 eine geringe Strahlungslänge aufweisen. Der Spiegel wurde deshalb aus einer 1 mm dicken Kohlefaserschale, die eine Epoxidharzschicht trägt, gefertigt. Da die Strahlungslänge des Spiegels in RICH 2 keine Rolle spielt, konnte hierfür 6 mm dickes Glas verwendet werden.

Die UV–Detektoren sind durch UV–transparente Quarz– (RICH 2) bzw. CaF_2–Fenster (RICH 1) von den Radiatoren getrennt und dienen dem Nachweis der im Radiator erzeugten Cherenkovphotonen. Cherenkovphotonen werden in den Detektoren in Photoelektronen konvertiert. Als Photoionisationsmedium enthalten die UV–Detektoren TMAE[1]–Dampf, einem Material mit besonders niedrigem Ionisationspotential von 5.4 eV. In der 15 mm langen Konversionszone wird eine Konversionswahrscheinlichkeit von 92 % erreicht. Das Photoelektronen–Signal wird in drei Stufen verstärkt. Bei den beiden ersten Verstärkerstufen handelt es sich um Parallelplatten, die dritte Stufe ist als Vieldrahtebene konstruiert. Die Verstärkerstufen werden mit einer Mischung von 94 % Helium und 6 % Methan bei atmosphärischem Druck betrieben. Die unter Strahlbedingung erreichbare Verstärkung beträgt etwa $5 \cdot 10^5$. Die um die Drähte der letzten Verstärkerstufe entstehende Ionenwolke induziert auf einer Padelektrode[2] Ladungssignale. Die Padelektrode besteht aus 53800 (RICH 1) bzw. 48400 (RICH 2) schachbrettartig angeordneten, 2.7×2.7 mm^2 (RICH 1) bzw. 7.6×7.6 mm^2 (RICH 2) großen Metallpads.

Beim Passieren des Magnetfeldes zwischen den beiden Radiatoren erfahren die Teilchen eine azimutale Ablenkung $\Delta\Phi$, aus der über die Beziehung

$$p = \frac{120}{\Delta\Phi} \text{ mrad GeV/c} \tag{4.2}$$

der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt wird. Das Magnetfeld wird durch zwei supraleitende Spulen zwischen den Radiatoren und einer Reihe normalleitender Spulen außerhalb von RICH 2 erzeugt. Die supraleitenden Spulen dienen

[1]Tetrakis–di–Methyl–Amino–Ethylen

[2]pad: Plättchen (engl.)

im wesentlichen dazu, das Ablenkfeld auf den Raum zwischen den Radiatoren zu begrenzen. Durch geeignete Wahl von gegenläufigen Strömen im supraleitenden Spulenpaar, sowie Position und Stromstärke der normalleitenden Spulen, bleibt RICH 1 nahezu feldfrei, während in RICH 2 die Feldlinien parallel zur Flugbahn der Teilchen verlaufen. Die Feldfreiheit in RICH 1 erlaubt die spätere Erkennung der Hauptuntergrundquelle, e^+e^-–Paare aus Photonkonversionen, aufgrund ihrer kleinen Öffnungswinkel. Durch die parallel zu den Teilchentrajektorien verlaufenden Feldlinien im Radiator von RICH 2 erhält man auch in diesem Detektor ein ungestörtes Ringmuster. Tatsächlich kreuzen azimutal abgelenkte Teilchen die Feldlinien im Radiator von RICH 2 und werden dadurch um den Winkel

$$\Delta\theta = 55.6\ (\Delta\Phi)^2\ \frac{\mathrm{mrad}}{\mathrm{rad}^2} \tag{4.3}$$

in Richtung Strahlachse abgelenkt. Diese Ablenkung ist für den untersuchten Impulsbereich sehr gering und wird bei der Analyse berücksichtigt.

4.1.2 Der Targetbereich

Für die 450 GeV Proton–Beryllium–Messung wurde ein 30 mm langes Beryllium–Draht–Target mit einem Durchmesser von 1.2 mm verwendet. Das entspricht einer Wechselwirkungslänge von 7.4 % und einer Strahlungslänge von 0.8 %. Die Targetgeometrie ist so gewählt, daß die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen in der Detektorakzeptanz minimiert ist, gleichzeitig aber eine genügend hohe Wechselwirkungsrate mit dem Strahl erreicht wird.

In 9.3 cm Entfernung hinter dem Target befindet sich der Siliziumpaddetektor. Der Detektor ist radial in 8 Ringe gleicher Pseudorapiditäts–Akzeptanz und azimutal in 8 Segmente unterteilt und deckt für die Mitte des Targets einen Rapiditätsbereich von $1.8 < \eta < 3.8$ ab. Die 64 Pads werden einzeln über ladungsempfindliche Vorverstärker ausgelesen und einer Summierelektronik zugeführt. Diese leitet innerhalb von 250 ns nach der Kollision aus der Zahl der getroffenen Pads das Wechselwirkungs–Triggersignal ab. Die Pulshöhe jedes einzelnen Pads wird in einem FADC digitalisiert und ausgelesen, wodurch die Multiplizität jedes Ereignisses bei der Analyse bestimmt werden kann.

CERES war das erste Experiment, das eine Silizium–Driftkammer (SIDC) [37, 38, 39] benutzt hat. Die Silizium–Driftkammer erlaubt die eindeutige Positionsmessung aller geladener Teilchen mit hoher Ortsauflösung und die Bestimmung ihres Energieverlustes. Die Siliziumdriftkammer befindet sich 7.8 cm hinter dem Target. Der Detektor besteht aus einer 280 μm dicken Siliziumscheibe (Wafer) mit einem Durchmesser von 7.6 cm. In der Mitte des Wafers befindet sich ein Loch von 6.4 mm Durchmesser für den ungehinderten Strahldurchgang. Der aktive Bereich des Detektors erstreckt sich radial von 4.5 mm bis 32.0 mm bei voller azimutaler Akzeptanz, und stellt somit für den gesamten Targetbereich einen kompletten Überlapp mit der Rapiditätsakzeptanz des Spektrometers sicher.

Geladene Teilchen setzen beim Durchgang durch das depletierte Silizium Elektronen frei. Diese driften aufgrund eines von außen, angelegten elektrischen Feldes zum äußeren Rand des Wafers. Die maximale Driftzeit beträgt ca. 4.2 μs bei einem Driftfeld von 500 V/cm. Am äußeren Rand des Wafers befinden sich 360 Anoden im Abstand von 560 μm, die die ankommenden Elektronen als Ladungssignale nachweisen (siehe Abb. 4.2). Die Anodensignale werden von ladungsempfindli-

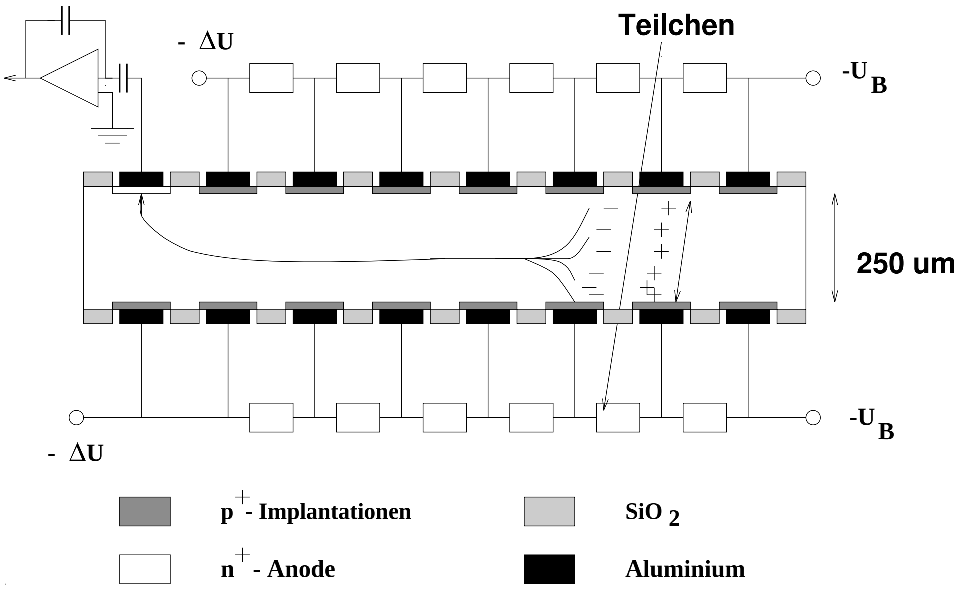


Abbildung 4.2: Funktionsprinzip der Siliziumdriftkammer. Die freigesetzten Elektronen werden in der Detektormitte gesammelt und driften aufgrund des durch die angelegte Spannung U_B erzeugten Driftfeldes zur Anode.

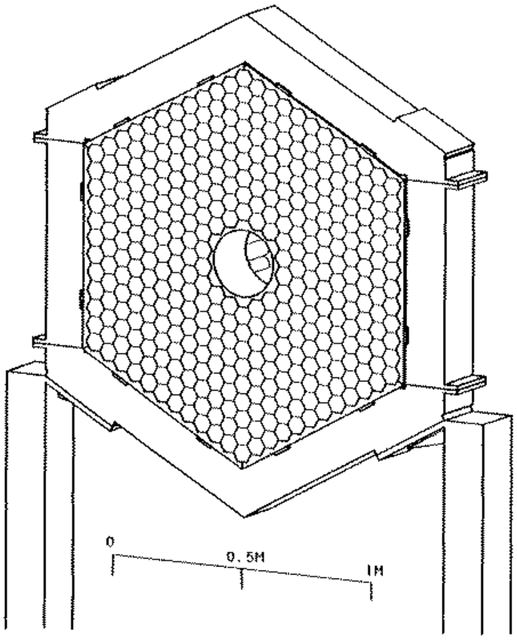
chen Hybrid–Vorverstärkern ausgelesen, von Pulsformern (Shaper) in annähernd gaußförmige Pulse umgewandelt und nochmals verstärkt. Die Pulse werden anschließend von FADC's (Flash–Analog–Digital–Converter) mit einer Taktrate von 50 MHz digitalisiert. Die radiale Position des Teilchendurchganges bestimmt sich aus der Driftzeit. Aus der Anodenposition bzw. dem Schwerpunkt benachbarter Anoden ergibt sich die azimutale Position.

In der Strahlzeit 1993 waren ca. 10% aller Anoden defekt, was die Effizienz von vornherein auf 90 % begrenzte. Ein weiterer Effizienzverlust ergibt sich aufgrund einer hohen analogen Schwelle, die gesetzt werden mußte, um Störsignale der Ausleseelektronik des UV 1–Detektors zu unterdrücken. Die mittlere Pulshöhe ist bei kleinen Radien deutlich geringer als am Außenrand des Detektors (ballistisches

Defizit). Durch die hohe Schwelle sinkt dadurch die Effizienz für $r < 15$ mm auf unter 75%. Die mittlere Effizienz über den gesamten Detektorbereich lag 1993 bei ca. 80% [4].

4.1.3 Das TAPS–Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter zum Nachweis von Photonen wurde ursprünglich als eigenständiges Experiment für Schwerionen mittlerer Energie (GANIL) und relativistischer Energie (GSI/SIS) konzipiert. Das Detektorsystem befindet sich bei $z = 600$ cm hinter dem CERES–Spektrometer. Das Kalorimeter besteht aus einem hexagonalen Feld von 378 sechseckigen BaF_2–Kristallen und deckt bei voller azimutaler Akzeptanz einen Rapiditätsbereich von $3 < \eta < 4$ ab. Die sechseckigen Detektormodule eignen sich ideal zum lückenlosen und nahezu azimutalsymmetrischen Aufbau. Ein Kristall ist 59 mm breit und 250 mm lang. Die Kristalle sind mit einer Umhüllung aus Teflon–Band, Aluminiumfolie und Schrumpfschlauch versehen. Dadurch ergibt sich eine endgültige Modulbreite von 60 mm. Jeder Kristall wird von einem Photomultiplier ausgelesen. Abbildung 4.3 zeigt das TAPS–Kalorimeter zusammen mit einem einzelnen Kristall.



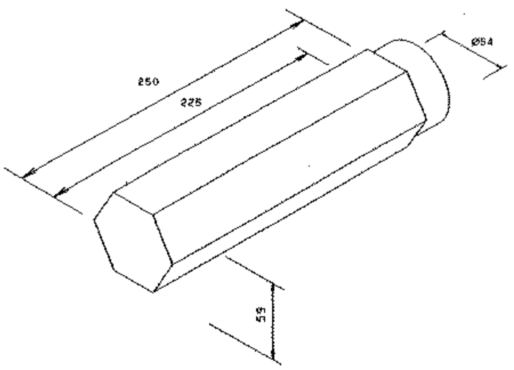


Abbildung 4.3: Das TAPS–Kalorimeter (links), aufgebaut aus 378 hexagonalen BaF_2–Kristallen. Das rechte Bild zeigt einen einzelnen BaF_2–Kristall.

Am Ort des Kalorimeters beträgt das Streufeld der CERES–Magnetspulen noch ca. 40 Gauß. Bei dieser Feldstärke würde die Pulshöhe der hier verwendeten

Dichte (g/cm^3)	Abklingzeit (ns)	λ_{max}(Emission) (nm)	Strahlungslänge X_0 (cm)	$(dE/dx)_{min}$ (MeV/cm)
4.9	620 0.6	310 225	2.1	6

Tabelle 4.1: Eigenschaften von BaF_2.

Photomultiplier um den Faktor 4 zurückgehen. Zur Kompensation der axialen Restfeld–Komponente wurde um das Kalorimeter ein Helmholtz–Spulenpaar installiert.

Die Detektoreichung erfolgte während der Inbetriebnahme durch minimalionisierende geladene Teilchen. Um eine hinreichend genaue Energieeichung bis zu hohen Impulsen zu gewährleisten, wurden am Ende der Meßperiode Daten mit einem weit aufgefächerten 10 GeV Elektronenstrahl aufgezeichnet. Begrenzt durch die zur Verfügung stehende Strahlinstrumentierung konnte nur der innere Teil des Kalorimeters ausgeleutet werden (siehe Kap. 5).

Detektormodule

Ein 25 cm langer BaF_2–Kristall entspricht ca. 12 Strahlungslängen, die Breite von 59 mm entspricht 1.8 Molière–Radien. In einem Zylinder mit einem Durchmesser von 6 Molière–Radien sind 99% der Energie eines elektromagnetischen Schauers enthalten. Ein Photonschauer dehnt sich in transversaler Richtung im Mittel über drei Kristalle aus. Die Kristallänge von 12 Strahlungslängen ist für die Messung von hochenergetischen Photonen (einige GeV) gerade noch ausreichend und limitiert die Auflösung bei hohen Energien durch Fluktuationen der longitudinalen Schauerverluste auf ca. 5%. In Tabelle 4.1 sind die Eigenschaften von BaF_2 aufgelistet. BaF_2 besitzt eine schnelle und eine langsame Abklingzeit des Szintillationslichtes. Durch Vergleich dieser schnellen und langsamen Komponente kann zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterschieden werden (Pulsformanalyse) [40]. Hochenergetische Teilchen lassen sich jedoch durch die Pulsformanalyse nur unzureichend trennen, sie kann deshalb bei der Analyse nicht benutzt werden.

Detektorauslese

Jedes Photomultipliersignal wird mit Hilfe eines QDC's (Analog–Digital–Wandler für Ladungssignale) aufintegriert und anschließend mit 12 Bit Auflösung digitalisiert. Der QDC wurde speziell für den Einsatz von BaF_2–Detektoren entwickelt. Er besitzt für jeden Analogeingang zwei Gate–Eingänge und integriert die Photomultipliersignale getrennt über beide Gates. Dies erlaubt die separate Messung der schnellen und langsamen Komponente des BaF_2–Kristalles. Die beiden Gate–Signale für den QDC werden von einem speziell entworfenen Gate–Generator RDV (Retard–Durée–Variable) geliefert. Der RDV erzeugt aus einem Eingangssignal 2 Gate–Signale (long Gate und short Gate), die in Breite und Verzögerung einzeln programmierbar sind. Mit einem TDC (Time–Digital–Converter) wird die Zeit zwischen Targetinteraktion und dem Feuern einzelner Kristalle gemessen. Diese Zeitinformation dient der Flugzeitmessung, und erlaubt die Unterdrückung von Signalen, die nicht vom Target direkt herrühren, sondern durch Sekundärprozesse entstanden sind. Mit Hilfe der Flugzeitmessung kann man zwischen Photonen und Hadronen aufgrund ihrer verschiedenen Geschwindigkeit unterscheiden. Für hochenergetische Teilchen, wie sie hier auftreten, ist diese Methode jedoch nicht anwendbar, da die Geschwindigkeiten quasi identisch sind.

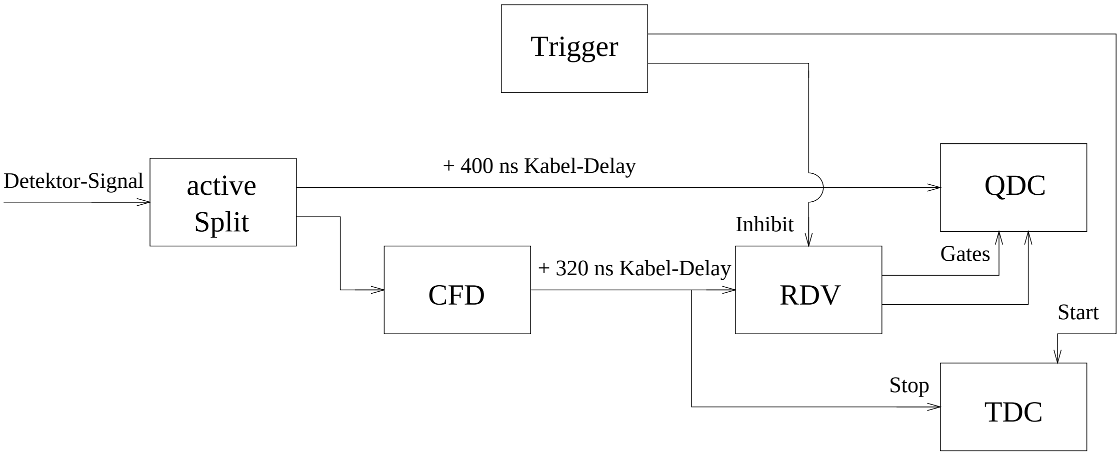


Abbildung 4.4: Vereinfachtes Blockschaltbild für die TAPS–Detektorauslese.

Abbildung 4.4 zeigt die vereinfachte Darstellung der Elektronik für die Detektorauslese. Die Detektorsignale werden zunächst über einen aktiven Split auf mehrere Ausgänge verteilt. Ein Ausgangssignal wird auf den QDC gegeben, ein weiteres dient als Eingangssignal für den RDV und als Stop–Signal für den TDC. Der CFD (Constant–Fraction–Discriminator) erzeugt zu einem Eingangssignal, das über einem bestimmten Schwellenwert liegt, einen definierten Ausgangspuls, dessen Zeitverhalten nicht von der Höhe des Eingangsignales abhängt. Der Wechselwirkungs–Trigger von CERES liefert das Start–Signal für den TDC und ein Inhibit–Signal für den RDV. Das Inhibit–Signal erlaubt dem RDV für eine kurze Zeit, aus den Signalen des CFD Gates für den QDC zu generieren.

4.1.4 Das Triggersystem

Die Produktionsrate von e^+e^-–Paaren aus hadronischen Quellen beträgt nur etwa 10^{-5} pro Ereignis. Die Suche nach solchen seltenen Signalen erfordert eine möglichst schnelle Vorauswahl von Ereignissen, um die Totzeit des Detektorsystems zu begrenzen. Im CERES–Experiment wird dazu ein dreistufiges Triggersystem verwendet. Der Trigger erster Stufe stellt fest, daß eine Wechselwirkung im Target stattgefunden hat. Dazu dient die Information der vom Siliziumpadzähler abgeleiteten geladenen Multiplizität.

Das CERES–Experiment sucht nach sehr seltenen Ereignissen mit zwei distanten, asymptotischen Cherenkovringen in RICH 1. In zwei weiteren Stufen wird deshalb untersucht, ob das Ereignis ein Elektronenpaar enthält. Die Selektion solcher Ereignisse erfordert eine schnelle Bildverarbeitung zur Ringerkennung in RICH 1. Zur Mustererkennung werden zwei aufeinanderfolgende Triggerstufen verwendet, der schnellere Vortrigger, der im folgenden als Intermediate–Level–Trigger (ILT) bezeichnet wird und der Second–Level–Trigger (SLT). Eine genaue Beschreibung dieser Triggerstufen findet sich in [23]. Der ILT–Prozessor untersucht das Detektorbild mit einer groben Granularität von 32×32 Pixeln nach Ringmustern. Die Triggerentscheidung liegt innerhalb von 35 μs vor. Eine negative Entscheidung im ILT führt zu einem sofortigen Abbruch der Auslese. Der wesentlich komplexere SLT untersucht die vom ILT angebotenen Ereignisse mit einer Granularität 144×144 Pixeln mit Hilfe einer Punkt–zu–Ring–Transformation[3] nach offenen Paaren (> 35 mrad) von Ringen mit asymptotischem Radius. Dabei werden Untergrundereignisse aus Paaren von Konversionen und π^0–Dalitzzerfällen aufgrund ihrer kleinen Öffnungswinkel, sowie aus Pionenringen mit nichtasymtotischen Radien unterdrückt. Der SLT ist mit einer Verarbeitungszeit von 150 μs deutlich langsamer als der ILT, besitzt jedoch aufgrund des komplexeren Triggeralgorithmus eine deutlich größere Reduktion von Untergrundereignissen.

4.2 Datennahme

Das CERN SPS beschleunigt Protonen in Zyklen von 14 s auf 450 GeV und hält diese Energie 2 s lang konstant. Die Protonen werden während diesen 2 s (Burst) aus dem Ring extrahiert und den einzelnen Experimenten zugeführt. CERES verwendete zur Datennahme im Mittel $4.3 \cdot 10^6$ Teilchen pro Burst. Die Wechselwirkungsrate mit dem Beryllium–Drahttarget beträgt ca. $0.75 \cdot 10^5$/s.

Zu Beginn der Strahlzeit erfolgte eine inklusive Photonen–Messung alleine mit dem TAPS–Kalorimeter. Dafür reichte eine dreitägige Datennahme für eine Messung mit hoher Statistik wegen der geringen Totzeit der Detektorauslese aus. Im Anschluß daran folgte eine ca. vier Monate dauernde Koinzidenzmessung von Elekronenpaaren und Photonen. Für die inklusive Photon–Messung wurde die Schwelle

[3]Ein ähnliches Verfahren wird in der späteren Ringrekonstruktion verwendet und in Abschnitt 5.1 beschrieben.

des Multiplizitätstriggers auf $N_{ch} \geq 2$ gesetzt. Um in etwa die gleiche Triggerbedingung für die Koinzidenzmessung zu erreichen, wurde die Multiplizitätsschwelle auf $N_{ch} \geq 4$ gesetzt, da das Elektronenpaar ebenfalls im Siliziumpadzähler detektiert wird und somit die tatsächliche *hadronische* Multiplizität um maximal 2 reduziert ist, falls das Elektronenpaar zu zwei getrennten Hits im Siliziumpadzähler führt. Das Triggern auf ein Elektronenpaar führt außerdem zu einer Erhöhung der hadronischen Multiplizität, da die Wahrscheinlichkeit für ein Elektronenpaar propotional zur hadronischen Multiplizität ist. Im Vergleich zur inklusiven Photonen–Messung führt die in der Koinzidenzmessung gesetzte Triggerbedingung $N_{ch} \geq 4$ deshalb zu einer höheren mittleren Multiplizität geladener Hadronen.

Die Zahl der aufgenommenen Ereignisse beträgt $3.9 \cdot 10^7$ für die inklusive Photon–Messung und $2 \cdot 10^6$ für Koinzidenzmessung. Für die SLT–getriggerten Koinzidenzdaten ergibt sich für das gesamte Triggersystem ein Anreicherungsfaktor von ca. 160. Das daraus abgeleitete Minimum–Bias–Äquivalent beträgt $2 \cdot 10^7$ Ereignisse.

Kapitel 5

Datenanalyse

5.1 Rekonstruktion von e^+e^--Paaren

Der Rekonstruktion von e^+e^--Paaren erfolgt ausschließlich über die RICH-Informationen, da die RICH-Detektoren nicht in Verbindung mit einem unabhängigen Spur–Detektor arbeiten. Zunächst wird in den Daten von RICH 1 und RICH 2 unabhängig voneinander nach Cherenkovringen gesucht. Für jeden gefundenen Ringkandidaten wird durch ein Fitverfahren die genaue Position des Ringzentrums bestimmt. Die zufällig zu einem Ring kombinierten Muster werden durch Anwendung von Qualitätsschnitten größtenteils verworfen. Alle verbleibenden Ringe werden anschließend zu Spuren verbunden, wobei die Position der Ringzentren in RICH 1 den Polar– und den Azimutwinkel der Teilchen festlegt, und die Differenz im Azimutwinkel zwischen RICH 1 und RICH 2 den Impuls und das Ladungsvorzeichen bestimmt. Nach der Spurrekonstruktion erfolgt die Kombination der Spuren zu Paaren. Der durch nicht vollständig rekonstruierte Konversions– und π^0–Dalitzzerfälle hervorgerufene Untergrund wird anschließend durch geeignete Rejektionsschnitte unterdrückt.

Der verbleibende kombinatorische Untergrund wird durch die Messung von Paaren mit gleichen Ladungsvorzeichen (e^+e^+ und e^-e^-) bestimmt und von den e^+e^-–Paaren abgezogen, um ein untergrundfreies Signal zu erreichen. Da der kombinatorische Untergrund unabhängig vom Ladungsvorzeichen ist und es keine Asymmetrien bezüglich des Ladungsvorzeichens bei den Untergrundquellen gibt, läßt sich der Untergrund mit dieser Methode gut beschreiben. Kleine asymmetrische Beiträge durch die Produktion von Comptonelektronen oder aus K_{e3}–Zerfällen sind dabei wegen ihrer geringen Produktionsrate vernachlässigbar. Das Analyseverfahren für die CERES RICH–Detektoren wurde bereits ausführlich in vorangehenden Arbeiten beschrieben [31, 23]. Im folgenden werden für das weitere Verständnis die wesentlichen Zusammenhänge nocheinmal diskutiert.

5.1.1 Elektron–Erkennung

Zunächst werden die Daten von RICH 1 und RICH 2 von Signalen, die nicht von UV–Photonen stammen, befreit. Solche Signale sind meistens auf Rauschen der Padauslese, oder auf geladene Teilchen, die den UV–Detektor passieren, zurückzuführen.

(a) Asymptotischer Ring (b) Houghtransformierte

Abbildung 5.1: Beispiel eines asymptotischen Ringes (a) und seiner Houghtransformierten (b) im gleichen Maßstab. Im ursprünglichen Ringmittelpunkt hat sich ein deutliches Maximum ausgebildet.

Im nächsten Schritt werden Ringkandidaten gesucht. Dazu wird eine Punkt–zu–Ring Transformation (Hough–Transformation) durchgeführt, bei der um jedes getroffene Pad ein Kreis mit asymptotischem Radius R_c gelegt wird, und die so erzeugten Kreise aufaddiert werden. Kreise um Punkte, die auf einem Ring liegen, treffen sich in dessen Mittelpunkt (siehe Abb. 5.1). Die Kandidatensuche basiert ausschließlich auf der Einzel–Padinformation. Für den eigentlichen Ringfit werden nun Photonenhits in einem 3×3 Pads großen Feld durch Schwerpunktsbildung rekonstruiert. Der endgültige Radius und Ringmittelpunkt wird durch einen χ^2-Fit bestimmt. Abb. 5.2 zeigt ein e^+e^-–Paar in einem p–Be Ereignis in RICH 1 und RICH 2. Die Struktur der Photonenhits und der Ringe ist deutlich zu erkennen, während das verbleibende Ereignis nahezu untergrundfrei ist.

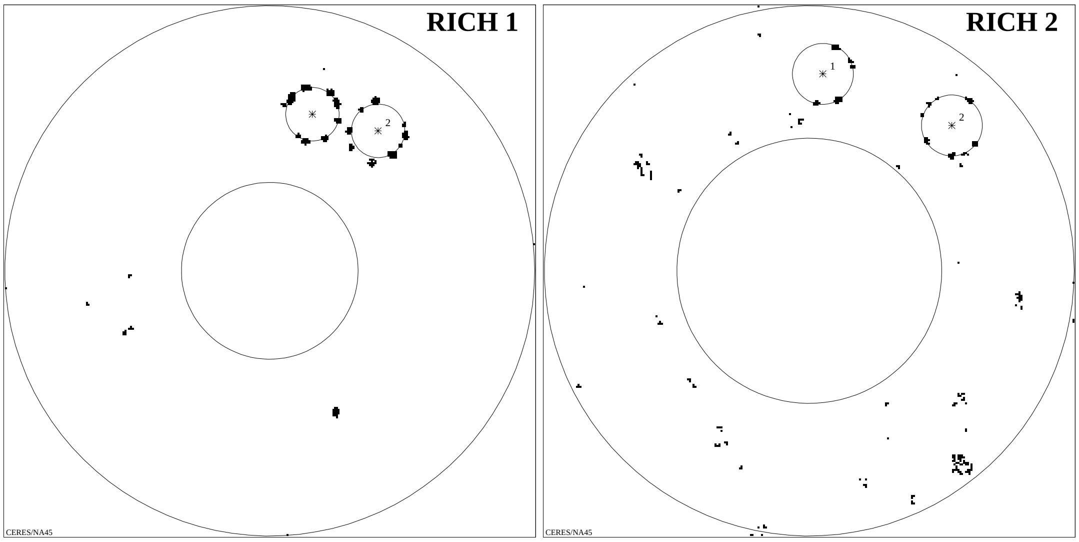


Abbildung 5.2: Typisches p–Be Ereignis in RICH 1 und RICH 2.

5.1.2 Spur– und Paar–Rekonstruktion

Nachdem die Ringmittelpunkte in den beiden RICH-Detektoren bestimmt wurden, erfolgt die Kombination zu Spuren. Der zu einem Ring in RICH 1 gehörende Ring in RICH 2 hat aufgrund der Geometrie des Magnetfeldes den gleichen Polarwinkel θ.

Abbildung 5.3 zeigt die Korrelationen zwischen θ und Φ von Spuren. Durch Vielfachstreuung der Teilchen zwischen den beiden RICH-Detektoren und durch die endliche Ringauflösung ist diese Übereinstimmung im Polarwinkel begrenzt. Dadurch ergibt sich ein zu einem Band aufgeweitetes Suchgebiet in RICH 2. Bei kleinen Impulsen p macht sich außerdem die Ablenkung 2. Ordnung bemerkbar. Die Teilchen erfahren eine Ablenkung zur Strahlachse, das Suchgebiet wird dadurch weiter nach innen zum Strahl hin ausgedehnt. Ein Transversalimpulsschnitt $p_\perp \geq 50$ MeV/c auf begrenzt das Suchgebiet im Azimutalwinkelbereich Φ. Dadurch ergibt sich insgesamt ein schmetterlingsförmiges Suchgebiet in RICH 2.

Die Zuordnung eines Ringes in RICH 1 zu einem Ring in RICH 2 erfolgt nach bester Übereinstimmung im Polarwinkel θ. Der Drehsinn der Ablenkung in Φ legt das Ladungsvorzeichen des Teilchens fest. Photokonversionen und etwa 50% aller π^0-Dalitzzerfälle führen aufgrund ihres kleinen Öffnungswinkels zu nicht trennbaren Doppelringen in RICH 1. Ein Ring in RICH 1 kann deshalb mit zwei Ringen aus RICH 2 kombiniert werden. Solche Zuordnungen werden als V-Spuren bezeichnet.

Abbildung 5.4a zeigt die azimutale Auflösung der Spurrekonstruktion σ_θ in Abhängigkeit des Impulses p der Teilchen. Die Auflösung wird durch die Ringzentrumsauflösung und Vielfachstreuung im Material zwischen den RICH-Detektoren

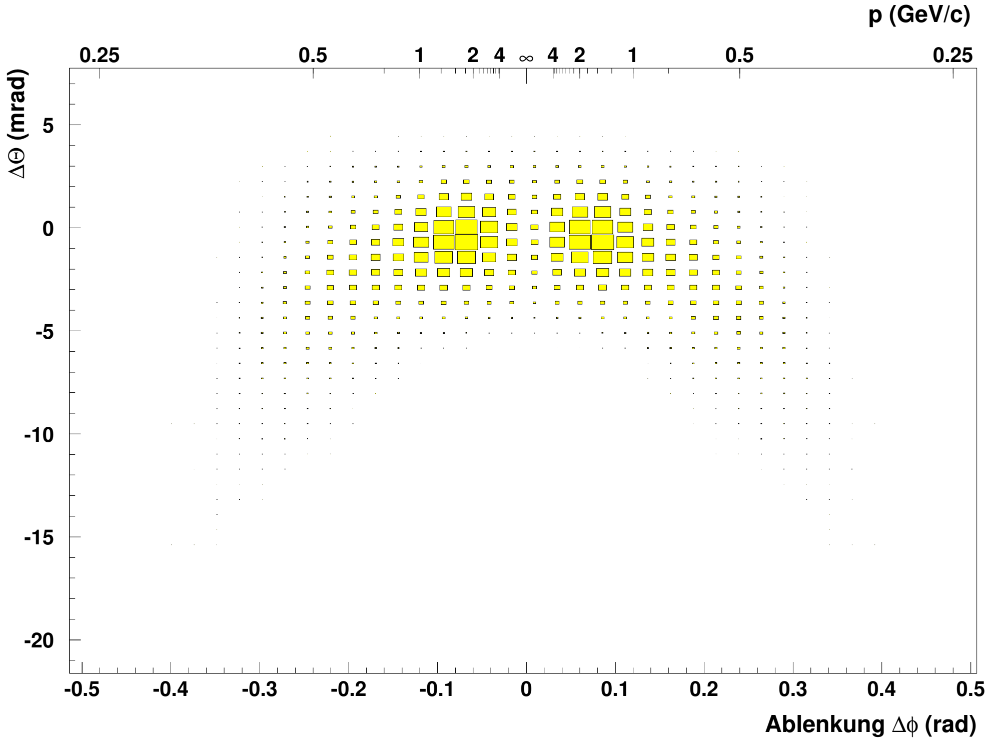


Abbildung 5.3: Korrelation zwischen den Ablenkungen $\Delta\theta$ und $\Delta\Phi$ von Spuren.

bestimmt. Die Auflösung geht für hohe Impulse gegen den Wert $\sigma_\theta = 1.2$ mrad. Für die Impulsauflösung erhält man

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_\Phi}{\Phi} = \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{\sigma_\theta}{\sin\theta} \quad . \tag{5.1}$$

Für hohe Impulse ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_p/p = 5.3\%$. Die gestrichelten Linien in Abb. 5.4a geben den Verlauf für die erwartete Auflösung σ_θ der Detektoren an. Die Impulsauflösung kann in eine Massenauflösung umgerechnet werden, wobei der Zusammenhang zwischen Transversalimpuls und Masse über die sog. $m_\perp$–Skalierung durchgeführt wird. Der Verlauf der Massenauflösung ist in Abb. 5.4b gezeigt, die durchgezogene Linie entspicht dem gemessenen und die gestrichelte Linie dem erwarteten Verlauf. Die Auflösung, die sich aus der gemessenen Breite des ρ/ω–Signals (siehe Abb. 5.5) ergibt, ist als Punkt ebenfalls miteingezeichnet und stimmt gut mit der Extrapolation der gemessenen Spurqualität σ_θ überein.

Alle gefundenen Spuren in den RICH-Detektoren werden zu Paaranalyse verwendet. Eine Sonderklasse stellen die V–Spuren dar, die meistens aus einem Konversionsereignis stammen. Der erste Schritt besteht darin, diese zu erkennen. Sie werden zur weiteren Kombinatorik nicht verwendet. Als nächstes werden Paare mit einem Öffnungswinkel $\Theta < 65$ mrad rekonstruiert, bei diesen Paaren handelt

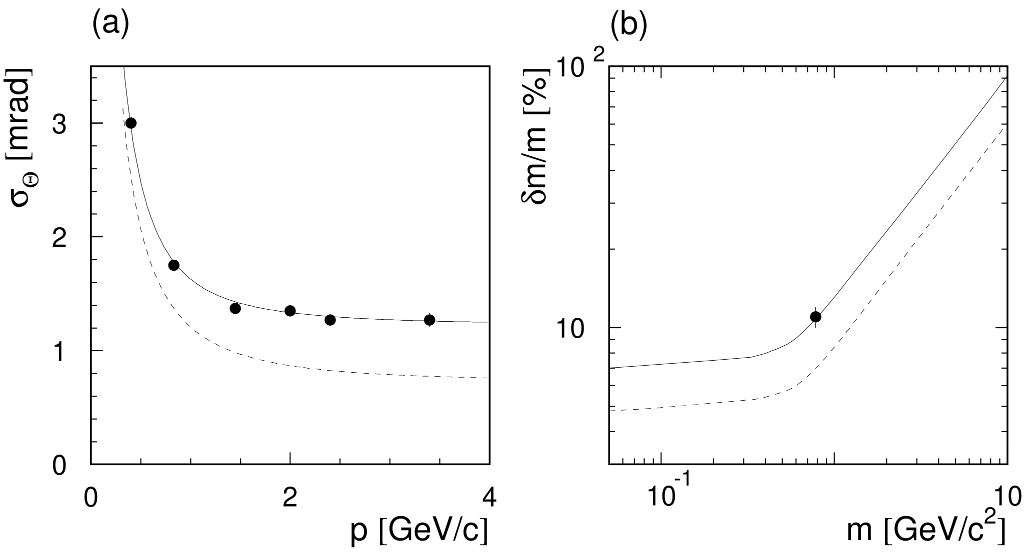


Abbildung 5.4: Ringauflösung in θ (a) und relative Massenauflösung (b). Die durchgezogene Linie entspricht dem gemessenen, die gestrichelte dem erwarteten Verlauf.

es sich vorwiegend um Dalitzzerfälle. Die zu diesen Paaren gehörenden Spuren werden ebenfalls nicht zur weiteren Kombinatorik verwendet. Alle übrigen Spuren werden zu Paaren kombiniert. Für die Messung des kombinatorischen Untergrundes werden alle Paare, bis auf die V–Spuren, mit gleich geladenen Spuren zugelassen.

5.1.3 Untergrundrejektion

Die meisten Paare bestehen an dieser Stelle der Analyse aus Kombinationen von Spuren aus Konversionsereignissen bzw. π^0-Dalitzzerfällen, bei denen nur eine Spur in den RICH-Detektoren nachgewiesen wurde. Die fehlenden Spuren liegen entweder außerhalb der RICH-Akzeptanzen oder hatten einen so niedrigen Impuls, daß entweder aufgrund der Vielfachstreuung kein Ring in RICH 1 rekonstruiert werden konnte, oder durch den $p_\perp$-Schnitt kein Ring in RICH 2 zugeordnet wurde. Ein Teil der Spuren besteht auch aus hochenergetischen Pionen, die fälschlicherweise als Elektronen identifiziert wurden. Zentrale Aufgabe ist nun, soweit wie möglich Untergrundpaare zu erkennen und zu verwerfen. Dafür haben sich drei Schritte als geeignet herausgestellt.

Pion–Rejektion

Um hochenergetische Pionen, die fälschlicherweise als Elektronen identifiziert wurden, zu verwerfen, wird verlangt, daß der Ringradius nur maximal 5% vom Sollradius abweicht. Hochenergetische Pionen mit asymptotischem Ringradius werden zusätzlich durch einen Impulsschnitt von $p < 7$ GeV/c auf alle Spuren unterdrückt.

Veto durch benachbarte Ringe

Nicht vollständig rekonstruierte enge Paare (meist π^0–Dalitzzerfälle) können durch einen Schnitt auf den Abstand einer Spur zum nächsten Ring in RICH 1, der selbst nicht Bestandteil einer Spur ist, erkannt und rejeziert werden. Als Vetoregion wurde ein Winkelabstand zwischen Spur und Ring von $\Theta < 45$ mrad gewählt.

Rejektion von Konversionen mit den RICH–Detektoren

Konversionen führen häufig aufgrund ihrer kleinen mittleren Öffnungswinkels zu nicht aufgelösten Ringen in RICH 1. Etwa 10–20% aller Konversionen wird als V-Spur identifiziert und verworfen. Fehlt jedoch eine der beiden Spuren, gibt es noch die Möglichkeit, Konversionen über eine Doppelringerkennung in RICH 1 zu identifizieren. Nichtgetrennte Doppelringe können aufgrund der hohen Zahl von UV-Photonen erkannt werden. Da eng benachbarte UV-Photonenhits häufig nicht getrennt vorliegen (Pileup), können die Doppelringe über die Ringamplitude besser erkannt werden. Die Ringamplitude erhält man durch Summation der Amplituden aller Pads entlang des gesamten Ringumfangs. Der Rejektionsschnittpunkt wurde bei 90 % Signaleffizienz festgelegt. Die erreichte Rejektion der Doppelringe beträgt ca. 45 %.

Rejektion von Konversionen mit der SIDC

Etwa 30% aller Konversionen finden erst nach der Silizium–Driftkammer statt. Durch die Forderung der Übereinstimmung einer Spur mit einem Treffer in der Silizium–Driftkammer werden solche Konversionen entfernt. Konversionsereignisse vor der SIDC führen zu nichtgetrennten Elektron–Positron–Spuren und können über den doppelten Energieverlust in der SIDC erkannt und entfernt werden. Mit Hilfe der Silizium–Driftkammer erreicht man zwar eine Verbesserung des Signal–zu–Untergrundverhältnis, verliert aber wegen der Ineffizienz der Silizium–Driftkammer deutlich an Signaleffizienz. Auf den Einsatz der Silizium–Driftkammer wird bei der weiteren Diskussion der Paarspektren daher verzichtet.

In Tab. 5.1 ist die Zahl der Paare mit $m_{e^+e^-} > 200$ MeV/c^2 und $p_\perp > 50$ MeV/c, sowie das Signal–zu–Untergrundverhältnis nach jedem Rejektionsschnitt angegeben. Der statistische Fehler ergibt sich dabei zusammen aus den Fehlern der Untergrundmessung ($N_{++} + N_{--}$) und der Zahl an e^+e^-–Paaren (N_{+-}). Als Maß für die Verbesserung des Signal–zu–Untergrundverhältnisses unter gleichzeitiger Berücksichtigung des Signalverlustes enthält Tab. 5.1 die effektive Zahl von Signalpaaren nach jedem Rejektionsschnitt. Die effektive Zahl von Signalpaaren ist die Zahl von Paaren, die einer Messung ohne kombinatorischen Untergrund, aber mit gleichem statistischen Fehler, entspricht.

$$S_{eff} = \frac{S}{1 + \frac{2 \cdot B}{S}} \tag{5.2}$$

Man erkennt, daß das effektive Signal für jeden Rejektionsschnitt zunimmt.

	Signal	S/B	eff. Signal
Eingangs–Datensatz	7975	1/10.1	380
Pion-Rejektion	6614	1/5.8	525
Veto durch benachbarte Ringe	6000	1/3.3	790
Rejektion von Konversionen	5068	1/2.0	1002

Tabelle 5.1: Elektron–Positron–Paare für $m_{e^+e^-} > 200$ MeV/c^2 und $p_\perp > 50$ MeV/c.

Abbildung 5.5 zeigt die resultierenden Paarspektren zusammen mit nichtsubtrahierten N_{+-}– und ($N_{++} + N_{--}$)–Verteilungen für einen $p_\perp$-Schnitt > 50 MeV/c vor (a) und nach (b) der Untergrundrejektion. Die gezeigten Daten wurden mit einem Schnitt auf den Öffnungswinkel von >35 mrad, wie er bereits im Trigger (SLT) verlangt wurde, versehen. Damit werden nachträglich alle Paare mit kleineren Öffnungswinkeln, die neben den geöffneten Paaren in den SLT–getriggerten Daten vorliegen können, verworfen. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis beträgt in Abb. 5.5a ca. 1/10, in Abb. 5.5b 1/2.

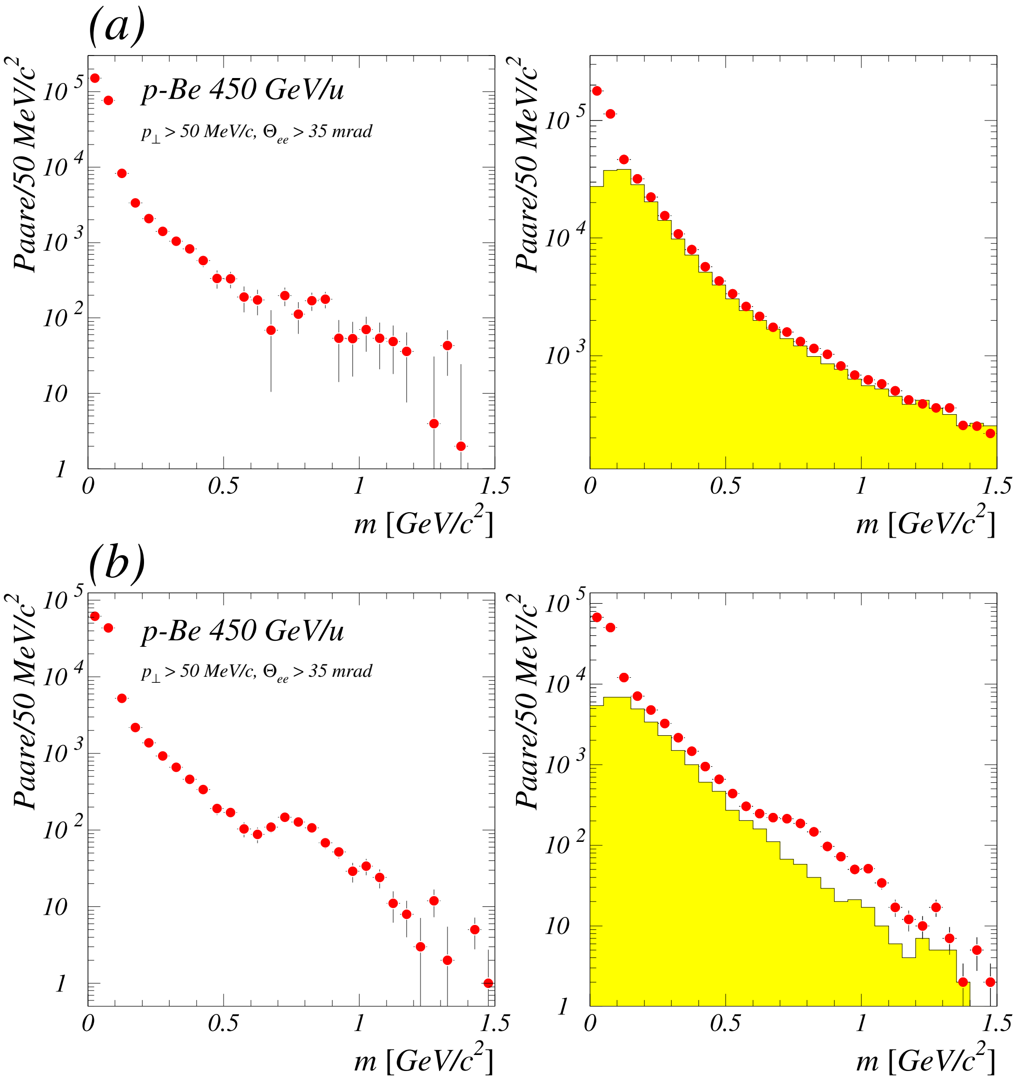


Abbildung 5.5: Paarspektren vor (a) und nach (b) der Rejektion für $p_\perp > 50$ MeV/c und $\Theta_{ee} > 35$ mrad. Auf der linken Seite sind die vom kombinatorischen Untergrund befreiten Spektren gezeigt, rechts die N_{+-}–Paare (Punkte) und die $(N_{++} + N_{--})$–Paare (Histogramm).

5.1.4 Paar–Rekonstruktionseffizienz

Die Abbildungen 5.6a und b zeigen die Massenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz für Paare, die der SLT–Trigger bereits erkannt hat. Abbildung 5.6a zeigt die mit Hilfe einer Simulation bestimmte Rekonstruktionseffizienz vor der Untergrundrejektion. Diese beträgt ca. 70 % und ist über den gesamten Massenbereich konstant. Abbildung 5.6b zeigt die massenabhängige Rekonstruktionseffizienz nach der Untergrundrejektion. Der Abfall bei kleinen Massen wird hauptsächlich durch den Schnitt auf die Ringsumme und den Schnitt auf den Abstand einer Spur zum nächsten Ring in RICH 1 verursacht. In diesem Massenbereich sind die Paare häufig aus überlappenden Ringen gebildet, wodurch bei der Bestimmung der Ringsumme ein Teil der Ringsumme des anderen Ringes mitgemessen wird. Durch überlappende Ringe wächst außerdem bei der Ringerkennung die Wahrscheinlichkeit, einen falschen Ring in direkter Nachbarschaft zu rekonstruieren.

Die Unsicherheit der Effizienzbestimmung nach der Untergrundrejektion durch die Simulation konnte durch Vergleich der direkten Messung von π^0–Dalitzzerfällen (siehe Abschitt 5.3.1), sowie durch Vergleich der Paarspektren vor und nach der Untergrundrejektion im Bereich kleiner Massen deutlich reduziert werden. Die Effizienz beträgt nach der Untergrundrejektion im konstanten Bereich noch ca. 45%. Zusammen mit einer Triggereffizienz von etwa 60% [23] ergibt sich insgesamt eine Paar–Rekonstruktionseffizienz von ca. 27%.

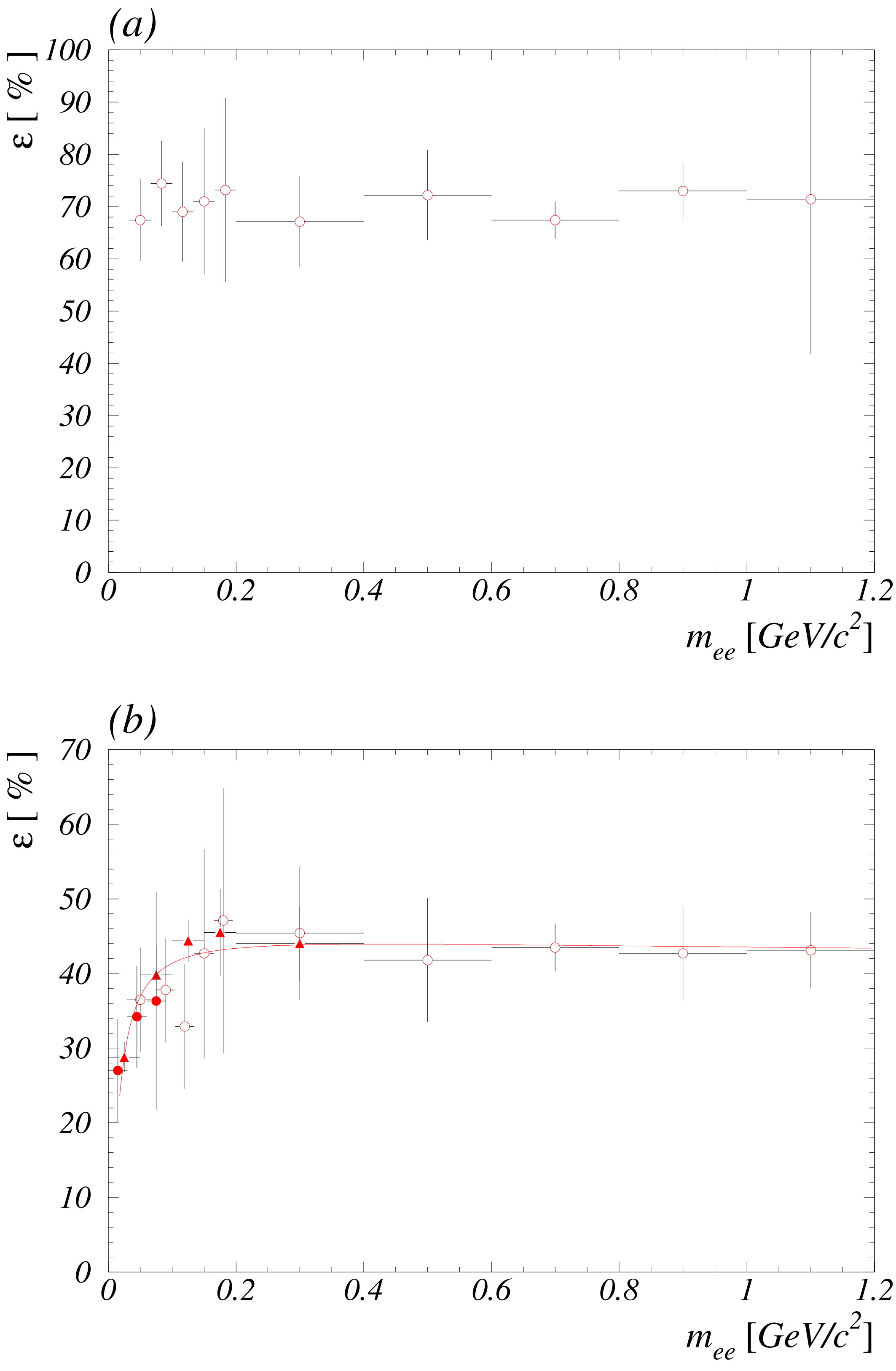


Abbildung 5.6: Rekonstruktionseffizienz vor (a) und nach (b) der Untergrundrejektion als Funktion der Paarmasse.

5.2 Rekonstruktion von Photonen

Photonen werden in dem sechs Meter strahlabwärts vom CERES-Spektrometer befindlichen BaF_2-Kalorimeter nachgewiesen. In den folgenden Abschnitten wird die Schauerrekonstruktion unter besonderer Berücksichtigung der Orts– und Energiekalibration, sowie der Unterscheidung zwischen Photon– und Hadronschauern beschrieben.

5.2.1 Schauerrekonstruktion

Für jeden BaF_2-Kristall liegt der Amplitudenwert in ADC-Kanaleinheiten und der TDC-Wert für die Flugzeit vor. Ein Schnitt auf die Flugzeit garantiert, daß die Information eines Kristalls mit einer Target–Wechselwirkung korreliert. Als nächster

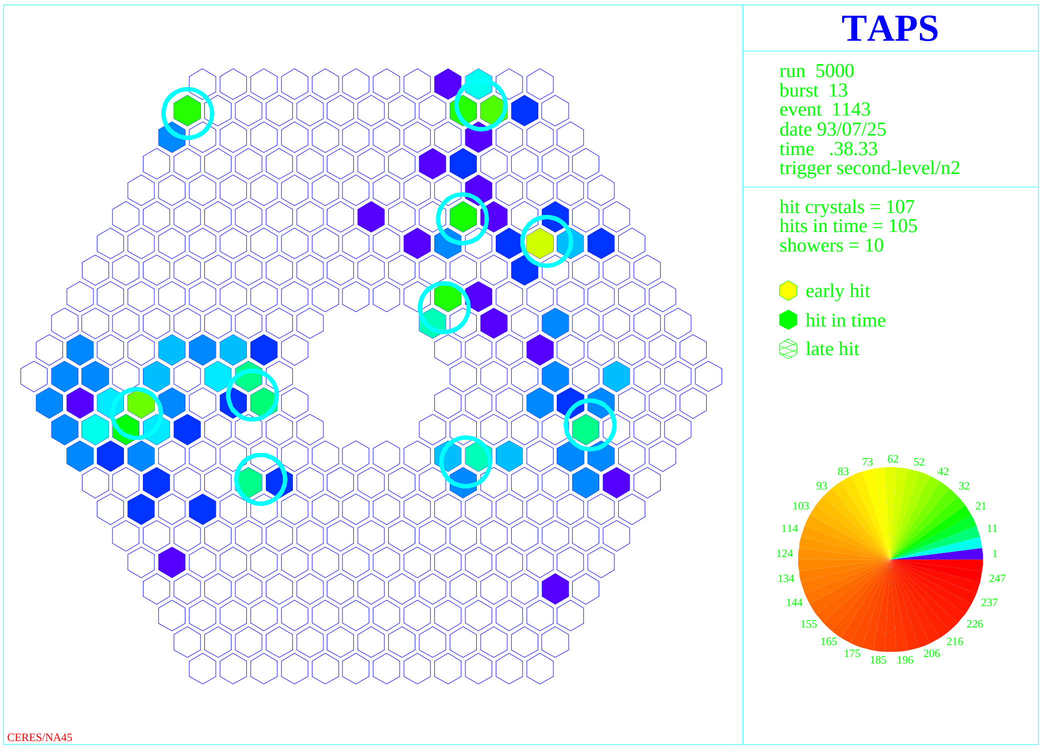


Abbildung 5.7: Typisches 450 GeV p-Be Ereignis im TAPS-Kalorimeter.

Schritt folgt die Rekonstruktion von Schauern. Dabei beschränkt man sich auf einen Fiducialbereich, so daß jeder Kristall sechs angrenzende Nachbarn besitzt, und somit die Schauer vollständig im Kalorimeter enthalten sind. Da Photonen ihre Energie im Mittel in 6–7 Detektormodule deponieren, wird der Detektor nach räumlich zusammenhängenden Gruppen von Kristallen untersucht. Eine Gruppe von Kristallen mit einem lokalen Maximum, im folgenden als zentraler Kristall bezeichnet, wird dabei als einzelner Schauer betrachtet. Abbildung 5.7 zeigt ein typisches 450 GeV p–Be–Ereignis im TAPS-Kalorimeter. Man erkennt deutlich mehrere einzelne, zusammenhängende Gebiete angesprochener Module. Im Gegensatz zu Photonen deponieren hochenergetische, geladene Teilchen in etwa 160 - 170 MeV, in der Regel innerhalb eines Kristalls. Um Signale geladener Teilchen zu unterdrücken, werden nur Schauer berücksichtigt, deren zentraler Kristall eine Amplitude > 200 MeV besitzt. Die Energie der Schauer ergibt sich aus der Summe der Pulshöhen der am Schauer beteiligten Kristalle. Die Schauerposition wird durch den Schwerpunkt

$$x = \frac{\sum A_i x_i}{\sum A_i} \tag{5.3}$$

bestimmt, wobei x_i der Mittelpunkt des i-ten Kristalles und A_i seine Amplitude ist. Gleichung 5.3 gilt analog für die y-Komponente. Abbildung 5.8 zeigt die mit Gl. 5.3 bestimmte Ortverteilung rekonstruierter Teilchenschauer. Der Koordi-

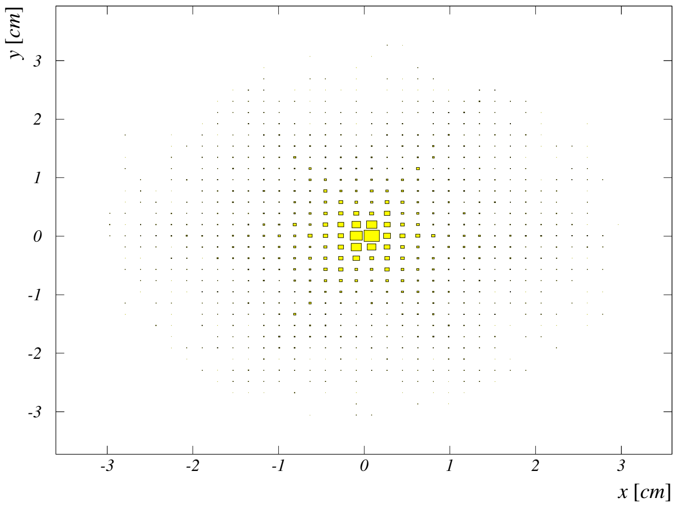


Abbildung 5.8: Unkorrigierte Teilchenortverteilung innerhalb des zentralen Kristalles.

natenursprung liegt bei dieser Darstellung im Mittelpunkt des zentralen Kristalls. Man erkennt deutlich die Bevorzugung des Kristallmittelpunktes. Dieser Effekt resultiert aus der relativ groben Granularität des Kalorimeters und der damit verbundenen groben Abtastung des annähernd gaußförmigen transversalen Schauerprofils. Dadurch wird bei der Schwerpunktsbildung durch Gl. 5.3 der zentrale Kristall bevorzugt, was zu der systematischen Verschiebung des tatsächlichen Teilchenortes zum Mittelpunkt des zentralen Kristalles führt. Diese systematische Abweichung des Teilchenortes wurde mit Hilfe simulierter Photonenschauer untersucht und anschließend korrigiert. Dafür werden die $xy-$Koordinaten des Teilchenorts in das in Abb. 5.9 gezeigte Koordinatensystem transformiert. Das Koordinatensystem

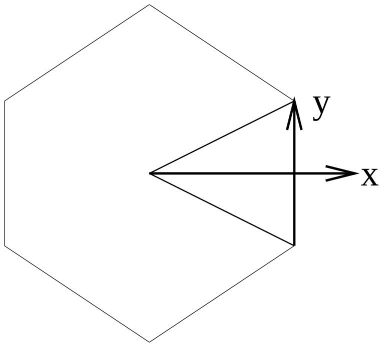


Abbildung 5.9: Koordinatensystem innerhalb des zentralen Kristalls für die Korrektur des Teilchenortes.

hat seinen Ursprung im Mittelpunkt des zentralen Kristalls und ermöglicht durch einfache Drehung die Beschreibung aller Orte im Kristall. Abbildung 5.10 zeigt für

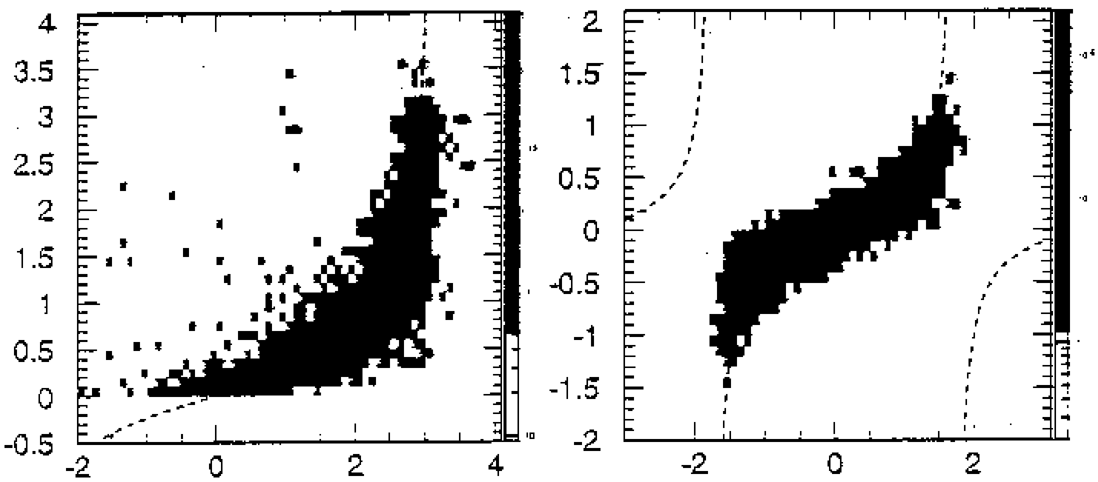


Abbildung 5.10: Abweichung zwischen dem tatsächlichen und rekonstruierten Teilchenort in $x-$Richtung (links) und in $y-$Richtung (rechts). Aufgetragen ist jeweils der rekonstruierte Ort (Ordinate) gegen den tatsächlichen Ort (Abszisse) in Zentimetern.

simulierte Photonenschauer die Abweichung zwischen tatsächlichem und rekonstruiertem Teilchenort in x- und y-Richtung. Das unterschiedliche Verhalten in x und y hängt mit der hexagonalen Form der Kristalle zusammen. Die Abweichung ist für Teilchen, deren Orte in der Nähe des Kristallrandes liegen, am größten und beträgt bis zu 1.5 cm. Beiden Verteilungen werden Funktionen der Form $a \cdot \tan(b \cdot x)$ angepaßt. Sie sind in Abb. 5.10 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Mit Hilfe der Umkehrfunktionen

$$x_{corr} = 2.05 \cdot \arctan 2.30 \cdot x \tag{5.4}$$

$$y_{corr} = 1.10 \cdot \arctan 4.00 \cdot y \tag{5.5}$$

werden die gemessenen Schauerpositionen korrigiert.

In Abb. 5.11 ist die Differenz d_x bzw. d_y zwischen tatsächlichem und rekonstruiertem Teilchenort in $x-$ bzw. $y-$Richtung für simulierte Photonenschauer mit Energien >2 GeV gezeigt. Die Ortsauflösung beträgt für solche Photonenschauer nach der Korrektur in $x-$Richtung $\sigma_x = 4.8$ mm und in $y-$Richtung $\sigma_y = 4.9$ mm.

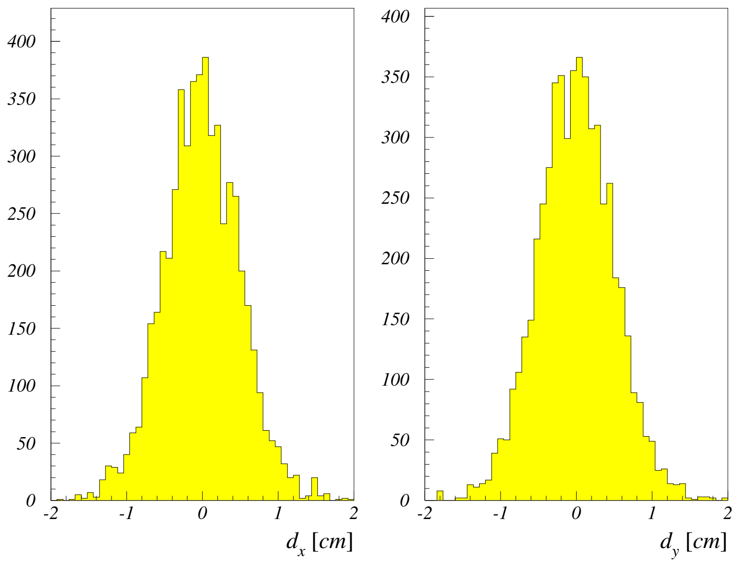


Abbildung 5.11: Differenz zwischen tatsächlichem und rekonstruiertem Teilchenort.

5.2.2 Unterscheidung zwischen Photonen und Hadronen

Zur Unterscheidung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern wird die Eigenschaft benutzt, daß die von Hadronen ausgelösten Schauer im Mittel eine größere transversale Ausdehnung besitzen als Photonenschauer. Die Breite des Schauers wird mit Hilfe der Dispersion beschrieben.

$$D_x = \frac{\sum A_i x_i^2}{\sum A_i} - \left(\frac{\sum A_i x_i}{\sum A_i}\right)^2 = \bar{x^2} - \bar{x}^2 \tag{5.6}$$

$$\sigma_x = \sqrt{D_x} \tag{5.7}$$

Dabei ist x_i die x-Position des i-ten Moduls, A_i die Pulshöhe. Für hexagonale Kristalle ist es sinnvoll, die Dispersionsanalyse in dem in Abb. 5.12 gezeigte Koordinatensystem durchzuführen. Gleichung 5.6 und 5.7 gelten analog für die y-, φ-, und ξ-Richtung.

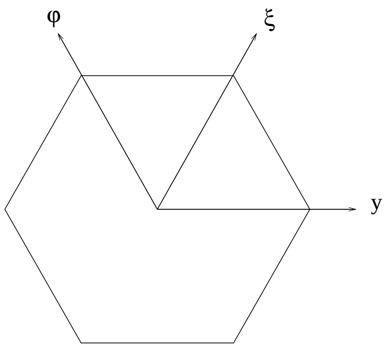


Abbildung 5.12: Koordinatensystem für die Dispersionsanalyse. Der Ursprung liegt im Mittelpunkt des Moduls, das dem Schauerschwerpunkt am nächsten liegt (zentraler Kristall).

Abbildung 5.13 zeigt die Dispersion in y–Richtung für Photonen und Hadronen als Funktion des zwischen Modulmittelpunkt und Modulkante liegenden Schwerpunkts $\bar{y}$. Man erkennt, daß der Betrag der Dispersion D_y für hadronische Schauer im

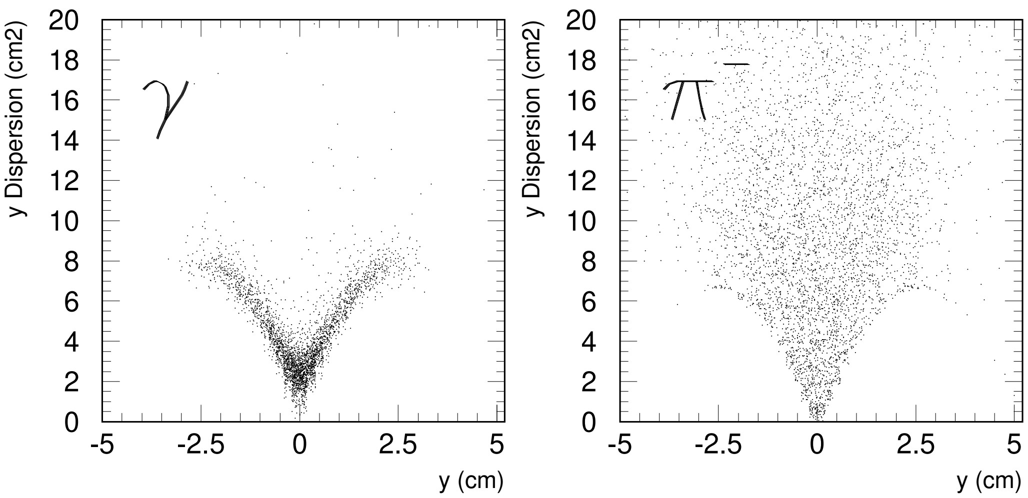


Abbildung 5.13: Dispersion in y für Photonen (links) und Hadronen (rechts) als Funktion des Schauerschwerpunktes zwischen Modulmittelpunkt $y = 0$ und Modulkante $y = 3.4$ cm bzw. -3.4 cm.

Mittel größer ist als für elektromagnetische Schauer. Es ist auch zu erkennen, daß in beiden Fällen die Dispersion D_y abhängig vom Schauerschwerpunkt $\bar{y}$ ist. Es gibt eine nichtbevölkerte Region, die durch Gl. 5.8 begrenzt wird,

$$D_y^{min} = -0.95 \cdot y^2 - 0.1 \cdot (|y| - y_K)^2 + 1 \quad . \tag{5.8}$$

Die Abhängigkeit der Dispersion vom Schauerschwerpunkt läßt sich durch den Einsatz einer angepaßten Schwellenfunktion für die Unterscheidung zwischen Photonen und Hadronen berücksichtigen. Dafür wird die korrigierte Dispersion D_y^{corr}

$$D_y^{corr} = D_y + D_y^{min} \tag{5.9}$$

berechnet.

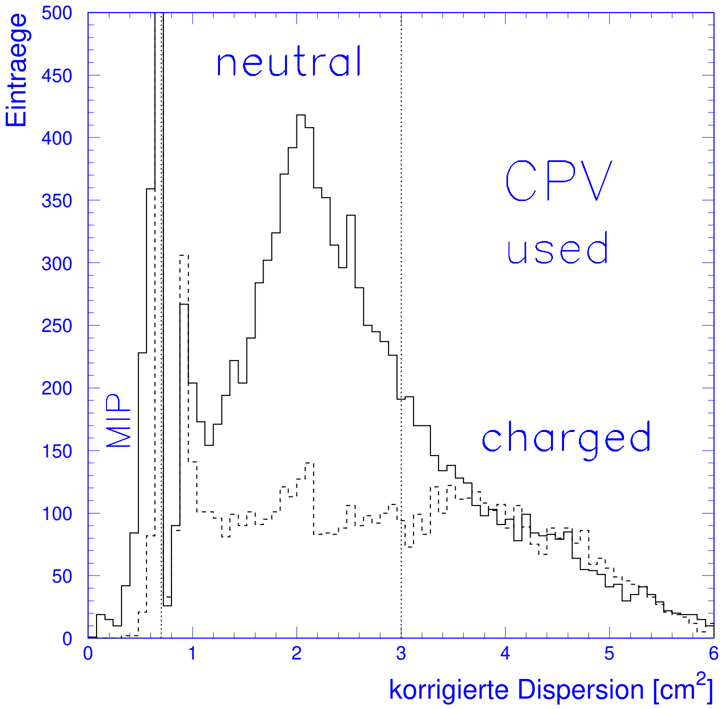


Abbildung 5.14: Korrigierte Dispersion $D_{y,\varphi,\xi}^{corr}$ für Photonen (durchgezogene Linie) und Hadronen (gestrichelte Linie) in 450 GeV p-Be Ereignissen. Bei der Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern wurde in dieser Abb. ein Vetozähler für geladene Teilchen vor einem Kristall verwendet.

Sämtliche bisher geführten Betrachtungen gelten analog für die φ- und ξ-Richtung. Die Verknüpfung der Dispersion in der y-, φ- und ξ-Richtung erfolgt über das Setzen einer Schwelle in der D_y^{corr}, D_φ^{corr}, D_ξ^{corr}-Ebene.

$$D_{y,\varphi,\xi}^{corr} = \sqrt{|D_y^{corr}| + |D_\varphi^{corr}| + |D_\xi^{corr}|} \tag{5.10}$$

Abbildung 5.14 zeigt die korrigierte Dispersion $D^{corr}_{y,\varphi,\xi}$ für Photonen und Hadronen in 450 GeV p-Be Ereignissen. Teichenschauer mit $0.7 \leq D^{corr}_{y,\varphi,\xi} \leq 3.0$ werden als photonähnlich betrachtet, alle übrigen Teilchenschauer werden als hadronähnlich betrachtet und verworfen. Bei einer Photoneneffizienz von ca. 85% werden ca. 50% aller hadronischen Schauer unterdrückt.

5.2.3 Detektorkalibration und Energieauflösung

Jeder der 378 BaF_2-Kristalle wird von einem Photomultiplier getrennt ausgelesen. Die unterschiedlichen Eigenschaften, wie z.B. Verstärkungseigenschaften der Photomultiplier oder Lichtkopplung zwischen Photomultiplier und dem BaF_2-Kristall, macht eine Energiekalibration für jedes einzelne Modul notwendig. Die wesentlichen Schritte werden im folgenden kurz vorgestellt, eine genaue Beschreibung findet sich in [25, 26]. Neben der Referenzlinie des Nullpunkts (Pedestal) und des Signals minimalionisierender Teilchen, stehen für die Kristalle im inneren Teil des Kalorimeters auch die Meßdaten mit 10 GeV Elektronen zur Verfügung. Die Energieeichung der Zähler, die der Elektronenstrahl getroffen hat, erfolgt durch Extrapolation des Signals minimalionisierender Teilchen und des Signals der 10 GeV Elektronen mit einer quadratischen Funktion. Die Krümmung dieser Funktion wird dabei aus einer GEANT–Simulation gewonnen. Der quadratische Verlauf berücksichtigt den Energieverlust durch den mit steigender Photonenergie zunehmenden longitudinalen Schauerverlust. Für die Zähler, die der Elektronenstrahl nicht getroffen hat, wird dieselbe Funktion durch den Nullpunkt und durch das Signal minimalionisierender Teilchen gelegt. Anschließend werden alle Zähler iterativ kalibriert, bis die rekonstruierte invariante Masse des $\pi^0 \to \gamma\gamma$–Signals eines jeden Zählers zusammen mit seinen sechs Nachbarzählern exakt bei der π^0–Masse liegt. Durch eine lineare Nacheichung der Kristalle, die nach ca. dreistündiger Meßdauer wiederholt wird, wird die durch den Wechsel von Tag auf Nacht auftretende Temperaturschwankung und damit verbundenen Änderung der Detektorverstärkung korrigiert. Abbildung 5.15 zeigt die gemessene relative Energieauflösung σ_E/E für das TAPS-Kalorimeter als Funktion der Photonenenergie zwischen 50 MeV und 10 GeV. Die Punkte unterhalb 1 GeV stammen aus früheren Messungen. Miteingezeichnet ist die erwartete Auflösung, die gut mit den gemessenen Werten zwischen 400 MeV und 1 GeV übereinstimmt. Die Energieauflösung wird zunächst aufgrund der abnehmenden statistischen Fluktuationen bei der Schauerbildung und bei der Erzeugung von Photoelektronen mit wachsender Energie besser. Oberhalb 1 GeV führt die Fluktuation der zunehmenden longitudinalen Schauerverluste wieder zu einer Verschlechterung der Auflösung. Die erreichte Energieauflösung von 5.1% aus der 10 GeV Elekronen–Messung simmt ebenfalls gut mit dem erwarteten Wert überein.

Die lineare Nacheichung der einzelnen Zähler konnte aufgrund mangelnder Stati-

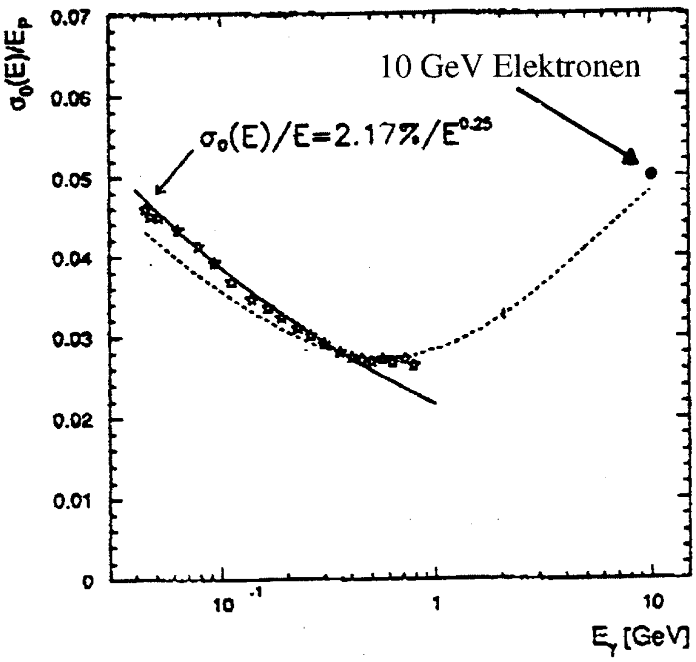


Abbildung 5.15: Vergleich zwischen gemessener und simulierter Energieauflösung. Die gestrichelte Kurve kommt durch einen Fit der simulierten Daten zustande.

stik bei der $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$–Rekonstruktion für den Datensatz der Koinzidenzmessung nicht bestimmt werden, sodaß die durch Temperaturschwankung bedingte Änderung der Detektorverstärkung nicht korrigiert werden kann. Die Energieauflösung der Koinzidenzmessung ist dadurch um ca. 40% schlechter als in Abb. 5.15 gezeigt.

5.3 Rekonstruktion der Dalitzzerfälle

Die koinzidente Messung von e^+e^-– Paaren (CERES) und Photonen (TAPS) ermöglicht den direkten Nachweis der Dalitzzerfälle $\pi^\circ, \eta, \eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^\circ \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$. Das CERES/TAPS-Spektrometer mißt die Energie und den Ort von Elektronen, Positronen und Photonen. Die Identifikation der Dalitzzerfälle erfolgt über die Berechnung der invarianten Masse von $e^+e^-\gamma$– bzw. $e^+e^-\pi^0$–Kombinationen. Die rekonstruierten Dalitzzerfälle sollten in den Massenspektren in Form einer Anhäufung bei der entsprechenden Ruhemasse des zerfallenden Mesons sichtbar werden. Da auch Kombinationen von Elektronenpaaren mit Photonen, die nicht aus dem gleichen Zerfall stammen, zufällig die Ruhemasse eines Mesons ergeben können, kann die exklusive Rekonstruktion der Dalitzzerfälle nur auf statistischer Basis durch die genaue Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds erfolgen. Um aus den Häufigkeiten der exklusiv gemessenen Dalitzzerfälle die Wirkungsquerschnitte dieser Zerfälle zu bestimmen, muß die Nachweiswahrscheinlichkeit ermittelt werden.

5.3.1 Bestimmung der invarianten Masse

Für die Rekonstruktion der Zerfälle $\pi^\circ, \eta, \eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$ werden alle e^+e^-–Paare mit allen rekonstruierten Photonen eines Ereignisses kombiniert. Die invariante Masse $m_{ee\gamma}$ einer $e^+e^-\gamma$–Kombination berechnet sich nach

$$m_{ee\gamma} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-} + E_\gamma)^2 - (\vec{P}_{e^+} + \vec{P}_{e^-} + \vec{P}_\gamma)^2} \quad , \tag{5.11}$$

mit der Energie E und dem Impuls $\vec{P}$ des Elektrons, Positrons bzw. Photons. Berücksichtigt werden alle e^+e^-–Paare nach den in Abschnitt 5.1.3 aufgeführten Rejektionsschnitten mit $p_\perp > 50$ MeV/c und einem Öffnungswinkel > 35 mrad, analog zur inklusiven Messung der e^+e^-–Paare. Der Schnitt von > 200 MeV auf die Energie des zentralen Kristalls bei der Photonrekonstruktion (siehe Abschnitt 5.2.1) führt zu einem unteren Schnitt auf die Photonenenergie zwischen 200 – 300 MeV, je nach dem, wie groß der Anteil des zentralen Kristalls an der Gesamtenergie des Schauers ist. Durch einen Schnitt von > 300 MeV auf die Photonenenergie kann die Berücksichtigung der vom jeweiligen Anteil des zentralen Kristalls abhängige untere Grenze der Photonenenergie vermieden werden.

In Abb. 5.16 ist die Verteilung der invarianten Massen für $e^+e^-\gamma$- Kombinationen mit $E_\gamma > 300$ MeV gezeigt. Das Spektrum ist dominiert durch den kombinatorischen Untergrund. Das π^0–Signal ist deutlich sichtbar, während die Signale der η– und η'–Mesonen aufgrund des schlechten Signal–zu–Untergrundverhältnisses von etwa 1/25 bzw. 1/30 kaum zu erkennen sind.

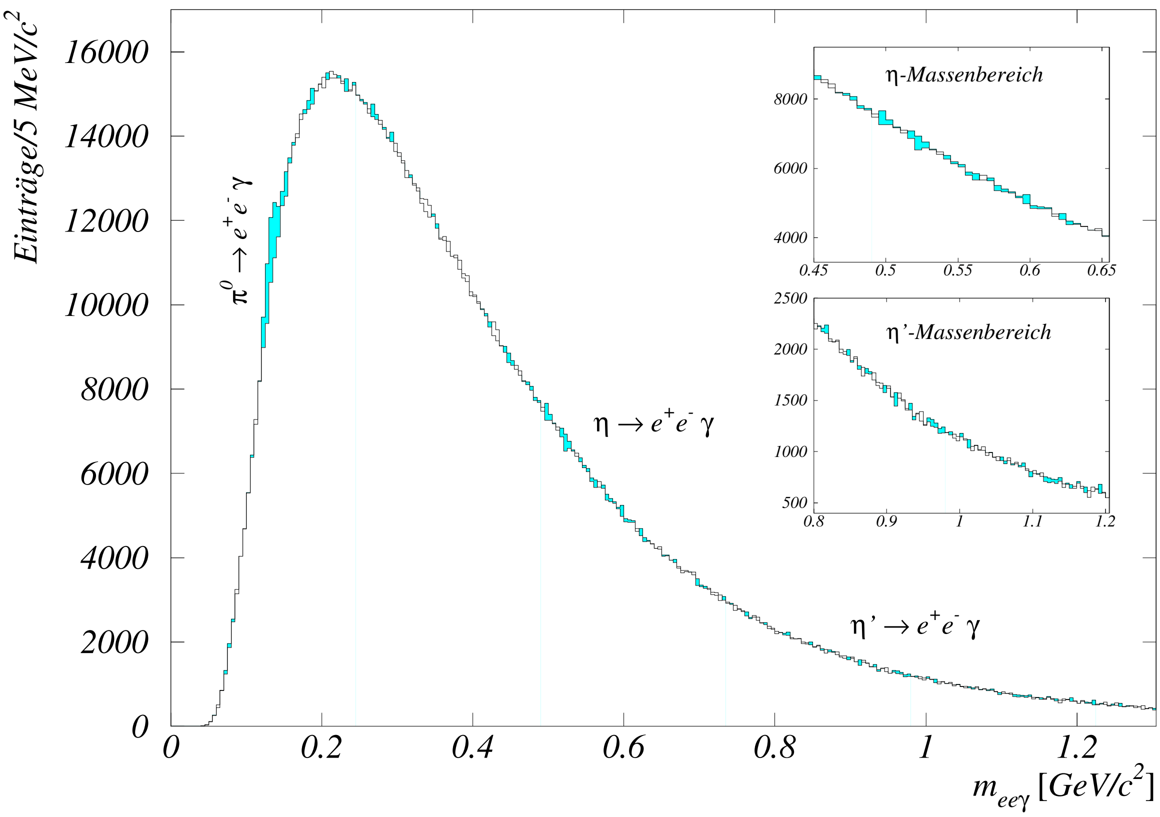


Abbildung 5.16: Invariantes Massenspektrum für $e^+e^-\gamma$–Kombinationen. Berücksichtigt wurden Photonen mit Energien $E_\gamma > 300$ MeV und alle e^+e^-–Paare nach den in Abschnitt 5.1.3 aufgeführten Rejektionsschnitten mit $p_\perp > 50$ MeV/c und einem Öffnungswinkel > 35 mrad.

Da die Energie der Photonen aus dem η– bzw. η'–Dalitzzerfall im Mittel etwa 5 bzw. 8 GeV beträgt, werden zur Reduktion des kombinatorischen Untergrunds bei der exklusiven Messung dieser Zerfälle lediglich Photonen mit $E_\gamma > 2$ GeV berücksichtigt. Dadurch reduziert sich außerdem der Beitrag an unvollständig rekonstruierten ω–Dalitzzerfällen (siehe Abschnitt 5.3.3). Abb. 5.17 zeigt die Verteilung der invarianten Massen für $e^+e^-\gamma$- Kombinationen mit $E_\gamma > 2$ GeV im η– bzw. η'–Massenbereich. Man erkennt die beiden Mesonsignale auf einem kombinatorischen Untergrund, dessen Schwerpunkt im Vergleich zu Abb. 5.16 durch den 2 GeV–Schnitt auf die Photonenenergie bei höheren Massen liegt.

Bei dem Untergrund in Abb. 5.16 und Abb. 5.17 handelt es sich in den meisten Fällen um zufällige Kombinationen von e^+e^-–Paaren aus Dalitzzerfällen mit Photonen aus $\pi^0 \to \gamma\gamma$ Zerfällen. Im Mittel werden etwa 5.5 Teilchenschauer mit $E_\gamma > 300$ MeV bzw. 4 Teilchenschauer mit $E_\gamma > 2$ GeV pro Ereignis nachgewiesen, während aufgrund der Akzeptanz des TAPS–Kalorimeters nur etwa jedes fünfte Ereignis das Photon aus einem im RICH nachgewiesenen Dalitzzerfall enthält (siehe Abschnitt 5.3.4). Eine Reduktion des kombinatorischen Untergrunds könnte durch eine Verringerung der Photonenmultiplizität erreicht werden. Eine offensichtliche Möglichkeit die Photonmultiplizität, und damit den Untergrund zu verringern, wäre die Herausnahme aller Photonenpaare, die zur π^0-Masse kombinieren. Wie aus Abb. 5.18 ersichtlich, stammen allerdings ca. 80% der Photonpaare bei der π^0–Masse aus zufällig kombinierten Photonen. Diese Photonen stammen in den meisten Fällen aus $\pi^0 \to \gamma\gamma$–Zerfällen, bei denen eines der beiden Photonen außerhalb der TAPS–Akzeptanz liegt, oder aufgrund der endlichen Öffnungswinkelauflösung des Kalorimeters die beiden Photonenschauer nicht getrennt vorliegen. In den meisten Fällen würden also Photonenpaare rejiziert, die nur zufällig zur π^0-Masse kombinieren, wodurch ein nicht akzeptabler Verlust an Signal entsteht.

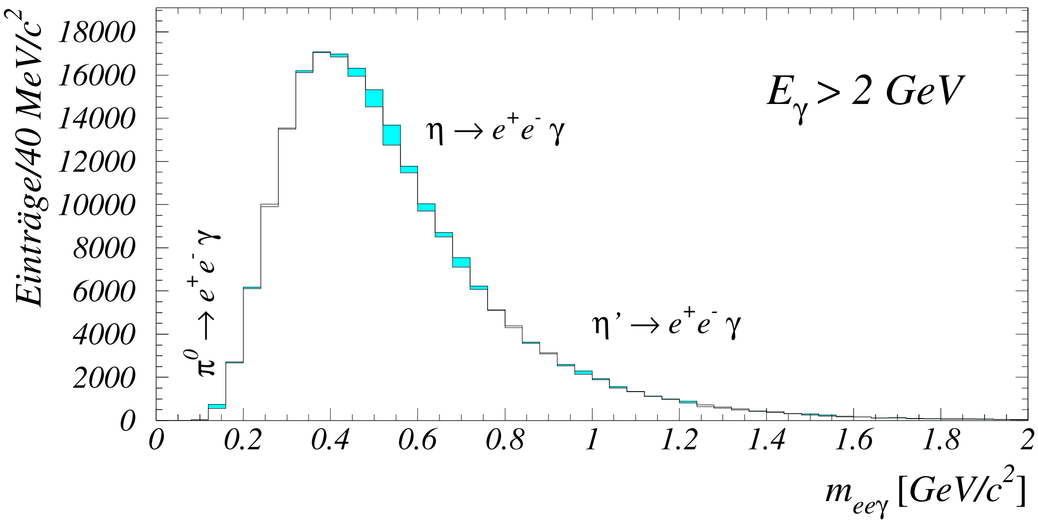


Abbildung 5.17: Invariantes Massenspektrum für $e^+e^-\gamma-$Kombinationen. Berücksichtigt wurden Photonen mit Energien $E_\gamma > 2$ GeV und alle e^+e^--Paare nach den in Abschnitt 5.1.3 aufgeführten Rejektionsschnitten mit $p_\perp > 50$ MeV/c und einem Öffnungswinkel > 35 mrad. Das π^0–Signal ist hier aufgrund des 2 GeV–Schnitts stark unterdrückt

.

Um die genaue Zahl der Zerfälle zu bestimmen, ist die exakte Kenntnis des kombinatorischen Untergrunds notwendig. Die Form des kombinatorischen Untergrunds ist durch die Detektorgeometrie und den Phasenraum der Zerfallsteilchen festgelegt. Der kombinatorische Untergrund wird mit der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Methode des *Eventmixings* bestimmt.

Für die Rekonstruktion des Zerfalls $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^\circ \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ wird zunächst nach $\pi^\circ \rightarrow \gamma\gamma$–Zerfällen gesucht. Dazu wird nach Gl. 5.12 die invariante Masse

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2} \tag{5.12}$$

für jede $\gamma\gamma-$Kombination berechnet, mit den Energien E und den Impulsen $\vec{P}$ der beiden Photonen. Das linke Bild in Abbildung 5.18 zeigt die invariante Massenverteilung für $\gamma\gamma$–Kombinationen. Da die Energie der Photonen aus Zerfällen von π^0–Mesonen, die ihrerseits aus ω–Zerfällen stammen, im Mittel etwa 4 GeV beträgt, wurden zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds nur Photonen mit Energien $E_\gamma > 1$ GeV berücksichtigt. Man erhält, wie bei den $e^+e^-\gamma-$Kombinationen,

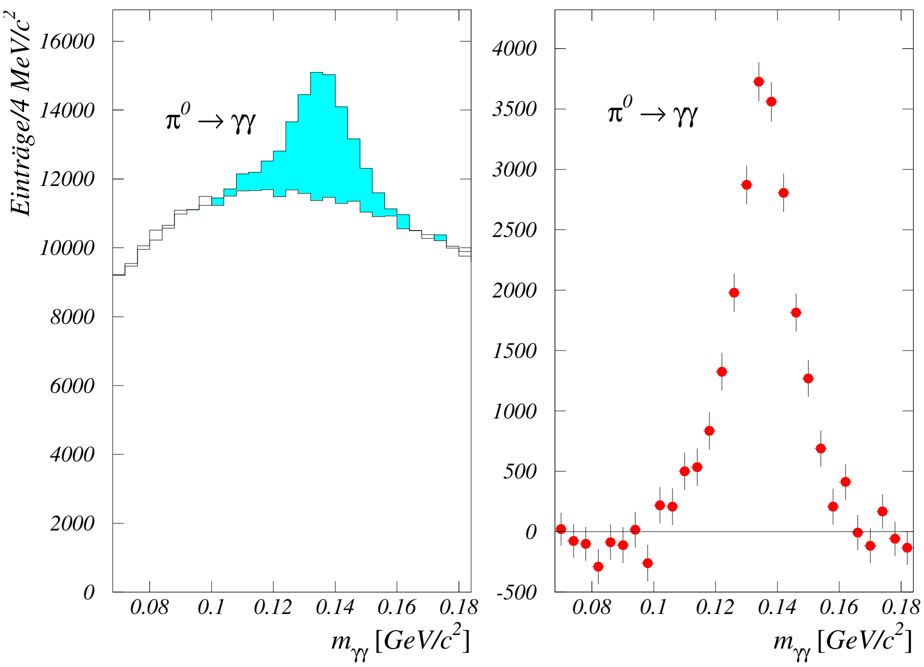


Abbildung 5.18: Invariantes Massenspektrum für $\gamma\gamma-$Kombinationen vor (links) und nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds (rechts). Berücksichtigt wurden alle Photonen mit $E_\gamma > 1$ GeV.

einen kombinatorischen Untergrund, auf dem das π°-Signal liegt. Dieser wird durch Kombinationen von Photonen gebildet, die nicht aus demselben Zerfall stammen. Das rechte Bild in Abbildung 5.18 zeigt das Massenspektrum im π°-Massenbereich, nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds. Die Untersuchung des untergrundfreien Signals dient hier lediglich der genauen Bestimmung der Position und der Breite des Signals. Aufgrund der longitudinalen Schauerverluste besitzt das π^0–Signal einen Ausläufer zu niedrigen Massen. Der leichte Ausläufer zu hohen Massen resultiert aus dem Überlapp der Photonen mit anderen Teilchenschauern. Die volle Halbwertsbreite des Signals beträgt 23.6 MeV/c^2, was einer Massenauflösung von 7.3% entspricht. Alle Photonenpaare, die zur π^0-Masse kombinieren, werden anschließend mit den e^+e^--Paaren kombiniert. Dabei werden zur Reduktion des Untergrunds lediglich Photonenpaare, deren invariante Masse innerhalb des $\pm 2\sigma-$Bereichs der π^0-Masse liegen, berücksichtigt. Abbildung 5.19 zeigt die resultierende invariante Massenverteilung der $e^+e^-\gamma\gamma$-Kombinationen. Wegen des kleinen Signals bei der $\omega-$Rekonstruktion wurden hier e^+e^--Paare ohne die in Abschnitt 5.1.3 aufgeführten Rejektionsschnitte verwendet. Das $\omega-$Signal sitzt auf einem kombinatorischen Untergrund, der überwiegend durch Kombinationen von e^+e^--Paaren aus π^0- und $\eta-$Dalitzzerfällen und falsch idendifizierten π^0-Zerfällen gebildet wird.

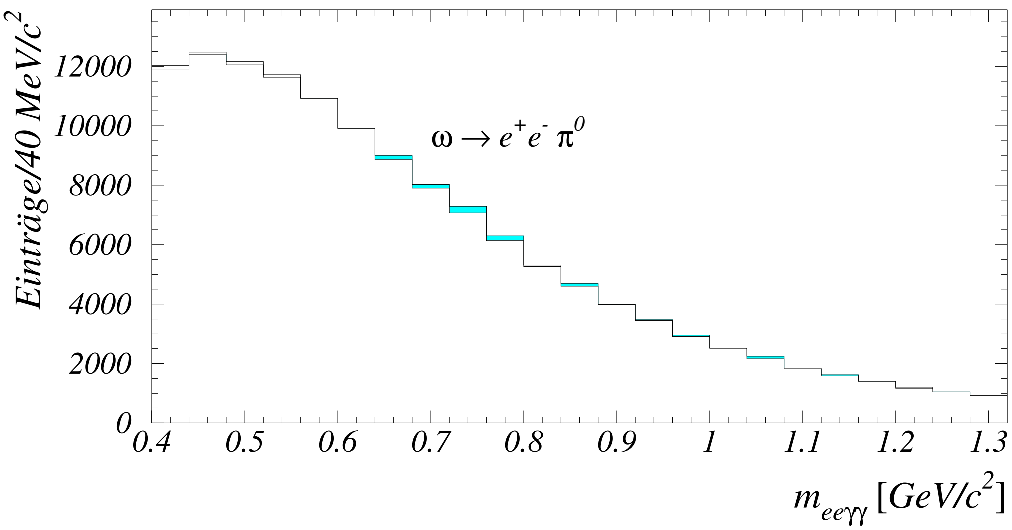


Abbildung 5.19: Invariantes Massenspektrum für $e^+e^-\gamma\gamma-$ Kombinationen. Berücksichtigt wurden alle Photonenpaare, die zur invarianten π^0–Masse führen, sowie alle e^+e^--Paare ohne die Rejektionsschnitte mit $p_\perp > 50$ MeV/c und einem Öffnungswinkel > 35 mrad.

5.3.2 Subtraktion des Untergrunds

Eine Möglichkeit zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds ist das Kombinieren von e^+e^--Paaren mit Photonen eines anderen Ereignisses. Dieses Verfahren wird als Ereignismischen oder in Anlehnung an den englischen Sprachgebrauch als *Eventmixing* bezeichnet. Bei dieser Methode wird die Kombination von Elektronenpaaren mit Photonen aus dem selben Zerfall verhindert, so daß sich kein Signal ausbilden kann. Der durch das Eventmixing gewonnene Untergrund beschreibt den rein kombinatorischen Untergrund, und damit den Hauptanteil, liefert jedoch nicht immer eine vollständige Beschreibung des realen Untergrunds aufgrund möglicher Korrelationen innerhalb eines Ereignisses. Die kombinierten e^+e^-–Paare und Photonen aus unterschiedlichen Ereignissen haben außerdem nicht notwendigerweise die exakt gleiche Phasenraumverteilung wie e^+e^-–Paare und Photonen aus einem gemeinsamen Ereignis. Die durch unterschiedliche Phasenraumverteilung verursachten möglichen Abweichungen des Eventmixings werden in [41] diskutiert. Eine andere Methode für die Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds ist die sog. *Fit-Methode.* Bei diesem Verfahren wird dem gemessenen invarianten Massenspektrum die Summe zweier Funktionen, wobei die eine das Signal und die andere den Untergrund beschreibt, angepaßt. Die Fit-Methode setzt zum einen eine gewisse Kenntnis der Signal- und Untergrundverteilungen voraus, zum anderen besteht die Gefahr, durch Anpassen des Untergrunds gleichzeitig die Beschreibung des Signals künstlich zu optimieren. Hier wurde eine Kombination beider Verfahren verwendet. Zunächst wird mit der Methode des Eventmixings eine Vorhersage für das kombinatorische Massenspektrum $f_{mix}(m)$ bestimmt. Diese Vorhersage wird durch Anpassen einer Korrekturfunktion an das Verhältnis $f(m)/f_{mix}(m)$, der im Experiment beobachteten zu der durch Eventmixing entstandenen Verteilung, verändert, so daß der Untergrund zufriedenstellend beschrieben wird. Durch Subtraktion des Untergrunds ergibt sich das Signal $f(m) - f_{mix}(m)$. Im folgenden wird die Bestimmung des Untergrunds für jeden exklusiv gemessenen Zerfall beschrieben.

Abb. 5.20 zeigt die Analyse von $e^+e^-\gamma$–Kombinationen im π°–Massenbereich. Das linke Bild in Abb. 5.20a zeigt die gemessene invariante Massenverteilung $f(m)$, das rechte Bild das mit dem Eventmixing erzeugte Massenspektrum $f_{mix}(m)$. Um den statistischen Fehler des Eventmixings zu reduzieren, wurden die e^+e^-–Paare mit allen Photonen aus zehn verschiedenen Ereignissen kombiniert. Die Verteilung $f_{mix}(m)$ wird so normiert, daß das Verhältnis $f(m)/f_{mix}(m)$ (siehe Abb. 5.20b) außerhalb des Intervalls 100 MeV/c^2 $<$ m $<$ 170 MeV/c^2 eins wird. Eine weitere Korrektur der Form ist in diesem Fall nicht notwendig. Durch Subtraktion von $f(m)$ und $f_{mix}(m)$ ergibt sich das in Abb. 5.21a dargestellte exklusiv rekonstruierte π^0–Signal. Die gute Beschreibung des realen Untergrunds durch die skalierte Verteilung $f_{mix}(m)$ wird durch das in 5.21b gezeigte Integral der Verteilung $f(m) - f_{mix}(m)$ deutlich. Das Integral bleibt zunächst konstant, steigt dann im

π^0-Signalbereich an und bleibt anschließend wieder konstant. Kleine Unstimmigkeiten in der Form des Untergrunds werden als Steigung vor und nach dem π^0–Signal deutlich sichtbar.

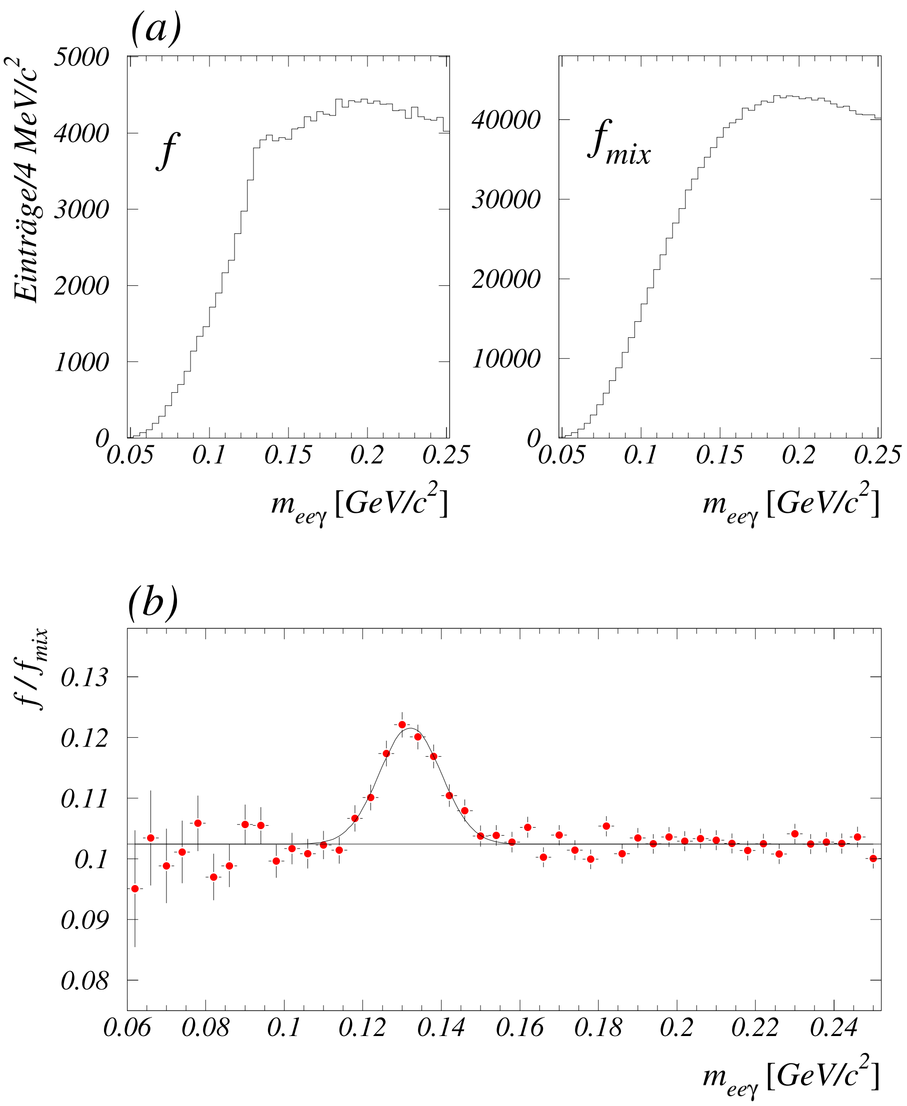


Abbildung 5.20: Analyse des invarianten $e^+e^-\gamma$–Massenpektrums im π^0–Massenbereich mit der Methode des Eventmixings (Erläuterung siehe Text)

Abb. 5.22 zeigt analog zu Abb. 5.20 die Analyse der $\eta-$ und $\eta'-$Dalitzzerfälle. In Abb. 5.22a links ist die gemessene invariante Massenverteilung $f(m)$ gezeigt. Das rechte Bild zeigt die mit Hilfe des Eventmixings erzeugte Massenverteilung $f_{mix}(m)$. Um den statistischen Fehler des Eventmixings zu reduzieren, wurden, analog zur π^0–Analyse, die Elektronenpaare eines Ereignisses mit allen Photo-

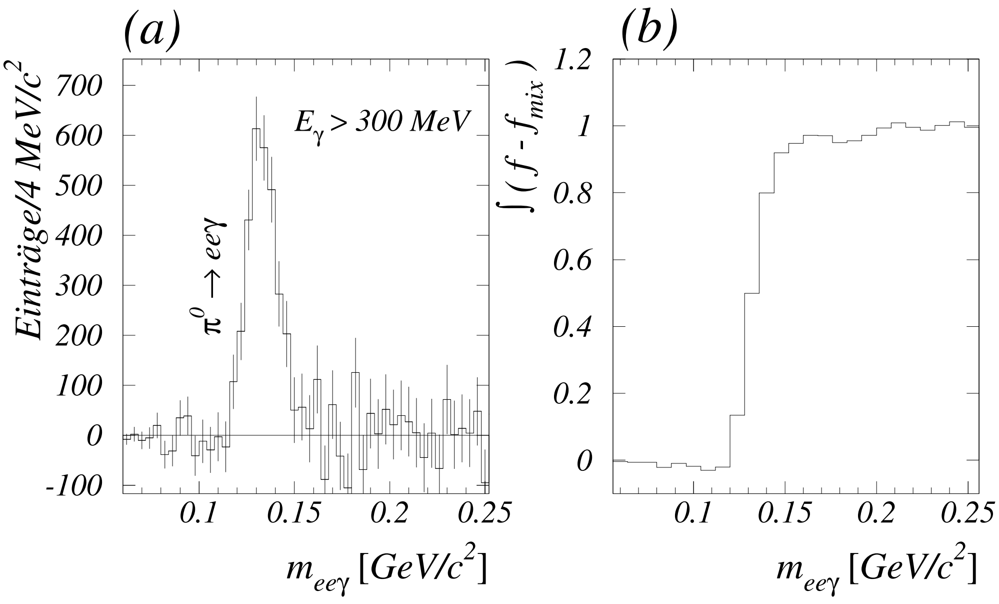


Abbildung 5.21: Invariantes Massenspektrum nach Abzug des Untergrunds im π^0–Massenbereich (a) sowie das entsprechende Integral dieser Verteilung (b) (Erläuterung siehe Text).

nen aus zehn verschiedenen Ereignissen kombiniert. Das Verhältnis $f(m)/f_{mix}(m)$ (siehe Abb. 5.22b) wird im Massenbereich 170 MeV $< m <$ 350 MeV auf eins normiert. Es zeigt sich, daß das Verhältnis $f(m)/f_{mix}(m)$ oberhalb des η– und η'–Signals ansteigt. Dem Verhältnis $f(m)/f_{mix}(m)$ wird deshalb oberhalb von 170 MeV/c^2 die Summe aus zwei Gaußverteilungen, die die Signale beschreiben, und einem Polynom angepaßt. Der stabilste Fit wurde dabei mit einem Polynom dritten Grades erreicht. Die korrigierte Verteilung $f_{mix}(m)$ wird von $f(m)$ abgezogen, die Verteilung zeigt deutlich die Signatur des η–Mesons (siehe Abb. 5.23a). Die vollständige Beschreibung des realen Untergrunds durch die skalierte Verteilung $f_{mix}(m)$ wird wieder durch Integration der Verteilung $f(m) - f_{mix}(m)$ überprüft (siehe Abb. 5.23b). Der Wert für das Integral steigt im π^0–, η– und η'–Signalbereich an und bleibt ansonsten konstant.

Die in Abb. 5.24 gezeigte Analyse des ω–Dalitzzerfalls unterscheidet sich von den vorangegangenen dadurch, daß e^+e^-–Paare mit allen Photonenpaaren, die zur invarianten π°–Masse führen und aus einem anderen Ereignis stammen, kombiniert werden. Der durch das Eventmixing enstandene Untergrund liefert hier ebenfalls keine exakte Beschreibung des realen Untergrunds und muß deshalb ebenfalls korrigiert werden. Die Korrektur ergibt sich wieder durch Anpassen einer Gaußverteilung, die das Signal beschreibt, und einem Polynom an das in Abb. 5.24b gezeigte Verhältnis $f(m)/f_{mix}(m)$. Der stabilste Fit wurde dabei mit einem Po-

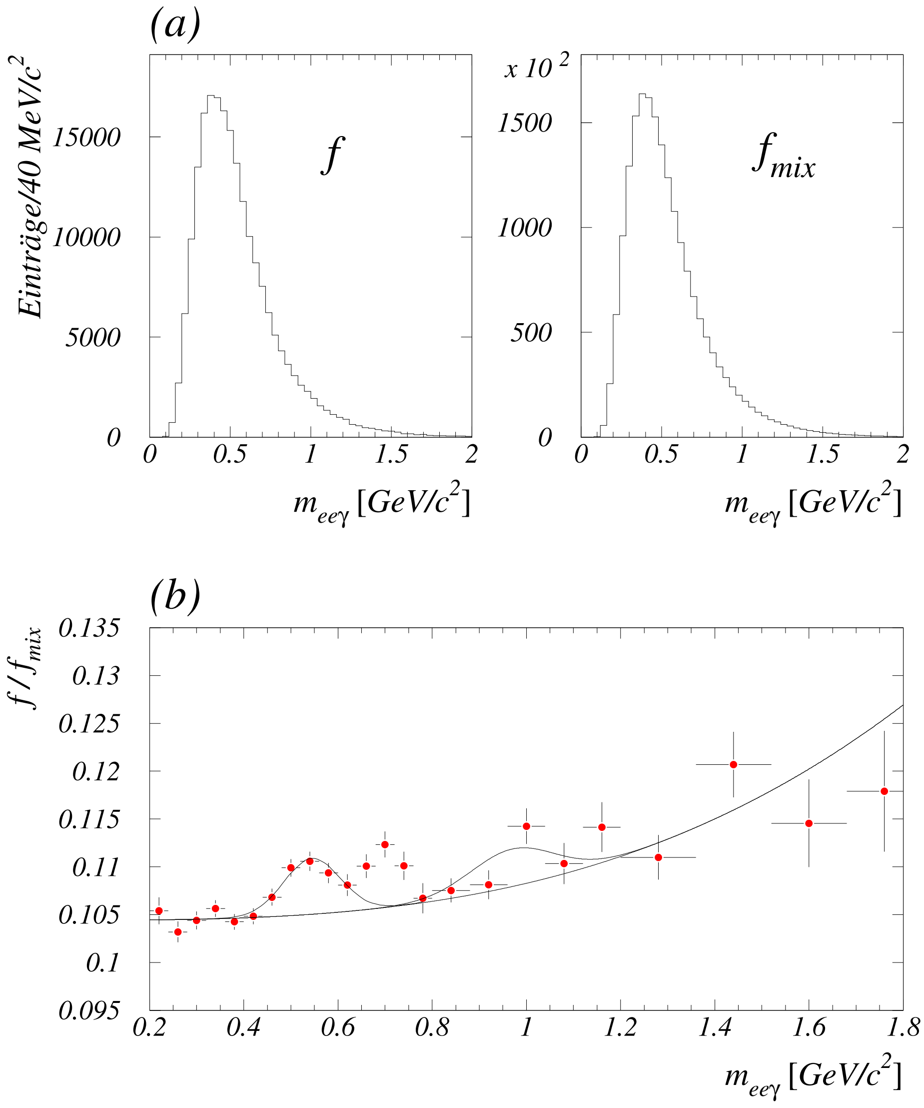


Abbildung 5.22: Analyse des invarianten $e^+e^-\gamma-$Massenpektrums im $\eta-$ und $\eta'-$Massenbereich mit der Methode des Eventmixings und anschließender Korrektur (Erläuterung siehe Text).

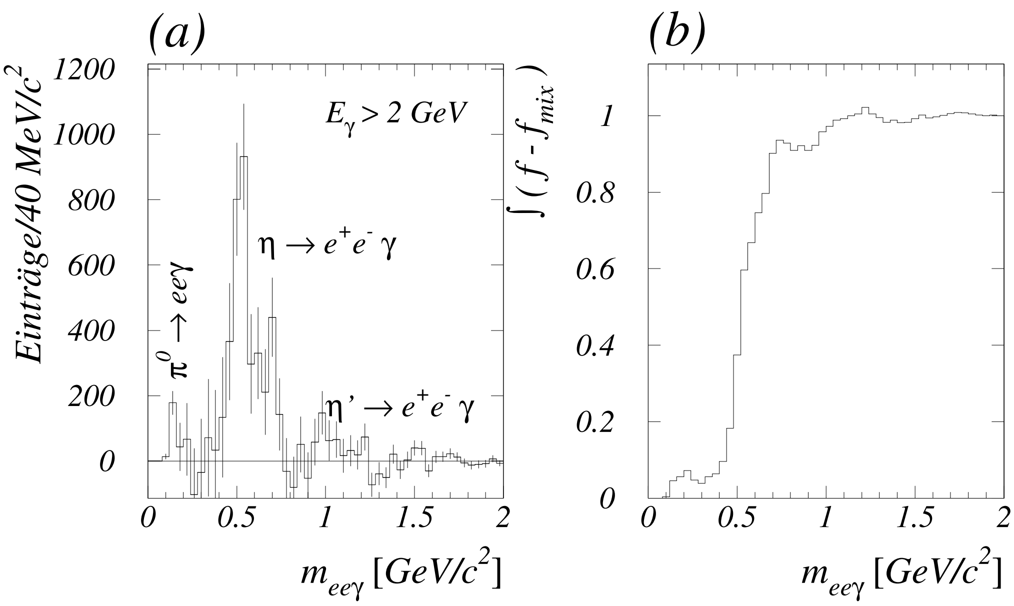


Abbildung 5.23: Invariantes Massenspektrum nach Abzug des Untergrunds im η bzw. η'–Massenbereich (a) und das entsprechende Integral dieser Verteilung (b) (Erläuterung siehe Text).

lynom dritten Grades erreicht. Durch Subtraktion von $f(m)$ und der korrigierten Verteilung $f_{mix}(m)$ ergibt sich das in Abb. 5.25a dargestellte exklusiv rekonstruierte ω–Signal. In dem rechten Bild von Abb. 5.25a wurden e^+e^-–Paare mit, in dem linken Bild ohne die in Abschnitt 5.1.3 aufgeführten Rejektionsschnitte verwendet. Die Überprüfung der vollständigen Beschreibung des realen Untergrunds durch die skalierte Verteilung $f_{mix}(m)$ erfolgt wieder durch Integration der Verteilung $f(m) - f_{mix}(m)$ (siehe Abb. 5.25b).

Für die Beschreibung des bei der $\pi^\circ \to \gamma\gamma$–Rekonstruktion auftretenden kombinatorischen Untergrunds wird ein Photon eines Ereignisses mit den Photonen eines anderen Ereignisses kombiniert. Bei der Kombination von Photonen aus verschiedenen Ereignissen können Photonenpaare mit beliebig kleinem Öffnungswinkel entstehen. Dies ist aufgrund der endlichen Detektorauflösung bei Photonenpaaren aus dem selben Ereignis nicht möglich. Für die Beschreibung des Untergrunds durch das Eventmixing werden deshalb nur Photonenpaare zugelassen, die vom Detektor gerade noch getrennt werden können. Der reale Untergrund wird im π°–Massenbereich ohne zusätzliche massenabhängige Korrektur ausreichend gut durch das Eventmixing beschrieben.

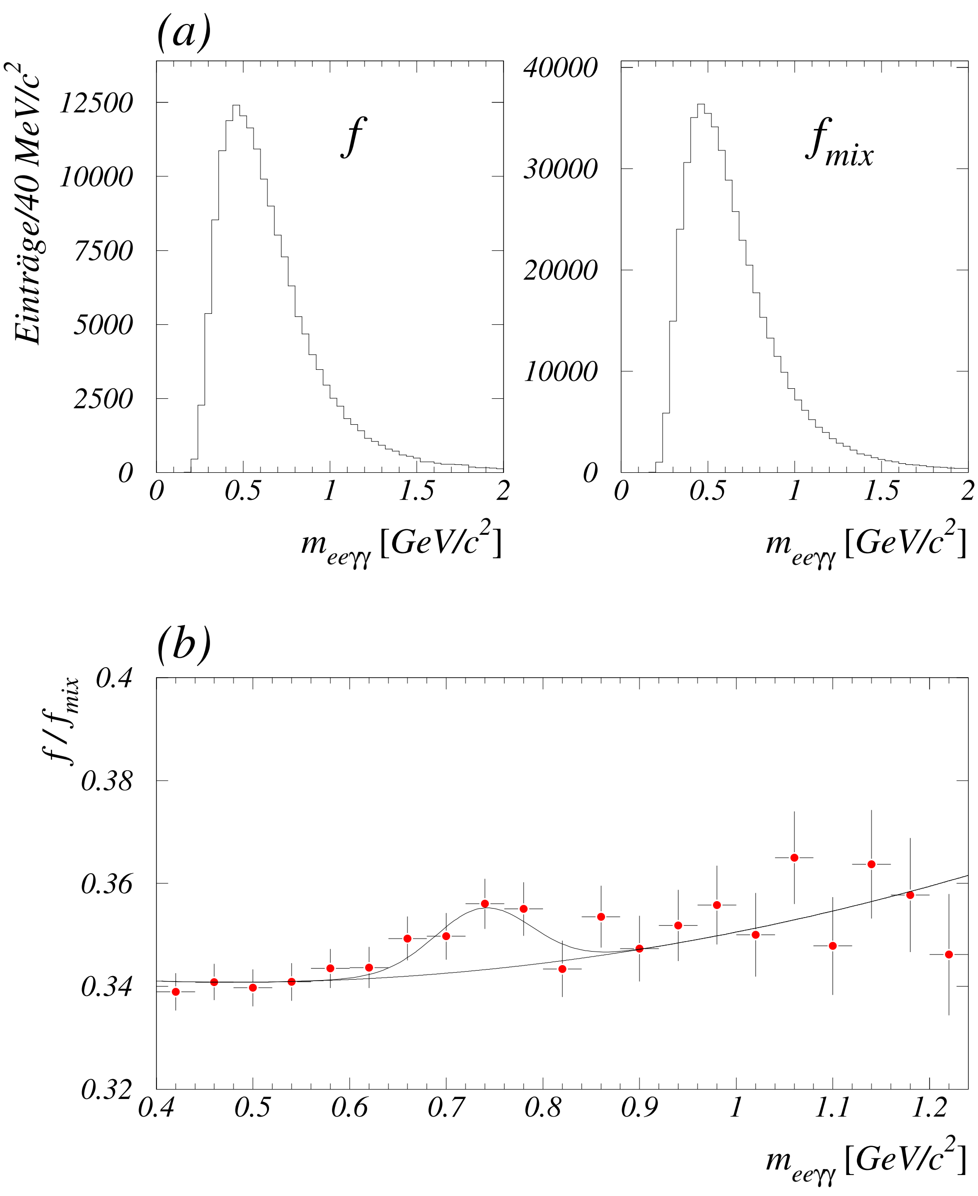


Abbildung 5.24: Analyse des invarianten $e^+e^-\gamma\gamma$–Massenpektrums im ω–Massenbereich mit der Methode des Eventmixings und anschließender Korrektur (Erläuterung siehe Text).

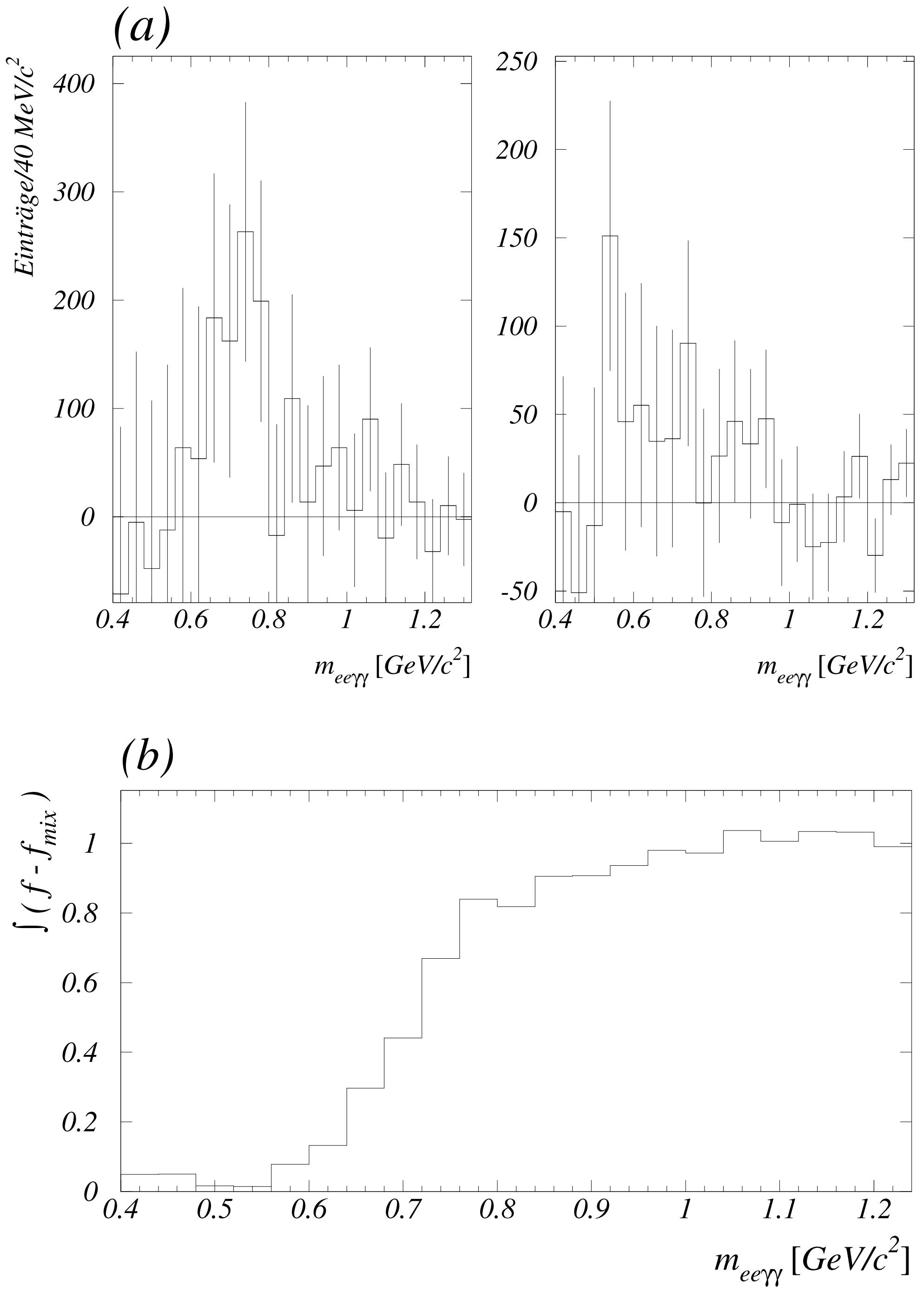


Abbildung 5.25: Invariantes Massenspektrum nach Abzug des Untergrunds im ω–Massenbereich (a) ohne (links) und mit (rechts) Rejektionsschnitten. (b) das Integral der links in (a) gezeigten Verteilung.

5.3.3 Signalgrößen und statistische Signifikanz

Abbildungen 5.26a und b zeigen die für die Normalisierung der inklusiven Paarspektren relevanten invarianten Massenverteilungen im π^0– und η– bzw. η'–Massenbereich. Zum Vergleich sind die aus der Simulation erwarteten Signalstrukturen miteingezeichnet. Das η–Signal liegt auf dem durch die $e^+e^-\gamma$–Kombination unvollständig rekonstruierten ω–Dalitzzerfall. Der Anteil wird mit Hilfe des Generators relativ zum η–Signal bestimmt. Aufgrund der Unsicherheit in den Verzweigungsverhältnissen der η– und ω–Dalitzzerfälle läßt sich dieser Anteil nur auf 41% genau bestimmen. Durch den Schnitt auf die Photonenenergie von $E_\gamma > 2$ GeV wird der Anteil um ca. 40% reduziert.

In Tab.5.2 ist die Zahl der rekonstruierten Dalitzzerfälle zusammen mit dem Signal–zu–Untergrundverhältnis und dem effektiven Signal aufgelistet. Anders als bei

	Signal	S/B [%]	Integr.-bereich	S_{eff}	$\frac{\sigma_m}{m}$ [%] (gemessen)	$\frac{\sigma_m}{m}$ [%] (erwartet)
$\pi^0 \to e^+e^-\gamma$	3011±172	13.3	$\pm1.5\ \sigma$	307	5.8±0.7	4.1
$\eta \to e^+e^-\gamma$	2366±263	4.7	$\pm1.4\ \sigma$	89	8.4±2.6	5.2
$\omega \to e^+e^-\pi^0$	299±158	2.4	$\pm1.5\ \sigma$	3.8	6.6±3.0	4.6
$\eta' \to e^+e^-\gamma$	339±146	3.4	$\pm1.5\ \sigma$	11.7	4.6±1.8	7.5

Tabelle 5.2: Rekonstruierte Dalitzzerfälle (Elektronenpaare nach Untergrundrejektion mit $p_\perp > 50$ MeV/c, $\Theta_{ee} >$35mrad).

der e^+e^-–Paarrekonstruktion entfällt der statistische Fehler bei der Bestimmung des π^0–, η– und η'–Signals durch das Eventmixing. Dadurch ergibt sich, abweichend von Gl. 5.2, ein effektives Signal von

$$S_{eff} \approx \frac{S}{1+\frac{B}{S}} \quad . \tag{5.13}$$

Das effektive Signal wurde durch geeignete Wahl des Integrationsbereichs – ebenfalls in Tab. 5.2 angegeben – optimiert. Die Abbildungen 5.27a und b zeigen das Signal–zu–Untergrundverhältnis und das effektive Signal in Abhängigkeit des Integrationsbereichs am Beispiel des η–Mesons. Das Signal–zu–Untergrundverhältnis nimmt mit kleiner werdendem Integrationsbereich zu, durch den gleichzeitig auftretenden Signalverlust ergibt sich ein Maximum des effektiven Signals bei $\pm1.4\sigma$.

In den beiden letzten Spalten von Tab. 5.2 stehen die Werte für die gemessene und erwartete Massenauflösung der Mesonen. Die Diskrepanz zwischen gemessener und

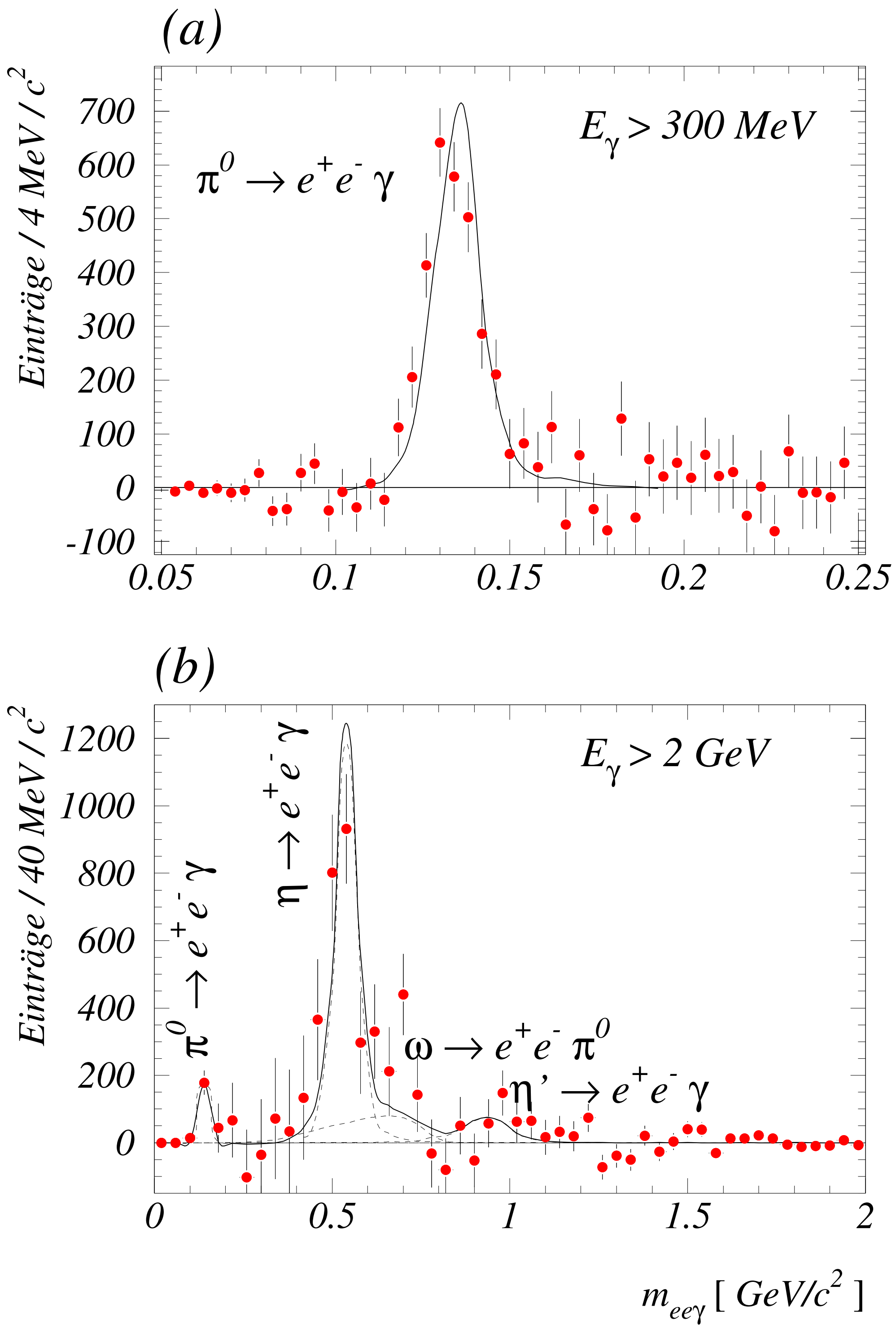


Abbildung 5.26: Invariantes Massenspektrum für $e^+e^-\gamma$–Kombinationen nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds im π^0– (a) und η– bzw. η'–Massenbereich (b). Mit den rekonstruierten π^0– und η–Dalitzzerfällen wird das inklusive e^+e^-–Paarmassenspektrum normalisiert. Ebenfalls miteingezeichnet sind die aus der Simulation erwarteten Signalstrukturen.

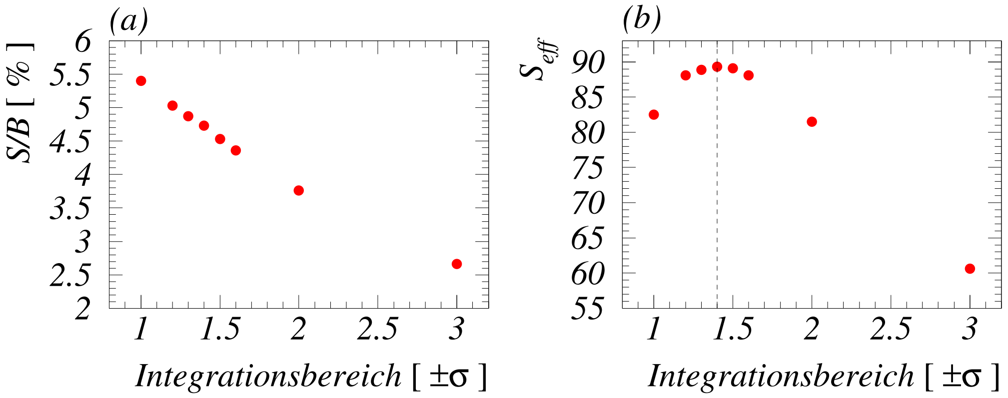


Abbildung 5.27: Signal–zu–Untergrundverhältnis (a) und effektives Signal (b) in Abhängigkeit des Integrationsbereichs am Beispiel des η–Mesons.

erwarteter Auflösung ist möglicherweise auf eine nicht optimale Interkalibration des CERES/TAPS–Detektorsystems zurückzuführen.

5.3.4 Rekonstruktionseffizienz der Dalitzzerfälle

Um aus den in Tab. 5.2 gegebenen Häufigkeiten von π^0–, η–, η'– und ω–Mesonen Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, muß zunächst die Wahrscheinlichkeit ermittelt werden, mit der die Zerfälle exklusiv rekonstruiert werden. Diese Wahrscheinlichkeit setzt sich aus drei Komponenten zusammen: (a) der e^+e^-–Paar– Rekonstruktionseffizienz, (b) der Photon–Rekonstruktionseffizienz, sowie (c) der Akzeptanz der Meßapparatur. Für das eigentliche Ziel dieser Arbeit, die genaue Festlegung des Beitrags von Dalitzzerfällen zum inklusiven e^+e^-–Paarspektrum, entfällt die Unsicherheit von (a), sowie die Akzeptanzbestimmung von CERES, da sämtliche Rejektionsschnitte bei der Paarrekonstruktion für die inklusive und exklusive Messung identisch sind.

Durch den Energie– und den Dispersionsschnitt, sowie durch Schauerüberlagerungen, tritt ein Effizienzverlust bei der Photonrekonstruktion auf. Dieser Effizienzverlust wird anhand einzelner elektromagnetischer Schauer, die realen Ereignissen überlagert werden, studiert. Dabei wird die Annahme gemacht, daß die Störung der Teilchendichte bei der Überlagerung vernachlässigbar ist. Für die Erzeugung der Photonenschauer bieten sich prinzipiell zwei Möglichkeiten an: Man selektiert einzelne, räumlich gut isolierte Schauer aus den experimentellen Daten, oder verwendet Schauer, die mit Hilfe einer Monte–Carlo Simulation erzeugt werden. Die erstgenannte Methode hat den Vorteil, daß die Schauer bereits die Detektoreigenschaften wie Energieauflösung und Schauerdispersion wiederspiegeln. Es ist jedoch aufwendig, eine ausreichende Anzahl von Schauern zu selektieren. Außerdem wird ein Teil der selektierten Schauer aus überlagerten Schauern bestehen, oder von Hadronen stammen. Im Gegensatz dazu hat die Simulation von Schauern den Vorteil, daß die Teilchenidentität bekannt ist und einzelne Teilchenschauer frei von möglichen Überlagerungen sind. Diese Methode wurde deshalb bevorzugt. Eine detaillierte Beschreibung der Simulation der Photonenschauer findet sich in [25].

Für die Bestimmung der Detektorakzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz der Photonen werden zunächst mit dem in Kap. 3 beschriebenen Generator Dalitzzerfälle erzeugt. Abbildung 5.28 zeigt den von der Paarmasse abhängigen Anteil der Zerfälle, für die sowohl das Photon innerhalb der TAPS–Akzeptanz $3.1 < \eta < 4.0$ wie auch das e^+e^-–Paar innerhalb der CERES–Akzeptanz $2.1 < \eta < 2.65$ liegt. Die Elektronenpaare erfüllen den $p_\perp$–Schnitt > 50 MeV/c und bilden einen Öffnungswinkel $\Theta_{ee} > 35$ mrad. Als Referenz wurden alle Zerfälle, die zu einem e^+e^-–Paar mit $p_\perp > 50$ MeV/c und $\Theta_{ee} > 35$ mrad innerhalb der CERES–Akzeptanz führen, verwendet. Die über den gesamten Paarmassenbereich integrierten Akzeptanzen der Zerfälle sind in Tab. 5.4 aufgelistet.

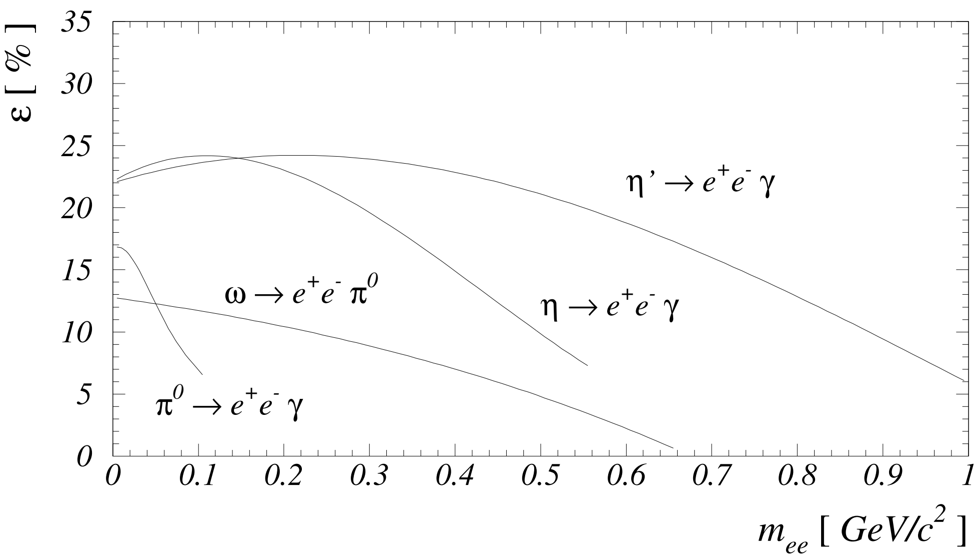


Abbildung 5.28: Geometrische Akzeptanz des elektromagnetischen Kalorimeters als Funktion der Paarmasse.

Für die Photonen, die in TAPS nachgewiesen werden können, werden Schauer im BaF_2–Kalorimeter simuliert und realen Ereignissen überlagert. Diese Ereignisse werden mit der Standardanalyse rekonstruiert. Alle gefundenen Schauer werden mit dem Elektronenpaar aus der Simulation kombiniert. Abbildung 5.29 zeigt die resultierende invariante Massenverteilung für den η–Dalitzzerfall. Das Signal der vollständig rekonstruierten η–Zerfälle ist deutlich zu erkennen. Durch Abzug des kombinatorischen Untergrunds, der sich aus Kombinationen der Elektronenpaare mit den überlagerten, realen Ereignissen ergibt, erhält man das untergrundfreie Signal (siehe Abb. 5.30). Seine Größe wird durch Integration bestimmt. Die Rekonstruktionseffizienz wird durch das Verhältnis der Zahl der nachgewiesenen zu der Zahl der simulierten Zerfälle bestimmt.

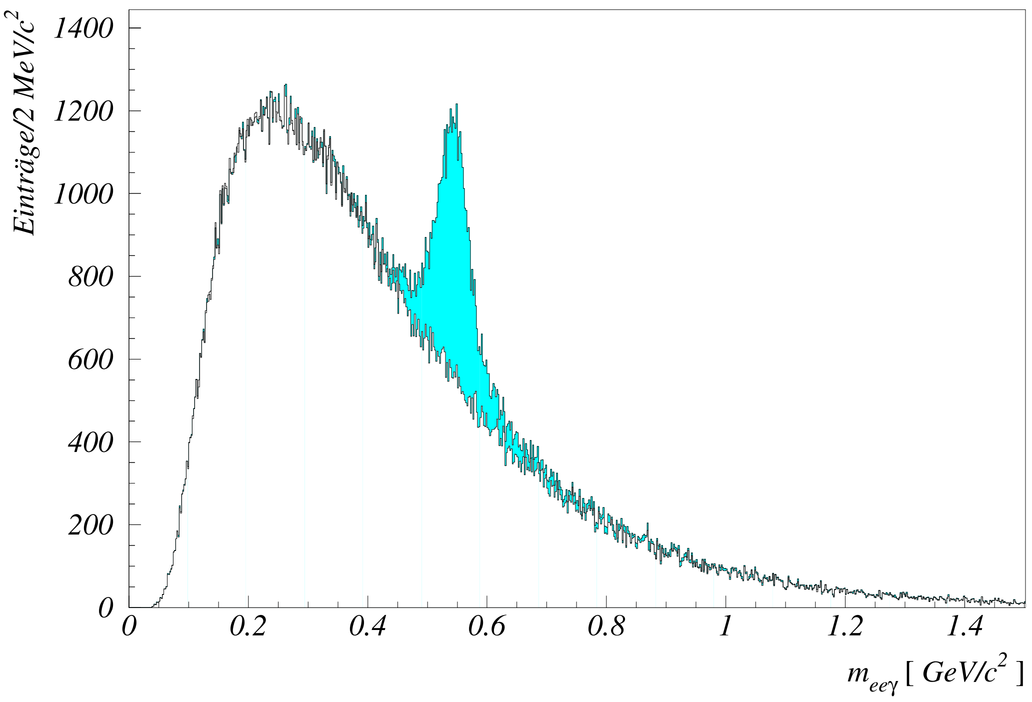


Abbildung 5.29: Invariantes Massenspektrum für $e^+e^-\gamma$–Kombinationen mit überlagerten Ereignissen am Beispiel des η–Dalitzzerfalls.

In gleicher Weise kann der Effizienzverlust durch den Dispersionsschnitt und die Schnitte auf die Photonenergie studiert werden. Um den starken Einfluß von Schauerüberlagerungen zu verdeutlichen, wird in Abb. 5.31 die unterschiedliche Dispersionsverteilung von rekonstruierten Schauern mit und ohne Überlagerung realer Ereignisse gezeigt. Die Breite der Schauer nimmt durch Überlagerung realer Ereignissen signifikant zu. Der miteingezeichnete Dispersionsschnitt führt dadurch zu einem Signalverlust von etwa 15%. Abbildung 5.32a–c zeigt die Rekonstruktionseffizienz nach dem Dispersionsschnitt als Funktion der Schauermultiplizität des überlagerten Ereignisses (a), der Photonenergie (b) und des Orts des Photons (c). Mit steigender Multiplizität wächst die Wahrscheinlichkeit für den Überlapp des Photons mit anderen Schauern und somit die Wahrscheinlichkeit für den Verlust

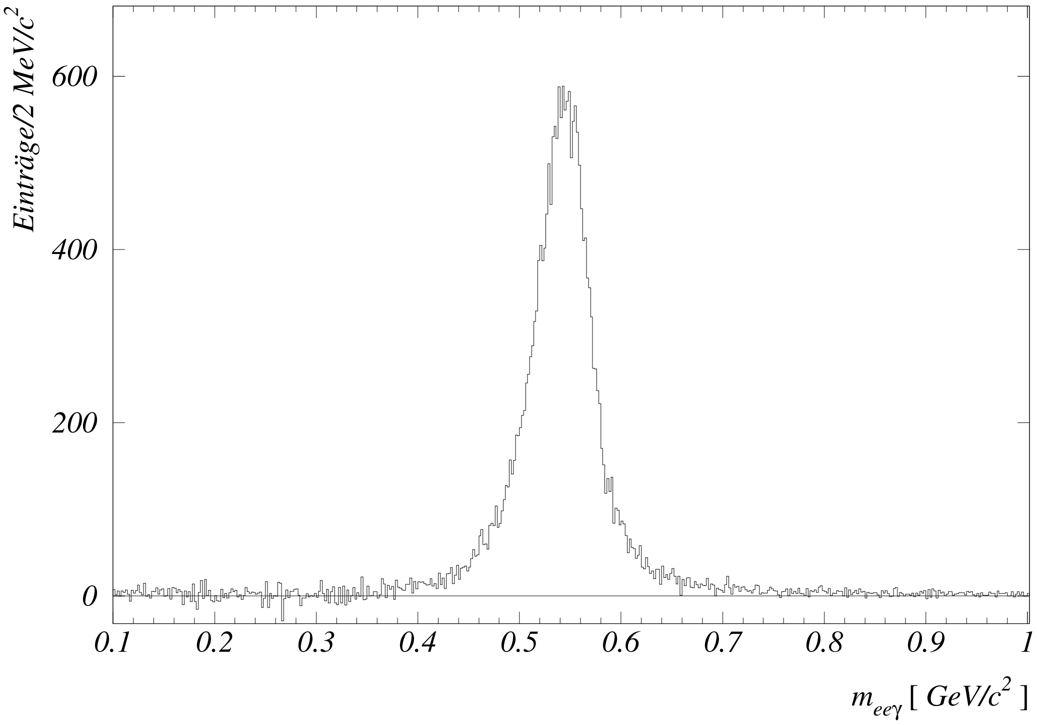


Abbildung 5.30: Invariantes Massenpektrum der $e^+e^-\gamma$–Kombinationen im η–Massenbereich nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds.

des Signals. Da der Einfluß durch überlappende Schauer mit größer werdenden Energie deutlich geringer wird, nimmt die Effizienz mit wachsender Photonenenergie zu. Aufgrund der zunehmenden Schauerdichte nimmt die Effizienz zu kleinen Radien entsprechend ab.

Die Rekonstruktionseffizienz wird aufgrund der unterschiedlichen Phasenraumverteilungen der Photonen für jeden Dalitzzerfall separat bestimmt. In Tab 5.3 sind die Werte für die Rekonstruktionseffizienz der π^0–, η–, η'–Dalitzzerfälle vor und nach dem Dispersionsschnitt aufgelistet. Die Effizienzen nach den jeweiligen durchgeführten Schnitten auf die Photonenenergie sind kumulativ angegeben. Die

	π^0	η	η'	ω
Rekonstruktion [%]	80.7	90.1	91.5	70.8
Dispersionsschnitt [%]	63.6	75.9	80.5	47.8
Energieschnitt [%]	61.4	67.4	80.1	37.1

Tabelle 5.3: Rekonstruktionseffizienz

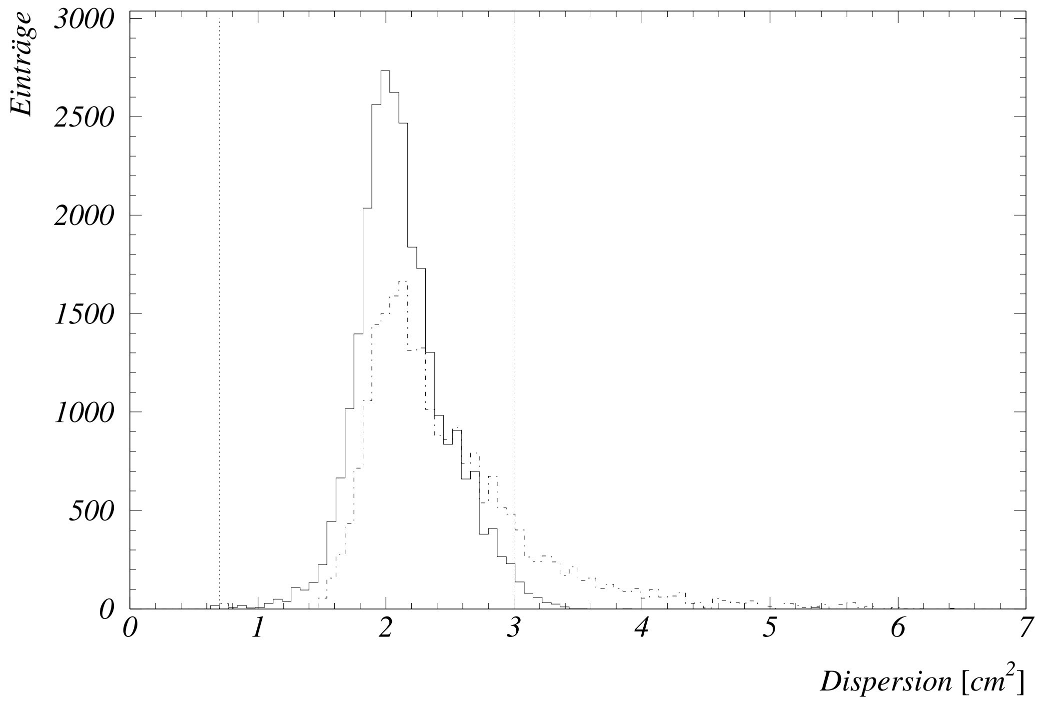


Abbildung 5.31: Dispersionsverteilung von rekonstruierten Schauern mit (gestrichelte Linie) und ohne (durchgezogene Linie) Überlagerung realer Ereignisse.

Rekonstruktionseffizienz steigt mit zunehmender Mesonen–Masse, was auf die mit der Masse zunehmende Energie der Zerfallsphotonen zurückzuführen ist.

In Tab. 5.4 sind die nach allen Schnitten resultierenden Rekonstruktionseffizienzen zusammen mit der geometrischen Akzeptanz der Photonen aus dem π^0–, η–, η'– und ω–Dalitzzerfall aufgelistet. In der letzten Zeile von Tab. 5.4 steht die aus der Akzeptanz und der Photon–Rekonstruktionseffizienz resultierende Gesamtwahrscheinlichkeit für den exklusiven Nachweis der Dalitzzerfälle, deren e^+e^-–Paar in CERES nachgewiesen wurde.

	π^0	η	η'	ω
Geometrische Akzeptanz [%]	15.1	21.8	21.3	9.5
Rekonstruktionseffizienz [%]	61.4	67.4	80.1	37.1
insgesamt [%]	9.3	14.7	17.1	3.5

Tabelle 5.4: Rekonstruktionseffizienz und geometrische Akzeptanz, sowie die daraus resultierende Gesamtwahrscheinlichkeit für den exklusiven Nachweis der Dalitzzerfälle.

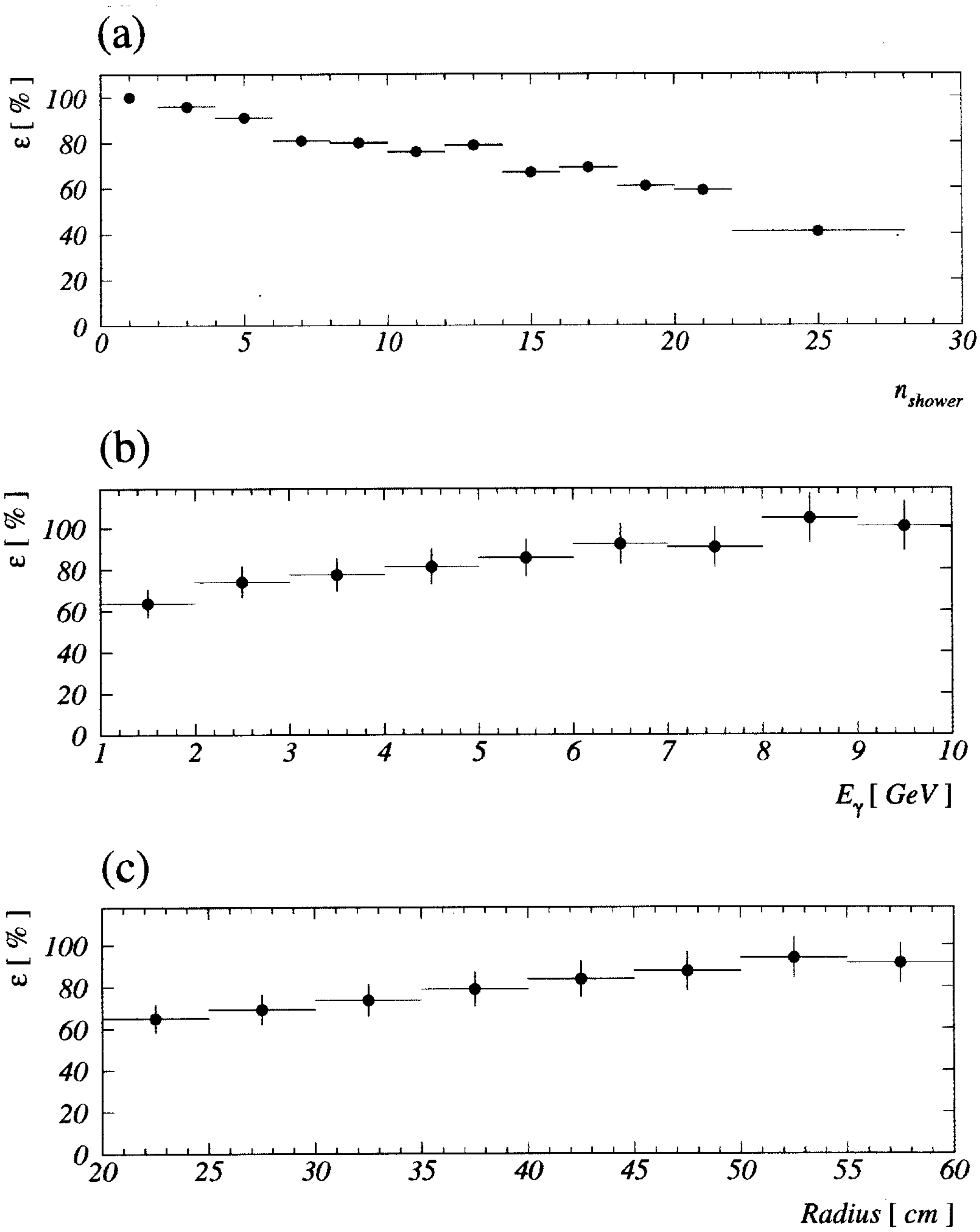


Abbildung 5.32: Rekonstruktionseffizien in Abhängigkeit der Schauermultiplizität (a), der Energie (b) und des Ortes (c).

Für die Bestimmung des Beitrags von e^+e^-–Paaren am inklusiven Paarspektrum aus dem η–Dalitzzerfall ist die Photon–Rekonstruktionseffizienz dieses Zerfalls in Abhängigkeit der e^+e^-–Paarmasse von Bedeutung. Diese wird in Abb. 5.33 gezeigt. Die Rekonstruktionseffizienz ist über den gesamten Paarmassenbereich annähernd konstant. Die Energie des Photons nimmt zwar mit größer werdender Paarmasse ab, trifft dafür aber das Kalorimeter bei größeren Radien, wodurch sich die in Abb. 5.32b und c gezeigten Änderungen der Rekonstruktionseffizienz gerade zufällig kompensieren. Die Photon–Rekonstruktionseffizienz kann deshalb ohne weitere Korrektur bezüglich der Paarmasse bei der Bestimmung des Beitrags von e^+e^-–Paaren zum inklusiven Paarspektrum aus der exklusiven Messung des η–Dalitzzerfalls berücksichtigt werden.

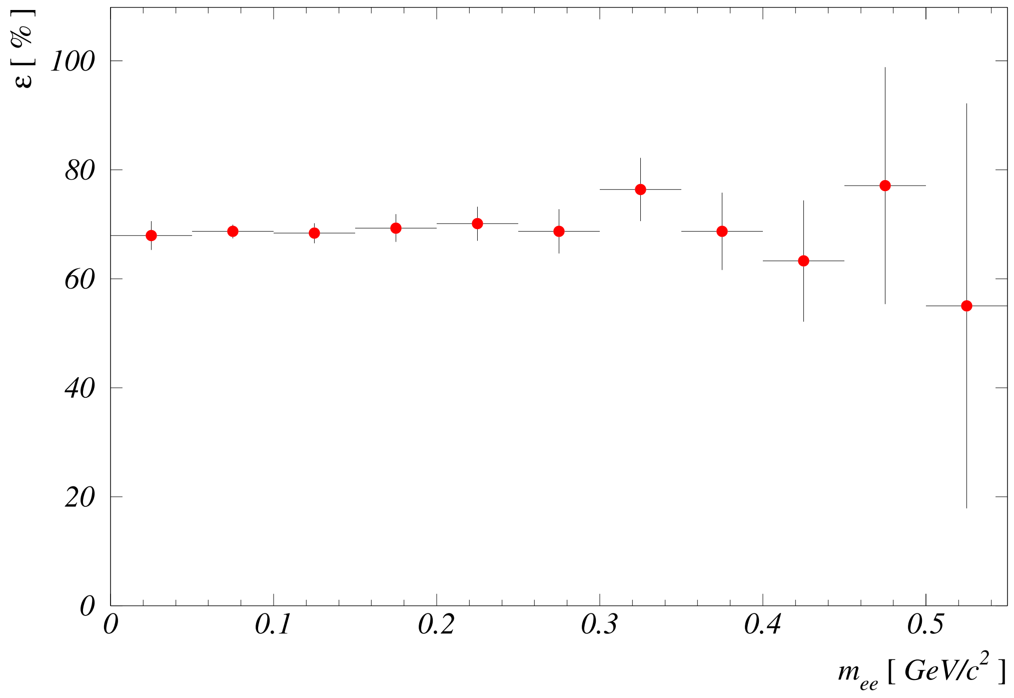


Abbildung 5.33: Rekonstruktionseffizienz von Photonen aus dem η–Dalitzzerfall in Abhängigkeit der Paarmasse.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskusion

6.1 Exklusiv gemessene Dalitzzerfälle

Aus den exklusiv rekonstruierten Dalitzzerfällen können die Produktionswirkungsquerschnitte der ω– und η–Mesonen bestimmt werden. Die in Tab. 5.2 angegebenen Häufigkeiten werden auf Akzeptanz und Effizienz korrigiert. Für das η– und ω–Meson ergibt sich

$$\sigma_\eta = 6.8 \pm 1.8 \ \text{mbarn} \tag{6.1}$$

$$\sigma_\omega = 24 \pm 17 \ \text{mbarn} \ . \tag{6.2}$$

Der η'–Dalitzzerfall konnte nicht eindeutig nachgewiesen werden. Aus der in Abb. 5.26b gezeigten Messung läßt sich aber eine obere Grenze des Wirkungsquerschnitts von

$$\sigma_{\eta'} < 13.6 \ \text{mbarn} \tag{6.3}$$

angeben. Die großen Unsicherheiten stammen im wesentlichen aus der geringen Zahl rekonstruierter Zerfälle, sowie aus der Unsicherheit in der Untergrundsubtraktion. Verglichen mit den Werten aus Tab. 3.1 stimmen diese Werte im Rahmen der Fehler überein, führen aber aufgrund der hohen Unsicherheit nicht zu einer Verbesserung der Kenntnis. Bemerkenswert ist, daß der η–Wirkungsquerschnitt sehr gut mit dem Wert aus rekonstruierten $\eta \to \gamma\gamma$–Zerfällen in Tab. 3.1 übereinstimmt.

Für die exklusive Messung des η–Dalitzzerfalls steht ausreichend Statistik zur Verfügung, sodaß das e^+e^-–Massenspektrum dieses Zerfalls bestimmt und mit der LEPTON–G–Messung verglichen werden kann. Das resultierende Massenspektrum wird gemäß der in Abb. 5.6b gezeigten massenabhängigen Paarrekonstruktionseffizienz und der in Abb. 5.28 gezeigten massenabhängigen Akzeptanz korrigiert. Abbildung 6.1 zeigt das gemessene invariante e^+e^-–Massenspektrum dieses Zerfalls. Das gemessene Spektrum stimmt gut mit der Vorhersage der im Generator verwendeten LEPTON–G–Messung für den Formfaktor (durchgezogene Kurve)

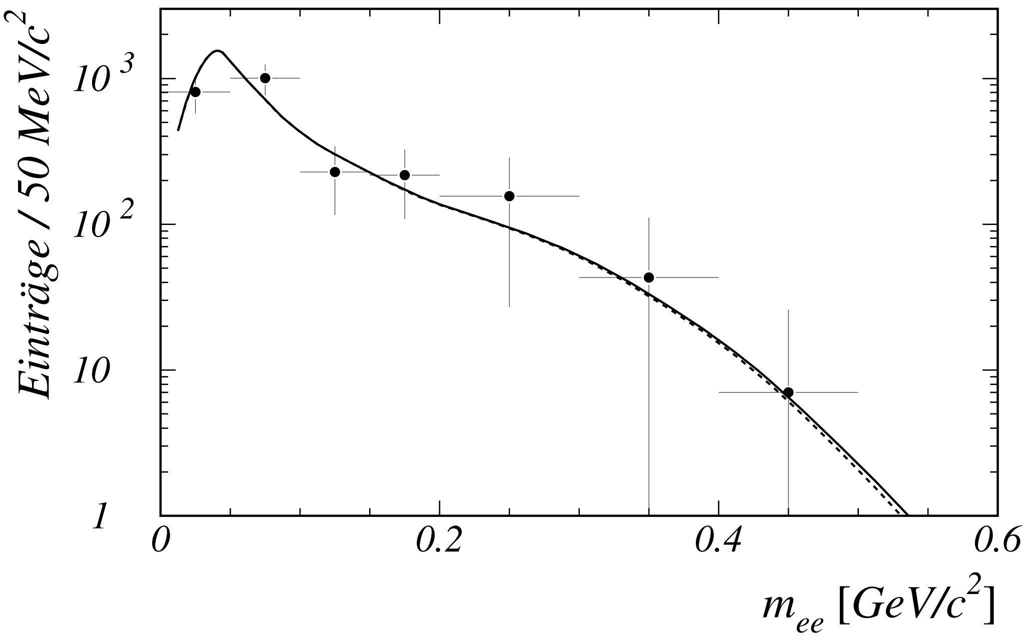


Abbildung 6.1: Vergleich des gemessenen e^+e^-–Massenspektrums des η–Dalitzzerfalls mit der Generatorvorhersage für die LEPTON–G–Messung (durchgezogene Linie) und der VDM–Rechnung (gestrichelte Linie).

überein. Eine eindeutige Klärung der Abweichung der LEPTON–G–Messung von der Vorhersage des VDMs (gestrichelte Linie) ist aufgrund der großen Unsicherheiten ausgeschlossen.

Eine sinnvolle Messung des ω–Formfaktors und der Vergleich mit der LEPTON–G–Messung ist aufgrund der geringen Statistik der exklusiven Messung des ω–Dalitzzerfalls nicht möglich.

6.2 Bestimmung des Beitrags hadronischer Quellen mit Hilfe der exklusiven Messung

Ziel dieser Arbeit ist eine deutliche Verbesserung des Vergleichs der von CERES 1993 in p–Be–Kollisionen gemessenen e^+e^-–Paare mit den aus hadronischen Quellen. Die Summe aller bekannten hadronischen Quellen wird mit Hilfe des in Kap. 3 beschriebenen Generators vorhergesagt. Dabei werden die in Tab. 3.1 und 3.2 aufgeführten absoluten Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse, sowie die von der LEPTON–G–Kollaboration gemessenen Formfaktoren verwendet. Alle generierten Paare werden mit der CERES–Impulsaufösung und Akzeptanz gefaltet und analog der Paaranalyse mit einem $p_\perp$–Schnitt > 50 MeV/c und und einem Öffnungswinkelschnitt $\Theta > 35$ mrad versehen, sodaß die Vorhersage und die Messung direkt verglichen werden können. Die Summe aller in Abb. 6.2 gezeigten Zerfälle (durchgezogene Linie) legt die Form des aus hadronischen Quellen erwarteten inklusiven Paarspektrums fest. Für den genauen Vergleich der erwarteten Paarspektren aus hadronischen Quellen mit dem inklusiv gemessenen Paarspektrum wurde das Generatorspektrum relativ zur Zahl der geladenen Teilchen normiert. Dies erlaubt neben der Untersuchung der spektralen Form auch eine Aussage über die absolute Produktionsrate an e^+e^-–Paaren.

Eine Möglichkeit für den Vergleich der gemessenen Daten mit dem erwarteten Beitrag aus hadronischen Kollisionen bietet die Absolutnormierung der inklusiv gemessenen e^+e^-–Paare, wie sie bereits in [23] durchgeführt wurde. Die einzelnen Beitäge für diese Absolutnormierung sind die Triggeranreicherung, die Paar–Rekonstruktionseffizienz und die mittlere Multiplizität der in der Kollision erzeugten Teilchen. Diese beträgt für p–Be–Kollisionen etwa 3.5 geladene Teilchen pro Rapiditätseinheit. Insgesamt wurden $9.3 \cdot 10^6$ p–Be–Ereignisse analysiert. Mit diesen Werten läßt sich das generierte Paarspektrum zu dem gemessenen skalieren. Das gemessene Paarspektrum ist zusammen mit dem Generatorspektrum in Abb. 6.3 gezeigt. Die gemessenen Daten sind gemäß der in Abb. 5.6b gezeigten massenabhängigen Paar–Rekonstruktionseffizienz korrigiert. Die statistischen Fehler der inklusiven Messung sind durch Striche an den Datenpunkten gekennzeichnet, während die Klammern die systematischen Fehler der Absolutnormierung – linear addiert zu den statistischen Fehlern – markieren. Die systematischen Fehler stammen im wesentlichen aus der Unsicherheit in der Triggeranreicherung und der Rekonstruktionseffizienz (ca. 20%). Das Fehlerband reflektiert die Unsicherheit im Generator, die im wesentlichen durch die Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen (bis zu 30%) gegeben sind. Insgesamt ergibt sich eine Unsicherheit von etwa 40%. Im Rahmen dieser Fehler stimmt das gemessene Spektrum gut mit der Vorhersage aus hadronischen Quellen überein.

Der systematische Fehler bei der Absolutnormierung der Daten kann mit Hilfe der exklusiven Messung der π^0– und η–Dalitzzerfälle beseitigt werden. Dazu werden mit den in Tab. 5.2 gezeigten Häufigkeiten, zusammen mit den in Tab. 5.4 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten der exklusiven Messungen, die Zahl der in CERES inklusiv nachgewiesenen π^0– und η–Dalitzzerfälle bestimmt. Mit diesen Zahlen wird das in Abb. 6.2 gezeigte Generatorspektrum normiert. Alle weiteren Mesonzerfälle werden relativ zum η–Dalitzzerfall skaliert. Abbildung 6.4 zeigt das inklusiv gemessene Paarspektrum zusammen mit dem so normierten Generatorspektrum. Im Gegensatz zu der Absolutnormierung der Daten wird hier nur die Massenabhängigkeit der Paar–Rekonstruktionseffizienz korrigiert. Die damit verbun-

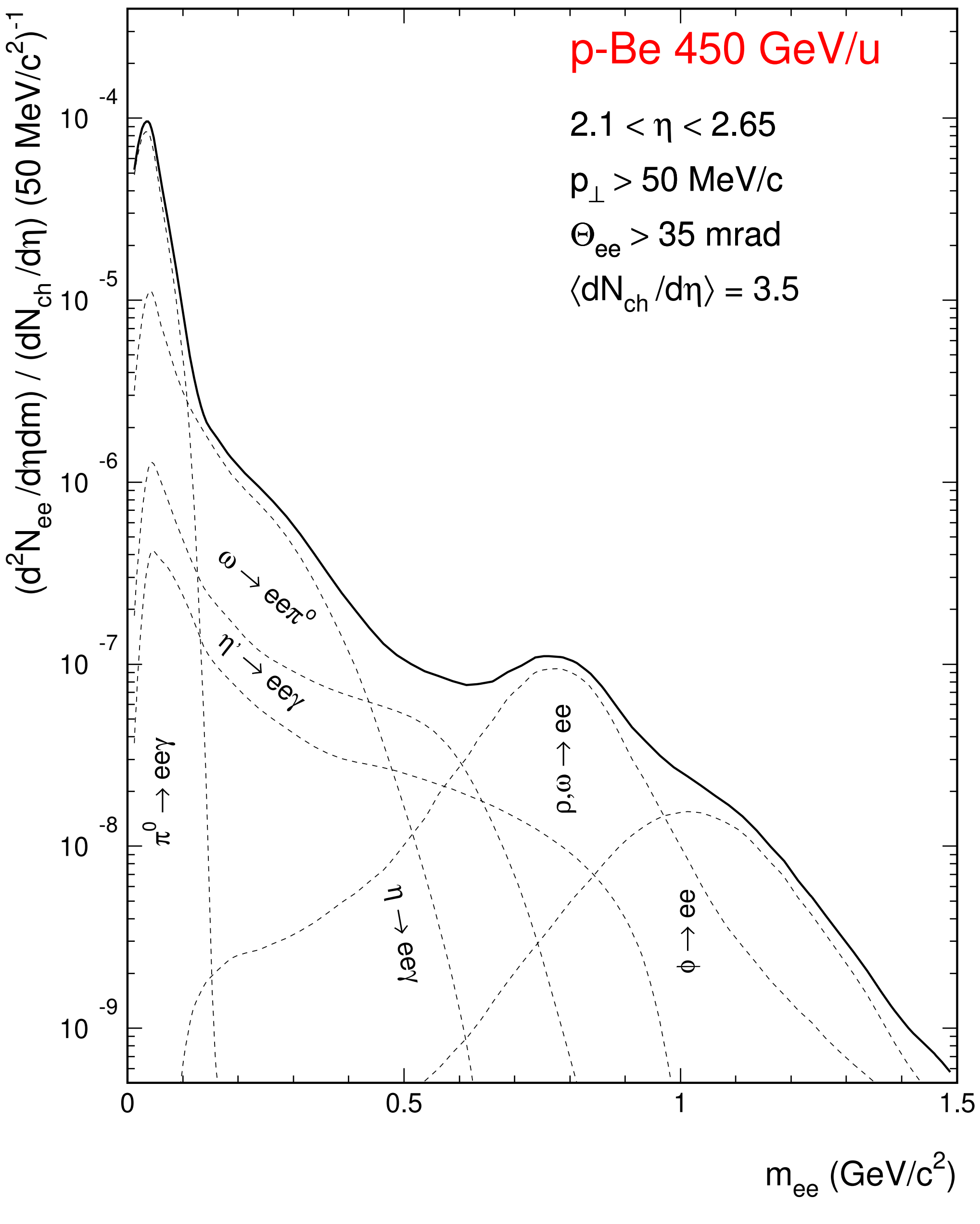


Abbildung 6.2: e^+e^-–Paarspektrum des Monte–Carlo–Generators nach Faltung mit der gemessenen Massenauflösung und der CERES–Akzeptanz. Aufgetragen ist die e^+e^-–Paardichte dN_{ee}/dm pro Rapiditätseinheit und pro geladener Teilchendichte dN_{ch}/dy. Sämtliche in dem gezeigten Massenbereich relevanten Mesonzerfälle mit einem e^+e^-–Paar im Endzustand werden im Generator gemäß der in Tab. 3.1 und Tab. 3.2 angegebenen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt.

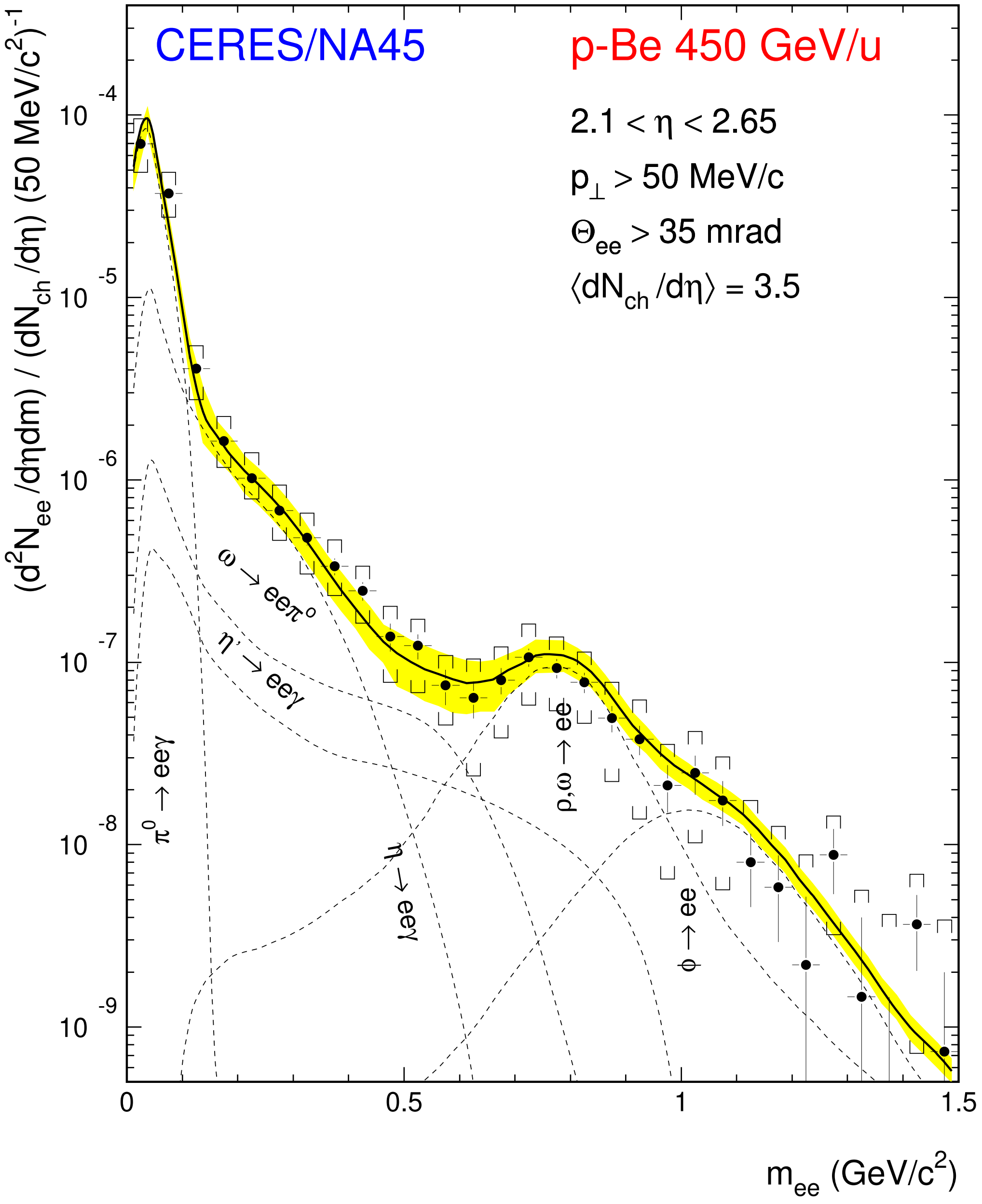


Abbildung 6.3: Bisheriger Vergleich des inklusiv gemessenen e^+e^-–Paarspektrums in 450 GeV/c p–Be–Kollisionen mit hadronischen Quellen. Aufgetragen ist die e^+e^-–Paardichte dN_{ee}/dm pro Rapiditätseinheit und pro geladener Teilchendichte dN_{ch}/dy. Das Fehlerband reflektiert die Unsicherheit im Generator, die Klammern markieren die systematischen Fehler der Absolutnormierung der Daten, die durch die Unsicherheit in der Bestimmung Paarrekonstruktionseffizienz und Triggeranreicherung dominiert sind.

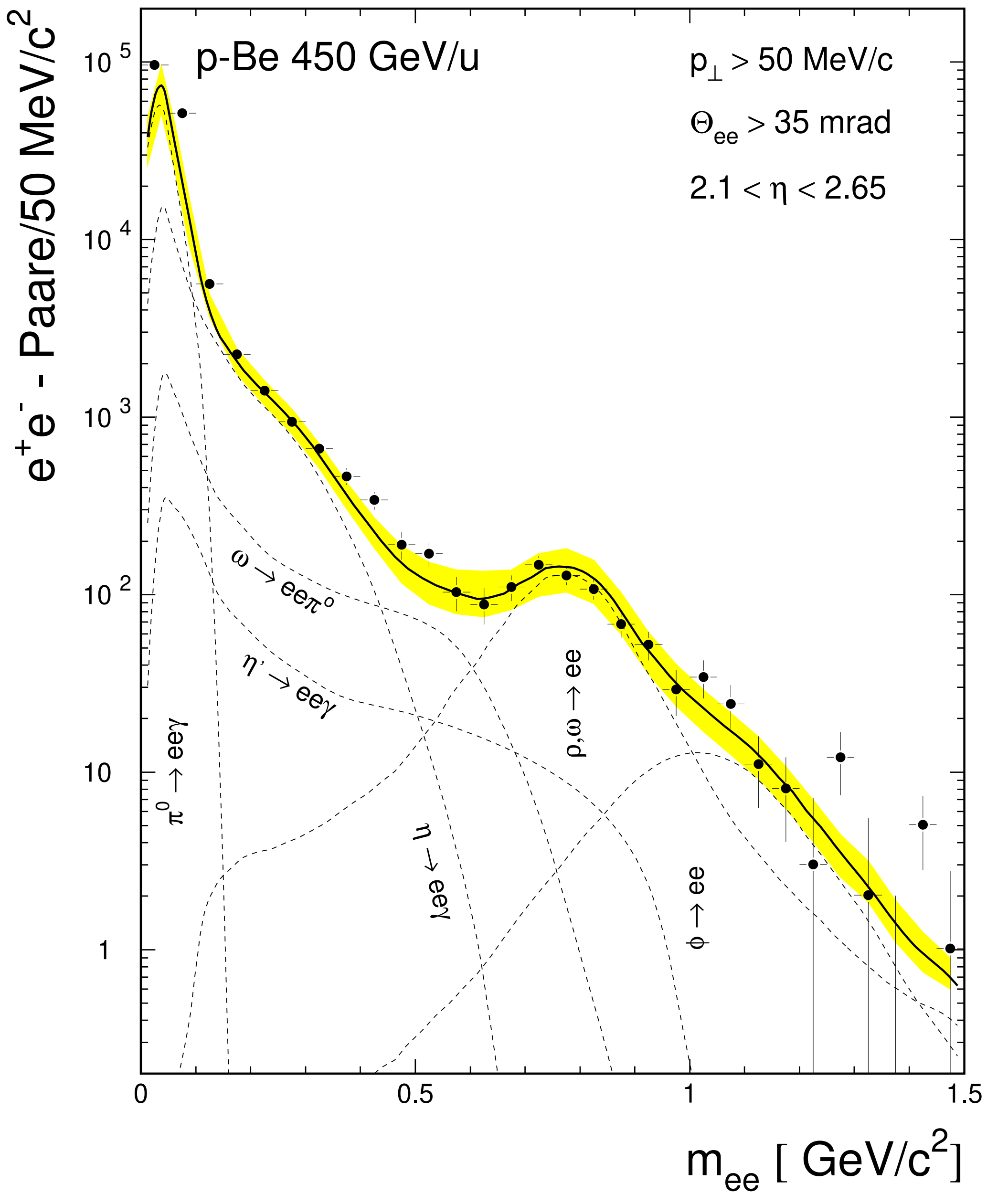


Abbildung 6.4: Neuer Vergleich des inklusiv gemessenen e^+e^-–Paarspektrums in 450 GeV/c p–Be–Kollisionen mit hadronischen Quellen, gestützt auf die exklusive Messung des π^0– und η–Dalitzzerfalls. Alle übrigen Zerfälle sind relativ zum η–Dalitzzerfall skaliert. Das Fehlerband markiert die Unsicherheit des Generators und der Absolutnormierung. Im Gegensatz zur bisherigen Darstellung der Abb. 6.3 entfallen hier die systematischen Fehler der Meßdaten. Verbleibende Unsicherheiten der Normierung mit Hilfe der exklusiven Messung sind im Fehlerband enthalten.

Zerfall	Basis für Normalisierung	Fehlerquellen	syst. Fehler	stat. Fehler
$\pi^0 \to e^+e^-\gamma$	$\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ –Signal	γ –Rekonstruktionseffizienz	5%	–
		Akzeptanz	30%	–
		massenabhängige e^+e^-–Rekonstruktionseffizienz	2.9%	–
		Signalgröße	3.3%	5.7%
$\eta \to e^+e^-\gamma$	$\eta \to e^+e^-\gamma$ –Signal	γ –Rekonstruktionseffizienz	5%	–
		Akzeptanz	5%	–
		massenabhängige e^+e^-–Rekonstruktionseffizienz	2.4%	–
		Signalgröße	12.6%	11.1%
		Formfaktor $(200 < m < 400)$	16%	–
$\omega \to e^+e^-\pi^0$	$\eta \to e^+e^-\gamma / \omega \to e^+e^-\pi^0$	$\sigma_\eta / \sigma_\omega$	18.9%	–
		$\mathrm{Br}(\eta \to e^+e^-\gamma)/\mathrm{Br}(\omega \to e^+e^-\pi^0)$	41.1%	–
		Formfaktor $(400 < m < 650)$	30%	–
$\eta' \to e^+e^-\gamma$	$\eta \to e^+e^-\gamma / \eta' \to e^+e^-\gamma$	$\sigma_\eta / \sigma_{\eta'}$	33.7%	–
		$\mathrm{Br}(\eta \to e^+e^-\gamma)/\mathrm{Br}(\eta' \to e^+e^-\gamma)$	30%	–
$\omega \to e^+e^-$	$\eta \to e^+e^-\gamma / \omega \to e^+e^-$	$\sigma_\eta / \sigma_\omega$	18.9%	–
		$\mathrm{Br}(\eta \to e^+e^-\gamma)/\mathrm{Br}(\omega \to e^+e^-)$	24.2%	–
$\rho \to e^+e^-$	$\eta \to e^+e^-\gamma / \rho \to e^+e^-$	$\sigma_\eta / \sigma_\rho$	16.1%	–
		$\mathrm{Br}(\eta \to e^+e^-\gamma)/\mathrm{Br}(\rho \to e^+e^-)$	24.5%	–
$\phi \to e^+e^-$	$\eta \to e^+e^-\gamma / \phi \to e^+e^-$	$\sigma_\eta / \sigma_\phi$	18.2%	–
		$\mathrm{Br}(\eta \to e^+e^-\gamma)/\mathrm{Br}(\phi \to e^+e^-)$	24.1%	–

Tabelle 6.1: Fehlerquellen und die damit verbundenen Unsicherheiten des Generators und der Absolutnormierung. Die systematischen Fehler wurden als Standardabweichungen einer entsprechenden Rechteckverteilung abgeschätzt, die durch die größte, mit dem Kenntnisstand noch vereinbare Variation der betr. Parameter approximiert wurde.

dene integrale Zunahme des inklusiv gemessenen e^+e^-–Paarspektrums bei kleinen Massen wird bei der Absolutnormierung des Generatorspektrums berücksichtigt. Die Fehler der Datenpunkte reflektieren die statistischen Fehler der inklusiven Messung. Im Gegensatz zu Abb. 6.3 entfallen hier die systematischen Unsicherheiten der Triggeranreicherung und des Absolutwerts der Paar–Rekonstruktionseffizienz. Die Unsicherheiten des Generators und der Absolutnormierung mit Hilfe der exklusiven Messung π^0– und η–Dalitzzerfalls werden durch das Fehlerband markiert. Sämtliche dafür relevanten Fehlerquellen und die damit verbundenen Unsicherheiten sind in Tab. 6.1 zusamengefaßt.

Die Unsicherheit der Absolutnormierung des Generatorspektrums mit Hilfe der exklusiven Messung des π^0– und η–Dalitzzerfalls setzt sich zusammen aus: (a) der Unsicherheit der Photon–Rekonstruktionseffizienz, (b) der Akzeptanzkorrektur, (c) der massenabhängigen Paar–Rekonstruktionseffizienz und (d) der Signalmessung.

Im Falle der π^0–Normierung dominiert der Beitrag von (b). Da bei diesem Zerfall aufgrund des hohen $p_\perp$–Schnitts von > 50 MeV/c und des Öffnungswinkelschnitts von > 35 mrad nur ein sehr kleiner Bereich der exponentiell abfallenden $p_\perp$– und Öffnungswinkelverteilungen betrachtet wird, sind die Unsicherheiten dieser Verteilungen und der Akzeptanzkorrektur entsprechend groß.

Für die Bestimmung des Beitrags der η–Dalitzzerfälle dominiert die Fehlerquelle (d). Die Unsicherheit stammt hier in etwa zu gleichen Teilen aus dem statistischen (11.1%) und dem systematischen Fehler (12.6%) bei der Signalbestimmung. Der systematische Fehler entsteht durch die Unsicherheit der in Abschnitt 5.3.2 beschrieben Untergrundsubtraktion. Dieser Fehler wurde durch die systematische Untersuchung mit unterschiedlichen angepaßten Korrekturfunktionen bei der Bestimmung des Untergrunds abgeschätzt. Die dazu verwendeten extremen Annahmen der Korrektur sind in Abb. 6.5 dargestellt. Sie führen zu einer Unsicherheit in der Zahl rekonstruierter η–Mesonen von ca. + 20% und – 26%. Der in Tab. 6.1 angegebene Wert von 12.6% ergibt sich als Standardabweichung einer entsprechenden Rechteckverteilung. Das gute Verständnis der in Abb. 5.6b gezeigten massenabhängigen Paar–Rekonstruktionseffizienz wird durch die in Abbildung 6.6 gezeigte Generatornormierung für unterschiedlich verwendete Massenbereiche der e^+e^-–Paare bei der exklusiven Messung des η–Dalitzzerfalls deutlich. Die obere Generatorkurve resultiert aus der Messung für Paare mit $m_{ee} > 50$ MeV/c^2, die mittlere Kurve für Paare mit $m_{ee} > 100$ MeV/c^2. Die untere Kurve entspricht der in Abb. 6.4 gezeigten Generatorkurve für die exklusive η–Messung mit e^+e^-–Paaren über den gesamten Massenbereich. Die Abweichungen der Generatorspektren für unterschiedlich verwendete Paarmassenbereiche reflektiert im wesentlichen die Unsicherheit bei der η–Signalmessung. Innerhalb dieses Fehlers stimmen die gezeigten Kurven gut überein. Insgesamt ergibt sich eine Unsicherheit von ca. 17% bei der Absolutnormierung des Generatorspektrums mit Hilfe des gemessenen η–Dalitzzerfalls.

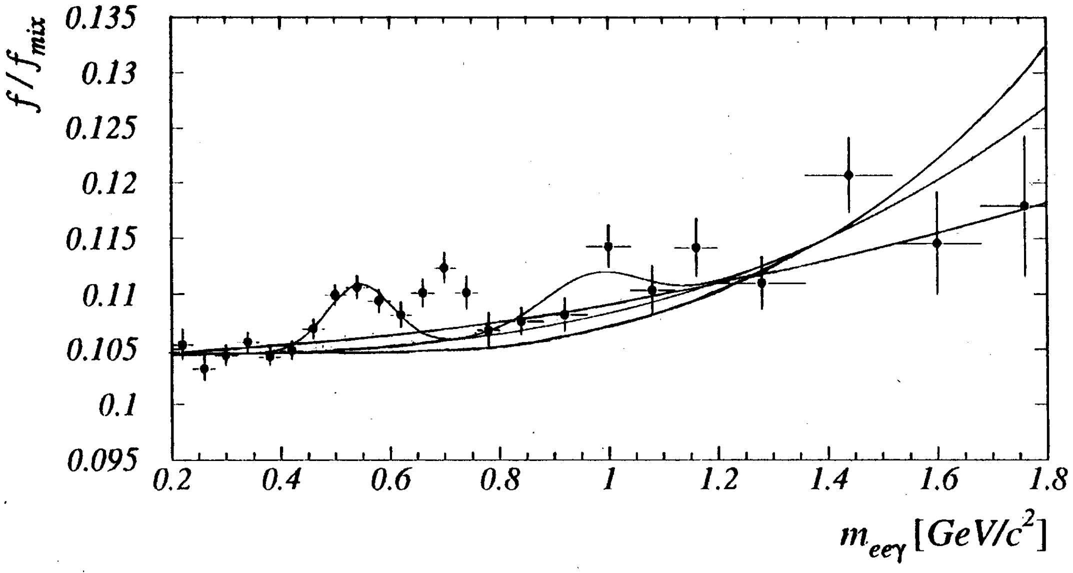


Abbildung 6.5: Unsicherheit bei der Korrektur des mit Hilfe des Eventmixings gemessenen Untergrunds. Die systematische Unsicherheit bei der Untergrundsubtraktion ergibt sich durch den gezeigten oberen und unteren Verlauf der Korrekturfunktion.

Für die Skalierung der ρ–, ω–, η'–, und ϕ–Zerfälle auf den η–Dalitzzerfall spielt neben der Unsicherheit des gemessenen η–Signals der systematische Fehler des Generators die wesentliche Rolle. Die Fehler des Generators stammen im wesentlichen aus den Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse sowie der Formfaktoren. Dabei dominiert die Unsicherheit im Verzweigungsverhältnis des η–Dalitzzerfalls (24%). Die Fehler der gemessenen η– und ω–Formfaktoren und die daraus resultierenden Änderungen der e^+e^-–Paarproduktion als Funktion der invarianten Paarmasse wird in Abbildung 6.7 gezeigt. Markiert sind durch die oberen und unteren Kurven die extremen Annahmen für den Fehler der LEPTON–G–Messung. Die in Tab. 6.1 angegebenen Werte ergeben sich als Standardabweichung einer entsprechenden Rechteckverteilung. Die Unsicherheit der Paarproduktion ist stark von der invarianten Masse der e^+e^-–Paare abhängig. Der η–Dalitzzerfall dominiert das Paarspektrum im Massenbereich zwischen 200 und 400 MeV/c^2. Die Unsicherheit des η–Formfaktors und der daraus resultierende Fehler der Paarproduktion beträgt ist diesem Bereich ca. 16%. Die Unsicherheit des ω–Formfaktors ist für den Paarmassenbereich zwischen 400 und 650 MeV/c^2 relevant und beträgt ca. 30%.

Sämtliche der in Tab. 6.1 aufgeführten Unsicherheiten werden entsprechend der jeweiligen massenabhängigen Beiträge gewichtet und quadratisch addiert. Insgesamt ergibt sich eine Unsicherheit der Generatorkurve von ca. 17–30%. Im Rahmen dieser Fehler stimmt das gemessene Spektrum sehr gut mit der Vorhersage aus ha-

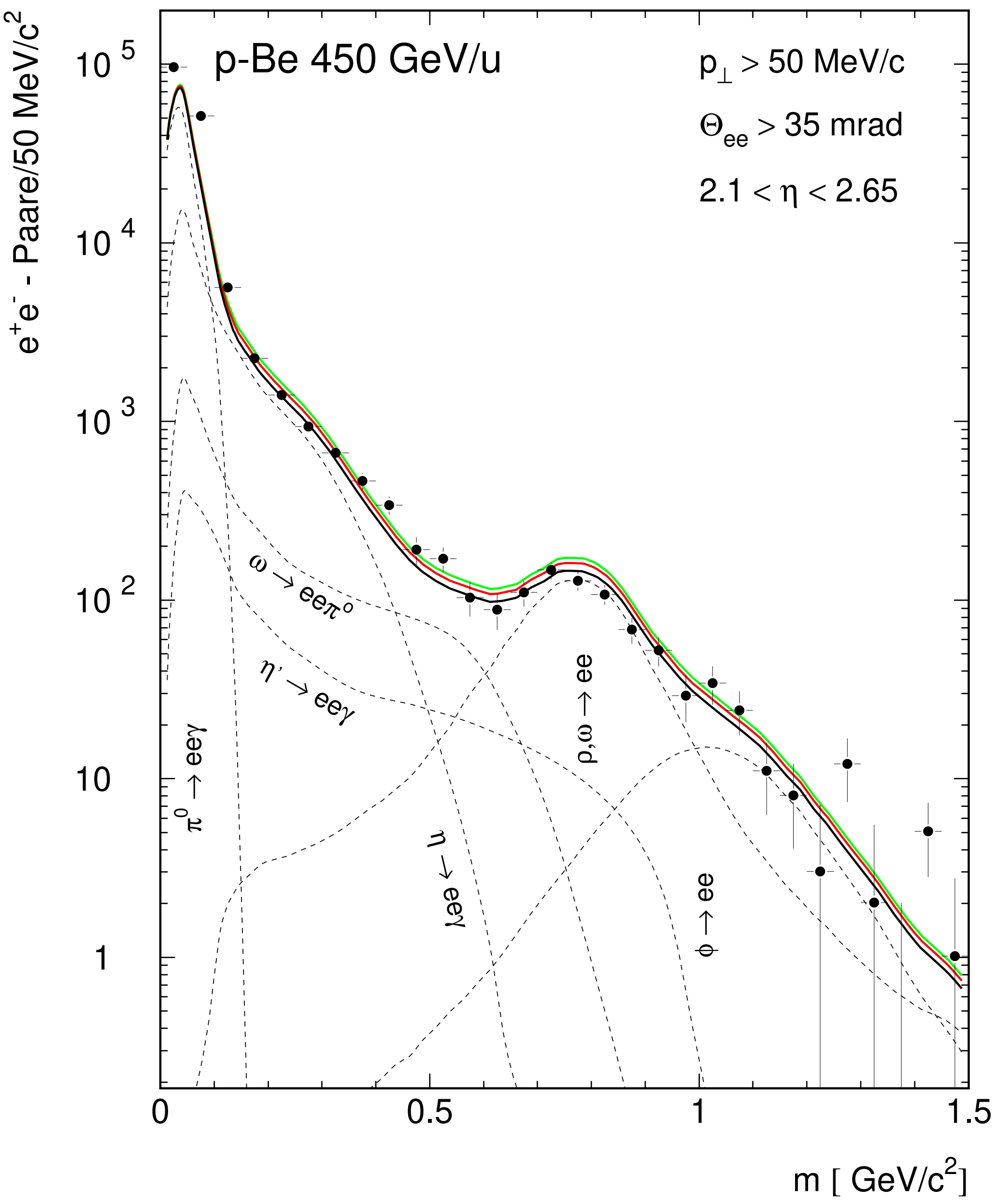


Abbildung 6.6: Demonstration der Stabilität der Generatornormierung mit Hilfe der η–Dalitz–Rekonstruktion gegenüber der Wahl des e^+e^-–Paarmassenbereichs, der zur exklusiven Messung des Zerfalls herangezogen wird. Die untere Kurve gilt für $m > 0$, die mittlere für $m > 100$ und die obere für $m > 50$ MeV/c^2.

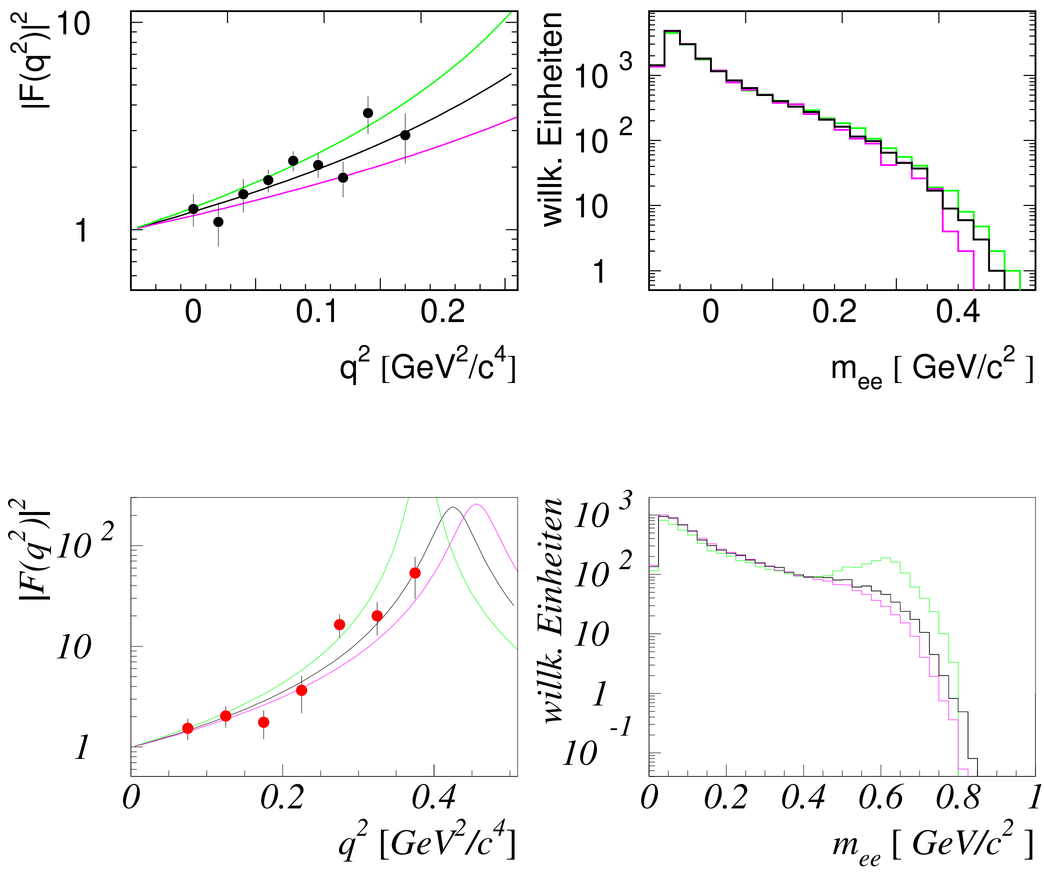


Abbildung 6.7: Unsicherheit des η– (oben) und ω–Formfaktors (unten) und die daraus resultierenden möglichen Abweichungen in der Form des e^+e^-–Paarspektrums aus dem η– bzw. ω–Dalitzzerfall. Die systematische Unsicherheit ergibt sich durch den gezeigten oberen und unteren Verlauf der Kurven.

dronischen Quellen überein.

Bei genauer Betrachtung zeigt sich jedoch, daß die Daten in zwei Massenbereichen von der Vorhersage des Generators leicht abweichen. Abbildung 6.8 zeigt das inklusiv gemessene Paarspektrum im Massenbereich des ρ/ω–Signals. Die durchgezogene Kurve entspricht dem in Abb. 6.4 gezeigten Verlauf des Generators. Die Datenpunkte liegen hier systematisch etwas unterhalb dieser Kurve. Eine mögliche Erklärung dafür wäre die von HELIOS/NA34–1 gemessene destruktive Interferenz zwischen dem ρ– und ω–Meson, die eine Veringerung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\rho/\omega}$ um etwa 15% zur Folge hat [1, 2]. Der erwartete Verlauf der Generatorlinie unter Berüchsichtigung dieser destruktiven Interferenz ist in Abb. 6.8 als gestrichelte Linie gezeigt. Die gute Übereinstimmung dieser Kurve mit den Daten scheint die von HELIOS beobachtete destruktive Interferenz zu bestätigen.

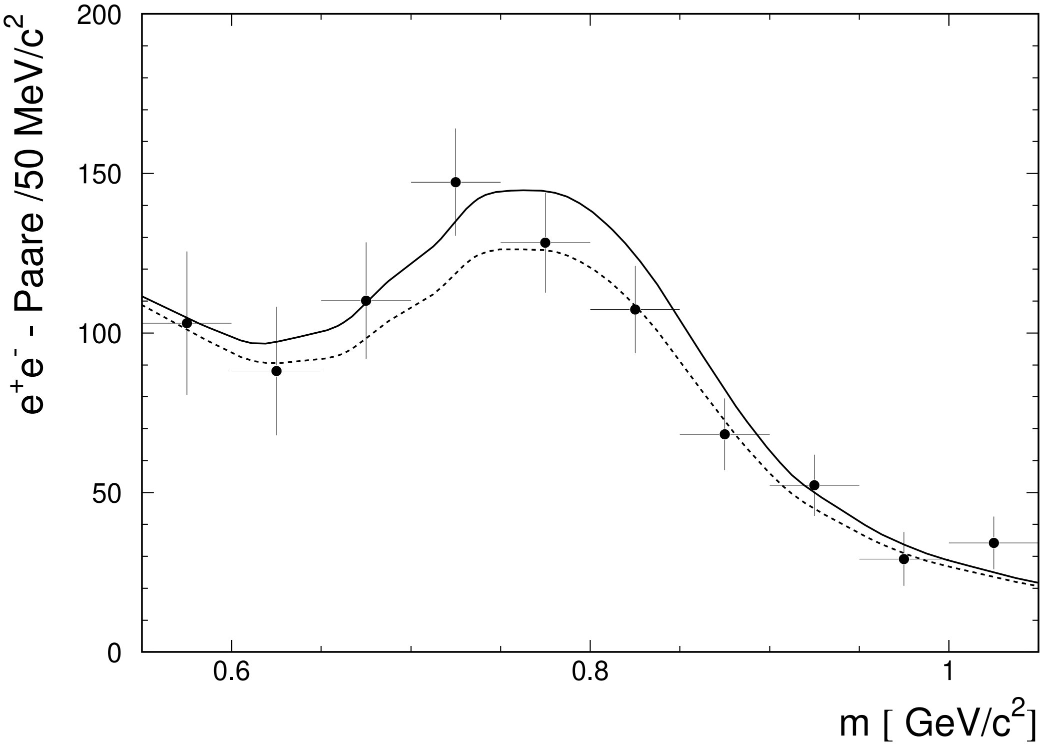


Abbildung 6.8: e^+e^-–Paarspektrum im ρ/ω–Massenbereich, sowie die Generatorspektren mit (gestrichelte Linie) und ohne (durchgezogene Linie) Berücksichtigung der destruktiven ρ/ω–Interferenz.

Im Massenbereich zwischen 300 und 550 MeV/c^2 weichen die Datenpunkte von der spektralen Form ab und deuten auf einen Überschuß über die hadronischen Quellen hinaus (siehe Abb. 6.9). Bei genauer Betrachtung der HELIOS/NA34-1 p–Be–Daten (siehe Abb. 2.6) zeigt sich ebenfalls eine Abweichung in der Form des gemessenen $\mu^+\mu^-$– und e^+e^-–Paarmassenspektrums von der erwarteten Verteilung. Neue bislang nicht veröffentlichte p–W–Daten der HELIOS/NA34-3– und NA38–Kollaboration [42, 43] zeigen möglicherweise eine signifikante Überhöhung des gemessenen $\mu^+\mu^-$–Wirkungsquerschnitts in diesem Massenbereich. Der mögliche Überschuß könnte auf eine zusätzliche Leptonpaarproduktion, z.B. durch das von Bjørken und Weisberg vorgeschlagene *Soft-Annihilation*-Modell.

Eine eindeutige Aussage ist jedoch aufgrund der CERES–Daten alleine wegen der sytematischen Unsicherheiten in diesem Massenbereich nicht möglich.

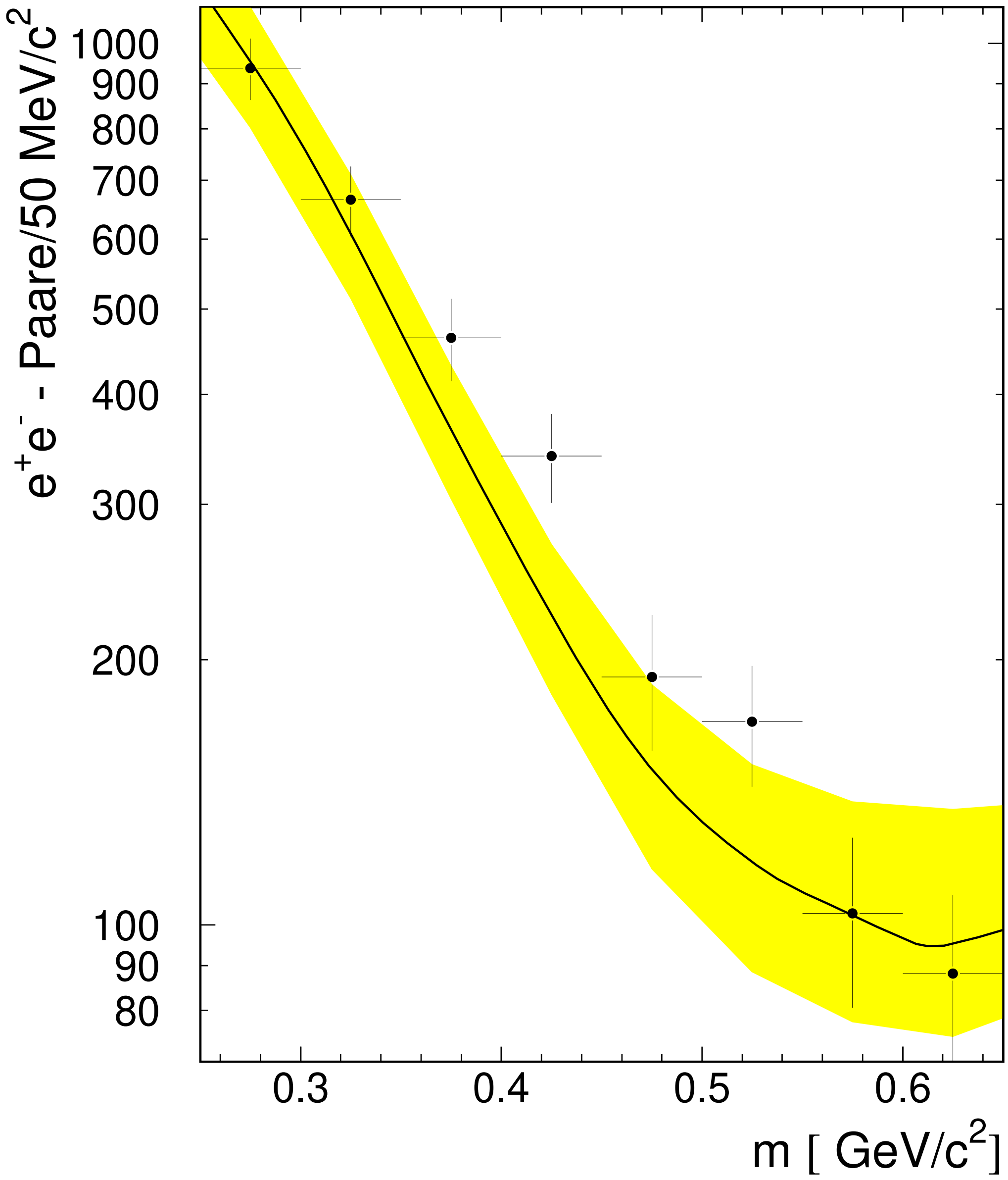


Abbildung 6.9: Ausschnitt des inklusiv gemessenen e^+e^-–Paarspektrums in 450 GeV/c p–Be–Kollisionen im Vergleich mit hadronischen Quellen. Die Datenpunkte zeigen im Massenbereich zwischen 300 und 550 MeV/c² eine Abweichung von der spektralen Form des Generatorspektrums.

Literaturverzeichnis

[1] R.J. Veenhof, Doktorarbeit, Universiteit van Amsterdam (1993)

[2] T. Åkesson et al., Z. Phys. C 68 (1995) 47

[3] CERES/NA45, Addendum CERN/SPSLC 92-48, SPSC/P237 Add 2 (1992)

[4] CERES/NA45, Status Report CERN/SPSLC 94-2, SPSLC/M529 (1994

[5] G.B. Bondarenko et al., Phys. Lett. B64 (1976) 365

[6] K.J. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 799

[7] M.R. Adams et al., Phys. Rev. D 27 (1983) 1977

[8] P.A. Baker, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1207

[9] D. Blockus, Nucl. Phys. B201 (1982) 205

[10] T. Åkesson et al., Phys. Lett. B192 (1987) 463

[11] H.J. Specht, Proc. 4th Int. Conf. on Ultrarelativistic Nucl.-Nucl. Coll., Helsinki (1984)

[12] V. Hedberg, Doktorarbeit, Universität Lund, Schweden (1987)

[13] S.D.Drell und T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316

[14] R.N. Cahn, Phys. Rev. D 7 (1973) 247

[15] R. Rückel, Phys. Lett. B 64 (1976) 39

[16] J.D. Bjørken und H. Weisberg, Phys. Rev. D 13 (1976) 1405

[17] V. Černý et al., Acta Phys. Pol. B9 (1978) 901

[18] V. Černý et al., Acta Phys. Pol. B10 (1979) 537

[19] V. Černý et al., Phys. Rev. D 24 (1981) 652

[20] E.V. Shuryak, Phys. Lett. B78 (1978) 150

[21] M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. C. 50 (1991) 405

[22] L.G. Landsberg, Phys. Rep. 128 (1985) 301

[23] R. Baur, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1994)

[24] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1272

[25] M. Franke, Doktorarbeit, Universität Gießen (in Vorbereitung)

[26] M. Notheisen, Doktorarbeit, Universität Gießen (in Vorbereitung)

[27] M.N. Kroll und W. Wada, Phys. Rev. 98 (1955) 1355

[28] D.W. Joseph, Nuovo Cimento 16 (1960) 997

[29] C. Quigg und C.H. Lai, FN–296 2000, Fermilab (1976)

[30] B. Stech, Persönliche Mittelungen (1993)

[31] Th. Ullrich, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1994)

[32] V. Tikhomirov, Proc. 6th Int. Conf. on Hadrons, Manchester (1995)

[33] H.J. Specht, CERES–Note 74 (1992)

[34] B. Alper et al., Nucl. Phys. B100 (1975) 237

[35] M. Bourquin und J.M. Gaillard, Nucl. Phys. B114 (1976) 334

[36] J. Seguinot und T. Ypsilantis, Nucl. Instr. Meth. 142 (1977) 377

[37] W. Chen et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 619

[38] W. Chen et al., Nucl. Instr. Meth. A 326 (1993) 273

[39] U. Faschingbauer, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1993)

[40] R. Novotny, IEEE Vol.38 No.2 (1991)

[41] D. Drijard et al., Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 367

[42] I. Králik, Persönliche Mittelung (1996)

[43] C. Lourenco, Persönliche Mittelungen (1996)

Danksagung

Herrn Prof. H.J. Specht und Herrn Prof. J.P. Wurm danke ich für die Überlassung dieses Themas.

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Mitglieder der CERES-Kollaboration bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere möchte ich mich hier für die fruchtbare Mitarbeit an den Details der Analyse bei R. Baur, A. Drees und Herrn Prof. J.P. Wurm bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch herzlich bei der Gruppe aus Gießen für die gute Zusammenarbeit und regelmäßigen Austausch bei der Analyse der Photon–Daten.

Herrn Prof. K. Meier danke ich dafür, daß er sich als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung stellte.