Produktion von e^+e^--Paaren in ultrarelativistischen Pb-Au-Kollisionen bei 160 A GeV

INAUGURAL-DISSERTATION

Carsten Voigt

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Carsten Voigt
aus Wuppertal

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Februar 1998

Produktion von e^+e^--Paaren in ultrarelativistischen Pb-Au-Kollisionen bei 160 A GeV

Gutachter: Prof. Dr. Hans Joachim Specht
Prof. Dr. Jürgen v. Krogh

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich im Rahmen des CERES Experimentes mit dem Studium der Produktion von Elektron- Positronpaaren in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen. Die zugrunde liegenden Messungen wurden 1995 am CERN-SPS mit einem Bleistrahl einer Energie von 160 A GeV durchgeführt und dabei Elektron- Positronpaare mit invarianter Massen von $0 < m_{\mathrm{ee}} < 2.0$ GeV/c^2 bei zentralen Rapiditäten gemessen.
Im allgemeinen werden Leptonpaare und Photonen als besonders geeignete Sondenteilchen angesehen, da sie unbeeinflußt von der starken Wechselwirkung das Reaktionsvolumen verlassen können und so Information aus der frühen Phase der Kollision enthalten. Messungen von Leptonpaaren eignen sich daher ideal zur Studie von Kernmaterie bei hohen Energiedichten, wie sie in zentralen Kollisionen ultrarelativistischer Schwerionen entstehen können.
Am CERN wurde eine Reihe von Experimenten durchgeführt, die systematisch die Produktion von Dileptonen in Proton-Kern und Kern-Kern Stößen untersuchen. Das CERES Experiment ist als einziges Experiment speziell für die Messung von e^+e^-Paaren bei kleinen invarianten Massen konzipiert. Im Rahmen dieses Experimentes wurden bisher p-Be, p-Au und S-Au Kollisionen untersucht. Im Gegensatz Proton induzierten Stößen wurde in S-Au Kern-Kern Reaktionen ein signifikanter Überschuß von Elektronpaaren im Vergleich zur Erwartung aus Zerfällen neutraler Mesonen beobachtet.
Diese Arbeit führt die systematische Untersuchung fort und reflektiert den abschließenden Stand der Analyse der Daten aus Pb-Au Kollisionen, die im Jahr 1995 gemessen wurden. Die hier untersuchten Datensätze enthalten im Bereich invarianter Massen unter 0.2 GeV/c^2, der durch den π^0 Dalitzzerfall dominiert ist, 1038 ± 55 Paare bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1/0.95. Oberhalb von 0.2 GeV/c^2 werden 648 ± 105 Paare bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1/8 gemessen. Im Vergleich zur erwarteten Rate aus e^+e^-Zerfällen neutraler Mesonen wird ein Überschuß für $0.2 < m_{\mathrm{ee}} < 2.0$ GeV/c^2 von $3.5 \pm 0.4(stat.) \pm 0.9(syst.)$ beobachtet. Ferner ist ein Anstieg der Paarrate stärker als linear mit der Multiplizität der Ereignisse zu verzeichnen. Ein linearer Anstieg kann mit 94% Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Die zusätzlich extrahierten Transversalimpulsspektren zeigen für invariante Massen oberhalb von 0.2 GeV/c^2 ebenfalls einen Überschuß im gesamten Spektrum, der jedoch besonders deutlich für kleine Transversalimpulse feststellbar ist.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Für das Studium von hadronischen Kollisionen bei hohen Energien wird die Messung von Leptonpaaren und Photonen als in besonderem Maße geeignet betrachtet. Da diese Teilchen nicht stark wechselwirken, können sie unbeeinflußt das Wechselwirkungsvolumen verlassen und Information aus der Frühphase der Kollision einer Messung zugänglich machen. Sollten während der Kollision Energiedichten und Temperaturen erreicht werden, die zur Abschirmung der langreichweitigen Farbkräfte führen, so ist es möglich, daß sich eine Zustand ausbildet, in dem sich Quarks und Gluonen frei bewegen. Die Möglichkeit eines Phasenübergangs in ein solches Quark-Gluon-Plasma (QGP) wird von Ergebnissen aus QCD Gittersimulationen unterstützt. Diese Rechnungen zeigen weiter, daß mit dem Übergang von hadronischer Materie in ein QGP eine Wiederherstellung der chiralen Symmetrie stattfindet. Neben der Unterdrückung der J/Ψ Produktion werden vor allem die Emisssion von Leptonpaaren und Photonen als deutliche Signatur dieses anderen Materiezustandes erachtet. Aus Messungen der transversalen Energiespektren in ultrarelativistischen Kern-Kern Kollisionen am CERN-SPS ließ sich schließen, daß dort die für diesen Phasenübergang benötigten Energiedichten tatsächlich zugänglich sind. Eine Erkenntnis, die eine Reihe von Schwerionenexperimenten inbesondere zur Untersuchung von $\mu^+\mu^-$ Paaren (NA34/1,NA34/3,NA38,NA50) und Photonen (WA80) motivierte. Das CERES/NA45-Experiment ist das erste und bisher einzige Experiment speziell zur Messung von e^+e^-Paaren in Proton-Kern und Kern-Kern Kollisionen. Über die Konversionsmethode ist die Messung von Photonen jedoch ebenfalls möglich. Das Herzstück des Experimentes bilden zwei azimutalsymmetrische, ringabbildende Čerenkov Detektoren, deren Schwelle für die Emission von Photonen die Mehrzahl der Hadronen ohne Signal passieren läßt, während Elektronen mit Energien oberhalb von 120 MeV Ringe mit asymptotischen Radien erzeugen. Geladene Teilchen werden durch ein lokales, radiales Magnetfeld zwischen den beiden Detektoren in azimutaler Richtung abgelenkt und ihre Impulse auf diese Weise gemessen. Aus dem Vergleich der Analysen von e^+e^-Paaren in p-Be und S-Au Kollisionen wurde deutlich, daß bei noch schwereren Kollisionssystemen in Ereignissen höchster Multiplizität die Information der Čerenkov Detektoren allein nicht ausreichen würden, um den Anforderungen an die Rekonstruktion von Elektronspuren und die Untergrundrejektion gerecht zu werden. Das Experiment wurde daher durch zwei zusätzliche Detektorkomponenten erweitert, einem System aus zwei radialen Silizium Driftkammern unmittelbar hinter dem Target und einer Vieldrahtproportionalkammer hinter den Čerenkov Detektoren. Durch den Einbau dieser zusätzlicher Komponenten ist auch eine präzise Messung von hochenergetischen Pionen sowie geladenen Hadronen (letztere allerdings ohne explizite Teilchenidentifikation) möglich geworden. Die wichtigste experimentelle Fragestellung bleibt jedoch weiterhin das systematische Studium von e^+e^-Paaren mit invarianten Massen bis 2 GeV/c^2. Es können bei zentralen Rapiditäten von $2. < \eta < 2.6$ Kontinuumspaare und die Vektormesonen ρ/ω und ϕ über ihren e^+e^-Zerfallskanal untersucht werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Studium von e^+e^-Paaren in Pb-Au Kollisionen bei 160 AGeV Strahlenergie aus Experimenten im Jahre 1995. Im nächsten Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Physik der Leptonpaare in hadronischen Kollisionen gegeben. Kapitel 3 beinhaltet eine nähere Beschreibung des Experimentes. Kapitel 4 stellt die Spurrekonstruktion vor, Kapitel 5 beschäftigt sich mit Rekonstruktion der Paare und der Extraktion des Signals. Der Beitrag konventioneller Quellen wird wird in Kapitel 6 diskutiert. Kapitel 7 stellt die Ergebnisse der Analyse vor. Im 8. und letzten Kapitel folgt eine zusammenfassende Diskussion der Ergebnisse und ein kurzer Ausblick auf die zukünftigen Experimente von CERES.

Kapitel 2

Leptonpaare in hadronischen Kollisionen

2.1 Frühe Messungen und ihre Interpretation

Die Produktion von Leptonpaaren in hadronischen Kollisionen ist seit beinahe 30 Jahren aus experimenteller und theoretischer Sicht von großem Interesse. Motiviert durch die Suche nach Vektormesonen wurden Dileptonen in Proton-Kern und $\pi^{\pm}$ Kern Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 5-63 GeV/c^2 gemessen [1–6], Abbildung 2.1 zeigt für den Massenbereich unter 2 GeV/c^2 eine Übersicht der bis 1987 erzielten Resultate [7, 8]. Neben den Resonanzstrukturen bei $\simeq$ 770 MeV/c^2 und $\simeq$ 1020 MeV/c^2, die den ρ/ω bzw. ϕ Mesonen entsprechen, beobachtete man unter 600 MeV/c^2 ein kontinuierliches Paarspektrum. Seinerzeit war die Quelle dieser Dileptonen unbekannt und motivierte eine Reihe heute noch relevanter theoretischer Modelle, die im folgenden kurz erläutert werden sollen.
Bei sehr kleinen invarianten Massen werden Beiträge aus hadronischer Bremsstrahlung erwartet [9, 10], bei der von Quarks virtuelle Photonen abgestrahlt werden, aus denen Leptonpaare entstehen. Oberhalb von 100 MeV/c^2 liegt ihr Beitrag aber unter 10 % und ist bis heute experimentell nicht nachgewiesen worden. Das *Soft-Annihilation* Modell von Björken und Weisberg [11] modifizierte den Drell-Yan Mechanismus [12] für den Bereich niedriger Massen und sagt aufgrund der Annihilation von Quarks und Antiquarks, die in der Kollision erzeugt werden, zusätzliche Leptonpaare voraus. Shuryak entwickelte ein Modell, das auf einem durch die Kollision völlig geänderten Materiezustand basiert [15]. Unter der Annahme, daß die in der Kollision erreichten Energiedichten hoch genug sind, kann sich möglicherweise ein Zustand ausbilden, in dem die langreichweitigen Farbkräfte abgeschirmt werden, so daß das Confinement aufgehoben ist, und sich Quarks und Gluonen frei bewegen können. Stellt sich darüber hinaus in diesem *Plasma* aus Quarks und

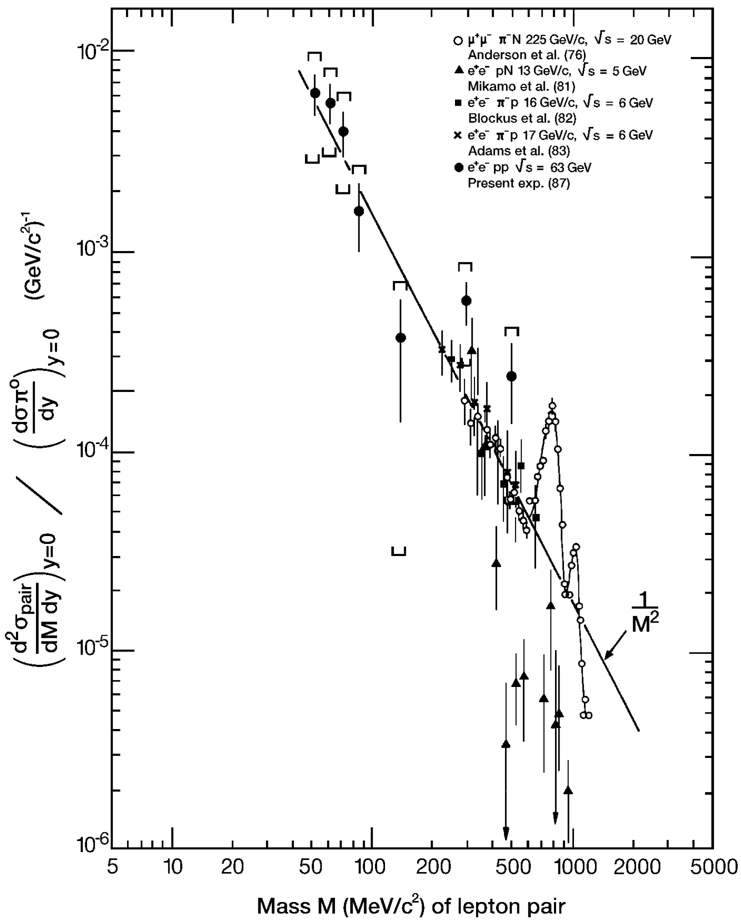

Abbildung 2.1: Massenspektrum von Dileptonen in Nukleon-Nukleon-Kollisionen (Messungen von 1976 bis 1987).

Gluonen (QGP) für eine Zeit ein thermisches Gleichgewicht ein, wäre die Emission von Dileptonen und Photonen in Form thermischer Strahlung charakteristisch für diesen Zustand. Bei der grundlegenden Frage, ob sich solche Matriezustände überhaupt einstellen können, erhalten phänomenologische Ansätze Unterstützung aus einer anderen Richtung. QCD-Simulationsrechnungen auf dem Gitter [16] belegen die Existenz eines solchen Zustandes und sagen bei genügend hohen Energiedichten für mehr als drei beteiligte Quarksorten ($N_f \geq 3$) sogar einen Phasenübergang erster Ordnung voraus.
Andere Modelle enthalten die thermische Emission von Dileptonen aus einem heißen Gas wechselwirkender Hadronen [13,14], die Leptonpaare stammen dabei überwiegend aus der Annihilation von Pionen (vgl. 2.1).
Zur Klärung der Frage, ob die Dileptonen tatsächlich aufgrund solcher kollektiven

Phänomene entstehen oder ursächlich aus Hadronzerfällen stammen, kann eine Untersuchung der Multiplizitätsabhängigkeit des inklusiv gemessenen Spektrums beitragen. Werden die Leptonpaare durch Zerfälle der sekundären Hadronen gebildet, dann ist ihre Zahl der Rapiditätsdichte der Hadronen im Endzustand proportional. Durch $\pi\pi$-Annihilation in einem Hadrongas oder im Falle eines QGP durch Streuprozesse auf partonischem Niveau hingegen entspricht die Wahrscheinlichkeit, Leptonpaare zu bilden, dem *Produkt* der Rapiditätsdichten der wechselwirkenden Teilchen. Unter der Annahme, daß sich die in der Kollision erreichte, lokale Dichte in der Teilchenzahl- bzw. der Rapiditätsdichte widerspiegelt, führen solche Modelle, zu einer quadratischen Abhängigkeit der Paarrate von der Multiplizität, während für konventionelle Quellen die Zahl der Paare nur linear mit der Multiplizität steigt. Jede nichtlineare Multiplizitätsabhängigkeit weist aber schon unabhängig von den Modellen möglicherweise auf interessante Physik hin.
Heute ist bekannt, daß in *elementaren* Hadron-Wechselwirkungen alle Dileptonen aus Zerfällen sekundärer Hadronen stammen. Die Suche nach Hinweisen auf die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas bleibt aber weiterhin interessant und stellt die zentrale Motivation der Schwerionen-Experimente am CERN-SPS dar.

2.2 Experimentelle Befunde am CERN SPS

CERN ist weltweit das einzige Labor, in dem in mehreren Experimenten systematisch die Leptonpaarproduktion in Proton-Kern und Kern-Kern Kollisionen untersucht wird. Erste Resultate lieferte das HELIOS-1/NA34 Experiment mit der simultanen Messung von e^+e^- und $\mu^+\mu^-$-Paaren und Photonen in Proton-Beryllium Kollisionen. Durch die koinzidente Messung von Dileptonen und Photonen war es möglich, die η-Dalitzzerfälle ($\eta \to e^+e^-\gamma, \eta \to \mu^+\mu^-\gamma$) exklusiv zu rekonstruieren und den Beitrag zum inklusiven Paarspektrum direkt zu ermitteln. Auf diese Weise konnte nachgewiesen werden, daß die in p-Be Kollisionen gemessenen Dileptonpaarspektren mit der Produktion aus bekannten Quellen verträglich sind. Zur Illustration dieses Befundes werden in Abbildung 2.2 die gemessenen e^+e^- und $\mu^+\mu^-$-Spektren im Bereich kleiner invarianter Massen $\simeq 1.5$ GeV/c^2 mit den erwarten Beiträgen verglichen. Dies sind neben dem direkten Zerfall der Vektormesonen im wesentlichen Leptonpaare aus Dalitz-Zerfällen der leichter Mesonen, $\pi^0, \eta, \eta' \to \ell^+\ell^-\gamma$ und $\omega \to \ell^+\ell^-\pi^0$. Im Rahmen der systematischen Fehler von ca. 40-60 % kann keine Abweichung festgestellt werden.
In einer gemeinsamen Anstrengung haben die CERES- und TAPS Kollaborationen diese Messung wiederholt [20, 21] und konnten bei der Messung von e^+e^--Paaren aus 450 GeV/c^2 Proton-Beryllium Kollisionen innerhalb deutlich verringerter, systematischer Fehler ($\simeq$ 20%) ebenfalls keine Abweichung von der aus Hadronzerfällen erwarteten Paarrate finden. Abbildung 2.3 (a) zeigt das Resultat der von CERES durchgeführten inklusiven Messung. Eine weitere Messung von CERES,

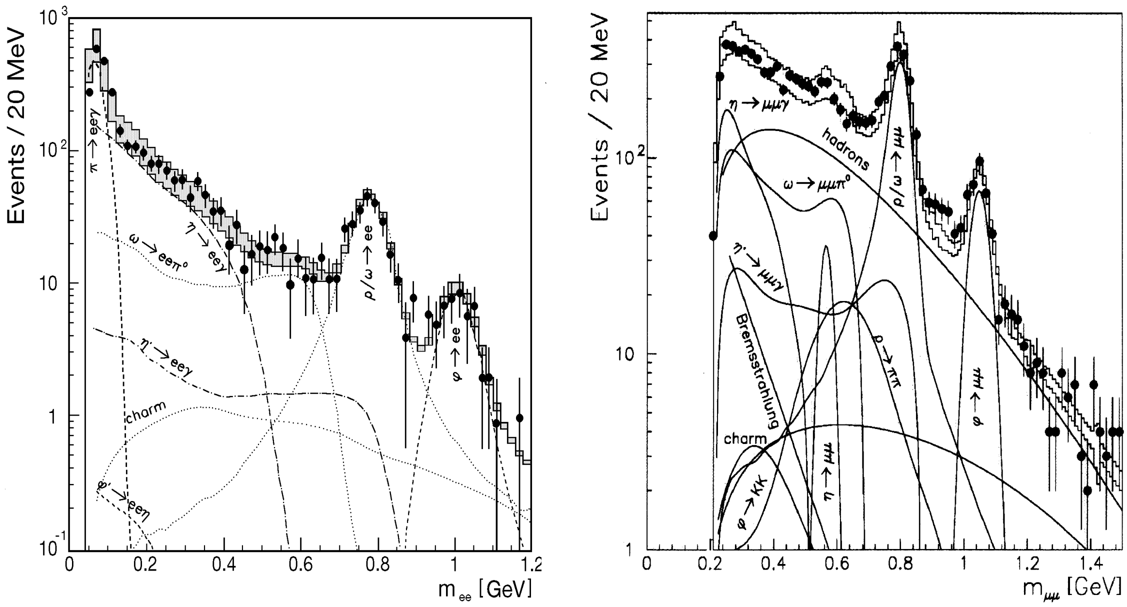

Abbildung 2.2: e^+e^-und $\mu^+\mu^-$Paarspektren in 450 GeV/c^2 p-Be Kollisionen (HELIOS/NA34-1).

deren Ergebnis in Figur 2.3 (b) dargestellt ist, hat diesen Befund mit etwas geringerer Präzision auch für schwerere Targets (Au) bestätigen können.

In zwei Experimenten sind $\mu^+\mu^-$-Paare auch bei höheren invarianten Massen im Bereich von 1-5 GeV/c^2 gemessen worden. Dies sind HELIOS-3, Nachfolger des ursprünglichen HELIOS-1 Experimentes, und NA38. Beide Experimente decken im Gegensatz zu CERES einen Akzeptanzbereich bei Vorwärtsrapiditäten ab. Die gemessenen $\mu^+\mu^-$-Paare stammen daher aus einer etwas anderen kinematischen Selektion. Die Resultate dieser Messungen für protoninduzierte Kollisionen sind in Abbildung 2.4(a) bzw. 2.5 dargestellt. In diesem Massenbereich bestimmen andere bekannte Quellen wie Charm-Zerfälle, Quark-Antiquark Annihilation des Drell-Yan Mechanismus und die J/Ψ,Ψ' Resonanzen das Paarspektrum.
Alle Messungen mit Proton-Strahl bei CERN-SPS Energien geben keinerlei Anlaß, andere als die konventionellen Quellen zur Erklärung von Integral und Form der Spektren heranzuziehen.
Diese Situation ändert sich in Kern-Kern Kollisionen beim Vergleich der gemessenen Paarspektren mit der Stärke bekannter Quellen vollständig. Wenn Kern-Kern Kollisionen reine Überlagerungen von Proton-Proton Kollisionen wären, ist zu erwarten, daß die Zahl der Dileptonen aus Hadronzerfällen proportional mit der Zahl produzierter Teilchen zunimmt. Um Vorhersagen über die erwartete Zahl von Leptonpaaren in Kern-Kern Kollisionen zu machen, kann daher in den Bereichen, in denen das Spektrum von den Zerfällen neutraler Mesonen dominiert wird, die Dileptonrate aus Proton-Proton Kollisionen entsprechend der gemessenen Multiplizität skaliert werden.

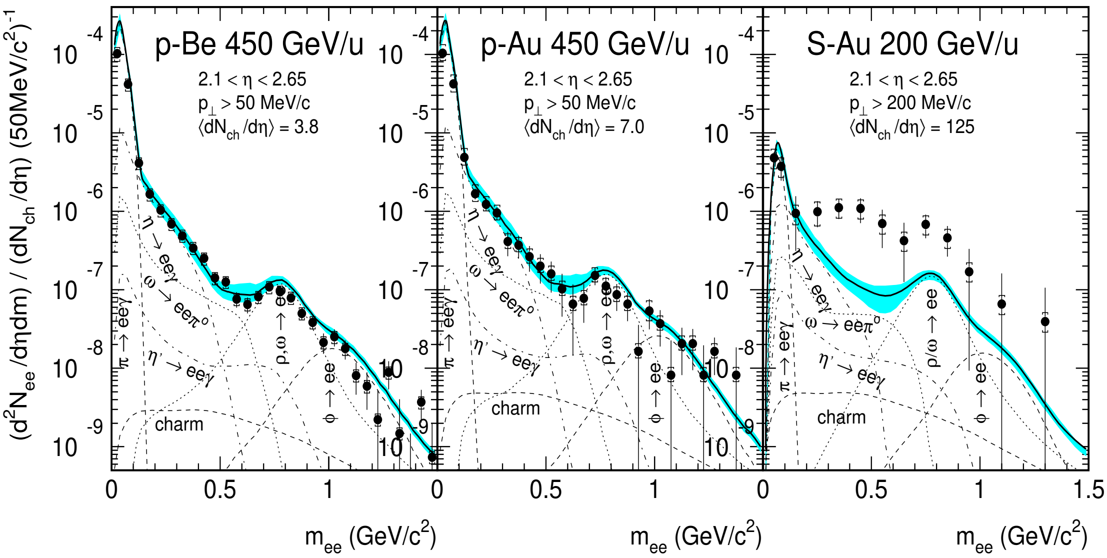

Abbildung 2.3: Systematik von CERES gemessener e^+e^-Paarspektren in p-Be, p-Au und S-Au Kollisionen.

Die Abbildungen 2.3 (c) und 2.4 (b,c), sowie 2.5 zeigen die Spektren gemessener e^+e^-und $\mu^+\mu^-$-Paare der Experimente CERES, NA38, NA50 und HELIOS-3 in S-Au, S-U, Pb-Pb und S-W Kollisionen. Die Stärke konventioneller Beiträge ist ebenfalls dargestellt und wird aus Proton-Proton Stößen extrapoliert. In allen Spektren treten deutliche Unterschiede auf. Besonders ausgeprägt ist die Abweichung von den bekannten Quellen bei dem durch das CERES Experiment in S-Au Kollisionen gemessenen e^+e^--Paarspektrum [22]. Während für invariante Massen unterhalb von 200 MeV/c^2 in der von π^0Dalitzzerfällen dominierten Region die gemessene Paarrate der Erwartung aus konventionellen Quellen folgt, wird im Massenbereich ($200 \leq m \leq 1500$ MeV/c^2) ein Überschuß an Paaren von einem Faktor 5 festgestellt, der selbst durch extreme Annahmen über die Produktion neutraler Mesonen in Kern-Kern Kollisionen nicht erklärbar ist [23].
In allen Fällen weichen die gemessenen Paarspektren von der Vorhersage aus Proton-Proton Kollisionen ab und zeigen einen Überschuß von Paaren. Da im Bereich niedriger Massen die konventionellen Beiträge aus den Zerfällen der Hadronen in der Endphase der Kollision stammen, deutet der gemessene Überschuß darauf hin, daß sich zu einem früheren Zeitpunkt der Kollision eine dichte Zone wechselwirkender Teilchen bildet, die zusätzliche Leptonpaare emittiert.

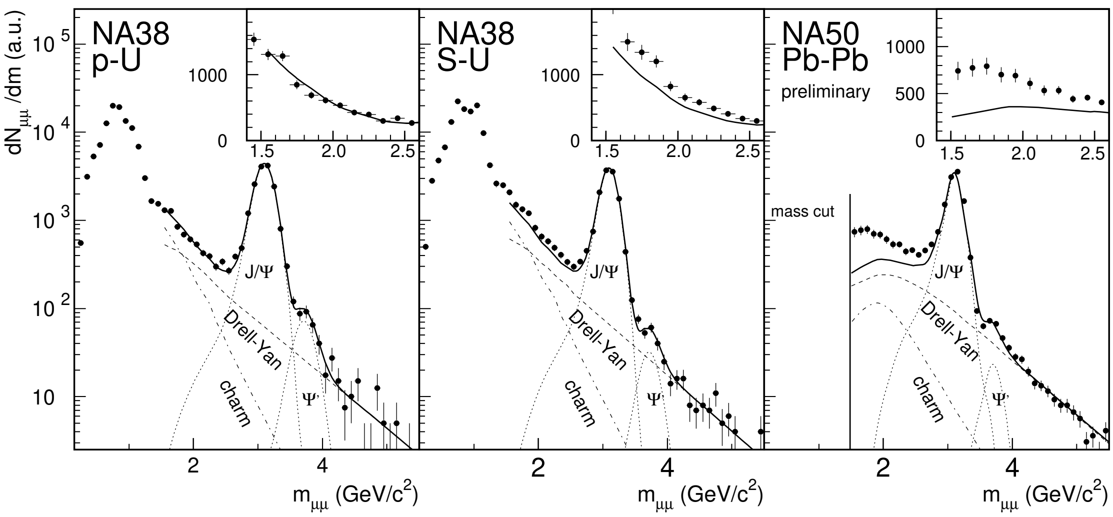

Abbildung 2.4: Systematik der von NA38 gemessenen $\mu^+\mu^-$ Paarspektren.

2.3 Theoretische Ansätze - die Modifikation der Vektormesonen

Eine Reihe theoretischer Ansätze behandelt den von CERES gemessenen Überschuß an e^+e^--Paaren. Sie berechnen die Dileptonrate aus Beiträgen von Streuprozessen entweder von Partonen oder Hadronen bzw. dem Zerfall von Mesonen innerhalb der heißen, dichten Zone durch Integration über die Raum-Zeit Entwicklung der Kollision. Dabei stellt sich heraus, daß im relevanten Massenbereich unterhalb von 1 GeV die Annihilation von Pionen eine bedeutende Rolle spielt. In diesem Prozeß koppeln die beiden Pionen an ein ρ Meson, aus dem über ein virtuelles Photon ein e^+e^-Paar entsteht [24–34]. Der Wirkungsquerschnitt für den Kanal $\pi^+\pi^- \to \rho^0 \to e^+e^-$ ist dabei durch

$$\sigma_{\pi^+\pi^-\to e^+e^-}(M) = -\frac{16\pi^2\alpha^2}{g^2_{\rho\pi\pi}}\,\frac{1}{k^2M^2}\,(m_\rho^{bare})^4\ \mathrm{Im}D_\rho\ , \tag{2.1}$$

gegeben. Hierbei beschreibt $k = \sqrt{M^2 - 4m_\pi^2}/2$ den Impuls der Pionen im Schwerpunktsystem, $g_{\rho\pi\pi}$ die Kopplung der Pionen an das ρ-Meson und $-\mathrm{Im}D_\rho$ den Mesonpropagator bzw. die Spektralfunktion für diesen Prozeß. m_ρ^{bare} bezeichnet die freie (Vakuum-) Masse des ρ-Mesons.
Wie Abbildung 2.6 (a) zeigt, stimmen die Ergebnisse für die Leptonpaarproduktion in erstaunlicher Weise überein, obwohl in den einzelnen Modellen Details der Raum-Zeit Entwicklung der Kollision unterschiedlich behandelt werden und sie verschiedene zusätzliche Prozesse berücksichtigen. Die berechneten Dileptonraten sind zwar deutlich höher als die erwarteten Beiträge aus Hadronzerfällen, die Rechnungen sagen aber eine gänzlich andere als die beobachtete spektrale Form voraus, bei der die ρ Resonanz überhöht ist und selbst unter Einbeziehung der experimentellen

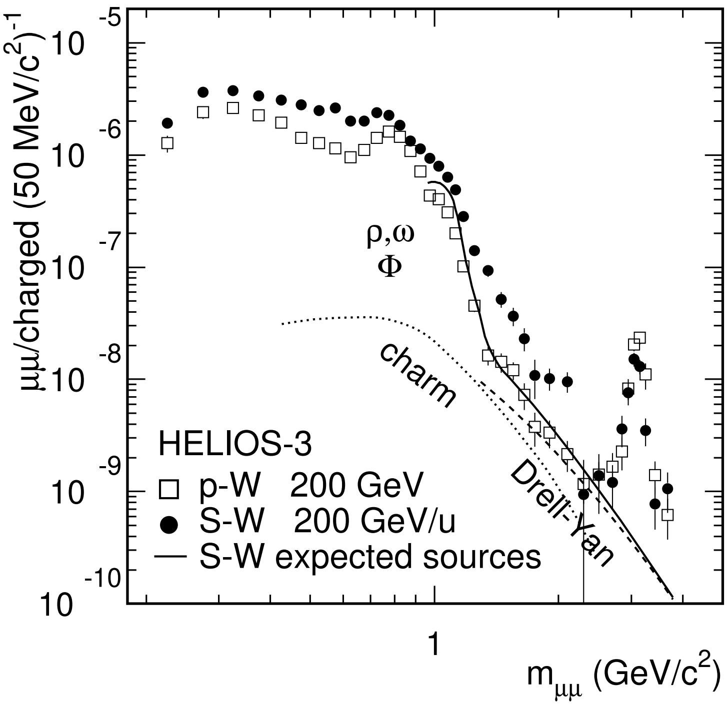

Abbildung 2.5: $\mu^+\mu^-$-Paarspektren aus Messungen des HELIOS3 Experimentes.

Massenauflösung deutlich sichtbar bleibt. Dem gemessenen Überschuß an Paaren unterhalb von 500 MeV/c^2 hingegen tragen sie nicht ausrechend Rechnung. Wie Gleichung 2.1 zeigt, wird die Dileptonrate aus der $\pi\pi$-Annihilation im wesentlichen durch die ρ-Masse und die Spektralfunktion bestimmt. Alle bisher vorgestellten Rechnungen verwenden für Masse und Spektralfunktion die Vakuumwerte. Es ist jedoch naheliegend anzunehmen, daß sich die Eigenschaften der ρ Mesonen in dichter Materie ändern. Schon vor den Messungen des CERES Experimentes existierten mehrere theoretische Arbeiten, die die Modifikation der Eigenschaften von ρ Mesonen in Materie behandeln. So wurde ein Anwachsen der Breite der ρ Massenverteilung in Verbindung mit einem chiralen Phasenübergang [35] diskutiert. Andere Rechnungen folgern eine Abnahme der Mesonmassen in dichter Materie aus dem Beginn der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Nach [36] läßt sich die Änderung der Masse des ρ Mesons abhängig von der im umgebenden Medium vorherrschenden Dichte durch $m_\rho/m_{\rho_0} = 1 - \alpha \cdot (\rho/\rho_0)$ $(\alpha = 0.15)$ parametrisieren. Ein ähnliches Resultat ist auch aus einer Analyse der QCD-Summenregeln bei endlichen Dichten abgeleitet worden [37]. Diese Massenänderung geht explizit in den ρ-Mesonpropagator ein

$$\mathrm{Im}D_\rho = \frac{\mathrm{Im}\Sigma_\rho}{|M^2 - (m_\rho^{bare})^2 - \Sigma_\rho|^2} \tag{2.2}$$

und beeinflußt so den Produktionswirkungsquerschnitt der Dileptonen. Mehrere Modelle, die Dileptonen aus $\pi\pi$-Annihilation berücksichtigen und diesen Mecha-

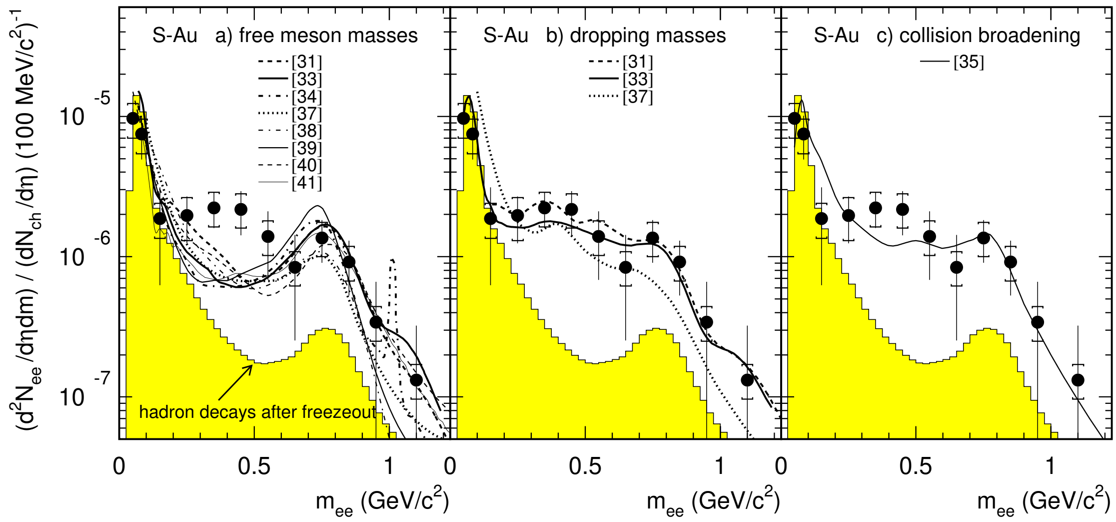

Abbildung 2.6: Theoretische Modelle zur Erklärung des von CERES gemessenen e^+e^-Paarspektrums in S-Au [22] Kollisionen durch $\pi\pi$ Annihilation (a) unter Benutzung der Massen freier Mesonen, (b) bei fallenden Mesonmassen, (c) Kollisionsverbreiterung der Massenverteilung des ρ Mesons. Die Modelle enthalten die kinematischen Schnitte des Experimentes und berücksichtigen die Detektorauflösung.

nismus inkorporieren, sind in beeindruckender Weise in der Lage, die Daten zu beschreiben (Abb. 2.6(b), 2.7(b)).
Dies gelingt ebenfalls im Rahmen des HSD Modells[1] [24, 25], das ein mikroskopisches Bild der vollständigen Dynamik einer Kollision simuliert. Es löst die dynamischen Gleichungen für eine effektive Wechselwirkung, berücksichtigt dabei soweit möglich Kollisionsraten und Wirkungsquerschnitte der Hadronen im Medium und beschreibt gleichzeitig die von CERES und Helios bei unterschiedlichen Rapiditäten gemessenen e^+e^-und $\mu^+\mu^-$-Paarspektren.
Änderungen der Spektralfunktion und damit des Mesonpropagators können jedoch auch konventioneller aus Mehrfachstößen im dichten Medium abgeleitet werden [28, 31, 38]. Dabei ändern sich durch die unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungen die Beiträge zur Selbstenergie Σ_ρ des ρ-Mesons und modifizieren so ebenfalls den Mesonpropagator. Abbildung 2.8 zeigt exemplarisch für eine Temperatur von 150 MeV die Änderungen der Form der Spektralfunktion abhängig von der Dichte des umgebenden Mediums. Während der Maximalwert konstant bleibt, entstehen bei steigender baryonischer Dichte Beiträge für kleinere Massen. Auch für diesen Ansatz stimmen theoretisches Resultat und das in S-Au Kollisionen gemessene Spektrum gut überein (Abbildung 2.6(c)).

[1]Hadron String Dynamics

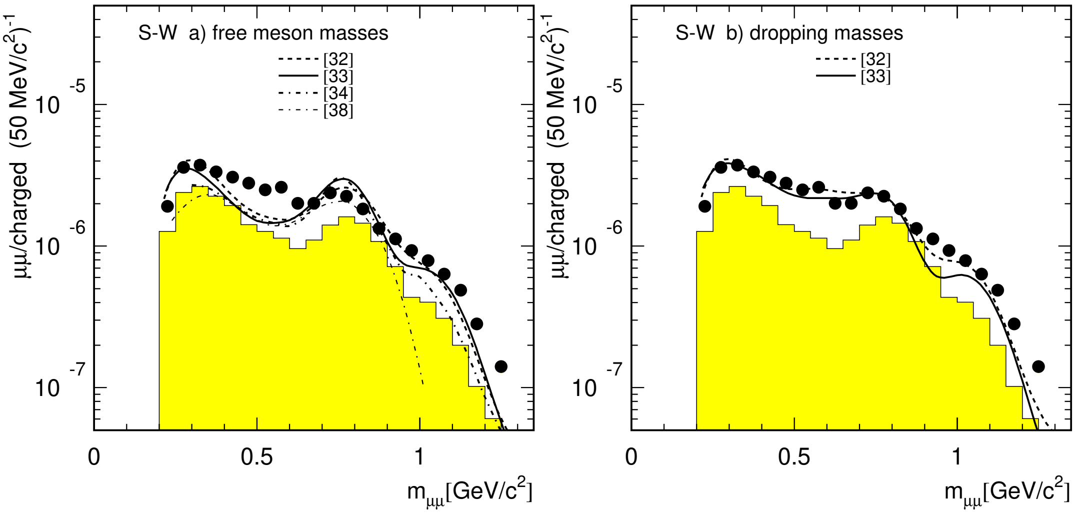

Abbildung 2.7: Theoretische Modelle zur Erklärung des $\mu^+\mu^-$ Paarspektrums in S-W Kollisionen.

Die Frage, ob in Schwerionenkollisionen ein Einsetzen der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie beobachtet wird, oder ob die Paarspektren eine geänderte Kollisionsdynamik widerspiegeln, läßt sich in dieser Situation von theoretischer Seite nicht klären. Neue und bessere Messungen sind daher unumgänglich, um zwischen den verschiedenen Szenarien unterscheiden zu können.

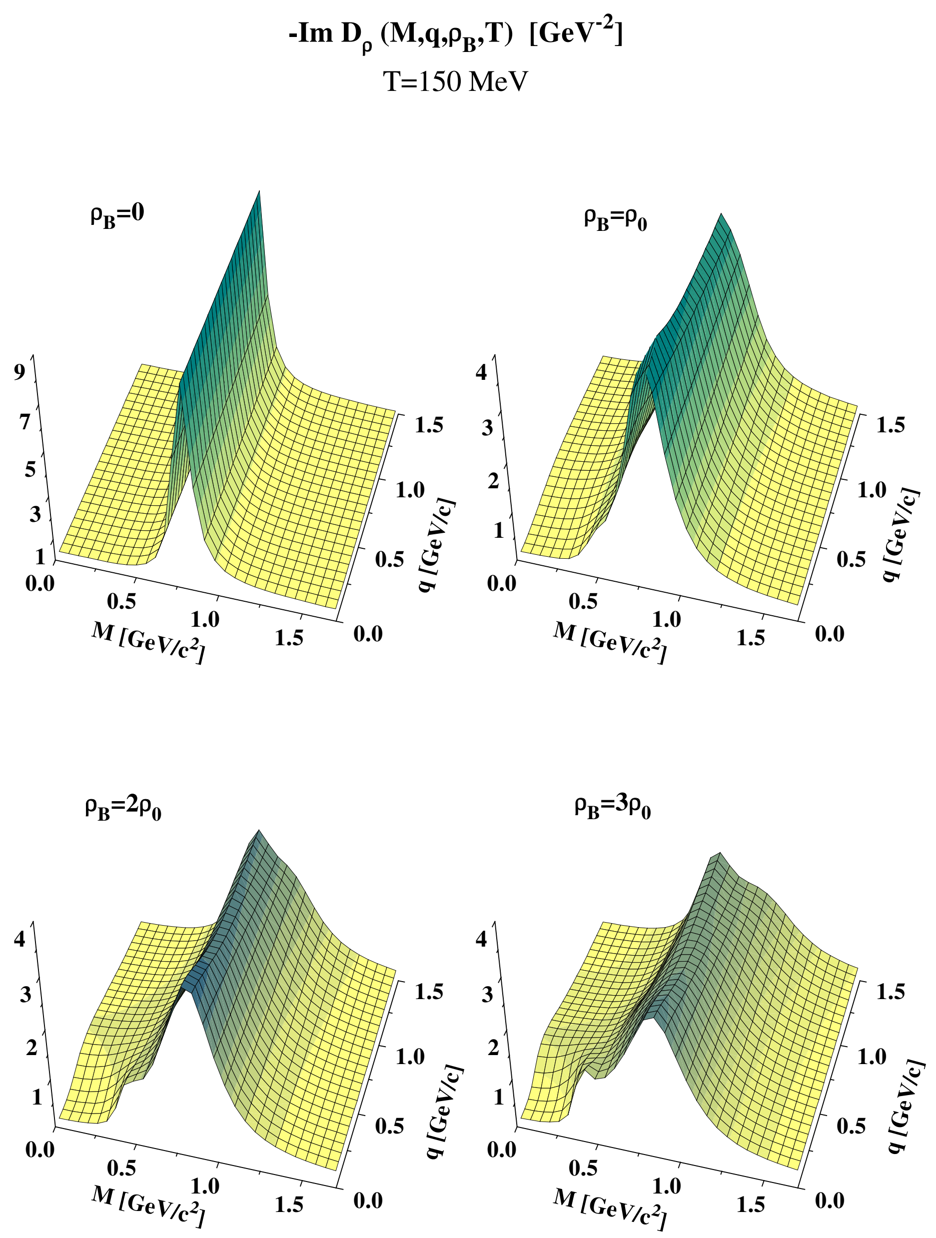

Abbildung 2.8: Änderungen der Spektralfunktion des ρ-Mesons in Abhängigkeit der baryonischen Dichte ρ_B bei einer Temperatur T von 150 MeV, seiner invarianten Masse M und seines Impulsbetrags q im lokalen Ruhesystem des baryonischen Stromes der Kollision.

Kapitel 3

Das CERES Experiment

Das CERES Experiment gehört zur Gruppe der Schwerionen-Experimente am CERN SPS. Es ist speziell für die Messung von e^+e^--Paaren im Bereich kleiner invarianter Massen, $m_{ee} < 2.0$ GeV/c^2, ausgelegt und deckt den Bereich mittlerer Rapiditäten $2.1 < \eta < 2.65$ ab. Neben der Untersuchung des e^+e^--Paarkontinuums können auch Vektormesonen über ihre Zerfälle in e^+e^-nachgewiesen werden. Zusätzlich ist die Messung von Photonen über ihre Konversion in e^+e^-Paare möglich.
Mit der urspünglichen Apparatur, die aus zwei Čerenkov Detektoren und dazwischenliegendem Magnetfeld bestand, wurden e^+e^--Paare und Photonen bereits in p-Be, p-Au und S-Au Kollisionen gemessen [39–41, 54, 56].
Für Messungen mit dem seit 1994 am CERN SPS zur Verfügung stehenden Bleistrahl war eine Modifikation des gesamten Spektrometers notwendig. Bei der Kollision schwerer Kerne (z.B. Pb-Au) werden sehr viele Teilchen produziert, was extreme Anforderungen an die Detektoren stellt. Einige wenige Elektron- und Positronspuren müssen unter vielen hundert geladenen Teilchen in der Akzeptanz gefunden werden. Unter diesen Umständen reicht die Fähigkeit der Čerenkov Detektoren zur Teilchenidentifikation und zur zweifelsfreien Spurrekonstruktion nicht mehr aus.
Das im folgenden Abschnitt beschriebene neue Spektrometerkonzept trägt diesen Problemen durch Hinzunahme weiterer Detektoren Rechnung. Die Tragfähigkeit des Konzeptes zeigt sich in der erfolgreichen Messung von e^+e^--Paaren [42] und Photonen [44]. In jüngster Zeit konnte darüberhinaus demonstriert werden, daß durch diese Modifikationen auch vielfältige Messungen hadronischer Observabler möglich sind [45, 55].

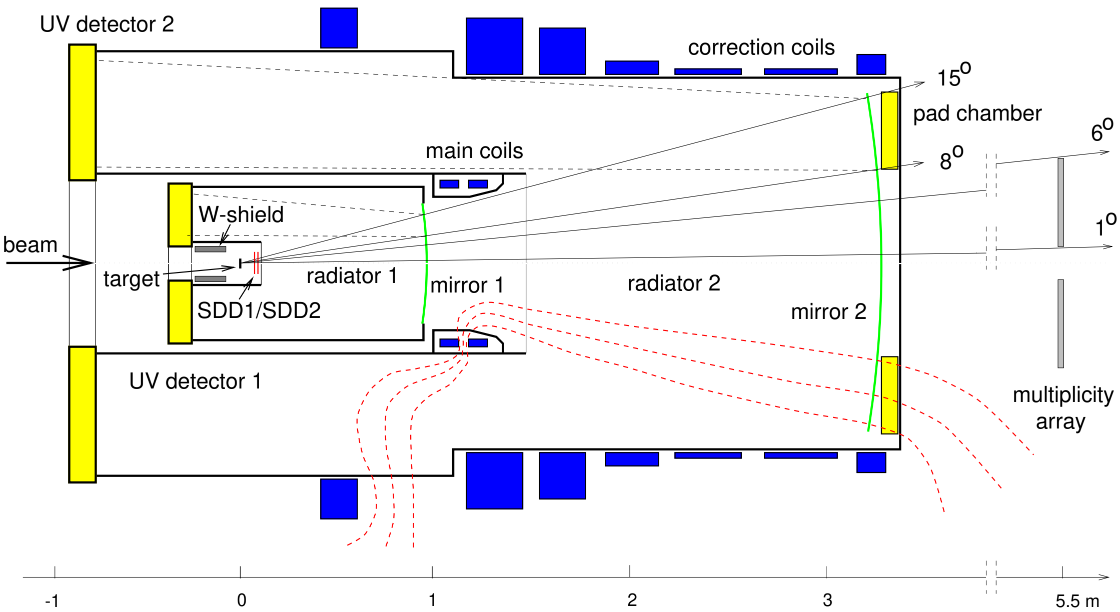

Abbildung 3.1: Aufbau des CERES Experiments.

3.1 Das Spektrometer in der Bleistrahlzeit

Den Aufbau des gesamten Spektrometers zeigt Abbildung 3.1. Das CERES Spektrometer besteht aus zwei azimutalsymmetrischen, ringabbildenden Čerenkov-Detektoren (RICH-1/2), zwischen denen sich ein supraleitendes Spulenpaar befindet, einem System aus zwei radialen Siliziumdriftdetektoren (SDD) vor RICH-1 und einer Vieldrahtproportionalkammer (PADC) hinter RICH-2.
Durch das Spulenpaar wird lokal ein radiales Magnetfeld erzeugt, in dem geladene Teilchen ihrem Impuls entsprechend in azimutaler Richtung abgelenkt werden. Elektronen und Positronen werden mit Hilfe der RICH Detektoren identifiziert. Die Trajektorien aller geladenen Teilchen in der Spektrometerakzeptanz werden mit den Siliziumdriftdetektoren gemessen. Aus dieser Information wird sowohl der Ereignisvertex rekonstruiert, als auch mögliche Ringzentren in RICH-1 vorhergesagt. Für jedes geladene Teilchen wird in der Vieldrahtproportionalkammer ein weiterer Spurpunkt bestimmt, der der Vorhersage der Ringzentren in RICH-2 dient.
Das Spektrometer ist innerhalb der Akzeptanz entlang der Teilchentrajektorien sehr materialarm, um den Beitrag durch Vielfachstreuung zur Impulsmessung gering zu halten und möglichst wenige zusätzliche e^+e^--Paare durch Photon-Konversionen zu erzeugen.

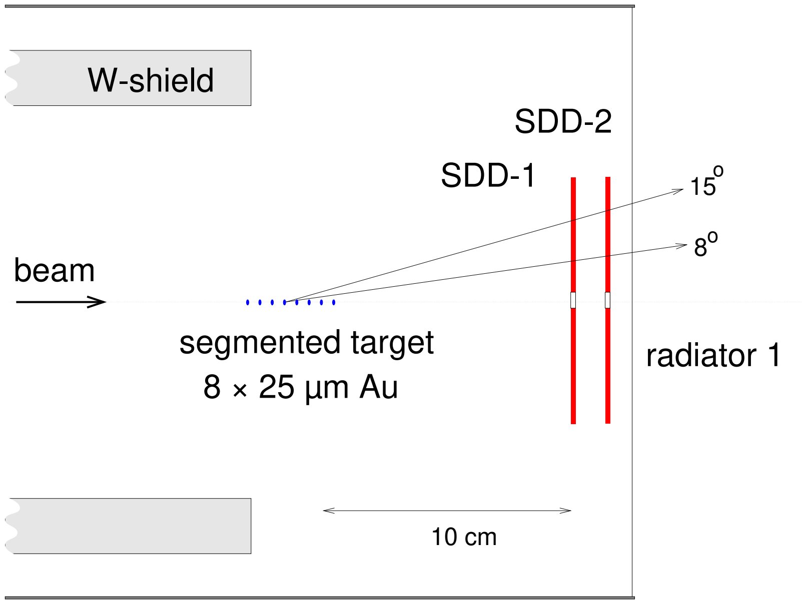

Abbildung 3.2: Details des Targetbereiches.

3.1.1 Das SDD System und die Targetregion

Details des Targetbereiches zeigt Abbildung 3.2. Das Target ist segmentiert und besteht aus acht Goldscheiben von je 600 μm Durchmesser und einer Dicke von 25 μm. Ihr Abstand beträgt etwa 3 mm, so daß bei einer Kollision innerhalb einer Scheibe Teilchen, die in die Akzeptanz des Spektrometers fliegen, die strahlabwärtsliegenden Scheiben nicht mehr treffen. Daher tragen im Mittel nur 12.5 μm Gold zur Strahlungslänge bei. Ein zusätzlicher Mantel aus Wolfram schirmt die strahlaufwärts liegenden Ausleseebenen der RICH-Detektoren gegen rückwärts gestreute, stark ionisierende Teilchen aus der Kollision ab. Etwa 10 cm strahlabwärts befindet sich ein Doublett von Siliziumdriftkammern (SDD), fur das in der Strahlzeit 1995 Detektoren mit Durchmessern von 3$''$ und 4$''$ verwandt wurden.
Diese im CERES Experiment erstmalig eingesetzten Siliziumdriftdetektoren sind radialsymmetrische, in zwei Dimensionen ortsempfindliche Detektoren, die nach dem von Gatti und Rehak entwickelten Prinzip der Seitwärtsdepletion arbeiten [46]. Die prinzipielle Funktionsweise zeigt Abbildung 3.3. Beim Durchgang geladener Teilchen werden die im Halbleiter erzeugten Elektron-Loch Paare durch ein anliegendes elektrisches Feld getrennt, und die Elektronen wandern in radialer Richtung zu den Anoden. Das Driftfeld wird dabei mit Hilfe ringförmig implantierter Spannungsteiler erzeugt. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit kann der Durchgangsort aus Anode und Driftzeit ermittelt werden. Die Zahl der Anoden legt die azimutale Auflösung fest, die Granularität der Zeitmessung bestimmt die Güte der radialen Messung. Die Digitalisierung der Amplitudensignale erfolgt über einen schnellen Wandler (FADC) mit einer Abtastfrequenz von 50 MHz und 6 Bit

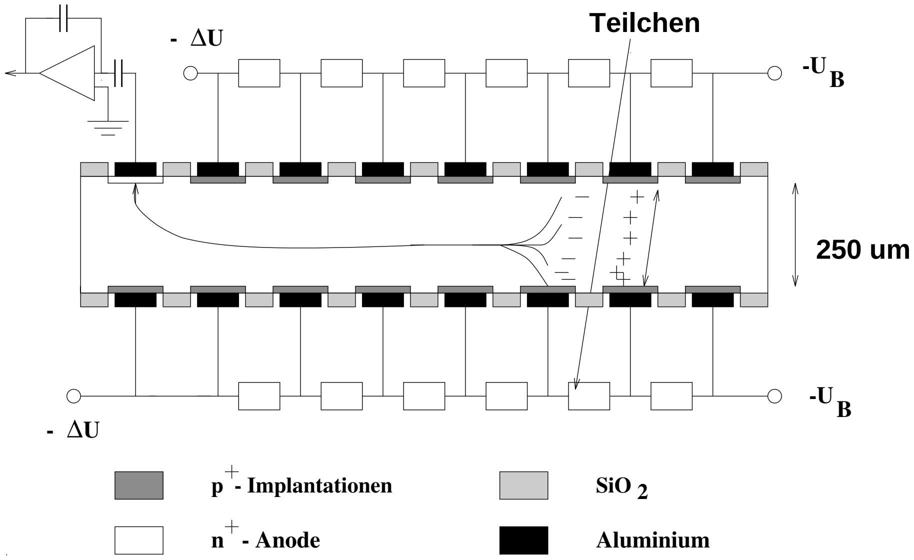

Abbildung 3.3: Prinzip des Siliziumdriftdetektors.

Auflösung. Beide Detektoren verfügen über 360 Anoden, im Falle des 4″ Detektors besitzen diese eine zusätzliche Substruktur (Abbildung 3.4). Sie dient zur Ladungstrennung zwischen benachbarten Anoden und verbessert die Winkelauflösung, ohne die Zahl der Auslesekanäle zu erhöhen. Die lokale Winkelauflösung wird gegenüber der einfachen Anodenstruktur um einen Faktor 2 gesteigert. Nach Messungen in einem Lasertest liegt die lokale azimutale Auflösung des 4″ Detektors bei 1.1 mrad, in radialer Richtung werden ca. 20 μm erreicht [47].

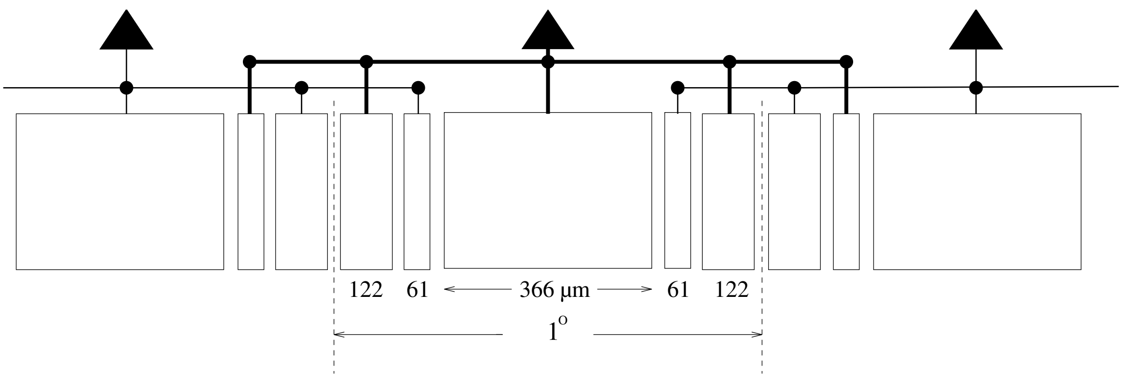

Abbildung 3.4: Darstellung der Anodenstruktur des 4″ Detektors.

Da außer der präzisen Ortsmessung auch die beim Teilchendurchgang deponierte Energie durch die Messung der Ionisationsladung zur Verfügung steht, kann das SDD-System nicht nur zur Vertexrekonstruktion sondern auch zur Erkennung von Konversionen benutzt werden. Spuren von e^+e^--Paaren aus Konversionen werden wegen ihrer kleinen Öffnungswinkel in der Regel nicht einzeln erkannt bzw. aufgelöst. Ihr Energieverlust und damit die mit dem SDD-System gemessene Amplitude ist aber im Mittel zweimal so groß wie der einer Einzelspur. Anforderungen an die gemessenen Amplituden *beider* Driftdetektoren ermöglichen es daher, Konversionen zu erkennen und zu verwerfen.

3.1.2 Die RICH Detektoren

Im CERES Spektrometer werden Elektronen und Positronen in ringabbildenden Čerenkov Zählern (RICH) identifiziert und ihre Flugrichtung festgehalten. Der Aufbau dieser beiden Detektoren basiert auf dem urspünglich von Seguinot und Ypsilantis vorgeschlagenen Prinzip, bei dem das von geladenen Teilchen in einem Radiator produzierte Čerenkovlicht ortsempfindlich nachgewiesen wird [48]. RICH Detektoren nutzen die Tatsache, daß das Čerenkovlicht in einem Radiator mit festem Brechungsindex n bei einer Teilchengeschwindigkeit β mit $\beta > 1/n$ unter *konstantem* Winkel Θ_c zur Flugbahn emittiert wird:

$$\cos(\Theta_c) = \frac{1}{\beta n} \tag{3.1}$$

Unterhalb der Schwelle ($\beta < 1/n$) findet keine Emission statt. Mit $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ gilt für den Schwellenwert zur Lichtemission:

$$\gamma_{th} = \left[1 - \frac{1}{n^2}\right]^{-\frac{1}{2}} \tag{3.2}$$

Ein sphärischen Spiegel erzeugt durch die mit konstantem Winkel emittierten Čerenkovphotonen Ringbilder in der Fokalebene. Aus den Radien dieser Ringe kann über den Emmissionswinkel auf die Teilchengeschwindigkeit geschlossen werden.

Im CERES Spektrometer werden mit Methan gefüllte Gasradiatoren mit hoher Čerenkovschwelle ($\gamma_{th} = 32$) eingesetzt. Praktisch alle Elektronen führen zur Bildung von asymptotischen Čerenkovringen ($\cos(\Theta_c) = 1/n$), während die Geschwindigkeit der meisten Hadronen unterhalb der Čerenkovschwelle liegt. In dieser Konfiguration sind die Zähler praktisch blind für Hadronen. Das Čerenkovlicht wird über sphärische Spiegel mit hoher Reflektivität strahlaufwärts fokussiert. Neben der optischen Qualität ist für den Spiegel von RICH-1 eine extrem geringe Strahlungslänge erforderlich, um die Vielfachstreuung vor dem Radiator von RICH-2 gering zu halten. Er besteht daher aus einer Kohlefaserschale von 1 mm Dicke, die eine aluminiumbedampfte Epoxidharzschicht trägt. Die Strahlungslänge des so erzeugten Spiegels beträgt nur 0.4 %. Der Spiegel des zweiten RICH-Detektors besteht aus 10 Glassegmenten von 6mm Stärke. Ihr Anteil an der Vielfachstreuung für die dahinter liegende Proprotionalkammer ist wegen des geringen Abstandes vernachlässigbar. Strahlaufwärts trennen UV-transparente Fenster die Radiatoren von den zur Ortsmessung eingesetzten UV-Detektoren. Für RICH-2 wird ein Quarzfenster verwendet, das Fenster von RICH-1 besteht aus CaF_2 mit einer höheren Transmissionsbandbreite, so daß die geringere Radiatorlänge von RICH-1 ausgeglichen wird.

Bei den UV-Detektoren handelt es sich um Gaszähler (94% Helium,6% Methan), bei denen die eintretenden Photonen durch Photoionisation von beigefügtem TMAE (Tetrakis-di-Methyl-Amino-Ethylen) in Elektronen konvertiert werden. Das primäre Elektron wird in drei Stufen auf $2 \cdot 10^5$ e^- verstärkt. Die in der letzten Stufe entstehende Ionenwolke induziert schließlich Ladungssignale auf einer segmentierten Fläche rechteckiger Elektroden, den *Pads*, die dann ausgelesen werden. Für jedes ausgelesene Pad stehen zwei Informationen, nämlich Ort und gemessene Amplitude, zur Verfügung. Jedes der 53800 Pads in Rich-1 und 48400 Pads in RICH-2 mit einer Größe von 2.7×2.7 mm^2 bzw. 7.6×7.6 mm^2 deckt einen Winkelbereich von ca. 2 mrad ab.

3.1.3 Das Magnetfeld

Ein supraleitendes, von entgegengesetzten Strömen durchflossenes Spulenpaar befindet sich zwischen den beiden Radiatoren. Den schematischen Verlauf der Feldlinien zeigt Abbildung 3.1. Das Feld lenkt geladene Teilchen bei 1 GeV/c Impuls um 142 mrad in azimutaler Richtung ab (vergl. 4.4). Ringe, die zur selben Spur gehören besitzen in erster Näherung den gleichen Polarwinkel (Θ) , wohingegen aus dem azimutalen Abstand $\Delta\phi$ die Impuls- und Vorzeichenbestimmung über

$$p_\ell = \frac{0.142 \text{ rad}}{|\Delta\phi|} \text{ GeV/c} = \frac{0.142 \text{ rad}}{|\phi_{\text{RICH2}} - \phi_{\text{RICH1}}|} \text{ GeV/c} \qquad \ell = \begin{cases} \text{e}^- & \Delta\phi < 0 \\ \text{e}^+ & \Delta\phi > 0 \end{cases} \tag{3.3}$$

erfolgen kann.
Die gegenläufigen Ströme in den supraleitenden Spulen bewirken, daß der Radiator von RICH-1 feldfrei gehalten werden kann und auf diese Weise eine ungestörte Messung des Paaröffnungswinkels möglich ist. Mehrere normalleitende Korrekturspulen sorgen dafür, daß die Feldlinien in RICH-2 *konisch* zum Target laufen und daher parallel zu den Teilchenbahnen sind. Nur auf diese Weise ist eine unverzerrte Ringabbildung in RICH-2 möglich.
Die gesamte Anordnung führt nur zu einer nahezu lokalen Ablenkung zwischen den Radiatoren. In zweiter Näherung kreuzen azimutal abgelenkte Teilchen die

Feldlinien und werden um den Winkel

$$\Delta\Theta = 66.2(\Delta\phi)^2 \frac{\mathrm{mrad}}{\mathrm{rad}^2} \tag{3.4}$$

in Richtung der Strahlachse abgelenkt.

3.1.4 Die Proportionalkammer

Dicht hinter dem Spiegel von RICH-2 befindet sich die Vieldrahtproportionalkammer, die über die gleiche segmentierte Auslese wie RICH-2 verfügt. Die Kammer deckt ein Rapiditätsintervall $2 < \eta < 2.7$ ab, und ihre Akzeptanz ist damit etwas größer als die gemeinsame Akzeptanz der RICH-Detektoren. Die Padauslese wurde vollständig von RICH-2 übernommen, auch die Größen der Pads (7.6×7.6 mm) sind identisch. Die Kammer wurde 1995 mit einer niedrigen Verstärkung betrieben, so daß viele Treffer nur auf wenigen Pads registriert wurden. Abbildung 3.5 zeigt ein Rohdatenereignis in der Padkammer. Die auf den Pads registrierten Amplituden sind durch eine Grauwerteskala dargestellt.

3.1.5 Trigger

Das Triggersystem zur Auswahl der Ereignisse besteht aus drei Strahldetektoren (BC1,BC2,BC3), einem Vetozähler (VC) und einem Multiplizitätsdetektor (MD). Für die Strahldetektoren werden Čerenkovzähler eingesetzt, deren Radiatoren Luft enthalten. Sie befinden sich 60 m strahlaufwärts (BC1), direkt hinter dem Target (BC3) und am Ende des Detektors (BC2). Der Multiplizitätsdetektor ist wie der Vetozähler aus Plastikszintillatoren aufgebaut und ermöglicht eine grobe, aber schnelle Messung der Zahl der in der Kollision erzeugten Teilchen. Er befindet sich etwa 5m hinter dem Spektrometer und deckt einen Winkelbereich von $1°$ bis $6°$ ab. Eine positive Triggerentscheidung verlangt die Messung eines Strahlteilchens mit BC1, kein Ansprechen von BC2,BC3,VC und ca. 100 registrierte Teilchen im Multiplizitätsdetektor. Die auf diese Weise getroffene Ereignisauswahl entspricht etwa 35 % des geometrischen Wirkungsquerschnittes [51].

3.1.6 Das Datenerfassungssystem und die Datennahme in der Strahlzeit 1995

Die große Informationsmenge pro Ereignis durch die fünf hochgranularen Detektoren machen ein sehr schnelles Datenerfassungssystem notwendig, um die für die Messung notwendige Luminosität zu erreichen. Seine Komponenten sind in

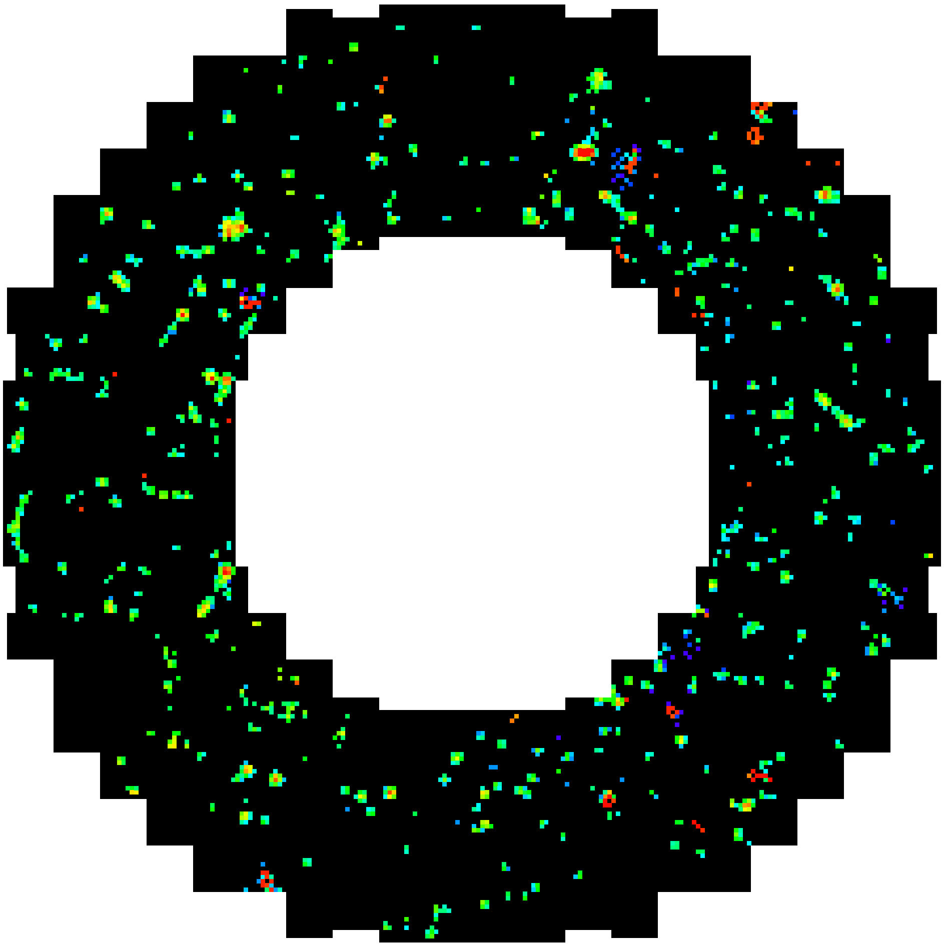

Abbildung 3.5: Darstellung eines Ereignisse in der Padkammer.

Abbildung 3.6 dargestellt. Es wird realisiert, indem ein großer Teil der Informationsaufbereitung, nämlich Nullenunterdrückung, Pedestalsubtraktion und Datenkompression (Huffmann coding) bereits von der Hardware für die Auslese der einzelnen Detektoren übernommen wird . Für jeden Detektor wird die aufbereitete Information dann in eigens entwickelte Speichermodule (Memory modules, MM) geschrieben. Diese Speichermodule stehen über ein gemeinsames Bussystem (VME) mit der übrigen Datenerfassung in Verbindung und können durch einen speziellen Übertragungsmodus (D64 Blocktransfer) mit hoher Geschwindigkeit (40 MByte/s) ausgelesen werden. Den restlichen Teil des Systems steuern Softwareprozesse (Abbildung 3.7), die in der Programmiersprache C geschrieben sind. Dazu gehört auch die Erfassung der Daten des Triggersystems und die allgemeiner Informationen wie Temperatur, Druck etc. , da hier keine Hardware zur Aufbereitung der Daten zur Verfügung stand (*triggerEvbld, slowCtrlEvbld*). Den Kern

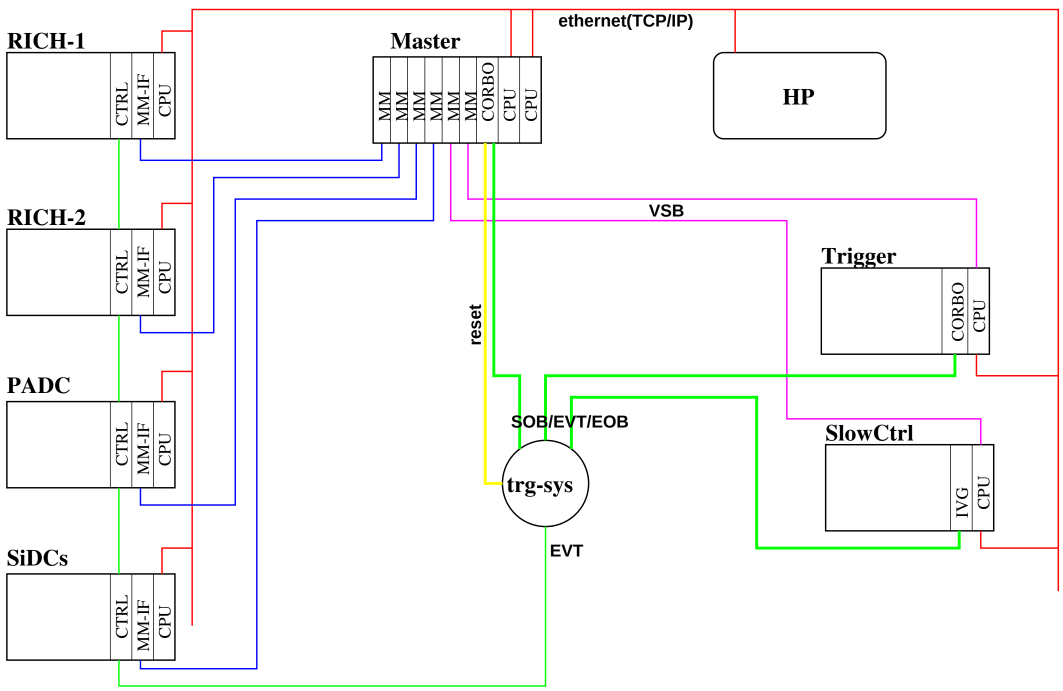

Abbildung 3.6: Schema der Komponenten des Datenerfassungssystems: Die Komponenten für (*Master*, *Trigger*, *SlowCtrl* und die Detektoren)sind in VME Crates untergebracht. Die Ereignistrigger werden zentral (*trg-sys*) an die Komponenten verteilt. Die Information des Triggersystems und der Slowcontrol werden über VSB Verbindungen zum Master Crate transferiert, dort werden ebenfalls die Informationen der Detektoren in Memory Modulen abgelegt. Die Einzelinformationen werden über einen VME Bus von den beiden CPUs des Master-Crates ausgelesen und auf Magnetband geschrieben. Eine Hewlett-Packard Workstation (*HP*) ist mit allen Crates über Ethernet (TCP/IP) verbunden und dient zur zentralen Steuerung des Datenerfassungssystems.

des Datenerfassungssystems bilden 2 VME-CPUs des Typs FIC8243. Mit der dort installierten Software werden die Speichermodule ausgelesen, vollständige Ereignisse im endgültigen Datenformat gebildet (*masterEvbld*) und die Speicherung der Ereignisse überwacht (*tapeTask*). Die einzelnen Prozesse kommunizieren über das gemeinsame VME Bussystem miteinander und werden zentral über eine Ethernet-Verbindung (TCP/IP) mit einer Workstation gesteuert. Die Zeit für die reine Verwaltung eines Ereignisses ohne Datentransfer beträgt etwa 1 ms, während die vollständige Erfassung in 3.5 ms abläuft.
Jede CPU verfügt über einen 32 MByte großen Arbeitsspeicher, in dem die fertig aufgebauten Ereignisse während der 5 Sekunden Strahldauer (Burst) des SPS abgelegt werden. Die Daten werden erst in den 14 Sekunden zwischen zwei Bursts

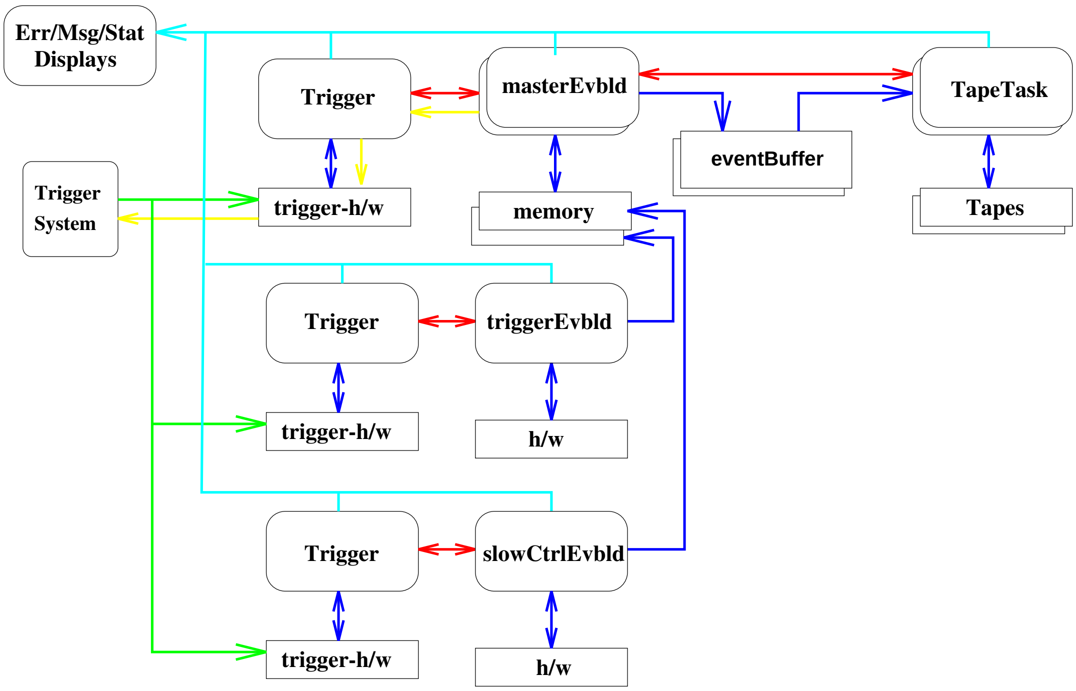

Abbildung 3.7: Schema der Prozeßkommunikation des Datenerfassungssystems: Die vom zentralen Triggersystem gelieferte Information wird in jeder CPU durch einen eigenen Prozeß (*Trigger*) verwaltet. Dieser steuert die Prozesse zur Informationsaufbereitung (*triggerEvbld, slowCtrlEvbld* und *masterEvbld*). Vollständige Ereignisse werden von mehreren masterEvbld-Prozessen gebildet, im Speicher der CPUs (*eventBuffer*) abgelegt und am Burstende von den Prozessen zur Steuerung der Magnetbänder (*TapeTask*) ausgelesen.

auf Magnetband (DAT[1]) geschrieben. Dieser Teil des System ist nahezu beliebig skalierbar, die Zahl der eingesetzten CPUs wird lediglich von der erreichbaren Transferrate des Bussystems bestimmt. 1995 wurden die Daten jeder der beiden VME-CPUs quasi parallel auf drei DAT Laufwerke geschrieben, wobei die maximale Schreibgeschwindigkeit von 500 kbyte/s pro Laufwerk voll ausgenutzt werden konnte. In jedem Burst wurden 550 Ereignisse von je 40 kByte Länge aufgezeichnet, so daß in einer Strahlzeit von neun Tagen 16 Millionen Ereignisse aufgenommen werden konnten. Dabei entstand neben mehreren Testmessungen für eine Polarisation des Magnetfeldes ein Datensatz mit über 10 Millionen Ereignissen und einem Datenvolumen etwa 0.5 Terabyte.

[1]Digital Audio Tape

Kapitel 4

Die Datenanalyse/Spurrekonstruktion????

Bei den Experimenten zur Messung von e^+e^--Paaren in p-Be und S-Au Kollisionen standen zur Rekonstruktion der Spuren und für die Impulsbestimmung nur die Informationen der Čerenkov-Detektoren zur Verfügung. Der Einsatz weiterer spurvermessender Detektoren, des SDD-Systems und der Padkammer, ermöglicht jedoch einen neuen Ansatz zur Rekonstruktion, der die externe Spurinformation auswertet und zu einer a priori Kenntnis der Ringzentren in den RICH Detektoren gelangt. Auf diese Weise kann dem schon in der Analyse der S-Au Daten aufgetretenen Problem von *Zufallsringen*, deren UV-Photonen überwiegend nicht von Elektronen stammen, begegnet werden. Der Verlauf der Analyse ist durch folgende Einzelschritte gekennzeichnet:

1. Aufbereitung der Rohdaten
2. Spurrekonstruktion und Impulsmessung
3. Paarrekonstruktion
4. Signalextraktion und Untergrundrejektion

In diesem Kapitel werden die ersten beiden Punkte vorgestellt, während das folgende Kapitel auf Punkt drei und vier eingeht.
Für die Auswertung der Daten wurde eine objektorientierte Programmbibliothek entwickelt, die in Auszügen in Anhang A beschrieben ist. Die durchschnittliche Rechenzeit für die vollständige Analyse einzelner Ereignisse auf herkömmlichen Computern (Workstations) beträgt etwa 3-4 Sekunden. Die notwendige Rechnerkapazität zur Auswertung von über 10 Millionen Ereignissen konnte am CERN auf dem CS-2 Workstation-Verbund gefunden werden. Auf 32 Prozessoren des Typs

SUN-SPARC2 wurden die Daten in zwei Iterationen gefiltert und in einer Zeit von $2\frac{1}{2}$ Monaten produziert.

4.1 Die Aufbereitung der Detektorinformation

4.1.1 Trefferrekonstruktion für das SDD-System

Die Rohdaten aller Detektoren werden vom Datenerfassungssystem in extrem komprimierter Form abgespeichert (vgl. 3.1.6). Nach ihrer Entkomprimierung, müssen zunächst die einzelnen Treffer in den Driftkammern rekonstruiert werden. Die radiale Position eines Treffers ergibt sich aus der Driftzeitinformation, die mit dem FADC System gemessen wird, seine azimutale aus der Anodenposition selbst. Daher wird die Amplitudeninformation aus den 360 Anoden mit den 256 Zeitintervallen des FADC Systems auf ein zweidimensionales Feld abgebildet, dessen Zellen dann die vollständige Amplituden-Ortsinformation enthalten. In diesem Feld werden zusammenhängende Gebiete mit Amplitudeneinträgen oberhalb einer Ausleseschwelle zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt. Sie bilden die Grundlage der noch zu rekonstruierenden Treffer.
Innerhalb eines Clusters wird aus den Zellen, die zu einer Anode gehören, ein sogenannter Pulszug gebildet und dessen Schwerpunkt aus der amplitudengewichteten Ortsinformation berechnet. Anschließend werden Pulszüge benachbarter Anoden eines Clusters miteinander verglichen. Liegen ihre Schwerpunkte näher als 20 ns, entsprechend einem FADC Zeitintervall, zusammen, so werden beide Pulszüge zu einem Treffer oder *Hit* zusammengefaßt. Der Schwerpunkt des Treffers wird analog aus den Schwerpunkten der zugehörigen Pulse ermittelt [53]. Um den Einfluß elektronischen Rauschens zu verringern, wird eine minimale Zahl von drei Zellen pro Puls zur Bildung eines Treffers verlangt.
Eine durch einen Teilchendurchgang in der Kammer erzeugte Ladungswolke ändert aufgrund von Diffusionsprozessen ihre radiale und azimutale Breite, während sie unter dem Einfluß des elektrischen Feldes in Richtung der Anoden driftet. Die Ausleseelektronik wandelt die eingehenden Signale in gaußförmige Pulse. In der dafür benötigten Zeit geht ein Teil der Amplitudeninformation verloren. Die Größe dieser Verluste hängt von der Breite des Signals ab. Da die Breite selbst eine Funktion des Ortes ist, muß die Amplitude der Treffer abhängig von der gemessenen radialen Position korrigiert werden („ballistisches Defizit“).

4.1.2 Ringerkennung in den RICH Detektoren

Da das CERES Experiment ursprünglich ausschließlich auf der Information der RICH-Detektoren zur Teilchenidentifikation und Orts- bzw. Impulsmessung basierte, ist die Mustererkennung zur Identifikation von UV-Photontreffern und die anschließende Ringrekonstruktion weit fortgeschritten [39, 54]. Das Programm zur

Rekonstruktion möglicher Ringkandidaten läßt sich im wesentlichen in folgende Punkte gliedern:

1. Rekonstruktion der UV-Photon Treffer
2. Rekonstruktion der Ringzentren durch eine doppelte Houghtransformation
3. Anpassung des Ringradius und der exakten Zentrumsposition

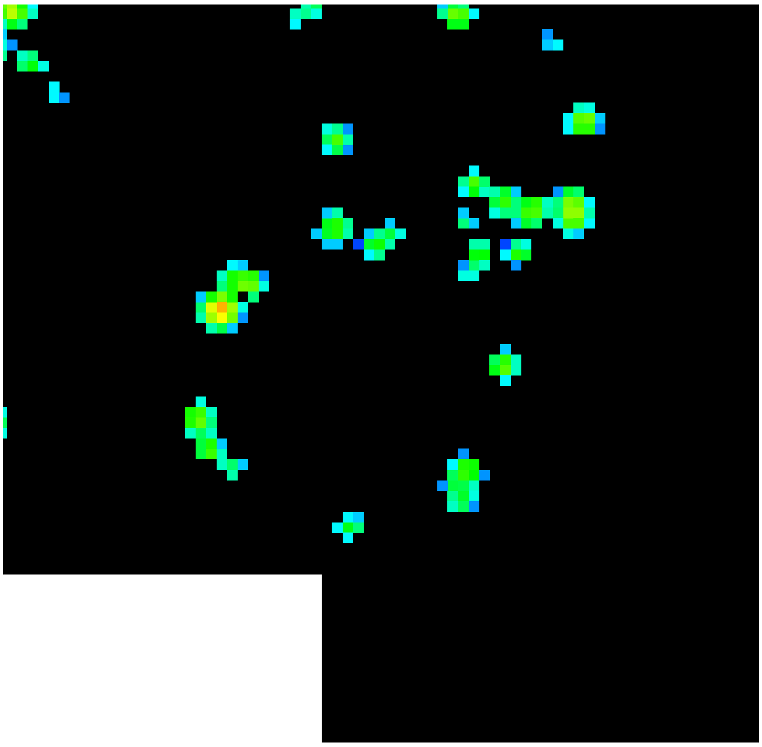

Abbildung 4.1: Ausschnitt aus der Padauslese von RICH1 mit einem Ringkandidaten.

Analog zum Vorgehen bei der Trefferrekonstruktion in den Driftkammern werden im Falle der Čerenkovdetektoren die Informationen der zweidimensionalen Padauslese ausgewertet. Zunächst werden dazu alle benachbarten Zellen (Pads), deren Amplitude oberhalb der Ausleseschwelle liegt, zu Clustern zusammengefaßt. Zellen, die ausschließlich diagonal verbunden sind und keine weiteren gemeinsamen Nachbarzellen besitzen, werden getrennt behandelt. Eine Vielzahl von Aufräumalgorithmen wird auf die gebildeten Cluster angewandt, um elektronische Defekte, Störungen durch Rauschen und die Signale stark ionisierender Teilchen auszublenden. Dabei werden die betroffenen Pads markiert und ihre Amplitudeninformation in der nachfolgenden Analyse nicht weiter berücksichtigt. Die verbleibenden

Clustern werden in einzelne *Hits* aufgespalten, die die rekonstruierten UV-Photon-Treffer darstellen. Mit einer Houghtransformation, die auf einem Kreisumfang liegende Punkte in dessen Zentrum transformiert, werden aus den rekonstruierten Treffern Kandidaten für Čerenkovringe gewonnen. Wenn die Zentren der Ringkandidaten zu Trajektorien der Spurdetektoren (SDD,PadC) passen, wird abschließend eine endgültige Anpassung der exakten Ringposition durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt einen Ausschnitt des ersten Čerenkov-Zählers nach Anwendung der Aufräumalgorithmen, der mögliche Ringkandidat ist gut erkennbar. Die zur Rekonstruktion notwendigen Einzelinformationen zeigt Abbildung 4.2. Die Position der rekonstruierten UV-Photonen, sowie Radius und Zentrum des Ringfits sind ebenfalls dargestellt. Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung der Zahl der Čerenkovphotonen auf

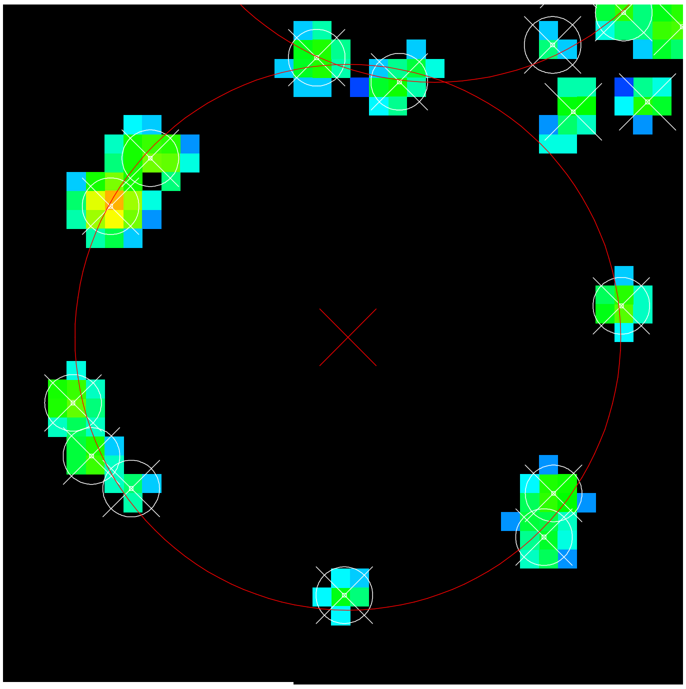

Abbildung 4.2: Ausschnitt aus der Padauslese von RICH1 nach vollständiger Mustererkennung.

rekonstruierten Ringen in einem Vergleich zur einer Monte Carlo Simulation für eine Selektion von π^0Dalitzpaaren. Die mittlere Zahl von Photonen (UV-1:11.2, UV-2:9.5) ist verglichen mit früheren Messungen (UV-1:11.4, UV-2:10.9) [54] kleiner, da beide Gaszähler mit einer niedrigeren Verstärkung betrieben wurden, um die Gefahr von Gasentladungen (*Sparks*) in den UV-Detektoren zu verringern.

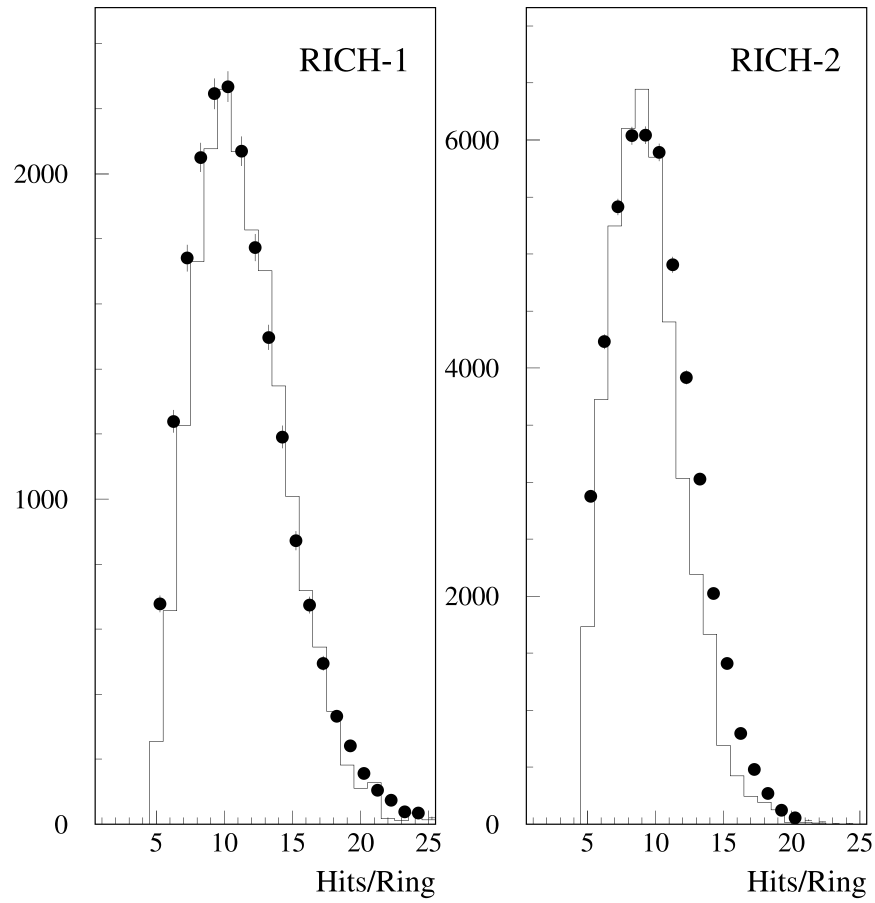

Abbildung 4.3: Streuung der Hits um die rekonstruierten Ringzentren, Histogramm: Dalitz Selection, Punkte: MC Simulation.

4.1.3 Trefferrekonstruktion in der Padkammer

Da die Vieldrahtproportionalkammer, wie die RICH Detektoren eine Padauslese besitzt, können in der Analyse Treffer in der Padkammer analog zu UV-Photonhits in den RICH Detektoren rekonstruiert werden. Auch in diesem Fall werden benachbarte Pads zu Clustern zusammengefaßt und nach Anwendung der Aufräumalgorithmen Hits aus den verbleibenden Pads rekonstruiert. Die Padkammer wurde während der Datennahme 1995 mit einer niedrigen Verstärkung betrieben, und deshalb können echte Treffer auch aus nur sehr wenigen Pads bestehen. Cluster, die nur aus einem oder zwei Pads bestehen, werden daher im Gegensatz zu den RICH Detektoren nicht durch die Aufräumalgorithmen verworfen, sondern auch aus ihnen Treffer gebildet.

4.2 Die Rekonstruktion von Spuren

Ein wesentliches Ziel beim Einsatz der Spurdetektoren ist es, die Erkennung echter Ringe in den Čerenkovdetektoren zu verbessern. Die Mustererkennung in RICH1 wird daher durch die Vorhersage möglicher Ringzentren unterstützt, die aus der Rekonstruktion des Ereignisvertex und den mit dem SDD-System gewonnenen Trajektorien ermittelt werden.
In ähnlicher Weise werden die in der Padkammer gemessenen Spurpunkte mit denen des SDD-Systems und der Ringinformation von RICH-1 kombiniert, um Ringzentren in RICH-2 vorhersagen zu können. Da die Analyse ortsmessende (SDD, PADC) mit winkelmessenden Detektoren (RICH-1/2) kombiniert, werden die Koordinaten rekonstruierter Spuren für alle Detektoren über ihre Polar- und Azimutalwinkel verglichen. Diese Winkel beziehen sich im Fall der ortsmessenden Detektoren auf den Ursprung im jeweiligen Ereignisvertex.
Die Spurrekonstruktion gliedert sich in folgende Einzelschritte:

1. Vertexrekonstruktion mit Hilfe der Trajektorien aus SDD Treffern
2. Rekonstruktion von Elektronringen in RICH-1 aus Ringkandidaten und Spurinformationen der Siliziumdriftdetektoren
3. Rekonstruktion von Elektronringen aus Ringkandidaten in RICH-2 mit Hilfe der bereits gebildeten Spurstücke und den Spurinformationen der Padkammer
4. Kombination vollständiger Spuren

Die Impulse der vollständig rekonstruierten Spuren werden aus der kombinierten Information aller Detektoren unter Berücksichtigung der einzelnen Detektorauflösungen bestimmt (vgl. 4.4). Auf diese Weise liegen Viererimpuls und Raumkoordinaten der Elektron- bzw. Positronspuren fest, aus denen anschließend Paare gebildet werden.

4.2.1 Vertexrekonstruktion mit dem SDD System

Mit den Ortskoordinaten der in beiden Driftkammern rekonstruierten Treffer wird der Ereignisvertex, d. h. der Kollisionspunkt zwischen einlaufendem Bleiion und dem Gold-Target, ermittelt. Ein einfaches Verfahren nimmt dazu einen vorläufigen Vertexpunkt an und ermittelt alle Spurstücke, bei denen ausgehend vom Vertex gleichzeitig innerhalb festgelegter Fenster Treffer in beiden Driftkammern gefunden werden. Die Spurstücke werden dabei als Geraden mit festem Ursprung im Vertex angenommen. Abbildung 4.4 (a) illustriert dieses Verfahren.
Für diese Wahl des Vertex lassen sich die mittlere quadratische Abweichung der

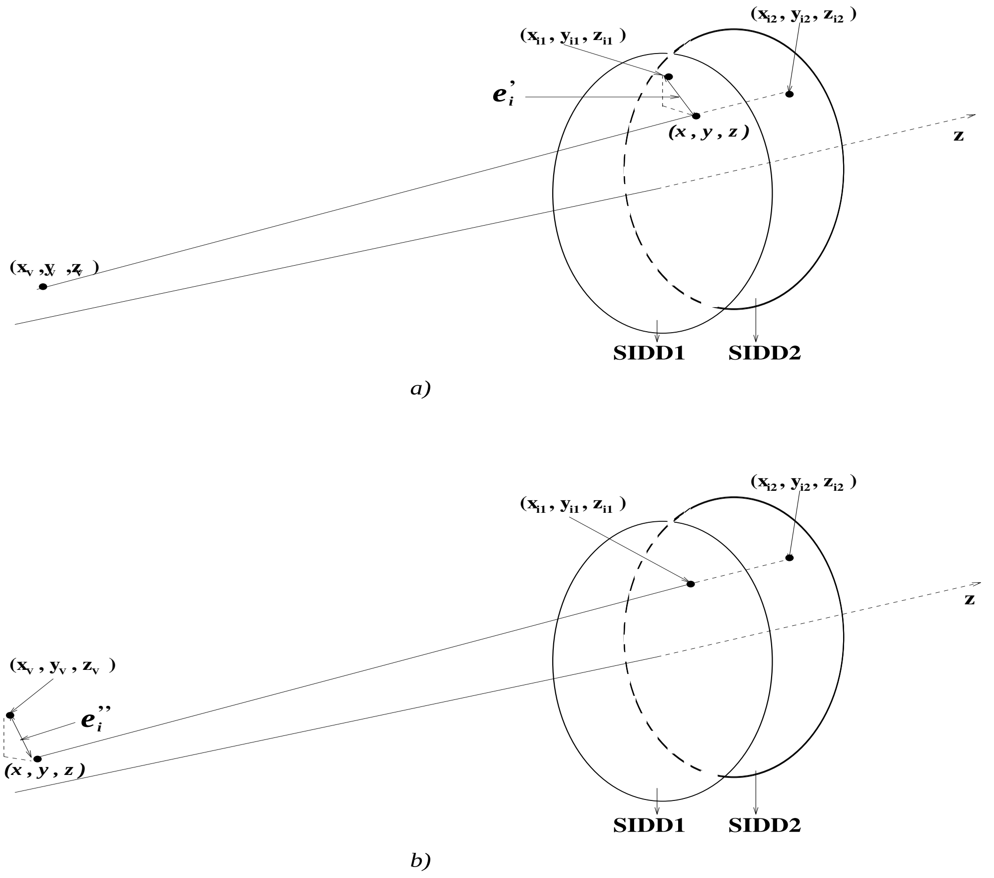

Abbildung 4.4: Schema der Vertexrekonstruktion a: Standardalgorithmus, b: RVF-Methode.

Treffer zur Spur und die Zahl der beteiligten Spuren ermitteln. Die tatsächliche Vertexposition kann dann durch Optimierung beider Größen gefunden werden. Die zur Optimierung benötigte Rechenzeit erweist sich jedoch als *das* wesentliche Problem dieser Methode. Etwa 50% der Zeit für die vollständige Analyse eines Ereignisses wird in diesem Fall ausschließlich zur Berechnung der Vertexposition benötigt. Daher wird in der Datenanalyse ein *robustes* Anpassungsverfahren für die Vertexbestimmung eingesetzt (Robust Vertex Fit, RVF) [50]. Bei diesem Verfahren werden aus allen Trefferkombinationen der Siliziumdriftdetektoren Trajektorien gebildet und die Summe aller räumlicher Abstände zu einer angenommenen Vertexposition gemessen (vgl. Abbildung 4.4(b)). Es wird ein gewichtetes lineares Funktional $L = -\Sigma w_i e_i''^2$ ($e_i''^2$ vgl. Abbildung) minimiert und zur Optimierung ein iteratives Verfahren eingesetzt. Aus der Streuung der Spursegmente um den Vertex wird für jedes Segment in jeder Iteration ein Gewicht w_i berechnet und in der nächsten Iteration damit der Wert des Funktionals neu bestimmt.

Mit beiden Verfahren werden vergleichbare Auflösungen erreicht, der Vorteil der RFV-Methode liegt in ihrer schnellen Konvergenz. Im Mittel steht die Vertexposition schon nach fünf Iterationen fest. Dies macht sich in einer um eine Größenordnung geringeren Rechenzeit bei der Vertexrekonstruktion bemerkbar.

Wie in Kapitel 4.2.2 noch näher erläutert wird, ist eine Kalibration des Driftkam-

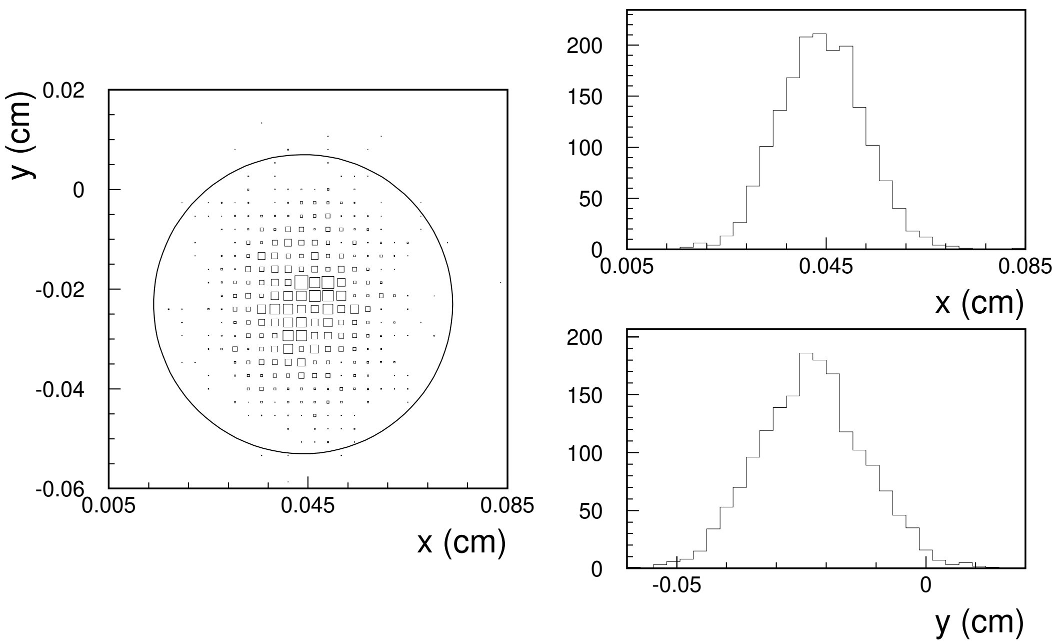

Abbildung 4.5: xy Verteilungen rekonstruierter Vertizes.

mersystems mit Hilfe der Padkammer notwendig, um temperaturbedingte Schwankungen der Driftgeschwindigkeiten auszugleichen. Die Akzeptanz der Padkammer ist jedoch deutlich kleiner als die des Driftkammersystems, und daher ist diese Kalibration nur für einen Teilbereich des Driftkammersystems gültig. Dies hat zur Folge, daß nicht alle mit dem Driftkammersystem gemessenen Spurstücke zur Vertexrekonstruktion verwendet werden können, sondern nur Segmente, die auch in der Akzeptanz der Padkammer liegen. Im Mittel tragen daher nur etwa 150 Spuren, d.h. 50 % aller rekonstruierten Segmente zur Vertexrekonstruktion bei.

Abbildung 4.5 zeigt die xy-Verteilung der mit Hilfe der RVF Methode rekonstruierten Vertizes. Deutlich sichtbar ist der Versatz des mittleren Kollisionspunktes gegen die Achse des Experimentes. Die Breite der Verteilung spiegelt das Strahlprofil wider. Die Auflösung einzelner Spuren läßt sich aus der Breite der Abstandsverteilung zwischen rekonstruiertem Vertex und dem Spurpunkt in der z-Ebene des Vertex bestimmen, wobei der Spurpunkt unter Annahme einer geraden Trajektorie aus den Treffern in den Driftkammern gebildet wird. Die auf diese Weise ermittelten Einzelspurauflösungen betragen in transversaler Richtung 500 μm, in diesen Wert gehen die radiale Auflösung der Driftkammern von 50 μm und der Abstand

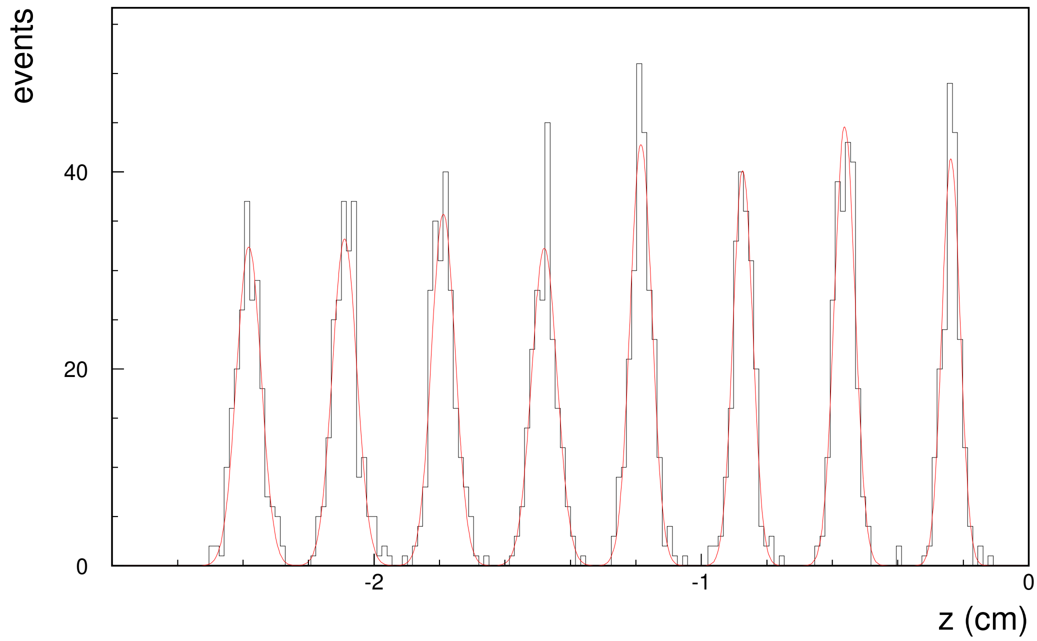

Abbildung 4.6: z Verteilungen rekonstruierter Vertizes, Rekonstruktion der Targetpositionen.

zum Target von etwa 10 cm ein.
Die Rekonstruktion der acht Scheiben des segmentierten Targets in longitudinaler Richtung zeigt Abbildung 4.6. Die Breite der einzelnen Verteilungen liegt im Mittel bei 380 μm. Da die Targetdicke jedoch nur 25 μm beträgt und die gemessenen Positionen der acht Scheiben bekannt sind, läßt sich die Präzision der Bestimmung der z-Position weiter steigern, wenn anstelle der rekonstruierten z-Position des Vertex direkt die bekannte Position der zugeordneten Targetscheibe benutzt wird. Deutlich sichtbar ist diese Verbesserung im Vergleich der gemessenen Polarwinkel von Spuren mit hohen Impulsen zwischen der Padkammer und dem Driftkammersystem. Verwendet man die rekonstruierte Vertexposition, so liegt die Breite der $\Delta\Theta$ Verteilung zwischen der Padkammer und dem Driftkammersystem bei 1.1 mrad und verringert sich bei Benutzung der fixierten Scheibenposition auf etwa 0.9 mrad.

4.2.2 Interkalibration der Detektoren

Prinzipiell sind die einzelnen Detektoren des Experimentes nur mit einer bestimmten Genauigkeit positioniert. Sie sind daher zueinander geringfügig verschoben bzw. verdreht. Diese Effekte können durch die Analyse von π-Spuren gemessen und entsprechend korrigiert werden. Dazu werden Pionen mit hohen Impulse selektiert, deren Spuren in allen Detektoren nachgewiesen werden können [55]. Dabei werden

für die Pionspuren im wesentlichen die gemessenen Polarwinkel-Verteilungen der einzelnen Detektoren in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel verglichen. Die Empfindlichkeit dieser Methode liegt bei etwa 0.1 Pad bzw. 0.2 mrad und ist damit für die hier vorgestellte Analyse ausreichend.
Wesentlich aufwendiger ist jedoch die Kalibration des Gesamtsystems in Bezug auf die Temperaturschwankungen in der neun tägigen Datennahme. Hier reagiert besonders das SDD System empfindlich auf Veränderungen. Abbildung 4.7 zeigt

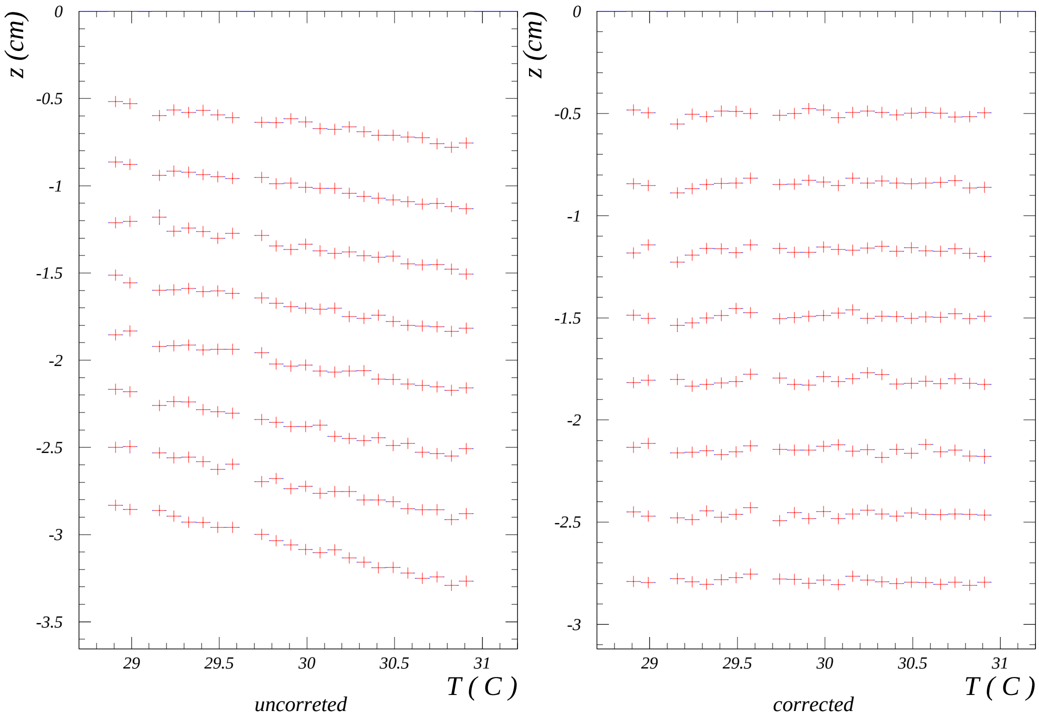

Abbildung 4.7: Abhängigkeit der rekonstruierten Vertexposition von der Temperatur des SDD-Systems.

für einen speziellen Datensatz, bei dem die Umgebungstemperatur der Driftkammern extrem variiert wurde, die starke Verschiebung der rekonstruierten Vertexposition als Folge der temperaturabhängigen Driftgeschwindigkeiten im SDD System. Unkorrigiert verändert sich dabei die Orts-Zeitrelation der Hits und damit die mit ihrer Hilfe rekonstruierte Vertexposition. Ein ähnliches, wenn auch sehr viel schwächer ausgeprägtes Verhalten ist für den gesamten analysierten Datensatz zu beobachten, obwohl das System der Siliziumdriftdetektoren über eine eigene Kühlung verfügt. Es stehen keine Temperaturdaten von geeigneter zeitlicher Auflösung und hinreichender Genauigkeit zur Verfügung, mit deren Hilfe eine nachträgliche Eichung möglich wäre. Daher wird zur Kalibration der Driftgeschwindigkeiten und Startzeitwerte des FADC Systems (t0-Zeitwerte) die Padkammer als unabhängige zeit- und temperaturstabile Referenz benutzt. Die Driftgeschwindigkeiten und t0-Zeitwerte können mit ihrer Hilfe für jeden Datensatz so angepaßt werden, daß im Mittel die rekonstruierte z-Position des Vertex mit den bekannten z-Positionen der Targetscheiben übereinstimmt und überdies das Driftkammersystem und die Padkammer in der gemeinsamen Akzeptanz identische Polarwinkel messen. Tatsächlich wird so auch ein zusätzlich beobachteter *zeitunabhängiger*, systematischer Unterschied der Θ Skalen von PadC und SDD System ($\Delta\Theta \sim 1$ mrad über die Akzeptanz der Padkammer) eliminiert. Für diese Kalibration werden rekonstruierte Pionspuren benutzt [55], da die zur Verfügung stehende Statistik von Elektronspuren mit hohen Impulsen nicht ausreicht, um die erforderliche Genauigkeit erreichen. Da der Einfluß der Vielfachstreuung bei Pionen vernachlässigbar ist, können diese Trajektorien gradlinig vom Vertex zum Treffer in der Padkammer extrapoliert werden. In den Siliziumdriftdetektoren stellen die interpolierten Durchstoßpunkte die Sollposition der Treffer für die Pionspur dar. Driftgeschwindigkeit und t0-Zeitwert sind dann korrekt kalibriert, wenn für alle Spuren in der Akzeptanz der Padkammer im Mittel keine Abweichungen von der jeweiligen Sollposition auftreten. Mit diesem Verfahren wurde auch eine Korrektur des t0-Zeitwertes für jede *einzelne* Anode gewonnen, mit der die leicht unterschiedlichen Driftstrecken verschiedener Anoden ausgeglichen werden. 50 Datensätze konnten so kalibriert werden. Sie enthalten mit 8.5 Millionen analysierten Ereignissen etwa 80% der gesamten zur Verfügung stehenden Statistik.

4.2.3 Kinematische- und Qualitätsschnitte für Einzelspuren

Die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene Spurrekonstruktion wird von einer Selektion der Spuren nach kinematischen und qualitativen Merkmalen abgeschlossen. Ziel dieser Selektion ist es, den Anteil zufälliger Spuren oder eine Kombination echter und zufälliger Spur*segmente* zu minimieren und möglicherweise rekonstruierte Pionen zu verwerfen. Die kinematischen Schnitte berücksichtigen die Schwierigkeiten in der Vorzeichenerkennung bei sehr hohen Impulsen und treffen eine kinematische Auswahl, die mit den Messungen in p-Be und S-Au kompatibel ist.

Aufgrund der hohen Besetzungsdichte in RICH-1 werden drei Qualitätsanforderungen an die dort rekonstruierten Ringe gestellt. Die genaue Lage der Ringzentren und der Ringradius werden mit einer einer χ^2 Anpassung festgelegt, deren Ergebnis einen Maximalwert nicht überschreiten darf. Der gefundene Wert für den Radius darf nicht deutlich von dem erwarteten Wert für asymptotische Ringe abweichen, kleine Ringradien deuten auf Pionringe hin, zu große Radien entweder auf nicht erkannte überlappende Ringe aus Konversionen oder einfach auf Zufallsringe. Das Ergebnis der Houghtransformation liefert eine ähnliche Information, zufällige Ringe besitzen überwiegend kleine Houghamplituden.

Tabelle 4.2.3 zeigt eine Aufstellung der Kinematischen- und Qualitätsschnitte.

Schnitt	**Wert**
χ^2 Ringfit R1	< 1.7
Houghamplitude R1	> 115
Abw.Ringradius R1	< 8 %
p	< 9 GeV/c
$p_\perp$	> 0.2 GeV/c

Tabelle 4.1: Kinematische- und Qualitätsschnitte.

4.3 Die Monte Carlo Simulation von Einzelspuren und Paaren

Zusätzliche Erkenntnisse über Details der Spurrekonstruktion können mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation gewonnen werden. Die Simulation *realistischer* Schwerionenkollisionen inklusive möglicher Quellen von Untergrundsignalen in den Detekoren ist außerordentlich komplex und bisher noch nicht zufriedenstellend gelöst worden. Deshalb wird in der Monte Carlo Simulation des CERES Spektrometers ein anderer Weg beschritten, wobei einzelne, vollständig simulierte Spuren in *gemessene* Ereignisse eingebettet werden. Auf diese Weise wird die Information über den Untergrund aus den Daten selbst genommen. Zur Simulation der Spuren wird ein vollständiges Modell des gesamten Detektors verwandt. Der experimentelle Aufbau des ganzen Systems ist in einer GEANT Simulation [52] beschrieben. Zusätzlich werden die Auslese der jeweiligen Detektoren und aufgetretene Defekte (zerstörte Anoden, defekte Elektronikmodule) simuliert. Die Ereignisse werden nach der Einbettung der simulierten Spuren mit den Analyseprogrammen vollständig bearbeitet. Die simulierten Spuren und die zugehörige Detektorantwort sind dabei markiert, so daß sich für jede analysierte Detektorinformation im Prinzip feststellen läßt, ob sie Folge einer simulierten Spur ist oder aus den Daten stammt.
Die gesamte Monte Carlo Simulation wird so an die Daten angepaßt, daß alle in den Daten gemessenen Verteilungen, die Elektronspuren charakterisieren, durch die Simulation beschrieben werden. Für den Vergleich zwischen Daten und Simulation werden die Spuren rekonstruierter Dalitz-Paare und Paare aus simulierten

π^0 Dalitzzerfällen herangezogen. Abbildung 4.3 zeigt als Beispiel einen Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation der Zahl der Photon Treffer auf rekonstruierten Ringen. Die Simulation beschreibt nicht nur die Zahl der Photonen, die mittlere Breite der Amplitudenverteilung eines Hits, sondern auch die höheren Momente, wie etwa die Breite der Breite der Treffer.

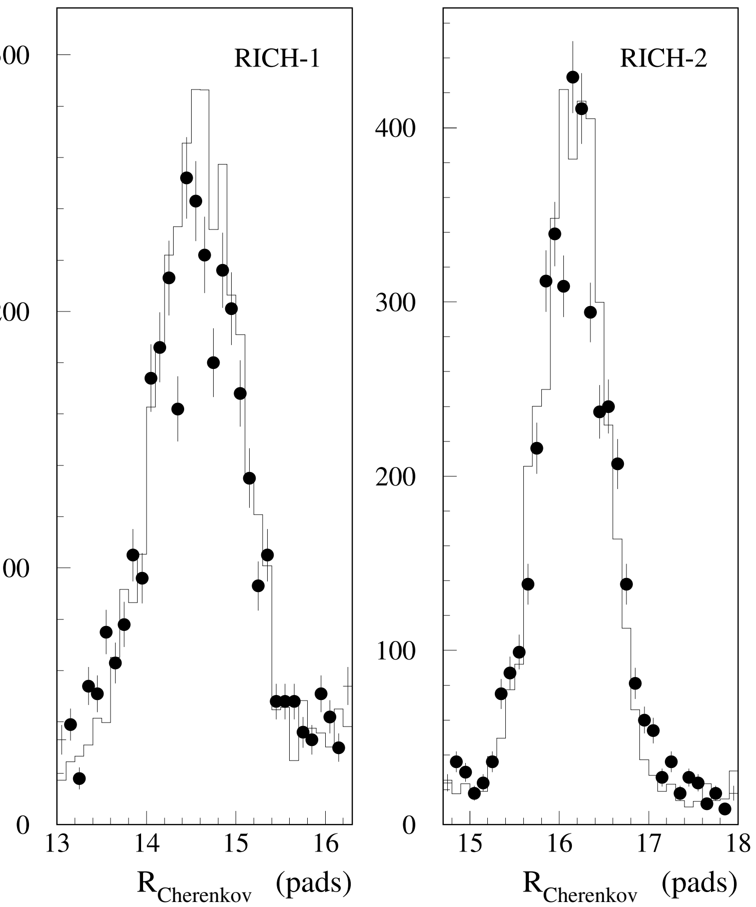

Abbildung 4.8: Streuung der Hits um die rekonstruierten Ringzentren, Histogramm: Dalitz Selection, Punkte: MC Simulation.

Mit zwei Ausnahmen gelingt eine konsistente Beschreibung aller Detektoren. Es treten lediglich bei der Auflösung der Vertexposition und der Ringzentrumsauflösung von RICH-1 Diskrepanzen auf. Abbildung 4.8 zeigt die Einzelhitauflösung, die Streuung der Čerenkovphotonen um die rekonstruierten Ringzentren. Auch hier stimmen Daten und Simulation in beiden Detektoren gut überein. Aus der Breite dieser Verteilung σ_{hit} und der Zahl der Treffer pro Ring N kann die Auflösung des Ringzentrums σ_θ abgeleitet und damit die Detektorauflösung gemessen werden. Es ist

$$\sigma_\theta = \frac{\pi}{2}\frac{\sigma_{\rm hit}}{\sqrt{N-2}} \; . \tag{4.1}$$

Die Auflösung der Ringzentren kann aber auch gewonnen werden, indem die Messungen der Polarwinkel von Spuren mit hohen Impulsen für mehrere Detektoren verglichen werden. Für die Breite der Verteilung der Polarwinkeldifferenz zwischen zwei Detektoren (A,B) gilt

$$\sigma_\theta = \sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2 + \sigma_{ms}^2} \; , \tag{4.2}$$

sie wird im Grenzfall hoher Impulse allein von den Detektorauflösungen festgelegt. Aus je drei Detektorkombinationen lassen sich damit die einzelnen Auflösungen bestimmen. In der Simulation und den Daten wird über Einzelhitauflösung für RICH-1 eine Zentrumsauflösung von etwa 0.8 mrad gemessen, aus der Breite der $\Delta\Theta$ Verteilungen in den Daten aber 1.2 mrad ermittelt. Dieser Unterschied stellt ein seit langem bekanntes Problem dar [57] und ist noch nicht völlig verstanden. Um die Simulation an dieser Stelle den Daten anzupassen, wird die Position der Ringzentren zusätzlich künstlich verschlechtert. In ähnlicher Weise muß auch die Streuung der Vertexposition in der Simulation geringfügig verstärkt werden, um den Daten zu entsprechen. Mit diesen beiden Modifikationen werden alle gemessenen Verteilungen durch die Monte Carlo Simulation hinreichend gut beschrieben. Tabelle 4.3 zeigt den Vergleich der $\Delta\Theta$ Verteilungen in den Daten und der Simulation.

$\Delta\Theta$ (mrad)	**MC**	**Daten**
SIDC1-SIDC2	0.48	0.48
SIDC1-RICH1	1.45	1.55
SIDC1-RICH2	1.02	1.16
RICH1-RICH2	1.38	1.39
SIDC1-PC	0.87	0.91
RICH1-PC	1.29	1.26
RICH2-PC	0.64	0.69
SIDC2-PC	0.9	0.93

Tabelle 4.2: Vergleich der Breiten gemessener und simulierter $\Delta\ \Theta$ Verteilungen bei Impulsen $p > 2$ GeV/c^2.

Detektor	Θ Auflösung [mrad]
SDD-1	0.35
SDD-2	0.35
RICH-1	1.2
RICH-2	0.64
PADC	0.3

Tabelle 4.3: gemessene Detektorauflösungen

4.4 Die Impulsbestimmung

In den Analysen zur Messung von e^+e^- Paaren in S-Au und p-Be Kollisionen mußten die Impulse ausschließlich mit den Informationen der beiden Čerenkov Detektoren bestimmt werden. Der Impulsbetrag wird dabei durch

$$p_\ell = \frac{\alpha \text{ rad}}{|\Delta\phi|} \text{ GeV/c} = \frac{\alpha \text{ rad}}{|\phi_{\text{RICH2}} - \phi_{\text{RICH1}}|} \text{ GeV/c} \qquad \ell = \begin{cases} e^- & \Delta\phi < 0 \\ e^+ & \Delta\phi > 0 \end{cases} \tag{4.3}$$

Bei einer Ablenkung von $\alpha = 0.12$ wird dabei eine Auflösung von $\Delta p/p = 3.5\% \oplus 5.3\% \cdot p$ erreicht [57]. In der Strahlzeit 1995 konnte das Feld durch höhere Spulenströme um etwa 20 % verstärkt ($\alpha = 0.142$) und damit direkt die Impulsmessung verbessert werden.
Die 1995 zusätzlich eingesetzten Spurdetektoren ermöglichen in Kombination mit den RICH Detektoren eine Verbesserung der Auflösung vor allem im Bereich hoher Impulse. Die Ablenkung wird in diesem Fall aus einer gewichteten, linearen Anpassung an die gemessenen ϕ Winkel errechnet. Zwei Faktoren bestimmen dabei die Gewichtung der einzelnen Messungen zueinander. Es sind dies die jeweilige Detektorauflösung einerseits und der Anteil der Vielfachstreuung in bezug auf die Ablenkebene andererseits. Da sich diese Ebene zwischen den beiden Čerenkov Zählern befindet, ist z.B. der Anteil der Vielfachstreuung für die Messung mit dem Driftkammersystem *größer* als bei den RICH Detektoren. Deshalb tragen im Limit sehr großer bzw. sehr kleiner Impulse auch unterschiedliche Detektorkombinationen den wesentlichen Anteil an dieser Messung. Kleine Impulse werden am genauesten aus der Winkeldifferenz der beiden RICH-Detektoren bestimmt, bei hohen Impulsen ist es die Kombination aus SDD-System und Padkammer.
Die Verbesserung der Impulsauflösung wurde durch die Monte-Carlo Simulation ermittelt. Da die gemessenen Detektorauflösungen in der Simulation recht gut beschrieben werden und die eingebetteten Spuren eine vollständige Simulation des gesamten Materials des Spektrometers durchlaufen (vgl. 4.3), läßt sich die Auflösung direkt aus dem Vergleich von generiertem und rekonstruiertem Impuls

gewinnen. Abbildung 4.9 zeigt das Verhältnis $\Delta p/p$ in Abhängigkeit vom rekonstruierten Impuls für beide Methoden der Impulsbestimmung. Werden nur die Čerenkov-Detektoren zur Messung benutzt, so ergibt sich eine Impulsauflösung von $\Delta p/p = 3.5\% \oplus 4.5\% \cdot p$. Durch Kombination aller Detektoren wird $\Delta p/p = 3.5\% \oplus 3.2\% \cdot p$ erreicht, ein Wert, der im Limit hoher Impulse eine Verbesserung von 25% bedeutet. Die mit dieser Methode erzielte Massenauflösung beträgt etwa 8% im Bereich der ρ/ω Resonanz. Durch den Einsatz von zwei 4″ Detektoren mit unterteilter Anodenstruktur im SDD System (vgl. 3.4) läßt sich die Auflösung in azimutaler Richtung noch weiter steigern, das Ergebnis der Simulation für diesen Fall ist ebenfalls dargestellt. Ein solcher Aufbau wird 1996 eingesetzt; die erwartete Massenauflösung beträgt in diesem Fall 6% bei 770 MeV/c^2.

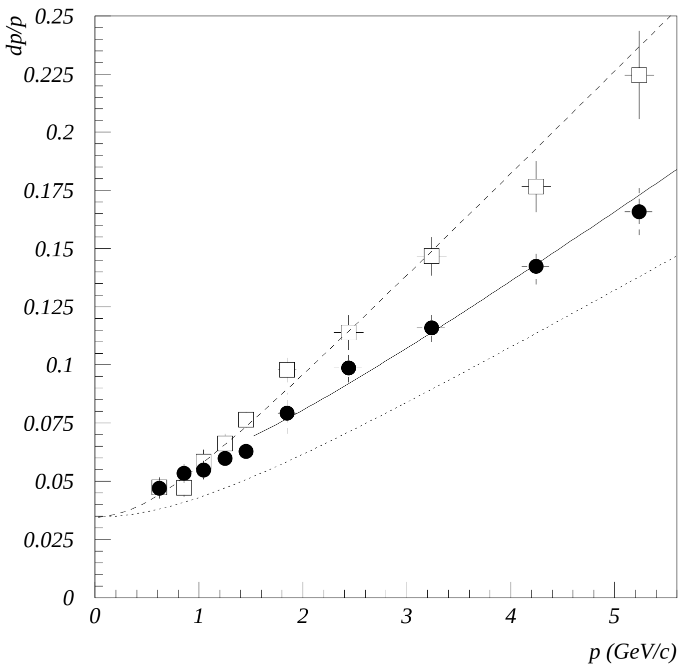

Abbildung 4.9: Monte Carlo Bestimmung der Impulsauflösung Vierecke: Messung mit den RICH Detektoren, Kreise: kombinierte Messung aller Detektoren, punktierte Linie: erwartete Impulsauflösung des Spektrometers für 1996.

Kapitel 5

Die Leptonpaarrekonstruktion

5.1 Extraktion des Signals

In der bisher beschriebenen Rekonstruktion wurden ausschließlich einzelne Spuren betrachtet. Aufgabe der weiteren Analyseschritte ist es, Einzelspuren mit gleichem physikalischen Ursprung zu erkennen und zu Paaren zusammenzufassen. Paare, die aus vollständig rekonstruierten Spuren gebildet werden können, lassen sich drei Gruppen einteilen, deren Ringbilder im oberen Teil von Abbildung 5.1 schematisch dargestellt sind.
Für Paare, deren Spuren beide in der Akzeptanz des Spektrometers liegen, korrelliert der Öffnungswinkel (Θ) mit der invarianten Masse. Der Beitrag der Paare zum Massenspektrum ist daher in etwa aus dem Öffnungswinkel ablesbar. Bei e^+e^--Paaren aus Konversionen ist der Öffnungswinkel so klein, daß die beiden Ringe in RICH-1 im Rahmen der Auflösung vollständig aufeinander liegen. Da in dem Fall ein Ring in RICH-1 zwei Ringen in RICH-2 zugeordnet ist, wird diese Signatur auch als V-Spur bezeichnet. Die zugehörigen invarianten Massen verschwinden oder sind extrem klein. Sind die Paare weiter geöffnet, der Winkel zwischen den Spuren aber immer noch kleiner als die zum asymptotischen Čerenkovradius gehörende Winkeldifferenz ($0 < \Theta < 30$ mrad), dann überlappen die beiden Ringe in RICH-1 teilweise. Diese Paare tragen mit kleinen invarianten Massen zum Spektrum bei, sie werden als *enge* Paare bezeichnet und stammen überwiegend aus π^0-Dalitzzerfällen. In der Regel können für beiden Gruppen die Spuren aufgrund der Lage der Ringe in RICH-1 einander eindeutig zugeordnet werden.
Das hauptsächliche Interesse des CERES Experimentes richtet sich jedoch auf Elektronpaare mit Massen m_{ee} oberhalb von 0.2 GeV/c^2 . Werden sie innerhalb des Spektrometers gemessen, ist der Öffnungswinkel zwischen beiden Spuren deutlich größer als die zum asymptotischen Čerenkovradius gehörige Winkeldifferenz. D.h. solche Paare sind weit geöffnet (*offene Paare*), die zugehörigen Ringe im ersten

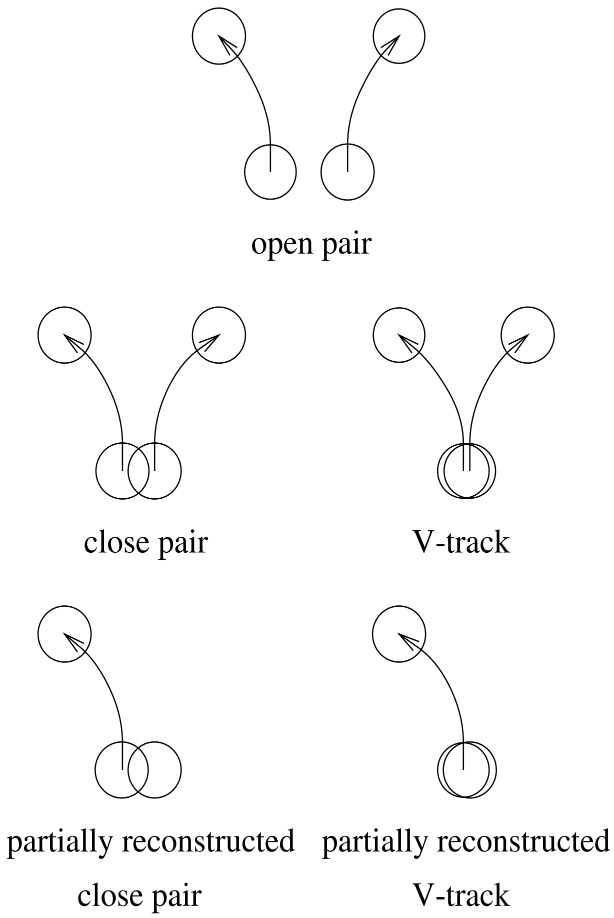

Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Spurkombinationen für Signal und Untergrund.

Čerenkov-Detektor berühren einander meist nicht. Daher ist in diesem Fall eine eindeutige Zuordung der einzelnen Spuren zu einem Paar prinzipiell nicht möglich. Angesichts dieser Tatsache müssen in jedem Ereignis alle Spuren, die nicht eindeutig zugeordnet werden können, zu Paaren kombiniert werden. Das resultierende e^+e^--Spektrum enthält dann neben den physikalischen Paaren, die das Signal (S) bilden, einen Anteil von Paaren aus Spuren unterschiedlicher Quellen, den kombinatorischen Untergrund (B). Aus dem Signal-zu-Untergrundverhältnis (S/B) bestimmt sich durch die festgelegte absolute Größe des Datensatzes die Signifikanz der Messung.
Mit Hilfe von Paaren aus gleichgeladenen Spuren kann der kombinatorische Untergrund beschrieben werden, der statistischen Ursprungs ist. Rate und Form werden dazu aus den Verteilungen der e^+e^+- und e^-e^--Paare abgeleitet. Für die Kombi-

nation von Paaren aus beiden Vorzeichenkombinationen gilt:

$$B = 2\ R\ \sqrt{N_{++}N_{--}}\quad , \tag{5.1}$$

wobei N_{++} und N_{--} die Zahl der gleichgeladenen Paare in den Daten darstellt. Der Faktor R beschreibt dabei eine mögliche Asymmetrie zwischen der Kombinatorik aus $++$,$--$ Spuren, einerseits und $+-$ Spuren andererseits. Diese kann z.B. aus Energie- und Ladungserhaltung oder aufgrund von Detektoreffekten entstehen. Da Elektronen und Positronen jedoch immer Paarweise erzeugt werden, gilt vor allem für hohe Multiplizitäten in guter Näherung $R = 1$ (vgl. 5.6). Das Signal läßt sich damit in der Form

$$S = N_{+-} - 2\ \sqrt{N_{++}N_{--}} \approx N_{+-} - (N_{++} + N_{--})\quad . \tag{5.2}$$

schreiben.
Unterschiedlich große Signale mit verschiedenen Signal-zu-Untergrund Verhältnissen können aufgrund ihrer statistischen Signifikanz bzw. des effektiven Signals (S_{eff}) verglichen werden. Die Signifikanz beschreibt die Größe des *untergrund-freien* Signals mit gleichem statistischen Fehler. Sie berechnet sich zu:

$$S_{eff} = \frac{S^2}{S + 2B}\quad . \tag{5.3}$$

Der überwiegende Teil der Spuren, die in die Berechnung des Signals eingehen, stammt aus nicht vollständig rekonstruierten Konversions- und Dalitz *paaren*, die im unteren Teil von Abbildung 5.1 veranschaulicht sind. Wenn nicht erkannt wird, daß zwei Spuren eigentlich von einem engen Paar stammen, oder eine V-Spur bilden, kann jede einzelne dieser beiden Spuren prinzipiell auch nicht von denjenigen unterschieden werden, die zu offenen Paaren gehören. Solche Spuren bilden den Hauptbeitrag zum kombinatorischen Untergrund. Werden nur die kinematischen Schnitte aus 4.2.3 zur Spurselektion benutzt, dann beträgt an dieser Stelle der Analyse ohne weitere Rejektion das Signal-zu-Untergrundverhältnis etwa 1:130.
Ziel der weiteren Bemühungen ist es daher, diesen Untergrund mit wenig Effizienzverlust durch geeignete Schnitte so weit wie möglich zu verringern.

5.2 Die Rejektion des Untergrundes

Unvollständig gemessene Paare mit kleinen Öffnungswinkeln können auch dann noch erkannt und verworfen werden, wenn die zweite Spur in den Detektoren vor dem Feld registriert werden konnte. Abhängig von der Größe des Öffnungswinkels muß dabei die Information verschiedener Detektoren ausgewertet werden. Ist der Öffnungswinkel (Θ) kleiner als die Doppelhitauflösung des SDD Systems ($\Theta < 5$ mrad), so verlieren die beiden nicht aufgelösten Spuren doppelt so viel Energie in

den Siliziumdriftdetektoren und führen daher zu Amplituden, die doppelt so groß wie die von Einzelspuren sind. Die Amplitudenverteilungen sind in Abbildung 5.2 für Einzelspuren aus weitgeöffneten π^0-Dalitzpaaren ($\Theta > 15$ mrad) und für eine Auswahl besonders enger Spurpaare ($\Theta < 5$ mrad) dargestellt. Ein zweidimensionaler Schnitt auf den Energieverlust in beiden Driftkammern rejiziert daher sehr enge Paare, ohne die Effizienz für offene Paare stark zu beeinträchtigen. Bei etwas größeren Öffnungswinkeln ($5 < \Theta < 12$ mrad) können die Paare im SDD System bereits getrennt werden, die zugehörigen Ringe in RICH-1 liegen jedoch beinahe vollständig übereinander und sind ununterscheidbar. Solche Spuren zeichnen sich durch Ringe mit vielen Čerenkovphotonen aus und können durch Forderung einer Maximalzahl von UV-Photonen zurückgewiesen werden. Bei noch gößeren Öffnungswinkeln ($\Theta > 12$ mrad) ist es notwendig, für den Ring in RICH-1 die zugehörige Trajektorie im SDD-System zu finden, um vollständig rekonstruierte Spuren nicht allein aufgrund benachbarter Zufallsringe zu verwerfen.
Aufgrund dieser Überlegungen werden insgesamt fünf Schnitte für die Rejektion eingesetzt, die jeweils durch eine kleine Zahl von Parametern beschrieben werden. Diese Parameter sind nachfolgend aufgeführt und näher erläutert. Sie gehen in eine in 5.2.1 vorgestellte Optimierungsprozedur ein. Die Reihenfolge der Schnitte entspricht nicht ihrer Rejektionsstärke, sondern folgt der gemessenen Information entlang der Spur der Teilchen durch den CERES-Detektor.

1. Konversionen innerhalb der ersten Driftkammer deponieren dort nur wenig Energie, was zu sehr kleinen Amplituden führt. Daher wird für gute Spuren eine Mindestamplitude gefordert ($S1_{low}$). Die Analyse von Konversionspaaren zeigt, daß für einen Teil der Spuren bei hohen Amplituden in der ersten Kammer auch sehr kleine Amplituden in der zweiten Kammer gemessen werden. Da es im Bereich kleinster Amplituden (<200 FADC counts) noch unverstandene Abweichungen von einer reinen Landau Verteilung gibt, wird ebenfalls in der zweiten Kammer eine minimale Amplitude gefordert.($S2_{low}$)

2. Ein typisches Merkmal von e^+e^--Paaren aus Konversionen ist der doppelte Energieverlust in beiden Siliziumdrift-Detektoren.
   Bei der Trefferrekonstruktion des Driftkammersystems kann es vorkommen, daß einzelne Treffer künstlich aufgespalten werden (vgl. Abbildung 5.3). Daher wird für den Treffer einer Spur dessen Amplitude zu der des nächst benachbarten Treffers addiert, falls der Nachbartreffer nicht weiter als 5-6 mrad entfernt liegt.
   Nach dieser Summation werden Spuren mit hohen Amplituden ($S1_{high}$,$S2_{high}$) in *beiden* Driftkammern zurückgewiesen.

3. Kombiniert mit Informationen des ersten Čerenkovdetektors können Photonen auch dann erkannt werden, wenn die Spuren in einer der beiden Driftkammern nicht gemessen worden sind. Hat eine Spur in RICH-1 einen Ring

mit einer hohen Zahl von UV-Photon Treffern ($R1_{hits}$), was einen unaufgelösten Doppelring nahelegt, so wird sie schon dann nicht berücksichtigt, wenn für ihre Amplitude in *einer* Driftkammer ein hoher Wert gemessen wird ($S1R1_{high}$,$S2R1_{high}$).

4. Die direkte Analyse der analogen Ringsumme in RICH-1, d.h. die Analyse der verstärkungskorrigierten Summe der Padamplituden aller Treffer ist ebenfalls möglich.
   Oberhalb eines Maximalswertes ($R1_{sumamp}$) handelt es sich wahrscheinlich um einen nicht aufgelößten Doppelring einer Konversion, daher werden solche Spuren ebenfalls zurückgewiesen.

5. Ein großer Teil des kombinatorischen Untergrundes wird von Spuren aus nur teilweise rekonstruierten Paaren gebildet. Der letzte Schnitt verwirft daher Spuren, in deren Umgebung unvollständige Spursegmente gefunden werden. An diese Segmente werden höhere Qualitätsanforderungen als an normale Spuren gestellt. Auf diese Weise wird ein zu starkes Veto durch falsche, unphysikalische Segmente vermieden, bei denen nicht zusammengehörende Treffer zu einer Spur kombiniert werden. Prinzipiell müssen diese Segmente wenigstens in einer der Driftkammern einen Treffer besitzen, dessen Polar- und Azimutalwinkel gut mit denen eines Rings in RICH-1 übereinstimmen ($SiR1_{match}$). Durch Forderung einer hohen Houghamplitude ($SiR1_{Hough}$) bzw. großen Zahl von UV-Photon-Treffern ($SiR1_{hits}$) bleiben Segmente mit Zufallsringen unberücksichtigt. Der maximale Abstand in dem zu einer gegebenen Spur nach weiteren Spuren/Segmenten gesucht wird, wird durch den Öffnungswinkel (Θ_{tracks}, $\Theta_{segments}$)zwischen Spur und Nachbarspur parametrisiert.

5.2.1 Optimierung der Rejektion

Für die explizite Wahl der Parameter in den Rejektionsschnitten ist eigentlich eine vollständige Monte-Carlo Simulation des Untergrundes notwendig. Nur so kann auf objektive Weise Effizienzverlust und Rejektionsgewinn für jeden einzelnen Schnitt quantifiziert werden. Die Beschreibung des Untergrundes in Schwerionenkollisionen erweist sich jedoch als äußerst schwierig, insbesondere da für eine vollständige Simulation auch die Effekte durch den Schwerionenstrahl selbst simuliert werden müssen. Ereignisgeneratoren für Schwerionenkollisionen (RQMD,VENUS) sind bisher noch nicht in der Lage, dies in geigneter Weise zu tun. Eine vollständige Monte-Carlo Simulation des Untergrundes steht daher zum momentanen Zeitpunkt der Analyse nicht zur Verfügung. Es ist aufgrund der geringen Signalstärke jedoch notwendig, eine möglichst optimale Wahl der Rejektionsschnitte zu treffen, und

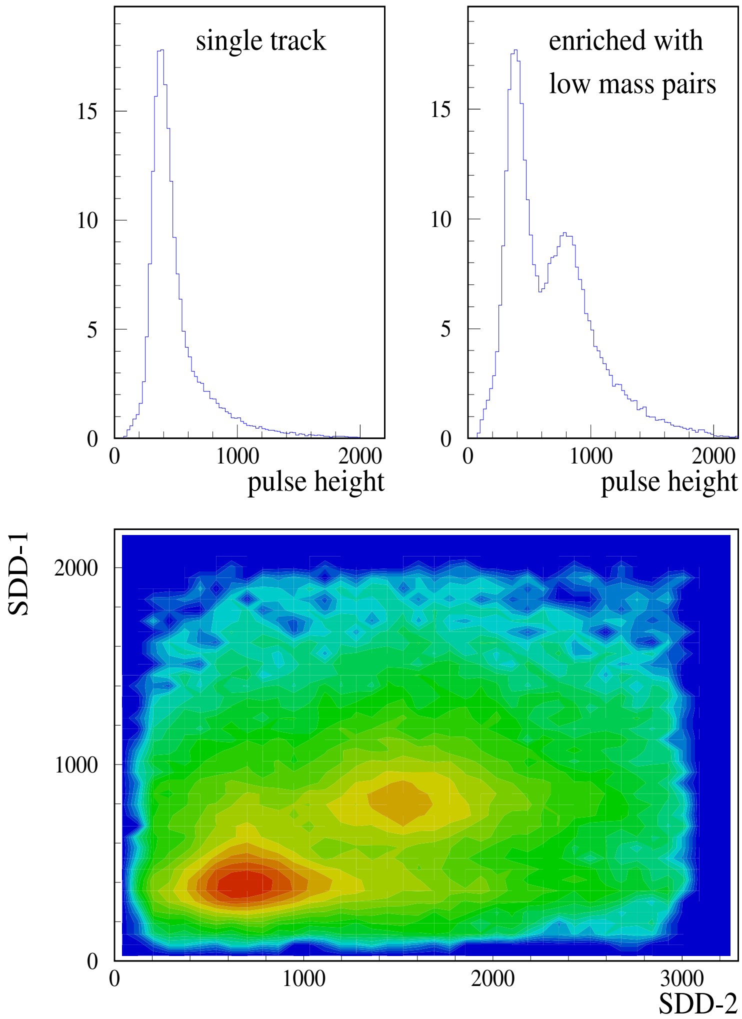

Abbildung 5.2: Amplitudenverteilungen in den Siliziumdriftdetektoren für weitgeöffnete Dalitzpaare ($\Theta > 15$ mrad) und Paare mit sehr kleinen Öfnungswinkeln ($\Theta < 5$ mrad).

trotzdem die Gefahr zu vermeiden, durch eine spezielle Wahl der Schnitte statistische Fluktuationen zu erzeugen. Die Schwankungen des Signals durch statistische Fluktuationen sind in einem einfachen Modell abschätzbar. Sie können für einen Fall mit ähnlicher Signalstärke und gleichem Signal-zu-Untergrundverhältnis wie in den Daten bis zu 40 % über der eigentlichen Signalstärke liegen [58]. Im Sinne größtmöglicher Objektivität muß daher eine Größe gefunden werden, die der statistischen Signifikanz entspricht, ohne den Fluktuationen in den Daten unterworfen zu sein. Bei schlechtem Signal-zu-Untergrundverhältnis ($S << B$) gilt für die statistische Signifikanz abweichend von 5.4

$$S_{eff} \propto \frac{S^2}{B} \quad . \tag{5.4}$$

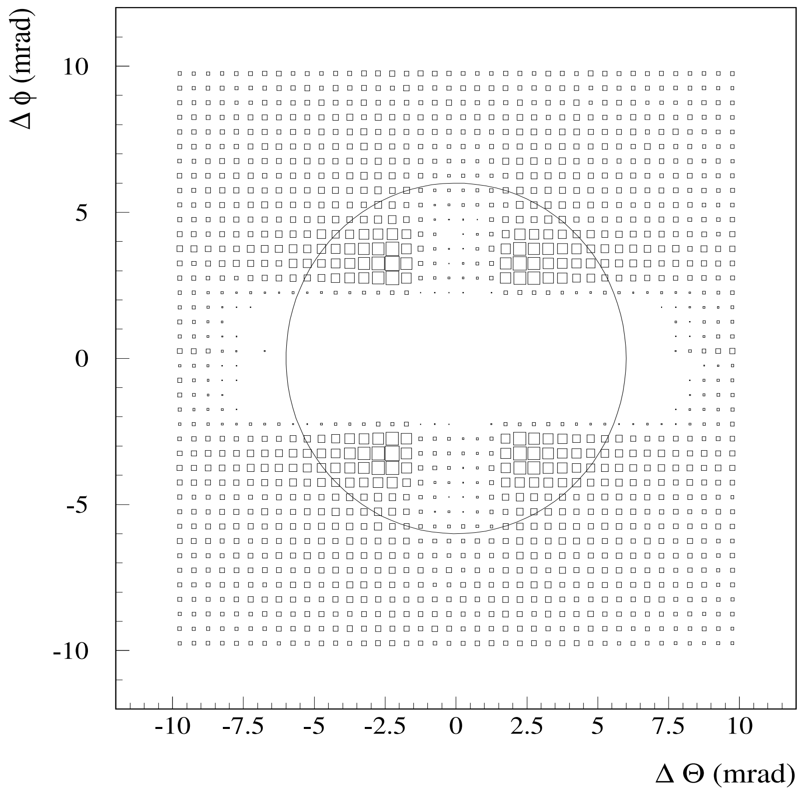

Abbildung 5.3: Winkeldifferenzen zwischen dem Treffer einer Spur in SDD-1 und sem nächstbenachbarten Treffer (in Θ mrad Einheiten). Deutlich erkennbar sind die Grenzen der Doppelhitauflösung durch das Fehlen sehr kleiner Differenzen und eine künstliche Anreicherung von Treffern für Winkeldifferenzen knapp oberhalb von 3 mrad. Diese entsteht durch die Trefferaufspaltung in der Rekonstruktion. Bei der Rejektion wird daher zur Amplitude des Treffers einer Spur in einer kreisförmigen Maske die Amplitude des nächsten Nachbarn addiert. Die Größe der Maske liegt bei 5-6 mrad.

Da das Signal (S)proportional zu Rekonstruktionseffizienz (ϵ) ist, kann in diesem Fall die Signifikanz auch durch ϵ^2/B gemessen werden. Es wird daher hier ein Verfahren angewandt, das bei der Wahl der Schnitte gleichzeitig die Rekonstruktionseffizienz in der Monte Carlo Simulation zu maximiert und den kombinatorischen Untergrund in den Daten zu minimiert. Ein solches Verfahren optimiert dann durch die Wahl der Parameter in den Rejektionsschnitten die der statistische Signifikanz des Ergebnisses proportionale Größe ϵ^2/B, ohne durch das gemessene Signal beeinflußt zu sein.

Auf diese Weise kann man jedoch nur vorgehen, wenn alle Paramter in der Optimierung *gleichzeitig* verändert werden können. In diesem Fall potenziert sich der Aufwand in der Optimierung mit der Zahl der Parameter. Daher wurden ab-

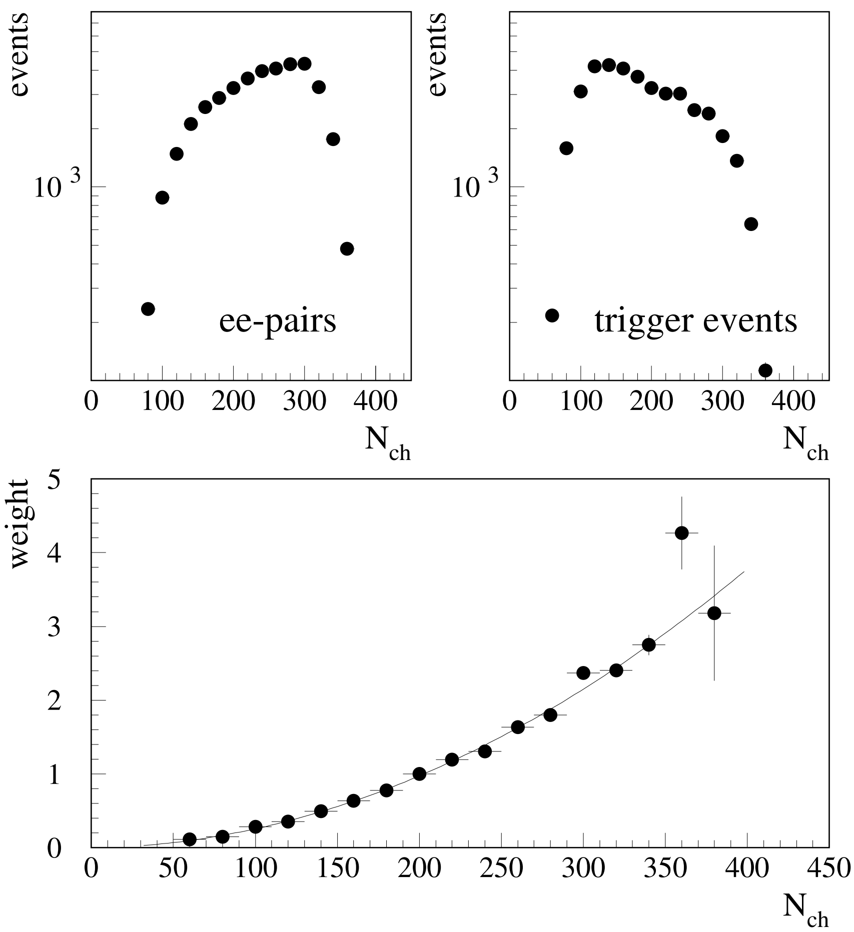

Abbildung 5.4: Multiplizitätsgewichtung der MC Ereignisse.

weichend von diesem Verfahren die Schnitte *nacheinander* in fester Reihenfolge optimiert.

Dabei werden in einigen Fällen ab einem bestimmten Wert für einen Schnitt erfahrungsgemäß nur noch unter großen Opfern in der Effizienz geringe Verbesserungen von ϵ^2/B erreicht. Dieser Effizienzverlust kann von den nachfolgenden Schnitte nicht mehr rückgängig gemacht werden. Die zugehörige Rejektion kann jedoch möglicherweise mit weiteren Schnitten erreicht werden, deren Effizienzverlust deutlicher kleiner ausfallen kann. Daher wird der Effizienzverlust zusätzlich explizit berücksichtigt und nicht ϵ^2/B, sondern $\epsilon \cdot \epsilon^2/B$ optimiert. Diese Uberlegung gilt bis auf den letzten für alle Rejektionsschnitte. Nur im letzten Schritt wird deshalb ε^2/Bg maximiert, da hier allein der Zugewinn an statistischer Signifikanz maßgeblich ist.

Da für alle Detektoren die Mustererkennung von der Multiplizität abhängt, wird diese Methode unabhängig auf vier Multiplizitätsbereiche mit etwa gleich vielen Ereignissen angewandt. In der Optimierungprozedur muß ferner der Unterschied in

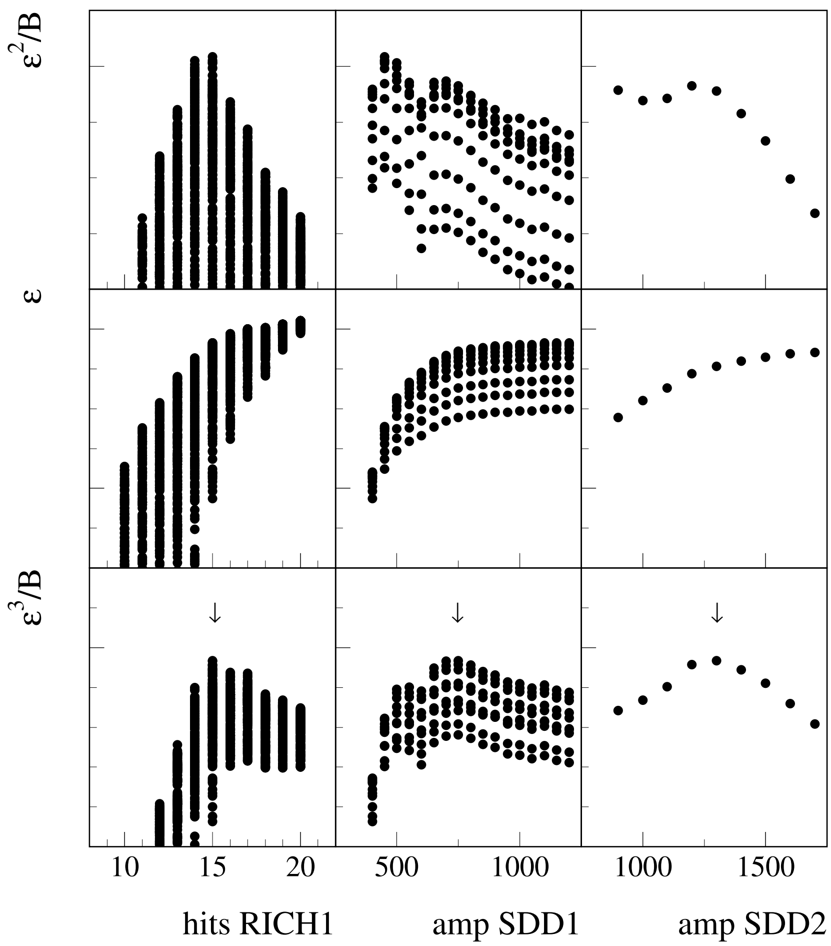

Abbildung 5.5: Beispiel der Optimierungsprozedur für einen Schnitt mit drei Parametern, der die Amplitudeninformation des SDD-Systems und die Zahl der UV-Photontreffer in RICH-1 kombiniert, um Konversionen zu rejizieren, die Pfeile deuten die optimierten Werte der Parameter an.

der Ereignisauswahl bei Daten und Monte Carlo Simulation berücksichtigt werden. Bei der Selektion der Ereignisse in der Datenanalyse wird mindestens die Existenz zweier Spuren jeweils mit Treffern in allen Detektoren gefordert. In der Monte-Carlo Simulation hingegen werden die Spuren ohne Einschränkung in Rohdatenereignisse, die der Triggerauswahl entsprechen, eingebettet. Daher unterscheiden sich die Multiplizitätsverteilungen der Ereignisse für die Untergrundbeschreibung und der Ereignisse zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz. Diesem Unterschied wird durch eine Gewichtung der generierten Ereignisse Rechnung getragen. Abbildung 5.4 zeigt die beiden Ereignismengen zu Grunde liegenden Multiplizitätsverteilungen und die aus dem Verhältnis gewonnene Korrekturfunktion. In Folge dieser Gewichtung wird ein Effizienzverlust bei hohen Multiplizitäten stärker bewertet.

Das Verfahren ist exemplarisch für einen Multiplizitätsbereich und einen mehrparametrigen Rejektionsschnitt, hier die Rejektion von Spuren mit hoher Amplitude in mindestens einer Driftkammer und einem Ring mit vielen Photonen in RICH-1, in Abbildung 5.5 dargestellt. Jede Spalte enthält die Informationen über das Verhältnis von Effizienz und Untergrund in Abhängigkeit der drei Parameter. Jeder Punkt stellt eine Kombination der Parameter dar. In der zweiten und dritten Spalte sind ein bzw. zwei Parameter bereits fixiert. Die Pfeile in der letzten Zeile zeigen die endgültige Wahl dieser drei Parameter an.

Schnitt	**Multiplizitätsintervall**			
	<150	**150-210**	**210-290**	**>290**
$S1_{high}$	700	700	700	700
$S1_{low}$	200	200	200	200
$S2_{high}$	1100	1200	1200	1300
$S2_{low}$	340	340	340	400
SD_{mask}	6	6	6	6
$S1R1_{high}$	750	750	750	750
$S2R1_{high}$	1100	1300	1300	1400
$R1_{hits}$	14	15	15	18
$R1_{sumamp}$	3250	3250	3400	4000
$SDR1_{Hough}$	160	160	160	160
$SDR1_{hits}$	6	6	7	8
$SDR1_{match}$	6	6	6	6
$\Theta_{segments}$	25	35	15(20)	20
Θ_{tracks}	30	30	10(15)	15

Tabelle 5.1: Multiplizitätsabhängkeit der Parameter für die Rejektionsschnitte.

5.2.2 Ergebnis der Rejektionsschnitte

Mit diesen Rejektionsschnitten erhält man 648 ± 105 Paare für $m > 0.2\mathrm{GeV/c^2}$ und 1039 ± 55 Paare für $m < 0.2\mathrm{GeV/c^2}$. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis beträgt hierbei 1/8 bzw. 1/0.95 . Das Ergebnis der Monte Carlo Optimierung zur Wahl der Parameter in den Rejektionsschnitten zeigt ein konsistentes Bild. Bis auf den Schnitt auf eng benachbarte Ringe werden in allen Fällen mit steigender Multiplizität schwächere Rejektionsschnitte benutzt. Lediglich für den letzten Schnitt, folgen die optimierten Werte dem Trend nicht eindeutig. Daher wurden für diesen Schnitt zwei weitere Parametersätze getestet, die diesen Trend deutlicher widerspiegeln. Mit Werten von (25/35/**20**/20) und (30/30/**15**/15) werden 649 ± 103 bzw. 1037 ± 55 Paare gemessen. Da diese Ergebnisse jedoch völlig kompatibel sind, wird der aus der Optimierung gewonnene Parametersatz aus Konsistenzgründen benutzt.

Abbildung 5.6 zeigt den nach der Rejektion verbleibenden Untergrund für $m >$

Schnitt	$\mathbf{m}_{ee}$ [GeV/c^2]	**S**	**Δ S**	**Signifikanz**	**S/B**	N_{++}	$2\sqrt{N_{+-} \cdot N_{--}}$
Spur-	> 0.2	707	179	16	1/22	16338	15631
qualität	< 0.2	1587	85	346	1/1.8	4433	2846
dE/dx	> 0.2	585	160	13	1/21.5	13152	12567
niedrig	< 0.2	1481	78	362	1/1.6	3767	2286
dE/dx	> 0.2	595	149	16	1/18	11312	10717
hoch	< 0.2	1429	73	385	1/1.4	3370	1941
RICH1	> 0.2	705	140	25	1/13.4	10119	9414
Hits	< 0.2	1362	70	385	1/1.3	3089	1727
Ring-	> 0.2	670	132	26	1/12.6	9081	8411
summe	< 0.2	1258	66	367	1/1.2	2785	1527
enge	> 0.2	636	108	35	1/8.7	6149	5513
Ringe	< 0.2	1081	56	371	1/0.96	2115	1034
enge	> 0.2	648	105	38	1/8	5834	5186
Spuren	< 0.2	1039	55	360	1/0.95	2019	980

Tabelle 5.2: Abhängigkeit der Signalgröße von den Rejektionsschnitten.

$0.2\mathrm{GeV/c^2}$ getrennt nach e^+e^+und e^-e^-Paaren. Die Form des Untergrundspektrums wird duch den $p_\perp$Schnitt von 0.2 MeV/c auf die Einzelspuren bestimmt, sein Einfluß auf das Massenspektrum ist bis etwa 0.4 GeV/c^2 sichtbar. Das Verhältnis aus gleichgeladenen Spuren zeigt Abbildung 5.6. Es ist über den gesamten Massenbereich praktisch konstant, d.h. es ist kein Unterschied in der spektralen Form zwischen ++ und −− Paaren auszumachen. Der kombinatorische Untergrund kann daher in der durch Gleichung 5.1 angegebenen Form beschrieben werden. Das Verhältnis zwischen −− und ++ Paaren ist kleiner als eins. Aus Beiträgen der Comptonstreuung und δ-Elektronen werden etwa 4 % mehr Elektronen erwartet. Die beobachtete Asymmetrie ist jedoch mit 8% etwas höher als erwartet. Dieser Tatsache wird durch Anwendung des geometrischen Mittels aus −− und ++ Paaren Rechnung getragen.

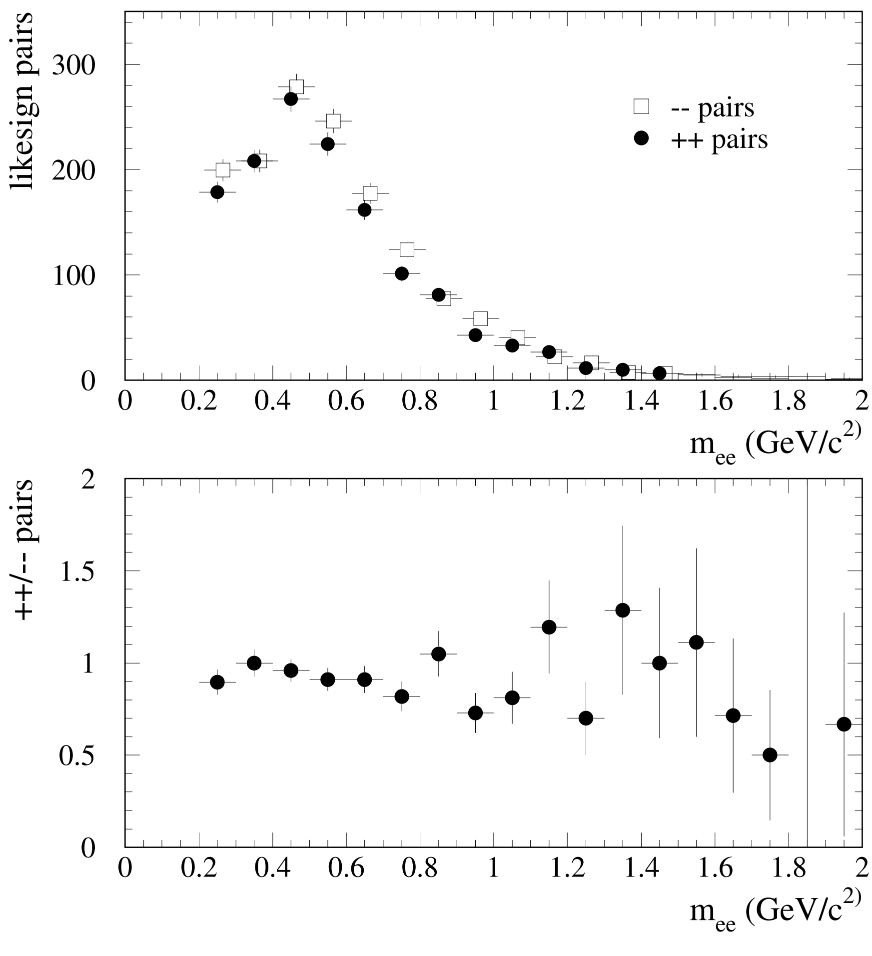

Abbildung 5.6: Verteilung der ++ und −− Paare des kombinatorischen Untergrundes.

5.3 Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

5.3.1 Beiträge der einzelnen Detektoren

Die Monte-Carlo Simulation ermöglicht es, die Rekonstruktionseffizienzen der einzelnen Detektoren zu überprüfen. Dazu werden wie in 4.3 beschrieben vollständig simulierte Spuren in echte Ereignisse eingebettet. Entlang der simulierten Spur durch das Experiment wird dann nach rekonstruierten Treffern oder im Fall der Čerenkovdetektoren nach Ringkandidaten gesucht. Ein Treffer oder Ringkandidat gilt als gefunden, wenn sein Abstand zur simulierten Spur nicht mehr als 5 σ der jeweiligen Detektorauflösung (vgl. 4.3) beträgt. Da bei den RICH-Detektoren nur die Rekonstruktion von Ringkandidaten erforderlich ist, enthält die auf diese Weise bestimmte Rekonstruktionseffizienz nicht den Einfluß der externen Spurrekonstruktion. Dieser kann jedoch aus dem Vergleich des Produktes der Rekonstruktionseffizienzen aller Detektoren und der Paarrekonstruktioneffizienz ermittelt werden, er liegt unter 2%. Tabelle 5.3.1 enthält die mit der Monte Carlo Simulation bestimmten, individuellen Rekonstruktionseffizienzen für alle Detektoren. Die Zahlen gelten für den gesamten Satz analysierter Daten. Da die Padkammer während der Datennahme mit zwei unterschiedlichen Verstärkungen betrieben wurde, sind hier beide Werte und der aus der unterschiedlichen Statistik berechnete Mittelwert aufgeführt. Im Vergleich zu diesen Werten sind auch die Ergebnisse für eine Selektion von gemessenen Pionspuren bei niegriger Verstärkung der Padkammer angegeben. Da die Pionenringe deutlich weniger Čerenkovphotonen besitzen und anders als Elektronringe rekonstruiert werden, sind die Ergebnisse für die RICH- Detektoren nicht berücksichtigt. Bei der Suche nach Ringkandidaten geht ein großer Teil der

Detektor	**Rekonstruktionseffizienz**	
	MC	π **Daten**
SIDC-1	96 %	96 %
SIDC-2	92 %	92 %
RICH-1	80 %	–
RICH-2	80 %	–
PADC	85 % (82/86 %)	80 %
total	48 %	

Tabelle 5.3: Vergleich der Rekonstruktionseffizienzen der einzelnen Detektoren für die MC Simulation und eine Pionenselektion aus den Daten.

Effizienz in der Houghtransformation verloren, wenn auf dem Kandidatenniveau zwischen echten Ringen und Zufallsringen unterschieden werden muß. Hier ist eine Unterscheidung ohne externe Spurinformation notwendig, um die Zahl zufälliger Kombinationen und damit falscher Kandidaten niedrig zu halten. Die Parameter für diese Unterscheidung wurden in der Analyse von e^+e^--Paaren aus π^0 Dalitz-zerfällen optimiert. Werden alle Kandidaten benutzt, kann zwar eine höhere Effizienz erreicht werden, es entstehen aber in Ereignissen hoher Multiplizität mehr als 200 Ringkandidaten in RICH-1 und die Zahl falscher Spuren nimmt rapide zu.

5.3.2 Einfluß der Rejektionsschnitte

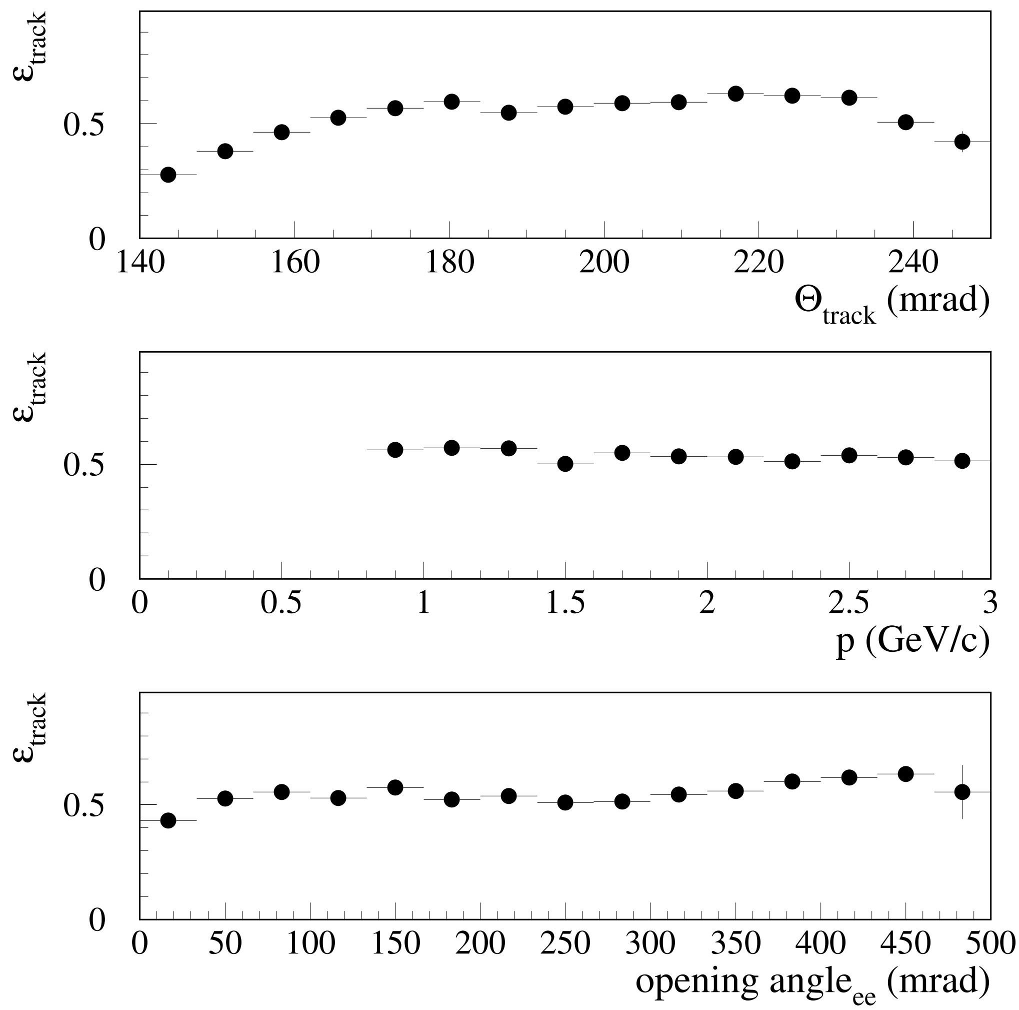

Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz für Einzelspuren von $p_\perp$, θ und vom Paaröffnungswinkel.

Nach der Spurrekonstruktion ohne die Rejektionsschnitte beträgt die Rekonstruktionseffizienz etwa 48 %. Abbildung 5.7 zeigt ihre Abhängigkeit von den verschiedenen kinematischen Variablen dem Polarwinkel Θ, dem Transversalimpuls $p_\perp$ und dem Paaröffnungswinkel. Bis auf den leichten Abfall für kleine Polarwinkel ist keine starke Abhängigkeit von den kinematischen Variablen festzustellen. Die Ab-

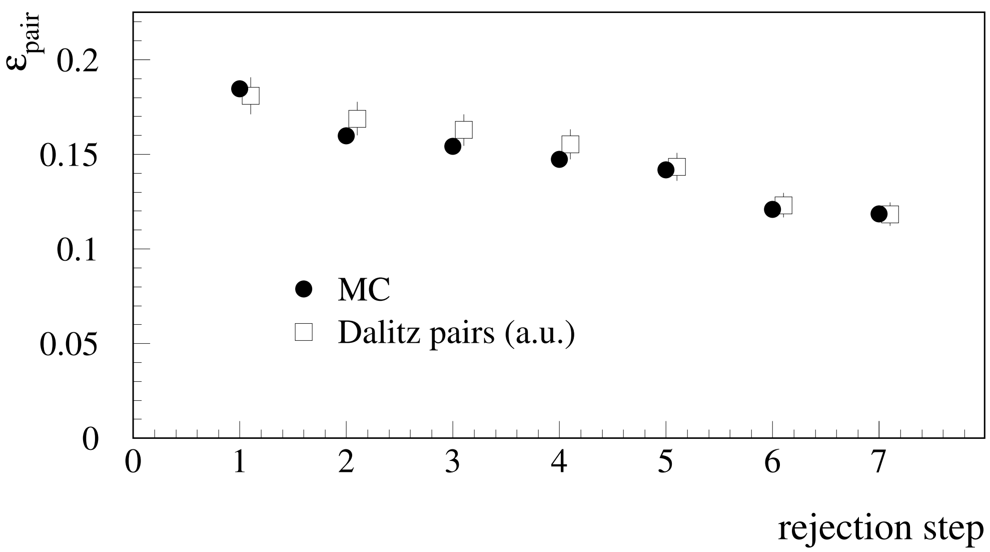

Abbildung 5.8: Verlauf der Rekonstruktionseffizienz mit zunehmender Rejektion, Stufe 1 beschreibt dabei die Effizienz für Paare nach den kinematischen Schnitten, die Schritte 2-7 entsprechen denen der Diskussion in 5.2, wobei die Rejektion für enge Spuren (6) bzw. Ringe (7) getrennt aufgeführt ist.

nahme der Rekonstruktionseffizienz für e^+e^--Paare mit Massen oberhalb von 0.2 GeV/c^2 durch die einzelnen Rejektionschnitte zeigt Abbildung 5.8. Die Qualität der Simulation, auch Details der Paarinformation richtig zu beschreiben, zeigt der Vergleich mit der Zahl rekonstruierter Dalitzpaare. In jedem Rejektionsschritt nehmen die Rekonstruktionseffizienz und die Zahl der Dalitzpaare in gleicher Weise ab. Dies läßt außerdem den Schluß zu, daß es keine mit den Schnitten variierende Massenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz gibt. Werden alle Rejektionsschnitte angewendet, verringert sich die Paareffizienz auf 11.7 %. Die Resultate zur Untersuchung der Massen- und Multiplizitätsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz zeigen die Abbildungen 5.9 und 5.10. Es ist keine starke Massenabhängigkeit feststellbar, lediglich im Bereich kleinster Paarmassen ($m < 0.05\text{GeV/c}^2$) fällt die Effizienz etwas ab. Da e^+e^--Paare mit derart niedrigen Massen nur wenig zum Spektrum beitragen, ist eine weitere Korrektur in diesem Fall nicht nötig. Erforderlich ist eine Korrektur jedoch im Fall der Multiplizitätsabhängigkeit. Wie Abbildung 5.10 zeigt, nimmt die Effizienz mit steigender Multiplizität um etwa die Hälfte ab, für die mittlere Multiplizität des gesamten Datensatzes (vgl. 7.1) beträgt sie knapp 12 %, bei den höchsten Multiplizitäten werden nur noch 9 % der Paare rekonstruiert. Dieses Verhalten ist auf die schlechter werdende Musterer-

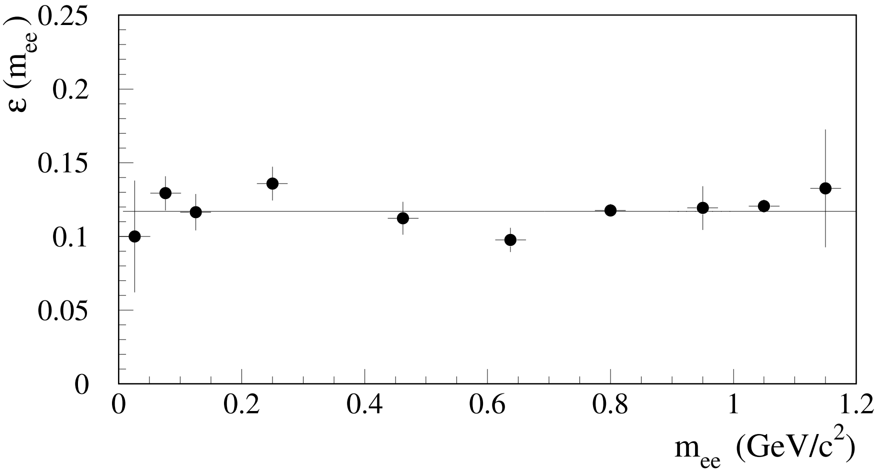

Abbildung 5.9: Massenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz.

kennung des Spektrometers mit steigender Zahl der Spuren zurückzuführen. Auch hier wird das Resultat der Simulation durch die Messung der Dalitzpaare bestätigt. An die Monte Carlo Ergebnisse wird ein Polynom angepaßt, mit dessen Hilfe diese Multiplizitätsabhängigkeit bei der Effizienzkorrektur der Spektren berücksichtigt wird.

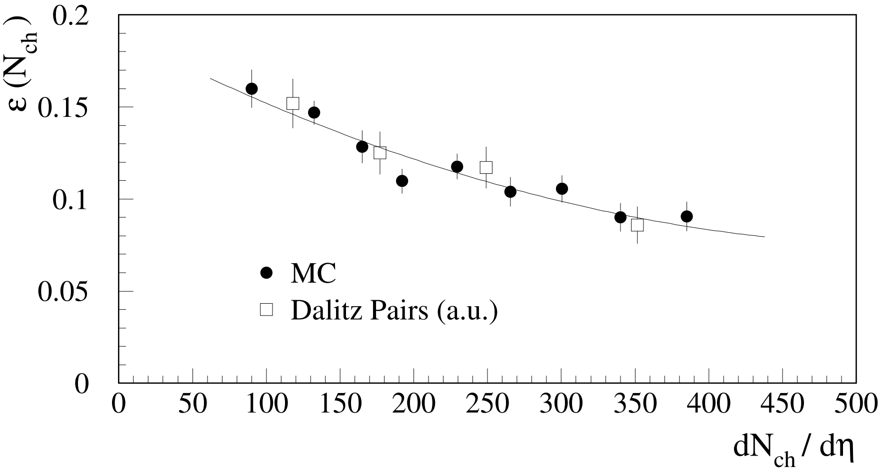

Abbildung 5.10: Multiplizitätsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz.

5.4 Die Glättung des Untergrundes

Der statistische Fehler des durch Gleichung 5.2 definierten Signals ist durch

$$\sigma_S = \sqrt{N_{+-} + N_{++} + N_{--}} \tag{5.5}$$

gegeben. Da bei einem schlechten Signal zu Untergrundverhältnis in grober Näherung $N_{+-} \approx N_{++}+N_{--}$ gilt, kann dieser Fehler etwa um einen Faktor $\sqrt{2}$ reduziert werden, wenn es gelingt, den kombinatorischen Untergrund auf andere Weise mit beliebiger Genauigkeit zu beschreiben. Eine Möglichkeit dazu besteht in der Simulation des Untergrundes durch die Kombination von Spuren verschiedener Ereignisse. Dieses Verfahren der *Ereignismischung* muß prinzipiell immer dann eingesetzt werden, wenn keine Messung des kombinatorischen Untergrundes etwa durch ++ und −− Paare zu Verfügung steht. Die Simulation des kombinatorischen Untergrundes mittels des Ereignismischens erweist sich jedoch als hochkomplex, da die aus unterschiedlichen Ereignissen stammenden Spuren verschiedene Phasenraumverteilungen aufweisen können. Dies macht eine Einteilung in verschiedene Klassen etwa nach Multiplizität, Impuls der gemessenen Spuren, Spurgüte etc. notwendig. Die im Gegensatz dazu hier benutzte Methode setzt zwar eine gewisse Kenntnis der Form des kombinatorischen Untergrundes voraus, macht jedoch jegliche Klasseneinteilung der Ereignisse überflüssig. Sie modifiziert dabei ein in der Analyse der inklusiven e^+e^-Paarmessungen des kombinierten CERES/TAPS Experimentes benutztes Verfahren [69]. Dabei wird die Form des kombinatorischen Untergrundes durch Paare von Einzelspuren beschrieben, die nach gemessenen θ und $p_\perp$ Verteilungen azimutalsymmetrisch simuliert werden, wie sie in Abbildung 5.11 dargestellt sind. Durch die zufällige Erzeugung von Spuren gibt es keine prinzipielle Limitierung der Statistik, sie wird hier jedoch aus praktischen Gründen auf 0.5 Millionen Untergrundspuren begrenzt, was etwa der 25-fachen Menge der gemessenen Untergrundspuren nach allen Qualitäts- und Rejektionsschnitten entspricht. Figur 5.12 vermittelt die Qualität der Untergrundbeschreibung anhand des Verhältnisses aus gemessener (++,−−) und simulierter Untergrundverteilung. Aus dem Verhältnis kann eine zusätzliche Korrekturfunktion gewonnen werden. Wie Abbildung 5.12 zeigt, sind im Bereich zwischen $0.2 < m < 1.2$ GeV/c^2 die Unterschiede für verschiedene Korrekturfunktionen gering. Nur für die höchsten Massen wird das Verhältnis am besten durch ein Polynom 4. Ordnung beschrieben.
Die Untergrundglättung verringert den statistischen Fehler des Ergebnisses, die Unsicherheit in der Wahl der Korrekturfunktion muß jedoch im Rahmen des systematischen Fehlers berücksichtigt werden. Die Korrekturfunktionen unterscheiden sich bei Massen bis etwa 1.2 GeV/c^2 um etwa 2.5%, bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1/8 ergibt sich daraus ein systematischer Fehler von 20 %. oberhalb von 1.2 GeV/c^2 sind die Unterschiede größer, der systematische Fehler beträgt hier 40 %. Zusätzlich geht die statistische Unsicherheit über das Integral der gemessenen Untergrundverteilung in die Normierung der Korrekturfunktion

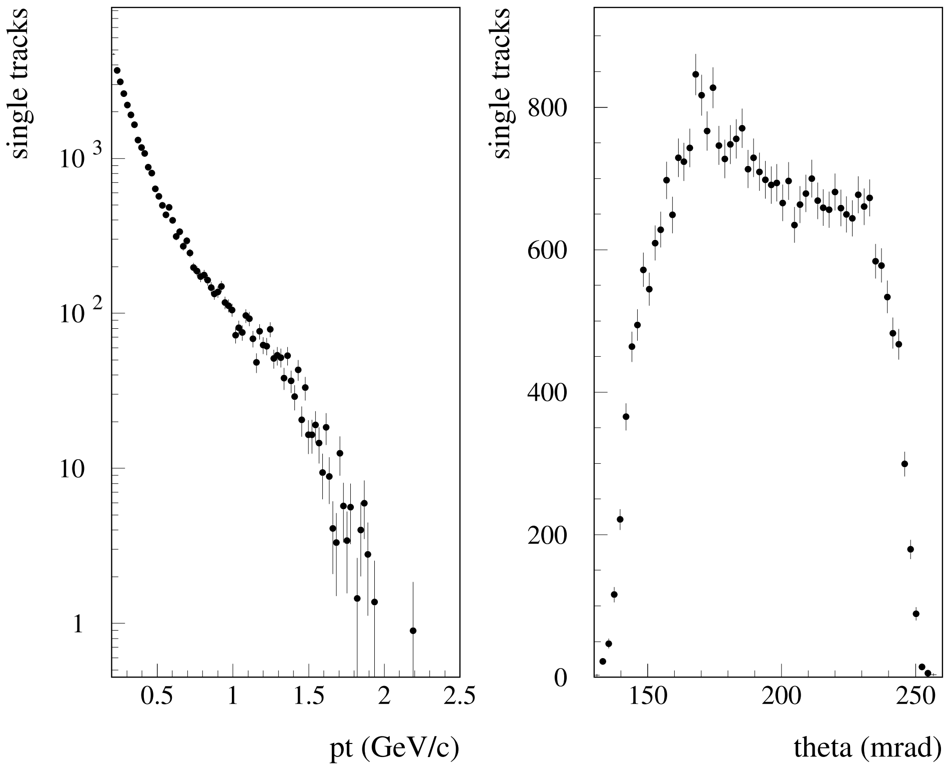

Abbildung 5.11: Verteilungen für $p_\perp$und Θ gemessener Einzelspuren.

ein. Der relative statistische Fehler des Untergrundes ist jedoch mit 1.3% deutlich kleiner. Mit der Anwendung der Korrekturfunktion auf den simulierten Untergrund ergibt sich schließlich die entgültige Untergrundverteilung, die zur Subtraktion von der Verteilung der gemessenen $+-$ Paare benutzt wird. Mit dem auf diese Weise simulierten Untergrund wird eine gute Übereinstimmung in allen kinematischen Selektionen erreicht.
Das unkorrigierte Paarmassenspektrum vor der Untergrundsubtraktion ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Es zeigt die e^+e^--Paare, den gemessenen und den simulierten Untergrund.

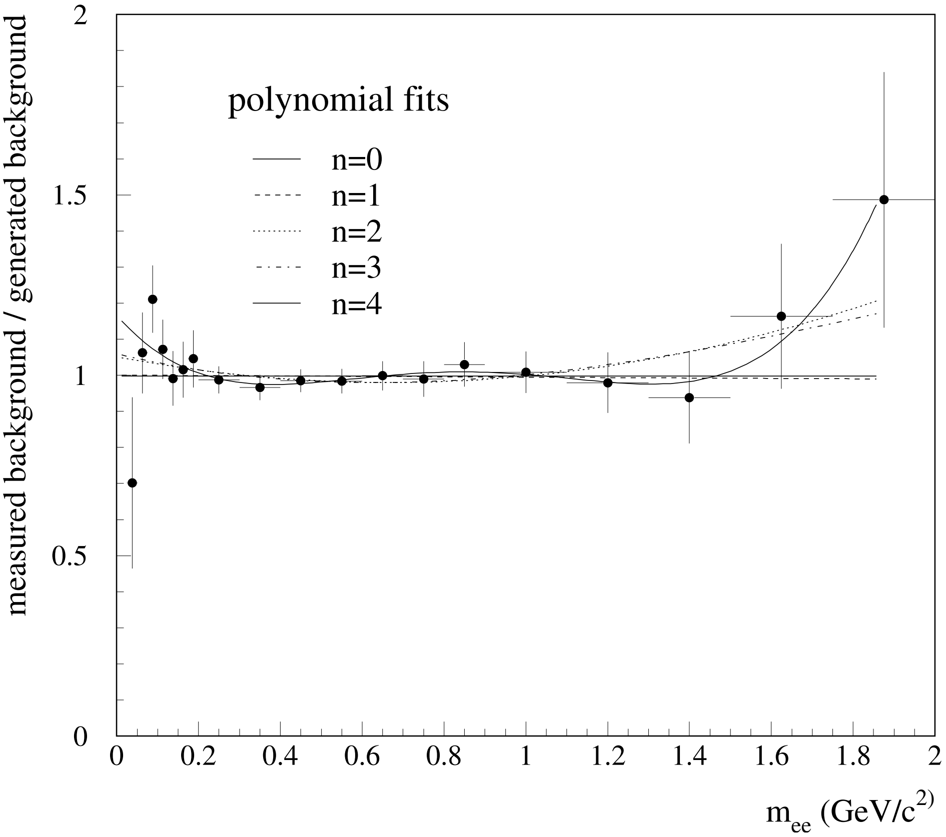

Abbildung 5.12: Verhältnis aus gemessenem und simulierten Untergrund.

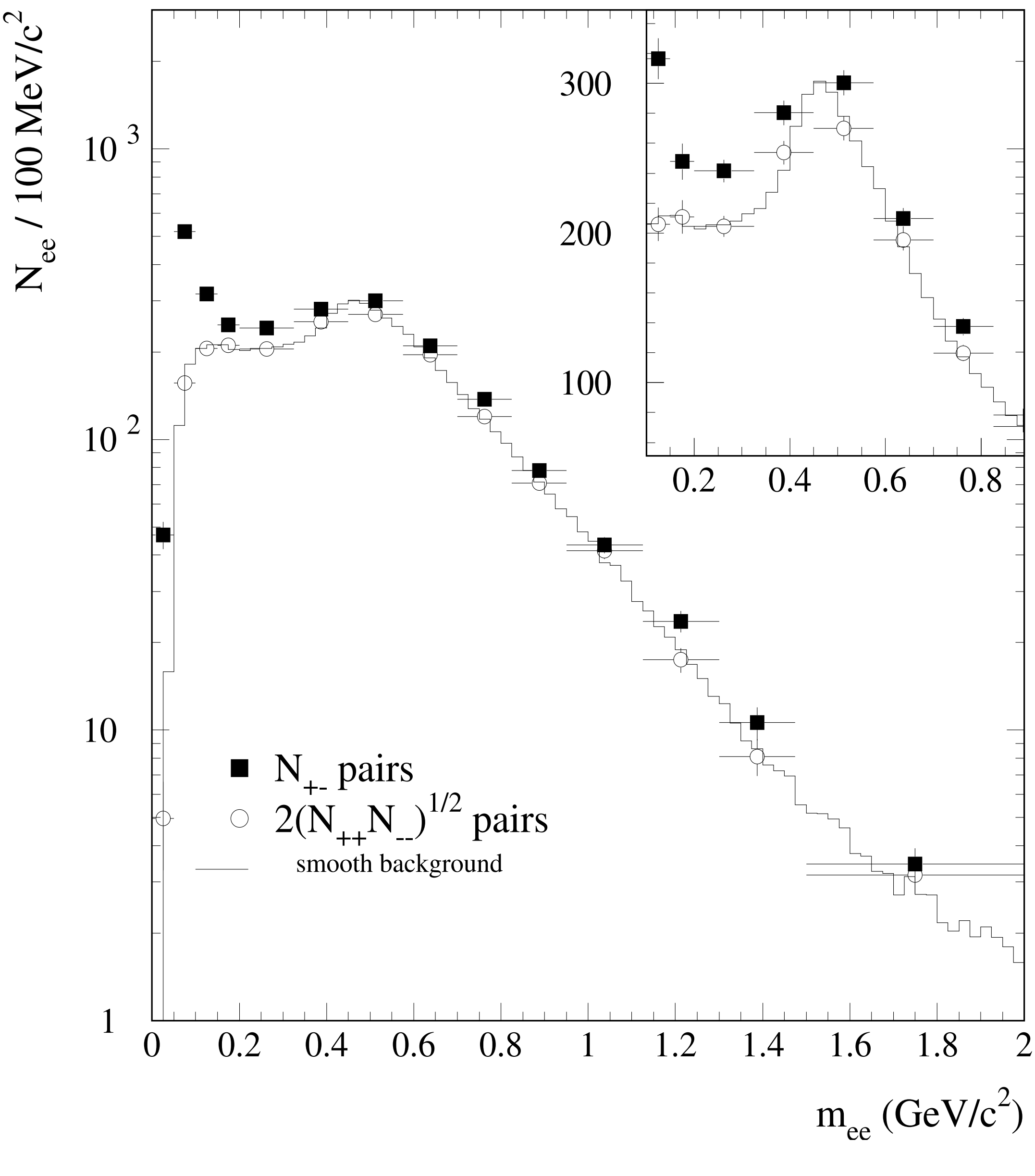

Abbildung 5.13: Unkorrigiertes Paarmassenspektrum vor der Untergrundsubtraktion.

Kapitel 6

Die Beschreibung hadronischer Quellen

Anzeichen für neue physikalische Prozesse können aus der inklusiven Messung der e^+e^-Paare nur über einen Vergleich mit Paaren aus bereits bekannten Prozessen gefunden werden. In Folge dessen ist eine möglichst vollständige Beschreibung der Produktion von e^+e^-Paaren aus konventionellen Quellen erforderlich. Das Spektrum wird im Massenbereich unter 2 GeV/c^2 von den Beiträgen aus Mesonzerfällen $\pi^0, \eta, \eta', \rho, \omega, \phi$ und e^+e^-Paaren aus Konversionen beherrscht. Zur umfassenden, detaillierten Beschreibung dieser Beiträge wurde ein Monte Carlo Generator,GENESIS, entwickelt [39, 54], der ein ein Studium der kinematischen Eigenschaften der Dileptonen im Endzustand [1] erlaubt und eine Vorhersage der zu erwartenden Spektren ermöglicht. Seine wesentlichen Komponenten sind nachfolgend erläutert.

Zur Simulation der Dileptonen sind die differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte der Mesonen, ihre Zerfallsbreiten in Konfigurationen mit e^+e^-Paaren oder einzelnen Elektronen und die Beschreibung der Zerfallskinematik notwendig.
Messungen *differentieller* Wirkungsquerschnitte existieren für nur wenige Mesonen, für Schwerionenkollisionen sind die Wirkungsquerschnitte noch weitgehend unbekannt. Die *absolute* Produktionsrate einer Mesonspezies kann jedoch aus Resultaten der Messungen in protoninduzierten Kollisionen bei vergleichbaren Energien geschlossen werden [20], aus denen die Wirkungsquerschnitte relativ zur π^0 Produktion vorliegen und in 6.1 aufgeführt sind. Die Ergebnisse werden auf die Verhältnisse in Schwerionenkollisionen unter der grundlegenden Annahme übertragen, daß die relativen Häufigkeiten unabhängig vom Kollisionssystem sind. So

[1] Mit wenigen Modifikationen wird der Generator auch zu Beschreibung der erwarteten $\mu^+\mu^-$Spektren des NA38/50 Experimentes eingesetzt [59].

	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
$\eta(549)$	9.8 ± 0.6	0.077	0.092
$\rho(770)$	12.6 ± 0.6	0.099	0.15
$\omega(783)$	12.8 ± 0.8	0.101	0.15
$\eta'(958)$	5 ± 1.5	0.039	0.062
$\phi(1020)$	0.62 ± 0.06	0.0049	0.008

Tabelle 6.1: Relative Wirkungsquerschnitte leichter Mesonen in pp-Kollisionen.

ist es möglich zur Simulation der Verhältnisse in Schwerionenkollisionen, die in pp-Stößen gemessenen Raten mit der mittleren geladenen Multiplizität pro Rapiditätseinheit, $\langle dN_{ch}/dy \rangle$, zu skalieren.
Rapiditäts- und $p_\perp$-Verteilungen hingegen, die die Kinematik produzierter Mesonen beschreiben, werden soweit möglich direkt aus Messungen in Schwerionenkollisionen gewonnen und dabei für zentrale Rapiditäten die Unabhängigkeit von y und $p_\perp$angenommen. So wird für die Rapiditätsverteilung neutraler Pionen eine Gaußanpassung gemessener Daten benutzt [62]. Im Falle schwererer Mesonen wird die Breite der Rapiditätsverteilung mit $\mathrm{y}_{max}(\mathrm{m})/\mathrm{y}_{max}(\mathrm{m}_{\pi^0})$ skaliert. In gleicher Weise wird die $p_\perp$Verteilung für Pionen durch eine Anpassung an die Daten mehrerer Experimente simuliert [62–64]. Diese berücksichtigt die Abweichung der Daten von einer reinen Exponentialverteilung bei kleinen Transversalimpulsen. Die Daten werden daher in der Form

$$\frac{1}{m_t}\frac{dN}{dm_t} = p_1 \cdot (e^{-(m_t - m_0)/p_2} + p_3 \cdot e^{-(m_t-m_0)/p_4})) \tag{6.1}$$

mit $p_1 = 6975$, $p_2 = 0.073\mathrm{GeV/c}^2$, $p_3 = 0.3707$, $p_4 = 0.19$ $\mathrm{GeV/c}^2$ parametrisiert. Die $p_\perp$Verteilung für Kaonen wird ebenfalls aus gemessenen Daten gewonnen. Für die schweren Mesonen liegen entweder keine oder nur unzureichende Daten vor, denoch können auch in diesen Fällen Verteilungen abgeleitet werden. Existierende Messungen zeigen nämlich, daß der weiche Teil der $p_\perp$-Spektren durch

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3} \propto \frac{1}{e^{m_\perp^2/T} - 1} \tag{6.2}$$

in der transversalen Masse $m_t = \sqrt{m^2 + {p_\perp}^2}$ parametrisiert werden kann. Der Parameter T variiert für die Spektren vieler Mesonen (π, K, ρ, ω) nur wenig, eine

Eigenschaft, die als $m_\perp$-*Skalenverhalten* bezeichnet wird. Auf diese Weise kann T aus den gemessenen Kaon-Spektren extrahiert und zur Simulation der Verteilungen schwerer Mesonen eingesetzt werden. Es muß betont werden, daß aufgrund des niedrigen $p_\perp$Schnittes (> 0.2GeV/c) bei der Analyse, nur die Beiträge der π^0und η Mesonen von der speziellen Wahl der $p_\perp$-Verteilung abhängig sind. Spuren aus Zerfällen schwererer Mesonen tragen in vollem Umfang zum Massenspektrum bei, da ihre höheren Transversalimpulse nicht von dem $p_\perp$Schnitt betroffen werden. Daher können in guter Näherung die Kaonspektren zur Extrapolation benutzt werden, auch wenn experimentell eine geringe Abweichung vom Skalenverhalten beobachtet wird [62, 63].

Tabelle 6.2 enthält die in der Simulation berücksichtigten Mesonzerfälle und ihre

Zerfall	**Verzweigungsverhältnis**	**Formfaktor**
$\pi^0 \to e^+e^-\gamma$	$(1.198 \pm 0.032)\%$	pole approx. $b = 5.5$ GeV^{-2}
$\eta \to e^+e^-\gamma$	$(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$	pole approx. $b = (1.9 \pm 0.4)$ GeV^{-2}
$\rho \to e^+e^-$	$(4.44 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}$	
$\omega \to e^+e^-$ $\omega \to \pi^0e^+e^-$	$(7.15 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$ $(5.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$	Breit–Wigner $a = (0.65 \pm 0.02)$ GeV $b = 0.05$ GeV
$\phi \to e^+e^-$ $\phi \to \eta e^+e^-$	$(3.09 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$ $(1.3^{+0.8}_{-0.6}) \cdot 10^{-4}$	
$\eta' \to e^+e^-\gamma$	$\sim 5.6 \cdot 10^{-4}$	Breit–Wigner $a = 0.76$ GeV $b = 0.10$ GeV

Tabelle 6.2: Die wichtigsten Zerfälle leichter Mesonen mit e^+e^- im Endzustand. Gezeigt sind neben den Verzweigungsverhältnissen die gemessenen Formfaktoren und die Steigungen der Formfaktoren für π^0 und η Mesonen $b = (\mathrm{d}F/dq^2)|_{q^2\simeq 0}$, und die beiden Parameter einer Breit-Wigner Anpassung $|F(q^2)|^2 = a^4/((a^2-q^2)^2+a^2b^2)$ an die Daten aus Messungen der Lepton-G Kollaboration für schwerere Mesonen.

Verzweigungsverhältnisse [65]. Der π^0 Dalitzzerfall $\pi^0 \to \gamma\ e^+e^-$, dessen Beitrag das Spektrum bei Massen unter 100 MeV/c^2 dominiert, wird durch die zuerst von Kroll und Wada berechnete, differentielle Zerfallssrate beschrieben [66]. In gleicher Weise wird der η Dalitzzerfall, $\eta \to \gamma\ e^+e^-$ behandelt. Bei der Angabe des Wirkungsquerschnittes können der Beitrag der inneren Struktur der Mesonen und der reine QED Anteil punktförmiger Teilchen getrennt aufgeführt werden. Der Wirkungsquerschnitt wird dann in der Form

$$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}q^2 = [\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}q^2]_{\text{punktförmig}} \cdot [F(q^2)]^2 \tag{6.3}$$

geschrieben, wobei F den elektromagnetischen Formfaktor des zerfallenden Teilchens darstellt. In den Generator gehen an diese Stelle Resultate aus Messungen der Lepton-G-Kollaboration ein. Die Anpassung an die Daten erfolgt hierbei auf zweierlei Weise. Die π^0und η Formfaktoren werden durch $F(q^2) = (1 - q^2 b)^{-1}$, $b = (dF/dq^2)|_{q^2} \approx 0$ in der sogenannten *pole approximation* angegeben, während Anpassungen von Breit-Wigner Funktionen $|F(q^2)|^2 = a^4/((a^2 - q^2)^2 + a^2 b^2)$ die Daten für ω und η' beschreiben. Die zugehörigen Parameter zeigt Tabelle 6.2. Die direkten Zerfälle der Vektormesonen ρ, ω und ϕ in e^+e^--Paare werden nach Rechnungen von Gounaris und Sakurai [67] behandelt. Für alle Mesonen wird ein isotroper Zerfall simuliert, ausgenommen hiervon sind die Dalitz Zerfälle in $e^+e^-\gamma$. e^+e^--Paare aus diesen Zerfällen folgen einer $1 + cos^2(\Theta)$ Verteilung, wobei Θ den Winkel zwischen Lepton und virtuellem Photon angibt.
Die Leptonpaarproduktion aus den semileptonischen Zerfällen von $D\bar{D}$ Mesonen ist erst oberhalb von 2 GeV/c^2 von Bedeutung, ihr Beitrag wird daher vernachlässigt. Zum Vergleich mit den Daten werden die Impulse der Einzelspuren simulierter Paare mit der gemessenen Auflösung (vgl. 4.4) gefaltet und alle Spuren unterliegen den kinematischen und den Akzeptanzschnitten aus der Datenanalyse.

Kapitel 7

Die Resultate der Analyse

7.1 Das Multiplizitätsspektrum

Zur Normierung der Spektren wird neben der Rekonstruktionseffizienz auch die mittlere geladene Multiplizität benötigt. Für jedes Ereignisse wird sie mit Hilfe der Spursegmente in den Driftkammern bestimmt. Dazu werden alle rekonstruierten Segmente mit Treffern in beiden Driftkammern in der Pseudorapidität $2 < \eta < 3$ gezählt. Zwei Effekte machen eine Korrektur dieser Zahl notwendig. Einerseits ist der Effizienzverlust durch defekte Stellen im SDD-System zu berücksichtigen, andererseits kann insbesondere bei hohen Multiplizitäten die Dichte der Treffer in den Driftkammern so groß sein, daß nicht alle Hits rekonstruiert werden können („pile-up"-Effekt). Beide Effekte lassen sich jedoch in der Monte Carlo Simulation beschreiben, so sind z.B. defekte Anoden und Amplitudenverluste der Ausleselektronik direkt in der Simulation implementiert.
Die Größe der pile-up Verluste wird durch die Simulation *vollständiger* Ereignisse eines Monte Carlo Schwerionenereignisgenerators (VENUS 4.10 [68]) ermittelt. Die Korrektur wird aus dem Verhältnis der simulierten Multiplizität in dem Pseudorapiditätsintervall $2 < \eta < 3$ und der Zahl der rekonstruierten Segmente gewonnen. Abbildung 7.1 zeigt das Verhältnis simulierter und rekonstruierter Multiplizitäten. Da pile-up Verluste den Hauptbeitrag für die Multiplizitätsabhängigkeit liefern, ist keine lineare Korrektur zu erwarten. Wie Abbildung 7.1 zeigt, stellt eine lineare Anpassung an die Daten jedoch eine gute Approximation dar. Die korrigierte Ereignismultiplizität wird aus der gemessenen Multiplizität durch:

$$N_{ch} = N_{ch}^{gemessen} \cdot (1.035 + 7.5 \cdot 10^{-4} \cdot N_{ch}^{gemessen}) \qquad (7.1)$$

bestimmt. Das vollständig korrigierte Multiplizitätsspektrum zeigt Abbildung 7.2. Die mittlere Multiplizität im Intervall $2 < \eta < 3$ beträgt $\langle N_{ch} \rangle = 220$. Diese Ereignisauswahl entspricht etwa 35 % des geometrischen Wirkungsquerschnittes [**?**].

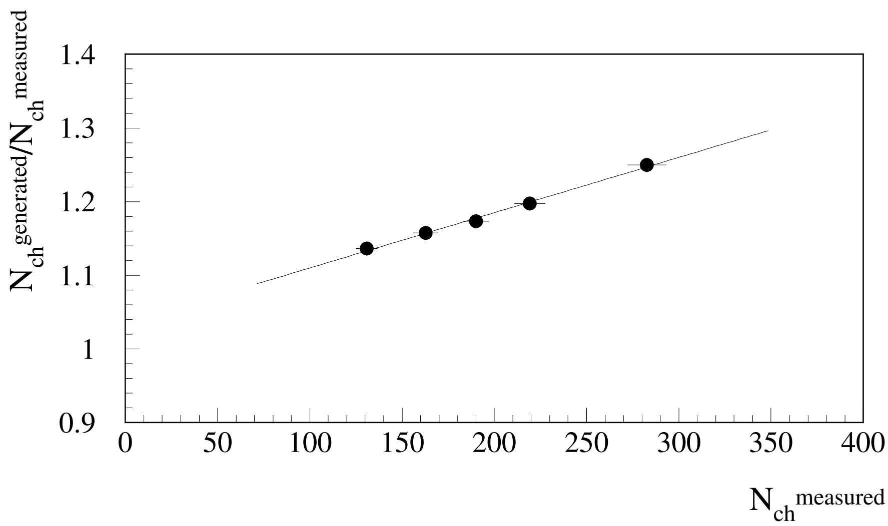

Abbildung 7.1: Effizienz- und pile-up Korrektur der Multiplizitätsmessung.

In den noch folgenden Teilen der Analyse werden für die Untersuchungen zur Multiplizitätsabhängigkeit der e^+e^--Paarproduktion vier Multiplizitätsintervalle verglichen, die etwa gleichviele Ereignisse enthalten und in Abbildung 7.2 angedeutet sind.

7.2 Das invariante Massenspektrum der Paare

Nach Anwendung aller Qualitäts- und Rejektionsschnitte verbleiben aus der Analyse von 8.55 Millionen Ereignissen für $m < 0.2$ GeV/c^2 1038 ± 55 Paare mit einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1.05. Im Bereich $0.2 < m < 2.0$ GeV/c^2 sind es 648 ± 105 Paare bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1/8. Abbildung 7.3 zeigt das zugehörige invariante Massenspektrum der e^+e^--Paare aus 160 AGeV Pb-Au Kollisionen.

Das Spektrum ist mit der durch die Monte Carlo Simulation ermittelten Rekonstruktionseffizienz von 11.7% und die Zahl der geladenen Teilchen in einer Rapiditätseinheit ($2 < \eta < 3$) absolut normiert. Es wird in e^+e^--Paaren pro 100 MeV/c^2 angegeben. Die beobachtete Multiplizitätsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz (vgl.5.10) wurde ebenfalls korrigiert. Die zugrundeliegende Ereignisauswahl besitzt eine mittlere Multiplizität von 220 und entspricht der Auswahl der oberen 35 % des geometrischen Wirkungsquerschnittes.

Im Bereich kleiner Paarmassen ($m < 0.2$ GeV/c^2) wird das gemessene Spektrum vollständig durch die Zerfälle neutraler Mesonen beschrieben. Oberhalb von 0.2 GeV/c^2 hingegen ist ein deutlicher Überschuß von Paaren beobachtbar. Dieser Überschuß besteht, wenn auch etwas weniger ausgeprägt, über den Massenbereich

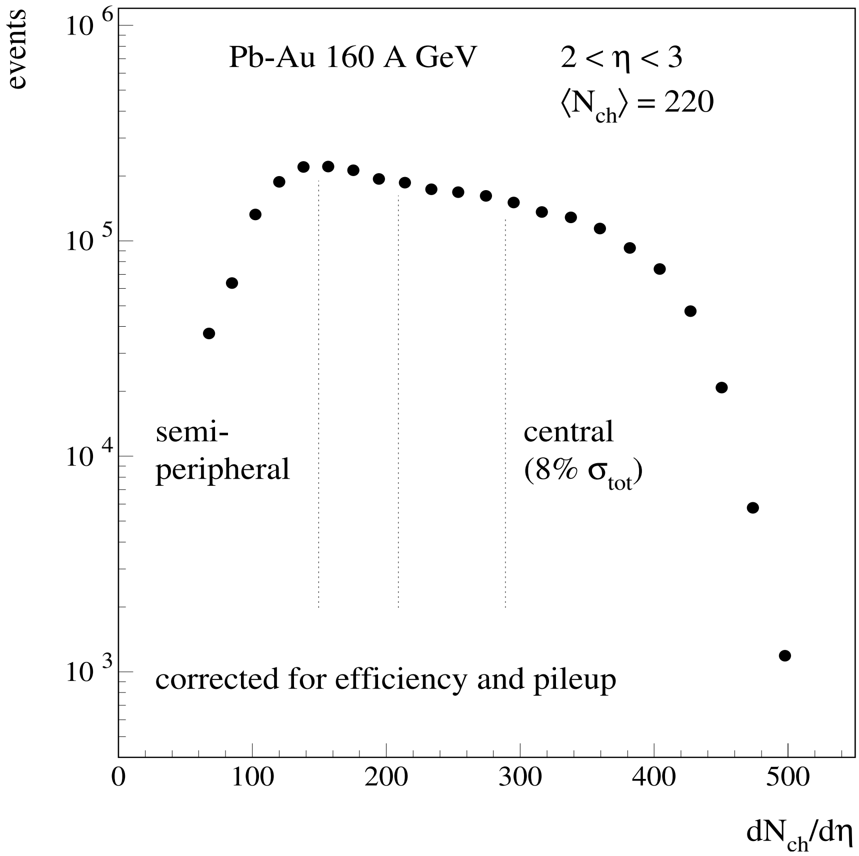

Abbildung 7.2: Gemessene Multiplizitätsverteilung in Pb-Au Kollisionen.

der ρ/ω Resonanz hinaus bis hin zu den höchsten gemessenen Paarmassen von 2 GeV/c^2. Über den gesamten Massenbereich $0.2 < m < 2.0$ GeV/c^2 gilt für das Verhältnis (R) aus gemessenen und erwarteten Paaren:

$$R = 3.5 \pm 0.4\ (stat.) \pm 0.9\ (syst.) \quad . \tag{7.2}$$

In der Region unterhalb der ρ/ω Resonanz für Paarmassen $0.3 < m < 0.7$ GeV/c^2 wird ein Überschuß von 4.9 ± 0.6 (stat.) $\pm$ 1.0 (syst.) beobachtet.
Die erwartete Verteilung aus Zerfällen neutraler Mesonen wurde mit der gemessenen Impulsauflösung (vgl. 4.4) gefaltet. Die korrespondierende Massenauflösung beträgt 8% im Bereich der ρ/ω Resonanz. In diesem Massenbereich ist jedoch keinerlei Resonanzstruktur sichtbar. Die Beobachtung fällt umso stärker ins Gewicht, wenn man die Tatsache berücksichtigt, daß in den Daten aus p-Be Kollisionen diese Resonanzstruktur eindeutig erkannt werden kann (vgl. Abbildung 2.3) und die der Messung zugrundeliegende, erreichte Massenauflösung nur 11% beträgt.
Durch die Untergrundglättung reflektieren die statistischen Fehler nur die Unsicherheit in der Absolutzahl der Signalpaare aufgrund der statistischen Unsicher-

heit der +- Paare (vgl. 5.5). Die Unsicherheit in der Absolutzahl der ++ und −− Paare geht wegen der Untergrundglättung zum Teil in den systematischen Fehler ein. Dort liefert sie mit 20 − 35 % einen großen Betrag zum gesamten systematischen Fehler vor allem im Bereich hoher Paarmassen (vgl. 5.4). Der systematische Fehler liegt massenabhängig zwischen 25 − 40 %. Außer den Beiträgen aus der Untergrundglättung enthält er zusätzlich noch die Unsicherheiten in der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz (10 %) aufgrund der leichten Variationen der Verstärkung in den Gaszählern.

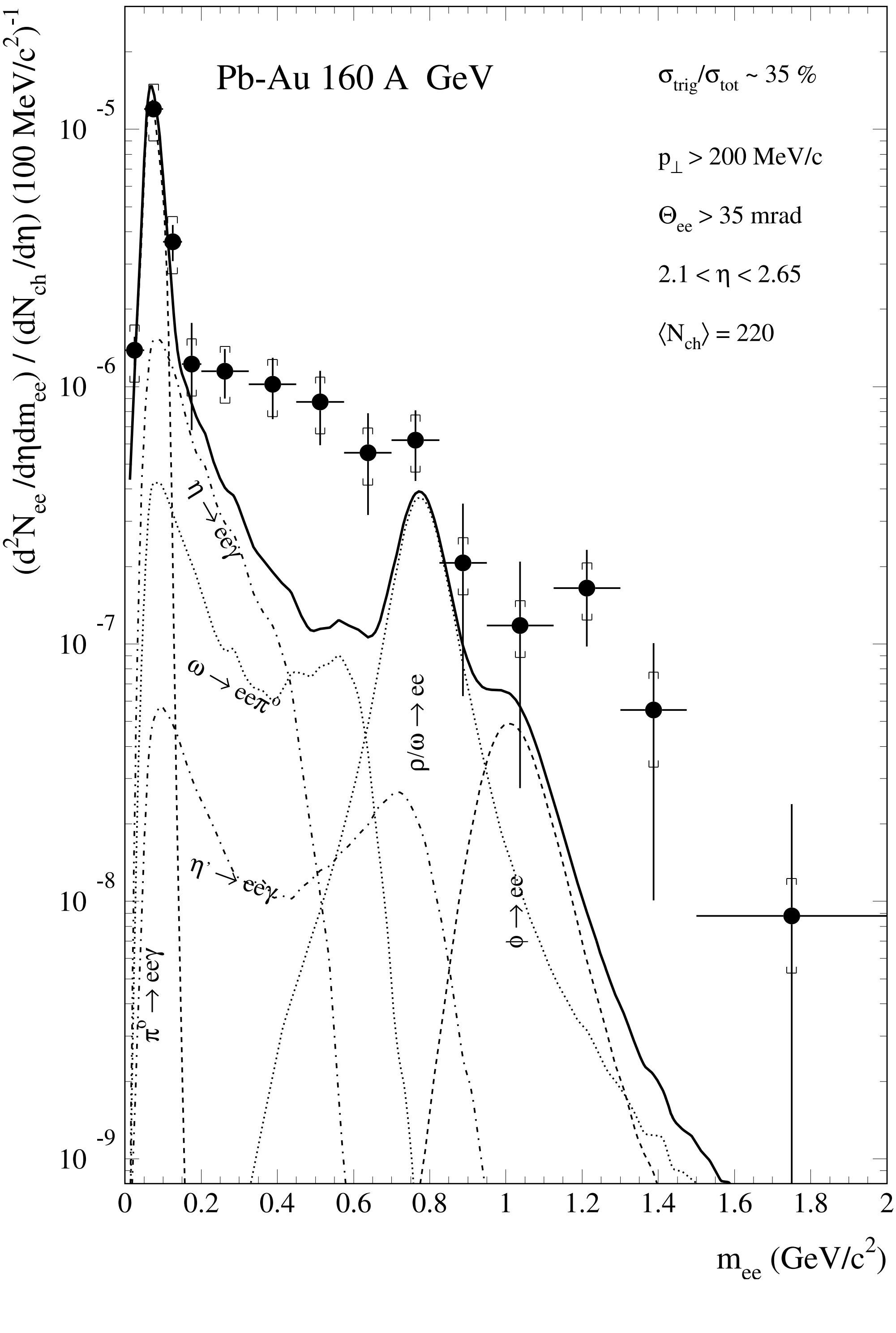

Abbildung 7.3: Invariantes Massenspektrum für e^+e^--Paare nach Rejektions- und Qualitätsschnitten.

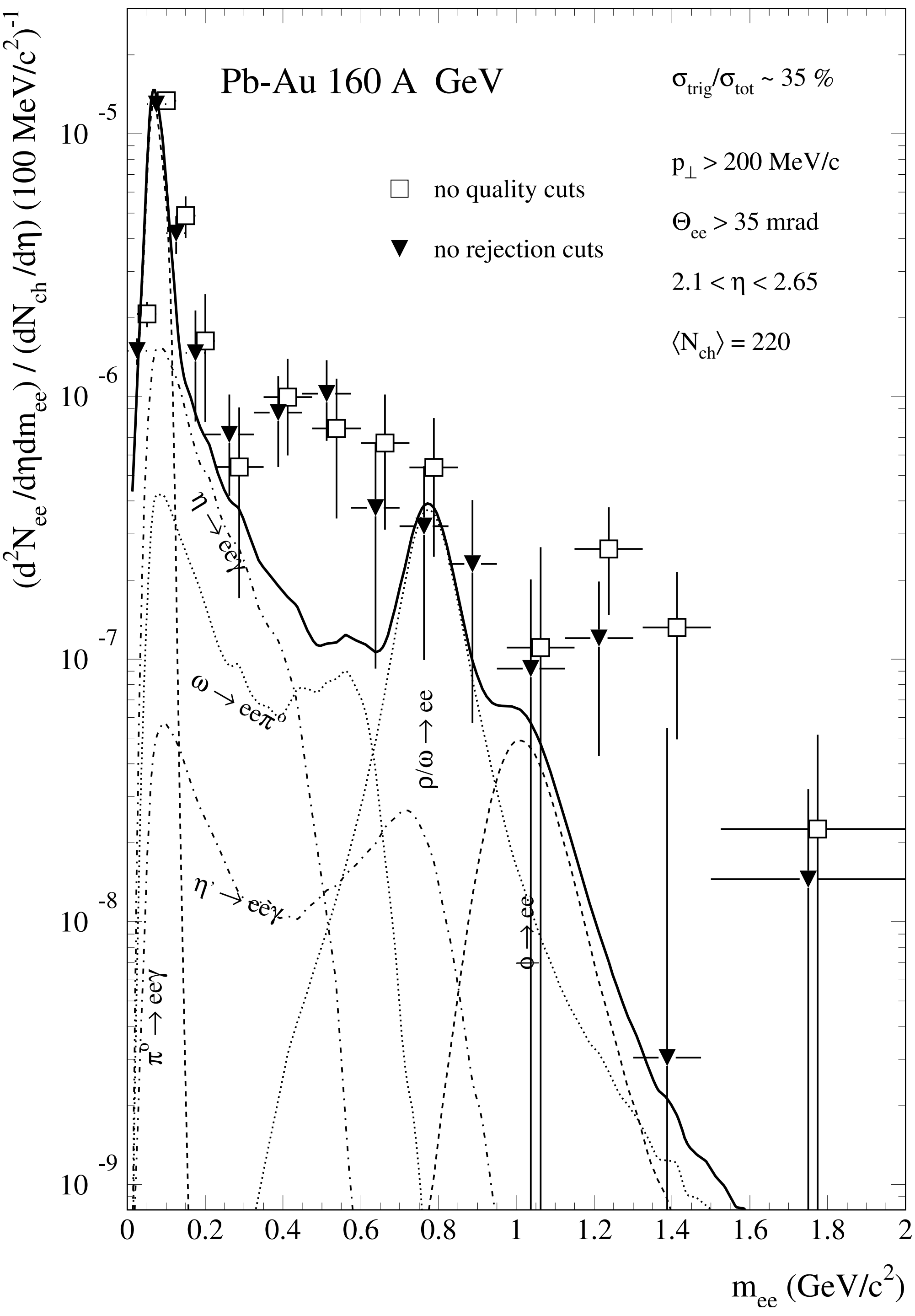

Abbildung 7.4: Korrigierte Paarmassenspektren (Dreiecke: ohne Rejektionsschnitte, Vierecke: ohne Qualitätsschnitte).

Die Unsicherheiten in der Multiplizitätsskala betragen 5 %. Um den systematischen Fehler durch die Wahl der Rejektionsschnitte abzuschätzen, wurden diese Schnitte simultan und unabhängig variiert. Interpretiert man die aus der Streuung der Resultate extrahierte Breite als gaussischen Fehler, so liegt dieser Beitrag bei 10 %.
Der Einfluß der Qualitäts- und Rejektionsschnitte auf das Massenspektrum bedarf jedoch zusätzlich besonderer Aufmerksamkeit. Die Wahl der Rejektionsschnitte mit der in 5.2.1 beschriebenen Methode ist zwar prinzipiell unabhängig vom beobachteten Signal, bei der geringen Signalgröße ist jedoch die Anwendung einer hohen Zahl von Rejektionsschnitten immer mit der Gefahr verbunden, statistische Fluktuationen zu verstärken. Da für die Wahl der Qualitätsschnitte ein analoges Verfahren nicht zu Verfügung stand, muß der Einfluß dieser beiden Teile der Analyse einem gesonderten Test unterzogen werden.
Zu diesem Zweck wird die *gesamte* Analyse mit vollständigen Monte-Carlo Korrekturen inklusive der Untergrundglättung für zwei Fälle wiederholt. Einmal ohne alle Qualitätsschnitte ausschließlich mit den Rejektionsschnitten und zum zweiten nur mit den Qualitätsschnitten ohne jegliche Rejektion. Im ersten Fall werden fur $0.2 < m < 2.0$ GeV/c^2 720 $\pm$ 211 Paare bei einem Signal-zu-Untergrund Verhältnis von 1/30 gemessen, für Paarmassen $m < 0.2$ GeV/c^2 sind es 1629 $\pm$ 100 Paare bei 1/2.6. Die zugehörige Rekonstruktionseffizienz ist leicht massenabhängig und liegt bei 14.8 % für Massen unterhalb bzw. 17.5% für Massen oberhalb von 0.2 GeV/c^2. Ohne die Rejektionsschnitte nur mit den Qualitätsschnitten sind es oberhalb von 0.2 GeV/c^2 707 $\pm$ 179 Paare mit einem Signal-zu-Untergrund Verhältnis von 1/22, im anderen Massenbereich 1587 $\pm$ 86 Paare. Hier liegt die Rekonstruktionseffizienz für beide Bereiche bei 16.6 %.
Die derart ermittelten Spektren sind in 7.4 dargestellt. Beide besitzen die gleichen Eigenschaften wie das endgültige in 7.3 dargestellte Spektrum. Alle drei Spektren sind in jedem Massenintervall statistisch kompatibel.

7.3 DieMultiplizitätsabhängigkeit der Paarrate

Ein Ziel der Datennahme 1995 war es, die Abhängigkeit e^+e^--Paarproduktion vom Impaktparameter der Kollision zu studieren. Da der Impaktparameter mit der Multiplizität korrelliert [51], wurde in der Ereignisauswahl ein breites Multiplizitätsspektrum selektiert. Die zur Verfügung stehende Statistik erlaubt es, zum Studium der Multiplizitätsabhängigkeit der Paarrate das Spektrum daher in vier Bereiche einzuteilen (vgl. Abbildung 7.2). Abbildung 7.5 zeigt für jeden dieser Bereiche die integrale Zahl gemessener Paare für Paarmassen $0.2 < m < 2.0$ GeV/c^2 normiert auf die Zahl geladener Teilchen einer Rapiditätseinheit. Die Ergebnisse der Messungen leichterer Kollisionssysteme (p-Be, p-Au) (vgl. Abbildung 2.3(a,b)) sind ebenfalls dargestellt. Wären die Zerfälle produzierter Hadronen die einzige

Quelle für die gemessenen e^+e^--Paare, dann wäre die Zahl der Paare proportional zur Multiplizität geladener Teilchen und die auf eben diese Multiplizität normierte Rate bliebe konstant. Dieses Verhalten wird durch die horizontale Linie in der Abbildung angedeutet. Diese Überlegung stützt sich auf die Annahme, daß in der Kollision nur eine Generation von Hadronen erzeugt wird, und keine Annihilationsprozesse existieren, die zur Bildung virtueller Photonen führen können, die dann in e^+e^-Paare zerfallen. Prominentestes Beispiel für eine Reaktionen dieses Typs wäre die $\pi\pi$-Annihilation ($\pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$). Wie aus Figur 7.5 sichtbar wird, steigt die *normierte* Zahl der Paare mit wachsender Multiplizität signifikant an, was äquivalent dazu ist, daß die beobachtete Zahl der Paare stärker als linear mit der Multiplizität anwächst. Die gestrichelte Linie zeigt eine Anpassung ausschließ-

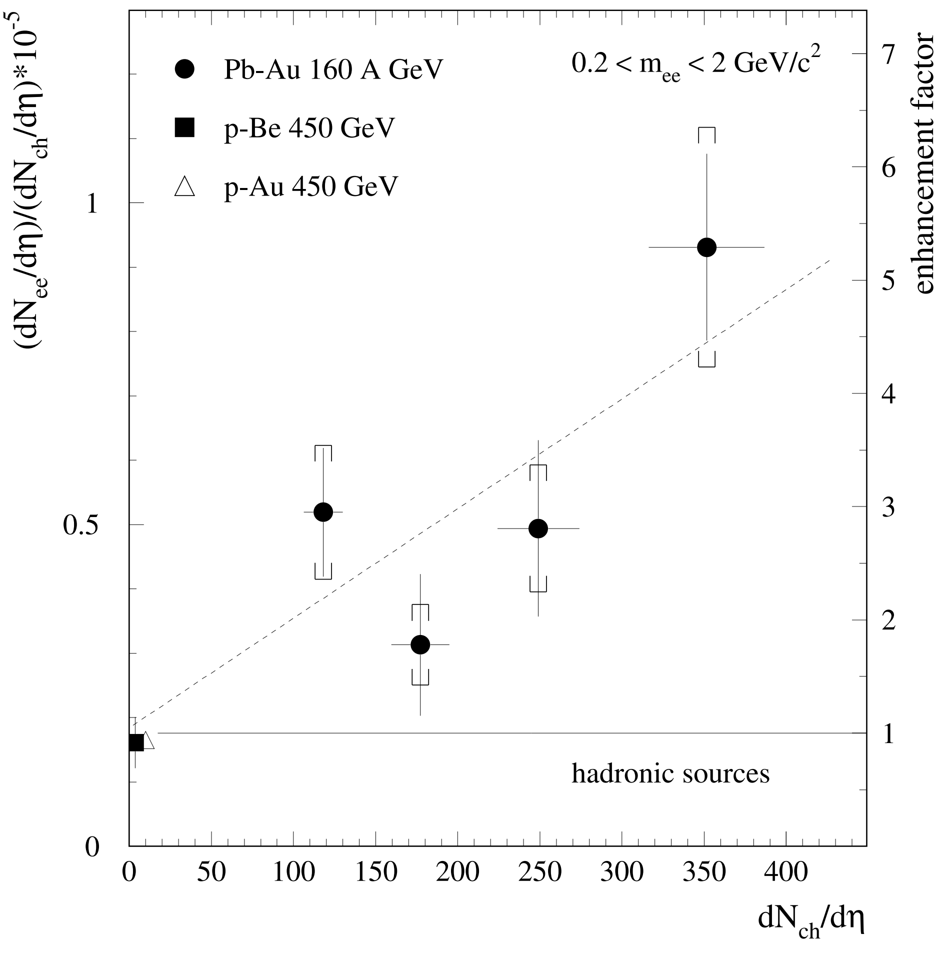

Abbildung 7.5: Multiplizitätsabhängigkeit der Paarrate für $m > 200$ MeV/c^2.

lich an die Pb-Au Daten unter der Annahme einer quadratischen Abhängigkeit. Innerhalb der Fehler stimmen das Resultat der Anpassung und die in p-Be, p-Au Kollisionen gemessene Rate für $\langle N_{ch} \rangle \longrightarrow 0$ überein. Diese Beobachtung spricht

für ein *quadratisches* Anwachsen des Überschusses an e^+e^-Paaren über hadronische Quellen. Eine *lineare* Abhängigkeit, die genau der Erwartung aus Hadronzerfällen folgt, kann auf einem Vertrauensniveau von 94 % ausgeschlossen werden.
Die bisher gewonnenen Erkenntnisse über das integrale Verhalten der Paarrate mit steigender Multiplizität lassen sich nun auch in den Massenspektren für jedes der analysierten Multiplizitätsintervalle verfolgen. Abbildung 7.6 zeigt analog zu Abbildung 7.3 die vier Paarmassenspektren für eine mittlere Zahl von 120, 180, 250, 350 geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit. Alle Spektren sind sowohl effizienzkorrigiert als auch absolut normiert. Bis auf das zweite Multiplizitätsintervall zeigen alle Spektren einen Überschuß von e^+e^-Paaren im Bereich niedriger Massen. Für die höchsten Multiplizitäten ist dieser Überschuß am stärksten ausgeprägt und reicht bis in den Bereich hoher Massen ($m > 1$ GeV/c^2) hinein.

7.4 Die $p_\perp$-Spektren der e^+e^--Paaren

Analog zu den Massenspektren lassen sich die Transversalimpulsspektren der e^+e^--Paare gewinnen. Den kinematischen Zusammenhang zwischen invarianter Paarmasse und Transversalimpuls der Paares nach Anwendung aller Qualitäts- und Rejektionsschnitte verdeutlicht Abbildung 7.7. Der Einfluß des Rejektionsschnittes auf den Transversalimpuls der *Einzel*spuren ist deutlich erkennbar. Aufgrund dieses Schnittes fehlen nach der Rejektion Paare mit kleinen Transversalimpulsen *und* kleinen Massen vollständig. Die senkrecht durchgezogenen Linien zeigen die drei Massenbereiche ($m < 0.2$ GeV/c^2, 0.2 GeV/c$^2 < m < 0.6$ GeV/c^2, $m > 0.6$ GeV/c^2) an, für die die $p_\perp$Spektren analysiert werden. Diese Einteilung wird durch den beobachteten Überschuß von e^+e^-Paaren für $m > 0.2$ GeV/c^2 motiviert. Abbildung 7.9 zeigt die für diese drei Massenbereiche gewonnenen $p_\perp$-Spektren. Die Spektren sind absolut normiert und die erwartete Verteilung aus Hadronzerfällen enthält die gleichen kinematischen Schnitte und ist mit der Impulsauflösung gefaltet. Für Massen unterhalb von 0.2 GeV/c^2 ist keine Abweichung der gemessenen $p_\perp$Verteilung von der Erwartung aus Hadronzerfällen erkennbar. Dies ist oberhalb von 0.2 GeV/c^2 jedoch nicht mehr der Fall. Die Spektren der beiden anderen Massenbereiche zeigen einen Überschuß im Vergleich zur Erwartung aus Hadronzerfällen für beinahe alle Transversalimpulse. Besonderes deutlich ausgeprägt ist dieser Effekt bei kleinen Transversalimpulsen sichtbar. Aus den bisherigen Ergebnissen läßt sich auf eine Korrelation zwischen dem beobachteten Überschuß von Paaren im Massenbereich oberhalb von 0.2 GeV/c^2 und einem Überschuß bei kleinen Transversalimpulsen der Paare schließen. Zur Unterstützung dieser Annahme dienen die Ergebnisse in Abbildung 7.8. Dort ist ein Ausschnitt des Massenspektrums für kleine Transversalimpulse ($p_\perp < 400$ MeV/c) dargestellt. Der schon in 7.2 beschriebene Überschuß ist mit dieser Impulsauswahl wesentlich stärker ausgeprägt.

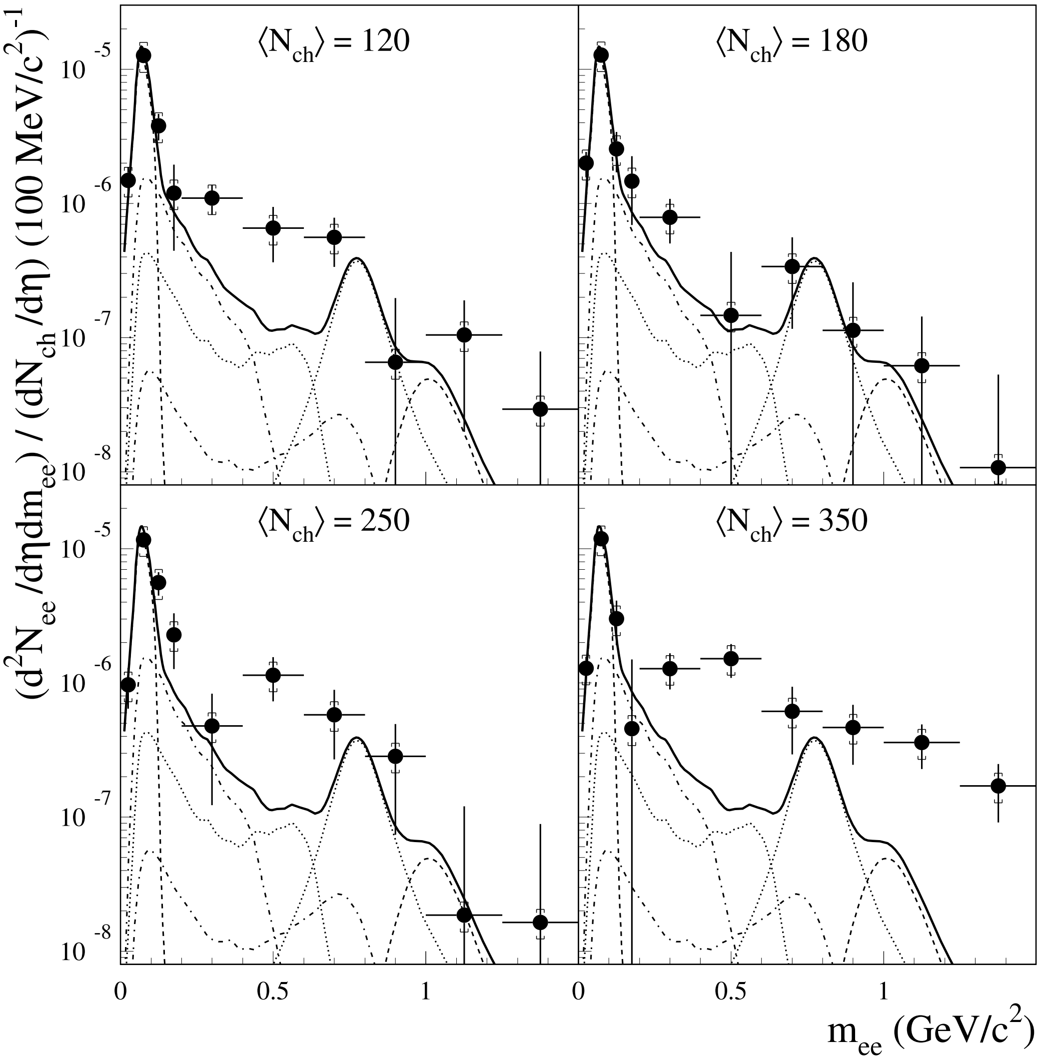

Abbildung 7.6: Multiplizitätsabhängigkeit des invarianten e^+e^-Massenspektrums.

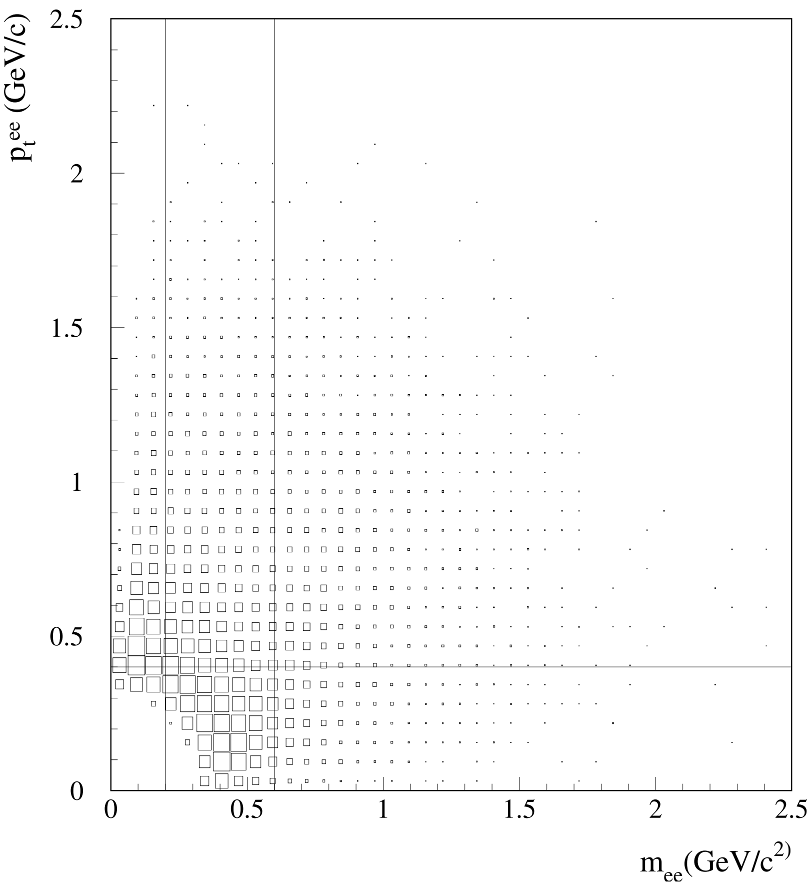

Abbildung 7.7: Transversalimpuls und Masse der e^+e^--Paare, zusätzlich sind die Massen- und $p_\perp$-Intervalle der in Abbildung 7.9 und 7.8 gezeigten Spektren dargestellt. Der Einflüs des Rejektionsschnittes auf den Transversalimpuls der *Einzel*spuren ist deutlich erkennbar.

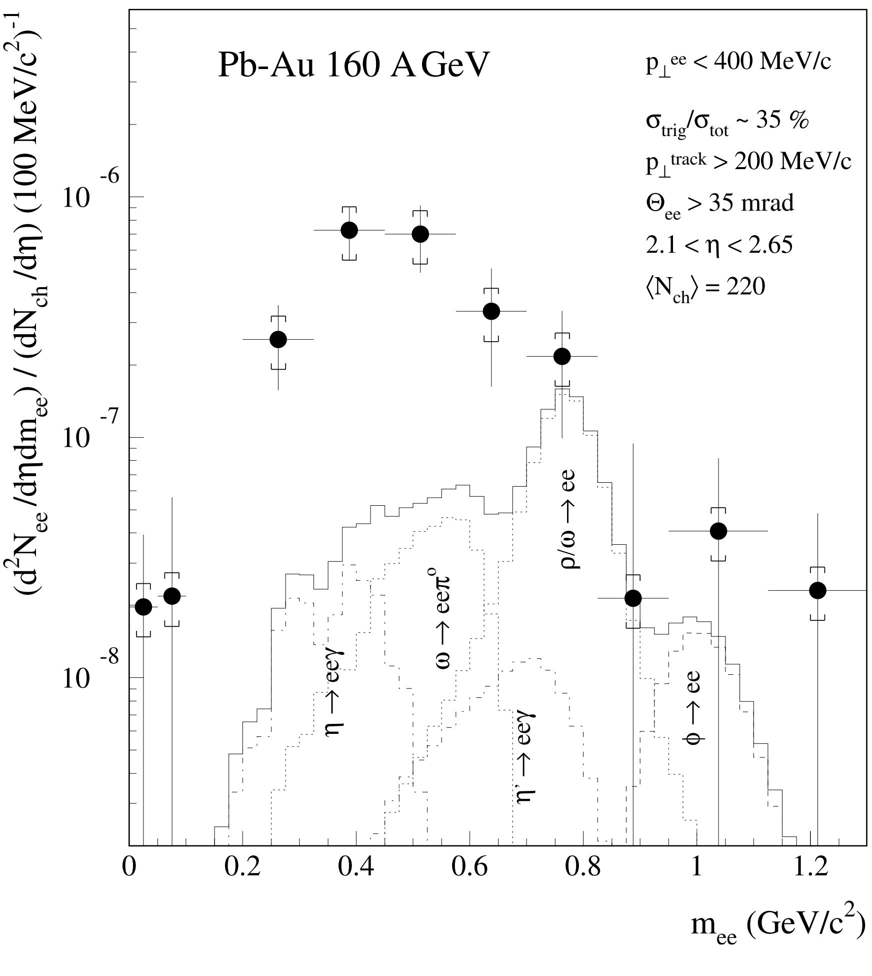

Abbildung 7.8: Massenspektrum für Paare mit kleinen Transversalimpulsen.

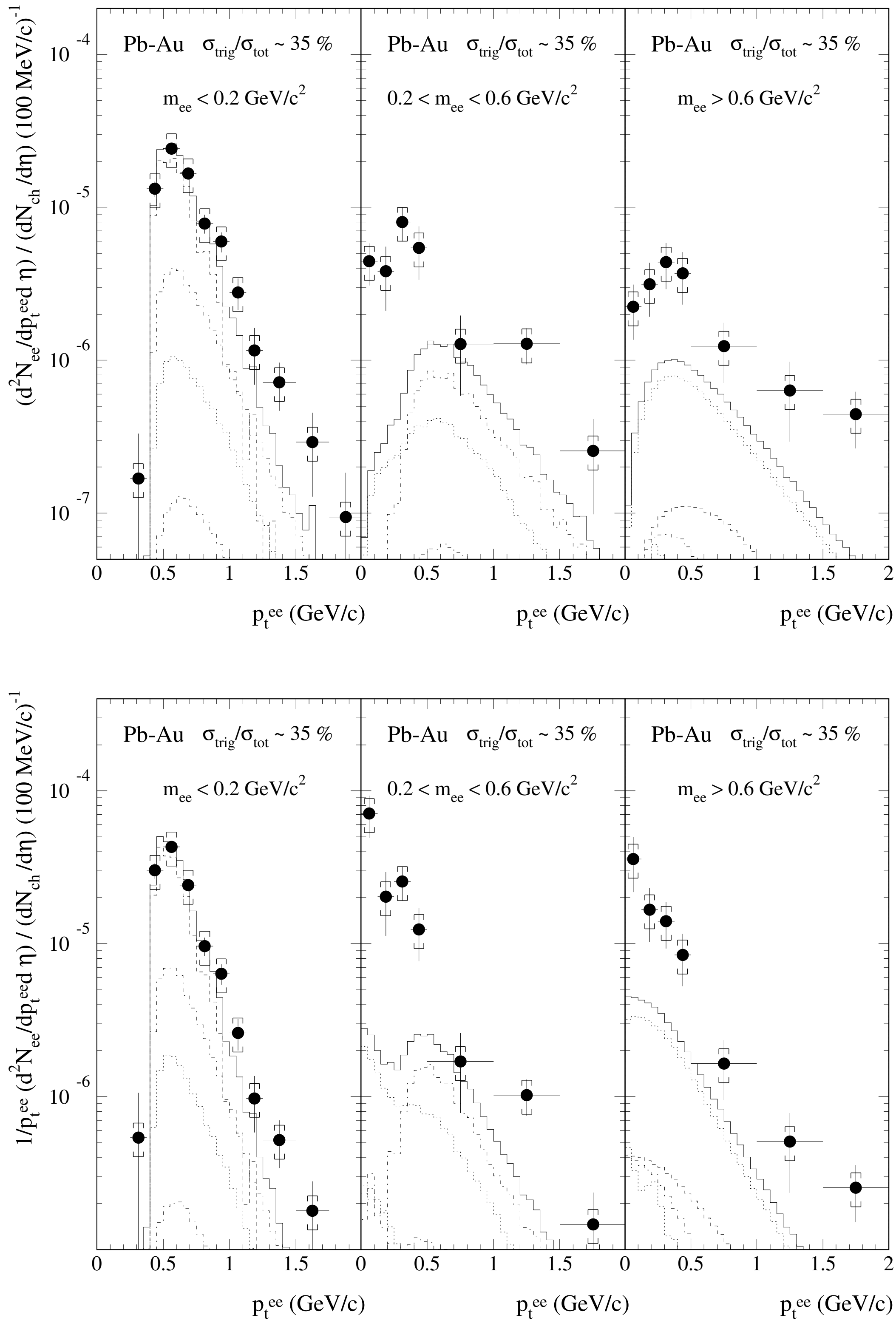

Abbildung 7.9: Transversalimpulsspektren der e^+e^--Paare.

Kapitel 8

Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

Wie die in **??** aufgeführten Resultate belegen, wird in der Produktion von e^+e^--Paaren mit kleinen invarianten Massen in Pb-Au Kollisionen ein deutlicher Überschuß im Vergleich zur Erwartung aus Hadronzerfällen beobachtet. Die Produktionsrate dieser e^+e^--Paare ist multiplizitätsabhängig und steigt mit steigender Multiplizität stärker als linear an. Die $p_\perp$-Spektren der Paare zeigen einen Überschuß, der besonders stark bei kleinen Transversalimpulsen ausgeprägt und mit dem im *Massen*intervall 300-700 MeV/c^{2}beobachteten Überschuß eng verknüpft ist. Die Resultate sollen an dieser Stelle mit bereits existierenden Messungen einerseits und mit theoretischen Berechnugen zur Leptonpaarproduktion in Pb-Au Kollisionen andererseits verglichen werden.
Die invarianten Massenspektren der Paare aus Pb-Au Kollisionen lassen sich beinahe unmittelbar mit dem CERES-Resultat aus S-Au Kollisionen vergleichen, da die kinematische Selektion durch Öffnungswinkel und $p_\perp$der Paare in beiden Fällen identisch ist. Durch den Einsatz eines speziellen Paartriggers wurden bei den Messungen in S-Au Kollisionen jedoch verstärkt zentrale Ereignisse aufgezeichnet [54]. Die zur Verfügung stehenden Daten aus Pb-Au Kollisionen hingegen decken eine breite Multiplizitätsauswahl ab. Für einen Vergleich werden daher aus den Pb-Au Daten nur Ereignisse höchster Multiplizität ausgewählt. Diese zentrale Selektion entspricht etwa 8 % des geometrischen Wirkungsquerschnittes. In Pb-Au Kollisionen werden bei dieser speziellen Auswahl im Mittel 350 geladene Teilchen pro Rapiditätseinheit gemessen. Die mittlere, geladene Multiplizität pro Rapiditätseinheit liegt für S-Au Kollisionen hingegen deutlich niedriger bei 125. Dieser Unterschied ist in der Normierung der Spektren berücksichtigt.
Figur 8.1 zeigt den Vergleich der beiden Massenspektren. Sie sind beide im Rahmen der systematischen Fehler sowohl in ihrer Form als auch in der integralen Rate kompatibel. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß sich in beiden Systemen in

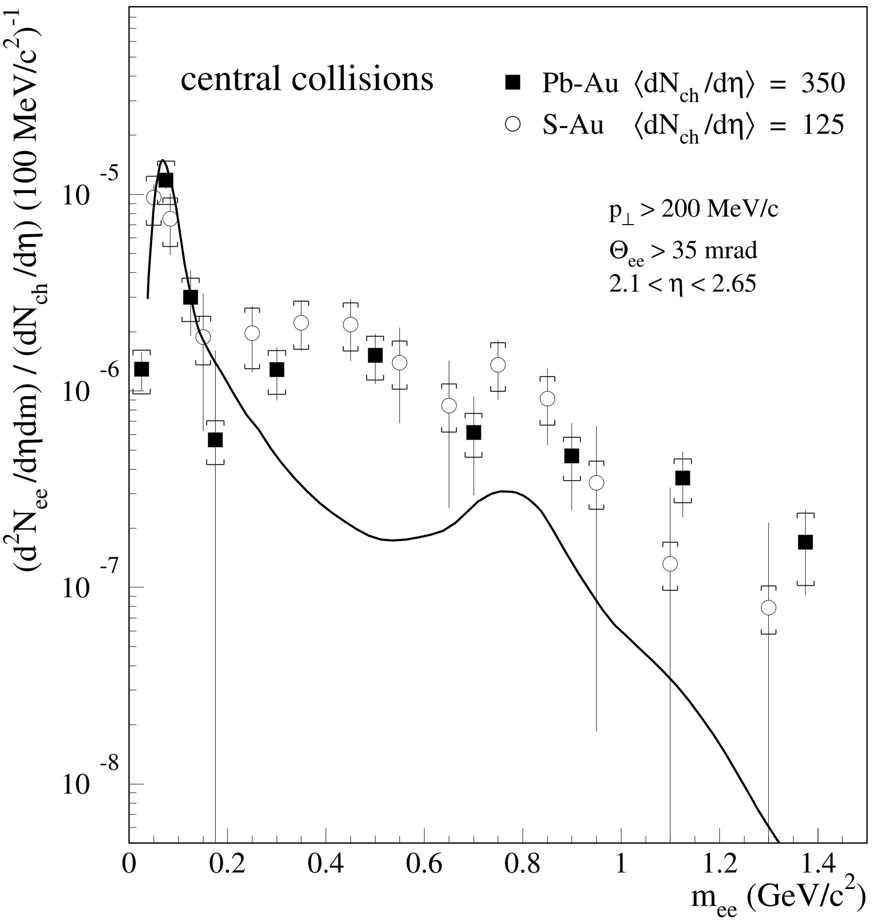

Abbildung 8.1: Vergleich der invarianten Paarmassenspektren für zentrale Ereignisse in Pb-Au und S-Au Kollisionen, das erwartete Spektrum aus Hadronzerfällen ist ebenfalls eingezeichnet und reflektiert hier die der S-Au Messung zugrunde liegende Massenauflösung von 11% im Bereich der ρ/ω-Resonanz.

der frühen Phase zentraler Kollisionen der gleiche heiße, dichte Zustand bildet, der Leptonpaare emittiert.
Es existieren Modellrechnungen, die die verschiedenen Ansätze zur erfolgreichen Beschreibung der S-Au Daten auch auf die Paarproduktion in Pb-Au Kollisionen übertragen. Abbildung 8.2 zeigt für die Auswahl der Ereignisse aus zentralen Kollisionen den Vergleich der Daten dieser Analyse mit verschiedenen Rechnungen. Er ist aufgrund der geringen Statistik nur wenig konklusiv. Die Form des Spektrums, die für freie Mesonmassen (vgl. 2.3) vorhergesagt wird, stellt in allen Fällen eine unzureichende Beschreibung dar. In einem Szenario mit fallenden Mesonmassen gelingt eine Beschreibung der Daten deutlich besser. In diesem Fall ist die ρ/ω Resonanz genauso wie in den Daten nicht erkennbar. Eine ähnliche Form wird auch bei einer Kollisionsverbreiterung der ρ Spektralfunktion (vgl. 2.3) vorherge-

sagt, allerdings ist in diesem Fall die Rate der Paarproduktion deutlich zu hoch.
Eine Unterscheidung der einzelnen Modelle ist aufgrund der geringen zur Verfügung

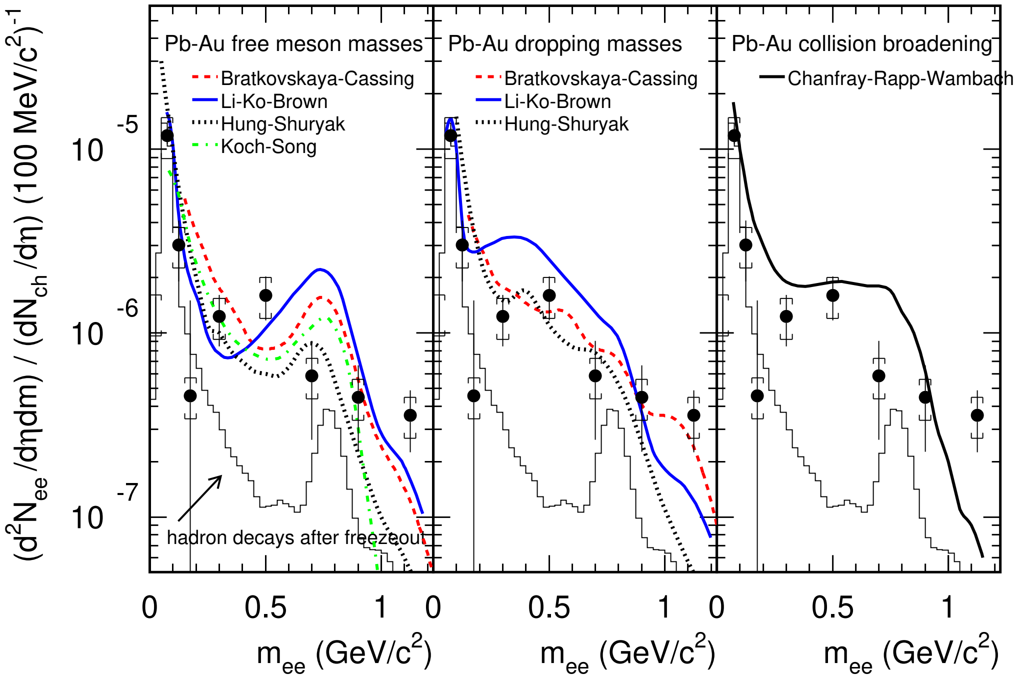

Abbildung 8.2: Vergleich des invarianten Paarmassenspektrums in Pb-Au Kollisionen mit Modellrechnungen.

stehenden Statistik nicht möglich. In der Strahlzeit 1996 konnten mit leicht verbesserter Impulsauflösung des Spektrometers (vgl. ??) über 50 Millionen Ereignisse in Pb-Au Kollisionen gemessen werden. Diese Daten sind noch nicht vollständig ausgewertet, erste Resultate bestätigen jedoch die Ergebnisse der vorliegenden Analyse.
In naher Zukunft soll durch eine deutliche Verbesserung der Massenauflösung des Spektrometers die Frage fallender Mesonmassen weiter untersucht werden. Dabei wird ein Auflösung im Bereich der natürlichen Linienbreite der Resonanz angestrebt, um Verbreiterungen oder Verschiebungen näher untersuchen zu können. Zu diesem Zweck wird das Spektrometer um eine Zeit-Projektions-Kammer (TPC) hinter dem zweiten Čerenkovdetektor erweitert [71]. Diese soll über eine Verbesserung der Impulsmessung die Massenauflösung im Bereich der ρ/ω Resonanz auf 1-2 % steigern.

Anhang A

Die Analyse Software

Die CERES Collaboration hat sich als erste eines laufenden Experimentes am CERN dafür entschieden, die gesamte Analysesoftware in eine objektorientierten Programmiersprache zu übertragen. Zu diesem Zweck wurde eine C++ Klassenbibliothek,COOL [1], entwickelt, für die etwa 30000 Zeilen bestehender Fortran77 Programme in ca. 100 Klassen mit einem Gesamtumfang von 15000 Zeilen umgeschrieben wurden. Das CERES Experiment hat damit eine Richtung eingeschlagen, die nun auch für die zukünftigen LHC Experimente ALICE, ATLAS und CMS verfolgt wird.
Bei der Entstehung einer Klassenbibliothek lassen sich drei Schritten unterscheiden:

- Analyse
- Design
- Implementation.

Die Analyse klärt die Anforderungen an Funktionalität und bildet die zentralen Begriffe aus denen später die einzelnen Klassen abgeleitet werden. In der Designphase wird ein vollständiges Konzept aller Klassen und ihres Verhältnisses zueinander geschaffen. Bei der Implementation wird dieses Konzept dann in der gewählten Programmiersprache,in diesem Fall C++, realisiert. Die deutlich geringere Größe der Klassenbibliothek im Vergleich zu den ursrünglichen Fortran Programmen ist unter anderem auf das Sprachelement der *Vererbung* zurückzuführen. Dabei werden in mehreren Klassen gemeinsam auftretende Strukturen einer neuen Klasse zugeführt, von der die ursprünglichen Klassen abgeleitet werden. Jede abgeleitete Klasse besitzt dann wieder die volle Funktionalität, ohne das Programmteile mehrfach parallel existieren.

[1] $\mathcal{C}$ERES $\mathcal{O}$bject $\mathcal{O}$riented $\mathcal{L}$ibrary

Für den Bibliotheksteil zur Ereignisverwaltung zeigt Abbildung A.1 eine Übersicht der zugehörigen Klassen und der Relationen zwischen ihnen. So sind die verschiedenen Ereignistypen (Start-of-Run,Start-of-Burst,In-Burst,End-of-Burst usw.) von einem gemeinsamen Typ dem *CRawDataEvent* abgeleitet. Dieser Typ setzt sich wiederum aus verschieden Einheiten vom Typ *CLabel* zusammen, die die Rohdateninformation enthalten. Der Zugriff ist über eine Klasse vom Typ *CEventServer* möglich, der Ereignisse verschieden Typs gleichzeitig verwalten kann. Die Abbildung folgt der sogenannten Booch-Notation [49], einem Standard zur formalen Beschreibung von Klassensystemen.

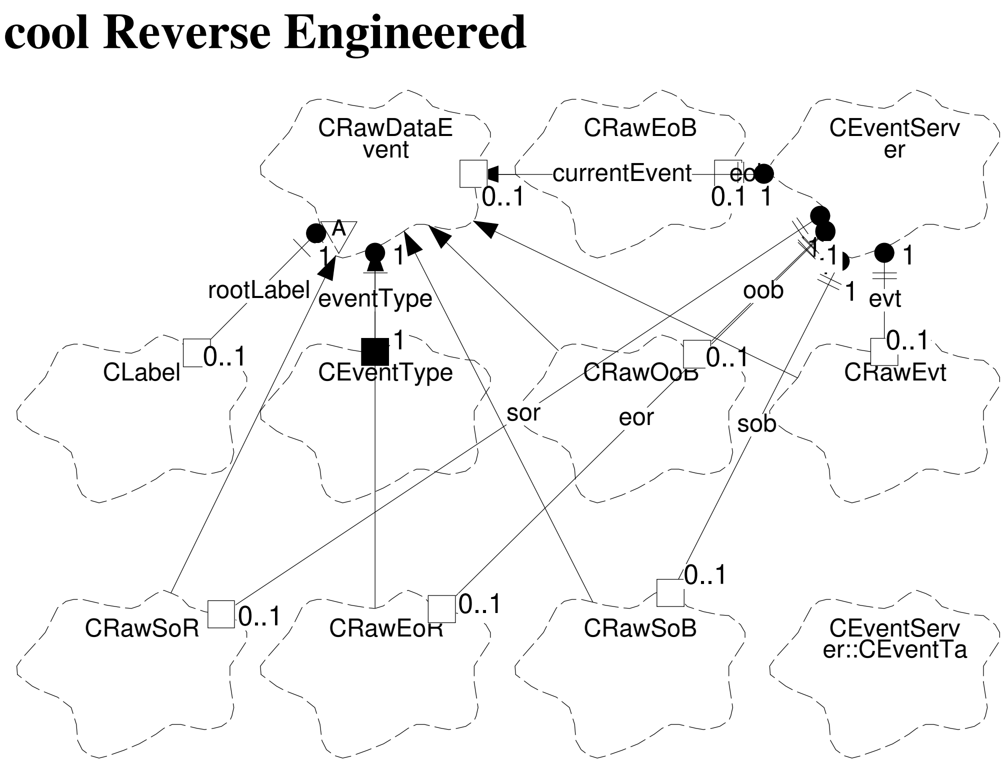

Abbildung A.1: Relationen und Vererbungsverhältnisse am Beispiel der Klassen zur Ereignisverwaltung.

Anhang B

Signalgrößen

Die folgenden Tabellen enthalten die gemessenen Werte für Signalpaare Untergrundpaare und die daraus abgeleiteten Größen. Die Werte für offene Paare ($m > 0.2$ GeV/c^2) und Dalitzpaare ($m < 0.2$ GeV/c^2) sind getrennt aufgeführt. Sie beziehen sich auf den jeweils angegebenen Multiplizitätsbereich.

$N_{ch} < 150$							
Schnitt	$\mathbf{m}_{ee}$ [GeV/c^2]	**S**	**Δ S**	**Signifikanz**	**S/B**	(++) + (−−)	(+−)
Spur-	> 0.2	108.	46.71	5.3	1/9.60	1145	1037
qualität	< 0.2	279.	25.20	122.6	1/0.64	457	178
dE/dx	> 0.2	110.	42.47	6.7	1/7.70	957	847
niedrig	< 0.2	245.	23.47	108.9	1/0.62	398	153
dE/dx	> 0.2	102.	39.87	6.5	1/7.29	846	744
hoch	< 0.2	241.	22.47	115.0	1/0.55	373	132
RICH1	> 0.2	111.	35.09	10.0	1/5.05	671	560
Hits	< 0.2	231.	20.47	127.4	1/0.41	325	94
Ring-	> 0.2	100.	32.95	9.2	1/4.93	593	493
summe	< 0.2	218.	19.54	124.4	1/0.38	300	82
enge	> 0.2	104.	27.02	14.8	1/3.01	417	313
Ringe	< 0.2	197.	17.41	128.1	1/0.27	250	53
enge	> 0.2	97.	25.94	14.0	1/2.97	385	288
Spuren	< 0.2	192.	17.09	126.2	1/0.26	242	50

$150 < N_{ch} < 210$							
Schnitt	$\mathbf{m}_{ee}$ [GeV/c^2]	**S**	**Δ S**	**Signifikanz**	**S/B**	(++) + (−−)	(+−)
Spur-	> 0.2	138.	69.24	4.0	1/16.87	2466	2328
qualität	< 0.2	411.	35.28	135.7	1/ 1.01	828	417
dE/dx	> 0.2	122.	63.81	3.7	1/16.19	2097	1975
niedrig	< 0.2	392.	32.98	141.2	1/ 0.89	740	348
dE/dx	> 0.2	56.	59.40	0.9	1/31.00	1792	1736
hoch	< 0.2	390.	31.30	155.2	1/ 0.76	685	295
RICH1	> 0.2	100.	54.57	3.4	1/14.39	1539	1439
Hits	< 0.2	350.	29.43	141.5	1/ 0.74	608	258
Ring-	> 0.2	75.	50.96	2.2	1/16.81	1336	1261
summe	< 0.2	306.	27.20	126.5	1/ 0.71	523	217
enge	> 0.2	76.	36.66	4.3	1/ 8.34	710	634
Ringe	< 0.2	248.	22.54	121.1	1/ 0.52	378	130
enge	> 0.2	81.	34.60	5.5	1/ 6.89	639	558
Ringe	< 0.2	237.	21.66	119.8	1/ 0.49	353	116

Tabelle B.1: Abhängigkeit der Signalgröße von den Rejektionsschnitten.

$210 < N_{ch} < 290$							
Schnitt	$\mathbf{m}_{ee}$ [GeV/c^2]	**S**	**Δ S**	**Signifikanz**	**S/B**	(++) + (−−)	(+−)
Spur-	> 0.2	33.	93.76	0.1	1/132.70	4412	4379
qualität	< 0.2	414.	44.34	87.2	1/ 1.87	1190	776
dE/dx	> 0.2	32.	85.26	0.1	1/113.09	3651	3619
niedrig	< 0.2	385.	40.73	89.3	1/ 1.65	1022	637
dE/dx	> 0.2	82.	78.79	1.1	1/37.35	3145	3063
hoch	< 0.2	358.	38.16	88.0	1/ 1.53	907	549
RICH1	> 0.2	124.	72.40	2.9	1/20.64	2683	2559
Hits	< 0.2	362.	35.75	102.5	1/ 1.27	820	458
Ring-	> 0.2	138.	67.65	4.2	1/16.08	2357	2219
summe	< 0.2	332.	33.59	97.7	1/ 1.20	730	398
enge	> 0.2	111.	58.27	3.6	1/14.79	1753	1642
Ringe	< 0.2	313.	29.95	109.2	1/ 0.93	605	292
enge	> 0.2	122.	57.45	4.5	1/13.02	1711	1589
Ringe	< 0.2	312.	29.60	111.1	1/ 0.90	594	282

$N_{ch} > 290$							
Schnitt	$\mathbf{m}_{ee}$ [GeV/c^2]	**S**	**Δ S**	**Signifikanz**	**S/B**	(++) + (−−)	(+−)
Spur-	> 0.2	437.	128.75	11.5	1/18.47	8507	8070
qualität	< 0.2	521.	59.41	76.9	1/ 2.89	2025	1504
dE/dx	> 0.2	329.	113.45	8.4	1/19.06	6600	6271
niedrig	< 0.2	489.	53.26	84.3	1/ 2.40	1663	1174
dE/dx	> 0.2	362.	104.66	12.0	1/14.63	5658	5296
hoch	< 0.2	473.	49.43	91.6	1/ 2.08	1458	985
RICH1	> 0.2	371.	101.43	13.4	1/13.37	5330	4959
Hits	< 0.2	450.	48.15	87.4	1/ 2.08	1384	934
Ring-	> 0.2	355.	97.02	13.4	1/12.76	4884	4529
summe	< 0.2	429.	46.03	86.9	1/ 1.97	1274	845
enge	> 0.2	342.	79.45	18.5	1/ 8.73	3327	2985
Ringe	< 0.2	347.	38.56	81.0	1/ 1.64	917	570
enge	> 0.2	341.	77.22	19.5	1/ 8.24	3152	2811
Spuren	< 0.2	323.	37.51	74.1	1/ 1.68	865	542

Tabelle B.2: Abhängigkeit der Signalgröße von den Rejektionsschnitten.

Literaturverzeichnis

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

[2] K.J. Andersen et al.,*Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 799

[3] M.R. Adams et al.,*Phys. Rev.* **D27** (1983) 1977

[4] P.A. Baker et al.,*Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1207

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

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

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

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

[9] R. N. Cahn, *Phys. Rev.* **D7** (1973)

[10] R. Rückl, *Phys. Lett.* **B64** (1976)

[11] J.D. Bjørken und H. Weisberg, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 1405

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

[13] L.D. McLerran und T. Toimela, Phys. Rev. **D31** (1985) 545

[14] K. Kajantie, J. Kapusta, L.D. McLerran und A. Mekjian, Phys. Rev. **D34** (1986) 2746

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

[16] E. Laermann, *Nucl. Phys.* **A610** (1996) 1c

[17] T. Åkesson et al., *Z. Phys.* **C38** (1988) 383

[18] A. Hosaya und K. Kajantie, *Nucl. Phys.* **B250** (1985) 666

[19] P. Danielewicz und M. Gyulassy, *Phys. Rev.* **D31** (1985) 53

[20] G. Agakichiev et al. (CERES Collaboration), Neutral meson production in p-Be and p-Au collisions at 450 GeV beam energy, (erscheint in)*Z. Phys. C.*

[21] G. Agakichiev et al. (CERES Collaboration), Systematic study of low mass electron pair production in p-Be and p-Au collisions at 450 GeV beam energy, (erscheint in) *Z. Phys. C.*

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

[23] A. Drees, *Proc. 4th Int. Conf. on Ultrarelativistic Nucl.-Nucl. Coll.*, Jaipur (1997)

[24] W. Cassing, W. Ehehalt, and C.M. Ko, *Phys.Lett.* **B363** (1995) 35.

[25] W. Cassing, W. Ehehalt, and I.Králik, *Phys.Lett.* **B377** (1996) 5.

[26] G.Q. Li, C.M. Ko, and G. Brown, *Phys.Rev.Lett.* **75** (1995) 4007; *Nucl.Phys.* **A606** (1996) 568.

[27] D.K. Srivastava, B. Sinha, and C. Gale, *Phys.Rev.* **C53** (1996) R567.

[28] R. Rapp, G. Chanfray, and J. Wambach, *Phys.Rev.Lett.* **76** (1996) 368; *Nucl.Phys.* **A617** (1997) 472.

[29] J. Sollfrank et al., *Phys.Rev.* **C55** (1997) 392.

[30] C.M. Hung and E.V. Shuryak, *Phys.Rev.* **C56** (1997) 453.

[31] V. Koch and C. Song, *Phys.Rev.* **C54** (1996) 1903.

[32] R. Baier, M. Dirks and K. Redlich, *Phys.Rev.* **D55** (1996) 4344.

[33] J. Murray, W. Bauer and K. Haglin, hep-ph/9611328, in Vorbereitung.

[34] L. Winckelmann et al., *Nucl.Phys.* **A610** (1996) 116c.

[35] R. Pisarski, *Phys.Lett.* **B110** 155.

[36] G.E. Brown and M. Rho, *Phys.Rev.Lett.* **66** (1991) 2720.

[37] T. Hatsuda and S.H. Lee, *Phys.Rev.* **C46** (1992) R34.

[38] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, R. Rapp and J.Wambach, nucl-th/9708020v2, in Vorbereitung.

[39] D. Irmscher, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1993)

[40] A. Schön, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1993)

[41] B. Lenkeit, Diplomarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1994)

[42] T. Ullrich et al., *Nucl.Phys.* **A610** (1996) 317c.

[43] Study of electron pair and photon production in lead-lead collisions at the CERN SPS, CERN/SPSLC 94-1, SPSLC/P280

[44] M. Messer, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität, in Vorbereitung

[45] F. Ceretto, *Proc. 13th int. conf. on ultra-relativistic nucl. nucl. coll.* , Yapan (1997)

[46] E. Gatti and P. Rehak, Nucl. Instr. and Methods **A 225** (1984) 608

[47] O. Nix, Diplomarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1996)

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

[49] G. Booch, Object oriented analysis and design, The Benjamin Cummings Publishing, Inc.

[50] G. Agakichiev et al., *Nucl. Instr. and Methods* **A 394** 1997

[51] C. Weber, Diplomarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1997)

[52] R. Brun *et al.*, CERN DD/EE/84-1

[53] U. Faschingbauer, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1993)

[54] Th. Ullrich, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1994)

[55] F. Ceretto, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität, in Vorbereitung

[56] R. E. Baur, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1994)

[57] CERES/NA45 Statusreport, CERN SPSLC 94-2/M529

[58] P. Glässel, private Kommunikation

[59] A. Defalco, *Proc. 13th int. conf. on ultra-relativistic nucl. nucl. coll.* , Yapan (1997)

[60] M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. **C50** (1991) 405.

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

[62] S. V. Afanasiev et al., Nucl. Physics **A610** 1996 188c-199c.

[63] I. G. Bearden et al., Nucl. Physics **A610** 1996 175c-187c.

[64] M. Aggarwal et al., Nucl. Physics **A610** 1996 200c-212c.

[65] R. M. Barnett et al., Phys. Rev. **D54** (1996) 1

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

[67] G. J. Gounaris, J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 244.

[68] K. Werner, Strings, Pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies, Phys. Rept. **232** (1993), 87.

[69] Ch. Fuchs, Doktorarbeit Ruprecht-Karls-Universität (1996)

[70] G. Beaudoin, Doktorarbeit, Université de Montréal (1994)

[71] TPC Proposal