Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik.

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Hochschule Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Andreas Wagner
aus Bad Vilbel

Referent: Priv. Doz. Dr. H. Oeschler
Koreferent: Prof. Dr. P. Braun-Munzinger
Koreferent: Prof. Dr. E. Kankeleit

Tag der Einreichung: 25. Oktober 1996
Tag der Prüfung: 16. Dezember 1996

Darmstadt
D17

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Produktion von Pionen in Stößen schwerer Ionen bei mittleren Energien.

Die Experimente hierzu wurden am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) durchgeführt. Ziel der Experimente war es, Informationen über den zeitlichen Ablauf und die Dynamik von Schwerionenstößen zu erhalten. Dazu wurden die Produktionswirkungsquerschnitte, die Winkelverteilungen und die Einschußenergieabhängigkeit der Produktion negativ und positiv geladener Pionen bestimmt.

Für das Reaktionssystem ^{197}Au $+^{197}$ Au wird der hadronische Reaktionswirkungsquerschnitt bestimmt und mit dem geometrischen Modell einer Kernreaktion verglichen.

Die Abhängigkeit der Pionenproduktion von der Anzahl teilnehmender Nukleonen wird untersucht und mit anderen Experimenten verglichen. Es zeigt sich, daß im schwersten bisher untersuchten Reaktionssystem ^{197}Au $+^{197}$ Au die Multiplizität von Pionen unabhängig von der Energie der Pionen um etwa 30% geringer ist als im leichteren System ^{58}Ni $+^{\mathrm{nat}}$ Ni. Dennoch sind die Steigungsparameter der spektralen Verteilungen hochenergetischer Pionen oberhalb des kinematischen Limits identisch. Die experimentellen Resultate somit weisen auf eine energieunabhängige Absorption der Pionen in der Reaktionszone beziehungsweise in der umgebenden Kernmaterie hin.

Als besonders interessantes Ergebnis zeigt sich der Vergleich der spektralen Verteilung von negativ und positiv geladenen Pionen, die auf die Coulomb-Wechselwirkung mit der am Stoß beteiligten Kernmaterie zurückgeführt wird. Diesen Effekt ausnutzend wird versucht, aus der abgeleiteten Coulomb-Energie auf die räumliche Ausdehnung des Reaktionsvolumens zu schließen. Das Ergebnis ist eine Variation der effektiven Quellgröße mit der Energie der Pionen, was auf den Zeitablauf der Reaktion Rückschlüsse zuläßt. Demnach werden hochenergetische Pionen zu frühen Zeiten der Reaktion emittiert, bei denen die Pionenquelle kompakt und hoch angeregt ist. Niederenergetische Pionen hingegen verlassen im Mittel erst zu späten Zeiten das Reaktionsvolumen, das zu diesem Zeitpunkt schon expandiert ist.

Experimentell wird in einer komplementären Analyse die Zeitabhängigkeit der Pionenproduktion weiter untersucht. Die Korrelation zwischen azimutaler und polarer Winkelverteilung von Pionen relativ zur Reaktionsebene zeigt eine deutlich ausgeprägte Energieabhängigkeit, die am stärksten in peripheren Reaktionen auftritt.

Die energieabhängige Winkelverteilung kann als die Folge von Abschattungseffekten der Spektatorenmaterie auf Pionen verstanden werden. In Winkelbereiche, die zu einem bestimmten Zeitpunkt der Reaktion von Spektatormaterie abgedeckt werden, ist die Emission von Teilchen unterdrückt. Da sich die geometrische Anordnung im Laufe der Reaktion ändert, entsteht ein Zusammenhang zwischen dem Zeitpunkt der Teilchenemission und der bevorzugten Emissionsrichtung. Da sich die bewegende Spektatormaterie somit wie der Verschluß einer Photokamera verhält, entstand zur Beschreibung dieses Phänomens der Begriff *Pionenkamera.* Zeitabschnitte der Reaktion lassen sich damit im Bereich von $5 \cdot 10^{-23}$ s unterscheiden.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Kernphysik mit Schwerionen

Das Forschungsgebiet der Kernphysik mit schweren Ionen befaßt sich mit dem Verständnis der grundlegenden Wechselwirkungen und Eigenschaften von nuklearer Materie.

Zahlreiche Experimente haben seit Beginn dieses Jahrhunderts zu einem immer tieferen Einblick in die Eigenschaften von Kernmaterie in der Nähe des Grundzustandes beigetragen. Theoretisch stellt sich das zugrunde liegende Vielkörperproblem der Wechselwirkung von hadronischer Materie (Protonen und Neutronen) als ein bisher, in exakter Form, ungelöstes Problem dar. Obgleich Modelle in einem weiten Bereich durch die Annahme effektiver Wechselwirkungen (z.B. Mesonenaustausch) die Struktur der Kerne und das Verhalten bei niedrigen Anregungsenergien sehr gut beschreiben können, besteht jedoch bisher noch kein direkter Übergang zu den fundamentalen Konstituenten hadronischer Materie, den Quarks und Gluonen. Deren Theorie der Wechselwirkungen, die Quantenchromodynamik (QCD), ist heute noch nicht in der Lage grundlegende experimentelle Größen (zum Beispiel baryonische Massenspektren, hadronische Wechselwirkungen) der Kernphysik befriedigend zu beschreiben. Das spezielle Verhalten des Gluonenaustauschs führt jedoch bei hohen Energien zur sogenannten asymptotischen Freiheit der Quarks und hat damit den großen Erfolg der QCD auf dem Gebiet der Elementarteilchen-Physik durch die Anwendung störungstheoretischer Methoden begründet. Das Versagen dieser Störungstheorie bei niedrigen Energien verwehrt aber die Anwendbarkeit auf Fragen der Kernphysik.

Die grundlegenden Symmetrien der Wechselwirkungen zwischen den Quarks bestimmen aber dennoch die Wechselwirkungen der Hadronen. Auf diesem Konzept basiert die Theorie der chiralen Störungsrechnung, der bei Energien oberhalb der Massen der Quarks ($\mathrm{m_{up}} \approx \mathrm{m_{down}} \approx 10$ MeV; $\mathrm{m_{strange}} \approx 150$ MeV) eine Flavour-invariante Lagrangefunktion zugrunde liegt (siehe beispielsweise [Weise, 1984]). Die Chiralität (Händigkeit), daß heißt, die Projektion des Teilchenspins auf die Impulsrichtung, stellt dann eine gute Quantenzahl dar und die Wellenfunktionen sind invariant unter einer Drehung im Flavour-Raum. Explizit wird diese Symmetrie zwar schon im Vakuum der QCD aufgrund der endlichen Quarkmassen gebrochen, aber eine Wiederherstellung dieser Symmetrie bei hohen Energie- oder Baryonendichten erwartet. Hierbei fungieren die Massenterme der Quarks als die kleinen Störungen auf der typischen hadronischen Energieskala von 1 GeV und bilden die Basis für die chirale Störungsrechnung.

Experimentell ist hierbei die Frage nach der Modifikation der Eigenschaften von Hadronen in dichter, beziehungsweise angeregter, Kernmaterie von fundamentalem Interesse. Diese Materie läßt sich gegenwärtig im Labor nur durch Kollisionen schwerer Atomkerne bei Energien zwischen 0.2 und 200 GeV/Nukleon für kurze Zeiten ($\approx 10^{-22}$s) herstellen.

Experimentelle Anlagen

Diese relativistische Schwerionenphysik wurde zwischen 1974 und 1994 am BEVALAC-Beschleuniger des Lawrence-Berkeley-Laboratory in Berkeley (USA) mit Ionenenergien bis 2.0 GeV/Nukleon für Sauerstoff-Ionen und 1.0 GeV/Nukleon für Uran-Ionen betrieben. Im Jahre 1990 wurde das Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt in Betrieb genommen, das im gleichen Bereich arbeitet, jedoch auch die Erzeugung von Strahlen instabiler Isotope und energiescharfer (gekühlter) Strahlen gestattet. Weiterhin existieren für höhere Energien das Alternating Gradient Synchrotron AGS des Brookhaven National Laboratory in Upton, New York (USA), welches Schwerionenexperimente bis zu 14.5 GeV/Nukleon erlaubt und das Super-Proton-(Antiproton)-Synchrotron SPS am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf (Schweiz), das Ionenenergien bis 200 GeV/Nukleon bereitstellt. Im Aufbau, beziehungsweise in der Projektierungsphase, sind zur Zeit zwei Schwerionen-Collider, in denen zwei Strahlen aneinander gestreut werden können. Diese sind der Relativistic Heavy Ion Collider RHIC, ebenfalls am Brookhaven National Laboratory, mit Schwerpunktsenergien bis 200 GeV/Nukleon und der Large Hadron Collider LHC am CERN, der Schwerpunktsenergien bis 2.76 TeV/Nukleon in Pb+Pb Stößen erzeugen soll.

Grundlegende Fragenstellungen

Während diese beiden im Bau befindlichen Anlagen sich vornehmlich der Frage nach einem Phasenübergang zwischen hadronischer Materie und einem Plasma aus Quarks und Gluonen zuwenden, werden bei niedrigeren Energien Eigenschaften von Hadronen in angeregter Materie untersucht.

Inwieweit sich beispielsweise die Änderung der Massen von Mesonen und Baryonen auf die Produktion in der Reaktion auswirkt, ist zur Zeit eine intensiv diskutierte Frage. Besonderes Interesse gilt hierbei der Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit ($\mathrm{K}^{\pm}, \Lambda, \Sigma$) bei Energien an oder unterhalb der Schwelle im Nukleon-Nukleon Stoß [Ahner et al., 1991, Miśkowiec et al., 1994a, Best, 1996]. Die Sensitivität eines Schwellenprozesses auf Energie- und Teilchendichten bietet hier eine empfindliche Probe auf die Zustandsgleichung von Kernmaterie, die das Verhalten gegenüber Dichte- und Temperaturerhöhung beschreibt.

Die Frage nach der Zustandsgleichung von Kernmaterie ist nicht nur von Interesse für die Kernphysik, sondern hat auch Relevanz für andere Gebiete. Sie wirkt sich nämlich in der Astrophysik entscheidend auf die Entwicklung massereicher Sterne in der Endphase ihrer Geschichte aus [Colgate & Johnson, 1960, Brown et al., 1982, Bethe & Brown, 1985]. Nachdem die nuklearen Energievorräte eines Sternes fusioniert sind, kollabiert dessen Zentralgebiet infolge der Eigengravitation innerhalb von Millisekunden. Der Aufprall der äußeren Hülle auf den kollabierten Kern führt danach zu einer Stoßwelle, die den Hauptteil der Sternmasse in den Weltraum schleudert. Dieser Prozeß wird als Supernova vom Typ II bezeichnet[1] und

[1]Typ-I Supernovae, die unspektakulärer verlaufen, entstehen bei der Akkretion eines Begleitsterns durch

maßgeblich von der Kompressibilität der Kernmaterie im Zentrum beeinflußt. Die Leuchtkraft einer solchen Explosion kann während einiger Wochen so groß sein, wie die einer ganzen Galaxie, die aus einigen Milliarden Sternen besteht.

Experimenteller Zugang

Die Zeitdauer einer Kernreaktion von etwa 10^{-22}s bei Einschußenergien um 1.0 A·GeV bedingt, daß nur über die Messung von Reaktionsprodukten im Endzustand auf den Ablauf der Reaktion zurückgeschlossen werden kann. Von besonderem Interesse sind hierbei sekundär produzierte Teilchen, insbesondere Mesonen, die als Sonden der energetischen Bedingungen und der Reaktionsdynamik dienen können. Die Wechselwirkung mit der hadronischen Materie bedingt nun eine unterschiedliche Sensitivität dieser mesonischen Sonden auf verschiedene Größen. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 1.1 die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der Pion-Proton und Kaon-Proton Streuung aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß Pionen im Impulsbereich bis 0.5 GeV/c durch das Auftreten der Δ_{33} Resonanz einen hohen elastischen Streuwirkungsquerschnitt aufweisen. Bei normaler Kernmaterie im Grundzustand mit der Dichte ρ_0 ergibt sich daraus eine mittlere freie Weglänge von

$$\hat{\lambda}_\pi = \frac{1}{\sigma_\pi\ \rho_0} = 0.3\ \mathrm{fm}.$$

Daher sind Pionen sensitiv auf die Oberfläche der emittierenden Quelle und lassen sich zur Untersuchung der Reaktionsdynamik einsetzen.

Positive Kaonen hingegen weisen nur einen vergleichsweise geringen und nahezu vom Impuls unabhängigen Streuwirkungsquerschnitt mit Nukleonen auf. Die mittlere freie Weglänge beträgt hier etwa 5 fm. Damit können Kaonen mit vergleichsweise geringer hadronischer Wechselwirkung aus der dichtesten Zone einer Kernreaktion entkommen und tragen daher Informationen aus diesem Bereich. Insbesondere bei Strahlenergien unterhalb der Produktionsschwelle von $E_{\mathrm{kin}} = 1.58$ GeV in der elementaren Reaktion über die assoziierte Produktion mit einem Hyperon

$$\mathrm{p} + \mathrm{N} \quad \Rightarrow \quad \mathrm{K}^+ + \mathrm{Y} + \mathrm{N}; \quad \mathrm{Y} = \Lambda,\ \Sigma^{+-0}$$

ist der Erzeugungswirkungsquerschnitt stark von den Energieverhältnissen in der Reaktion abhängig.

Da in einer Schwerionenreaktion über die Bildung einer Resonanz in einem Zwei-Stufen-Prozeß

$$\begin{aligned} \mathrm{N} + \mathrm{N} &\Rightarrow \Delta + \mathrm{N} \\ \Delta + \mathrm{N} &\Rightarrow \mathrm{K}^+ + \mathrm{Y} + \mathrm{N} \end{aligned}$$

ebenfalls Kaonen produziert werden können, ist die Untersuchung der Produktion von Pionen als Zerfallsteilchen der Resonanz in diesem Fall von besonderem Interesse. Aufgrund der beschriebenen Produktion unterhalb der Schwelle werden positive Kaonen derzeit als die empfindlichste Probe der nuklearen Zustandsgleichung angesehen [Aichelin & Bertsch, 1985, Schürmann et al., 1987, Maruyama et al., 1994, Li et al., 1994].

einen weißen Zwerg.

Pionen sind aufgrund ihrer geringen Masse und des resonanten Erzeugungsprozesses die am häufigsten gebildeten sekundären Teilchen in einer hadronischen Reaktion oberhalb von 0.5 A·GeV. Die Untersuchung ihrer Produktionsrate, sowie ihrer spektralen Verteilung, ist daher von fundamentalem Wert für das Verständnis von Schwerionenreaktionen in diesem Energiebereich [Brockmann et al., 1984, Stock, 1986, Mosel & Metag, 1993].

In den hier vorgestellten Experimenten lag die Einschußenergie mit $0.8\ \mathrm{A{\cdot}GeV} \leq \mathrm{T_{beam}} \leq 1.8\ \mathrm{A{\cdot}GeV}$ deutlich über der Schwelle zur Pionenproduktion im elementaren Nukleon-Nukleon Stoß von

$$\sqrt{\mathrm{s_{threshold}}} = 2 * \mathrm{m_N} + \mathrm{m_\pi} = 2.02\ \mathrm{GeV}. \tag{1.1}$$

beträgt. Tabelle 1.1 listet die Mandelstam-Variable $\sqrt{\mathrm{s_{NN}}}$ für die untersuchten Reaktionen auf.

$\mathrm{T_{beam}}$ (GeV)	$\sqrt{\mathrm{s_{NN}}}$ (GeV)	$\sqrt{\mathrm{s_{NN}}} - \sqrt{\mathrm{s_{threshold}}}$ (GeV)
0.8	2.242	0.226
1.0	2.324	0.308
1.8	2.627	0.611

Tabelle 1.1: Werte der Mandelstam-Variablen $\sqrt{\mathrm{s_{NN}}}$ für Nukleon-Nukleon Stöße der untersuchten Reaktionen. Die dritte Spalte gibt die Energie an, die zusätzlich zur Produktion der Masse des Teilchens zur Verfügung steht.

In diesen Reaktionen werden daher Pionen in großer Zahl erzeugt und es lassen sich durch die genaue Bestimmung vielfach-differentieller Produktionswirkungsquerschnitte Informationen über den Ablauf und die energetischen Verhältnisse einer Kernreaktion gewinnen.

Mikroskopische Modelle

Zur Beschreibung des transienten Ablaufs einer Kernreaktion wurden mikroskopische Modelle entwickelt. Man begann mit fluid-, beziehungsweise hydrodynamischen, Modellen der Reaktion, die bereits einige Effekte, wie das Abstoppen der Materie und den Seitwärtsfluß von Nukleonen, vorhersagten [Gosset et al., 1978, Stöcker & Greiner, 1986]. Die stoßenden Kerne werden in diesen Modellen als Flüssigkeitstropfen angesehen, die durch makroskopische Parameter, wie Druck, Temperatur und Dichte, charakterisiert sind. Diese Größen sind jedoch nur im Gleichgewicht definiert und die Frage nach dem Grad der Äquilibrierung in einer Kernreaktion ist bislang noch nicht definitiv beantwortet.

In Kaskadenmodellen, in denen Kernreaktionen als Überlagerungen von Nukleon-Nukleon-, beziehungsweise Baryon-Nukleon-, Stößen aufgefaßt werden [Yariv & Fraenkel, 1979, Cugnon et al., 1981], konnte auch die Produktion sekundärer Teilchen behandelt werden, nachdem erkannt wurde, daß die Anregung von Nukleonresonanzen einen wesentlichen Anteil an der Energieverteilung in einem Stoß hat. Die Wirkungsquerschnitte der elementaren Reaktionen erhielt man, soweit sie bekannt waren, aus experimentellen Daten. Die Teilchen bewegen sich in diesen Modellen auf klassischen Trajektorien, und der Quantenmechanik wird nur über die Wirkungsquerschnitte Rechnung getragen.

Später entstanden mikroskopische Transportrechnungen, wie das Vlasov-Uehling-Uhlenbeck-Modell (VUU), Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modell (BUU) oder das Landau-Vlasov-Modell (LV), die zusätzlich auch ein mittleres Kernpotential der Nukleonen und das Pauli-Prinzip in effektiver Weise berücksichtigen [Kruse et al., 1985, Bertsch & Das Gupta, 1988, Cassing, 1990, Danielewicz, 1995]. Das mittlere Kernpotential wird hier dichteabhängig in einer Skyrme-Wechselwirkung parametrisiert:

$$\mathrm{U}(\rho) \;=\; \alpha\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)+\beta\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma}.$$

Mit den Parametern α, β, γ ergibt sich bei der Anwendung auf unendlich ausgedehnte Kernmaterie die nukleare Zustandsgleichung (EoS). Die unterschiedlichen Bezeichnungen rühren von verschiedenen Lösungsverfahren der ansonsten gleichen Transportgleichung her.

In relativistischen Erweiterungen des BUU-Modells (RBUU) wurde später der bisher vernachlässigte Aspekt der Impulsabhängigkeit der Kernkräfte, wie sie sich experimentell in Proton-Kern-Reaktionen zeigt, implementiert [Brown et al., 1991, Li et al., 1994].

Zur Untersuchung von Vielteilchenkorrelationen wurde die Quanten-Molekular-Dynamik QMD entwickelt, in der die Teilchen als ausgedehnte Wellenpakete propagiert werden, und die später auch explizit den Isospin der Teilchen berücksichtigte [Aichelin & Stöcker, 1986, Aichelin et al., 1987, Bass et al., 1995]. Mit Hilfe dieses Modells können insbesondere Fluß- und andere kollektive Effekte von Nukleonen, sowie Coulomb-Effekte der Pionen verstanden werden.

Einem neuartigen Ansatz folgt die Fermionische Molekulardynamik (FMD), die auf der Berechnung vollständig antisymmetrisierter Wellenfunktionen des Vielteilchenproblems beruht [Feldmeier, 1990]. Obgleich quantenmechanisch korrekt, wurde noch keine Teilchenerzeugung berücksichtigt, so daß dieses Modell im hier betrachteten Energiebereich nicht angewendet werden kann.

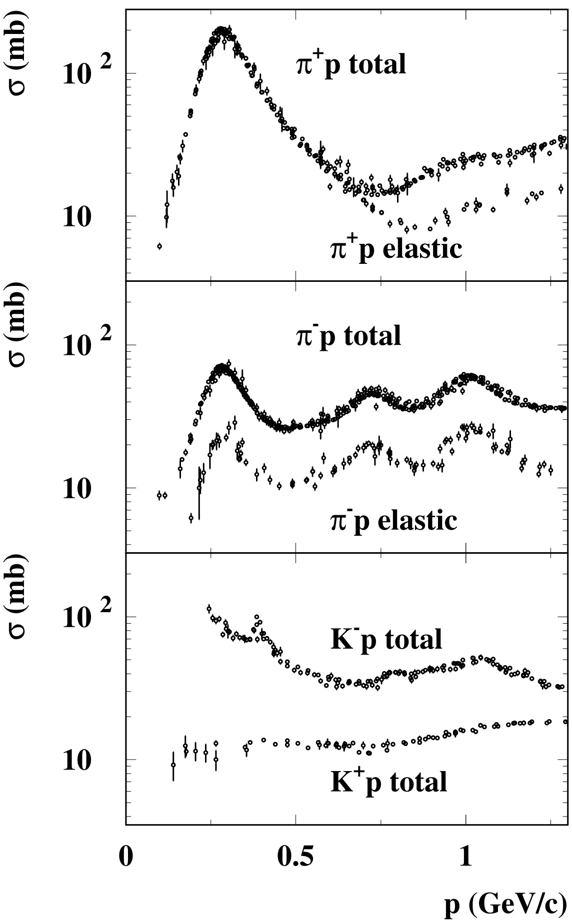

Abbildung 1.1: Impulsabhängige Wirkungsquerschnitte der Pion-Proton und Kaon-Proton Streuung (nach [Particle Data Group, 1994]).

Kapitel 2

Das Kaonenspektrometer

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau des Experimentes am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Die eingesetzten Detektoren des Spektrometers, die Detektoren zur Ereignis-Charakterisierung und die Meßwerterfassung werden beschrieben.

2.1 Das Magnetsystem

Die Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Kaonenspektrometers, das von der KaoS-Kollaboration[1] am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt errichtet wurde [Senger et al., 1991].

Das Magnetspektrometer besteht aus einer Quadrupol/Dipol-Kombination mit doppelt fokussierender Wirkung auf geladene Teilchen. Zur Reduktion von Verlusten durch den Zerfall der zu messenden Mesonen im Flug ($c\tau_{K^\pm} = 3.71$ m, $c\tau_{\pi^\pm} = 7.8$ m) ist das Spektrometer mit Flugstrecken zwischen 5 m und 6.5 m kompakt aufgebaut. Der effektive Raumwinkel beträgt, je nach Impuls der Teilchen, zwischen 20 und 35 msr.

Auf der Lafette, die bei einer Gesamtmasse von etwa 130 t im Laborwinkelbereich von 0^o bis 115^o um den Targetpunkt auf Luftkissen drehbar ist, befinden sich die Magnete, die Ausleseelektronik sowie die im folgenden Abschnitt beschriebenen Detektoren.

---

[1] Die KaoS Kollaboration: W. Ahner[1], P. Baltes[2], R. Barth[1], P. Beckerle[3], C. Bormann[3], D. Brill[3], M. Cieślak[1], M. Dębowski[1], A. Förster[2], E. Grosse[1,†], W. Henning[1,*], S. Kabana[1,⋆], P. Koczoń[1], B. Kohlmeyer[4], W. Konrad[4], M. Mang[1], D. Miśkowiec[1], C. Müntz[2,‡], H. Oeschler[2], H. Pöppl[4], W. Prokopowicz[5], F. Pühlhofer[4], A. Sartorius[2], R. Schicker[1,II], E. Schwab[3], P. Senger[1], Y. Shin[3], J. Speer[2], J. Stein[3], K. Stiebing[3], R. Stock[3], H. Ströbele[3], C. Sturm[2], F. Uhlig[2], K. Völkel[4], A. Wagner[2], M. Waters[1], W. Waluś[5]
[1] Gesellschaft für Schwerionenforschung, D-64220 Darmstadt, [2] Technische Hochschule Darmstadt, D-64289 Darmstadt, [3] Johann-Wolfgang Goethe Universität, D-60325 Frankfurt/Main, [4] Philipps-Universität, D-35037 Marburg, [5] Jagiellonian University, PL-30-059 Kraków, [†] jetzt Forschungszentrum Rossendorf, [*] jetzt Universität Bern (Schweiz), [⋆] jetzt Argonne National Laboratory, Argonne (Illinois, USA), [‡] jetzt Brookhaven National Laboratory, Upton (New York, USA) [II] jetzt University of Cyprus, Dep. of Natural Science, Nicosia (Zypern)

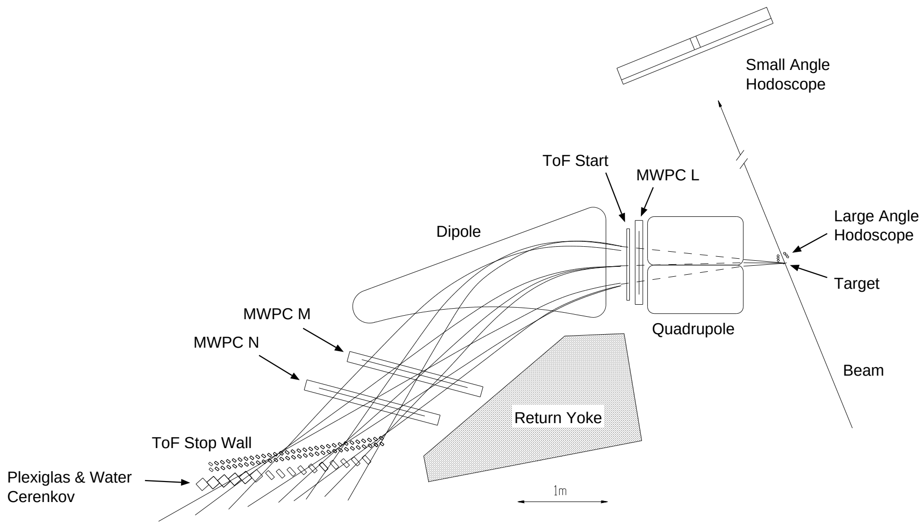

Abbildung 2.1: Der Aufbau des Kaonenspektrometers am Schwerionensynchrotron der GSI Darmstadt.

2.2 Das Detektorsystem des Spektrometers

Durch die Abbildungseigenschaften des Magnetsystems werden Teilchen gleichen Impulses, die unter unterschiedlichen Emissionswinkeln das Target verlassen haben, auf einen Ort in der Fokalebene des Dipolmagneten abgebildet. Die Bestimmung der Orte in der Fokalebene erlaubt es, den Teilchenimpuls pro Ladung p/Z zu ermitteln. Zusammen mit der Messung der Flugzeit zwischen den beiden Flugzeitdetektoren und dem Energieverlust wird damit die Ruhemasse der Teilchen bestimmt. Die Vorgehensweise bei der Teilchenidentifikation ist in Kapitel 3.3.3 näher beschrieben.

2.2.1 Die Flugzeitdetektoren

Der Flugzeitstartdetektor

An den Flugzeitstartdetektor (ToF Start) sind folgende Anforderungen gestellt:

- eine hohe intrinsische Zeitauflösung bei einer geringen Massenbelegung zur Begrenzung der Kleinwinkelstreuung,
- das Ermöglichen einer langen Flugstrecke zur Bestimmung einer präzisen Teilchenflugzeit,
- Unempfindlichkeit gegenüber δ-Elektronen und
- eine genügende Granularität um Doppelereignisse pro Detektormodul zu reduzieren,

Um diesen Anforderungen zu genügen, wurde der Detektor aus 16 vertikal angebrachten Plastikszintillationsstreifen einer Größe von je $22\times3\times0.4\,\mathrm{cm}^3$ aufgebaut und im Bereich zwischen

Quadrupol- und Dipolmagneten plaziert. An dieser Stelle ist durch das Magnetfeld des Quadrupolmagneten die Flußdichte von δ-Elektronen bereits sehr stark reduziert. Die Entfernung bis zum Flugzeitstoppdetektor beträgt 3.3-5.1 m und erlaubt eine Flugzeitbestimmung mit hoher Auflösung. Die gewählte Massenbelegung des Detektors von 413 mg/cm^2 stellt einen Kompromiß zwischen einer möglichst hohen Lichtausbeute zum Erreichen einer hohen intrinsischen Zeitauflösung und einem geringen Einfluß der Kleinwinkelstreuung (entsprechend etwa 5 m Luft) dar. Der Nachweis des Szintillationslichtes erfolgt durch beidseitige Auslese mit Photovervielfacherröhren, die gegen die Streufelder der Magnete mit einer Abschirmung aus Mu-Metall von 0.8 mm Stärke und einer Weicheisenabschirmung von 3 mm Stärke versehen sind. Weitere Details finden sich in [Senger et al., 1991] und in einer Diplomarbeit [Wagner, 1992], die am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt angefertigt wurde.

Der Flugzeitstoppdetektor

An den Stoppdetektor (ToF Stop Wall) der Flugzeitmessung werden folgende Anforderungen gestellt:

- eine hohe intrinsische Zeitauflösung und eine möglichst gute Energieverlustauflösung,
- das Ermöglichen einer Impulsbestimmung auf dem Niveau der Auslösebedingung für einen schnellen und effizienten *Trigger* und
- eine angepaßte Granularität aufgrund der zu erwartenden Teilchenmultiplizität.

Der Detektor besteht aus zwei Reihen von je 30 Plastikszintillationsstreifen einer Größe von $38 \times 3.7 \times 2$ cm^3 und ist in der Fokalebene des Spektrometers angebracht [Kohlmeyer et al., 1990]. Die Szintillatoren werden beidseitig von Photovervielfacherröhren ausgelesen.

Durch die Dispersion des magnetischen Abbildungssystems von 2.2 cm/% Impuls entlang der Fokalebene besteht eine Korrelation zwischen dem Teilchenimpuls und dem getroffenen Modul des Stoppdetektors. Mit beiden Flugzeitdetektoren läßt sich daher ein effizienter Trigger realisieren, welcher dank unterschiedlicher Geschwindigkeiten der Teilchen bei gleichem Impuls eine Teilchenidentifikation innerhalb einer Zeit von einigen 100 ns, bedingt durch Signallaufzeiten in Detektoren und elektronischen Modulen, ermöglicht. Die damit erreichbare Abreicherung des Triggers von nicht erwünschten Ereignissen wird näher in Kapitel 3 diskutiert.

Sämtliche Szintillationsdetektoren, die in den Experimenten eingesetzt wurden, sind über Lichtleitfasern an Lasersysteme [Schlei, 1990] gekoppelt, um Schwankungen in der Signalamplitude und im Zeitverhalten der Detektoren überwachen, bzw. nachträglich korrigieren zu können. Während der Experimente arbeiten die Lasersysteme mit einer Frequenz von 1 Hz, es besteht also die Möglichkeit, Variationen mit hoher Präzision auch nach Beendigung der Meßreihe auszugleichen.

2.2.2 Detektoren zur Bahnrekonstruktion

Vieldrahtkammern im Fokalebenenbereich

Im Bereich der Fokalebene des Spektrometers befinden sich zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC M und N) mit jeweils einer aktiven Fläche von 120×35 cm^2. Diese Detektoren dienen zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen im Spektrometer zum Erreichen einer Impulsbestimmung mit hoher Auflösung (besser als 2% des mittleren Impulses) und zu einer effektiven Unterdrückung von Trajektorien gestreuter und zerfallender Teilchen.

Die Funktionsweise besteht aus einer zweistufigen Signalverstärkung der Gasionisierung geladener Teilchen mittels starker elektrischer Felder (siehe Abbildung 2.2) durch den Townsend-Mechanismus. Dieser Typ einer Vieldrahtproportionalkammer, deren ursprüngliches Design auf Charpak [Charpak et al., 1970] zurückgeht, wurde im Detektorlabor der GSI entwickelt [Stelzer, H. und Daues, 1987, Stelzer, 1991, Baltes et al., 1990, Sartorius, 1991].

In der ersten Gasverstärkungstufe wird die Anzahl der primär erzeugten Ionisationselektronen um etwa einen Faktor 100 verstärkt. In einem Transferbereich werden diese Elektronen dann bei moderaten Feldstärken zu einer gewöhnlichen Vieldrahtproportionalkammer geführt und das Signal dort im Bereich der Anode noch einmal um etwa einen Faktor 1000 verstärkt. Dieser modulare Aufbau wurde aus drei Gründen gewählt:

Zum Ersten werden hierbei schon bei relativ geringen Feldstärken Nachweiseffizienzen für minimal ionisierende Teilchen von mehr als 95 % erreicht. Diese Feldstärken verringern das Risiko von Hochspannungsdurchschlägen und die damit verbundene Schädigung der empfindlichen Anodenebene des Detektors.

Zum Zweiten dient der Transferbereich zu einer Verzögerungszeit des Signals von etwa 800 ns, in der durch die Triggerlogik entschieden werden kann, ob das Ereignis verworfen werden soll oder nicht.

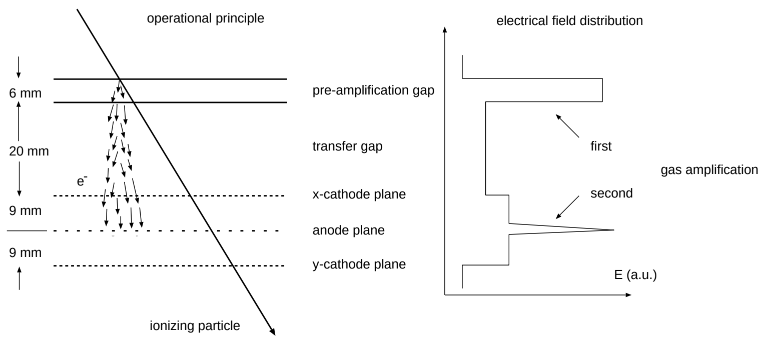

Abbildung 2.2: Die Funktionsweise einer Vieldrahtproportionalkammer mit zweifacher Gasverstärkung (links) und die typische Feldstärkeverteilung in Abhängigkeit von der Position (rechts).

Und zum Dritten wird gegenüber einer konventionellen Vieldrahtkammer eine höhere Ortsauflösung von besser als 200μm (FWHM) erreicht.

Die Kammern wurden in den hier vorgestellten Experimenten mit einer Mischung aus 85.5% Argon, 9.5% Methan und 5% Isobutan betrieben. Es zeigte sich, daß langfristig diese Gasmischung zu frühzeitigen Alterungserscheinungen der Detektoren durch das Ablagern hochmolekularer Kohlenstoffketten führte, was zu Effizienzverlusten und instabilem Betrieb führte. Diese Effekte konnten durch den Zusatz von etwa 1.5% Ethanol und Spuren von Wasserdampf zwar gemildert, aber nicht beseitigt werden [Wagner et al., 1994].

In später folgenden Experimenten wurde auf eine Gasmischung aus 80% Argon, 15% CO_2 und 5% n-Heptan umgestellt, die bei einer hohen Effizienz diese Effekte bisher noch nicht gezeigt hat [Sturm et al., 1996].

Um Teilchenmultiplizitäten in den Drahtkammern von größer als Eins verarbeiten zu können, wurde eine sogenannte Einzeldrahtauslese realisiert, die es, im Gegensatz zu einer konventionellen Auslese mittels Verzögerungsleitungen (*Delay-Lines*, siehe beispielsweise [Leo, 1987]), erlaubt, auch mehrere Ereignisse in einer Ausleseebene zu verwerten. Das Auslesesystem ist näher in Abschnitt 2.5 beschrieben und war Thema einer Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt [Baltes, 1993].

Die Vieldrahtkammer zwischen Quadrupol- und Dipolmagnet

Da in Experimenten mit einer hohen Multiplizität von Teilchenspuren im Spektrometer, bzw. bei der Messung von Prozessen mit kleinen Wirkungsquerschnitten, eine hohe Unterdrückung von unerwünschtem Untergrund nötig ist, wurde eine zusätzliche Vieldrahtkammer im Bereich zwischen dem Quadrupol- und dem Dipolmagneten aufgebaut. Diese Kammer besitzt eine aktive Fläche von 60×30 cm^2 und deckt damit den Raumwinkelbereich des unmittelbar benachbarten Startdetektors der Flugzeitmessung ab.

Durch die mit dieser Kammer erhaltene, zusätzliche Ortsinformation vor dem dispersiven Bereich des Spektrometers ist eine Trajektorienrekonstruktion mit einer erheblich gesteigerten Auflösung möglich. Die Auswirkungen auf die Unterdrückung von Untergrund und die Steigerung der Impulsauflösung sind Gegenstand des Abschnitts 3.3.2.

Der Aufbau und Tests des Detektors waren Gegenstand einer Diplomarbeit an der Fachhochschule Darmstadt [Geiermann, 1993]. Dank des modularen Aufbaus der Ausleseelektronik waren der Aufbau und die Integration des Detektors in die Datenaufnahme innerhalb kurzer Zeit möglich.

2.2.3 Die Cherenkovdetektoren

Die Cherenkovdetektoren (Plexiglas & Wasser Cerenkov) dienen als Geschwindigkeitsschwellendetektor zur Teilchenidentifikation auf dem Triggerniveau und bestehen aus $10+6$ Detektoren mit den Radiatormaterialien Plexiglas und Wasser [Miśkowiec et al., 1994b]. Die verschiedenen Nachweisschwellen sind in Abbildung 2.3 mit der Geschwindigkeits-Impulsrelation für Pionen, Kaonen und Protonen gezeigt. Die Radiatormaterialien Plexiglas und Wasser dienen zur Abreicherung des Triggers von Ereignissen mit lediglich Protonen oder massiveren Teilchen im detektierten Impulsbereich. Die Nachweisschwellen liegen aufgrund des unterschiedlichen Brechungsindex bei $\beta_{\mathrm{Schwelle}} = 0.67$ für Plexiglas und $\beta_{\mathrm{Schwelle}} = 0.75$ für Wasser. Ein mit dem Radiatormaterial Aerogel betriebener Cherenkovdetektor aus 16 Modulen ist zusätzlich hinter den anderen Cherenkovdetektoren angebracht. Er dient, bei einer Nachweisschwelle von $\beta_{\mathrm{Schwelle}} = 0.95$, in einer Anti-Koinzidenzschaltung der Abreicherung des Triggers von Pionen, wurde aber in den hier vorgestellten Experimenten nicht eingesetzt. Die Bestimmung der Nachweiseffizienz der Cherenkovdetektoren wird näher in Abschnitt 3.3.4 dargestellt.

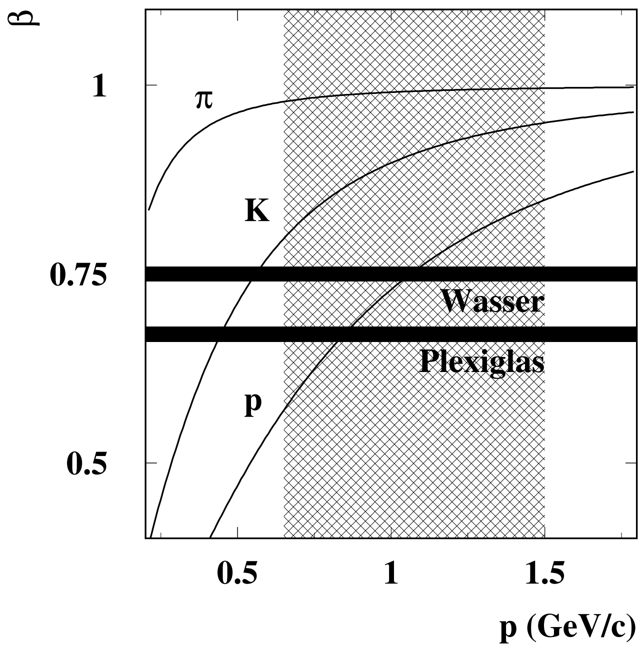

Abbildung 2.3: Die Abhängigkeit zwischen der Geschwindigkeit und dem Impuls für Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich von 0.2 bis 1.8 GeV/c. Der Cherenkovdetektor wird im Impulsbereich zwischen 0.65 und 1.5 GeV/c eingesetzt (schraffiert) und hat für die unterschiedlichen Materialien die verschiedenen Nachweisschwellen (horizontale Balken).

2.3 Detektoren zur Strahlnormierung

Die Strahlnormierung wurde mit Hilfe eines Intensitätsmonitors aus zwei Szintillatorteleskopen durchgeführt, die unter einem Winkel von jeweils 100° relativ zur Strahlachse angebracht sind. Sie nutzen die Tatsache aus, daß in Schwerionenreaktionen eine endliche Anzahl geladener Teilchen – im wesentlichen Protonen und Pionen aus der Kernreaktionszone – unter Laborwinkeln von mehr als 90° emittiert werden. Bei statistisch unabhängigen Kernreaktionen sollte der Fluß geladener Teilchen durch ein Raumwinkelelement direkt proportional zur Reaktionsrate im Target sein. Der Fluß geladener Teilchen aus der Reaktionszone ergibt sich aus der Winkelverteilung im Schwerpunktssystem und der Bewegung der Reaktionszone im Labor. Die Reaktionsrate wird von der Massenbelegung des Targets und der Intensität des Primärstrahls bestimmt.

Die verwendeten Szintillatorteleskope bestehen aus jeweils 3 Szintillatorstreifen aus dem Szintillationsmaterial *NE104* [Nuclear Enterprises Limited] mit den Abmessungen $34 \times 34 \times 4$ mm^3 im Abstand von $15, 22.5$ und 30 cm zum Target, die von je einer Photovervielfacherröhre ausgelesen werden. Es ergibt sich ein effektiver Raumwinkel der Detektoren von jeweils 1.1 msr.

Die Eichung der Detektoren und die Bestimmung der Teilchenflußdichte im Primärstrahl wird in Kapitel 3 näher beschrieben.

Der Aufbau und Test des Detektors waren Gegenstand einer Diplomarbeit an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main [Beckerle, 1993].

2.4 Detektoren zur Ereignis-Charakterisierung

Die Detektoranordnung erlaubt die Bestimmung der Reaktionsebene und die Anzahl der am Stoß teilnehmendenden Nukleonen mit Hilfe zweier stark granulierter Hodoskope.

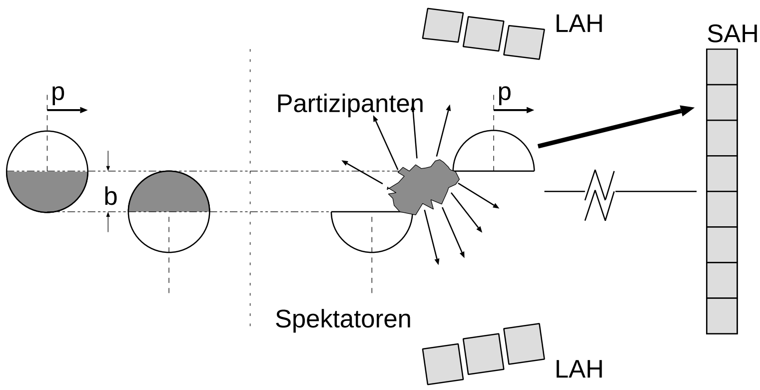

Abbildung 2.4: Skizze einer semi-zentralen Kernreaktion und der zum Nachweis der Partizipanden und der Projektilspektatoren eingesetzten Detektoren. Im wesentlichen werden Partizipanden im Großwinkelhodoskop (LAH) und Projektilspektatoren im Kleinwinkelhodoskop (SAH) nachgewiesen.

Abbildung 2.4 zeigt, nicht maßstäblich, eine Skizze einer semi-zentralen Kernreaktion. Die Reaktion kann näherungsweise durch das geometrische Modell beschrieben werden, in dem im wesentlichen nur die Nukleonen aus dem Überlappbereich beider Kerne zur Reaktion beitragen. Diese Nukleonen werden als Teilnehmer (Partizipanden) und die Nukleonen aus den Projektil- und Targetrestkern als Zuschauer (Spektatoren) bezeichnet. Die Gültigkeit dieses Ansatzes wird in Abschnitt 4.1 näher diskutiert.

2.4.1 Das Großwinkelhodoskop

Das Großwinkelhodoskop (Large Angle Hodoscope, LAH) erlaubt die Bestimmung der Zentralität der Reaktion aus der Multiplizität geladener Teilchen und die Bestimmung des Reaktionszeitpunktes. Es besteht aus 96 Plastikszintillatoren[2] in drei konzentrischen Ringen unterschiedlichen Durchmessers für Teilchenemissionswinkel am Target zwischen 12^o und 48^o. Die Module befinden sich in einem Abstand vom Target von 8 bis 13 cm. In diesem Raumwinkelbereich werden bei Einschußenergien zwischen 0.5 und 2.0 A·GeV bevorzugt Nukleonen und Fragmente emittiert, die an der Reaktion der Kerne teilgenommen haben, und

[2] Bei den hier vorgestellten Experimenten wurden 16 Module des Detektors entfernt, die sich im Strahlengang des Spektrometers befanden.

die als Partizipanden bezeichnet werden. Da es aufgrund des geringen Abstands des Detektors vom Target nicht möglich ist, Geschwindigkeitsunterschiede der emittierten Teilchen zu bestimmen, kann keine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

2.4.2 Das Kleinwinkelhodoskop

Das Kleinwinkelhodoskop (Small Angle Hodoscope, SAH) dient der Bestimmung der Reaktionsebene und der Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen. Es hat eine aktive Fläche von 1.9×2.2 m^2 und besteht aus 380 Plastikszintillatoren unterschiedlicher Größe. Es wurde Anfang der achtziger Jahre am Lawrence Berkeley Laboratory (CA, USA) gebaut und an den dortigen Experimenten mit der Streamerkammer am BEVELAC Beschleuniger eingesetzt [Brockmann et al., 1984, Rauch, 1986].

Der Detektor befindet sich in einem Abstand von 7 m strahlabwärts vom Target und deckt damit Emissionswinkel zwischen 0.5^o und 10^o ab. In diesem Winkelbereich des Detektors werden bevorzugt Nukleonen und Fragmente aus dem Bereich des Projektilrestkerns emittiert. Diese werden als Zuschauerteilchen (Spektatoren) bezeichnet.

Dank des Abstands des Zählers vom Target kann mit Hilfe der Flugzeit der Teilchen und dem Energieverlust in den Detektormodulen eine Teilchenidentifikation bis zu einer Fragmentladung von Z = 8 erfolgen. Aufgrund des begrenzten Phasenraumbereichs, in dem Spektatoren emittiert werden, kann eine weitgehende Trennung zwischen Partizipanden und Spektatoren stattfinden, obgleich die Trennung naturgemäß nicht vollständig ist. Aus der Korrelation der Informationen aus Klein- und Großwinkelhodoskop läßt sich nun ein Zusammenhang zwischen der Multiplizität von Ereignissen im Großwinkelhodoskop und der Anzahl partizipierender Nukleonen herstellen, der in der Datenauswertung zur Klassifikation der Kernreaktion benutzt wird.

Steht das Spektrometer unter kleinen Laborwinkeln, wird der Primärstrahl im Streufeld des Quadrupolmagneten abgelenkt. Um zu verhindern, daß der Strahl durch Wechselwirkungen mit dem Kohlenstoff-Strahlrohr Untergrund-Ereignisse erzeugt, kann das Kleinwinkelhodoskop mitsamt dem Strahlstopper verfahren werden.

Die Kalibration der Hodoskope und die Extraktion physikalischer Information war und ist Thema einer Diplomarbeit und zweier Dissertationen am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt/Main [Brill et al., 1992, Brill, 1993, Shin, 1992, Shin, 1997].

2.5 Die Meßdatenerfassung

Die Meßdatenerfassung der Detektoren geschieht durch ein heterogenes System verschiedener Standards, die auf die jeweiligen Aufgabenstellung optimiert sind. Das Ziel ist es, innerhalb kurzer Zeit eine möglichst große Datenmenge zur späteren Auswertung abzuspeichern und hierbei die Zeitstruktur des Beschleunigungszyklus auszunutzen. Eine schematische Darstellung des Meßdatenerfassungssystems ist in Abbildung 2.5 gegeben.

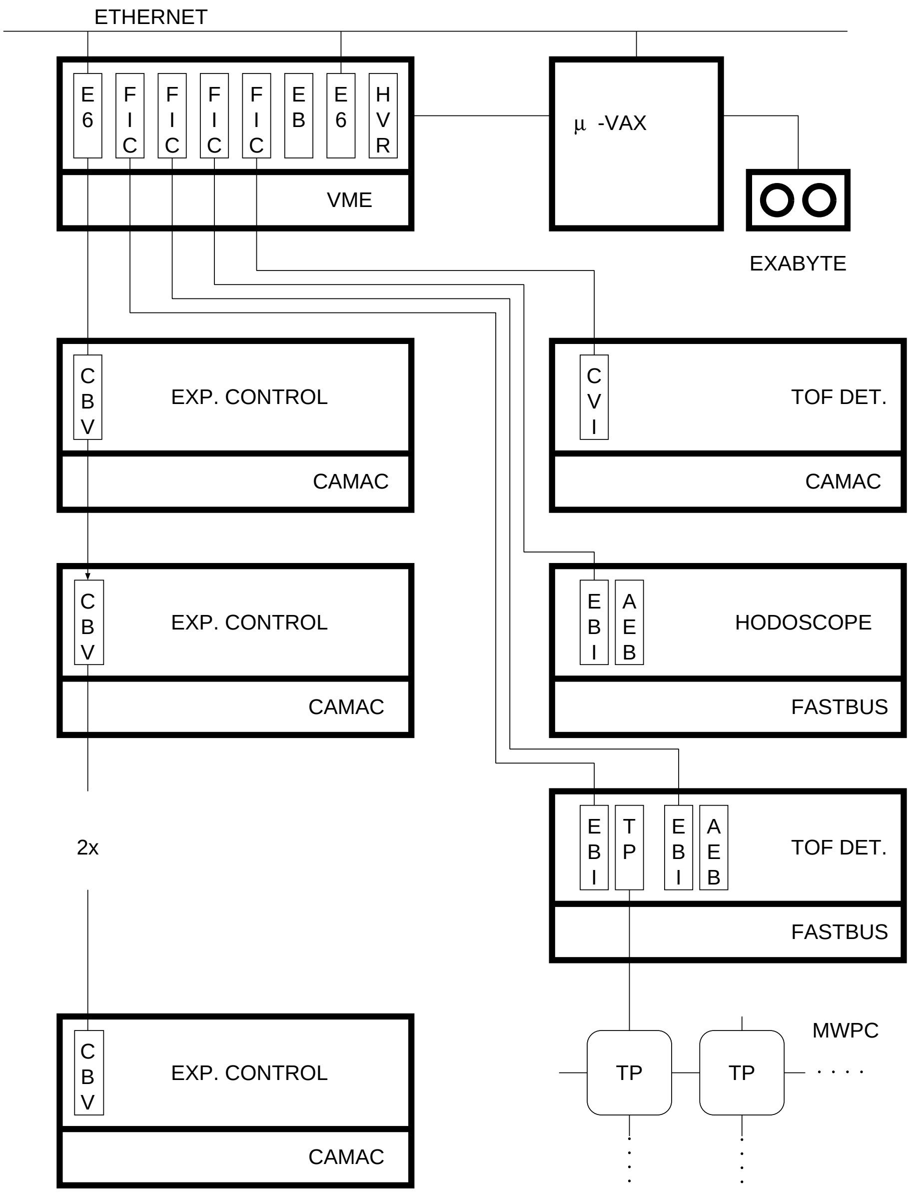

Abbildung 2.5: Das Datenerfassungs- und Experimentsteuerungssystem, wie es in den hier beschriebenen Experimenten eingesetzt wurde (siehe Text).

Es besteht aus den im Folgenden beschriebenen Komponenten:

Experimentsteuerung

Der Zweig der Experimentsteuerung besteht aus 5 Überrahmen (im Folgenden als Crates bezeichnet) im CAMAC[3]-Standard mit einem lokalen Controller (CBV), der über eine Verbindung mittels eines VMESeriellenBusses (VSB)[4] von einem Zentralprozessor in einem VME-Crate angesteuert wird.

Diese Modul (E6, ELTEC) basiert auf einem Zentralprozessor (CPU) vom Typ Motorola MC68020 unter dem (UNIX[5]-ähnlichen) Betriebssystem OS/9 und verfügt über eine Anbindung an das Ethernet des LAN[6] der GSI.

Die Experimentsteuerung dient der Einstellung und Kontrolle der folgenden Größen:

- Steuerung der Magnetnetzgeräte,
- Steuerung der Targetleiter zum Tausch des Targets,
- Hochspannungsversorgung der Photovervielfacherröhren der Szintillationsdetektoren (insgesamt 728 Kanäle),
- Schwellwert- und *walk*-einstellung der *Constant-Fraction* Diskriminatoren der Szintillationsdetektoren (insgesamt 776 Kanäle),
- Aktivierung und Wechsel des *Online-* Triggers und
- Multiplexschaltung der Verzögerungsleitungen für den Trigger.

Die Informationen der Experimentsteuerung werden zur Zeit nicht in den übrigen Datenstrom eingegliedert, was aber in zukünftigen Experimenten realisiert werden soll.

VME-System

Der Zweig der Datenauslese basiert ebenfalls auf einem VME-System, welches über 4 parallele VSB-Bus-Verbindungen über eine Strecke von 50 m den Datentransfer zwischen den *Frontend*-Prozessoren, die die Datenerfassung jeweils einer Detektorgruppe leisten, und einem Frontend-Interface-Controller) auf MC68020-Basis (FIC 8nnn, CES) im VME-Crate ermöglichen. Diese Controller wiederum werden von einem *Event-Builder*(EB) ausgelesen, welcher die Information der Detektorgruppen zusammenfaßt. Über ein paralleles VME-QBus–Interface (HVR 8217/1) wird der synchronisierte Datenstrom dann durch eine μ-VAX[7] auf Magnetbänder (8 mm, Typ Exabyte) geschrieben. Nach der Synchronisation wird die Datenmenge im EB zwischengepuffert, um die Zeitstruktur des Beschleunigungszyklus auszunutzen.

FASTBUS Subsystem

[3]CAMAC: *Computer Applications to Measurements and Control*, (EUR 4100, IEEE 583)
[4]VME: (IEC 821, IEEE P1014), als Bussystem für modulare Computersysteme entwickelt
[5]UNIX: Computer Betriebssystem für Mikrocomputer und Workstations
[6]LAN: Local Area Network
[7]VAX: kurz für Virtual Address Extension, Computer Baureihe [Digital Equipment Corporation]

Die Auslese der Daten der Szintillationsdetektoren wird mit einem konventionellen System auf der Basis von FASTBUS [8] durchgeführt. Die Energieverlust- und Flugzeitinformationen der Detektoren werden durch ladungsempfindliche Analog-zu-Digital Konverter (QDC), bzw. zeitdifferentielle Analog-zu-Digital Konverter (TDC), ausgelesen. Jedes der beiden FASTBUS Segmente wird durch ein Prozessor Interface ausgelesen, das für das Aleph Experiment am LEP Speicherring des CERN entwickelt wurde und das ebenfalls auf einem MC680x0 Prozessor basiert. Dieses frei programmierbare Interface führt eine *Online* Nulldatenkorrektur der TDC und eine Schwellwertunterdrückung der QDC durch und erlaubt damit eine Datenkompression um einen Faktor vier bis fünf.

Zusätzlich wurden durch das FASTBUS Subsystem mehrere redundante Scalerkanäle zur Strahlstrombestimmung und anderer nicht Totzeit-behafteter Raten ausgelesen.

CAMAC Subsystem

Ein Subset der Signale der Szintillationsdetektoren des Spektrometers wird zusätzlich noch von einem CAMAC System ausgelesen. Dieses verfügt unter anderem über schnelle Zeit-zu-Ladungskonverter (LeCroy TFC), schnelle Digitalwandler (LeCroy FERA) und eine schnelle Auslese mittels eines frei programmierbaren Crate-Controllers. Hier werden die mittleren Zeitsignale (*Mean-Time*) der Flugzeit-Start und -Stoppdetektoren ausgewertet, um durch einen schnellen Filteralgorithmus Ereignisse in einem wählbaren Flugzeitintervall selektieren zu können. Dieser *Software-Trigger* besitzt eine Entscheidungszeit von typischerweise 600 μs und kann das vorzeitige Abbrechen der Auslese des Gesamtsystems innerhalb dieser Zeit bewirken. Es ist möglich, mit diesem Verfahren eine Abreicherung der Daten von nicht erwünschten Ereignissen um einen Faktor zwei bis vier zu erreichen. Die Realisation dieses Triggers war Bestandteil einer Dissertation an der Universität Heidelberg [Ahner, 1993].

Wie durch das FASTBUS Subsystem werden auch durch das CAMAC Subsystem mehrere redundante Scalerkanäle ausgelesen um für diese wichtigen Signale Systemdiversität zu erreichen.

Transputer Subsystem

Zur Auslese der Vieldrahtproportionalkammern wurde ein neuartiges und modulares Auslesesystem auf der Basis von Transputern [INMOS Ltd., Bristol (UK)] entwickelt [Baltes et al., 1991]. Das System gestattet die parallele Auslese von insgesamt 800 Kanälen der Kathodenebenen und 700 Kanälen der Anodenebenen, ist aber aufgrund seiner Modularität beliebig erweiterbar. Die Signale der jeweils zu einem Kanal zusammengefaßten 5 Drähte der Kathodenauslese werden unmittelbar am Rahmen des Detektors von einem ladungsempfindlichen, bipolaren Verstärker mit Gauß-Filter verstärkt und in einem 8-Bit Flash ADC digitalisiert. Die Auslese der Anodensignale faßt jeweils 2 Drähte zu einem Kanal zusammen, der nach der Verstärkung mit einem zur Kathodenauslese identischen Verstärker durch einen Diskriminator mit frei wählbarer Diskriminationsschwelle konvertiert wird.

Gruppen von je 16 ADC, bzw. 48 Diskriminatoren werden durch einen ebenfalls am Rahmen des Detektors angebrachten Transputer ausgelesen. Es handelt sich hierbei um frei programmierbare 16-Bit Mikroprozessoren vom Typ T225 mit einer Leistung von 15 MIPS[9] und

[8] FASTBUS: Bussystem zur Auslese und Kommunikation mehrerer Crates und Module [IEC, 1990, Renk, 1993]

[9] MIPS: Million instructions per second

einem *on-chip* Speicher von 64 KByte, die untereinander mittels vier asynchroner Hochgeschwindigkeitsschnittstellen (sogenannten *Links*) mit einer Übertragungsrate von 20 MBit/s bidirektional kommunizieren können.

Die Prozessoren sind durch Links miteinander in einer kettenartigen Topologie verbunden, die der Position der Kanäle an der Vieldrahtkammer folgt. Der Datentransport geschieht nach einer lokalen Reduktion der Datenmenge durch eine Nullenunterdrückung über die Kettenstruktur zu einem speziell entwickelten Transputermodul vom Typ T801, das die Synchronisierung mit den übrigen Komponenten der Auslese ermöglicht. Durch die intelligente Nullenunterdrückung werden Unterereignisse der einzelnen Transputermodule nur dann weitergeleitet, wenn einer der 16 Kanäle einen Wert von mehr als einer frei wählbaren Schwelle hatte. Hierdurch wird im Mittel ein Faktor vier in der Datenreduktion erreicht.

Das T-801 Modul faßt die Datenströme der einzelnen Detektoren zu einem Gesamtereignis zusammen und leitet dieses über ein *Dual Port Memory*, das sogenannte Event-Builder-Interface (EBI), an die übergeordnete VME-Datenaufnahme weiter. Über das EBI, welches sich im FASTBUS-Crate des Spektrometers befindet, wird ebenfalls die Einbindung von Informationen des Trigger-Busses des Gesamtsystems erreicht.

Die Transputerauslese besteht aus 57 parallelen Prozessoren, die in der Hochsprache OCCAM [INMOS Ltd., 1988] programmiert sind. In dieser Computersprache ist speziell die Programmierung parallel arbeitender Mikroprozessoren, die asynchron miteinander Daten austauschen können, in transparenter Weise zu verwirklichen. In Abbildung 2.6 ist die Topologie der Transputerauslese dargestellt. Wahlweise kann das Laden der Programme über ein Ethernet Modul mit TCP/IP Kommunikation mit dem LAN der GSI oder durch einen lokalen Personalcomputer auf der Basis eines Intel AT-n86 erfolgen. Auf diesem PC befindet sich auch das Software Entwicklungssystem und ein *Online-Display*, auf welchem bei Bedarf während des Experimentes ausgewählte Detektorinformationen graphisch dargestellt werden können. Das Konzept dieses neuartigen Auslesetyps wurde am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt in Zusammenarbeit mit dem dortigen Elektroniklabor entwickelt und umgesetzt. Es war Bestandteil mehrerer Diplomarbeiten [Sartorius, 1991, Baltes, 1993, Sturm, 1995] an diesem Institut.

Das Gesamtsystem erreichte zum Zeitpunkt des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments eine maximale Datenrate von 250 kByte/s. Inzwischen wurden die AEB der FASTBUS-Auslese durch SMI-Module (Segment-Manager-Interface) ersetzt. Die Magnetbandaufzeichnung erfolgt jetzt durch ein MC68030 Modul (E6) auf Bänder des DLT-2000 Typs. Diese Veränderungen brachten eine Steigerung der Datenrate auf 1.2 MByte/s.

Datenarchivierung

Nach einem Experiment wurden die Rohdaten von den Magnetbändern auf die *Automatic Tape Library* (ATL) am zentralen Großrechner der GSI (IBM 3060-90 J) kopiert. Dieses Verfahren dient erstens der Datensicherung auf ein diverses System, und zweitens dem benutzerfreundlichen Zugriff auf große Datenmengen. Im ersten Datenreduktionsschritt, der in Abschnitt 3.3 beschrieben ist, wurde eine Kompression der Daten des Experimentes ^{197}Au+^{197}Au von 120 GByte um einen Faktor 3.6 auf 36 GByte erreicht, und die hierbei produzierten *Data-Summary-Tapes* wiederum in der ATL gespeichert. Da im dritten Schritt der Analyse demnach nur noch relativ geringe Datenmengen zu behandeln waren, machte sich die

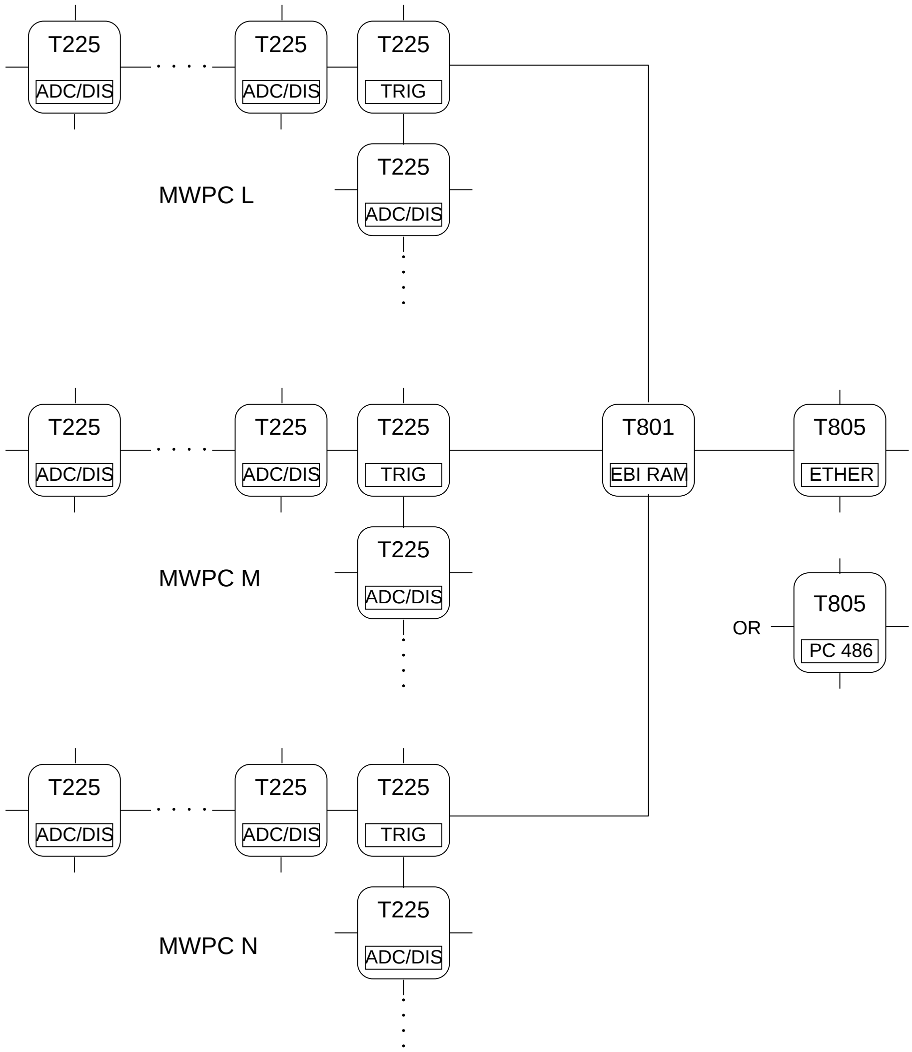

Abbildung 2.6: Die Topologie des Transputerauslesesystems. Drei Vieldrahtkammern werden parallel über eine kettenartige Struktur ausgelesen und deren Daten durch einen nachgeordneten Prozessor zusammengefaßt.

lange Zugriffszeit und die geringe Bandbreite des Speicherungssystems mit typischen Übertragungsraten von ≈ 200 kByte/s störend bemerkbar. Daher wurde an den Auswerterechnern das *Sequential Media Filesystem* von DEC[Digital Equipment Corporation] installiert. In Verbindung mit einem lokalen *Digital Linear Tape* (DLT) ermöglicht es den schnellen, transparenten Zugriff auf sequentiell gespeicherte Daten, ohne das Ethernet durch hohe Datentransferraten zu belasten. Es wurden Datentransferraten von 1.2 MByte/s bei maximalen Zugriffszeiten von 40 s erreicht. Im weiteren Datenreduktionsschritt, der in Abschnitt 3.3.2 beschrieben ist, wurde eine weitere Kompression auf nunmehr 4 GByte erzielt, was die Speicherung auf einer lokalen Festplatte ermöglicht.

Die bisher beschriebenen Datenreduktionsverfahren wurden unter dem Analysesystem

GSI-Online-Offline-System (GOOSY) parallel auf mehreren Workstations vom Typ AXP [Digital Equipment Corporation] durchgeführt und die Daten in einem, von der Rechnerplattform unabhängigen, Format gespeichert.

Der letzte Schritt der Datenanalyse nutzte als Basis das Analysesystem *Physics Analysis Workstation* (PAW) [CN/ASD Group, 1995] mit der Erweiterung der *Parallel Interface Analysis Facility* (PIAF) auf dem, aus 14 Knotenrechnern vom Typ RS/6000 [Industrial Business Machines, ltd., San Jose, Cal. (USA)] bestehenden, SP/2-Workstation-Cluster der GSI.

Kapitel 3

Die Experimente und die Datenanalyse

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den untersuchten Reaktionssystemen, der Bestimmung der Strahlintensität und der Datenanalyse. Die Verfahren zur Kalibration der Detektoren, zur Bahnrekonstruktion und zur Teilchenidentifikation werden vorgestellt, sowie die Effizienz der Triggerbedingungen und der Auswertung diskutiert. Weiterhin wird die Bestimmung der Reaktionsebene kurz beschrieben.

3.1 Die untersuchten Reaktionssysteme

Die Experimente zur Mesonenproduktion wurden im Juli 1992 und im September 1993 am Kaonenspektrometer an der GSI (Darmstadt) durchgeführt.

Das Schwerionensynchrotron SIS lieferte einen Strahl von $^{197}Au^{65+}$ bei einer magnetischen Steifigkeit von 17.103 Tm, entsprechend einer kinetischen Strahlenergie von 197 GeV (1.0 A·GeV). Das Experiment wurde im September 1993 unter der Bezeichnung *S121* durchgeführt.
Die drei verschiedenen Strahlenergien des Systems $^{58}Ni +^{nat} Ni$ bestanden immer aus einem Strahl aus vollständig ionisiertem $^{58}Ni^{28+}$ bei magnetischen Steifigkeiten von 10.09, 11.69 und 17.73 Tm, entsprechend einer kinetischen Strahlenergie von 46.4, 58.0 und 104.4 GeV (0.8, 1.0, und 1.0 A·GeV). Das Experiment wurde im Juli 1992 durchgeführt und hatte die Bezeichnung *S029/S030*.

Typischerweise wurde während der Messung des Au+Au- Systems eine Strahlintensität von $4.5{\cdot}10^6$ Ionen/s bei einer Pulslänge von 7 s und einer Repetitionszeit von 12 s erreicht, was einem Tastverhältnis von 58% entspricht. Als Target diente ein Quader aus natürlichem Gold (99% ^{197}Au) mit einer Massenbelegung von 1.93 gcm^{-2} [Gmelin, 1954].

Für das System Ni+Ni wurden Targets aus natürlichem Nickel mit Massenbelegungen von 0.45, 0.89 und 1.78 gcm^{-2} und einer Isotopenzusammensetzung von 67.9% ^{58}Ni, 26.2% ^{60}Ni, 1.2% ^{60}Ni, 3.7% ^{62}Ni und 1.1% ^{64}Ni verwendet [Gmelin, 1967].

Um die Teilchen in einem möglichst großen Laborimpulsbereich zu detektieren, wurden verschiedene magnetische Flußdichten im Dipolmagneten gewählt. Die Flußdichten wurden so gestaffelt, daß ein Überlappbereich $(p^1_{max} - p^2_{max})/p^1_{max} = (30 - 50)\%$ erreicht wurde.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten wurden bei verschiedenen Magnetfeldstärken in verschiedenen Laborwinkel- und Laborimpulsbereichen detektiert. In Tabelle 3.1 sind für die verschiedenen magnetischen Flußdichten die jeweiligen Laborimpulsbereiche gezeigt.

B_{Dipol} (T)	Δp_{lab}(GeV/c)	System
0.35	0.156 - 0.296	Au+Au, Ni+Ni
0.60	0.267 - 0.507	Au+Au, Ni+Ni
0.90	0.400 - 0.760	Au+Au, Ni+Ni
1.40	0.622 - 1.182	Au+Au, Ni+Ni
1.71	0.756 - 1.436	Ni+Ni
1.90	0.840 - 1.485	Au+Au

Tabelle 3.1: Die Laborimpulsbereiche für die gewählten magnetischen Flußdichten des Spektrometers in den jeweiligen Experimenten.

In Abbildung 3.1 und Tabelle 3.2 sind für die verschiedenen Systeme die abgedeckten Bereich im Transversalimpuls und in der Rapidität für Pionen gezeigt.

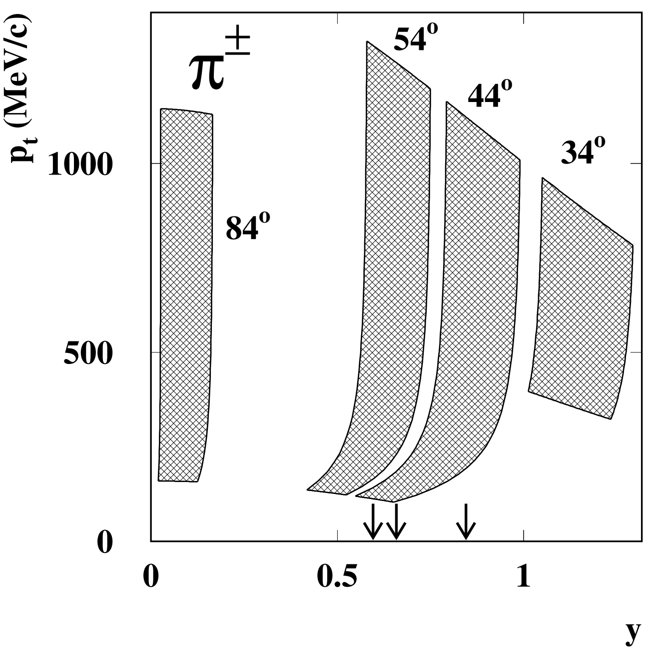

Abbildung 3.1: Akzeptierte Transversalimpuls- und Rapiditätsbereiche für Pionen bei den untersuchten Systemen. Die schraffierten Bereiche wurden im System Au+Au bei 1.0 A·GeV gemessen und sind durch den jeweiligen Laborwinkel gekennzeichnet. Das System Ni+Ni wurde nur bei einem Laborwinkel von 44° gemessen. Die Pfeile markieren die mittleren Rapiditäten von Projektil- und Targetbereich der verschiedenen Strahlenergien von 0.8, 1.0 und 1.0 A·GeV gezeigt.

B_{Dipol} (T)	Δ p_T (GeV/c) $\theta_{lab} = 34^o$	Δ p_T (GeV/c) $\theta_{lab} = 44^o$	Δ p_T (GeV/c) $\theta_{lab} = 54^o$	Δ p_T (GeV/c) $\theta_{lab} = 84^o$
0.35	0.105 - 0.225	0.115 - 0.245	0.135 - 0.295	0.165 - 0.315
0.6	0.155 - 0.335	0.195 - 0.415	0.225 - 0.465	0.275 - 0.515
0.9	0.225 - 0.515	0.285 - 0.595	0.335 - 0.675	0.405 - 0.765
1.4	0.345 - 0.765	0.445 - 0.895	0.515 - 0.995	0.635 - 1.125
1.9	nicht gemessen	0.595 - 1.155	0.705 - 1.285	nicht gemessen
	Δ y $\theta_{lab} = 34^o$	Δ y $\theta_{lab} = 44^o$	Δ y $\theta_{lab} = 54^o$	Δ y $\theta_{lab} = 84^o$
0.35	0.750 - 1.045	0.575 - 0.805	0.435 - 0.630	0.030 - 0.140
0.6	0.980 - 1.165	0.695 - 0.915	0.510 - 0.700	0.030 - 0.165
0.9	0.980 - 1.240	0.740 - 0.960	0.545 - 0.730	0.030 - 0.165
1.4	1.000 - 1.270	0.760 - 0.980	0.555 - 0.750	0.030 - 0.174
1.9	nicht gemessen	0.770 - 1.000	0.565 - 0.760	nicht gemessen

Tabelle 3.2: Transversalimpuls- (p_T) und Rapiditätsbereiche (y) für Pionen in den untersuchten Laborwinkelbereichen und Magnetfeldstärken des Reaktionsystems Au+Au. Für das System Ni+Ni gelten die Bereiche des Emissionswinkels von $\theta_{lab} = 44°$.

Die Rapidität ist ein dimensionsloses Geschwindigkeitsmaß

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}c}{E - p_{||}c}, \tag{3.1}$$

mit der Gesamtenergie des Teilchens E und dem zur Transformationsachse parallelen Impuls $p_{||}$, für das die Lorentztransformation zweier, relativ zueinander gleichförmig mit der Geschwindigkeit β bewegter, Bezugssysteme zu einer einfachen linearen Abbildung wird:

$$y \Rightarrow y + \mathrm{artanh}\beta. \tag{3.2}$$

Insbesondere liegt der Schwerpunkt eines massensymmetrischen Reaktionssystems ($\sum_i \vec{p}_i^{CM} = 0$) bei der halben Projektilrapidität im Laborsystem. Die Bezeichnung dieses Systems wird im Folgenden mit der englischen Kurzform CM für *Center-of-Momentum* abgekürzt. In Tabelle 3.3 sind für verwendeten Strahlbedingungen die charakteristischen Werte angegeben.

Strahlenergie	β_{Strahl}	γ_{Strahl}	y_{Strahl}	β_{CM}	γ_{CM}	y_{CM}
0.8 A·GeV	0.84	1.85	1.23	0.55	1.19	0.61
1.0 A·GeV	0.88	2.07	1.35	0.59	1.24	0.68
1.8 A·GeV	0.94	2.92	1.73	0.70	1.40	0.87

Tabelle 3.3: Die kinematischen Parameter der Strahlbedingungen in den massensymmetrischen Systemen.

Zur Datenaufnahme wurden verschiedene Triggerbedingungen verwendet. Diese Triggerbedingungen richteten sich nach dem Impulsbereich der zu detektierenden Teilchen und nach den unterschiedlichen Untergrundbedingungen. Zur Unterdrückung der Ereignisse ohne Mesonen im Spektrometer kam im Experiment ein Flugzeit-selektiver Trigger zum Einsatz, der nur ein Signal zum Start der Datenauslese startete, sobald eine Koinzidenz zwischen Flugzeit-Start- und Flugzeit-Stoppdetektor bestand, die zu einem Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als der eines Protons gehörte. Dieser Trigger wird im Folgenden mit der Bezeichnung ToF abgekürzt. Seine Funktionsweise ist in [Wagner, 1992] genauer beschrieben.

Mit diesem Trigger ist es möglich, die bei diesen Kernreaktionen auftretenden schweren Fragmente und Protonen um mehrere Größenordnungen zu unterdrücken. Zusätzlich kam bei den magnetischen Flußdichten von 1.4 und 1.9 T der geschwindigkeitsselektive Cherenkovdetektor zum Einsatz, der im Folgenden mit C abgekürzt wird.

Als Beispiel sind in Abbildung 3.2 zwei Massenverteilungen gezeigt, die bei einer Magnetfeldeinstellung von 1.4 T unter einem Laborwinkel des Spektrometers von 44° aufgenommen wurden. Die nicht schraffierte Verteilung entspricht der nicht selektiven Triggerbe-

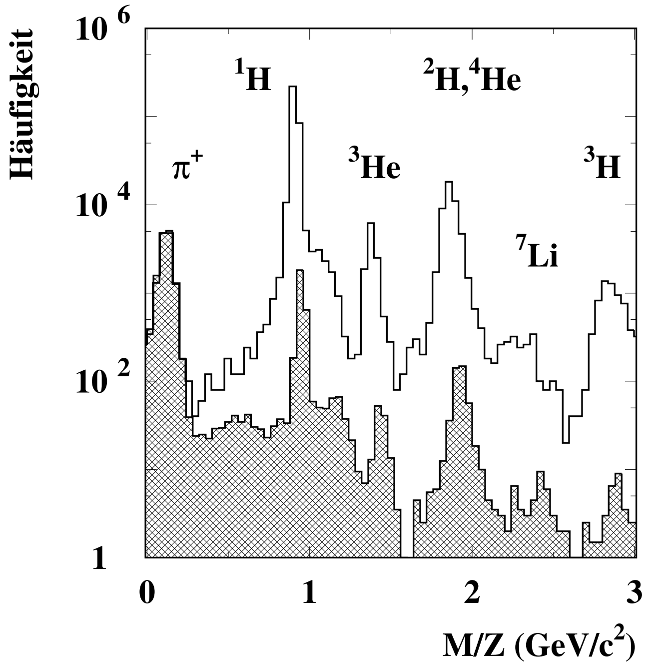

Abbildung 3.2: Massenverteilungen nach der Datenanalyse für die Triggerbedingungen DF und ToF∩C (schraffiert) im System Au+Au bei 1.0 A·GeV, einem Laborwinkel von $\theta_{\rm lab} = 44°$ und einer magnetischen Flußdichte von +1.4 T. Die Verteilung der Bedingung DF ist in der Höhe auf die Häufigkeit von Pionen unter der Bedingung ToF∩C skaliert.

dingung einer Koinzidenz zwischen Flugzeit-Start- und -Stoppdetektor von etwa 100 ns bei Teilchenflugzeiten von typischerweise einigen 10 ns. Die schraffierte Verteilung wurde unter der Triggerbedingung ToF∩C aufgenommen und mit Hilfe der Pionenausbeute relativ normiert. In der Abbildung ist neben der hohen Unterdrückung schwererer Ejektile auch eine Reduzierung des durch gestreute Protonen bedingten Untergrundes im Bereich der Masse der Kaonen von m = 0.494 GeV/c^2 zu erkennen. Die Analyse der Ergebnisse zur Produktion schwerer Fragmente [Speer et al., 1996] und Kaonen [Mang, 1996] ist Gegenstand der aktuellen Auswertung.

Die Unterdrückungsfaktoren für die unterschiedlichen Triggerbedingungen, wie sie sich nach der Analyse ergeben, sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

B_{Dipol} (T)	Trigger	f_{Proton}	$f_{Fragment}$
0.35	ToF	141 ± 10	90 ± 65
0.6	ToF	91 ± 3	127 ± 10
0.9	ToF	88 ± 4	79 ± 4
1.4	ToF	10 ± 1	87 ± 9
1.4	ToF $\cap$ C	128 ± 1	450 ± 10

Tabelle 3.4: Unterdrückungsfaktoren der Trigger- und Analysebedingungen für Fragmente und Protonen im System Au+Au bei 1.0 A·GeV und einem Spektrometerwinkel von $\theta_{lab} = 44^o$ bei einer magnetischen Flußdichte von +1.4 T. Die Unterdrückungsfaktoren der Triggerbedingung allein sind um etwa einen Faktor Zwei geringer, da Trajektorien gestreuter Teilchen durch die Analysebedingungen verworfen werden.

In Tabelle 3.5 sind typische Strahlbedingungen für den exemplarischen Fall der Messung negativer Pionen bei magnetischen Flußdichten von 0.35 T und 1.4 T aufgeführt.

Magnet. Flußdichte	0.35 T	1.4 T
Strahlintensität im Puls	$2.8 \cdot 10^6 s^{-1}$	$4.2 \cdot 10^6 s^{-1}$
Pulsdauer	7s	7s
Pulspause	5s	5s
Trigger pro Puls	1350	750
Totzeit Datenaufnahme	79%	46%
π pro Strahlteilchen	$9 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$
π - Fluß (Fokalebene)	$5.3\pi^-/\mathrm{Puls}/\mathrm{cm}^{-2}$	$1.3\pi^-/\mathrm{Puls}/\mathrm{cm}^{-2}$

Tabelle 3.5: Typische Strahlbedingungen im Experiment ^{197}Au+^{197}Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 A·GeV und einem Laborwinkel von $\theta_{lab} = 44^o$.

3.2 Die Strahlnormierung

3.2.1 Die Strahlnormierung im System $^{197}\mathrm{Au} + ^{197}\mathrm{Au}$

Wie in Kapitel 2 erwähnt, wurde die Strahlnormierung mit Hilfe eines Intensitätsmonitors aus zwei unter 100° relativ zur Strahlrichtung angebrachten Szintillatorteleskopen durchgeführt.

Die experimentelle Schwierigkeit beim Einsatz dieser Detektoren besteht in der Optimierung zwischen einer ausreichenden statistischen Genauigkeit in der Bestimmung der Zählrate und der Unterdrückung unkorrelierten Untergrunds aus Kernzerfällen, bzw. Reaktionen, die nicht im Target stattfanden. Dieser Untergrund hängt aufgrund seiner stochastischen Natur quadratisch vom Teilchenfluß durch die Teleskope ab.

Zur Bestimmung des Flusses geladener Teilchen durch ein Teleskop wird eine zeitliche Koinzidenz in allen drei Kanälen innerhalb eines Fensters von 30 ns verlangt. Der Energieverlust der Teilchen in den Szintillatoren bedingt eine teilchenabhängige Mindestgeschwindigkeit, bei der diese noch nachgewiesen werden können. Diese Mindestgeschwindigkeit ist in Tabelle 3.6 aufgeführt.

Teilchensorte	β_{min}	T_{min}
$\pi^{\pm}$	0.44	16 MeV
$^1H^+$	0.27	36 MeV
$^2H^+$	0.23	51 MeV
$^3H^+$	0.20	58 MeV
$^3He^{++}$	0.29	125 MeV
$^4He^{++}$	0.27	144 MeV

Tabelle 3.6: Nachweisschwellen verschiedener Teilchen im Intensitätsmonitor für die Teilchengeschwindigkeit β_{min} und die kinetische Energie T_{min} [Beckerle, 1993].

Die Koinzidenzzählrate wird mit Hilfe eines nicht-totzeit behafteten Scalers zu $\dot{N}^{1(2)}_{\mathrm{coinc}}$ für das Teleskop 1(2) bestimmt. Zusätzlich wird zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrundes ein Signal generiert, das aus einer Koinzidenz von Ereignissen in den Szintillatorstreifen beruht, die nicht von einem einzigen geladenen Teilchen hervorgerufen worden sein können (Zählrate $\dot{N}^{1(2)}_{\mathrm{acc}}$) [Beckerle, 1993].

Die korrigierte Zählrate beider Teleskope ist nun $\dot{N}_{\mathrm{corr}} = \sum_{i=1}^{2}(\dot{N}^{i}_{\mathrm{coinc}} - \dot{N}^{i}_{\mathrm{acc}})$. Der Proportionalitätsfaktor zwischen $\dot{N}_{\mathrm{corr}}$ und der Primärstrahlintensität $\dot{N}_{\mathrm{Strahl}}$ wurde bei einer Strahlintensität bestimmt, bei der es möglich ist, Primärstrahlteilchen direkt und einzeln in einem Szintillationsdetektor, dem sogenannten B1-Zähler bei etwa 50000 Ereignissen pro Sekunde zu zählen. Dieser Detektor befindet sich 30 cm in Strahlrichtung vor dem Target und besteht aus Szintillatorplatten der Größe $10\times10\times1$ mm^3, $20\times20\times1$ mm^3 oder $40\times40\times1$ mm^3, die wahlweise in den Strahlengang des Primärstrahls gefahren werden können. Durch ein Fenster in der Vakuumkammer gelangt das emittierte Szintillationslicht auf die Kathode einer Photovervielfacherröhre und wird dort nachgewiesen.

Die Unabhängigkeit des Proportionalitätsfaktors von der Strahlintensität, der horizontalen Position des Strahlflecks auf dem Target, der magnetischen Flußdichte des Quadrupolmagneten, sowie der lineare Zusammenhang mit der Massenbelegung wurde in [Beckerle, 1993] gezeigt. Der Proportionalitätsfaktor beträgt für das Experiment $^{197}\mathrm{Au} + ^{197}\mathrm{Au}$

$$\dot{N}_{\mathrm{Strahl}} = (3660 \pm 13)\dot{N}_{\mathrm{corr}}. \tag{3.3}$$

Bei dieser Methode wird der Energieverlust der Projektilionen im Szintillator des B1-Zählers vernachlässigt. Er beträgt beispielsweise für ein $^{197}\mathrm{Au}^{79+}$-Ion einer kinetischen Energie von 1.0 A·GeV etwa 8.0 A·MeV, entsprechend 0.8 % der kinetischen Strahlenergie. Der Anteil an koinzidenten Ereignissen im Monitorzähler, die aus Reaktionen im B1-Zählers emittiert werden, ist kleiner als $4\cdot10^{-4}$ und wird ebenfalls vernachläßigt.

Der Aufbau des Detektors und die Eichung bei verschiedenen Strahlbedingungen waren Bestandteil einer Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt/Main [Beckerle, 1993].

3.2.2 Die Strahlnormierung im System $^{58}\mathrm{Ni} +^{\mathrm{nat}} \mathrm{Ni}$

Da in diesem Experiment noch keine Intensitätsmonitore mit einer Dreifach-Koinzidenz zur Verfügung standen, wurde die Intensität des Primärstrahls mit der in [Müntz, 1993] beschriebenen Methode bestimmt. Hier wird für jede Feldstärke des Dipol- und des Quadrupolmagneten, Strahlenergie, Teilchensorte und Massenbelegung der Zusammenhang zwischen der Teilchenzählrate und der Primärstrahlintensität bestimmt. Dieses geschieht in Messungen mit einem auf $\approx 1{\cdot}10^5$ Primärteilchen pro Puls reduzierten Strahlstrom, bei dem es möglich ist, die Intensität direkt im B1-Zähler zu bestimmen. Hierbei sind aufgrund der geringen Produktionswirkungsquerschnitte von (insbesondere hochenergetischen) Pionen lange Eichmessungen nötig, um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu erreichen. Es muß weiterhin eine zuverlässige Totzeitkorrektur der Datenaufnahme vorgenommen werden, sowie die Teilchenidentifikation auf die gleiche Weise, wie in den Produktionsmessungen erfolgen. Der relative Anteil an Ereignissen aus Wechselwirkungen im Strahlzähler B1 muß abgezogen werden.

Die nach der aufgeführten Methode bestimmten Proportionalitätsfaktoren sind in Tabelle 3.7 angegeben. Die Variation der Faktoren mit zunehmender Strahlenergie spiegelt zum

B (T)	$T_{\mathrm{Strahl}} =$ 0.8 A·GeV	$T_{\mathrm{Strahl}} =$ 1.0 A·GeV	$T_{\mathrm{Strahl}} =$ 1.8 A·GeV
+0.35	–	$(3.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$	$(6.8 \pm 1.1) \cdot 10^{-5}$
+0.60	$(2.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	$(2.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$	$(9.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$
+0.90	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$	$(2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	$(8.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-5}$
+1.40	$(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$	$(5.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-6}$	$(2.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$
+1.71	$(8.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-7}$	$(1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$	$(1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$
-0.35	–	$(4.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$	$(8.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-5}$
-0.60	–	$(4.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$	$(11. \pm 2.2) \cdot 10^{-5}$
-0.90	–	$(2.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	$(8.5 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$
-1.40	–	$(5.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-6}$	$(3.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$
-1.71	–	–	$(1.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.7: Die Proportionalitätsfaktoren $\dot{\mathrm{N}}_\pi/\dot{\mathrm{N}}_{\mathrm{Beam}}$ zur Strahlnormierung im System $^{58}\mathrm{Ni} +^{\mathrm{nat}} \mathrm{Ni}$.

einen den steigenden Produktionswirkungsquerschnitt von Pionen wieder, zum anderen die verringerte Zählrate unter dem gleichen Laborwinkel aufgrund der Bewegung des Schwerpunktssystems (*boost*). In jedem Fall sind jedoch die durch dieses Normierungsverfahren bedingten statistischen Unsicherheiten signifikant größer als im System Au+Au, in dem das in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Verfahren angewendet wurde.

Aus diesen Proportionalitätsfaktoren ergibt sich für jedes eingestellte Magnetfeld der über den Teilchenimpuls integrierte Wirkungsquerschnitt. Die Ermittlung des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{lab}}\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{lab}}}$ wird in Kapitel 4.3 detaillierter beschrieben.

3.3 Die Datenanalyse

3.3.1 Die Kalibration der Detektoren

Die Kalibration der Flugzeitdetektoren

Die Energieverlusteichung

Die Energieverlustsignale der Flugzeit-Start- und Stoppdetektoren wurden mit der folgenden Methode kalibriert. Da Pionen die am weitaus häufigsten gebildeten negativ geladenen Teilchen in einer Schwerionenkollision im Energiebereich oberhalb von 300 A·MeV sind, können sie eindeutig identifiziert werden und zur Eichung der Energieverlust- und Flugzeitsignale benutzt werden. Es wurden für die Energieverlusteichung Pionen im Bereich minimaler Ionisierung, d.h. Impulsen von 0.3 GeV/c – 1.0 GeV/c verwendet, wobei das Energieverlustsignal aus der Summe der Amplituden beider Kanäle eines Streifens gebildet wird. Die Skalierung wird dann auf einen willkürlichen und für alle Detektoren gleichen Wert in Einheiten von Prozent minimaler Ionisierung gesetzt. In der späteren Auswertung wird das Energieverlustsignal zur Teilchenidentifikation benutzt.

Die Zeiteichung

Für die vorhandenen 2×16 Zeitkanäle des Flugzeitstartdetektors und 2×25 Zeitkanäle des Flugzeitstoppdetektors ergeben sich unter der Bedingung, daß die Durchstoßpunkte der Trajektorien durch die Szintillatorstreifen symmetrisch um den Mittelwert verteilt sind (*mean time*), insgesamt $16 + 25 - 1 = 40$ unabhängige Abweichungsparameter. In einem quadratischen Minimalisierungsverfahren werden diese aus den mit $16 \times 25 = 400$ möglichen Kombinationen überbestimmten Gleichungssystem ermittelt. Die hierbei notwendige Information über die Trajektorienlänge zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit wurde aus Simulationsrechnungen gewonnen, die in Anhang B beschrieben sind. Durch Symmetrisierung der Zeitdifferenzinformation eines Streifens um Null ergeben sich die Abweichungen der einzelnen Kanäle.

Zur Kalibration der Zeitinformation des Großwinkelhodoskops wird die zeitliche Lage des prominentesten Signals so variiert, daß sich im Mittel über viele Ereignisse der Reaktionszeitpunkt ergibt.

Die Ortbestimmung durch die Vieldrahtkammern

Die Bestimmung der Trajektorien der Teilchen im Spektrometer erfolgt mit Hilfe der Informationen der drei Vieldrahtproportionalkammern. Im Folgenden wird die Drahtkammer zwischen Quadrupol- und Dipolmagneten als L-Kammer und die Drahtkammern zwischen dem Dipolmagneten und dem Flugzeitstoppdetektor als M- und N-Kammer bezeichnet (siehe Abbildung 2.1).

Wie in Kapitel 2 beschrieben, handelt es sich bei den eingesetzten Vieldrahtproportionalkammern um Detektoren, deren elektronische Kanäle einzeln ausgelesen werden. Hierbei sind jeweils bei der Auslese der Kathodenebenen fünf Drähte zu einem Kanal zusammengefaßt, was einer Kanalbreite von 5 mm entspricht. Durch die spezielle Konstruktion der Drahtkammern mit einer Elektronendriftstrecke von 35 mm zwischen der ersten Gasverstärkung und der Anodenebene wird eine Verbreiterung der Elektronenlawine durch transversale Diffusion erreicht, so daß diese sich im Bereich der Anode über mehrere Drähte erstreckt (siehe Abbildung 2.2).

Der Anteil, der auf die Anode abfließenden Ladung, folgt nun der Elektronenflußdichte in der Lawine und kann zur Ermittlung des Schwerpunktes der Ladungsverteilung eingesetzt werden. Da der Nachweis der Elektronenlawine mittels der Influenz von Bildladung auf die Kathodenebene stattfindet, wird eine zusätzliche Signalverbreiterung bewirkt. Die entstehende Ladungsverteilung dehnt sich daher über 5 bis 10 Kanäle aus und hat aufgrund des stochastischen Prozesses der Diffusion nahezu eine Normalverteilung mit einer Halbwertsbreite von im Mittel 16 mm.

Da die Drahtkammern im Proportionalbereich betrieben werden, besteht ein (meßbarer) Zusammenhang zwischen dem Energieverlust der Teilchen im aktiven Detektorvolumen und der Höhe des Signals. Jedoch bedingt die Signalverstärkung der ersten Stufe aufgrund der beschränkten Zahl von produzierten primären Ladungsträgerpaaren große Fluktuationen, so daß für eine eindeutige Teilchenidentifikation diese Information nicht benutzt werden kann. Andererseits kann wegen dieser Fluktuationen aus dem Vergleich der Signalhöhe in der x und der y-Ebene der Detektoren auch bei höheren Multiplizitäten eine Zuordnung von Ereignissen stattfinden, wodurch Ambiguitäten reduziert werden können. Dieses Eigenschaft wurde in frühen Experimenten [Müntz, 1993, Ahner, 1993, Miśkowiec et al., 1994b] zur Unterdrückung von Untergrund eingesetzt, da dort mit nur einer vorhandenen Drahtkammer keine präzise Trajektorienrekonstruktion möglich war.

In Abbildung 3.3 ist für eine Messung bei einem Laborwinkel von 54° die Häufigkeitsverteilung des Energieverlustsignals in den x-Ebenen der drei Drahtkammern dargestellt. Es ist zu erkennen, daß für alle Drahtkammern eine breite Energieverlustverteilung auftritt, welche bei niedrigen Signalamplituden durch Untergrund dominiert ist. Dieser Untergrund kann verschiedene Ursachen haben: Zum einen besteht während des Experiments durch Aktivierung unkorrelierter Untergrund von β und γ Kernzerfällen. Zum anderen ist die Routine zur Bestimmung der Durchstoßpunkte so angelegt, daß eine möglichst hohe Effizienz für den Nachweis *richtiger* Ereignisse erreicht wird. Hierbei fehlerhaft als *richtig* erkannte Ereignisse werden mit hoher Wahrscheinlichkeit durch zusätzliche Bedingungen in der weiteren Analyse eliminiert.

In Abbildung 3.4 ist die typische Häufigkeitsverteilung der Multiplizität von Treffern in den Ebenen der Vieldrahtkammern dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Verringerung der mittleren Multiplizität in den Drahtkammern nach der Ablenkung der Teilchen im Feld des Dipolmagneten. In der hier gezeigten Feldeinstellung wurden nur positiv geladene Teilchen in Richtung der Fokalebene abgelenkt und es hat bereits eine Impulsselektion stattgefunden, die den Phasenraum der nachgewiesenen Teilchen stark einschränkt.

Die Routinen zur Bestimmung der Durchstoßpunkte aus den Schwerpunkten der Ladungsverteilungen sind in [Sartorius, 1991, Mang, 1996] näher beschrieben, wobei die Ortsauflösung der Drahtkammern als eine Kombination aus der intrinsischen Detektorauflösung und der numerischen Rekonstruktion zu besser als 500 μm bestimmt wurde.

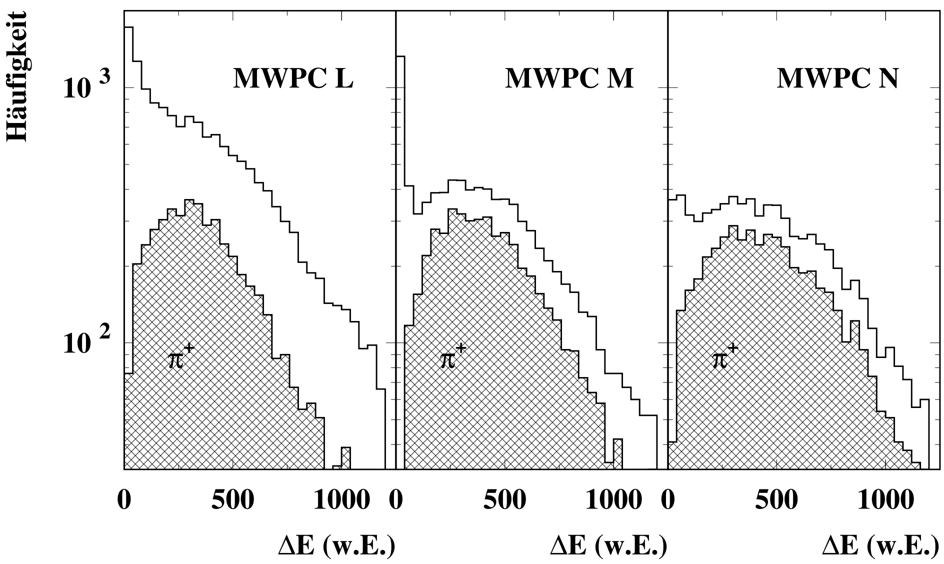

Abbildung 3.3: Die Häufigkeitsverteilung des Energieverlustsignals in den drei Vieldrahtkammern für einen Spektrometerwinkel von 54° und einen Impulsbereich von 0.6 bis 1.2 GeV/c. Schraffiert unterlegt sind Ereignisse, in denen durch die nachfolgende Bestimmung der Teilchenflugzeit das Teilchen als Pion identifiziert wurde. Pionen sind in diesem Impulsbereich minimal ionisierende Teilchen.

3.3.2 Die Rekonstruktion der Teilchentrajektorien

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Rekonstruktion der Teilchentrajektorien aus den Ereignissen in den einzelnen Detektoren.

Da bei der Messung des Systems Au+Au erstmals ortsempfindliche Vieldrahtkammern mit hoher Auflösung vor und nach dem dispersiven Bereich des Dipolmagneten installiert waren, konnte eine Rekonstruktion der Trajektorie geladener Teilchen aus der Fokalebene bis zum Target durchgeführt werden. Die Aufgabe hierbei ist es, die Informationen der Detektoren so miteinander zu verknüpfen, daß folgende Anforderungen erfüllt sind:

- Reduzierung der Vieldeutigkeiten in der Bestimmung von möglichen Trajektorien,
- Unterdrückung von Untergrundereignissen,
- Verknüpfung der Trajektorie mit der Flugzeit zum Ermitteln der Teilchengeschwindigkeit und
- die präzise Bestimmung des Teilchenimpulses.

Aufgrund der Abbildungseigenschaften der magnetischen Optik des Spektrometers sind in erster Ordnung die Bahnen in horizontaler (im Folgenden mit x bezeichnet) und vertikaler (y) Richtung voneinander unabhängig. Die große Akzeptanz des Spektrometers in Impuls und Raumwinkel verursacht Aberrationen in höherer Ordnung, durch die eine Korrelation von x

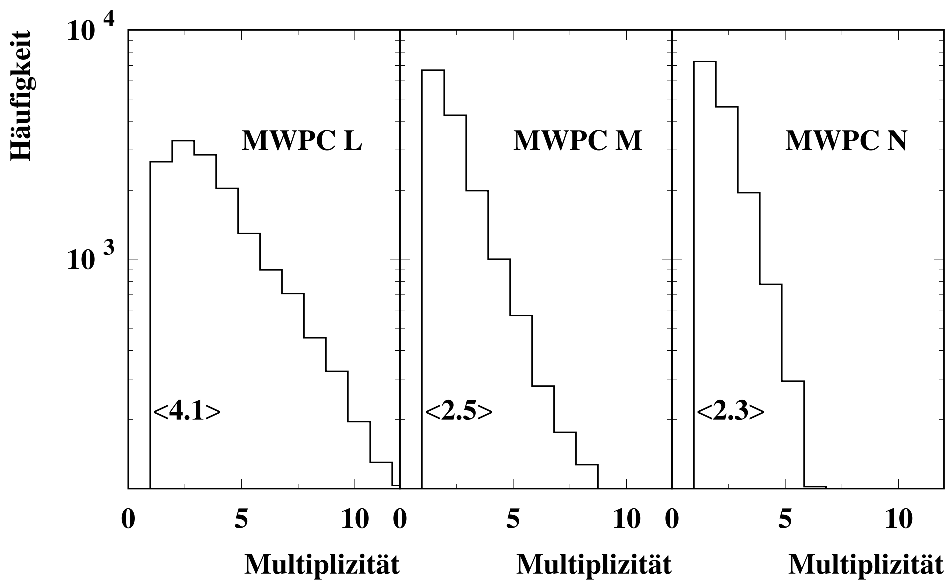

Abbildung 3.4: Typische Häufigkeitsverteilungen der Treffermultiplizäten in den Vieldrahtkammern für einen Spektrometerwinkel von 54°, einer magnetischen Flußdichte $\mathrm{B_{Dipol}} = 1.4$ T bei Ablenkung positiv geladener Teilchen und für einen Trigger mit Flugzeitselektion. In Klammern sind jeweils die mittleren Multiplizitäten angegeben.

und y Koordinate auftritt. Die spezielle Wahl einer gekrümmten Austrittskante des Dipolmagneten bedingt jedoch, daß Korrelationen zweiter Ordnung zwischen der x-Koordinate und dem horizontalen Emissionswinkel θ_{lab} nahezu kompensiert sind und erst in dritter Ordnung auftreten (eine nähere Beschreibung findet sich in [Senger et al., 1993]). Hieraus folgt, daß die Trajektorienrekonstruktion unabhängig in den Koordinaten erfolgen kann.

Im ersten Schritt wird aus den reduzierten Informationen des ersten Analyseschritts (siehe Kapitel 3.3.1) in der horizontalen Ebene des Spektrometers eine Zuordnung von Ereignissen hergestellt.

Allgemein kann der Zusammenhang der Ortsinformationen der Drahtkammern funktional als

$$x_L = f_L(x_M, x_N) \tag{3.4}$$

dargestellt werden. Durch die oben erwähnte spezielle Wahl der magnetischen Abbildungeigenschaften des Spektrographen ist es nicht möglich, diese Abhängigkeit analytisch zu bestimmen. Daher wurde eine Parametrisierung durch Polynome bis zur 3. Ordnung durchgeführt.

$$f_L(x_M, x_N) = \sum_{i=0}^{3} \sum_{j=0}^{3} c_{ij} x_M^i x_N^j \tag{3.5}$$

Die Bestimmung der Parameter $\mathrm{c_{ij}}$ erfolgte mit Hilfe von Simulationsrechnungen, die in Anhang B beschrieben sind. Hierbei muß unterschieden werden zwischen zwei Klassen von

Wechselwirkungen der simulierten Teilchen mit Materie. Zur ersten Klasse zählen Wechselwirkungen, die sich systematisch auf die Parametrisierung der Trajektorie auswirken, und zur zweiten Klasse die Wechselwirkungen, die zu einer Verringerung der Auflösung beitragen. Zur ersten Klasse zählen der elektromagnetische und der hadronische Energieverlust, die in den Simulationsrechnungen berücksichtigt wurden, da sie beim Flug der Teilchen durch das Magnetfeld des Spektrographen zu einer systematisch stärker gekrümmten Bahn führen. Zur zweiten Klasse zählen die statistischen Prozesse des Teilchenzerfalls und der Kleinwinkelstreuung, die nur zu einer Verschlechterung der Bahnbestimmung, nicht jedoch zu systematischen Abweichungen führen[1]. Diese Wechselwirkungen bleiben bei der Bestimmung der Anpassungsfunktion unberücksichtigt. Als Referenzdatensatz wurde die Bahn geladener Pionen in einem Impulsbereich zwischen 0.6 und 1.2 GeV/c bei einer magnetischen Flußdichte von 1.4 T im Dipolmagneten simuliert. Die Emission am Ort des Targets erfolgte mit einer isotropen Belegung des Impulses und des Raumwinkelelements. Der Datensatz enthielt $\mathrm{K} = 30000$ Trajektorien, die jeweils mindestens ein Ereignis in jeder Drahtkammer hervorgerufen hatten.

Die Parameter c_{ij} wurden nun iterativ in einem Minimierungsverfahren nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt. Hierzu wurde die totale Summe der quadratischen Abweichungen G^2 über alle Trajektorien K des Datensatzes mit Hilfe des Programmpakets MINUIT [CN/ASD Group, 1993] auf numerischem Wege minimiert.

$$G^2 = \sum_{k=1}^{K} (x_L - f_L(x_M, x_N))^2 \tag{3.6}$$

Ausgehend von einer linearen Abhängigkeit der Koordinaten voneinander wurden die Parameter c_{00} bis c_{11} in einem ersten Schritt bestimmt und dann schrittweise Abhängigkeiten höherer Ordnung nach folgendem Schema hinzugenommen:

1. Setze alle Parameter zu Null: $c_{ij} = 0$ für $i = 0, \cdots m; j = 0, \cdots n$
   $i = 0; j = 0$,
2. Berücksichtigung des Parameters c_{ij} und Minimieren von G^2,
3. Kriterium: War die Verringerung von G^2 signifikant?
   Wenn ja, dann c_{ij} variabel.
   Wenn nein, dann: $c_{ij} \equiv 0$ fest.
4. $i = i + 1$, bzw. $j = j + 1$
5. Rückkehr zu Punkt 2 bis $i = 3, j = 3$.

Während dieses Verfahrens muß darauf geachtet werden, daß zwischen zwei aufeinander folgenden Schritten die Parameter c_{ij} schwach variieren, was ein Zeichen für numerische Instabilität ist. Das Signifikanzkriterium dient dazu, nur eine *robuste* Parametrisierung der Bahnen zuzulassen, was im Folgenden begründet wird. Zum einen ist die Genauigkeit der Bestimmung der Durchstoßpunkte der Trajektorien in den Drahtkammern nicht mit der Genauigkeit der Ortsauflösung der Detektoren identisch, da sowohl die Position der Kammergehäuse, als auch die Lage der Drahtebenen im Gehäuse nicht mit großer Genauigkeit bekannt sind. In Tabelle 3.8 ist eine Abschätzung für die einzelnen Beiträge aufgeführt, aus der zu erkennen

[1] Die Simulationsrechnungen zur Bestimmung der Raumwinkel- und Impulsakzeptanz wurden unter Berücksichtigung aller relevanten Wechselwirkungen durchgeführt.

ist, daß im wesentlichen die ungenaue Bestimmung der Gehäuseposition maßgeblich für die Bestimmung der Durchstoßpunkte ist[2].

Für Experimentdaten ist in Abbildung 3.5 die Verteilung der Differenzen zwischen dem parametrisierten Ort des Ereignisses in der MWPC L und allen aufgetretenen Ereignissen gezeigt.

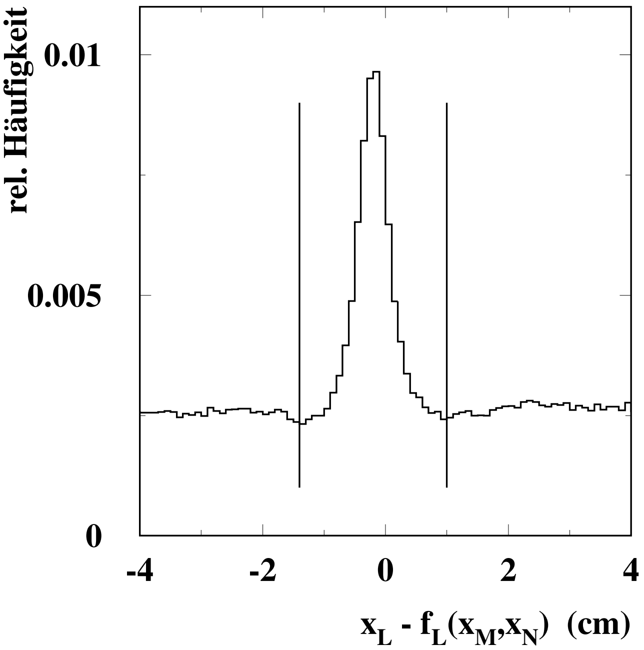

Abbildung 3.5: Häufigkeitsverteilung der Differenzen zwischen der parametrisierten Position in der MWPC L und dem Ort des tatsächlichen Ereignisses (Experimentdaten). Die Varianz des Signals beträgt hier $\sigma_{\Delta x} = 0.25$ cm(0.59 cm FWHM). Das wirksame Analysefenster ist mit senkrechten Strichen eingezeichnet.

Die Verteilung folgt einer Normalverteilung auf einem kombinatorischen Untergrund mit

[2]Nach Abschluß der hier vorgestellten Experimente wurde eine mechanische Halterung für die Drahtkammern konstruiert und eingebaut, die in Zukunft ein reproduzierbares und wesentlich genaueres Positionieren ermöglicht.

Beitrag	Δx
Detektorauflösung	$\leq$ 0.5 mm
Drahtebene	$\approx$ 0.5 mm
Gehäuseposition	$\approx$ 3.0 mm
Insgesamt	$\approx$ 3.1 mm

Tabelle 3.8: Beiträge zur Ungenauigkeit der Bestimmung der Durchstoßpunkte der Trajektorien in den Drahtkammern aufgrund nicht exakt bekannter Positionen.

einer Breite, die durch die Genauigkeit der Parametrisierung sowie, mit unterschiedlicher Stärke für unterschiedliche Bereiche des Teilchenimpulses, durch die Kleinwinkelstreuung der Teilchen und die Energieverluststreuung (*Straggling*) bestimmt ist. In der Analyse der Daten wurde auf diese Verteilung eine Bedingung von $\pm 3\ \sigma_{\text{Normal}}$ um den Mittelwert gelegt.

Mit Hilfe eines gleichartigen Verfahrens kann der Zusammenhang zwischen den Ereignissen in der MWPC L und Ereignissen im Startdetektor (D) der Flugzeitmessung erfolgen. Da beide Detektoren parallel und mit geringem Abstand zwischen dem Quadrupol- und dem Dipolmagneten angebracht sind, besteht eine nahezu lineare Relation zwischen der Nummer des angesprochenen Szintillatorstreifens und der x-Koordinate der Drahtkammer.

$$N_D \approx f_D(x_L) = \sum_{i=0}^{1} c_i x_L^i \tag{3.7}$$

Für alle zu einer Trajektorie rekonstruierten Drahtkammerereignisse kann nun die Abweichung zwischen allen potentiellen Ereignissen im Flugzeitstartdetektor und der parametrisierten Modulnummer $f_D(x_L)$ bestimmt werden. Die Verteilung dieser Differenz ist beispielhaft in Abbildung 3.6 gezeigt. Sie hat die Form eines Rechtecks auf einem kombinatorischen Un-

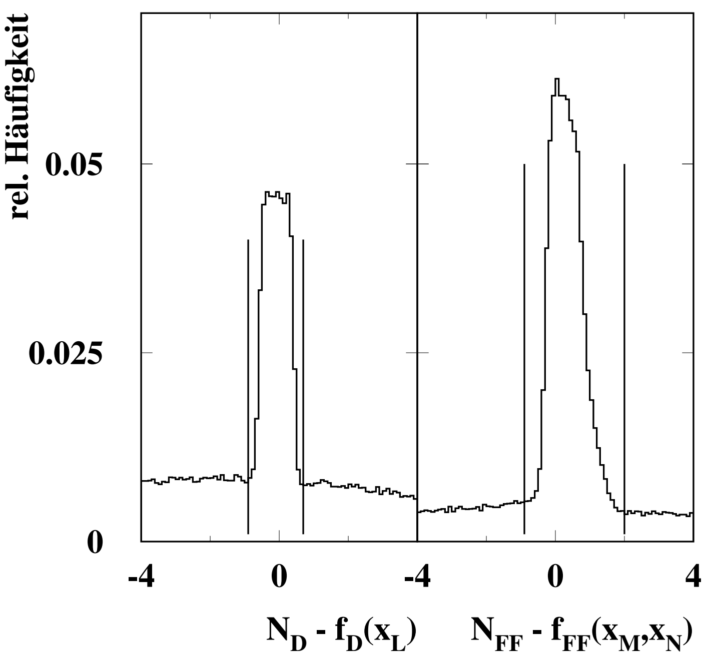

Abbildung 3.6: Häufigkeitsverteilung der Differenzen zwischen den parametrisierten Modulnummern in Flugzeitstartdetektor (D, links) und -Stoppdetektor (FF, rechts) für Experimentdaten. Die wirksamen Analysefenster sind wieder als senkrechte Striche eingezeichnet.

tergrund, wobei die Breite der Rechtecks-Verteilung im wesentlichen durch die Breite eines Moduls des Startdetektors von 3 cm gegeben ist. Die Verteilung der Multiplizität in beiden Detektoren ist in Abbildung 3.7 gezeigt, wobei die Multiplizität im Stoppdetektor noch

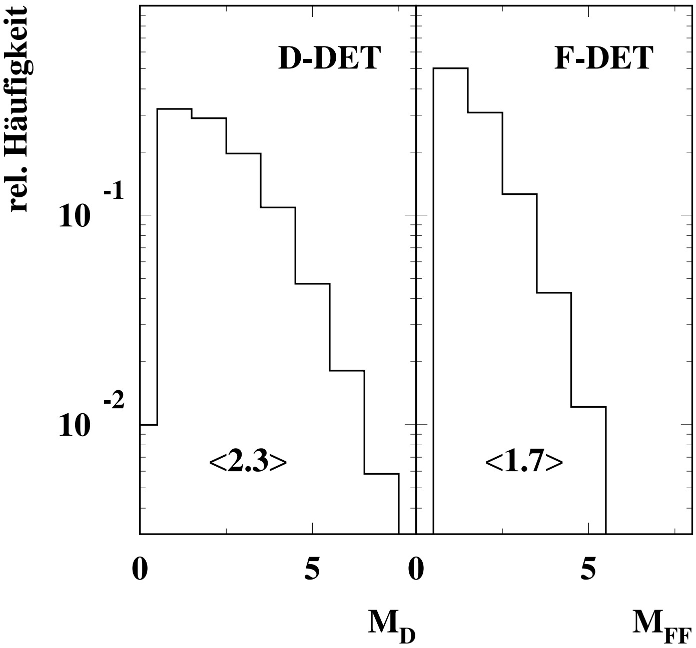

Abbildung 3.7: Die Multiplizitätsverteilung in den Flugzeitdetektoren: Auf der linken Seite ist der Startdetektor (D-Det), und auf der rechten Seite der Stoppdetektor (F-Det) gezeigt.

nicht auf Treffer benachbarter Module durch ein Teilchen korrigiert ist. Als Bedingung in der Analyse wurde für den Startdetektor ein akzeptierter Bereich von ± 0.8 in Einheiten der Detektornummer um den Mittelwert gewählt.

Für den Zusammenhang zwischen den Modulen des Flugzeitstoppdetektors (FF) und den x-Koordinaten der Vieldrahtkammern MWPC M und N kann wiederum eine Abhängigkeit bis zum dritten Grad angesetzt werden:

$$N_{FF} \approx f_{FF}(x_M, x_N) = \sum_{i=0}^{3} \sum_{j=0}^{3} c_{ij} x_M^i x_N^j. \tag{3.8}$$

In äquivalenter Weise zur Bestimmung der Stoppdetektormodule wird der Teilchenimpuls am Target bei der Trajektorienrekonstruktion bestimmt. Die Abhängigkeit ist hierbei wiederum vom Polynomgrad drei:

$$p_{Target} \approx f_p(x_M, x_N) = \sum_{i=0}^{3} \sum_{j=0}^{3} c_{ij} x_M^i x_N^j. \tag{3.9}$$

Die Ereignisse der einzelnen Drahtkammern werden so gruppiert, daß die Kombination mit der geringsten Abweichung von der parametrisierten Bahn als Trajektorie definiert wird.

Da kein monoenergetischer Teilchenstrahl zur Eichung des Spektrometers zur Verfügung stand, muß die Auflösung der magnetischen Abbildung des Spektrometers und die der Trajektorienrekonstruktion in Simulationsrechnungen ermittelt werden. Hierzu wurden Pionen mit

Laborimpulsen von 0.3 bis 1.1 GeV/c in Schritten von 0.2 GeV/c am Target generiert und unter Berücksichtigung aller relevanten physikalischen Wechselwirkungen durch den Aufbau propagiert, wobei der Teilchenzerfall ebenfalls berücksichtigt wurde. Das Raumwinkelelement war isotrop belegt und die magnetische Flußdichte im Dipolmagneten war an den jeweiligen Impuls angepaßt. In Abbildung 3.8 ist die Verbreiterung der Teilchenimpulse durch die endliche Auflösung gezeigt. Die Verteilungen wurden mit Normalverteilungen angepaßt und die

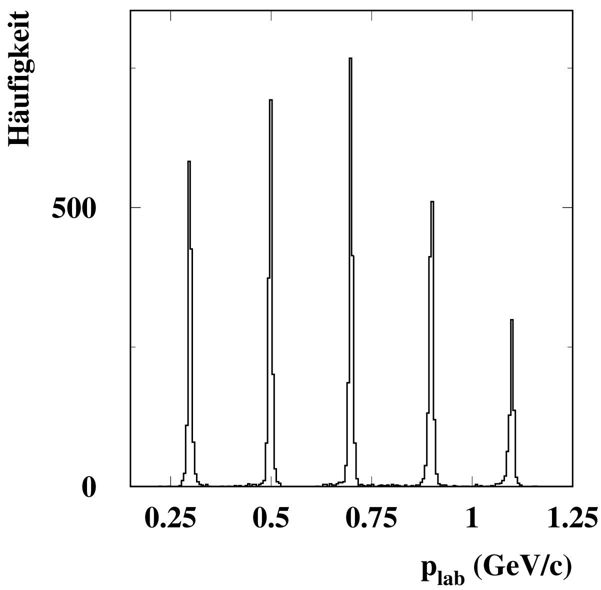

Abbildung 3.8: Die Impulsauflösung des Spektrometers: Teilchenbahnen mit Impulsen von 0.3 bis 1.1 GeV/c in Schritten von 0.2 GeV/c wurden am Target generiert. Die Abbildung zeigt die rekonstruierten Impulse. (Die Amplitude wird durch die impulsabhängige Raumwinkelakzeptanz beeinflußt und ist daher nicht bei allen Impulsen gleich groß.)

Ergebnisse in Tabelle 3.9 zusammengefaßt. Bedingt durch den abnehmenden Energieverlust, die abnehmende Kleinwinkelstreuung und die geringere Wahrscheinlichkeit für Teilchenzerfall vergrößert sich das Auflösungsvermögen mit zunehmendem Impuls.

p_{lab}	σ_p/p_{lab}	FWHM/p_{lab}
0.3 GeV/c	1.26 %	2.97 %
0.5 GeV/c	0.86 %	2.03 %
0.7 GeV/c	0.56 %	1.32 %
0.9 GeV/c	0.53 %	1.25 %
1.1 GeV/c	0.44 %	1.04 %

Tabelle 3.9: Impulsauflösung des Spektrometers für fünf verschiedene Laborimpulse. In der zweiten Spalte ist die Varianz und in der dritten Spalte die Halbwertsbreite der Normalverteilungen angegeben.

3.3.3 Die Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation beruht auf der Bestimmung des Verhältnisses zwischen Masse und Ladung M/Z des Teilchens und des spezifischen Energieverlusts in den Flugzeitdetektoren. Hierzu wird der Teilchenimpuls p/Z mit dem oben beschriebenen Verfahren aus dem Informationen der Drahtkammern bestimmt und die Geschwindigkeit der Teilchen aus der Flugzeitdifferenz Δt und der Weglänge Δl zwischen Start- und Stoppdetektor ermittelt. Aus der Beziehung

$$(\mathrm{M/Z})^2 = (\mathrm{p/Z})^2((\Delta \mathrm{t}/\Delta \mathrm{l})^2 - 1) \tag{3.10}$$

ergibt sich mit der mittleren Weglänge Δl einer Start- Stoppdetektorkombination das Verhältnis $(\mathrm{M/Z})^2$, das in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Es ist zu erkennen, daß die Maxima der

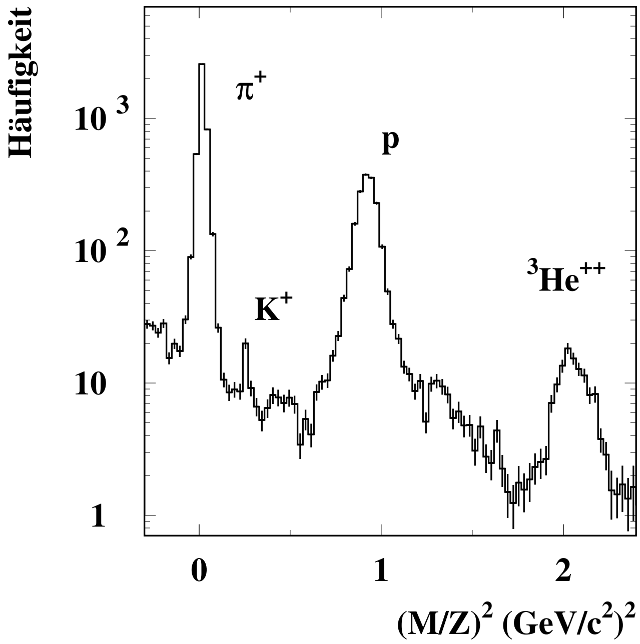

Abbildung 3.9: Das Quadrat des Quotienten aus Teilchenmasse und Ladung für Impulse zwischen 0.6 und 1.2 GeV/c positiv geladener Teilchen.

verschiedenen Teilchen klar voneinander separiert sind, wobei der Untergrund im Bereich der Pionen etwa 3 % beträgt. Da die Zeitauflösung der Flugzeitdetektoren etwa 400 ps (FWHM) beträgt, ergeben sich bei den hohen Geschwindigkeiten von Pionen in dem betrachteten Impulsbereich von $0.975 \leq \beta_\pi \leq 0.993$ Beiträge im Bereich negativer $(\mathrm{M/Z})^2$-Verhältnisse. In der Analyse werden Ereignisse innerhalb eines Bereiches des Sechsfachen der Varianz der Verteilung $\pm 3\sigma$ um den Mittelwert akzeptiert, was im Falle einer Normalverteilung einem Konfidenzniveau von 99.7% entspricht.

Im Bereich zwischen der Masse von Kaonen und Protonen sind in Abbildung 3.9 Strukturen in der Verteilung zu erkennen, die durch die Flugzeit- und Cherenkov-Triggerbedingung ToF$\cap$C verursacht sind.

Eine zusätzliche Bedingung auf den Energieverlust der Teilchen im Flugzeitstoppdetektor dient zur weiteren Unterdrückung von Untergrund. Hierzu werden, abhängig von der Anzahl der getroffenen Module im Detektor, nur Ereignisse zugelassen, die in einem Intervall von $\pm 3\ s\sigma$ um den mittleren Energieverlust im Detektor liegen. Wie in Abbildung 3.10 zu

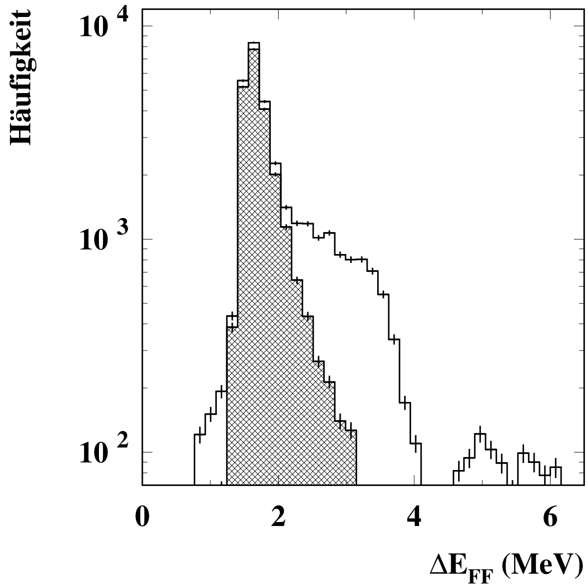

Abbildung 3.10: Die Energieverlustverteilung in den Modulen des Flugzeitstoppdetektors für Teilchenimpulse zwischen 0.6 und 1.2 GeV/c und mit der Geschwindigkeitsselektion auf Pionen (schraffiert).

sehen ist, sind aufgrund des nur geringen Unterschiedes im Energieverlust von Pionen und Protonen beide Teilchensorten nicht klar trennbar, dennoch sind gestreute Protonen, die den wesentlichen Teil des Untergrundes verursachen, über die unterschiedliche Anzahl getroffener Streifen des Stoppdetektors unterscheidbar.

3.3.4 Die Effizienzbestimmung der Vieldrahtkammern

Da die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten wesentlich von der Kenntnis der Effizienz der Detektoren abhängt, wurden in den hier vorgestellten Experimenten verschiedene Verfahren zur Effizienzbestimmung angewandt. Wie schon in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, sind sämtliche Szintillationsdetektoren über Lichtleitfasern an Lasersysteme gekoppelt, um Amplituden- und Zeitsignalvariationen registrieren und korrigieren zu können.

Die Effizienzbestimmung der Vieldrahtkammern folgt einem anderen Verfahren. Hierbei werden durch die im Folgenden vorgestellte Methode für jede Messung die aktuellen Effizienzen für Teilchen (in diesem Falle Pionen und Protonen) experimentell bestimmt.

Zur Untersuchung dient die Untergruppe der Daten, in der die Ereignismultiplizität jedes Detektors höchstens Eins beträgt, womit Vieldeutigkeiten bei der Identifikation und Zuordnung der Ereignisse zu Trajektorien vermieden werden. Mit Hilfe der Flugzeitdetektoren werden Teilchen allein aufgrund ihrer Flugzeit identifiziert.

Zur Bestimmung der Effizienz der MWPC L wird ausgenutzt, daß der Abstand zum Flugzeitstartdetektor nur 11 cm beträgt und die Bahnen der Teilchen in diesem Bereich nahezu gerade im Raum verlaufen. Somit besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Modulnummer des getroffenen Startdetektors und der x-Koordinate der Drahtkammer, wie er in Umkehr in Abschnitt 3.3.2 schon gezeigt wurde. Der Quotient zwischen der Anzahl der Ereignisse eines Moduls des Startdetektors $N_D^{\pi(p)}$, die als Pion (Proton) identifiziert wurden, und der Anzahl der Ereignisse im zugehörigen Bereich der Drahtkammer $N_{\mathrm{MWPC\ L}}$ ergibt so die Effizienz $\epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ L}}$ der Vieldrahtkammer für Pionen (Protonen) zu $\epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ L}} = \frac{N_{\mathrm{MWPC\ L}}}{N_D^{\pi(p)}}$.

In analoger Weise werden für die beiden anderen Drahtkammern, die ebenfalls räumlich eng benachbart positioniert sind, Ereignisse ausgewählt, die für beide Detektoren Ereignisse im aktiven Bereich auslösen müssen. Die Effizienz der MWPC M(N) $\epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ M(N)}}$ ergibt sich aus dem Quotient von Ereignissen in diesem Detektor $N_{\mathrm{MWPC\ M(N)}}$ und den Ereignissen in einem definierten Bereich der MWPC N(M) $N_{\mathrm{MWPC\ N(M)}}$ unter den oben aufgeführten Bedingungen der Teilchenidentifikation zu $\epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ M(N)}} = \frac{N_{\mathrm{MWPC\ M(N)}}}{N_{\mathrm{MWPC\ N(M)}}}$. Der Korrekturfaktor, mit dem die Daten zur Effizienzkorrektur zu versehen sind, ist das Produkt der drei Effizienzen der einzelnen Drahtkammern $\epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC}} = \epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ L}} \times \epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ M}} \times \epsilon^{\pi(p)}_{\mathrm{MWPC\ N}}$. Trotz der einschränkenden Bedingungen bietet die analysierte Untergruppe der Daten noch eine ausreichende statistische Genauigkeit, um für jede Messung die Effizienzen der Drahtkammern ermitteln und korrigieren zu können. Die über alle Messungen gemittelte Gesamteffizienz im Experiment Au+Au für Pionen und Protonen beträgt:

$$\begin{aligned} \epsilon^{\pi}_{\mathrm{MWPC}} &= (95.0 \pm 0.1)\ \% \\ \epsilon^{p}_{\mathrm{MWPC}} &= (94.4 \pm 0.2)\ \%. \end{aligned}$$

Der geringere Wert für Protonen ergibt sich aus den Triggerbedingungen, unter denen in diesem Experiment gemessen wurde, und bei denen systematisch gestreute Protonen akzeptiert wurden.

Für das Experiment Ni+Ni wurde, wegen des unterschiedlichen Strahlnormierungsverfahrens, die Effizienz der Drahtkammern nur in den Eichmessungen bei den unterschiedlichen Strahlenergien bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \epsilon^{\pi}_{\mathrm{MWPC}} &= (94.0 \pm 5.0)\ \% \quad (0.8\ \mathrm{A{\cdot}GeV}) \\ \epsilon^{\pi}_{\mathrm{MWPC}} &= (92.5 \pm 4.0)\ \% \quad (1.0\ \mathrm{A{\cdot}GeV}) \\ \epsilon^{\pi}_{\mathrm{MWPC}} &= (90.0 \pm 3.0)\ \% \quad (1.8\ \mathrm{A{\cdot}GeV}). \end{aligned}$$

3.3.5 Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus den Ausbeuten an Pionen N_π für einen Pionen-Laborimpuls p_{lab} (Transversalimpuls p_T) und Emissionswinkel θ_{lab} (Rapidität y) zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}(p_{lab},\Omega_{lab}) = \frac{M}{N_A d}\cdot\frac{1}{N_{beam}}\cdot\frac{1}{\epsilon_{dead}\cdot\epsilon_{MWPC}\cdot\epsilon_{trig}}\cdot\frac{N_\pi(p_{lab},\Omega_{lab})}{f_{acc}(p_{lab},\Omega_{lab})} \quad (3.11)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}(p_T,y) = \frac{M}{N_A d}\cdot\frac{1}{N_{beam}}\cdot\frac{1}{\epsilon_{dead}\cdot\epsilon_{MWPC}\cdot\epsilon_{trig}}\cdot\frac{N_\pi(p_T,y)}{f_{acc}(p_T,y)}. \quad (3.12)$$

Hierbei bedeutet M die Molmasse des Targetmaterials, N_A die Avogadro-Zahl, N_{beam} die Primärstrahlintensität, ϵ_{dead} die Totzeit der Datenaufnahme, ϵ_{MWPC} die Effizienz der Vieldrahtkammern, ϵ_{trig} die Triggereffizienz und f_{acc} die Akzeptanzkorrektur des Spektrometers. Die Beschreibung der Simulationsrechnungen zur Akzeptanzkorrektur finden sich in Anhang B. Die Triggereffizienz der Bedingung ToF wurde für Pionen zu Eins angenommen, da in den Messungen keine Pionen-unterdrückenden Trigger aktiv waren und Pionen für einen Impulsbereich die Teilchen mit der höchsten Geschwindigkeit sind. Speziell für die Messungen bei einer Magnetfeldstärke von 1.4 T und 1.9 T, die teilweise unter der Bedingung ToF $\cap$ C aufgenommen wurde, wurde die Effizienz des Triggers zu $\epsilon_{trig} = (98.7 \pm 0.3)\%$ bestimmt.

Da sowohl auf Experimentdaten, wie auch auf Simulationsdaten eine identische Analyse angewandt wurde, wird die Effizienz der Analyse zum größten Teil automatisch korrigiert. Einflüsse durch die im Experiment höheren Multiplizitäten betragen maximal 5%, wie durch eine *Mixed-Event* Analyse ermittelt wurde. Diese Abweichung wird dem systematischen Fehler zugerechnet.

3.3.6 Die Rekonstruktion der Reaktionsebene

Die Rekonstruktion der Reaktionsebene mit Hilfe des Kleinwinkelhodoskops war Teil einer Dissertation an der Universität Frankfurt [Brill, 1993].

Die Reaktionsebene wird experimentell durch die Messung der Ablenkung des Projektilfragments in einer Kernreaktion bestimmt. Dieser *bounce-off* genannte Effekt wird mit dem Abprall der Projektilspektatoren an der verdichteten Reaktionszone erklärt und führt zu einer kollektiven Bewegung von Kernmaterie in die Reaktionsebene. Durch die große Deformation des Projektilfragments und die dadurch bedingte Anregungsenergie zerbricht der Kern weiter in kleinere Fragmente, die dann im Kleinwinkelhodoskop nachgewiesen werden können. In Abbildung 2.4 ist schematisch für eine semi-zentrale Reaktion zweier Kerne dieser Prozeß dargestellt.

Im System $^{197}Au + ^{197}Au$ bei 1.0 A·GeV wird in semi-zentralen Stößen, das heißt Stoßparametern zwischen 6 und 9 fm, ein Gesamtimpuls von einigen GeV/c auf die Spektatornukleonen übertragen [Brill, 1993].

Die mittleren Komponenten des Transversalimpulses dienen nun zur Festlegung der Reaktionsebene. Da bei diesem Verfahren Fluktuationen in der Anzahl der Fragmente, eine vom Transversalimpuls und von der Ladung des Fragments abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit, sowie Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Transversalimpulses auftreten, ergibt sich eine Genauigkeit in der Bestimmung der Reaktionsebene zwischen 20° und 40°. Hierbei sind in

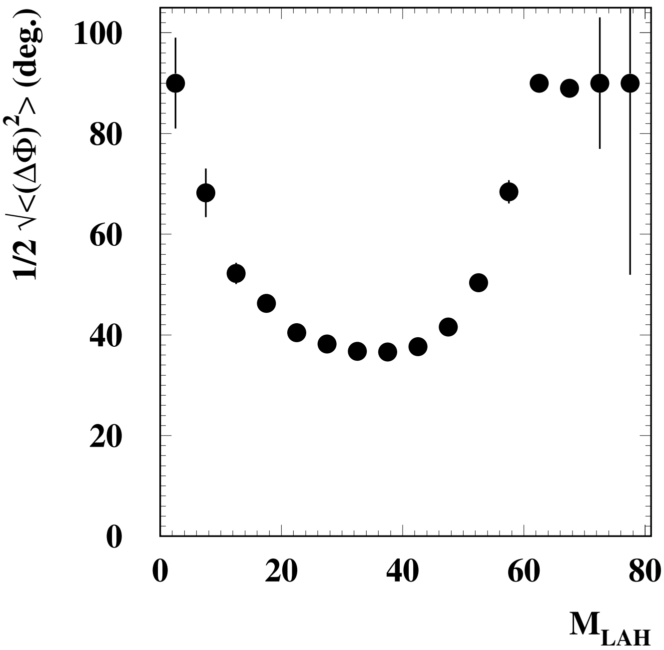

Abbildung 3.11: Experimentelle Auflösung in der Bestimmung der Reaktionsebene in Abhängigkeit des Stoßparameters im Reaktionssystem ^{197}Au $+^{197}$ Au bei 1.0 A·GeV.

peripheren Reaktionen Verluste durch die beschränkte Akzeptanz des Detektors aufgrund eines geringen Transversalimpulses des Projektilfragments maßgeblich für die Bestimmung der Reaktionsebene. In zentralen Reaktionen hingegen wird die Auflösung durch die geringe Größe des Projektilfragments und hohe Transversalimpulse bestimmt. Außerdem kann mit einer Bedingung auf die Teilchengeschwindigkeit nicht mehr klar zwischen Spektatoren und Partizipanden unterschieden werden.

Zur Bestimmung der Auflösung der Reaktionsebene werden die Ereignisse zufällig und exklusiv zwei Ereignisklassen zugeordnet und für jede dieser Klassen die Reaktionsebene getrennt bestimmt. Die Reaktionsebene des gesamten Ereignisses und die Varianz ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} \phi_{react} &= 1/2 \cdot (\phi_1 + \phi_2) \\ \sigma_{\phi_{react}} &= 1/2 \cdot \sqrt{(\phi_1 - \phi_2)^2}. \end{aligned}$$

Insgesamt ergibt sich im Mittel über viele Ereignisse der in Abbildung 3.11 dargestellte Verlauf der Auflösung der Reaktionsebenenbestimmung. Es ist zu sehen, daß die oben beschriebenen Effekte zu einem Optimum in der Bestimmung der Reaktionsebene in semizentralen Stößen führt.

3.3.7 Die Bestimmung der Anzahl partizipierender Nukleonen

Mit Hilfe des Großwinkelhodoskops (siehe Abschnitt 2.4.1) wurden die Reaktionen bezüglich der Zentralität der Reaktion in Klassen eingeteilt. Hierbei besteht ein Zusammenhang zwischen der Multiplizität geladener Teilchen im Detektor zur Anzahl partizipierender Nukleonen A_{part} in der Reaktion, wie in [Brill, 1993] gezeigt wurde. A_{part} wurde für jede Reaktionsklasse aus der Gesamtladung der Spektatorfragmente Z_{SAH}^{sum}, die im Kleinwinkelhodoskop nachgewiesen wurden, bestimmt.

$$A_{part} = 2 \cdot A(Au, Ni) \cdot (1 - \frac{Z_{SAH}^{sum}}{Z(Au, Ni)}) \qquad (3.13)$$

Im Unterschied zu Referenz [Brill, 1993] wurde zusätzlich eine Korrektur eingeführt, die Verluste von Spektatorfragmenten im Strahlrohr berücksichtigt, die sich aber lediglich für periphere Reaktionen mit $A_{part} \leq 100$ bemerkbar macht [Shin, 1997]. Die Abbildungen 3.12 und 3.13 zeigen für die untersuchten Reaktionssysteme die Multiplizitätsverteilungen im Großwin-

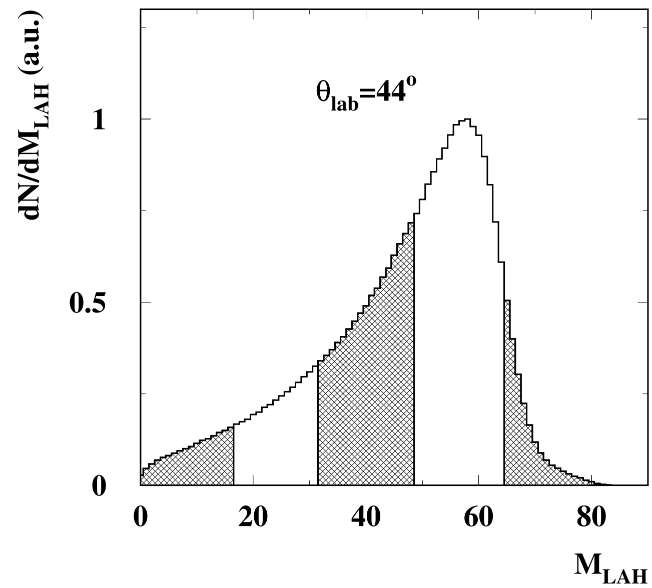

Abbildung 3.12: Multiplizitätsverteilung im LAH für einen Trigger auf positive geladene Pionen im System Au+Au bei 1.0 A·GeV: die in der Analyse ausgewählten Multiplizitätsbereiche sind durch Schraffur voneinander getrennt.

kelhodoskop, unter der Bedingung, daß ein Pion im Spektrometer nachgewiesen wurde. Die Unterteilung erfolgt nach der in [Doss et al., 1986] vorgeschlagenen Methode. Hierbei wird die Multiplizitätsverteilung in vier Bereiche bis zur maximalen Multiplizität M_{max} gegliedert. M_{max} ergibt sich als der Wert, bei dem die Verteilung auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist. Das fünfte Intervall beinhaltet alle Multiplizitäten oberhalb M_{max}.

In Tabelle 3.10 ist die Relation zwischen A_{part} und M_{LAH} für das System Au+Au zusammengefaßt.

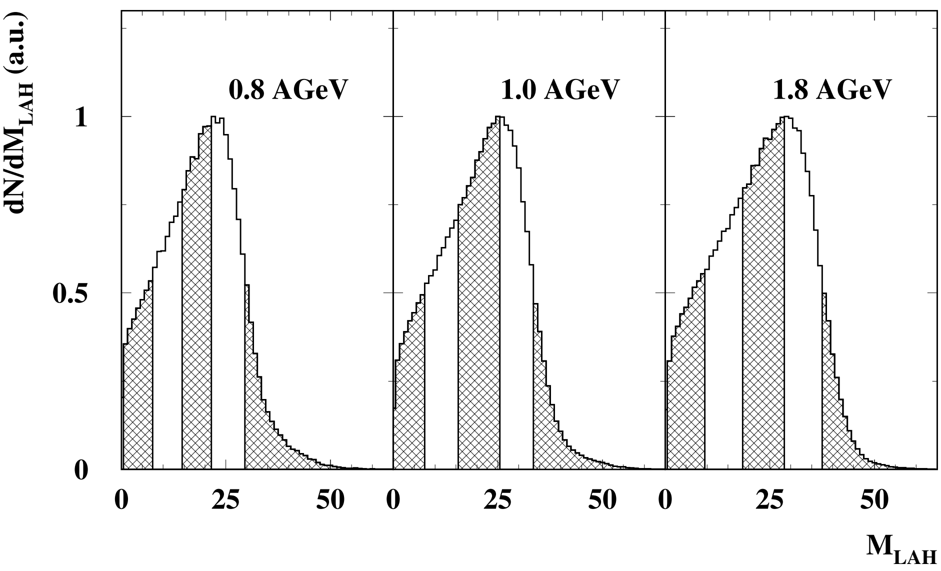

Abbildung 3.13: Multiplizitätsverteilung im LAH für einen Trigger auf positiv geladene Pionen im System Ni+Ni bei den drei Einschußenergien: die in der Analyse ausgewählten Multiplizitätsbereiche sind durch Schraffur voneinander getrennt.

Au+Au, 1.0 A·GeV					
M_{LAH}	A_{part}	ΔA_{part}	M_{LAH}	A_{part}	ΔA_{part}
1–5	33	34	36–40	153	43
6–10	40	35	41–45	183	44
11–15	51	39	46–50	211	43
16–20	69	40	51–55	239	42
21–25	94	43	56–60	277	38
26–30	111	45	61–65	307	29
31–35	131	42	66–84	330	25

Tabelle 3.10: Zusammenhang zwischen der Multiplizität geladener Teilchen im LAH zur Anzahl partizipierender Nukleonen in der Reaktion Au+Au bei 1.0 A·GeV.

Es ist zu erkennen, daß Pionen bevorzugt in zentralen Reaktionen emittiert werden, da dort auch die Anzahl der beteiligten Nukleonen am größten ist. Genauer wird dieses Verhalten in Abschnitt 5.1 untersucht.

Kapitel 4

Die experimentellen Ergebnisse

Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit dem totalen hadronischen Reaktionswirkungsquerschnitt im System $^{197}Au +^{197} Au$ bei einer Strahlenergie von 1.0 A·GeV, wobei die Gültigkeit des geometrischen Modells für Kernreaktionen dieses Energiebereichs geprüft werden soll. In Abschnitt 4.2 werden die Resultate zur Produktion von Pionen in der Reaktion $^{197}Au +^{197} Au$ bei 1.0 A·GeV gezeigt. Die in verschiedenen Laborwinkelbereichen gemessenen Wirkungsquerschnitte werden untersucht und aus der Verteilung des Emissionswinkels im Schwerpunktssystem der Grad der Anisotropie der Pionenproduktion bestimmt. In Abschnitt 4.3 werden die Ergebnisse zur Untersuchung der Pionenproduktion im System $^{58}Ni +^{nat} Ni$ bei Strahlenergien von 0.8, 1.0 und 1.8 A·GeV vorgestellt. Die hierbei extrahierten Wirkungsquerschnitte werden zur Bestimmung der Anregungsfunktion der Pionenproduktion in Schwerionenstößen benutzt.

4.1 Reaktionswirkungsquerschnitte im System Au+Au

Für die Reaktion $^{197}\mathrm{Au} +^{197} \mathrm{Au}$ wurden bei einer Strahlenergie von 1.0 A·GeV gesonderte Messungen durchgeführt, um den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{react} zu bestimmen. Dieser soll hier als der totale Wirkungsquerschnitt hadronischer Reaktionen der Kerne verstanden werden, wobei naturgemäß eine klare Trennung zu Reaktionen anderer Art, wie beispielsweise Coulomb-induzierter Spaltung oder die Anregung elektrischer und magnetischer Riesenresonanzen, aufgrund der unvollständigen Messung aller Observablen nicht möglich ist.

Bei der Messung von σ_{react} müssen möglichst alle hadronischen Reaktionen berücksichtigt werden. Es werden daher alle Ereignisse aufgenommen, bei denen mindestens ein Modul des Großwinkelhodoskops (LAH) von einem geladenen Teilchen getroffen wurde.

Durch die Granularität des Detektors von 84 Modulen ist diese Bedingung gut erfüllt, sobald die Anzahl der Nukleonen groß genug ist, um den Einfluß statistischer Fluktuationen gering zu halten. Für das in diesem Abschnitt diskutierte System $^{197}\mathrm{Au}+^{197}\mathrm{Au}$ ist auch diese Bedingung gut erfüllt.

In Abbildung 4.1 ist der Wirkungsquerschnitt der Ereignismultiplizitäten im Großwinkelhodoskop gezeigt, wie sie im System Au+Au bei 1.0 A·GeV auftritt, wenn als Analysebedingung mindestens ein Ereignis eines (hadronischen) Teilchens verlangt ist. Die Strahlnormierung erfolgte nach dem in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Verfahren, obgleich die Intensität des Primärstrahls gegenüber den Experimenten zur Mesonenproduktion um etwa drei Größen-

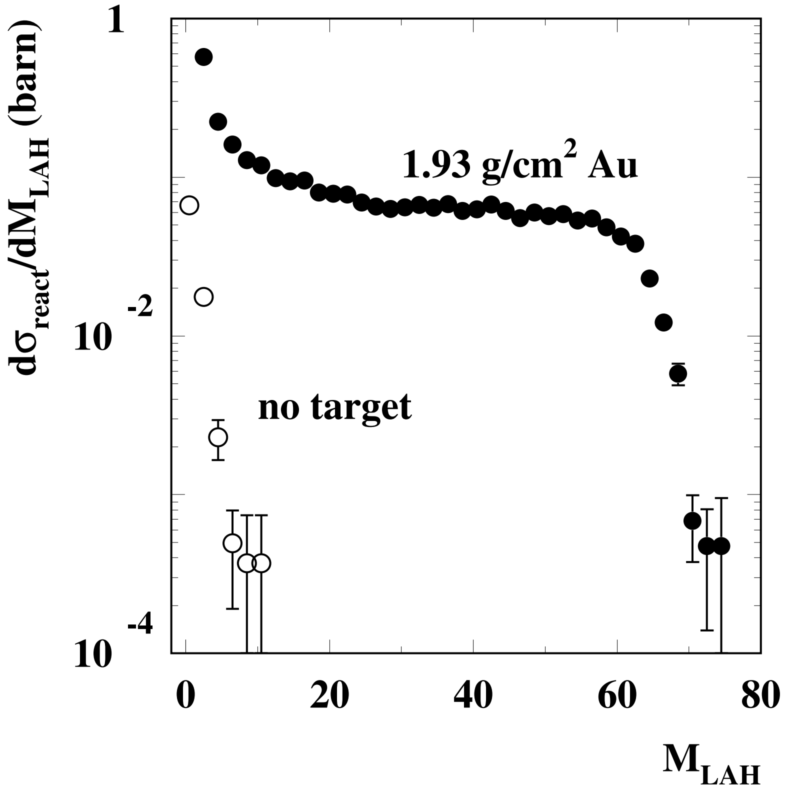

Abbildung 4.1: Abhängigkeit des Reaktionswirkungsquerschnitts von der Multiplizität im Großwinkelhodoskop (geschlossene Symbole) bei der angegebenen Massenbelegung des Targets, korrigiert um die Verteilung des Untergrunds (offene Symbole) für das System Au+Au bei 1.0 A·GeV.

ordnungen reduziert wurde. Es wurden weiterhin Messungen ohne Target durchgeführt, um den Anteil an Ereignissen zu erhalten, die nicht aus Reaktionen des Systems Au+Au, sondern aus Kernreaktionen des Strahlhalos mit den Strukturmaterialien des Experimentaufbaus stammten.

Die hierbei nicht direkt zu bestimmende Primärstrahlintensität wurde als identisch zu den zeitlich vorher und nachher durchgeführten Messungen mit zwei unterschiedlichen Targets, die gleiche Intensitäten ergaben, angenommen. Am Anteil dieses Untergrunds ist in Abbildung 4.1 zu sehen, daß nur Multiplizitäten im Detektor bis 10 betroffen sind, da die verursachenden Strukturmaterialien nicht aus schweren Elementen bestehen. Die Ursachen des beobachteten Untergrundes können weiterhin zufällige Koinzidenzen in den Detektoren durch beispielsweise Ereignisse der kosmischen Strahlung oder die nicht vollständige Abschirmung des Detektors gegen δ-Elektronen sein.

Zur Bestimmung des totalen Reaktionswirkungsquerschnitts ist es wichtig, ein Verfahren zu verwenden, das insensitiv auf möglichen Untergrund in der Multiplizitätsverteilung ist.

Hierzu wird der differentielle Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma^{\mathrm{i}}_{\mathrm{react}} = \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{react}}/\mathrm{dM_{LAH}}$ beginnend bei zentralen Reaktionen aufintegriert zu

$$\sigma_{\mathrm{react}}(\mathrm{M_{LAH}}) = \sum_{\mathrm{i}=\mathrm{M_{LAH}^{max}}}^{\mathrm{M_{LAH}}} \sigma^{\mathrm{i}}_{\mathrm{react}}. \tag{4.1}$$

In Abbildung 4.2 ist die Abhängigkeit dieser Summe von der Multiplizität im Großwinkelhodoskop in einer doppelt-logarithmischen Auftragung gezeigt. Es ist zu erkennen, daß bei

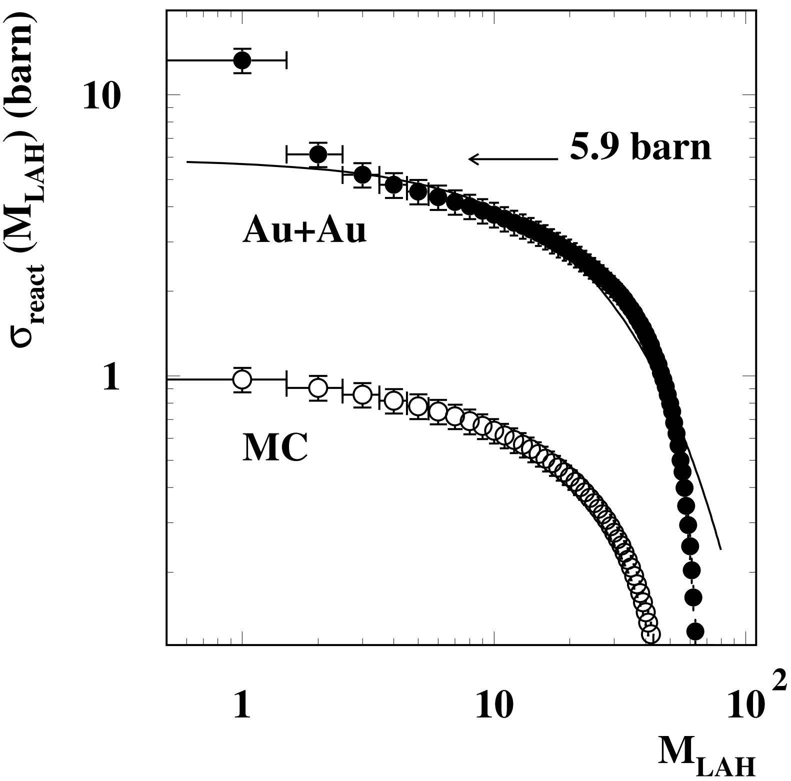

Abbildung 4.2: Integrierter Wirkungsquerschnitt $\Sigma\sigma_{\mathrm{react}}$ für das System Au+Au (geschlossene Symbole), Parametrisierung des Verlaufs (durchgezogene Linie) und Ergebnis einer Simulationsrechnung (MC, offene Symbole in willkürlicher Normierung)

Multiplizitäten von mehr als drei der Verlauf schwach ansteigt. Unterhalb dieses Wertes divergiert die Summe, da sich dort der Einfluß des Untergrundes, wie oben diskutiert ist, bemerkbar macht.

Dieses divergente Verhalten zeigt sich nicht in einer (Monte-Carlo) Simulationsrechnung, in der unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie und der experimentell bekannt Produktionswirkungsquerschnitte für geladene Pionen, Protonen und schwererer Fragmente die

Häufigkeitsverteilung in gleicher Weise bestimmt ist [Brill, 1996]. Die Simulationsrechnung wurde zur besseren Darstellung willkürlich skaliert, da nur der Verlauf, nicht aber die Absoluthöhe hier von Interesse ist.

Die experimentellen Daten wurden im Bereich zwischen 3 und 20 durch eine Exponentialverteilung parametrisiert, die ebenfalls in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Die Extrapolation auf $\mathrm{M_{LAH}} = 0$ liefert nun den totalen (hadronischen) Reaktionswirkungsquerschnitt von

$$\boxed{\sigma_{\mathrm{react}}^{\mathrm{Au+Au}} = (5.9 \pm 0.4)\ \mathrm{barn}} \tag{4.2}$$

für das System Au+Au, wobei sich der Fehler aus der systematischen Unsicherheit der Normierung ergibt, wie er durch den Vergleich zweier Messungen mit unterschiedlicher Massenbelegung des Targets von 1.93 und 0.97 $\mathrm{g\,cm^{-2}}$ ermittelt wurde. Die äquivalente Parametrisierung liefert für die Simulationsrechnung den dort vorgegebenen Anfangswert.

Der Wert für den Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{react} kann mit dem geometrischen Modell [Nagamiya & Gyulassy, 1984] verglichen werden, wie es auch der oben angeführten Simulationsrechnung zugrunde liegt. Hierbei wird angenommen, daß σ_{react} sich dank der hohen kinetischen Energie der Kerne einfach als die Querschnittsfläche des geometrischen Überlapps beider Kerne, gemittelt über alle Stoßparameter darstellen läßt als

$$\boxed{\sigma_{\mathrm{geom}}^{\mathrm{Au+Au}} = \pi \mathrm{r}_0^2(\mathrm{A_P^{1/3}} + \mathrm{A_T^{1/3}})^2 = 6.9\ \mathrm{barn},} \tag{4.3}$$

mit der Anzahl Nukleonen im Projektil (Target) $\mathrm{A_P(A_T)}$ und dem Radiusparameter $\mathrm{r}_0 = 1.27$ fm.

Der Wert für den Radiusparameter r_0 wurde aus experimentellen Daten der Proton-Kern-Streuung [Particle Data Group, 1994] bestimmt.

$$\sigma_{\mathrm{react}}(\mathrm{p} \to \mathrm{A}) = \pi(\mathrm{r}_0 * \mathrm{A}^{1/3})^2 \tag{4.4}$$

Abbildung 4.3 zeigt die aus Gleichung 4.3 extrahierten Parameter für eine Anzahl verschiedener Massensysteme.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das geometrische Modell im untersuchten Energiebereich eine Beschreibung des hadronischen Reaktionswirkungsquerschnitts, wie er hier bestimmt wurde, liefert. Die Ursache für die Abweichung des geometrischen Modells vom experimentellen Wert kann die Winkelverteilung des Nukleon-Nukleon Streuwirkungsquerschnitts sein, die eine vorwärts-rückwärts Asymmetrie aufweist. Daher besteht eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, daß in peripheren Reaktionen, die den wesentlichen Anteil des Wirkungsquerschnitts bestimmen, Nukleonen aus dem Überlappbereich beider Kerne nicht in den Raumwinkelbereich des Großwinkelhodoskops emittiert werden. Aus diesem Grund erscheint der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Multiplizitäten erniedrigt.

Für das Reaktionssystem Ni+Ni wird im Folgenden die Gültigkeit des geometrischen Modells angenommen und zur Bestimmung der Multiplizitäten verwendet. In diesem Modell ergibt sich der geometrische Reaktionswirkungsquerschnitt aus Gleichung 4.3 zu

$$\boxed{\sigma_{\mathrm{react}}^{\mathrm{Ni+Ni}} = 2.9\ \mathrm{barn}.} \tag{4.5}$$

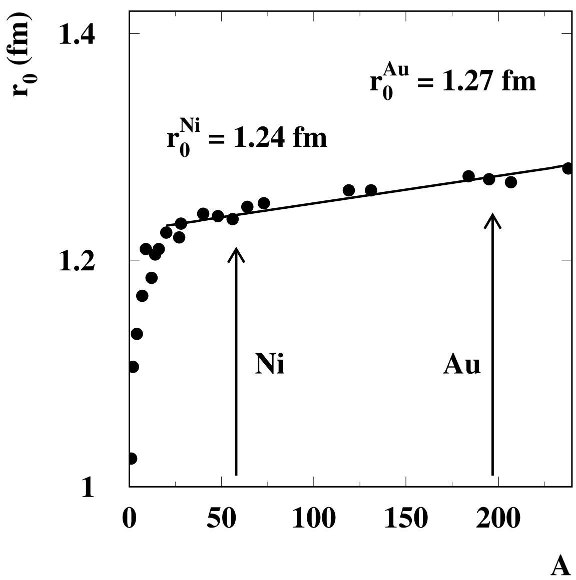

Abbildung 4.3: Radiusparameter r_0 aus der Proton-Kern-Streuung [Particle Data Group, 1994]. Für Isotope oberhalb von Kalzium ist eine lineare Regression an die Daten als durchgezogene Linie eingezeichnet.

4.2 Pionenproduktion im System Au-197 + Au-197

4.2.1 Inklusive spektrale Verteilungen

Im System Au+Au wurde bei einer Einschußenergie von 1.0 A·GeV die Pionenproduktion für verschiedene Laborwinkeleinstellungen untersucht. In Abbildung 4.4 sind die inklusiven, doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ der Pionenproduktion als Funktion des Laborimpulses gezeigt. Das Verfahren zur Bestimmung dieser Wirkungsquerschnitte wurde in Abschnitt 3.3.5 angegeben.

Unter der Annahme, daß die Pionenemission im wesentlichen aus dem Schwerpunktssystem beider kollidierender Kerne stattfindet, kann der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt σ_{inv} bestimmt werden zu

$$\sigma_{inv} = E_{CM}\frac{d^3\sigma}{dp^3_{CM}} = E_{lab}\frac{d^3\sigma}{dp^3_{lab}} = \frac{E_{lab}}{p^2_{lab}}\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}} \tag{4.6}$$

mit der totalen Teilchenenergie E, dem Impuls p und unter Ausnutzung des Lorentz-invarianten Phasenraumelements d^3p/E (siehe zum Beispiel [Lohrmann, 1986]). Den invarianten Wirkungsquerschnitt zeigt Abbildung 4.5.

Die totalen Wirkungsquerschnitte können nun unter den folgenden Annahmen bestimmt werden:

- Die kinetische Energieverteilung T_{CM} kann nach Null extrapoliert werden.
- Die Emission erfolgt räumlich isotrop im Schwerpunktssystem.

Im gemessenen Bereich lassen sich die Pionenspektren sehr gut mit Hilfe zweier Maxwell-Boltzmann Verteilungen parametrisieren (durchgezogene Linien in Abbildung 4.4). Es erscheint daher vertretbar, die Verteilungen nach $T_{CM} = 0$ zu extrapolieren. Bei der Anpassung der Verteilungen durch zwei Maxwell-Boltzmann-Verteilungen verbessert sich das gewichtete χ^2/N_{par} mit der Anzahl von Anpassungsparameter n_{par} gegenüber einer einfachen Maxwell-Boltzmann-Verteilung um einen Faktor 30 bis 50.

Mit Gleichung 4.6 kann die Laborimpulsverteilung in das Schwerpunktssystem transformiert werden:

$$\frac{d^3\sigma_{CM}}{dp^3_{CM}} = \frac{E_{lab}}{E_{CM}}\frac{d^3\sigma_{lab}}{dp^3_{lab}} = \sum_{i=1}^{2} C_i \exp(-E_{CM}/T_i). \tag{4.7}$$

An dieser Stelle soll diese Parametrisierung nur den Zweck erfüllen, die funktionale Abhängigkeit des spektralen Verlaufs zu beschreiben, nicht jedoch eine Interpretation im thermodynamischen Sinne implizieren. Die Parameter der Anpassung sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Da die Parameter untereinander stark korreliert sind (die Kovarianzmatrix ist in Tabelle 4.2 aufgeführt), wurde zuerst der hochenergetische Teil des Spektrums mit Energien oberhalb von 0.4 GeV im Schwerpunktssystem mit einer Maxwell-Boltzmann-Funktion angepaßt. Dann wurden die Parameter dieser Komponente fixiert und das gesamte Spektrum mit der Summe beider Verteilungen angeglichen, um die Startwerte für die endgültige Anpassung

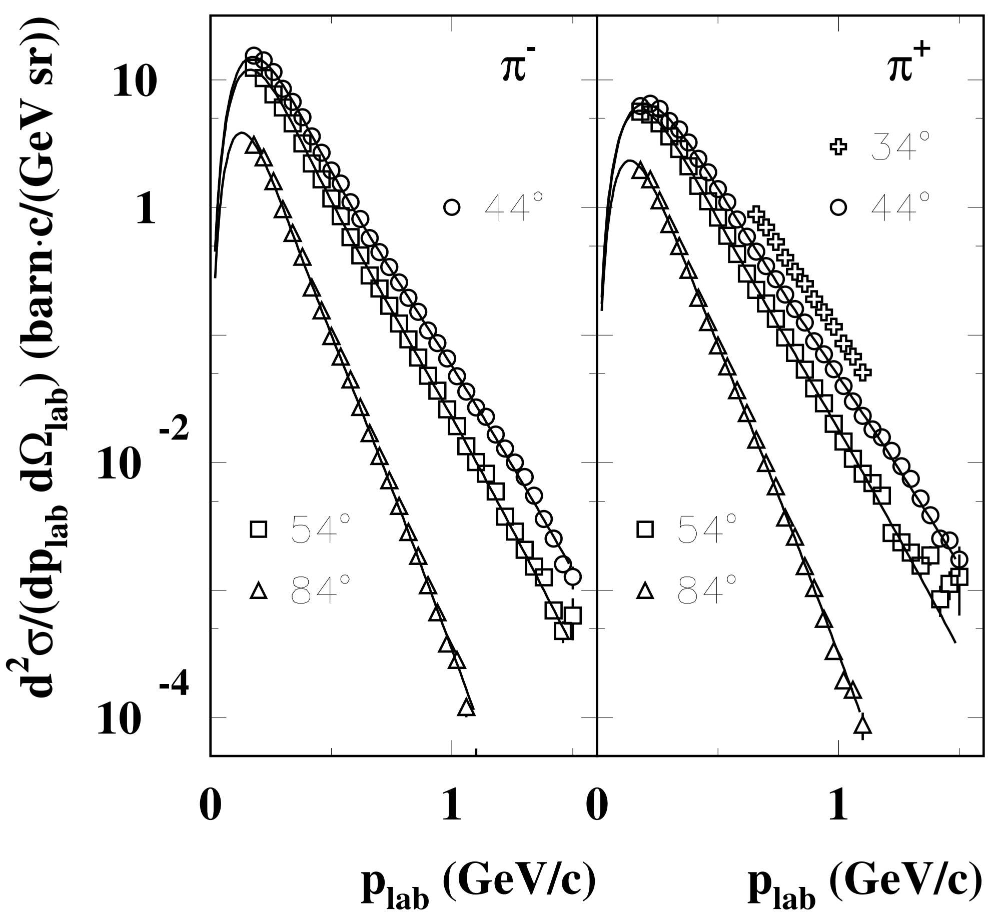

Abbildung 4.4: Doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte der Pionenproduktion im System ^{197}Au $+^{197}$ Au bei einer Einschußenergie von 1.0 A·GeV und Laborwinkeln von $\theta_{\rm lab} = (34 \pm 4)°, (44 \pm 4)°, (54 \pm 4)°, (84 \pm 4)°$ für negativ (links) und positiv (rechts) geladene Pionen. Die durchgezogenen Linie zeigen die Anpassungen mit der Summe zweier Maxwell-Boltzmann-Verteilungen. Es sind nur statistische Fehler gezeigt; die systematischen Fehler betragen etwa 7%.

mit allen vier Parametern zu ergeben. Die Bestimmung des absoluten Produktionswirkungsquerschnitts aus den Anpassungen ergibt sich zu

$$\sigma_{\rm total} \quad = \quad 4\pi \sum_{\rm i=1}^{2} {\rm C_i} \int_0^\infty {\rm dp_{CM}\ p_{CM}^2\ exp(-E_{CM}/T_i)}$$

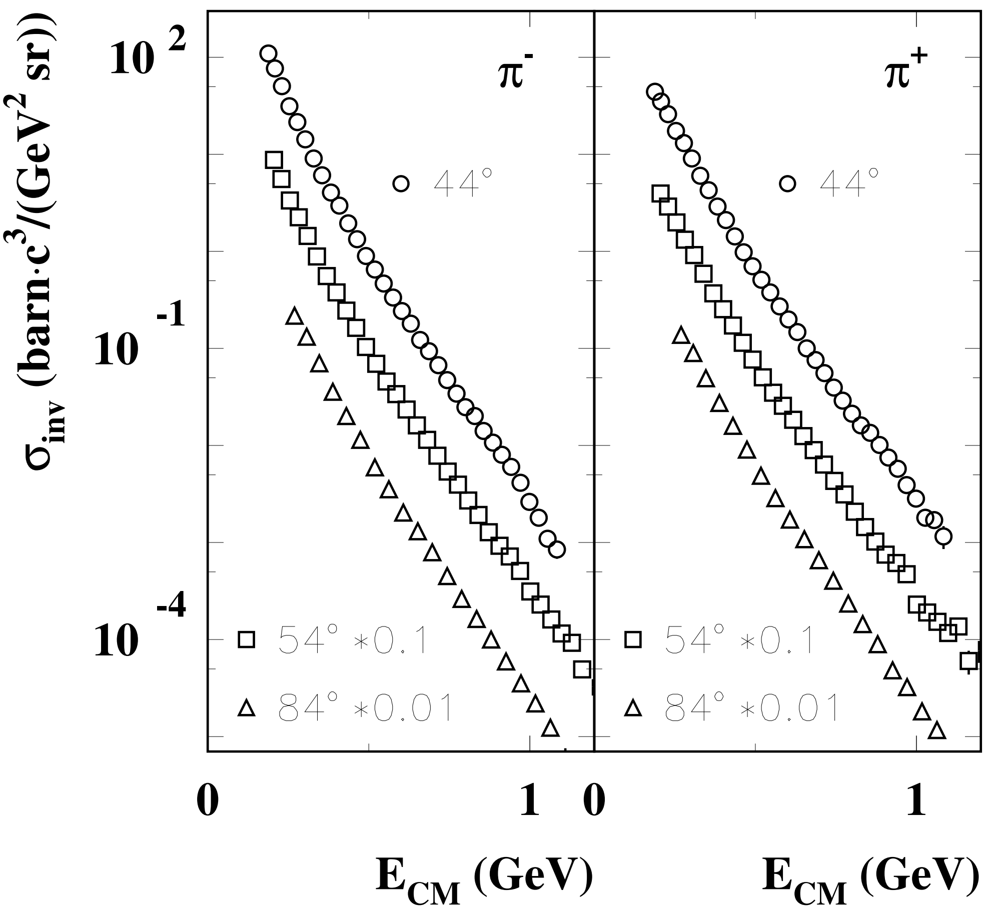

Abbildung 4.5: Lorentz-invarianter Wirkungsquerschnitt σ_{inv} im System ^{197}Au+^{197}Au für negativ (links) und positiv (rechts) geladene Pionen. Die jeweiligen Laborwinkel sind mit dem eingezeichneten Faktor skaliert.

$$\sigma_{total} = 4\pi \sum_{i=1}^{2} \mathrm{C_i}\ \mathrm{T_i^3}\ (\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{T_i}})^2\ \mathrm{K_2}(\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{T_i}}), \qquad (4.8)$$

mit der modifizierten Besselfunktion $\mathrm{K_2}$ vom Grade Zwei .

Die daraus extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitte nach dem Raumwinkelbereich im Labor $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\mathrm{lab}}}$ und der totale Wirkungsquerschnitt σ, der unter der Annahme der Isotropie im Schwerpunktssystem bestimmt ist, sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Die extrahierten Wirkungsquerschnitte variieren hierbei für die einzelnen Winkeleinstellungen um bis zu 25%, was auf eine anisotrope Winkelverteilung schließen läßt. Daher wird im Abschnitt 4.2.3 die Winkelabhängigkeit genauer untersucht.

θ_{lab}	C_1 (barn/GeV^{-3}/sr)	T_1 (MeV)	C_2 (barn/GeV^{-3}/sr)	T_2 (MeV)
Au+Au, π^-				
$44^o \pm 4^o$	$(48.9 \pm 1.7) \cdot 10^3$	40.8 ± 1.1	$(75.8 \pm 3.4) \cdot 10^1$	79.0 ± 1.6
$54^o \pm 4^o$	$(40.6 \pm 1.6) \cdot 10^3$	43.3 ± 1.4	$(69.0 \pm 4.0) \cdot 10^1$	81.4 ± 1.8
$84^o \pm 4^o$	$(19.6 \pm 2.1) \cdot 10^3$	47.2 ± 4.5	$(45.7 \pm 3.2) \cdot 10^1$	82.6 ± 1.7
Au+Au, π^+				
$34^o \pm 4^o$	$(10.1 \pm 0.8) \cdot 10^3$	48.2 ± 3.7	$(54.3 \pm 6.3) \cdot 10^1$	78.4 ± 2.3
$44^o \pm 4^o$	$(9.2 \pm 0.3) \cdot 10^3$	49.5 ± 1.6	$(30.3 \pm 2.6) \cdot 10^1$	85.3 ± 2.1
$54^o \pm 4^o$	$(11.2 \pm 0.4) \cdot 10^3$	48.6 ± 1.8	$(37.2 \pm 4.5) \cdot 10^1$	84.6 ± 3.1
$84^o \pm 4^o$	$(7.9 \pm 0.4) \cdot 10^3$	50.9 ± 2.4	$(32.3 \pm 2.0) \cdot 10^1$	84.2 ± 1.6

Tabelle 4.1: Anpassungsparameter der Parametrisierung der Laborimpulsverteilung im System Au+Au bei 1.0 A·GeV.

Die Messung bei einem Laborwinkel von $\theta_{lab} = 44^o$ wurde mit einem unterschiedlichen Aufbau schon einmal am Spektrometer durchgeführt. Die Analyse war Bestandteil einer Dissertation an der Technischen Hochschule Darmstadt [Müntz, 1992]. Bezüglich der totalen Wirkungsquerschnitte weichen diese mit $\sigma^{\pi^-}_{44^o} = (27.1 \pm 2.2)$ barn und $\sigma^{\pi^+}_{44^o} = (13.7 \pm 1.1)$ barn systematisch von den hier ermittelten Ergebnissen um 5 bis 15% nach oben ab. Ursache hierfür kann zum einen der systematische Fehler der Messungen sein, der sich aus einer unterschiedlichen Analysemethode, unterschiedlicher Akzeptanzbestimmung des Spektrometers, unterschiedlicher Strahlnormierung und Einflüssen des unterschiedlichen Experimentaufbaus zusammensetzt [1].

Zum anderen wurde im zitierten Experiment ein geringerer Teil des Phasenraums abgedeckt. Insbesondere das Maximum der Laborimpulsverteilung, welches sich für π^+ bei 0.21 GeV/c und für π^- bei 0.19 GeV/c befindet, wurde nicht vermessen. Daher ist dort die Extrapolation auf $T_{CM} = 0$ mit größerer Unsicherheit behaftet. Zusätzlich wurde in der angegebene Analyse keine Unterdrückung hochenergetischer Elektronen durchgeführt. Diese führen bei Impulsen unterhalb von 0.3 GeV/c zu 5 bis 10% Beitrag an Untergrund in der Teilchenidentifikation.

[1] Auch im Falle der K^+-Produktion ergeben sich in den Experimenten Abweichungen. Diese betragen systematisch etwa 20 bis 40% [Mang, 1996]

	C_1	T_1	C_2	T_2
C_1	1.0	-0.9	-0.2	0.07
T_1	-0.9	1.0	0.5	-0.33
C_2	-0.2	0.5	1.0	-0.95
T_2	0.07	-0.33	-0.95	1.0

Tabelle 4.2: Die Kovarianzmatrix der Anpassungsparameter für die Summe aus zwei Maxwell-Boltzmann-Verteilungen und die Daten negativer Pionen bei einem Laborwinkel von $\theta_{lab} = (44 \pm 4)^o$.

θ_{lab}	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\mathrm{lab}}$(barn/sr)	σ(barn)
Au+Au, π^-		
$44^o \pm 4^o$	4.1 ± 0.26	22.9 ± 1.5
$54^o \pm 4^o$	3.1 ± 0.23	25.2 ± 1.9
$84^o \pm 4^o$	0.77 ± 0.15	18.7 ± 3.6
Au+Au, π^+		
$34^o \pm 4^o$	3.0 ± 0.50	12.2 ± 1.9
$44^o \pm 4^o$	2.0 ± 0.15	11.6 ± 0.9
$54^o \pm 4^o$	1.6 ± 0.16	13.2 ± 1.3
$84^o \pm 4^o$	0.50 ± 0.05	11.6 ± 1.1

Tabelle 4.3: Einfach differentielle und totaler Wirkungsquerschnitt aus der Parametrisierung von 4.1

4.2.2 Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilungen

Die Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}$ über dem Transversalimpuls p_T und der Rapidität y für inklusive Reaktionen im System ^{197}Au $+^{197}$Au bei einer Strahlenergie von 1.0 A·GeV.

Da das untersuchte Reaktionsystem massensymmetrisch ist, liegt das Schwerpunktssystem eindeutig fest. her kann die experimentell gewonnene Verteilung, die im oberen Teil von Abbildung 4.6 zu sehen ist, an $y/y_{CM} = 0.5$ gespiegelt werden. Die so erhaltene gespiegelte Verteilung wird fehlergewichtet zur ursprünglichen Verteilung addiert und ergibt die Verteilungen im unteren Teil der Abbildung.

Aus den Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt der Pionenproduktion stark von der Rapidität abhängt. Er ist maximal für mittlere Rapiditäten und weist damit auf eine sphärische Quelle im Schwerpunktssystem hin. Eine zylinderförmige Quellengeometrie äußerte sich hingegen durch einen von der Rapidität unabhängigen Wirkungsquerschnitt. Projektionen dieser Verteilungen auf den Transversalimpuls für einen Rapiditätsbereich werden in Abschnitt 7.1 genauer untersucht.

Für verschiedene Bereiche im Transversalimpuls sind in Abbildung 4.7 die Rapiditätsverteilungen gezeigt, die mit Normalverteilungen angepaßt wurden[2].

Die hier gewählte Darstellung ist empfindlich auf experimentelle Unsicherheiten bei der Bestimmung der Akzeptanzkorrektur ist, was sich in der Streuung der Punkte außerhalb des statistischen Fehlerbereichs zeigt. Daher wird im folgenden Abschnitt eine alternative Darstellung zur Bestimmung der Winkelverteilung angewandt, die mehr der sphärischen Symmetrie der Quellverteilung entspricht.

4.2.3 Die Winkelabhängigkeit

Die in Abschnitt 4.2.1 zu erkennende Variation des totalen Wirkungsquerschnitts betrug in Abhängigkeit des Laborwinkels bis zu 25%. Im Folgenden wird nun untersucht, ob diese Ab-

[2] Bei Impulsen, die wesentliche größer als die Ruhemasse des Teilchens sind, erwartet nahezu eine Normalverteilung.

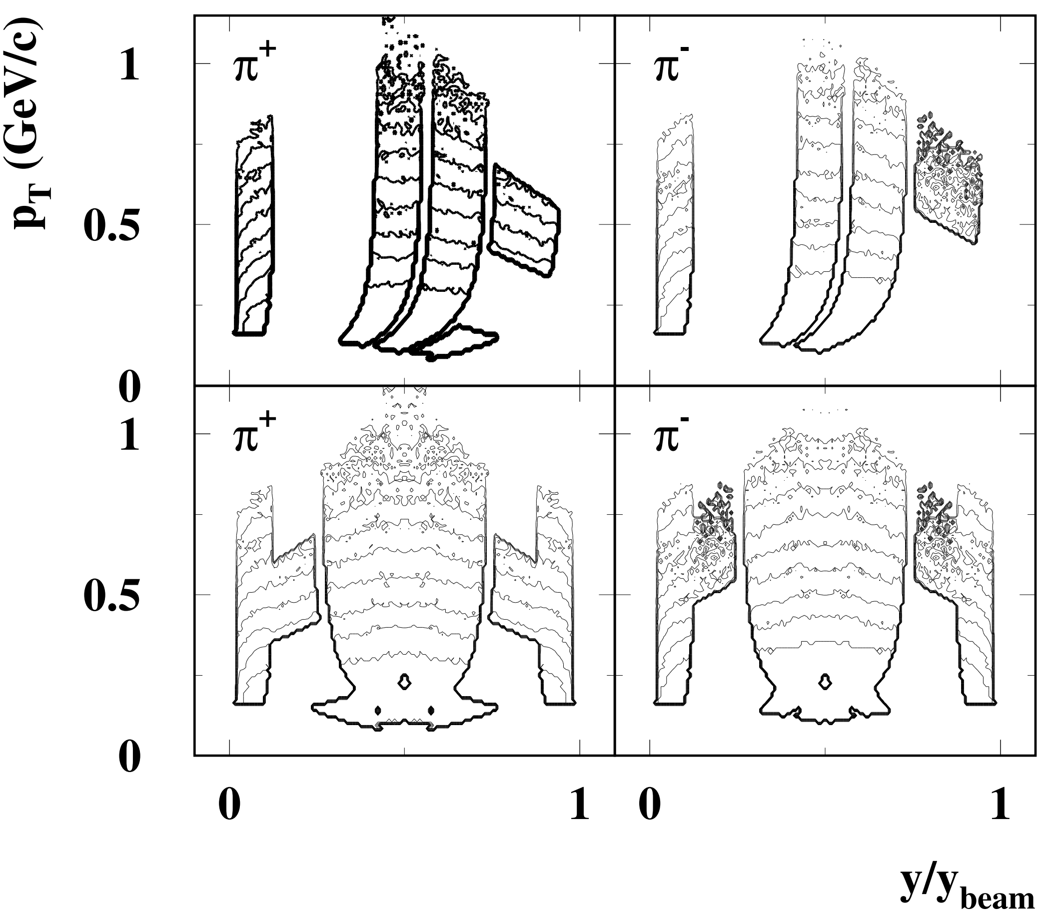

Abbildung 4.6: Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}$ in Abhängigkeit von Transversalimpuls und Rapidität. Die Linien verbinden Bereiche gleichen Wirkungsquerschnitts und sind logarithmisch unterteilt. Im oberen Teil der Abbildung sind die Meßergebnisse und im unteren Teil die durch Spiegelung an $y/y_{CM} = 0.5$ erhaltenen Resultate gezeigt.

weichungen auf eine anisotrope Winkelverteilung im Schwerpunktssystem oder auf die unvollständige Messung des Phasenraums (Extrapolation des Wirkungsquerschnitts auf $T_{CM} = 0$) zurückzuführen ist.

Zur Ermittlung der Winkelverteilung werden die doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}$ des vorherigen Abschnitts mittels

$$\frac{d^2\sigma}{dE_{CM} d(\cos\theta_{CM})} \propto \frac{p_{CM}}{p_T} \cdot \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \quad (4.9)$$

transformiert. Um die Variation der Anisotropie mit der Energie zu ermitteln, werden in Bändern der Energie die Verteilungen fehlergewichtet gemittelt. Abbildung 4.8 zeigt die Mittelwerte der Bereiche kinetischer Energie von 0 bis 0.6 GeV in Schritten von 0.1 GeV für zentrale und periphere Reaktionen (siehe zur Definition Abschnitt 3.3.7). Die eingezeichnete Anpassung mit einer funktionalen Abhängigkeit der Form

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}(\cos\theta_{\mathrm{CM}})} \propto 1 + \mathrm{a}\cdot\cos^2\theta_{\mathrm{CM}} \tag{4.10}$$

liefert die in Tabelle 4.4 aufgeführten Werte.

Au+Au, π^-			
ΔT_{CM} (GeV)	a (zentral)	a (inklusiv)	a (peripher)
0.1 - 0.2 GeV	$-0.7 \pm .2$	$-0.5 \pm .1$	-0.2 ± 0.3
(0.2 - 0.3 GeV)	$(-1.2 \pm .2)$	$(-0.9 \pm .2)$	(-0.7 ± 0.3)
0.3 - 0.4 GeV	$-1.0 \pm .3$	$-0.7 \pm .2$	-0.3 ± 0.4
0.4 - 0.5 GeV	$-1.0 \pm .3$	$-0.5 \pm .3$	-0.2 ± 0.3
0.5 - 0.6 GeV	$-0.7 \pm .4$	$-0.4 \pm .4$	$+0.4 \pm 0.4$
Au+Au, π^+			
0.1 - 0.2 GeV	$-0.5 \pm .2$	$-0.3 \pm .1$	$+0.2 \pm 0.3$
(0.2 - 0.3 GeV)	$(-0.8 \pm .2)$	$(-0.6 \pm .1)$	(-0.3 ± 0.3)
0.3 - 0.4 GeV	$-0.5 \pm .2$	$-0.3 \pm .2$	$+0.3 \pm 0.3$
0.4 - 0.5 GeV	$-0.7 \pm .2$	$-0.4 \pm .2$	$+0.2 \pm 0.3$
0.5 - 0.6 GeV	$-0.5 \pm .3$	$-0.1 \pm .3$	$+1.6 \pm 0.9$

Tabelle 4.4: Asymmetrieparameter der Anpassung der Winkelverteilung. Die eingeklammerten Werte besitzen keine Meßwerte für $\theta_{\mathrm{lab}} = (34 \pm 4)^\circ$ und sind daher nicht verläßlich.

Systematisch nimmt hierbei von zentralen zu peripheren Reaktionen der Asymmetrieparameter zu. Positive Werte entsprechen einer Bevorzugung der Emission in Vorwärts-Rückwärts-Richtung, negative Werte deuten eine stärkere Emission bei mittlerer Rapidität an.

Da der totale Wirkungsquerschnitt von zentralen Reaktionen dominiert ist, weist auch er nur eine schwache Winkelanisotropie auf und kann aus der simultanen Anpassung aller drei Laborimpulsverteilungen gewonnen werden:

$$\boxed{\begin{aligned} \sigma_{\pi^-}^{\mathrm{inklusiv}} &= (24.3 \pm 1.0)\ \mathrm{barn} \\ \sigma_{\pi^+}^{\mathrm{inklusiv}} &= (12.5 \pm 1.0)\ \mathrm{barn} \end{aligned}}$$

Damit ist der Produktionswirkungsquerschnitt negativer Pionen um einen Faktor 1.9±0.1 größer als der positiver Pionen, was in sehr guter Übereinstimmung mit der Isospinzerlegung der Nukleon-Nukleon Stöße bei dieser Einschußenergie ist. Diese Tatsache wird in Kapitel 6 noch eingehender untersucht und dargestellt.

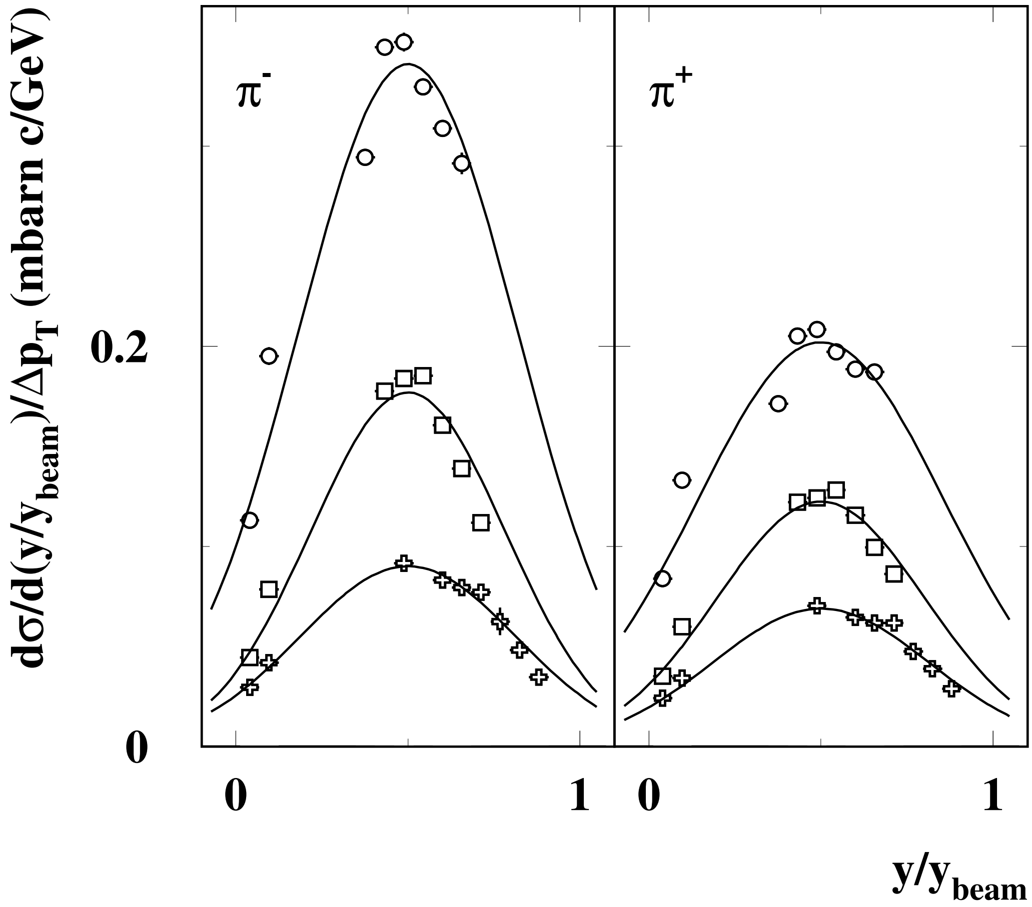

Abbildung 4.7: Rapiditätsverteilung im System Au+Au. Die jeweils drei Verteilungen entsprechen Projektionen im Transversalimpuls von $0.2 \leq p_T \leq 0.26$ GeV/c (oben), $0.3 \leq p_T \leq 0.41$ GeV/c (Mitte) und $0.43 \leq p_T \leq 0.55$ GeV/c (unten). Die Anpassungen mit einer Normalverteilung (entsprechend einer sphärisch symmetrischen Quelle) sind als Kurven eingezeichnet.

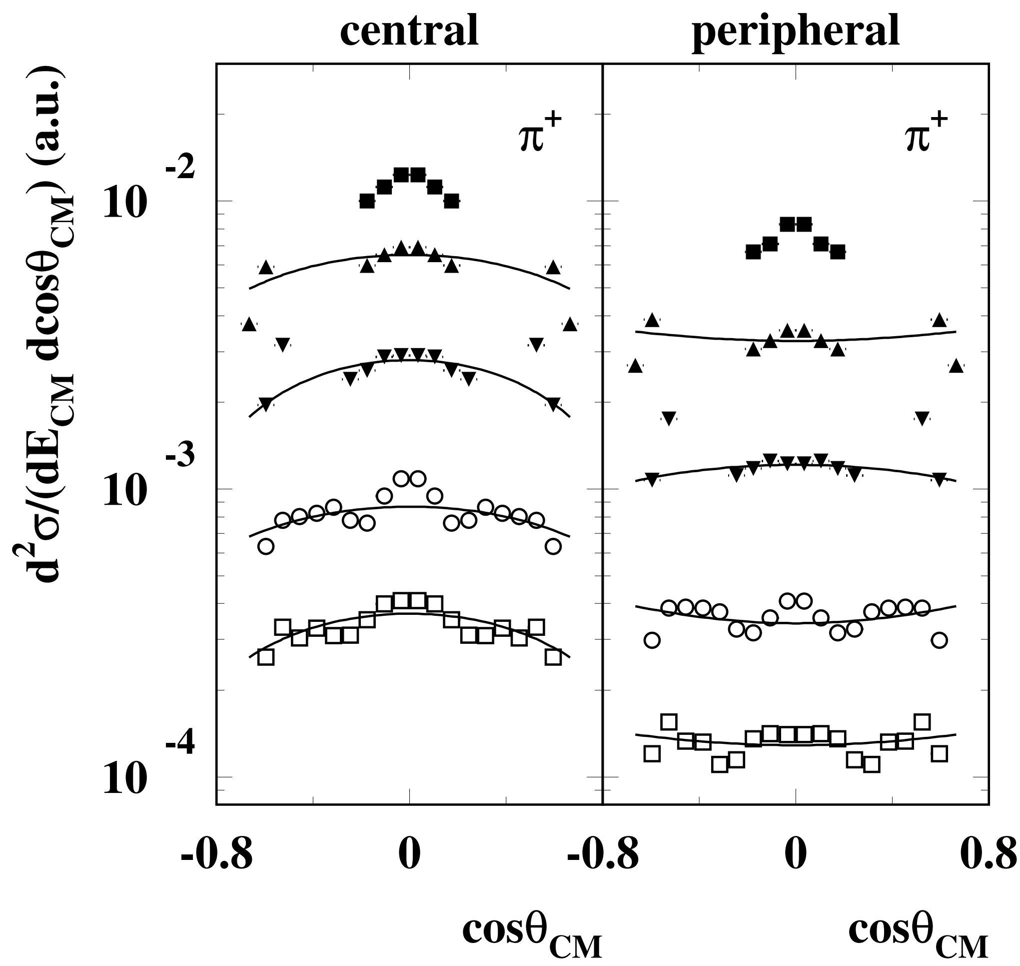

Abbildung 4.8: Winkelverteilung positiver Pionen im System Au+Au bei 1.0 A·GeV für zentrale (links) und periphere (rechts) Reaktionen und Bereiche der Schwerpunktsenergie von 0.05 GeV (oben) bis 0.45 GeV (unten). Die Kurven zeigen Anpassungen mit einer $\cos^2\theta_{\mathrm{CM}}$-Abhängigkeit.

4.3 Pionenproduktion im System Ni-58 + Ni

4.3.1 Inklusive spektrale Verteilungen

In diesem Kapitel werden die inklusiven Wirkungsquerschnitte zur Pionenproduktion im System ^{58}Ni $+^{nat}$ Ni bei den Einschußenergien 0.8, 1.0 und 1.8 A·GeV vorgestellt. Die Strahlnormierung wurde mit dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Verfahren durchgeführt.

In Abbildung 4.9 sind die doppeltdifferentiellen Produktionswirkungsquerschnitte von geladenen Pionen im Labor bei einem Laborwinkel von $\theta_{\text{lab}} = (44 \pm 4)^{\circ}$ gezeigt.

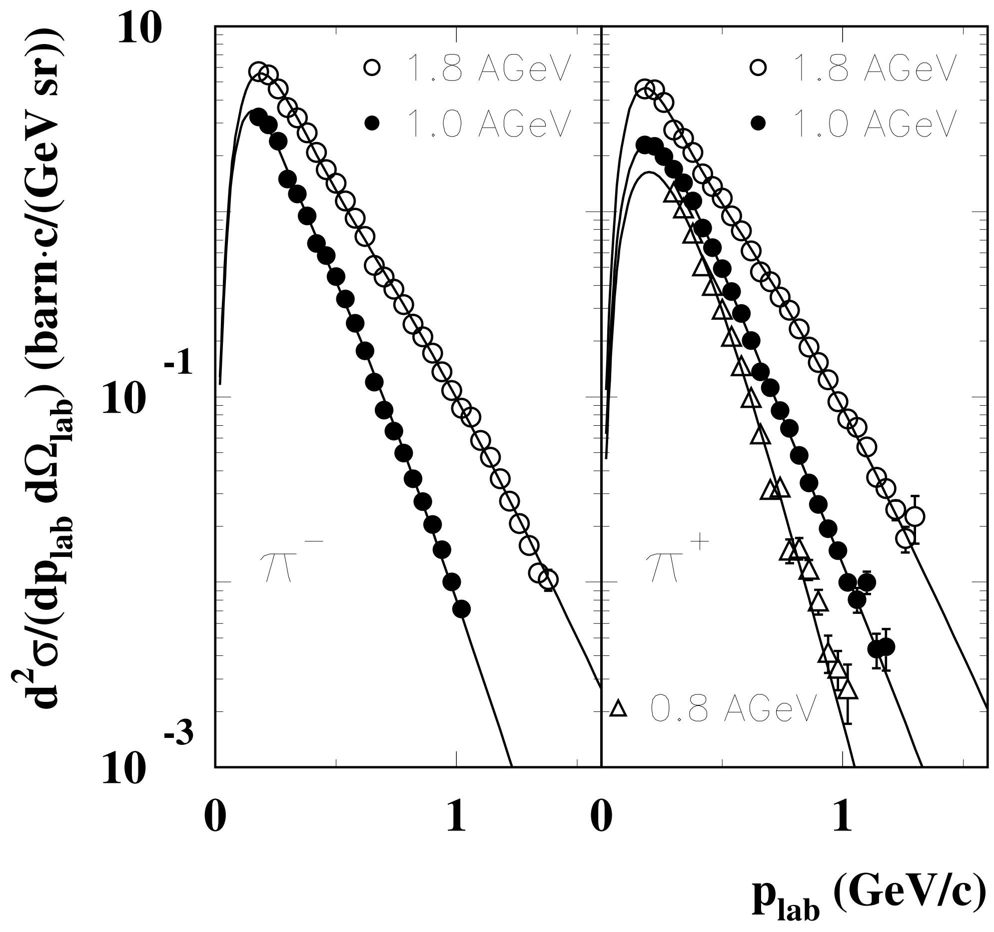

Abbildung 4.9: Doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte der Pionenproduktion im System ^{58}Ni $+^{nat}$ Ni bei Einschußenergien von 0.8, 1.0 und 1.8A·GeV und einem Laborwinkel von $\theta_{\text{lab}} = (44 \pm 4)^{\circ}$. Negativ geladene Pionen sind auf der linken, positiv geladene Pionen auf der rechten Seite gezeigt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung mit einer zweikomponentigen Maxwell-Boltzman Verteilung.

Die Abbildung 4.10 zeigt den invarianten Wirkungsquerschnitt. Es zeigt sich eine deutliche

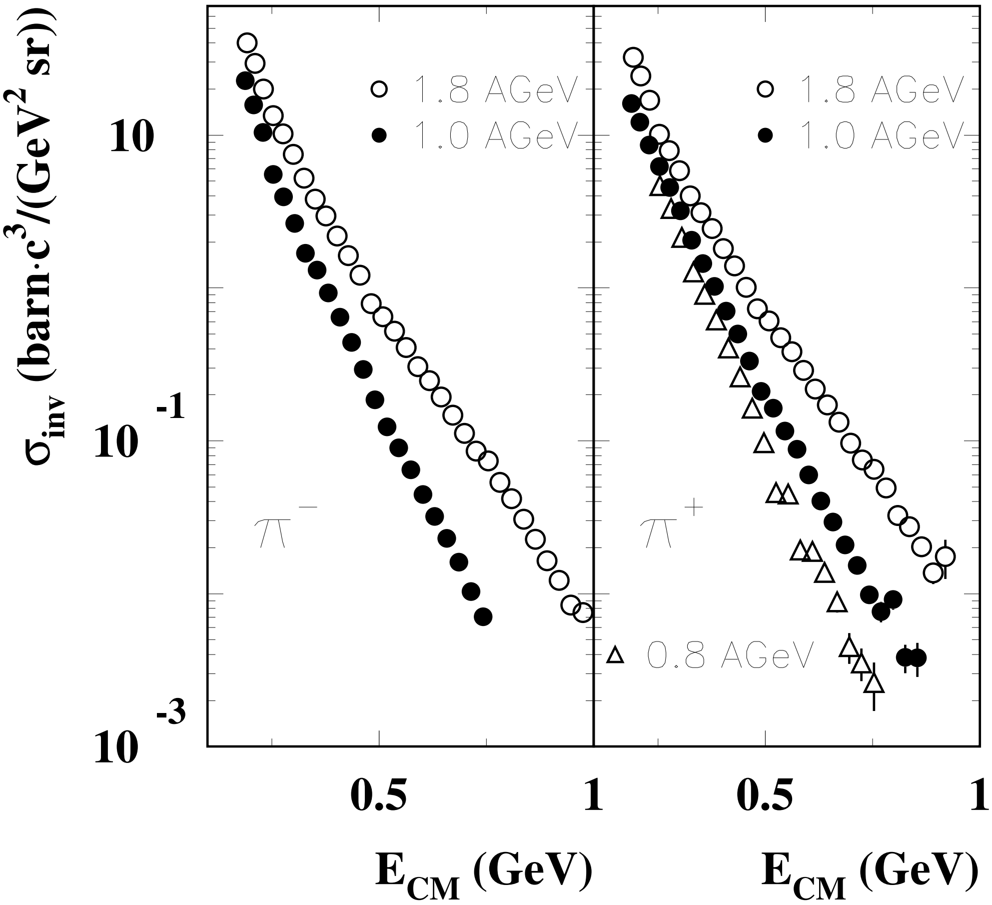

Abbildung 4.10: Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitte im System ^{58}Ni $+^{nat}$ Ni bei einem Laborwinkel von $\theta_{lab} = (44 \pm 4)^\circ$ und den angegebenen Strahlenergien.

Zunahme der Pionenproduktion mit der Strahlenergie, obwohl im Nukleon-Nukleon Stoß die Schwelle zur Pionenproduktion bei allen Einschußenergien bereits weit überschritten ist. Noch stärker nimmt der Wirkungsquerschnitt höherenergetischer Pionen, welcher weitaus stärker als der niederenergetischer Pionen ansteigt, zu.

Ebenso, wie im Abschnitt 4.2, können diese Verteilungen unter der Annahme der isotropen Emission im Schwerpunktssystem durch Maxwell-Boltzmann-Verteilungen, wie sie in Gleichung 4.7 angegeben sind, parametrisiert werden. Die Ergebnisse für die Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

In Tabelle 4.6 sind die Impuls-integrierten Wirkungsquerschnitte des gemessenen Raumwinkelelements und die totalen Wirkungsquerschnitte bei Annahme isotroper Emission

E_{beam}^{kin} (A · GeV)	C_1 (barn/GeV^{-3}/sr)	T_1 (MeV)	C_2 (barn/GeV^{-3}/sr)	T_2 (MeV)
Ni+Ni, π^-				
1.0	$(58.9 \pm 7.5) \cdot 10^3$	28.6 ± 2.6	$(74.5 \pm 4.8) \cdot 10^1$	65.2 ± 3.4
1.8	$(19.3 \pm 1.7) \cdot 10^3$	40.2 ± 3.2	$(33.8 \pm 2.0) \cdot 10^1$	90.9 ± 3.4
Ni+Ni, π^+				
0.8	$(1.92 \pm 0.4) \cdot 10^3$	54.2 ± 3.3	–	–
1.0	$(3.5 \pm 0.2) \cdot 10^3$	47.5 ± 3.1	$(20.7 \pm 2.3) \cdot 10^1$	76.9 ± 2.8
1.8	$(27.1 \pm 6.9) \cdot 10^3$	35.9 ± 8.0	$(34.3 \pm 2.7) \cdot 10^1$	89.8 ± 5.5

Tabelle 4.5: Anpassungsparameter der Parametrisierung der Laborimpulsverteilung im System Ni+Ni bei $\theta_{lab} = (44 \pm 4)°$.

E_{beam}^{kin} (A·GeV)	$d\sigma/d\Omega_{lab}$ (barn/sr)	$\sigma_{isotrop}$ (barn)
Ni+Ni, π^-		
1.0	0.9 ± 0.18	5.0 ± 1.0
1.8	1.8 ± 0.3	10.5 ± 1.6
Ni+Ni, π^+		
0.8	0.5 ± 0.2	2.8 ± 1.4
1.0	0.7 ± 0.1	4.2 ± 0.6
1.8	1.5 ± 0.3	8.8 ± 1.4

Tabelle 4.6: Einfach differentielle und totale Wirkungsquerschnitte aus der Parametrisierung 4.7 für das System Ni+Ni bei den verschiedenen Einschußenergien.

angegeben.

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden die Daten der Reaktion ^{58}Ni $+^{nat}$ Ni bei einer Strahlenergie von 1.8 A·GeV mit einer unterschiedlichen Analyse ausgewertet [Sturm, 1995]. Hierbei wurden die Ortsinformationen der Vieldrahtkammern nicht zur Trajektorienrekonstruktion eingesetzt. Die dort ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte betragen $\sigma_{isotrop}^{\pi^-} = (9.0 \pm 0.9)$ barn und $\sigma_{isotrop}^{\pi^+} = (8.3 \pm 0.8)$ barn, sind im Rahmen der Fehler mit den hier angeführten identisch. Die Abweichungen der Mittelwerte beider Auswerteverfahren zeigen den systematischen Fehler an, da im wesentliche die gleichen Datensätze ausgewertet wurden. Sie beruhen auf den Unterschieden in der Strahlnormierung und der unterschiedlich guten Separation von Untergrund durch die Trajektorienrekonstruktion und Teilchenidentifikation.

4.3.2 Die Pionenanregungsfunktion

Mit Hilfe der Ergebnisse aus dem Abschnitt 4.3.1 kann nun die Abhängigkeit der Pionenproduktion von der Strahlenergie angegeben werden. Zum Vergleich mit anderen Reaktionsystemen muß man auf die unterschiedlichen Systemgrößen korrigieren. Hierzu dient die Multiplizität der Pionen als Funktion der Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen, was die Produktionswahrscheinlichkeit für Pionen in Schwerionenstößen ergibt.

Da nur ein beschränkter Teil des Phasenraums betrachtet wird, muß diese Größe aus den gemessenen Verteilungen extrahiert werden. Bei Annahme des geometrischen Modells (siehe Abschnitt 4.1 und der Korrektur unterschiedlicher Isospinasymmetrien mit einer Isospinzerlegung nach [Ver West & Arndt, 1982], wie sie in Kapitel 6 näher diskutiert wird, ergibt sich die Multiplizität der Pionen pro partizipierendem Nukleon $\mathrm{A_{Part}}$ als:

$$\frac{\mathrm{M}_\pi}{\mathrm{A_{part}}} = \frac{\sigma_\pi}{\sigma_{\mathrm{reaction}} \cdot \mathrm{A_{part}}}. \tag{4.11}$$

$$\sigma_\pi = f_{iso}^{+(-,0)} \cdot \sigma_{\pi^{+(-,0)}} \tag{4.12}$$

Hierbei ist $\sigma_{\mathrm{Reaktion}}$ der geometrische Reaktionswirkungsquerschnitt und $\mathrm{f_{iso}^{+(-,0)}}$ der Korrekturfaktor für den Isospin, je nach untersuchter Pionensorte. $\mathrm{A_{part}}$ ergibt sich aus dem geometrischen Modell im Mittel über alle Reaktionen zu

$$\mathrm{A_{part}} = \frac{\mathrm{A_1} + \mathrm{A_2}}{4}. \tag{4.13}$$

$$\tag{4.14}$$

In Abbildung 4.11 sind bisher bekannte Systeme zusammen mit den in dieser Arbeit bestimmten gezeigt. Die Referenzen für Abbildung 4.11 sind in Tabelle 4.7 aufgeführt.

In Abbildung 4.11 ist zu erkennen, daß in Kernreaktionen die Produktion von Pionen schon bei Energien unterhalb der Schwellenenergie im Nukleon-Nukleon Stoß, die durch einen senkrechten Pfeil angedeutet ist, einsetzt. Dieses ist qualitativ zu verstehen, da die Fermi-Bewegung der Nukleonen in den Kernen ein Überschreiten der Schwellenenergie des freien Nukleon-Nukleon Stoßes ermöglicht.

Oberhalb der Schwellenenergie von 0.29 A·GeV hängt die Produktion im wesentlichen quadratisch von der Einschußenergie ab, wie die eingezeichnete Anpassung mit einem Potenzgesetz zeigt:

$$\mathrm{M}_\pi/\mathrm{A_{part}} = (0.11 \pm 0.01) \cdot (\mathrm{E_{beam}^{kin}})^{1.96 \pm 0.05}. \tag{4.15}$$

Die Pionenmultiplizitäten pro partizipierendem Nukleon weichen für die verschiedenen Massensysteme bei gleicher Einschußenergie dennoch um bis zu 30% voneinander ab, was in Abschnitt 4.2 näher untersucht wurde.

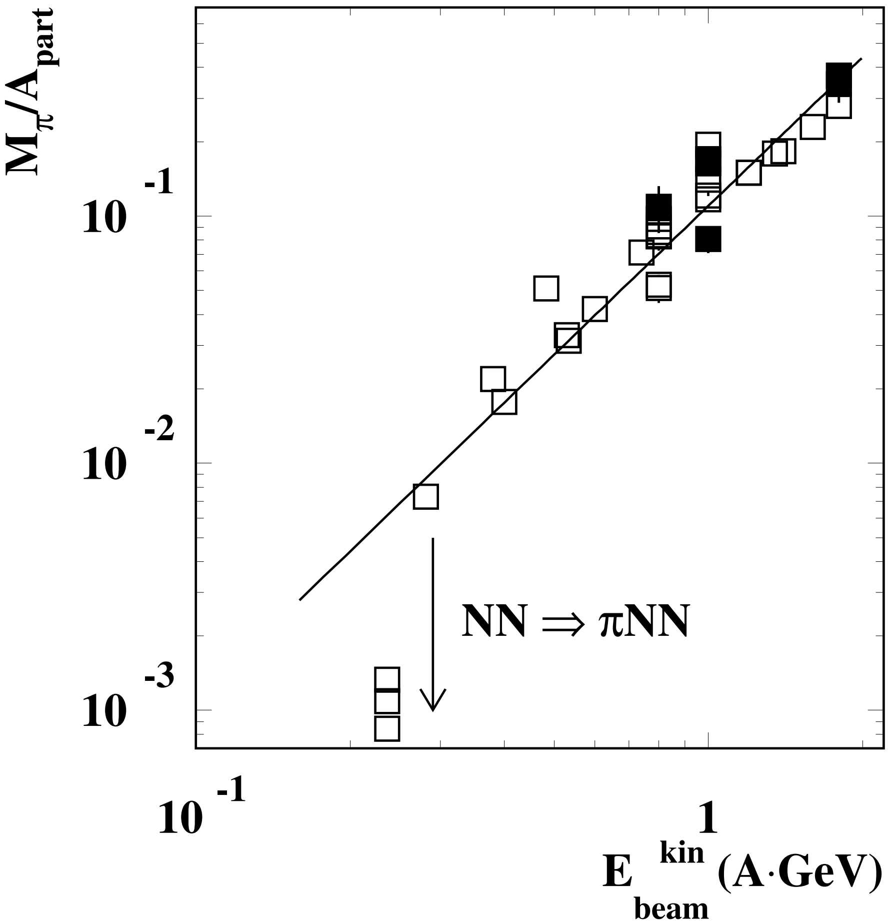

Abbildung 4.11: Anregungsfunktion für Pionen. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in vollen Symbolen, die anderer in offenen Symbolen gezeigt. Die Kurve zeigt eine Anpassung mit einer Potenzfunktion. Zusätzlich ist die Schwellenenergie der π-Erzeugung im elementaren Nukleon-Nukleon-Stoß eingezeichnet.

Anregungsfunktion für Pionen			
Reaktion	Strahlenergie (A·GeV)	σ_π (barn)	Referenz
^{209}Bi(^{208}Pb, π^+)X	0.8	7.7	[Müntz, 1993]
^{197}Au(^{197}Au, π^-)X	0.183	0.052	[Miller et al., 1987]
	0.236	0.25	[Miller et al., 1987]
	1.0	23.8	diese Arbeit
^{197}Au(^{197}Au, π^0)X	1.0	28.7	[Schwalb et al., 1994]
^{197}Au(^{197}Au, π^+)X	1.0	12.3	diese Arbeit
^{139}La(^{139}La, π^-)X	0.183	0.057	[Miller et al., 1987]
	0.236	0.17	[Miller et al., 1987]
	0.53	4.8	[Harris et al., 1987]
	0.74	10.4	[Harris et al., 1987]
	0.8	8.4	[Hayashi et al., 1988]
	1.0	17.7	[Harris et al., 1987]
	1.20	22.0	[Harris et al., 1987]
	1.35	16.2	[Harris et al., 1987]
^{nat}Ni(^{58}Ni, π^-)X	1.0	5.0	diese Arbeit
	1.8	9.0	diese Arbeit
^{nat}Ni(^{58}Ni, π^+)X	0.8	2.8	diese Arbeit
	1.0	4.2	diese Arbeit
	1.8	10.8	diese Arbeit
^{nat}KCl(^{40}Ar, π^-)X	0.6	0.6	[Harris et al., 1987]
	0.8	1.2	[Harris et al., 1987]
	0.8	1.4	[Nagamiya et al., 1981]
	1.0	1.7	[Harris et al., 1987]
	1.2	2.2	[Harris et al., 1987]
	1.4	2.6	[Harris et al., 1987]
	1.6	3.3	[Harris et al., 1987]
	1.8	4.0	[Harris et al., 1987]
^{nat}KCl(^{40}Ar, π^-)X	0.8	1.0	[Nagamiya et al., 1981]
^{nat}NaF(^{20}Ne, π^-)X	0.4	0.086	[Nagamiya et al., 1981]
	0.8	0.41	[Nagamiya et al., 1981]
^{nat}NaF(^{20}Ne, π^+)X	0.4	0.077	[Nagamiya et al., 1981]
	0.8	0.36	[Nagamiya et al., 1981]
	1.0	0.9	[Müntz, 1993]
^{12}C(^{12}C, π^-)X	0.06	$5.0 \cdot 10^{-6}$	[Bernard et al., 1984]
	0.07	$2.6 \cdot 10^{-5}$	[Bernard et al., 1984]
	0.08	$5.7 \cdot 10^{-5}$	[Bernard et al., 1984]
^{12}C(^{12}C, π^-)X	0.8	0.16	[Nagamiya et al., 1981]

Tabelle 4.7: Referenzliste für die in Abbildung 4.11 gezeigte Anregungsfunktion für Pionen in mittelenergetischen hadronischen Reaktionen.

Kapitel 5

Die Zentralitätsabhängigkeit

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit der Pionenproduktion von der Zentralität der Reaktion für die verschiedenen Reaktionssysteme und Einschußenergien untersucht und mit den bisher existierenden Daten verglichen. Neben den integralen Wirkungsquerschnitten werden auch die Ergebnisse für hochenergetische Pionen oberhalb des kinematischen Limits im Nukleon–Nukleon-Stoß vorgestellt.

5.1 Pionen-Multiplizitäten

In früheren Experimenten wurde systematisch die Abhängigkeit der Produktion negativer Pionen in symmetrischen Massensystemen bis zu einer Massenzahl von A=139 untersucht, um Aussagen über die nukleare Zustandsgleichung aus der Multiplizität geladener Pionen zu gewinnen (ein Übersichtsartikel findet sich in [Stock, 1986]).

Das hier untersuchte System $^{197}\mathrm{Au}+^{197}\mathrm{Au}$ stellt das bisher schwerste System dar, für das die Zentralitätsabhängigkeit der Pionenproduktion systematisch untersucht wurde. Weitergehender als frühere Untersuchungen werden hier auch Abhängigkeiten vom Emissionswinkel der Pionen untersucht, um Aussagen über Anisotropien gewinnen zu können. In Abbildung 5.1 ist die Größe

$$4\pi \frac{\mathrm{d}\sigma_\pi}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}} \cdot \frac{1}{\sigma_{\mathrm{react}}} \tag{5.1}$$

über der Anzahl partizipierender Nukleonen aufgetragen. Die Bestimmung der Anzahl partizipierender Nukleonen war Inhalt des Abschnitts 3.3.7. Für eine isotrope Emission im Schwerpunktssystem geht diese Größe in die Multiplizität über und wird daher im Folgenden vereinfachend auch so bezeichnet. Der Verlauf wurde mit einer Potenzfunktion der Form

$$4\pi \frac{\mathrm{d}\sigma_\pi}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}} \cdot \frac{1}{\sigma_{\mathrm{react}}} = \mathrm{c} \cdot \mathrm{A}_{\mathrm{part}}^{\alpha} \tag{5.2}$$

angepaßt. Diesem Ansatz liegt die Vorstellung zugrunde, daß die Anzahl neu gebildeter Teilchen im wesentlichen von der Anzahl der Teilchen in der Reaktionszone abhängen sollte. In diesem Fall ergäbe sich ein $\alpha = 1$. Abweichungen von diesem Wert deuten auf In-Medium-Effekte, wie beispielsweise Vielfachstöße von Baryonen, hin.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1, beziehungsweise in Tabelle 5.1, gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die Multiplizität von Pionen bei mittlerer Rapidität (ein Laboremissionswinkel

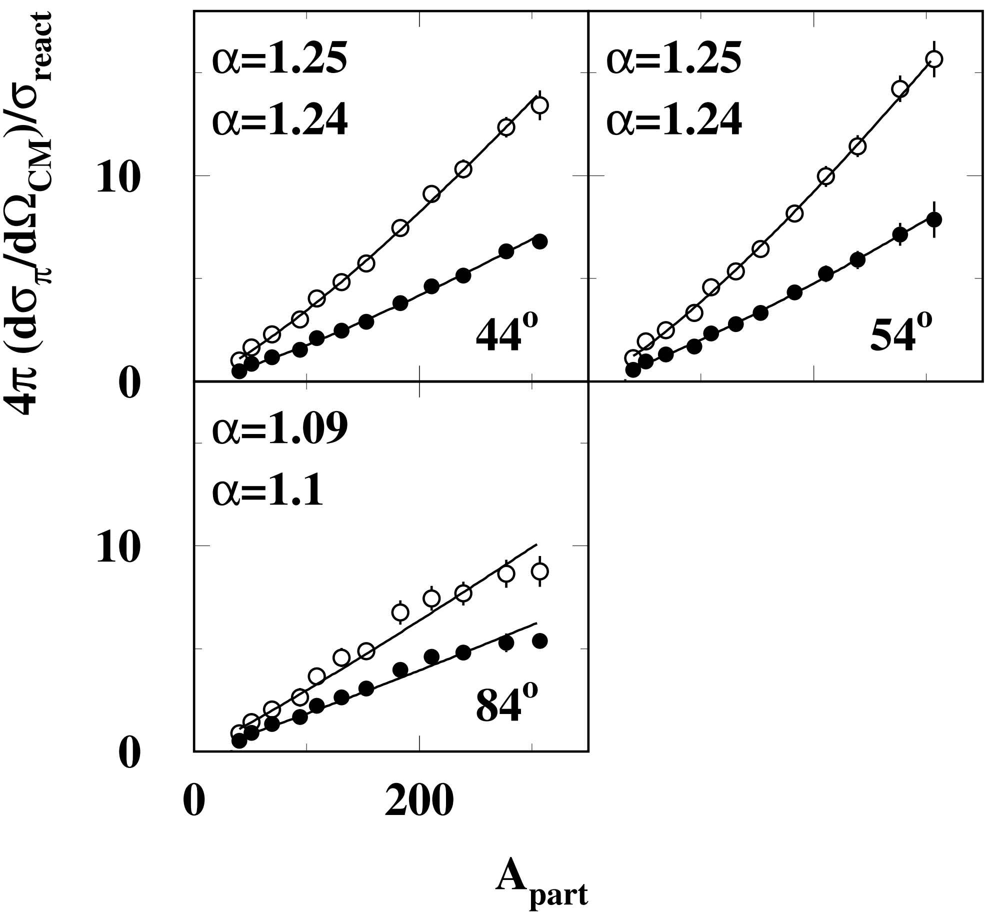

Abbildung 5.1: Abhängigkeit der Größe $4\pi\frac{d\sigma_\pi}{d\Omega_{CM}}\cdot\frac{1}{\sigma_{react}}$ aus der Reaktion ^{197}Au$+^{197}$Au bei einer Strahlenergie von 1.0 A·GeV von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen im Reaktionsvolumen für die verschiedenen Emissionswinkel im Labor. Bei isotroper Emission im Schwerpunktsystem stellt die aufgetragene Größe die Multiplizität von Pionen dar. Offene Symbole bezeichnen negative, geschlossene Symbole positive Pionen. Die Anpassung erfolgte mittels Gleichung 5.2.

von $40^\circ \leq \theta_{lab} \leq 58^\circ$ entspricht einer normierten Rapidität von $0.32 \leq y/y_{beam} \leq 0.74$ bei den untersuchten Transversalimpulsen) stärker als linear mit der Anzahl partizipierender Nukleonen ansteigt. Im Bereich der Targetrapidität ($80^\circ \leq \theta_{lab} \leq 88^\circ$ entsprechen $0.02 \leq y/y_{beam} \leq 0.13$) steigt die Multiplizität hingegen nahezu linear an. Dieses Verhalten ist eine Folge der sich mit der Zentralität der Reaktion ändernden Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktssystem, die in Abschnitt 4.2.3 untersucht wurde. Hierbei zeigte sich eine unterdrückte Emission im Bereich mittlerer Rapidität in peripheren Reaktionen und eine

System	T_{beam}	θ_{lab}	$\alpha(\pi^-)$	$\alpha(\pi^+)$
^{197}Au $+^{197}$ Au	1.0 A·GeV	$(44 \pm 4)^o$	1.25 ± 0.05	1.24 ± 0.05
^{197}Au $+^{197}$ Au	1.0 A·GeV	$(54 \pm 4)^o$	1.25 ± 0.06	1.24 ± 0.09
^{197}Au $+^{197}$ Au	1.0 A·GeV	$(84 \pm 4)^o$	1.09 ± 0.07	1.10 ± 0.06
^{58}Ni $+^{nat}$ Ni	0.8 A·GeV	$(44 \pm 4)^o$	−−	1.6 ± 0.3
^{58}Ni $+^{nat}$ Ni	1.0 A·GeV	$(44 \pm 4)^o$	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1
^{58}Ni $+^{nat}$ Ni	1.8 A·GeV	$(44 \pm 4)^o$	1.3 ± 0.1	1.2 ± 0.1

Tabelle 5.1: Exponenten der Potenz-Abhängigkeit der Pionenmultiplizität von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen.

bevorzugte Emission in zentralen Reaktionen. Im System ^{58}Ni $+^{nat}$ Ni (Abbildung 5.2) zeigt sich bei mittleren Rapiditäten ebenfalls ein stärker als linearer Anstieg der Multiplizität bei allen Einschußenergien, wobei jedoch der experimentelle Fehler hier größer als im System ^{197}Au $+^{197}$ Au ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Anzahl von Pionen in beiden Massensystemen mit der Anzahl partizipierender Nukleonen ansteigt, wobei die Winkelverteilung im Schwerpunktssystem, siehe Abbildung 4.8, zu einer stärker als linearen Abhängigkeit bei mittlerer Rapidität führt.

5.2 Vergleich mit anderen Reaktionssystemen

In Abbildung 5.3 sind die bisher publizierten Ergebnisse zur Bestimmung der Pionenproduktionswahrscheinlichkeit bei einer Strahlenergie von 1.0 A·GeV zusammen mit den Daten aus den hier untersuchten Systemen dargestellt. Hierzu wird die Multiplizität der Pionen definiert als:

$$M_\pi = 4\pi \, \frac{d\sigma_\pi}{d\Omega_{CM}} \cdot \frac{1}{\sigma_{react}}. \tag{5.3}$$

Die Multiplizität der Pionen ergibt als die Summe der Multiplizitäten aller drei Pionensorten. Die Anzahl neutraler Pionen wird unter der Annahme der Gültigkeit der Isospin-Zerlegung (siehe Abschnitt 4.2) aus der Isospin-Asymmetrie des Reaktionssystems bestimmt.

Im Rahmen der experimentellen Fehler läßt sich eine Multiplizität pro teilnehmendem Nukleon unter der Annahme von $\alpha = 1$ von

$$\begin{aligned} M_\pi &= (0.13 \pm 0.01) A_{part} \quad \text{für leichte Systeme} \\ M_\pi &= (0.09 \pm 0.01) A_{part} \quad \text{für Au+Au} \qquad (5.4) \\ & \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (5.5) \end{aligned}$$

ableiten, wobei die Verteilungen durch Geraden angepaßt wurden. Beim Vergleich der Systeme La+La und Au+Au ist zu sehen, daß bei gleicher Anzahl partizipierender Nukleonen die Pionenproduktionswahrscheinlichkeit im schwereren System um etwa 30% geringer ist. Diese Verringerung deutet auf die Absorption von Pionen in der Reaktionszone, beziehungsweise der Spektatormaterie, hin, wie in früheren Arbeiten beim Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte unterschiedlicher Massensysteme bereits untersucht wurde

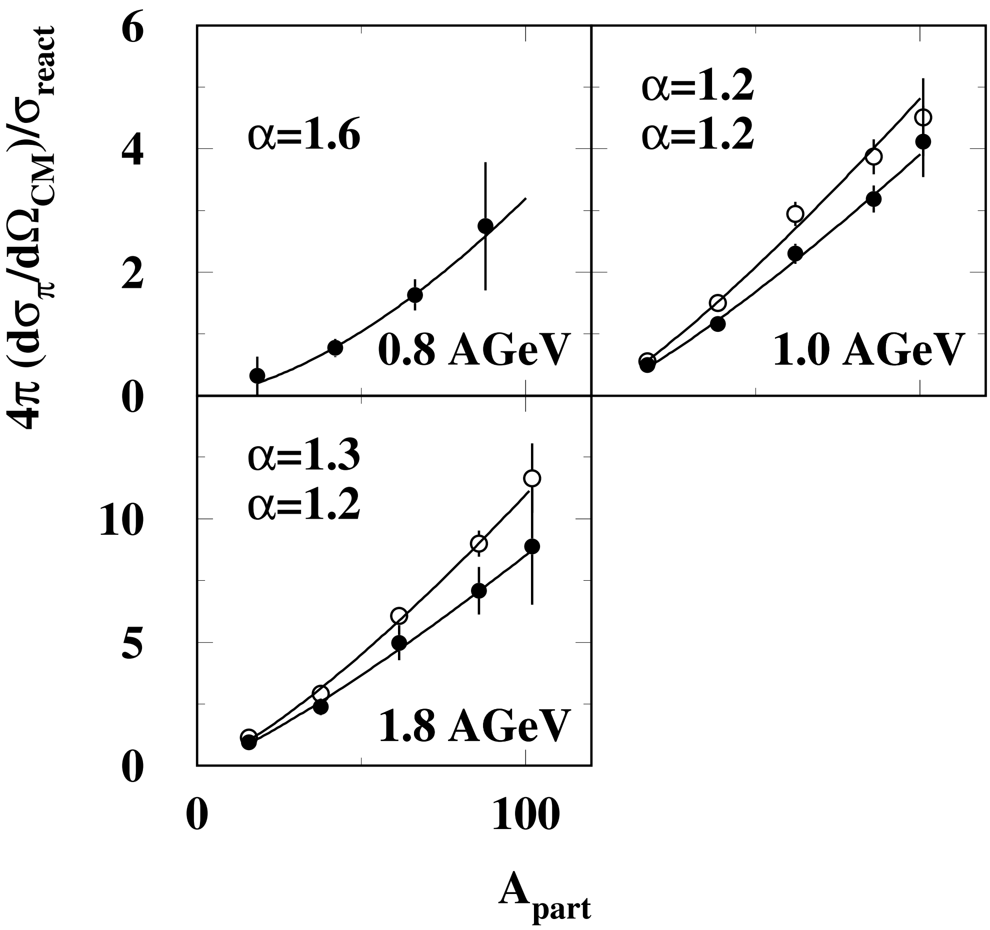

Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Größe $4\pi\frac{d\sigma_\pi}{d\Omega_{CM}}\cdot\frac{1}{\sigma_{react}}$ aus der Reaktion ^{58}Ni$+^{nat}$Ni bei Strahlenergien von 0.8, 1.0 und 1.8 A·GeV von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen im Reaktionsvolumen für einen Emissionswinkel im Labor von $\theta_{lab} = (44\pm4)°$. Offene Symbole bezeichnen negative, geschlossene Symbole positive Pionen. Die Anpassung erfolgte mittels Gleichung 5.2.

[Müntz, 1993, Müntz et al., 1996a]. Bei gleicher Anzahl partizipierender Nukleonen ist die Anzahl von Nukleonen in der Spektatormaterie im System Au+Au um $2\,(N^{Au}_{spec} - N^{La}_{spec}) = 2\,(A^{Au} - A^{La}) = 116$ Nukleonen (mit der Massenzahl $A^{Au(La)} = 197(139)$) größer als im System La+La. Das System Ni+Ni befindet sich auf der Systematik der La+La und Ar+KCl Messungen, was jedoch aufgrund des unbekannten Einflusses der Winkelverteilung zufallsbedingt sein kann.

Im Vergleich mit den Experimenten FOPI und TAPS [Pelte et al., 1996, Simon & the TAPS-Collaboration, 1996], kann der Einfluß der Winkelverteilung für

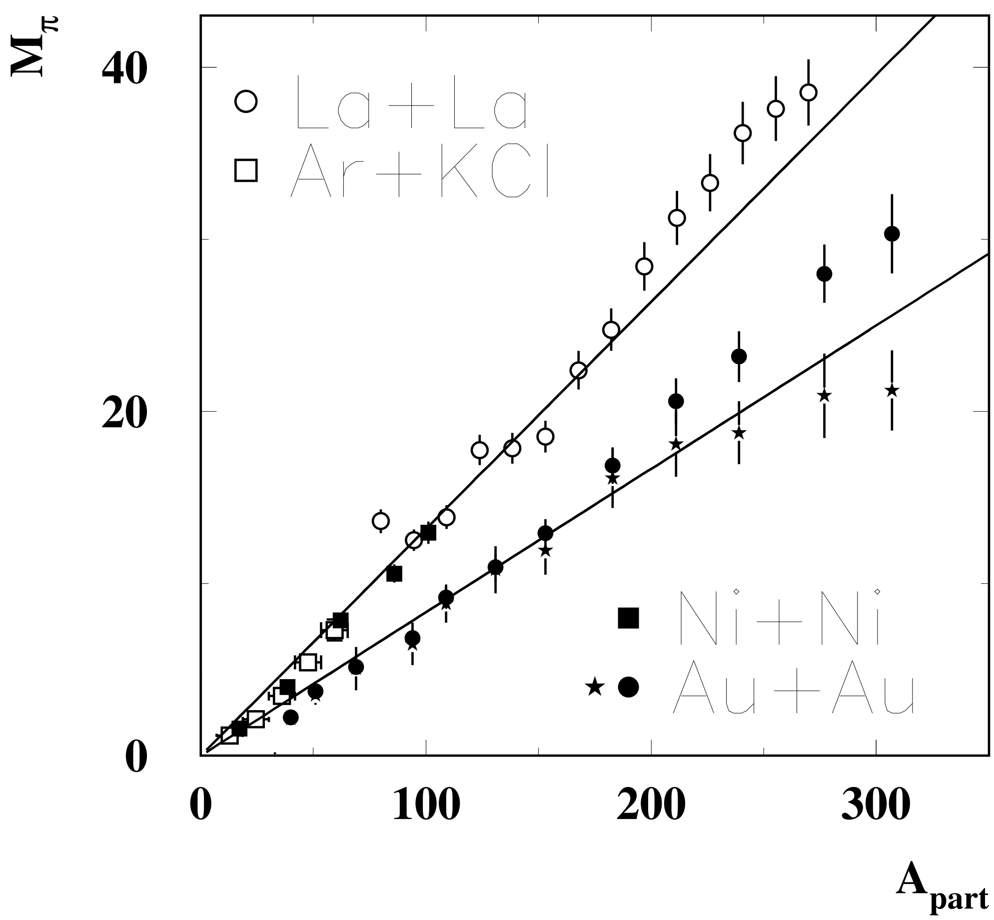

Abbildung 5.3: Multiplizität von Pionen in Abhängigkeit von der Anzahl partizipierender Nukleonen. Für das System Au+Au sind die Ergebnisse bei $\theta_{lab} = (40-58)^\circ$ (offene Kreise) und $\theta_{lab} = (80-88)^\circ$ (offene Kreuze) gezeigt. Die Ergebnisse der Reaktion Ar+KCl (La+La) sind [Harris et al., 1985, Harris et al., 1987]) entnommen.

jede Pionensorte studiert werden. In Abbildung 5.4 ist die Multiplizität wieder in Abhängigkeit von der Anzahl partizipierender Nukleonen gezeigt. Die Punkte des FOPI Experimentes zeigen keine Meßwerte sondern das Ergebnis einer Anpassung an die experimentellen Daten. Es ist zu erkennen, daß im Rahmen der Fehler die Ergebnisse zur Produktion geladener Pionen bei Targetrapidität übereinstimmen und sich Abweichungen durch die Winkelverteilung bei mittlerer Rapidität ergeben. Die Multiplizität ungeladener Pionen liegt zwar erwartungsgemäß zwischen den Multiplizitäten geladener Pionen, folgt jedoch nicht der verstärkten Produktion bei mittlerer Rapidität.

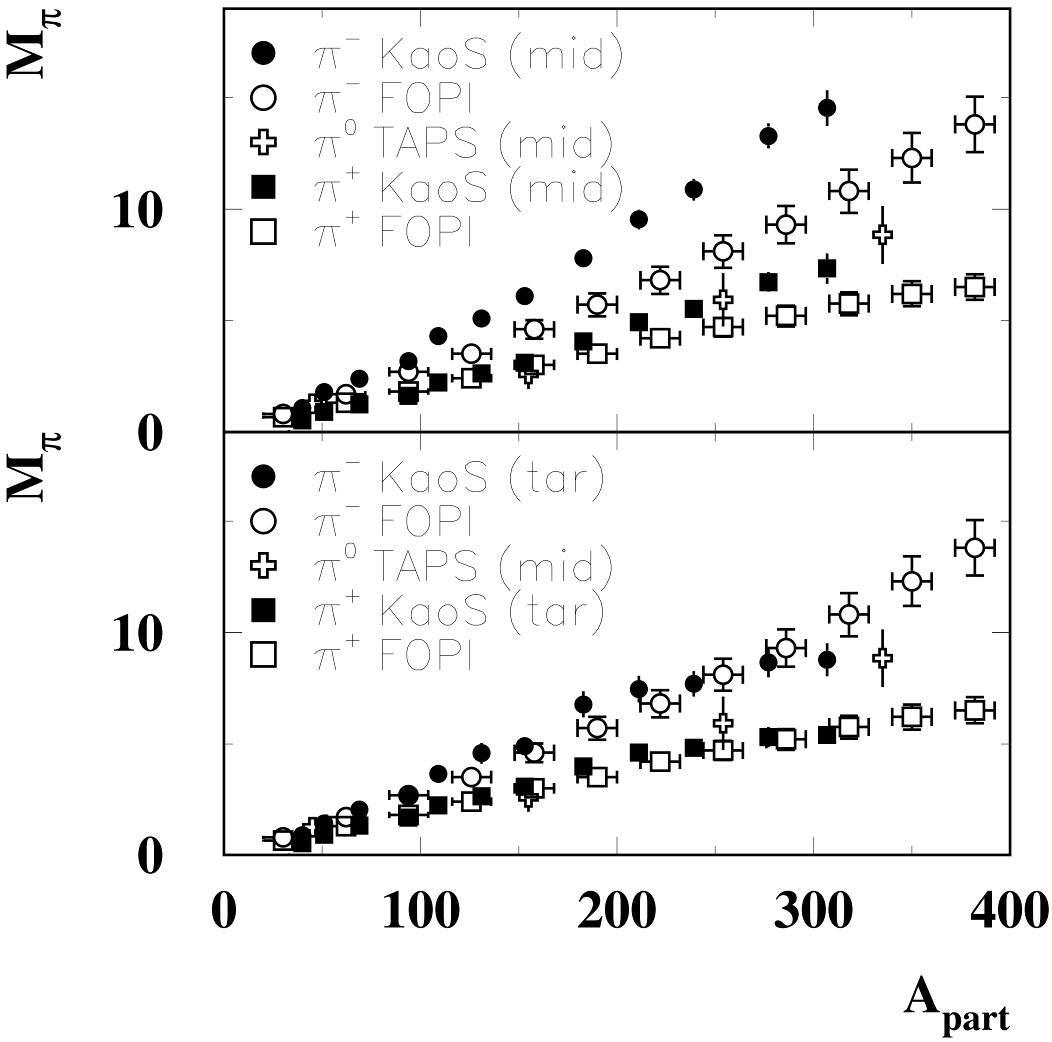

Abbildung 5.4: Pionenmultiplizitäten der drei GSI-Experimente FOPI, TAPS und KaoS für das System $^{197}Au + ^{197}Au$ bei 1.0 A·GeV. Im oberen Teil sind die hier vorgestellten Messungen bei mittlerer Rapidität und im unteren Teil bei Targetrapidität dargestellt. In Klammern sind die Rapiditätsbereiche, in denen die Pionen gemessen wurden, angegeben.

5.3 Multiplizität hochenergetischer Pionen

Im vorherigen Abschnitt wurde die Multiplizität geladener Pionen in Schwerionenreaktionen untersucht und gezeigt, daß diese bei einer Einschußenergie von 1.0 A·GeV nahezu linear mit der Anzahl partizipierender Nukleonen ansteigt. Dieses Verhalten ändert sich, wenn Pionen betrachtet werden, deren Energie im Schwerpunktsystem oberhalb der Schwellenenergie im Nukleon-Nukleon-Stoß liegt (siehe auch [Müntz et al., 1995]). Diese Schwelle liegt für eine Strahlenergie von 1.0 A·GeV bei

$$E_{thres} = \sqrt{s_{NN}} - 2m_N = 0.447 \text{ GeV} \tag{5.6}$$

mit der Nukleonenmasse m_N und wird als kinematisches Limit bezeichnet. Bei Vernachlässigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen in den Kernen können Pionen mit Energien oberhalb dieser Schwelle nicht durch primäre Nukleon-Nukleon Stöße bei dieser Strahlenergie gebildet werden. In Abbildung 5.5 ist nun zu sehen, daß diese hochenergetische Pionen eine deutlich stärkere Abhängigkeit der Multiplizität von der Zentralität zeigen als die Gesamtheit der Pionen. Eine Parametrisierung ergibt für hochenergetische Pionen die in Tabelle 5.2 aufgeführten Exponenten.

System	T_{beam}	y/y_{beam}	$\alpha(\pi^-)$	$\alpha(\pi^+)$
$^{197}Au + ^{197}Au$	1.0 A·GeV	0.32 – 0.68	1.54 ± 0.10	1.66 ± 0.10
$^{197}Au + ^{197}Au$	1.0 A·GeV	0.03 – 0.13	1.37 ± 0.10	1.44 ± 0.05

Tabelle 5.2: Exponenten der Potenz-Abhängigkeit der Pionenmultiplizität von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen für Pionen oberhalb des kinematischen Limits.

In Abbildung 5.6 sind für die Systeme Au+Au und Ni+Ni und $A_{part} \leq 150$ die Multiplizitäten hochenergetischer und aller Pionen aufgetragen.

Es ist zu erkennen, daß sowohl die Multiplizität aller Pionen als auch die hochenergetischer Pionen bei der gleichen Anzahl partizipierender Nukleonen im System Ni+Ni um etwa 30% höher ist als im System Au+Au. Dennoch zeigt die Zunahme hochenergetischer Pionen im Rahmen der experimentellen Fehler die gleiche Abhängigkeit von der Anzahl partizipierender Nukleonen in beiden Systemen.

In Abbildung 5.7 ist der inverse Steigungsparameter des hochenergetischen Bereichs der spektralen Verteilungen bei gleicher Anzahl partizipierender Nukleonen in beiden Systemen bei mittlerer Rapidität verglichen. Auch hier zeigt sich eine Übereinstimmung beider Systeme im Rahmen der experimentellen Fehler. Beide experimentellen Resultate deuten darauf hin, daß zwar die Anzahl emittierter Pionen im schweren System geringer ist, sich jedoch bei der gleichen Größe der Reaktionszone die Pionenproduktion nicht unterscheidet.

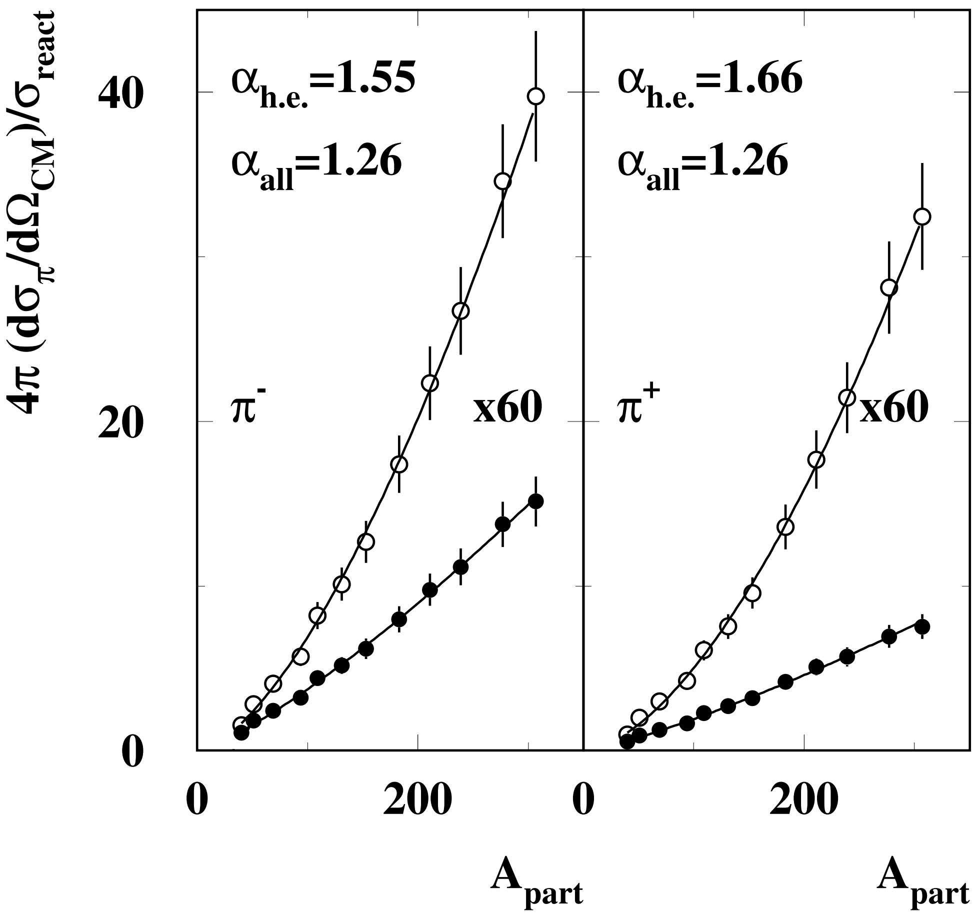

Abbildung 5.5: Multiplizität erzeugter Pionen im System Au+Au bei 1.0 A·GeV in Abhängigkeit von der Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen für alle Pionen bei mittlerer Rapidität (geschlossene Symbole) und für Pionen mit Energien oberhalb des kinematischen Limits $E_{CM} \geq 0.447$ GeV im Nukleon-Nukleon-Stoß (offene Symbole). Die Multiplizität dieser hochenergetischen Pionen ist willkürlich mit einem Faktor 60 skaliert. Anpassungen mit Gleichung 5.2 sind als durchgezogene Linien eingezeichnet.

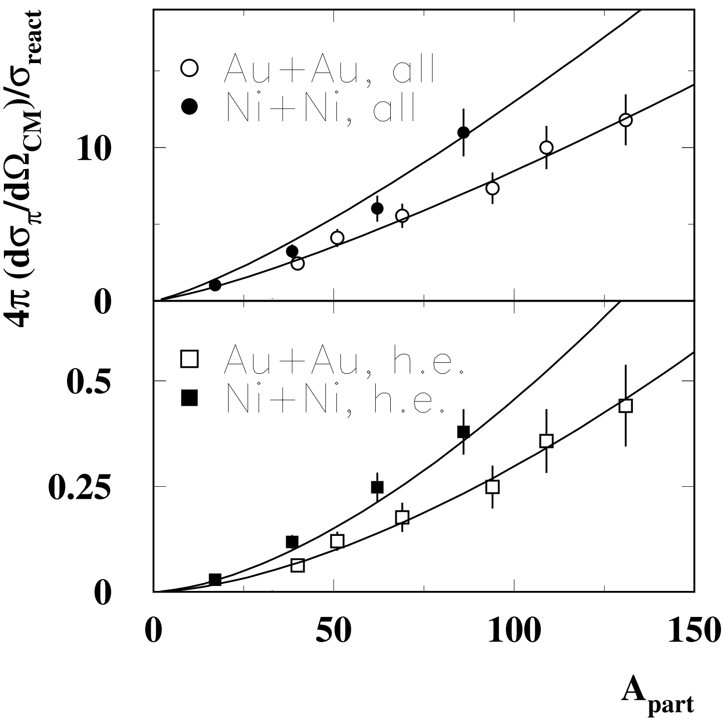

Abbildung 5.6: Multiplizität erzeugter Pionen in den Systemen Au+Au und Ni+Ni bei 1.0 A·GeV. Im oberen Teil ist die Multiplizität aller Pionen und im unteren Teil die Multiplizität hochenergetischer Pionen aufgetragen. Für das System Au+Au (offene Symbole) entsprechen die Werte denen aus Abbildung 5.5, zusätzlich ist das System Ni+Ni (geschlossene Symbole) aufgetragen. Die Anpassungen mit Gleichung 5.2 sind als durchgezogene Linien eingezeichnet.

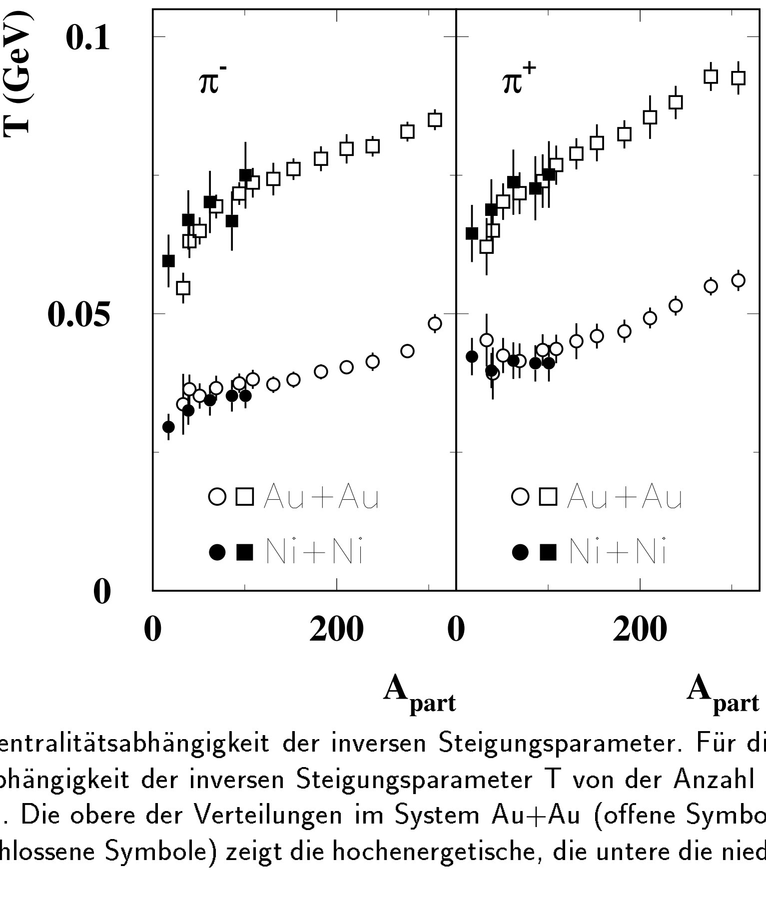

Abbildung 5.7: Zentralitätsabhängigkeit der inversen Steigungsparameter. Für die Parametrisierung 4.7 ist die Abhängigkeit der inversen Steigungsparameter T von der Anzahl partizipierender Nukleonen gezeigt. Die obere der Verteilungen im System Au+Au (offene Symbole) beziehungsweise Ni+Ni (geschlossene Symbole) zeigt die hochenergetische, die untere die niederenergetischer Komponente.

Kapitel 6

Die Verhältnisse geladener Pionen

In diesem Kapitel werden Unterschiede in den spektralen Verteilungen geladener Pionen untersucht. In der Diskussion der spektralen Verteilungen in Kapitel 4 wurde angeführt, daß die Form der Spektren negativ geladener Pionen systematisch einen stärker konkaven Verlauf als die positiv geladener Pionen aufweisen. Dieser Effekt zeigt sich bei gleicher Einschußenergie stärker im System $^{197}Au + ^{197}Au$ *als im System* $^{58}Ni + ^{nat}Ni$.

Ziel der Untersuchung ist die Bestimmung der räumlichen Ausdehnung der Pionen-emittierenden Quelle aus der Veränderung der spektralen Verteilungen durch das Coulomb-Feld des Reaktionsvolumens. Die Einflüsse der Felder von Projektil- und Targetrestkern werden diskutiert.

6.1 Frühere Experimente zur Produktion geladener Pionen

In Experimenten am BEVALAC-Beschleuniger wurde von verschiedenen Gruppen die Produktion geladener Pionen in Schwerionenreaktionen untersucht. Im Folgenden sollen die dabei gewonnenen Ergebnisse kurz aufgeführt werden, wobei ausschließlich Experimente berücksichtigt werden, in denen sowohl negativ als auch positiv geladene Pionen untersucht wurden.

Im System ^{20}Ne + NaF wurde bei Strahlenergien zwischen 0.125 und 0.4 A·GeV unter einem Emissionswinkel von $\theta_{\mathrm{lab}} = 0^{\circ}$ ein π^-/π^+-Verhältnis von etwa 0.5 bis 10 in Abhängigkeit von der Energie der Pionen gefunden [Benenson et al., 1979]. Um weitergehende Informationen zu gewinnen, wurde von den Autoren die Abhängigkeit des Verhältnisses von der Geschwindigkeit der Teilchen im Schwerpunktssystem der stoßenden Kerne untersucht. Es zeigte sich, daß der Effekt für Geschwindigkeiten der Pionen im Bereich der Projektilgeschwindigkeit am größten war. Aus diesem Grund wurde die Coulomb-Wechselwirkung der emittierten Pionen mit dem Projektilfragment als Ursache vorgeschlagen. Die positive Ladung des Fragments führt danach zu einer Reduktion positiv geladener Pionen und einer verstärkten Emission negativ geladener Pionen in der Flugrichtung des Fragments, was sich um so stärker auswirkt, je geringer die relative Geschwindigkeit zwischen Pion und Fragment ist. Die Geschwindigkeiten im Maximum des Verhältnisses entsprechen kinetischen Pionenenergien zwischen 5 und 15 MeV im Schwerpunktssystem, lagen also, im Vergleich zu den im Folgenden vorgestellten Messungen, im Niederenergiebereich.

In theoretischen Arbeiten [Libbrecht & Koonin, 1979, Bertsch, 1980] wurden quantitativ die Endzustandswechselwirkungen der Pionen mit dem Coulomb-Feld untersucht und quantitativ beschrieben. Es wurde vorgeschlagen, Teilchenverhältnisse bei höheren Strahlenergien zur Untersuchung der Reaktionsgeometrie zu studieren [Bertsch, 1980].

Das π^-/π^+ Verhältnis wurde im System ^{40}Ca $+^{40}$ Ca bei einer Strahlenergie von 1.05 A·GeV systematisch unter verschiedenen Emissionswinkeln untersucht [Harris et al., 1990]. Über den gesamten gemessenen Winkelbereich von $10^o \leq \theta_{\mathrm{lab}} \leq 90^o$ und Impulsbereich von $100 \leq p_{\mathrm{lab}} \leq 350$ MeV/c wurde keine Variation des Verhältnisses mit steigender Pionenenergie beobachtet.

Das mittlere π^-/π^+-Verhältnis bei Schwerpunktsemissionswinkeln im Bereich von 100^o bis 140^o beträgt hierbei 0.84 ± 0.04 (siehe Abbildung 6.1). Trotz der Isospinsymmetrie des

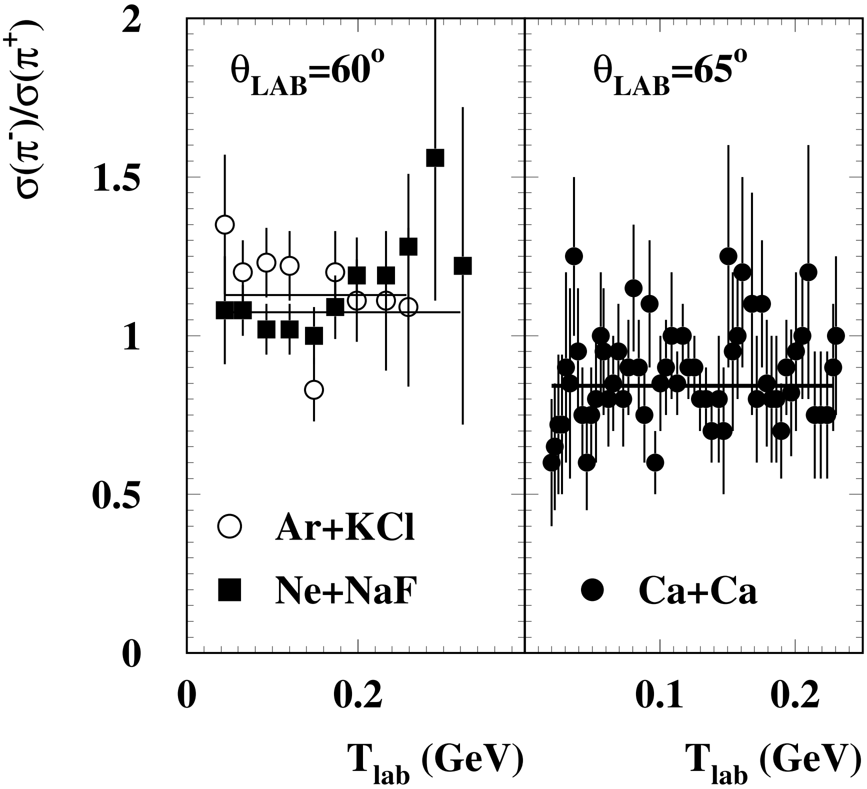

Abbildung 6.1: Das Verhältnis geladener Pionen im System Ne+NaF und Ar+KCl (links) bei 0.8 A·GeV [Nagamiya et al., 1981] und Ca+Ca (rechts) bei 1.05 A·GeV [Harris et al., 1990].

Systems ist demnach die Ausbeute positiver Pionen geringer als die negativer Pionen. Die Meßpunkte streuen jedoch stark und es zeigt sich keine Energieabhängigkeit des Verhältnisses.

Bei einer Einschußenergie von 0.8 A·GeV wurde für die Reaktion ^{20}Ne + NaF und Laborwinkeln von 60^o und 90^o und im Impulsbereich von 0.12 GeV/c $\leq p_{\mathrm{lab}} \leq$ 0.4 GeV/c keine Abweichung von Eins gefunden [Nagamiya et al., 1981]. Die Ergebnisse bei der gleichen Einschußenergie zeigen im System ^{40}Ar + KCl und Laborwinkeln von 30^o und 60^o eine Erhöhung des Verhältnisses, aber, im Rahmen der experimentellen Auflösung, keine Variation mit der Pionenenergie (siehe 6.1).

Im schwereren System ^{139}La $+^{139}$ La zeigt sich bei Strahlenergien von 0.246 A·GeV wiederum ein energieabhängiges π^-/π^+-Verhältnis von bis zu (8 ± 2.2) [Miller et al., 1987], diesmal jedoch im Winkelbereich von $30^o \leq \theta_{\rm CM} \leq 90^o$, siehe Abb.6.2. Basierend auf einem

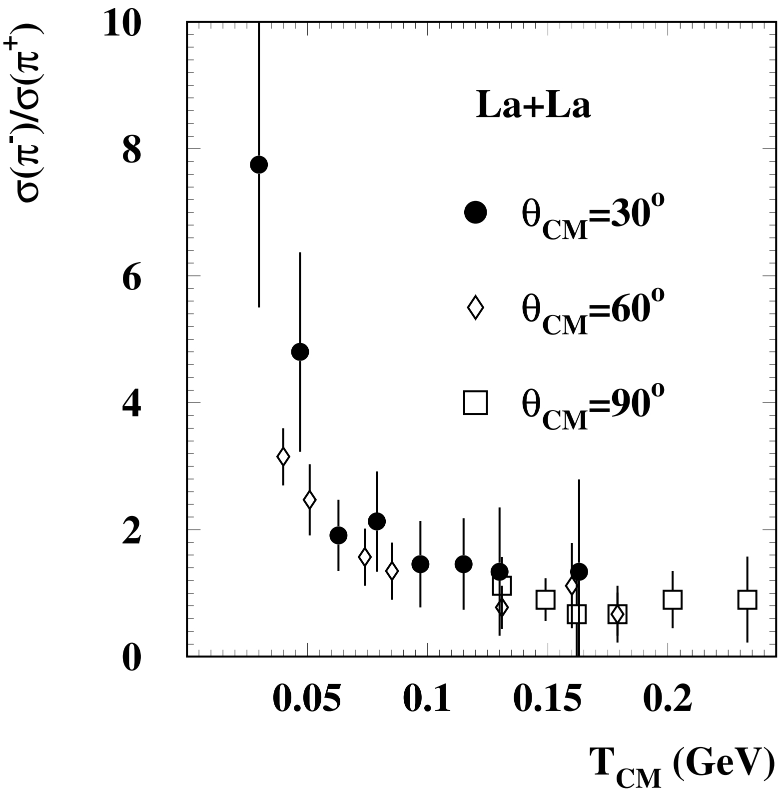

Abbildung 6.2: Verhältnisse geladener Pionen im System La+La [Miller et al., 1987] bei 0.246 A·GeV unter den angegebenen Emissionswinkeln.

in [Bauer, 1989] vorgeschlagenen Verfahren kann das Verhältnis oberhalb einer kinetischen Pionenenergie von 75 MeV mit einer expandierenden, sphärisch symmetrischen Pionenquelle erklärt werden. Qualitativ wird damit auch der Bereich geringerer Pionenenergien beschrieben, jedoch in der theoretischen Vorhersage noch unterschätzt.

6.2 Die untersuchten Stoßsysteme

In den oben genannten Experimenten wurden spektrale Verteilungen nur bis zu Energien von $T_{\rm CM}$ = 0.3 GeV gemessen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten erstrecken sich hingegen bis zu $T_{CM} = 0.9$ GeV. Diese neue Qualität der Daten eröffnet die Möglichkeit, π^-/π^+-Verhältnisse systematisch als Funktion der Pionenenergie über einen weiten Bereich zu studieren. Im Folgenden wird nun eine Interpretation unternommen, die die Unterschiede der spektralen Verteilungen mit der unterschiedlichen Coulomb-Wechselwirkung der Pionen mit der Reaktionszone, bzw. der umgebenden Spektatormaterie erklärt. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die Produktion von Pionen in einer starken Wechselwirkung isospinsymmetrisch erfolgt. Daraus folgt, daß sich Coulomb-Effekte auf die spektrale Verteilung der Pionen und den erreichbaren Phasenraum auswirken sollten, nicht aber auf den totalen Produktionswirkungsquerschnitt.

6.2.1 Verhältnisse der totalen Produktionswirkungsquerschnitte

Für die elementaren Reaktionen $N + N \rightarrow \pi + X$ wurde von [Ver West & Arndt, 1982] eine Zerlegung in die unterschiedlichen Isospinkanäle unternommen. Diese Analyse basiert auf der Unabhängigkeit der starken Wechselwirkung vom Isospin der Reaktionspartner. Demnach erfolgt die Produktion von Pionen in elementaren Nukleon-Nukleon Stößen isospinsymmetrisch, und die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen untersuchten Reaktionen können in die beteiligten Isospinkanäle zerlegt werden. In Anhang A.1 ist diese Zerlegung ausführlich dargestellt.

Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kanäle und die Resultate für die Kernreaktionen sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Streuwirkungsquerschnitte $\sigma_{T_i T_f}$ beziehen sich auf die Isospins T_i des Eingangs- und T_f des Ausgangskanals.

Unterschiedliche Ausbeuten geladener Pionen in Kernreaktionen mit Energien zwischen der Produktionsschwelle im elementaren Nukleon-Nukleon Stoß von

$$\sqrt{s} = 2 * m_p + m_{\pi^\pm} = 2.02 \text{ GeV} \tag{6.1}$$

(mit der Masse des Protons m_p und der Pionenmasse $m_{\pi^\pm}$) bis zu einer Gesamtenergie von etwa 2.7 GeV können also allein auf den Isospin des Stoßsystems zurückgeführt werden.

Der Isospin der hier untersuchten Systeme ist in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Reaktion	Protonen	Neutronen	Isospin z-Komponente	Häufigkeit
$^{197}Au + ^{197}Au$	2*79	2*118	2*(-39/2)	100%
$^{58}Ni + ^{58}Ni$	2*28	2*30	2*(-2/2)	68%
$^{58}Ni + ^{60}Ni$	2*28	30+32	2*(-3/2)	26%
$^{58}Ni + ^{62}Ni$	2*28	30+34	2*(-4/2)	4%

Tabelle 6.1: Gesamtisospin für die wichtigsten Isotopenkombinationen der Reaktionen Au+Au und Ni+Ni

In Abbildung 6.3 ist zu erkennen, daß das Verhältnis der Produktionswirkungsquerschnitte: $f_{iso} = \sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$, nur schwach von der Einschußenergie abhängt, jedoch für die beiden Reaktionssysteme aufgrund der stark unterschiedlichen Isospin z-Komponente stark unterschiedlich ist.

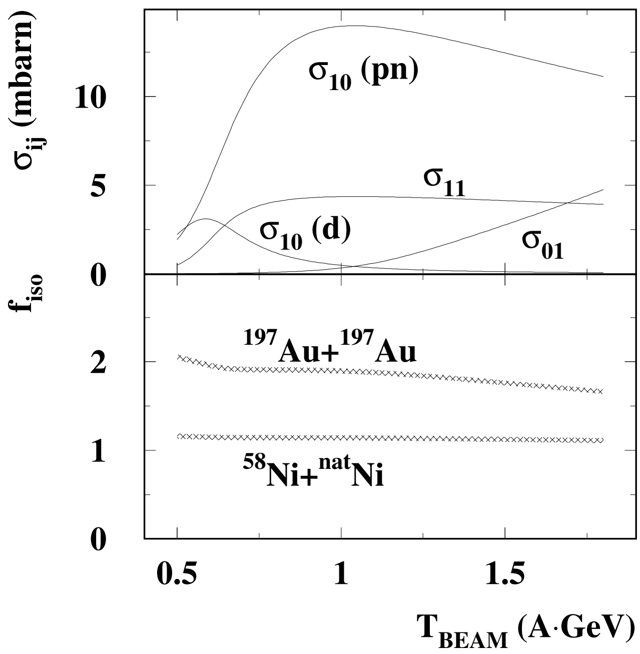

Abbildung 6.3: Oben: Wirkungsquerschnitte der Zerlegung der Nukleon-Nukleon-Streuung in die Isospinkanäle (nach [Ver West & Arndt, 1982]). Die in der Referenz angegebene Zerlegung bis zu einer Strahlenergie von 1.5 GeV wurde auf 1.8 GeV erweitert [Sturm, 1995]. Unten: Verhältnis π^-/π^+ aus dieser Zerlegung für die untersuchten Reaktionen.

6.2.2 π^-/π^+-Verhältnisse in zentralen Reaktionen

Für die Reaktionen Ni+Ni und Au+Au bei 1.0 A·GeV sind in Abbildung 6.4 für zentrale Stöße die Energie-differentiellen Verhältnisse von negativen zu positiven Pionen bei einem Laborwinkel von $\theta_{\text{lab}} = (44 \pm 4)^{\circ}$ gezeigt. Zentrale Reaktionen entsprechen im System Au+Au $(14 \pm 2)\%$ und im System Ni+Ni $(10 \pm 2)\%$ des hadronischen Reaktionswirkungsquerschnitts (siehe Abschnitt 4.1). Hierbei ist bei der niedrigsten gemessenen Energie im System Au+Au (Ni+Ni) das π^-/π^+-Verhältnis $3.1 \pm 0.3(1.5 \pm 0.2)$ und fällt zu höheren Energien im Schwerpunktssystem auf $1.1 \pm 0.1(0.9 \pm 0.1)$ ab. Der Energie-integrierte Wirkungsquerschnitt $\frac{\mathrm{d}\sigma(\pi^{\pm})}{\mathrm{d}\Omega}$, der für beide Reaktionssysteme in den Abschnitten 4.3 und 4.2 bestimmt wurde, liefert für das integrale Verhältnis $\mathrm{R}^{\text{tot}}_{\text{exp}} = \frac{\mathrm{d}\sigma(\pi^-)}{\mathrm{d}\Omega} / \frac{\mathrm{d}\sigma(\pi^+)}{\mathrm{d}\Omega}$ die in Tabelle 6.2 dargestellten Werte.

Die integrierten Werte sind hierbei in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Isospinzerlegung, was aufgrund der Isospin-Unabhängigkeit der starken Wechselwirkung, in der die Pionenproduktion erfolgt, zu verstehen ist.

Durch diese experimentelle Beobachtung ist die Annahme gerechtfertigt, daß das ursprüngliche π^-/π^+-Verhältnis bei allen Pionenenergien durch die Isospinzerlegung gegeben

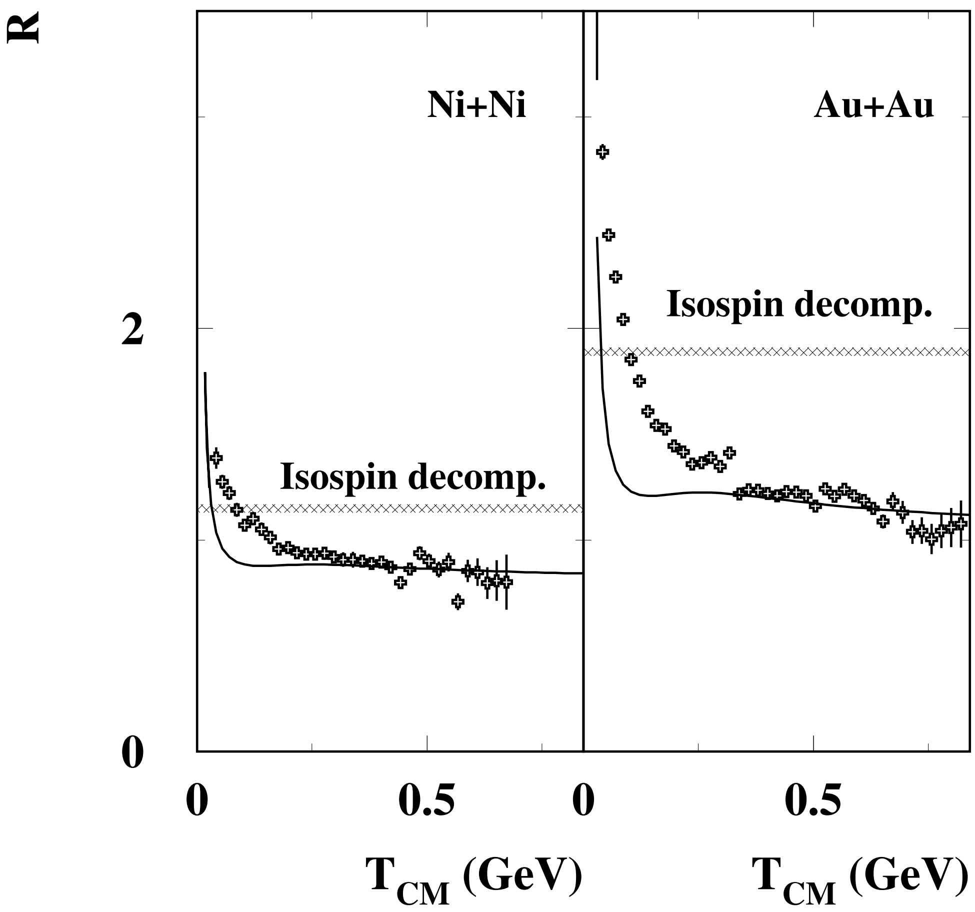

Abbildung 6.4: π^-/π^+ Verhältnis der Reaktionssysteme Ni+Ni (links) und Au+Au (rechts) bei 1.0 A·GeV und einem Laborwinkel von $(44 \pm 4)°$. Schraffiert eingetragen sind die zu erwartenden Werte der Isospinzerlegung und als Kurve das Verhältnis, wie es sich mit Gleichung 6.3 bei einer konstanten Coulomb-Energie ergibt.

Reaktionssystem	Strahlenergie	R^{tot}_{exp}	R^{tot}_{iso}	$R^{tot}_{N^\star}$	R^{tot}_{Δ}
$^{197}Au +^{197} Au$	1.0 A·GeV	1.94 ± 0.05	1.90	1.49	1.95
$^{58}Ni +^{nat} Ni$	1.0 A·GeV	1.23 ± 0.11	1.12	1.09	1.15
$^{58}Ni +^{nat} Ni$	1.8 A·GeV	1.19 ± 0.23	1.11	1.09	1.15

Tabelle 6.2: Verhältnis der Energie-integrierten Wirkungsquerschnitte der Pionenproduktion bei 1.0 und 1.8 A·GeV unter einem Laborwinkel von $(44 \pm 4)°$

ist und daß die beobachtete Energieabhängigkeit bestimmt von der Coulomb-Wechselwirkung der geladenen Pionen mit dem elektrischen Feld der Reaktionszone.

Folgt man den Ideen aus [Gyulassy & Kaufmann, 1981], beeinflußt die Coulomb-Wechselwirkung die Energieverteilungen der Pionen zum einen durch die Veränderung der kinetischen Energien und zum anderen durch die Veränderung des zur Verfügung stehenden Phasenraums. Man erhält in der relativistischen Erweiterung, die in [Gyulassy & Kaufmann, 1981] nicht durchgeführt wurde[1], die folgenden Beziehungen für die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sigma(\vec{p}) = \sigma_0(\vec{p_0}(\vec{p})) \cdot \left|\frac{\partial^3 p_0}{\partial^3 p}\right|; \qquad \left|\frac{\partial^3 p_0}{\partial^3 p}\right| = \left|\frac{p_0 E_0 \partial E_0}{pE\partial E}\right| = \frac{p_0 E_0}{pE} \tag{6.2}$$

mit dem ungestörten Impuls (der totalen Energie) $\vec{p_0}(E_0)$.

Die Jacobi-Determinante in Gleichung 6.2 wird relativistisch mit der Identität $p\partial p = E\partial E$ ausgewertet.

Folgt nun der differentielle Wirkungsquerschnitt einer exponentiellen Verteilung $\sigma_0 \propto \exp(-E_0/T)$ mit einem inversen Steigungsparameter T, so ergibt sich das π^-/π^+-Verhältnis zu

$$\begin{aligned} R &= \frac{\sigma_-}{\sigma_+} = R_{iso}^{tot} \cdot \exp(-\frac{2V_{coul}}{T}) \cdot \frac{p_+E_+}{p_-E_-} \qquad \text{mit} \\ E_\pm &= E_0 \pm V_{coul}; \qquad p_\pm = \sqrt{E_\pm - m^2}. \end{aligned} \tag{6.3}$$

Im relativistischen Limit[2] $p \cdot c \gg m \cdot c^2$ und mit einer Coulomb-Energie, die klein gegenüber der totalen Energie des Teilchens ist, kann die transzendente Gleichung (6.3) nach V_{coul} aufgelöst werden. Dieses Vorgehen liefert:

$$V_{coul} = \frac{T}{2} \cdot \frac{1}{1 - 2T/E_0} \cdot \ln(R_{iso}^{tot}/R). \tag{6.4}$$

In Abschnitt 4.2 wurde festgestellt, daß sich die Spektren der geladenen Pionen nicht zufriedenstellend durch eine exponentielle Verteilung beschreiben lassen. Zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte wurde daher eine Parametrisierung mit zwei Maxwell-Boltzmann Verteilungen gewählt. Hier nun ist der lokale Verlauf der Steigung wichtiger, weshalb dieser im Folgenden bestimmt wird. Nach Gleichung 4.7 wird der Logarithmus des invarianten Wirkungsquerschnitts σ_{inv}, dividiert durch die Energie E und die Normierungskonstante C, wird gebildet und lokal nach der Energie numerisch differenziert[3].

$$\begin{aligned} \log\frac{\sigma_{inv}}{C \cdot E} &= -\beta E \\ T_{loc} &= \beta^{-1} = t_1 + t_2 \cdot T_{CM} \end{aligned}$$

Das hierbei verwendete Verfahren mit einer Partialsummenentwicklung bis zur vierten Stufe findet sich in [Bronstein & Semendjajew, 1987]. Die Ergebnisse der Differentiation sind in der Abbildung 6.5 und die Parameter einer linearen Regression in Tabelle 6.3 für zentrale

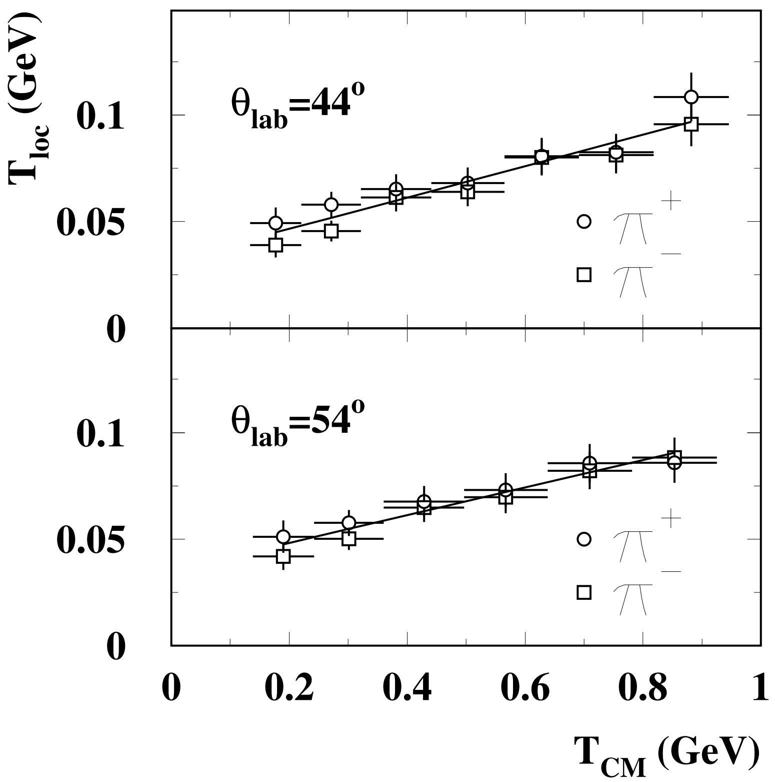

Abbildung 6.5: Lokale inverse Steigungsparameter für zentrale Reaktionen der Systeme Au+Au und Ni+Ni. Die Symbole bezeichnen die Datenpunkte, die durchgezogenen Linie entstammen einer linearen Regression der Mittelwerte aus negativen und positiven Pionen.

Reaktionen dargestellt.

Mit Hilfe der oben abgeleiteten Beziehungen ist es möglich, die Variation der kinetischen Energie der Teilchen im Coulomb-Feld der geladenen Reaktionszone zu bestimmen.

Mit der im relativistischen Limit ermittelten Coulomb-Energie und den experimentell bestimmten Steigungsparametern in diesem Energiebereich (siehe Abschnitte 4.2 und 4.3) erhält man die in Abbildung 6.4 gezeigten Kurven. Im Energiebereich zwischen 0.3 und 0.8 GeV werden die π^-/π^+-Verhältnisse gut durch ein Coulomb-Potential von 11±2 MeV (25±2 MeV) für das System Ni+Ni (Au+Au) beschrieben, während das Verhältnis bei niederen Energien klar unterschätzt wird. Die transzendente Gleichung 6.3 kann zur Bestimmung der Coulomb-

[1]Der gleiche Ansatz findet sich in [Li, 1995], wurde aber ebenfalls nicht weiterentwickelt.

[2]Für ein Pion mit einer kinetischen Energie von 1 GeV beträgt der relativistische Faktor im Schwerpunktssystem $\gamma = \frac{T_{CM}}{m_\pi c^2} = 8.2$.

[3]Der lokale inverse Steigungsparameter T_{loc} sollte nicht mit der kinetischen Energie des Pions im Schwerpunktssystem T_{CM} verwechselt werden.

Au+Au		
$\theta_{\mathrm{lab}}(^\circ)$	t_1 (GeV)	t_2
44 ± 4	$(32 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$(74 \pm 9) \cdot 10^{-3}$
54 ± 4	$(36 \pm 5) \cdot 10^{-3}$	$(65 \pm 10) \cdot 10^{-3}$
84 ± 4	$(50 \pm 8) \cdot 10^{-3}$	$(36 \pm 14) \cdot 10^{-3}$
Ni+Ni		
$\mathrm{T}_{\mathrm{beam}}$(A·GeV)	t_1 (GeV)	t_2
1.0	$(24 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$(85 \pm 10) \cdot 10^{-3}$
1.8	$(31 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$(85 \pm 9) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.3: Koeffizienten der energieabhängigen Steigungsparameter.

Energie numerisch aufgelöst werden, und man erhält den in Abbildung 6.6 aufgetragenen Verlauf.

Es ist zu erkennen, daß auf Pionen mit niederer Energie ein schwächeres Coulomb-Feld wirkt, als auf höher energetische Pionen. Pionen mit einer kinetischen Energie unterhalb von 0.3 GeV stammen daher möglicherweise von einer eher ausgedehnten (oder durch Emission von positiven Teilchen weniger geladene) Reaktionszone, die zu einem späteren Zeitpunkt der Kernreaktion vorliegt als Pionen mit einer Energie oberhalb von 0.3 GeV.

Diese Beobachtung ist konsistent mit den Zeitskalen, wie sie in einem unabhängigen Verfahren in folgenden Abschnitt 7.1 aus der Absorption von Pionen in der umgebenden Spektatormaterie ermittelt wird.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte kein Unterschied zwischen den verschiedenen Laborwinkelbereichen gefunden werden (siehe Abbildungen 6.6 und 6.7).

6.2.3 Einfluß der unterschiedlichen baryonischen Resonanzen

Die, in Anhang A.1 durchgeführte, Isospinzerlegung der Reaktion unterschied nicht nach den Beiträgen der unterschiedlichen baryonischen Resonanzen, sondern nur nach dem Isospin von Ausgangs- und Endzustand. Erst das Anpassen der experimentellen Wirkungsquerschnitte zeigt den resonanten Produktionsmechanismus in den unterschiedlichen Kanäle (siehe Abbildung 6.3).

Abbildung 6.8 zeigt das Energieniveau- und Zerfallsschema der niedrigsten baryonischen Resonanzen ohne Seltsamkeit.

Der Einfluß der beiden niedrigsten Nukleonresonanzen ($\Delta_{33}(1232)$ und $\mathrm{N}^\star(1440)$) kann abgeschätzt werden, wofür in Anhang A.2 die Isospinfaktoren $\mathrm{f}_{\mathrm{iso}}$ getrennt berechnet werden. Es ergeben sich für die untersuchten symmetrischen Systeme die Faktoren:

$$\mathrm{f}^{\Delta}_{\mathrm{iso}} = \frac{5 \cdot \mathrm{N}^2 + \mathrm{N} \cdot \mathrm{Z}}{5 \cdot \mathrm{Z}^2 + \mathrm{N} \cdot \mathrm{Z}} = 1.95(\mathrm{Au}+\mathrm{Au}); \quad 1.12(\mathrm{Ni}+\mathrm{Ni})$$

$$\mathrm{f}^{\mathrm{N}^\star}_{\mathrm{iso}} = \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{Z}} = 1.49(\mathrm{Au}+\mathrm{Au}); \quad 1.07(\mathrm{Ni}+\mathrm{Ni})$$

Man erkennt, daß bei einer reinen Pionenproduktion über die Δ_{33}-Resonanz ein minimal größerer Isospinfaktor auftritt, als im Fall der Isospinzerlegung. Der experimentelle Wert aus

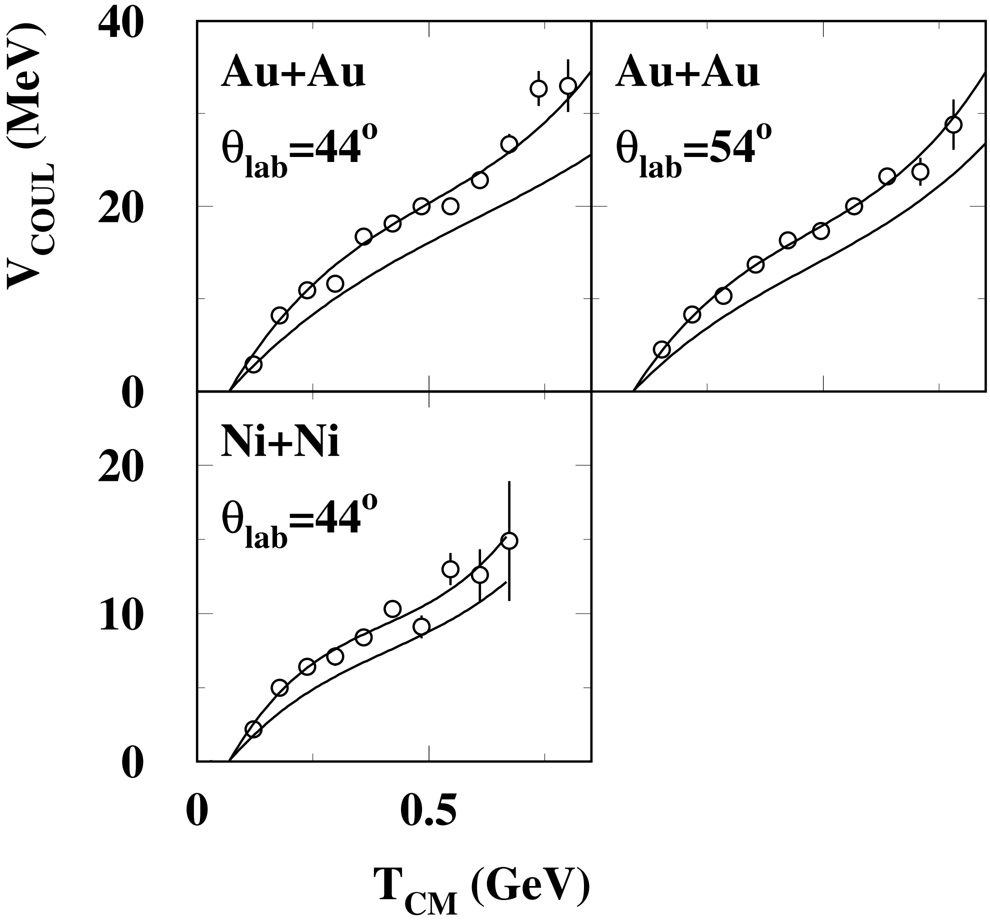

Abbildung 6.6: Aus dem π^-/π^+-Verhältnis abgeleitete Coulomb-Energie für zentrale Reaktionen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Pionen im System Au+Au (oben) und Ni+Ni (unten). Die jeweils oberen Kurven sind willkürliche Anpassungen an die Daten. Die jeweils unteren Kurven sind Anpassungen an die abgeleitete Coulomb-Energie, wenn der Phasenraum nicht berücksichtigt wird.

Tabelle 6.2 deutet eher auf eine reine Δ_{33}-Produktion hin, ist im Rahmen der Fehler aber auch mit der Isospinzerlegung im Einklang. Ursache hierfür kann sein, daß die Relativenergie der Nukleonen in der Pionenproduktion sicher nicht immer gleich der Strahlenergie ist, wie hier vereinfacht angenommen wurde. Zum einen verbreitert die Fermi-Energie der Nukleonen schon die Relativenergieverteilung der Nukleonen in den ersten Stößen, zum anderen nimmt aufgrund der Zunahme der Entropie in den folgenden Stößen die zur Verfügung stehende mittlere kinetische Energie rasch, das heißt nach einigen Stößen, ab. Geht man vom Vorhandensein eines klassischen thermischen Nukleonengases mit einer Temperatur von T = 0.1 GeV

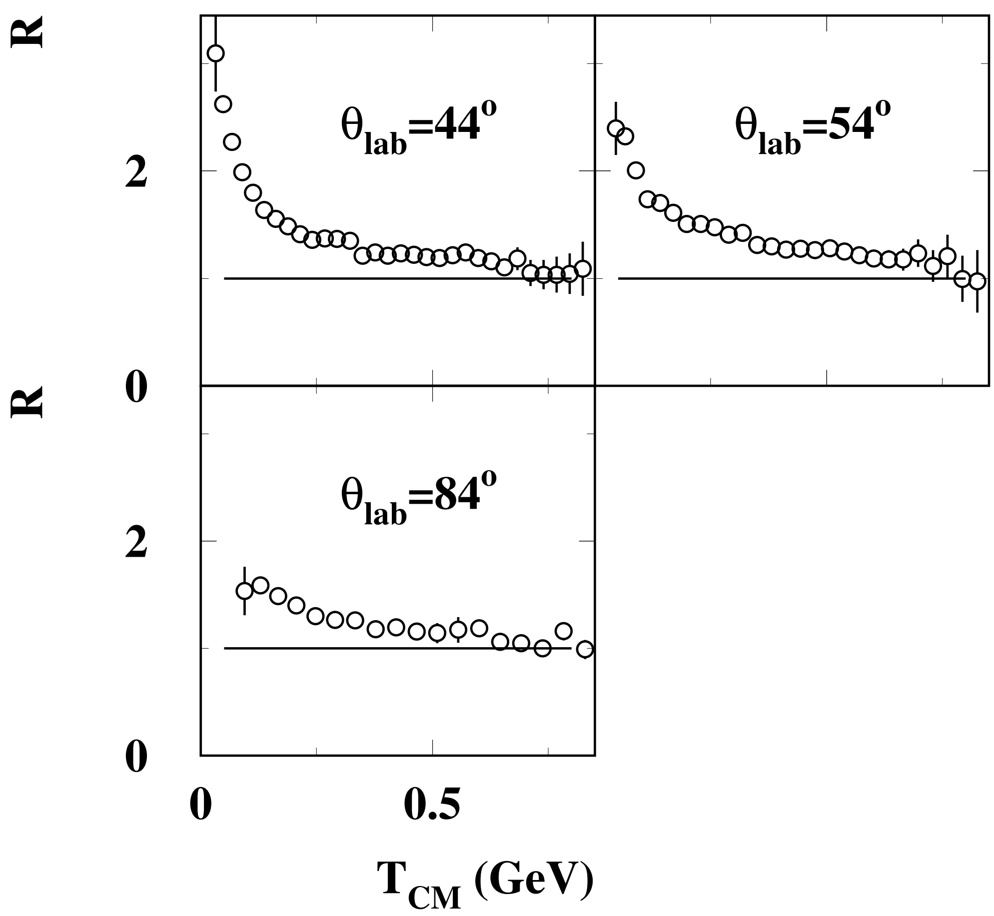

Abbildung 6.7: Variation des π^-/π^+-Verhältnisses im System Au+Au für zentrale Reaktionen und die verschiedenen Laborwinkel.

aus, so beträgt die mittlere kinetische Energie $< E_{kin} >= \frac{3}{2}T = 0.15$ GeV, die relative kinetische Energie also 0.3 GeV. Dieser Effekt führt zu einer stärkeren Anregung der Δ- gegenüber der $N^\star$-Resonanz.

Da jedoch beide Resonanzen unterschiedliche mittlere Massen haben, könnte der beim Zerfall frei werdende Q-Wert zu systematisch unterschiedlichen Pionenenergien führen. Zur Abschätzung dieses Beitrages kann das Resultat einer Zerlegung der spektralen Verteilungen in Beiträge der Resonanzen dienen, wie sie in [Müntz et al., 1996b, Müntz et al., 1996a] durchgeführt ist. Dort wird angenommen, daß die experimentell beobachteten Pionen nur aus dem Zerfall der nukleonischen Resonanzen $\Delta_{33}(1232)$ und $N^\star(1440)$ stammen. Weiterhin bewegen sich die Resonanzen mit dem radialen kollektiven Fluß der Nukleonen [Lisa et al., 1995, Speer et al., 1996]. Die spektralen Verteilungen der Pionen lassen sich

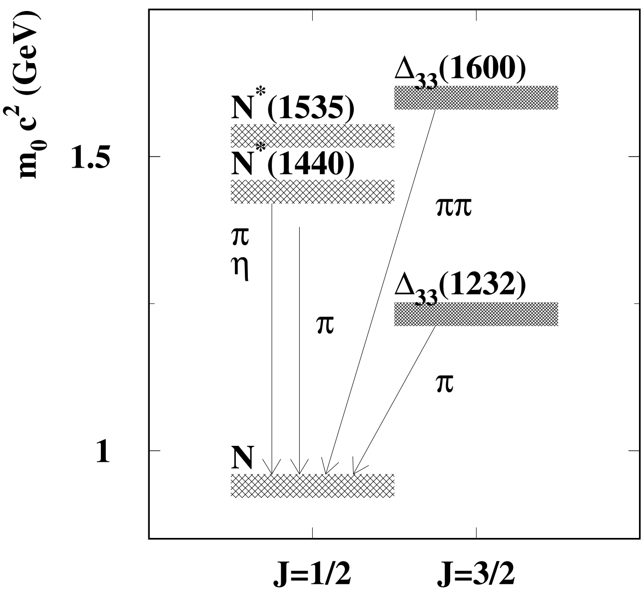

Abbildung 6.8: Energieniveau- und Zerfallsschema der baryonischen Resonanzen ohne Seltsamkeit bis zu einer Masse von 1.7 GeV/c^2. Es sind nur die dominierenden Zerfallskanäle gezeigt.

mit diesem Ansatz im System ^{197}Au $+^{197}$ Au bei 1.0 A·GeV in einem kinetischen Energiebereich von $0.12 \leq T_{CM} \leq 0.7$ GeV mit einem Verhältnis von $\frac{N^\star}{\Delta_{33}} \approx 3$ bis 7% beschreiben. Dieses Verhältnis bewirkt einen Anteil von etwa 50% $N^\star$-Resonanzen bei einer Pionenenergie von 0.5 GeV, welches zu einer Abnahme der berechneten Coulomb-Energie von etwa 20% führt.

Dieser Wert stellt nur eine Abschätzung für den Beitrag der höheren Resonanzen dar, da verschiedene Faktoren nicht berücksichtigt sind. Zum einen enthält das Model keine freie Pionen, daß heißt Pionen, die nicht aus Zerfällen von Resonanzen stammen. Während bei höheren Strahlenergien um 10 A·GeV der Beitrag der S-Wellenproduktion groß ist [Braun-Munzinger et al., 1995], sollte er sich im hier untersuchten Energiebereich nicht auswirken. Weiterhin ist die Parametrisierung der Resonanzen durch eine Breit-Wigner-Verteilung mit variabler Breite, die durch den Phasenraum gegeben ist, mit Unsicherheiten behaftet. Sowohl die mittlere Masse der $N^\star$-Resonanz, mit $m_{N^\star}c^2 = (1.44 \pm 0.03)$GeV, als auch die Breite der freien Resonanz, mit $\Gamma_{N^\star}c^2 = (0.35 \pm 0.1)$GeV, ist nur ungenau bekannt. Wie sich die Resonanzparameter in nuklearer Materie ändern, ist eine bisher experimentell und theoretisch unbeantwortete Frage [4].

[4]Modelle zur Beschreibung der $\Lambda(1405)$-Resonanz in Materie sagen beispielsweise ein Verschwinden dieser Resonanz in angeregter Materie voraus [Koch, 1994].

In einem Modell zur Beschreibung der Thermodynamik in heißer (angeregter) Kernmaterie, das ein wechselwirkendes $\pi - \mathrm{N}$-System unter Berücksichtigung der Δ_{33} behandelt, wurde die Form experimenteller Pionenspektren reproduziert [Weinhold, 1995].

6.2.4 Zentralitätsabhängigkeit der π^-/π^+-Verhältnisse

Weiterhin wurde die Abhängigkeit der π^-/π^+-Verhältnisse von der Zentralität der Reaktion untersucht. In Abbildung 6.9 ist das π^-/π^+-Verhältnisse zentraler zu peripherer Reaktionen dargestellt. Periphere Reaktionen entsprechen hierbei $(66 \pm 5)\%$ und zentrale Reaktionen

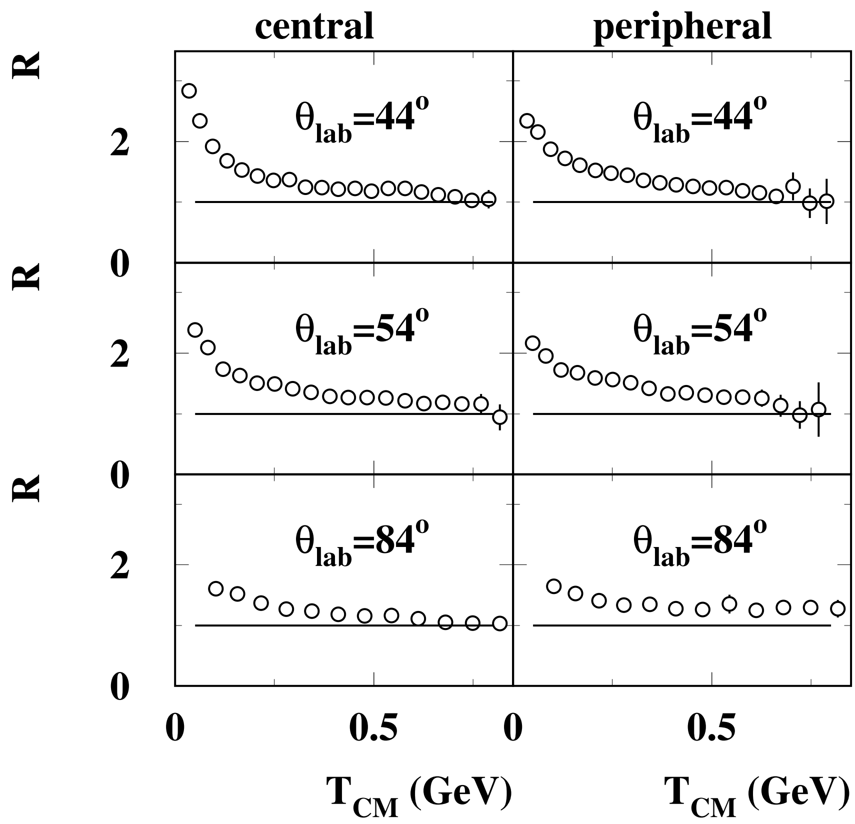

Abbildung 6.9: π^-/π^+-Verhältnisse in zentralen (links) und peripheren Reaktionen (rechts) im System Au+Au für die angegebenen Laborwinkel.

$(14 \pm 2)\%$ des hadronischen Reaktionswirkungsquerschnitts.

Zu erkennen ist, daß in zentralen Reaktionen hochenergetische Pionen oberhalb von 0.5 GeV im Rahmen der statistischen Fehler das gleiche Verhältnis zeigen wie in peripheren Reaktionen. Dieses Verhalten ist ein Resultat der geometrischen Anordnung von Reaktionszone und Spektatorenmaterie zum Zeitpunkt der Emission dieser hochenergetischer Pionen. Zum Zeitpunkt der Emission ist die Reaktionszone noch von Spektatormaterie umgeben, die ihrerseits durch die elektrische Ladung einen Coulomb-Effekt auf die emittierten Pionen ausübt. Somit wirkt im wesentlichen die Gesamtladung des Systems von 158 Elementarladungen.

Für Pionen im Energiebereich zwischen 0.1 und 0.5 GeV tritt bei allen Emissionswinkeln ein etwa 10% größeres Verhältnis in peripheren Reaktionen auf, was sich mit dem schwächeren Einfluß der dort geringeren Ladung des Partizipanden-Volumens erklären läßt.

Im Energiebereich von weniger als 0.15 Gev kehrt sich der Trend um, und das Verhältnis in peripheren Reaktionen wird kleiner als in zentralen Reaktionen. Pionen in diesem Energiebereich bewegen sich mit Geschwindigkeiten im Schwerpunktssystem von weniger als 0.8 c, während sich die Spektatoren mit Geschwindigkeiten von 0.6 c bewegen. Daher ist zu erwarten, daß die Annahme einer quasi-statischen Ladungsverteilung für diese Pionen nicht mehr gültig ist und die Winkelverteilung durch die Spektatorenkerne gestört ist (dieser Effekt trat deutlich in [Benenson et al., 1979] auf).

6.2.5 Rückschlüsse auf mögliche Quellgrößen in zentralen Stößen

Die in Abschnitt 6.2.2 abgeleitete Coulomb-Energie kann benutzt werden, um die effektive Größe des Reaktionsvolumens bestimmen, aus dem Pionen emittiert werden. Bei der Annahme der Emission von einer geladenen kugelförmigen Ladungsverteilung ergibt sich eine Coulomb-Energie von

$$\mathrm{V}_{\mathrm{coul}}^{\mathrm{sphere}} = \frac{\mathrm{Z\,e}^2}{\mathrm{r}_{\mathrm{eff}}},$$

mit dem Kugelradius $\mathrm{r}_{\mathrm{eff}}$. Die Anzahl von Ladungen Z in der Reaktionszone kann aus der Anzahl partizipierender Nukleonen bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \mathrm{Z} &= A_{part} \cdot \frac{\mathrm{Z(Au, Ni)}}{\mathrm{A(Au, Ni)}} \\ \mathrm{Z}^{\mathrm{central}}(\mathrm{Au}) &= (110 \pm 10) \\ \mathrm{Z}^{\mathrm{central}}(\mathrm{Ni}) &= (43 \pm 5). \end{aligned}$$

Abbildung 6.10 zeigt die so bestimmten effektiven Radien der Pionenquellen. Aus den Radien kann nun unter der Annahme einer homogenen Massenverteilung die effektive Nukleonendichte der Pionenquelle extrahiert werden:

$$\rho_{\mathrm{eff}} = \frac{\mathrm{A}_{\mathrm{part}}}{\frac{4}{3}\pi \mathrm{r}_{\mathrm{eff}}^3}.$$

Sie ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Der Einfluß unterschiedlicher Quellformen und Ladungsverteilungen wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

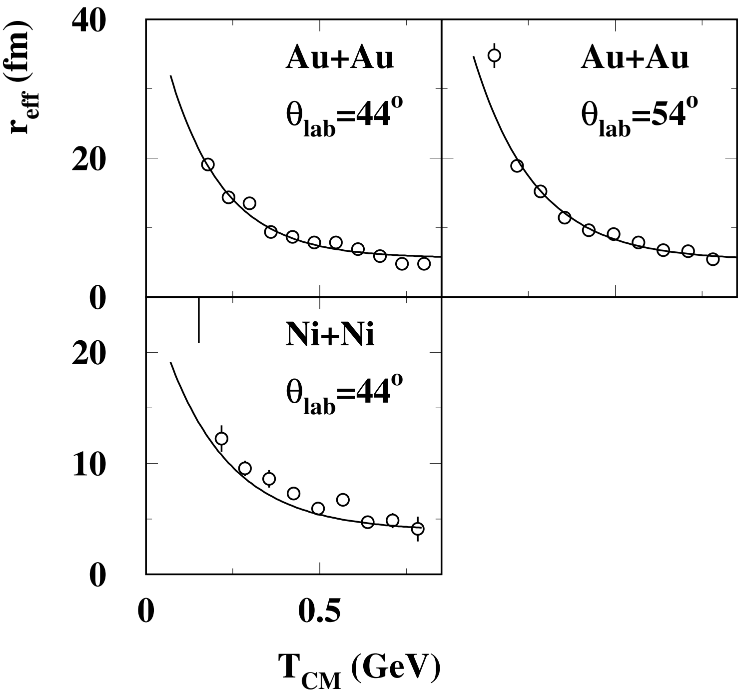

Abbildung 6.10: Effektive Radien der Reaktionszone in Abhängigkeit von der Energie der Pionen für die Systeme Au+Au (oben) und Ni+Ni (unten). Die Kurven sind Anpassungen an die Daten um das Auge zu führen.

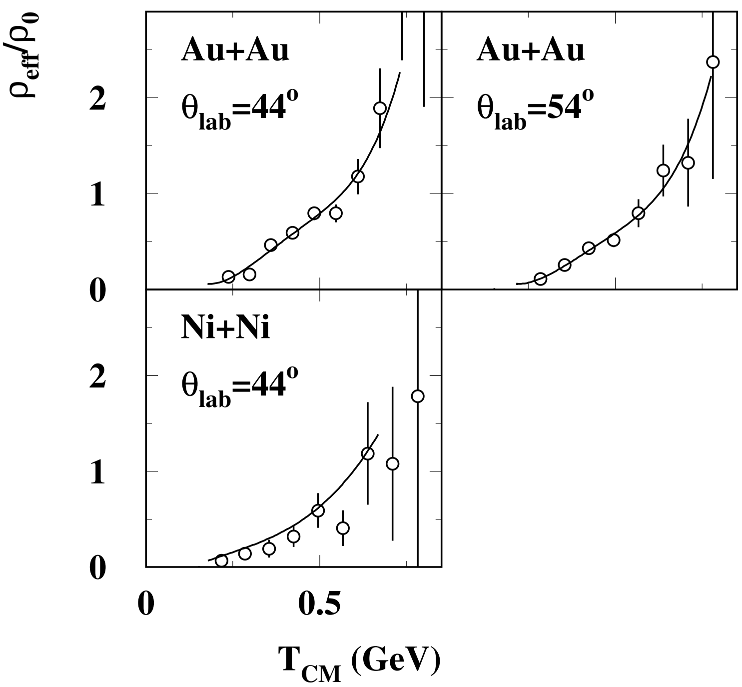

Abbildung 6.11: Effektive Dichten der Reaktionszone in Abhängigkeit von der Energie der Pionen für die Systeme Au+Au (oben) und Ni+Ni (unten). Die Kurven sind Anpassungen an die Daten um das Auge zu führen.

Einfluß der Ladungs- und Emissionsverteilung

Um die Auswirkung verschiedener Quellformen abschätzen zu können, werden im Folgenden zwei Parametrisierungen berechnet. Im einen Fall wird die Ladungsverteilung $\rho_Q(\vec{r})$ als kugelförmig angenommen, die von ihrer Oberfläche Pionen emittiert. Dieses sei als Extremfall verstanden, in dem aufgrund der geringen mittleren freien Weglänge im Bereich der Δ-Resonanz Pionen nur von der Oberfläche emittiert werden können und im Inneren des Reaktionsvolumen wieder gestreut oder absorbiert werden.

Als Alternative sei angenommen, daß sowohl die Ladungsverteilung, als auch die Teilchenemissionsdichte $\frac{dN}{dr}$ einer Normalverteilung folgen. Diese Annahme wird auch in Auswertungen von Teilchenkorrelationen gemacht. Im Abschnitt 6.2.6 wird näher auf diese Analysen eingegangen.

Das zu einer vorgegebenen Ladungsverteilung gehörende elektrische Potential Φ ergibt sich durch das Lösen der Poisson-Gleichung:

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi(\vec{r}) &= -4\pi\,\rho(\vec{r}) \\
\rho_Q^{\mathrm{sphere}} &= \frac{3Z\,e}{4\pi r_{\mathrm{eff}}^3}\Theta(r_{eff}-r) \\
\Phi^{\mathrm{sphere}} &= \begin{cases} \frac{Z\,e}{r_{\mathrm{eff}}}(\frac{3}{2}-\frac{r^2}{2\,r_{\mathrm{eff}}^2};) & r \le r_{\mathrm{eff}} \\ \frac{Z\,e}{r}; & r > r_{\mathrm{eff}} \end{cases} \\
\rho_Q^{\mathrm{gauss}} &= \frac{Z\,e}{\sigma^3}\sqrt{\frac{1}{8\,\pi}}\exp(-\frac{r^2}{2\,\sigma^2}) \\
\Phi^{\mathrm{gauss}} &= \frac{Z\,e}{r}\cdot \mathrm{Erf}(\frac{r}{\sqrt{2}\sigma}).
\end{aligned}$$

Die Coulomb-Energie der Teilchen ergibt sich dann mit der Teilchenemissionsdichte zu:

$$\begin{aligned}
\frac{dN^{\mathrm{sphere}}}{dr} &= \delta(r-r_{\mathrm{eff}}); \quad \frac{dN^{\mathrm{gauss}}}{dr} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{r^2}{3\,\sigma^5}\exp(-\frac{r^2}{2\,\sigma^2}) \\
V_{\mathrm{coul}}^{\mathrm{sphere}} &= \int_0^\infty d^3r\; e\;\Phi^{\mathrm{sphere}}\,\frac{dN^{\mathrm{sphere}}}{dr} = \frac{Z\,e^2}{r_{\mathrm{eff}}} \\
V_{\mathrm{coul}}^{\mathrm{gauss}} &= \int_0^\infty d^3r\;\Phi^{\mathrm{gauss}}\,\frac{dN^{\mathrm{gauss}}}{dr}
\end{aligned}$$

Die letzte Gleichung ist analytisch nicht mehr aufzulösen, kann aber numerisch bestimmt werden. In Abbildung 6.12 ist für beide Möglichkeiten die Verteilung des Ladungsdichte und des Potentials gezeigt, wobei die zentralen Dichten gleich gesetzt wurden.

Aus diesen Verteilungen kann nun der Zusammenhang zwischen dem effektiven Quellradius r_{eff} und der Coulomb-Energie berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.13 zu sehen, wobei für die kugelförmige Verteilung r_{eff} der Radius der Kugel und für die Normalverteilung der Radius ist, bei dem die Dichte auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist. Folgt nun die Dichteverteilung der Nukleonen in der Reaktion der Ladungsdichteverteilung, so kann die Auswirkung der zentralen Dichte auf die Coulomb-Energie der emittierten Pionen bestimmt werden, wie ebenfalls in Abbildung 6.13 gezeigt ist.

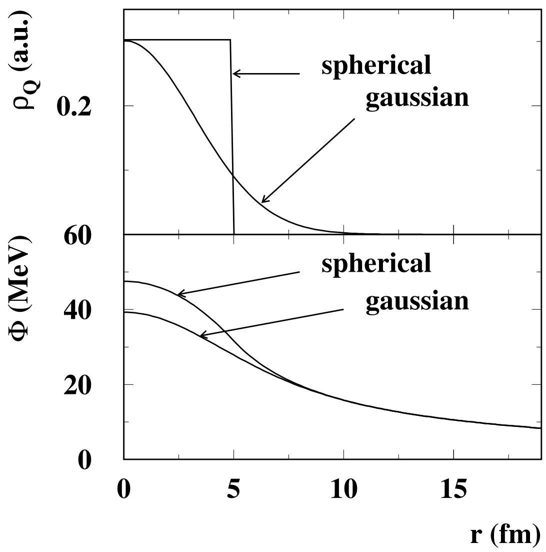

Abbildung 6.12: Verteilung von Ladungsdichte (oben) und Potential (unten) für die eine kugelförmige (spherical) und eine normal verteilte (gaussian) Quelle. Die Absolutwerte beziehen sich auf eine Gesamtladung von 110 Elementarladungen, wie sie im System Au+Au im Mittel bei zentralen Reaktionen vorliegt.

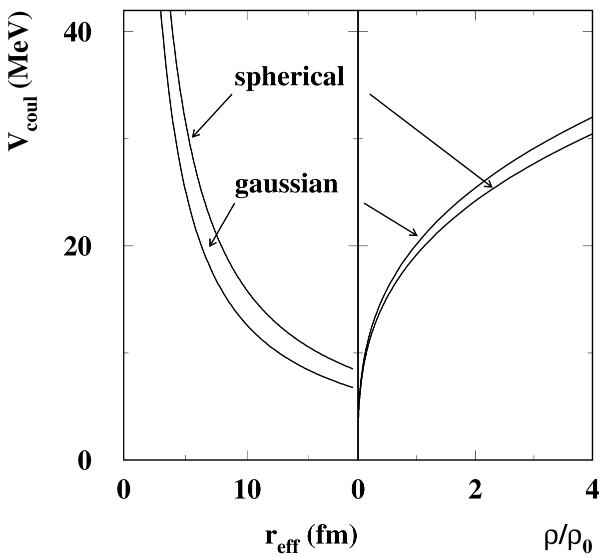

Abbildung 6.13: Coulomb-Energie in Abhängigkeit vom effektiven Quellradius (linke Seite) und der zentralen Dichte (rechte Seite). Der effektive Radius ist im Fall der kugelförmigen Verteilung der Radius der Kugel und im Fall der normal verteilten Quelle der Radius, bei dem die Dichte auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist.

Zusammengefaßt kann gesagt werden, daß, bei realistischen Annahmen über Form der Quellverteilung, die Auswirkungen auf den Zusammenhang zwischen zentraler Dichte und Coulomb-Energie gering bleiben.

Physikalische Ursache hierfür ist die unendlich große Reichweite der Coulomb-Wechselwirkung, die im wesentlichen die Sensitivität auf die erste Ordnung der Multipolentwicklung der Ladungsverteilung beschränkt.

6.2.6 Vergleich mit Korrelationsexperimenten

Die Ununterscheidbarkeit von Teilchen ermöglicht es, mit Hilfe der Intensitäts-Interferometrie die Größe der emittierenden Quelle zu bestimmen. Das Verfahren wurde erstmals bei der Messung von Sternradien durch Hanbury-Brown und Twiss angewandt [Hanbury-Brown & Twiss, 1957a, Hanbury-Brown & Twiss, 1957b]. Dort wurde die Intensität der von den Sternen emittierten Photonen bestimmt und die Korrelationsfunktion zweier Photonen bezüglich ihres Relativimpulses $\Delta\vec{p}$ berechnet. Durch die symmetrischen Wellenfunktionen der Photonen, sie gehorchen der Bose-Einstein-Statistik, ergibt sich bei kleinen $\Delta\vec{p}$ eine positive Korrelation, deren Stärke von der Größe der Quelle abhängt.

Formal äquivalent wird das Verfahren im sub-atomaren Bereich bei der Bestimmung von Quellgrößen angewandt. Ein Übersichtsartikel hierüber findet sich in [L' Hôte, 1992]. Die Ergebnisse für Korrelationsexperimente mit Pionen sind in Abbildung 6.14 dargestellt.

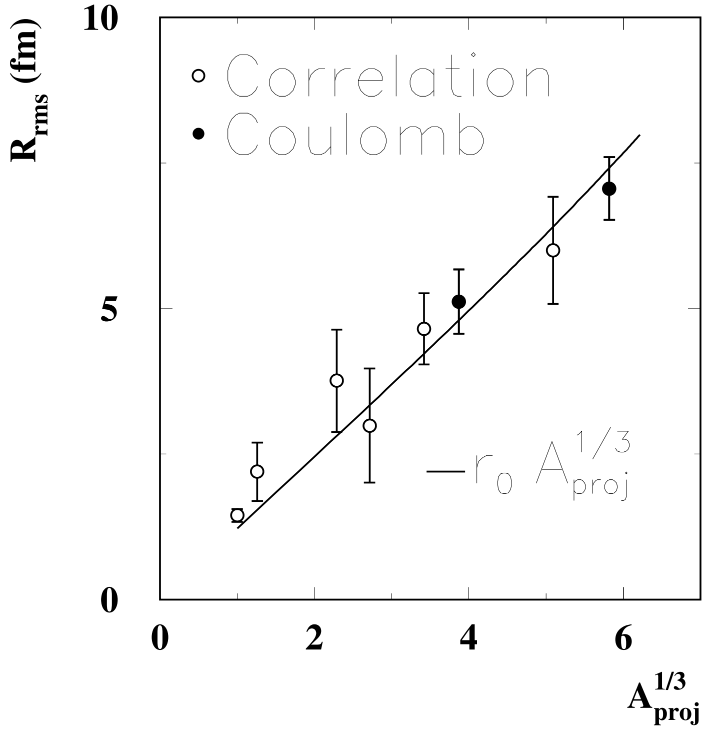

Abbildung 6.14: Mittlere Radien der Intensitätsinterferometrie. Die Daten stammen aus [Agakishiev et al., 1984, Akhababian et al., 1984, Crowe et al., 1985, Beavis et al., 1983, Christie, 1990], wobei für $A_{proj} > 12$ nur Einschußenergien um 1.0 A·GeV und zentrale Reaktionen ausgewählt sind. Die Kurve zeigt den mittleren Kernradius in der Ableitung aus Gleichung 4.3 und Abbildung 4.3.

Um mit den in dieser Arbeit vorgestellten Daten vergleichbar zu sein, wurden für Projektile mit $A_{proj} > 12$ Einschußenergien zwischen 1.0 und 1.5 A·GeV und zentrale Reaktionen ausgewählt. Für die Daten dieser Arbeit wurde der mittlerer Quellradius für hochenergetische Pionen eingetragen. Man erkennt, daß beide Verfahren in Übereinstimmung miteinander sind und konsistente Ergebnisse für die Quellgröße liefern.

6.2.7 Vergleich mit einer mikroskopischen Modellrechnung

Im Rahmen des Isospin-Quanten-Molekular-Dynamik-Modells (IQMD) wurde der Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung explizit untersucht [Bass et al., 1995].

In Abbildung 6.15 sind die inklusiven π^-/π^+-Verhältnisse für einen Laborwinkel von $30^o\theta_{\rm lab} \leq 48^o$ aus dem Modell gezeigt.

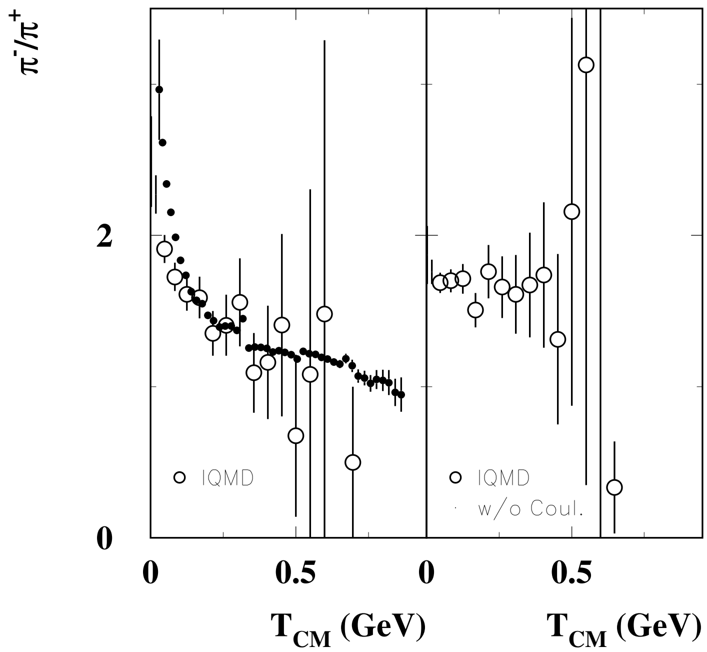

Abbildung 6.15: π^-/π^+-Verhältnisse aus einer IQMD-Rechnung (offene Symbole). Auf der linken Seite ist, zusammen mit den experimentellen Ergebnissen (volle Symbole), das Verhältnis der vollen Rechnung, auf der rechten Seite bei Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung gezeigt.

Zum einen ist zu erkennen, daß sich bei Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung auf Pionen ein von der Pionenenergie unabhängiges Verhältnis ergibt (rechte Seite). Zum anderen wird der experimentelle Verlauf bis zu einer Energie von 0.25 GeV qualitativ wiedergegeben. Oberhalb dieser Energie ist aufgrund der großen Fehler der Rechnung keine Aussage mehr zu treffen. Im niederenergetischen Bereich, in dem experimentell das Verhältnis am stärksten variiert, ergeben die Rechnungen um bis zu 30% geringere Verhältnisse als die experimentellen Daten.

6.2.8 Vergleich mit einem chemischen Nicht-Gleichgewichtsmodell

In einem chemischen Nicht-Gleichgewichtsmodell wurde ebenfalls die Pionenproduktion in Schwerionenreaktionen untersucht [Gorenstein & Shinnan, 1991]. Die unterschiedliche spektrale Verteilung wird hierbei einem unterschiedlichen chemischen Potential von negativen und positiven Pionen in Reaktionen mit Neutronenüberschuß zugeschrieben. Die Einteilchenverteilungen sind durch die Bose-Einstein Statistik

$$\frac{\mathrm{d^3n}}{\mathrm{dp^3}} \propto \frac{1}{\exp(\frac{\mathrm{E}-\mu_\pi^\mathrm{i}}{\mathrm{T}})}$$

mit den chemischen Potentialen μ_π^i $(\mathrm{i} = \pi^+, \pi^-, \pi^o)$ gegeben:

Für das Pion-Nukleon System gelten die Reaktionen:

$$\begin{aligned} \pi^+ + \mathrm{n} &\rightleftharpoons \pi^0 + \mathrm{p} \quad \text{und} \\ \pi^- + \mathrm{p} &\rightleftharpoons \pi^0 + \mathrm{n}. \end{aligned}$$

Im chemischen Gleichgewicht korrespondieren dazu die chemischen Potentiale:

$$\begin{aligned} \mu_{\pi^+} + \mu_\mathrm{n} &= \mu_{\pi^0} + \mu_\mathrm{p} \\ \mu_{\pi^-} + \mu_\mathrm{p} &= \mu_{\pi^0} + \mu_\mathrm{n} \quad \text{bzw. mit} \\ \mu_\mathrm{p} = \mu_\mathrm{B} + \mu_\mathrm{Q} &\;;\quad \mu_n = \mu_B \\ \mu_{\pi^+} = \mu_\pi + \mu_\mathrm{Q} &\;;\quad \mu_{\pi^o} = \mu_\pi \\ \mu_{\pi^-} = \mu_\pi - \mu_\mathrm{Q} & \end{aligned}$$

$\mu_\mathrm{B}(\mu_\mathrm{Q})$ ist hierbei das Baryon- (Ladungs-) chemische Potential.

Der Unterschied im chemischen Potential bewirkt das gleiche integrale π^-/π^+-Verhältnis, wie die Isospin-Zerlegung (siehe Anhang A.1). Aus dem Vergleich mit den spektralen Verteilungen negativer Pionen aus der Reaktion $^{139}\mathrm{La} + ^{139}\mathrm{La}$ bei 1.35 A·GeV [Harris et al., 1987] wird ein chemisches Potential für Pionen abgeleitet, welches größer als Null ist. Da die Anzahl von Pionen jedoch, im Gegensatz beispielsweise zur Anzahl von Baryonen, keine Erhaltungsgröße ist, weist dieses auf eine Emission aus einem Nichtgleichgewichtszustand hin. Da in diesem Modell weder Temperaturen noch chemische Potentiale *ab initio* zu berechnen sind, kann die Bestimmung dieser Größen nur über den Vergleich mit dem Experiment für verschiedene Reaktionssysteme und für alle Pionensorten durchgeführt werden.

Kapitel 7

Die Pionenkamera (der kollektive Fluß von Pionen)

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit der Pionenproduktion vom Azimutwinkel der Emission relativ zur Reaktionsebene untersucht. Die Interpretation der beobachteten Winkelverteilung als Abschattungseffekt ermöglicht es, den Zeitpunkt der Pionenemission während der Reaktion festzulegen.

7.1 Azimutale Anisotropie der Pionenemission

In diesem Abschnitt wird der Verlauf des dreifach-differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^3\sigma}{dp_T dy d\phi}$ (mit dem Transversalimpuls p_T, der Rapidität y und dem Azimutalwinkel ϕ) untersucht. Hierzu wird die Impulsabhängigkeit der Emission geladener Pionen relativ zur Reaktionsebene für das System Au+Au studiert. Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsebene wurde bereits in Abschnitt 3.3.6 beschrieben. Für negativ geladene Pionen ist in Abbildung 7.1 beispielhaft die Verteilung des azimutalen Emissionswinkels gezeigt.

In früheren Arbeiten wurde die azimutale Anisotropie der Pionenemission in halbzentralen Stößen schwerer Kerne im Bereich der Schwerpunktsrapidität untersucht [Brill, 1993, Brill et al., 1993, Brill et al., 1996]. Hierbei wurde erstmals im System Au+Au bei 1.0 A·GeV gezeigt, daß die Emission von Pionen bevorzugt senkrecht zur Orientierung der Reaktionsebene erfolgt. In Abbildung 7.1 zeigt sich der als *Squeeze-Out* bezeichnete Effekt durch eine erhöhte Emission bei $\phi = \pm 90^o$.

Für Nukleonen wurde er in hydrodynamischen Modellrechnungen [Stöcker et al., 1982, Buchwald et al., 1984, Stöcker & Greiner, 1986] vorhergesagt und in späteren Messungen experimentell bestätigt [Gutbrod et al., 1989, Demoulins et al., 1990, Gosset et al., 1990]. Zusätzlich wurde bei partizipierenden Nukleonen ein bevorzugter Fluß,der als *collective flow* bezeichnet wird, in die Reaktionsebene nachgewiesen (*side-splash*) [Gustafsson et al., 1984, Renfordt et al., 1984].

Im Fall der Nukleonen wurden beide Effekte hydrodynamisch mit der Ablenkung der in der Reaktion gebildeten Kompressionswelle an den Target- und Projektilrestkernen begründet [Stöcker & Greiner, 1986].
Im Fall der Pionen vermutete man zwei Effekte, die sich auf die azimutale Winkelverteilung

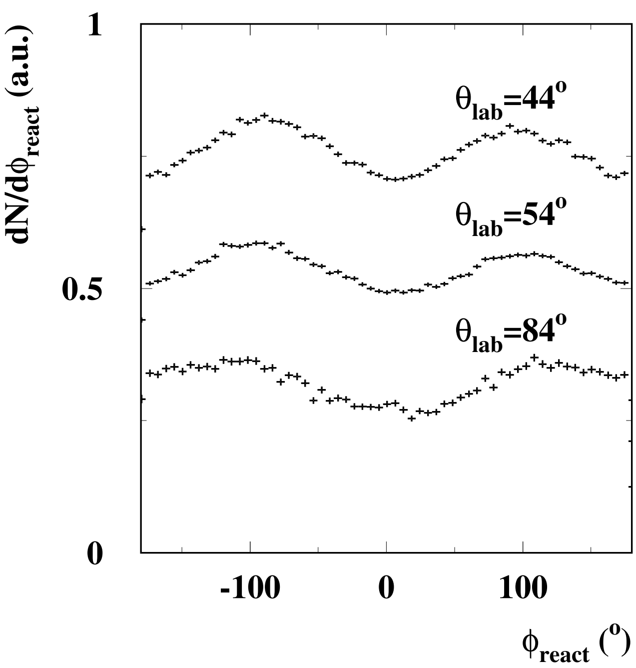

Abbildung 7.1: Verteilung des azimutalen Emissionswinkels ϕ_{react} negativ geladener Pionen in inklusiven Reaktionen für die verschiedenen Laborwinkel. Die Verteilungen sind willkürlich in der Amplitude skaliert.

auswirken sollten. Einerseits sollten Pionen, die aus dem Zerfall nukleonischer Resonanzen stammen den Einfluß der kollektiven Bewegung der baryonischen Materie zeigen, andererseits sollte sich aufgrund des großen elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnittes mit Kernmaterie eher ein Abschattungseffekt durch die Restkerne [Wolf et al., 1979, Bauer, 1989, Bauer & Li, 1991, Bass et al., 1994a, Bass et al., 1994b] zeigen.

Wie experimentell gezeigt wurde, nimmt der Grad der Asymmetrie hierbei stetig mit der Energie der Pionen zu und erreicht Werte um zwei bei Transversalimpulsen von 0.6 GeV [Brill et al., 1993]. Der Asymmetriegrad R ergibt sich aus der Anpassung der Azimutwinkelverteilung mit der funktionalen Abhängigkeit:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}\phi} &\propto 1 + \mathrm{P}_1 \cos(\phi) + \mathrm{P}_2 \cos(2\,\phi) \qquad \text{und} \\ \mathrm{R} &= \frac{1-\mathrm{P}_2}{1+\mathrm{P}_2} \end{aligned}$$

Im Folgenden wird die Variation der Pionenemission mit der Orientierung der Reaktionsebene und die Abhängigkeit von der Energie der Pionen in einem größeren Rapiditätsbereich diskutiert.

7.1.1 Abhängigkeit der azimutalen Anisotropie vom Transversalimpuls

Zur Untersuchung der azimutalen Winkelverteilung der Pionen wurden vier Winkelbereiche festgelegt, in denen die doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{dp_T dy}}$ bestimmt wurden. Diese vier Bereiche (siehe Skizze in der Abbildung 7.2) sind festgelegt durch den azimutalen Emissionswinkel der Pionen relativ zur Emission der Projektilfragmente:

$$\begin{aligned} \phi_{\mathrm{I}} &\in (-45^o, 45^o), \\ \phi_{\mathrm{II}} &\in (45^o, 135^o), \\ \phi_{\mathrm{III}} &\in (135^o, 225^o), \\ \phi_{\mathrm{IV}} &\in (225^o, 315^o). \end{aligned}$$

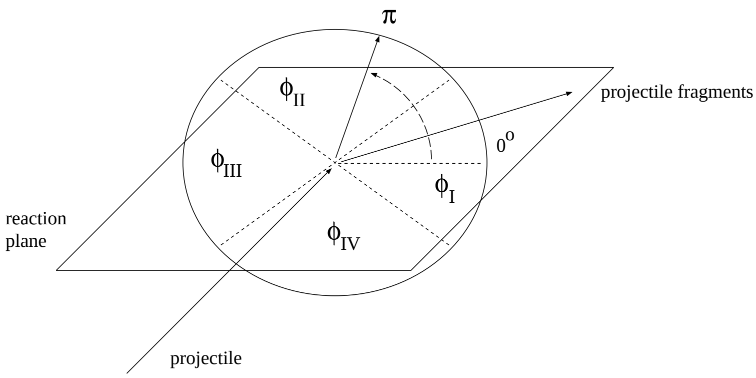

Abbildung 7.2: Einteilung der azimutalen Emissionswinkelbereiche

Im Folgenden wird der Quotient $\mathrm{N_P/N_T}$ der Transversalimpulsverteilungen der Pionen zwischen Bereich I und III betrachtet:

$$\mathrm{N_P/N_T} = \frac{d\sigma_I}{dp_T} / \frac{d\sigma_{III}}{dp_T} \tag{7.1}$$

Hierbei wurde über die Rapiditätsverteilung integriert.

Diese Größe ist ein Maß für die Anisotropie der Emission im Bereich des Projektilrestkernes. Für Werte von Eins erhält man keine bevorzugte Emission, für Werte ungleich Eins je nach dem Bereich der Rapidität ein mit dem Fluß der Nukleonen korreliertes oder antikorreliertes Verhalten.

In jedem Fall sollte sich für zentrale Reaktionen eine verschwindende Korrelation ergeben, da dann die Reaktionsebene nicht mehr zu definieren ist. Da jedoch die Wahrscheinlichkeit für eine zentrale Reaktion quadratisch mit sinkendem Stoßparameter abnimmt, muß ein Kompromiß zwischen ausreichender statistischer Genauigkeit und möglichst hoher Zentralität gewählt werden. Aus diesem Grund entspricht die als zentral bezeichnete Reaktionsklasse den zentralen 14% des hadronischen Wirkungsquerschnittes, wie in Abschnitt 4.1 diskutiert wurde.

Die Abhängigkeit dieser verschiedenen Quotienten $\mathrm{N_P/N_T}$ von der Zentralität der Reaktion ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Es zeigt sich, daß für alle Rapiditätsbereiche in zentralen

Reaktionen keine signifikante Abhängigkeit der Emission vom Transversalimpuls der Teilchen zu beobachten ist. In peripheren Reaktionen zeigt sich hingegen eine deutliche Abhängigkeit von der Rapidität. Bei niederenergetischen Pionen mit Transversalimpulsen bis 0.3 GeV/c tritt eine bevorzugte Emission bei Targetrapidität in Richtung des Projektilrestkerns auf. Dieses bedeutet, daß die Pionenemission in diesem Bereich antikorreliert zur Emission von Nukleonen und Fragmenten ist, die dort bevorzugt in Richtung des Targetrestkerns erfolgt. Daher kann für niederenergetische Pionen von einem *Anti-Flow* gesprochen werden. Für Pionen mit Transversalimpulsen oberhalb von 0.3 GeV/c kehrt sich das Verhalten um und die Teilchen werden nun bevorzugt entgegengesetzt zur Richtung des Projektilfragments emittiert. Diese deutet also auf einen *Flow* von Pionen mit der Nukleonenmaterie hin.

Die Korrelation zwischen Pionenemission und Orientierung der Reaktionsebene verringert sich im Bereich mittlerer Rapidität und nimmt für Projektilrapidität mit umgekehrtem Vorzeichen wieder zu.

Der Bereich nahe der Projektilrapidität entspricht nicht exakt dem an mittlerer Rapidität gespiegelten Targetrapiditätsbereich, weshalb keine exakte Entsprechung der spektralen Verteilungen zu erwarten ist. Zudem ist die Bestimmung der Reaktionsebene bei kleinen Laborwinkelpositionen des Spektrometers experimentell mit einer größeren Unsicherheit als bei großen Laborwinkeln behaftet, da die Ablenkung des Primärstrahls und der Projektilfragmente durch das Streufeld des Quadrupolmagneten korrigiert werden muß. Ein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Ladungszuständen der Pionen kann nicht beobachtet werden, was darauf schließen läßt, daß der Ursprung des Effekts nicht in der unterschiedlichen Coulomb-Wechselwirkung mit der Kernmaterie in der Reaktion liegt.

Im Folgenden wird eine Erklärung für die beobachteten Winkelverteilungen vorgeschlagen, die auf der unterschiedlichen Zeitskala der Emission hoch- und niederenergetischer Pionen basiert.

Bei der Untersuchung der Polarwinkelverteilung in Abschnitt 4.2.3 zeigte sich, daß in peripheren Reaktionen die Signatur des elementaren P-Wellenprozesses der Pionenproduktion sichtbar war. Geht man davon aus, daß höherenergetische Pionen in peripheren Reaktionen bevorzugt aus den ersten Nukleon-Nukleon Stößen stammen, so findet deren Emission zu einem früheren Zeitpunkt als die niederenergetischer Pionen statt.

Aufgrund des elastischen, beziehungsweise inelastischen, $\pi - \mathrm{N}$ Wirkungsquerschnittes stellen die Spektatornukleonen eine stark streuende, beziehungsweise absorbierende Wechselwirkungszone dar, die sich zusätzlich im Schwerpunktssystem mit einer Geschwindigkeit von 60% der Lichtgeschwindigkeit bewegt. Diese geometrisch gut definierte Spektatormaterie bietet somit dank ihrer Bewegung relativ zum Schwerpunktssystem die Möglichkeit, den Zeitablauf der Pionenemission während der Reaktion aufzulösen.

In Abbildung 7.4 ist der zeitliche Verlauf eines Stoßes zweier Goldkerne bei einem Stoßparameter von 8 fm skizziert. Der zeitliche Nullpunkt ist so gewählt, daß er dem Punkt der nächsten Annäherung, beziehungsweise dem größten geometrischen Überlapp beider Kerne entspricht. Die Zeitdauer des Vorbeiflugs ergibt sich aus der Geschwindigkeit beider Stoßpartner von 60% der Lichtgeschwindigkeit bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 A·GeV zu:

$$\Delta \mathrm{t} = \frac{2\mathrm{R}}{0.6\ \mathrm{c}} = \frac{15\ \mathrm{fm}}{0.6\ \mathrm{c}} \approx 25\frac{\mathrm{fm}}{\mathrm{c}} \mathrel{\hat{=}} 8 \cdot 10^{-23}\mathrm{s}, \tag{7.2}$$

mit dem Kernradius R.

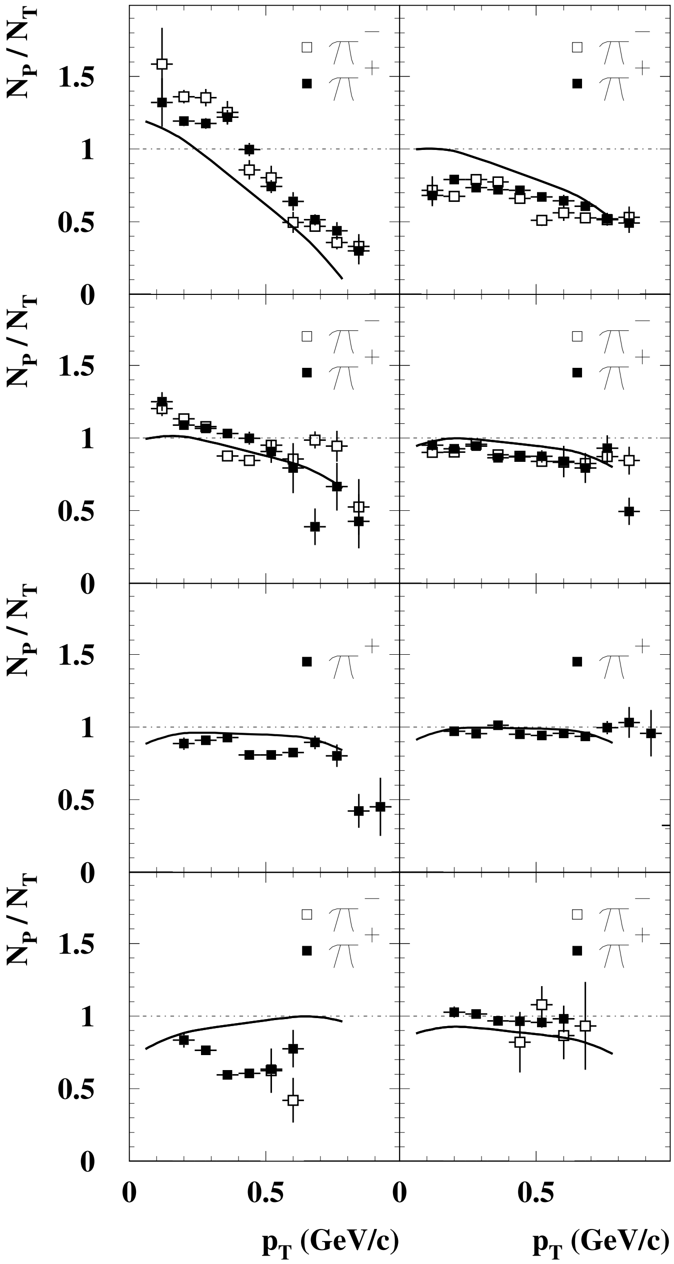

Abbildung 7.3: Quotient der Transversalimpulsverteilungen bei unterschiedlichen Rapiditäten und für periphere (links) und zentrale (rechts) Reaktionen. Das erste Bild zeigt den Bereich ($0.03 \leq y/y_{\mathrm{Strahl}} \leq 0.10$), das zweite den Bereich ($0.44 \leq y/y_{\mathrm{Strahl}} \leq 0.56$), das dritte den Bereich ($0.60 \leq y/y_{\mathrm{Strahl}} \leq 0.72$) und das vierte den Bereich ($0.80 \leq y/y_{\mathrm{Strahl}} \leq 0.92$). Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen als durchgezogene Linien eingezeichnet.

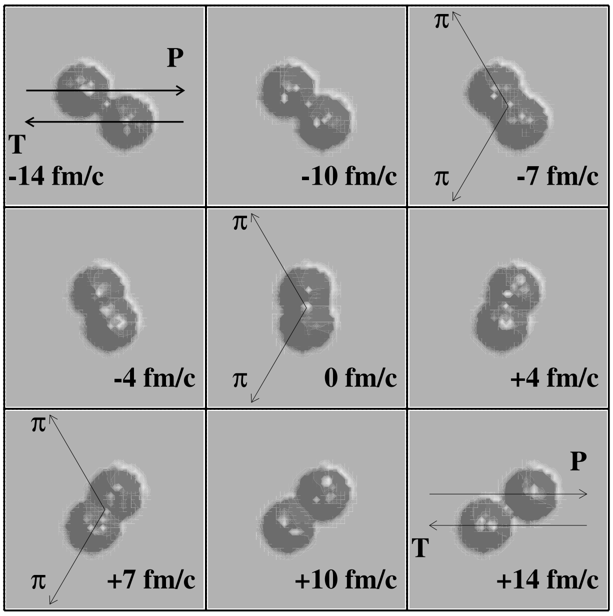

Abbildung 7.4: Skizze des zeitlichen Ablaufs einer Au+Au Reaktion bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 A·GeV. P (T) bezeichnet den Projektil-(Target)-Kern. Die mit π beschrifteten Pfeile geben die Emissionsrichtung an, unter der die Teilchen bei Targetrapidität nachgewiesen werden.

Für hochenergetische Pionen bei Targetrapidität (Abbildung 7.3, oben) ergibt sich eine Unterdrückung der Emission auf der dem Projektilrestkern zugewandten Seite. Dieses deutet auf die Streuung, beziehungsweise Absorption, der Pionen, die aus der Reaktionszone emittiert wurden, zu einem Zeitpunkt hin, zu dem in der Emissionsrichtung noch Kernmaterie vorhanden war. Die elastische Streuung und die Absorption der Pionen erfolgt im wesentlichen über die Δ_{33}-Resonanz:

$$\pi \text{ N} \Rightarrow \Delta_{33}; \qquad \Delta_{33} \text{ N} \Rightarrow \text{N N(Absorption)}$$
$$\Delta_{33} \Rightarrow \pi \text{ N(Streuung)}$$

Hieraus läßt sich schließen, daß der Großteil hochenergetischer Pionen bereits zum Zeitpunkt des größten Überlapps der Kerne das Reaktionsvolumen verlassen hat. Somit erfolgt die Emission von Pionen mit $p_T \geq 0.3$ GeV/c bereits in den ersten etwa (10 ± 2) fm/c nach den ersten Nukleon-Nukleon Stößen.

Für niederenergetische Pionen unterhalb von $p_T = 0.3$ GeV/c kehrt sich der Trend gerade um und deutet darauf hin, daß deren Großteil zu Zeiten emittiert wird, die nach dem Zeitpunkt des größten Überlapps liegen.

Für die Pionenemission bei mittlerer Rapidität (Abbildung 7.3, zweite Reihe) vermindert sich der Effekt. Hier war zu einem frühen Zeitpunkt noch wenig absorbierende (streuende) Materie in Richtung der Emissionsrichtung vorhanden, und der Einfluß auf die spektrale Verteilung bleibt gering. Im Übergangsbereich zwischen mittlerer und Projektilrapidität (Abbildung 7.3, dritte Reihe) zeigt sich keine Vorzugsrichtung der Emission. Negativ geladene Pionen wurden in diesem Bereich nicht gemessen.

In Bereichen nahe der Projektilrapidität (Abbildung 7.3, letzte Reihe) kehrt sich das Vorzeichen gegenüber dem Targetrapiditätsbereich um. Im Rahmen der (größeren) Fehler kann hier keine erhöhte Emission hochenergetischer Pionen beobachtet werden. Negativ geladene Pionen wurden in diesem Rapiditätsbereich nur mit geringer statistischer Genauigkeit gemessen und tragen daher große Fehlerbalken.

Anschaulich verhalten sich die am Reaktionsvolumen vorbeifliegenden Restkerne im übertragenen Sinn wie der Schlitzverschluß einer Photokamera, der nur zu bestimmten Zeiten eine freie Teilchenausbreitung zwischen Teilchenquelle und Detektor zuläßt. Aus diesem Grund wurde für den hier beschriebenen Effekt der plakative Begriff der *Pionenkamera* eingeführt.

7.1.2 Simulationsrechnungen zur azimutalen Anisotropie

Um die Auswirkungen der zeitabhängigen Pionenemission und der zeitlich veränderlichen Reaktionsgeometrie zu studieren, wurden Simulationsrechnungen unter den folgenden Annahmen durchgeführt:

Impulsverteilung für $t \leq 0$ fm/c : Bis zum Zeitpunkt des größten Überlapps beider Kerne bei t = 0 fm/c werden Pionen mit einer Maxwell-Boltzmann Verteilung mit einem inversen Steigungsparameter von T = 0.079 GeV räumlich isotrop emittiert. Dieser Wert des Steigungsparameters wurde für Protonen und Kernfragmente (unter Berücksichtigung des kollektiven radialen Flusses) [Speer et al., 1996, Hong & the FOPI-Collaboration, 1996] und Kaonen [Miśkowiec, 1991, Miśkowiec et al., 1994a, Mang, 1996] in der Reaktion Au+Au bei 1.0 A·GeV ermittelt.

Emittierende Quelle: Die Quelle liegt hierbei ebenfalls räumlich isotrop verteilt im Überlappvolumen.

Impulsverteilung für $t \geq 0$ fm/c: Bis zu einer Zeit von 15 fm/c werden die Teilchen mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einem inversen Steigungsparameter von T = 0.035 GeV, wie er etwa der mittleren Steigung niederenergetischer Pionen im Experiment entspricht, emittiert.

Emittierende Quelle Das Emissionsvolumen wird in Strahlrichtung von der Projektion des maximalen Überlapps auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse und zum anderen durch die Mittelpunkte beider Kerne definiert. Das entstehende Volumen stellt daher in peripheren Reaktionen das Schnittvolumen zweier parallel verschobener Zylinder dar.

Absorption von Pionen Die Absorption von Pionen wird energieunabhängig mit einem Wirkungsquerschnitt von 20 mbarn angenommen, was dem inelastischen Wirkungsquerschnitt der Pion-Proton-Streuung bei Energien oberhalb der Δ_{33}-Resonanz – und damit einer mittleren Absorptionslänge in Kernmaterie von 3 fm – entspricht. Zum anderen wurde beim Vergleich der Pionenproduktion verschiedener Reaktionssysteme eine mittlere Absorptionslänge von (4.9 ± 1)fm ermittelt [Müntz et al., 1996a], die jedoch nach der gewählten Methode für angeregte Materie gilt.

Die gewählten Bedingungen stellen eine vereinfachte Beschreibung des Reaktionsablaufs unter Berücksichtigung des Ausbildens eines *Feuerballs* dar, der noch nach dem Ende des geometrischen Überlapps der Kerne Teilchen emittiert.

In Abbildung 7.5 ist die zeitabhängige Impulsverteilung gezeigt.

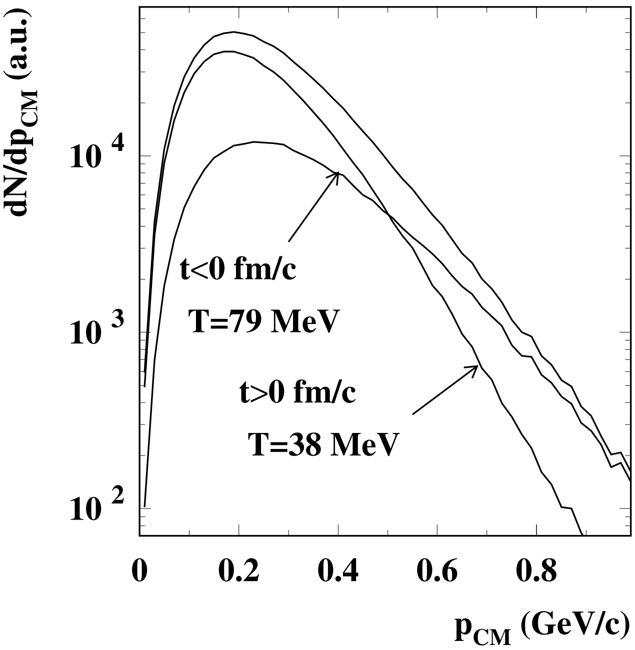

Abbildung 7.5: Impulsverteilung der Simulationsrechnung für das Schwerpunktssystem in den beiden Zeitbereichen vor ($t < 0$fm/c) und nach ($t > 0$fm/c) dem Zeitpunkt des größten Kernüberlapps.

Der hohe elastische Wirkungsquerschnitt der $\pi - N$ Streuung im Bereich der Δ_{33}-Resonanz wurde nicht berücksichtigt, da diese p-Wellen-Streuung bei Pionenimpulsen von mehr als 0.1 GeV/c nur zu einer geringen Änderung des Laborwinkels bei einem geringen Impulsübertrag führt (siehe Abbildung 7.6). Ein großer Impulsübertrag hingegen, wie er bei großen Winkeländerungen auftritt, moderiert hingegen hochenergetische Pionen, sodaß sie nicht mehr hochenergetisch sind.

Vernachlässigt wurde die Längenkontraktion beider Kerne von 25% durch ihre Bewegung mit einer Geschwindigkeit von 60% der Lichtgeschwindigkeit im Schwerpunktssystem.

Die resultierenden Verhältnisse sind analog zu den experimentellen Ergebnissen in Abbildung 7.3, Reihe eins bis 4 gezeigt. Zu erkennen ist, daß auch in den dargestellten zentralen

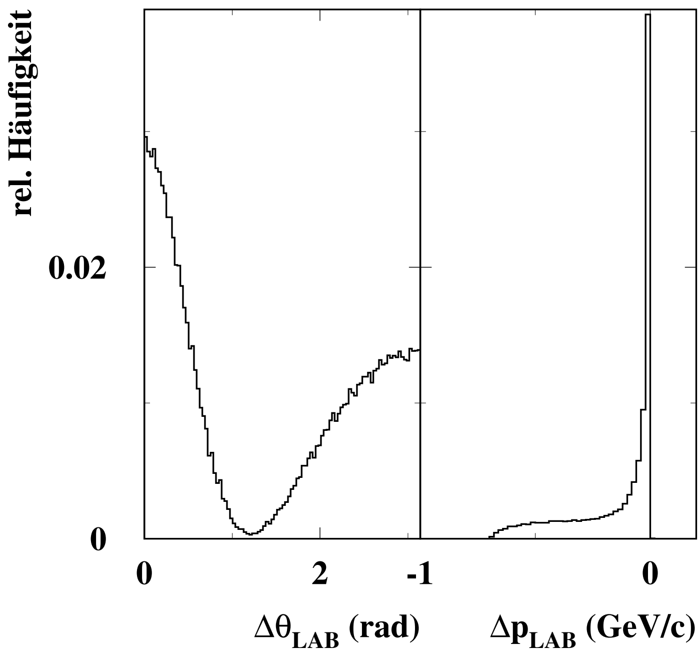

Abbildung 7.6: Simulierte Häufigkeitsverteilungen des Streuwinkels im Labor (links) und der Änderung des Laborimpulses in der elastischen $\pi - N$ Streuung bei Annahme einer reinen P-Wellenstreuung.

Reaktionen, die in der Simulationsrechnung einem Stoßparameter von 1 fm entsprechen, ebenso, wie im Experiment, noch eine bevorzugte Emission höherenergetischer Pionen bei Targetrapidität in Richtung des Spektator-Restkerns zu beobachten ist. Niederenergetische Pionen werden hier isotrop emittiert. Klar zu erkennen ist ebenfalls, daß der Anisotropiefaktor im Bereich nahe der Strahlrapidität nicht exakt das Inverse der Targetrapiditätsverteilung darstellt, sondern weniger ausgeprägt ist.

Da die Simulationsrechnung nicht in der Lage ist, den starken *Anti-Flow* niederenergetischer Pionen zu erklären, deutet auf nicht berücksichtigte Effekte hin. Diese werden qualitativ durch Rechnungen mit dem Isospin-Quanten-Molekular-Dynamik-Modell (IQMD) [Bass et al., 1995] beschrieben. Bisher wurde das Verhalten hochenergetischer Pionen im Rahmen dieses Modells noch nicht untersucht. Eine Sensitivität der Stärke des *Anti-Flows* auf die nukleare Zustandsgleichung wird vorhergesagt [Bass et al., 1993, Bass et al., 1995], jedoch steht der detaillierte Vergleich zwischen Theorie und Experiment noch aus.

In einer anderen Transportrechnung wurde die abschattende Wirkung von Spektatorenmaterie auf die Winkelverteilung untersucht [Danielewicz, 1995]. Zusätzlich wurde auch die Zeitabhängigkeit dieser Winkelverteilung studiert. Es zeigte sich für periphere Reaktionen (b = 7 fm) ebenfalls ein *Anti-Flow*-Verhalten von Pionen gegenüber baryonischer Materie und Fragmente, welches um so stärker ausgeprägt war, je früher die betrachteten Pionen emittiert wurden. Pionen, die in den ersten 16 fm/c emittiert wurden, trugen zwar nur zu einem Drittel zur Gesamtanzahl bei, zeigten aber doppelt so große mittlere Impulse in der Reaktionsebene. In fast-zentralen Reaktionen (b = 3 fm) kehrt sich der Effekt um, und Pionen werden bevorzugt in den gleichen Raumwinkelbereich gestreut, wie Baryonen und Fragmente. Die hier untersuchten zentralen Reaktionen entsprechen, im geometrischen Modell [Gosset et al., 1977] Stoßparametern von etwa 4 fm und zeigen bei Target-Rapidität ebenfalls deutlich diesen Effekt (Abbildung 7.3, erste Reihe).

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich die Effekte der azimutalen Anisotropie hochenergetischer Pionen qualitativ durch die Simulationsrechnungen beschreiben lassen und somit Rückschlüsse auf den zeitlichen Ablauf der Kernreaktion möglich sind. Hierbei entstehen hochenergetische Pionen zu frühen Zeiten der Reaktion, daß heißt im wesentlichen während der ersten 14 fm/c nach den ersten Nukleon-Nukleon-Stößen. Niederenergetische Pionen hingegen werden am häufigsten zu späteren Zeiten emittiert. Dieses zeitabhängige Emissionsverhalten ist in Übereinstimmung mit der Analyse in Abschnitt 6, die zu den gleichen Ergebnissen kommt.

Der Übergang von einem *Anti-Flow* zu einem *Flow*-Verhalten der niederenergetischen Pionen mit sinkendem Stoßparameter hingegen läßt sich bisher nur in mikroskopischen Modellrechnungen verstehen und zeigt hier eine Sensitivität auf die nukleare Zustandsgleichung.

Kapitel 8

Ausblick

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Produktion von Pionen in Stößen schwerer Ionen bei relativistischen Energien.

Hierbei wurden verschiedene Effekte, die sich in den experimentellen Ergebnissen zeigten, mit Hilfe von einfachen Modellen beschrieben. Das bisher bei nur einigen Einschußenergien durchgeführten Untersuchungen sollten systematisch mit Variation der Reaktionssysteme und Untersuchung der Winkelverteilung auf Energien zwischen 0.5 und 2.0 A·GeV ausgedehnt werden.

Aus den Verhältnissen geladener Pionen in Kernreaktionen gleicher Massenzahl, aber unterschiedlichem N/Z-Verhältnis, kann der Einfluß der unterschiedlichen Nukleonresonanzen untersucht werden. Eine Möglichkeit bietet hier der Vergleich von ^{58}Fe+^{58}Ni mit der Reaktion ^{58}Ni+^{58} Ni. Das π^-/π^+ Verhältnis aus der Isospinzerlegung beträgt hier bei 1.0 A·GeV 1.25, beziehungsweise 1.12. Ebenfalls könnten bei gleicher Gesamtladung die Reaktionen ^{58}Ni+^{58}Ni bis ^{64}Ni +^{58} Ni verglichen werden, obwohl dort die unterschiedliche Systemmasse die Untersuchung der Winkelabhängigkeit nötig machte. Hier beträgt das π^-/π^+ Verhältnis aus der Isospinzerlegung 1.12 bis 1.29.

Die experimentell beobachtete Korrelation zwischen azimutaler und polarer Winkelverteilung von Pionen relativ zur Reaktionsebene sollte für einen möglichst großen Bereich des Phasenraums, insbesondere bei hohen Pionenenergien, untersucht werden. Bei Emissionswinkeln von $\theta_{\mathrm{CM}} = 0^\circ(180^\circ)$ sollte sich ein Einfluß der Ladungen der Spektatormaterie zeigen und sich stark auf die Winkelverteilung von Pionen auswirken. Die Sensitivität des Fluß-Verhaltens von Pionen auf die nukleare Zustandsgleichung sollte in Abhängigkeit von der Zentralität weiter untersucht werden.

Die in dieser Arbeit gezeigte überproportionale Zunahme hochenergetischer Pionen mit der Anzahl partizipierender Nukleonen sollte genauer untersucht werden. Insbesondere könnte der Vergleich unterschiedlicher Reaktionssysteme die Antwort liefern zu der Frage, ob hochenergetische Pionen aus Zerfällen baryonischer Resonanzen stammen, oder ob das Konzept einer stark wechselwirkenden Resonanz in einem dichten Medium bei hoher Energiedichte noch sinnvoll ist.

Der Frage nach der Bildung eines thermodynamischen und chemischen Gleichgewichts in Schwerionenreaktionen kann mit dem systematischen Studium spektraler Verteilungen und Anregungsfunktionen verschiedener Mesonen nachgegangen werden. Die Untersuchung einiger Massensysteme ($20 \leq A \leq 238$) und einiger Einschußenergien (1.0 A·GeV $\leq \mathrm{E}^{\mathrm{kin}}_{\mathrm{beam}} \leq$

10.0 A·GeV am SIS der GSI und am AGS des BNL (oder am Nuclotron des Joint Institute for Nuclear Research, Dubna (Rußland)) mit der Produktion von π, K, η- Mesonen könnte zur Klärung der offenen Fragen beitragen. Hierzu zählen neben dem Grad der Thermalisierung auch kollektive Produktionsprozesse, die Veränderung hadronischer Teilchen in stark wechselwirkender Umgebung, Absorptionseffekte und die Möglichkeit der teilweisen Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in dichter Materie.

Für alle diese Fragen ist das Verständnis des Verhaltens von Pionen, die die häufigsten sekundären Teilchen in einer Schwerionenreaktion sind, von fundamentaler Wichtigkeit. Insbesondere ist an theoretische Modelle aus diesem Grund die Forderung nach der Beschreibung der Pionen-Observablen zu stellen.

Vielversprechende Ansätze, wie das IQMD-Modell [Bass et al., 1995], die thermodynamische Beschreibung des π – N-Systems [Weinhold, 1995], sollten mit verbesserter Statistik fortgeführt, beziehungsweise weiterentwickelt, werden.

Anhang A

Isospin-Zerlegungen

A.1 Isospin-Zerlegung einer Schwerionenreaktion

In diesem Abschnitt wird die Zerlegung der NN-Streuung in die unterschiedlichen Isospinkanäle durchgeführt, wobei $\sigma_{\mathrm{T_i T_f}}$ den Streuwirkungsquerschnitten mit den Isospinwerten $\mathrm{T_i}$ des Eingangs- und $\mathrm{T_f}$ des Ausgangskanals entsprechen. Die relativen Beiträge der Isospinkanäle ergeben sich aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten der Drehimpulskopplung. Es wird hierbei zwischen dem Isospin-Singulett Zustand (Deuteron, d) des p-n Systems und dem Triplett (pn) unterschieden.

$$
\begin{aligned}
\sigma(\mathrm{pp} \to \mathrm{d}\pi^+) &= \sigma_{10}(\mathrm{d}) \\
\sigma(\mathrm{pp} \to \mathrm{pn}\pi^+) &= \sigma_{10}(\mathrm{pn}) + \sigma_{11} \\
\sigma(\mathrm{pp} \to \mathrm{pp}\pi^0) &= \sigma_{11} \\
\sigma(\mathrm{pn} \to \mathrm{d}\pi^0) &= \frac{1}{2}\sigma_{10}(\mathrm{d}) \\
\sigma(\mathrm{pn} \to \mathrm{pn}\pi^0) &= \frac{1}{2}(\sigma_{10}(\mathrm{pn}) + \sigma_{01}) \\
\sigma(\mathrm{pn} \to \mathrm{nn}\pi^+) &= \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{01}) \\
\sigma(\mathrm{pn} \to \mathrm{pp}\pi^-) &= \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{01}) \\
\sigma(\mathrm{nn} \to \mathrm{nn}\pi^0) &= \sigma_{11} \\
\sigma(\mathrm{nn} \to \mathrm{pn}\pi^-) &= \sigma_{10}(\mathrm{pn}) + \sigma_{11} \\
\sigma(\mathrm{nn} \to \mathrm{d}\pi^-) &= \sigma_{10}(\mathrm{d})
\end{aligned}
$$

Aus einer Anpassung an die gemessenen Daten konnten so die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Isospinkanäle bestimmt werden. Diese variieren stark mit der Einschußenergie, da die Produktion der Pionen im wesentlichen resonant über die verschiedenen nukleonischen Anregungen erfolgt, was aber in der Isospinzerlegung keine Rolle spielt. Die Wirkungsquerschnitte der Produktion in Abhängigkeit von der Anzahl an Protonen ($\mathrm{Z}_{1,2}$) und Neutronen ($\mathrm{N}_{1,2}$) in Projektil (1) und Target (2) ergibt sich, wie folgt:

$$
\sigma_{\pi^+} = \frac{\mathrm{Z_1 Z_2}}{\mathrm{A_1 A_2}}(\sigma_{10} + \sigma_{11}) + \frac{\mathrm{N_1 Z_2 + N_2 Z_1}}{\mathrm{2A_1 A_2}}(\sigma_{11} + \sigma_{01})
$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{\pi^0} &= \frac{\mathrm{Z_1Z_2+N_1N_2}}{\mathrm{A_1A_2}}\sigma_{11} + \frac{\mathrm{N_1Z_2+N_2Z_1}}{\mathrm{2A_1A_2}}(\sigma_{10}+\sigma_{01}) \\
\sigma_{\pi^-} &= \frac{\mathrm{N_1N_2}}{\mathrm{A_1A_2}}(\sigma_{10}+\sigma_{11}) + \frac{\mathrm{N_1Z_2+N_2Z_1}}{\mathrm{2A_1A_2}}(\sigma_{11}+\sigma_{01}) \\
\mathrm{f_{iso}} &\equiv \frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}},
\end{aligned}$$

mit den Massenzahlen $\mathrm{A_i = Z_i + N_i}$.

Für den Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung in der elementaren Reaktion, die sich (in geringem Maße) auf den zur Verfügung stehenden Phasenraum auswirken sollte, zeigte sich im Rahmen der Fehler der analysierten Messungen keine Evidenz [Ver West & Arndt, 1982].

A.2 Isobar-Zerlegung

Um den Einfluß der beiden niedrigsten Nukleonresonanzen ($\mathrm{Delta}_{33}(1232)$ und $\mathrm{N}^\star(1440)$) getrennt abzuschätzen, kann der Isospinfaktor $\mathrm{f_{iso}}$ getrennt berechnet werden. Hierzu werden die Clebsch-Gordan-Koeffizienten der Isospin-Koppelung von Pion und Nukleon zum Isospin der Resonanz bestimmt:

$$\begin{aligned}
\Delta_{33}^{++} : |\,\tfrac{3}{2};\,\tfrac{3}{2}> &= |\,1;\,1>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
&= |\,\pi^+;\,p> \\
\Delta_{33}^{+} : |\,\tfrac{3}{2};\,\tfrac{1}{2}> &= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,1;\,0>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,1;\,1>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,\pi^0;\,p> + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,\pi^+;\,n> \\
\Delta_{33}^{0} : |\,\tfrac{3}{2};\,-\tfrac{1}{2}> &= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,1;\,0>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,1;\,-1>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,\pi^0;\,n> + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,\pi^-;\,p> \\
\Delta_{33}^{-} : |\,\tfrac{3}{2};\,-\tfrac{3}{2}> &= |\,1;\,0>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> \\
&= |\,\pi^-;\,n> \\
\mathrm{N}^{\star+} : |\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> &= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,1;\,1>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,1;\,0>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,\pi^+;\,n> - \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,\pi^0;\,p> \\
\mathrm{N}^{\star0} : |\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> &= \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,1;\,0>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,1;\,-1>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|\,\pi^0;\,n> - \sqrt{\frac{1}{3}}\,|\,\pi^-;\,p>
\end{aligned}$$

Die Isospins der Resonanz und des beteiligten Nukleons werden zum Isospin der Nukleon-Nukleon Stöße gekoppelt. Dieses ergibt im Fall der Δ_{33}-Resonanz die folgende Koppelung:

$$\begin{aligned}
\mathrm{p+p}: \quad |\,1;\,1> &= \sqrt{\frac{3}{4}}\,|\,\tfrac{3}{2};\,\tfrac{3}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{1}{4}}\,|\,\tfrac{3}{2};\,\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
\mathrm{p+n}: \quad |\,1;\,0> &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,|\,\tfrac{3}{2};\,\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{1}{2}}\,|\,\tfrac{3}{2};\,-\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
\mathrm{n+n}: \quad |\,1;\,-1> &= \sqrt{\frac{1}{4}}\,|\,\tfrac{3}{2};\,-\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{3}{4}}\,|\,\tfrac{3}{2};\,-\tfrac{3}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
\mathrm{p+n}: \quad |\,0;\,0> &= 0.
\end{aligned}$$

Und im Fall der $\mathrm{N}^\star(1440)$-Resonanz die Koppelung:

$$\begin{aligned}
\mathrm{p+p}: \quad |\,1;\,1> &= |\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> \\
\mathrm{p+n}: \quad |\,1;\,0> &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> + \sqrt{\frac{1}{2}}\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> \\
\mathrm{n+n}: \quad |\,1;\,-1> &= |\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}> \\
\mathrm{p+n}: \quad |\,0;\,0> &= \sqrt{\frac{1}{2}}\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{1}{2}}\,|\,\tfrac{1}{2};\,\tfrac{1}{2}>\otimes\,|\,\tfrac{1}{2};\,-\tfrac{1}{2}>
\end{aligned}$$

Nun muß die Wahrscheinlichkeit w_{ij} bestimmt werden, mit der die einzelnen Nukleon-Nukleon-Stöße auftreten:

$$\begin{aligned}
\mathrm{w_{pp}} &= \frac{\mathrm{Z_1{\cdot}Z_2}}{\mathrm{A_1{\cdot}A_2}} \\
\mathrm{w_{pn}} &= \frac{\mathrm{Z_1{\cdot}N_2 + Z_2{\cdot}N_1}}{\mathrm{A_1{\cdot}A_2}} \\
\mathrm{w_{nn}} &= \frac{\mathrm{N_1{\cdot}N_2}}{\mathrm{A_1{\cdot}A_2}}
\end{aligned}$$

Zusammengefaßt ergeben sich die folgenden Isospin-Faktoren der Resonanzzerlegung:

$$\begin{aligned}
\mathrm{f_{iso}^{\Delta}} = \frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} &= \frac{10\cdot\mathrm{N_1}\cdot\mathrm{N_2} + \mathrm{Z_1}\cdot\mathrm{N_2} + \mathrm{N_1}\cdot\mathrm{Z_2}}{10\cdot\mathrm{Z_1}\cdot\mathrm{Z_2} + \mathrm{Z_1}\cdot\mathrm{N_2} + \mathrm{N_1}\cdot\mathrm{Z_2}} \\
&= 1.95\ (\mathrm{Au+Au});\quad 1.15\ (\mathrm{Ni+Ni}) \\
\mathrm{f_{iso}^{N^\star}} = \frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} &= \frac{2\cdot\mathrm{N_1}\cdot\mathrm{N_2} + \mathrm{Z_1}\cdot\mathrm{N_2} + \mathrm{N_1}\cdot\mathrm{Z_2}}{2\cdot\mathrm{Z_1}\cdot\mathrm{Z_2} + \mathrm{Z_1}\cdot\mathrm{N_2} + \mathrm{N_1}\cdot\mathrm{Z_2}} \\
&= 1.49\ (\mathrm{Au+Au});\quad 1.09\ (\mathrm{Ni+Ni}).
\end{aligned}$$

Anhang B

Simulationsrechnungen

B.1 Rechnungen zur Akzeptanzbestimmung

Einige für das Experiment wichtige Teilaspekte des Spektrometerverhaltens, wie beispielsweise die Akzeptanzbestimmung, die Impulsbestimmung, sowie allgemein die *Response* des Spektrometers, wurden mit Hilfe des Programmpaketes GEANT untersucht. Hierbei handelt es sich um ein, am CERN entwickeltes, Paket aus FORTRAN Programmroutinen, die es erlauben, Hoch- und Mittelenergieexperimente zu simulieren. Das Programm berücksichtigt alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen (auch relativistischer) Teilchen in Materie und besitzt Algorithmen zur Berechnung von Trajektorien in magnetischen Feldern. Die Geometrie des Kaonenspektrometers wurde mit Hilfe primitiver, als Unterroutinen vorgegebener, Geometrieelemente erzeugt [Schicker et al., 1991]. Jedem dieser Volumina wird durch den Benutzer ein Medium zugeordnet, welches entweder durch die Angabe von Wechselwirkungsparametern (Dichte, Ordnungszahl, Massenzahl, Strahlungslänge, Absorptionslänge) definiert werden muß oder aus 40 bereitgestellten Standardmedien ausgewählt werden kann. Die Positionierung der Volumina erfolgen nach Art der Matrjoschka-Puppen geschachtelt, jeweils mit Bezug auf das nächst höher gelegene Volumen.

Nach dem Aufbau der Geometrie erfolgt die eigentliche Simulation durch die Propagation von Teilchen durch den Aufbau unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen. Durch als Detektoren definierte Volumina erfolgt dann die Speicherung der Information zur späteren Auswertung.

Zur Ermittlung der Akzeptanz wurden für jede Magnetfeldeinstellung und Teilchensorte gesonderte Rechnungen bei einem festen Laborwinkel des Spektrometers durchgeführt. Je nach Energie der Teilchen wirken sich die Wechselwirkungen mit den Detektormaterialien, sowie der Zerfall der Teilchen im Fluge, unterschiedlich aus. Die generierten Eingangsverteilungen waren isotrop im Laborimpuls und -raumwinkelelement bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ belegt. Im Falle der Analyse in der Transversalimpuls-Rapiditätsebene zur Bestimmung von $\frac{d^2\sigma}{dp_t dy}$ wurden in diesen Größen isotrop belegte Verteilungen erzeugt und bei variierendem Laborwinkel des Spektrometers durch den Aufbau propagiert. Durch dieses Verfahren wird vermieden, daß bei der, prinzipiell möglichen, Umrechnung differentieller Wirkungsquerschnitten Granulierungseffekte systematisch die Ergebnisse verfälschen.

Anhang C

Experimentelle Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt sind die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte tabellarisch aufgeführt. Diese enthalten keine systematischen, sondern lediglich statistische Fehler aus dem in Abschnitt 3.3.5 beschriebenen Analyseverfahren. In den Tabellen ist für den abgedeckten Laborwinkelbereich, die kinetische Strahlenergie und für jede Pionensorte der invariante Wirkungsquerschnitt aufgelistet. Die Tabellen wurden maschinell erstellt und sind nicht nach signifikanten Stellen, wie sie sich aus den Fehlern ergeben, gerundet. Dieses erhöht die Lesbarkeit und vermeidet kumulative Rundungsfehler; nicht signifikante Stellen werden daher unnötigerweise ausgegeben.

Anmerkung: Die Weite der einzelnen Energieschritte basiert auf einer konstanten Laborimpulsschrittweite von 0.03 GeV/c, die durch die Transformation in das NN-Schwerpunktssystem verzerrt wird.

^{197}Au $+^{197}$ Au			π^-		π^+	
θ_{lab}	$E^{\mathrm{kin}}_{\mathrm{beam}}$	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{\mathrm{barn}\cdot c^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot \mathrm{sr}})$		$(\frac{\mathrm{barn}\cdot c^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot \mathrm{sr}})$	
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.42872	−−	−−	1.46194	0.02321
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.44700	−−	−−	1.23881	0.01592
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.46534	−−	−−	0.98449	0.01290
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.48374	−−	−−	0.75597	0.01007
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.50220	−−	−−	0.59214	0.00819
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.52070	−−	−−	0.47029	0.00678
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.53924	−−	−−	0.37948	0.00575
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.55782	−−	−−	0.30810	0.00497
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.57643	−−	−−	0.24293	0.00420
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.59508	−−	−−	0.18776	0.00351
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.61375	−−	−−	0.15884	0.00324

^{197}Au $+^{197}$ Au			π^-		π^+	
θ_{lab}	E^{kin}_{beam}	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$		$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$	
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.63244	−−	−−	0.12331	0.00282
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.65116	−−	−−	0.09493	0.00242
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.66990	−−	−−	0.07555	0.00219
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.68866	−−	−−	0.06330	0.00207
$34^o \pm 4^o$	1.0	0.70743	−−	−−	0.04676	0.00182
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.18165	125.59393	1.64833	48.16973	0.67203
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.19537	96.39884	0.98732	41.08354	0.44229
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.21067	72.47797	0.78993	33.72817	0.38348
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.22715	52.49281	0.65907	26.54941	0.34586
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.24453	35.78538	0.43212	19.50357	0.25088
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.26258	28.01152	0.31286	16.13204	0.19314
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.28117	20.30047	0.23120	12.47616	0.15287
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.30019	15.35122	0.18697	9.83624	0.12934
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.31954	10.39745	0.11870	6.79550	0.08339
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.33917	7.95733	0.07615	5.43061	0.05482
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.35903	5.81940	0.05941	4.06643	0.04388
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.37908	4.26433	0.05242	3.05199	0.03910
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.39929	3.26576	0.04168	2.32921	0.03122
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.41964	2.58475	0.03541	1.84454	0.02674
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.44010	1.85919	0.02710	1.36465	0.02124
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.46066	1.39302	0.02179	1.02135	0.01733
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.48131	0.98213	0.01123	0.76787	0.00911
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.50203	0.80339	0.00832	0.62144	0.00666
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.52282	0.62530	0.00681	0.49127	0.00550
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.54367	0.48188	0.00599	0.38451	0.00479
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.56457	0.37584	0.00479	0.30498	0.00390
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.58552	0.29949	0.00393	0.24292	0.00320
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.60650	0.23411	0.00320	0.19094	0.00262
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.62753	0.18608	0.00268	0.15360	0.00222
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.64859	0.14212	0.00218	0.11730	0.00180
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.66968	0.11103	0.00149	0.08947	0.00124

$^{197}\mathrm{Au} + ^{197}\mathrm{Au}$			π^-		π^+	
θ_{lab}	$\mathrm{E}_{\mathrm{beam}}^{\mathrm{kin}}$	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{\mathrm{barn}\cdot\mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot\mathrm{sr}})$		$(\frac{\mathrm{barn}\cdot\mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot\mathrm{sr}})$	
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.69079	0.09005	0.00130	0.07381	0.00110
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.71193	0.07042	0.00109	0.05857	0.00095
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.73310	0.05328	0.00088	0.04475	0.00078
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.75428	0.04166	0.00075	0.03498	0.00067
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.77549	0.03319	0.00063	0.02782	0.00058
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.79671	0.02526	0.00054	0.02152	0.00051
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.81794	0.02207	0.00062	0.01816	0.00066
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.83920	0.01795	0.00055	0.01544	0.00061
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.86046	0.01355	0.00044	0.01274	0.00055
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.88174	0.01186	0.00042	0.01113	0.00052
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.90303	0.00854	0.00033	0.00801	0.00042
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.92433	0.00718	0.00030	0.00685	0.00039
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.94564	0.00578	0.00026	0.00556	0.00036
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.96697	0.00436	0.00022	0.00415	0.00031
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.98830	0.00328	0.00019	0.00340	0.00028
$44^o \pm 4^o$	1.0	1.00963	0.00221	0.00015	0.00216	0.00023
$44^o \pm 4^o$	1.0	1.03098	0.00172	0.00013	0.00181	0.00021
$44^o \pm 4^o$	1.0	1.05234	0.00117	0.00012	0.00196	0.00023
$44^o \pm 4^o$	1.0	1.07370	0.00088	0.00013	0.00117	0.00022
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.19742	100.73923	1.30929	44.75349	0.60212
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.21400	75.96400	0.76681	36.01394	0.37409
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.23217	52.22487	0.56755	27.41962	0.30417
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.25152	35.70365	0.45600	20.93907	0.27004
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.27176	25.29219	0.31588	14.72643	0.18764
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.29269	19.66773	0.22360	11.87105	0.13759
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.31415	13.66647	0.16047	8.68374	0.10356
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.33603	9.54718	0.12051	6.25490	0.08018
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.35825	6.36047	0.07775	4.24141	0.05274
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.38075	4.95312	0.05122	3.31949	0.03500
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.40347	3.56341	0.03953	2.40695	0.02736
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.42639	2.60964	0.03548	1.82512	0.02547

^{197}Au $+^{197}$ Au			π^-		π^+	
θ_{lab}	$\mathrm{E}_{\mathrm{beam}}^{\mathrm{kin}}$	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{\mathrm{barn}\cdot\mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot\mathrm{sr}})$		$(\frac{\mathrm{barn}\cdot\mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot\mathrm{sr}})$	
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.44947	1.88373	0.02718	1.33040	0.01978
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.47268	1.40079	0.02234	1.00108	0.01647
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.49601	0.98127	0.01736	0.72541	0.01322
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.51944	0.73588	0.01458	0.52338	0.01083
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.54295	0.49539	0.00669	0.38132	0.00545
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.56654	0.41504	0.00491	0.31495	0.00400
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.59020	0.32477	0.00399	0.24806	0.00331
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.61391	0.24941	0.00339	0.19374	0.00291
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.63768	0.18452	0.00261	0.14495	0.00230
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.66150	0.14209	0.00213	0.11036	0.00189
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.68535	0.10984	0.00177	0.08607	0.00161
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.70924	0.08110	0.00142	0.06540	0.00133
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.73317	0.06387	0.00123	0.05042	0.00115
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.75712	0.04772	0.00081	0.03896	0.00084
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.78111	0.03818	0.00071	0.02994	0.00073
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.80512	0.02807	0.00057	0.02165	0.00062
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.82915	0.02206	0.00049	0.01734	0.00055
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.85320	0.01673	0.00042	0.01220	0.00046
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.87727	0.01212	0.00034	0.00989	0.00042
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.90136	0.00966	0.00031	0.00752	0.00039
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.92546	0.00779	0.00033	0.00684	0.00054
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.94958	0.00654	0.00030	0.00588	0.00051
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.97371	0.00480	0.00025	0.00434	0.00044
$54^o \pm 4^o$	1.0	0.99786	0.00313	0.00020	0.00238	0.00033
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.02202	0.00261	0.00018	0.00204	0.00031
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.04619	0.00212	0.00017	0.00173	0.00029
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.07036	0.00150	0.00014	0.00151	0.00027
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.09455	0.00120	0.00013	0.00114	0.00024
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.11875	0.00104	0.00012	0.00130	0.00026
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.14296	0.00065	0.00010	0.00068	0.00020
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.16717	0.00051	0.00009	0.00086	0.00023

^{197}Au $+^{197}$ Au			π^-		π^+	
θ_{lab}	$\mathrm{E}_{\mathrm{beam}}^{\mathrm{kin}}$	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{\mathrm{barn}\cdot\mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot\mathrm{sr}})$		$(\frac{\mathrm{barn}\cdot\mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2\cdot\mathrm{sr}})$	
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.19139	0.00031	0.00007	0.00074	0.00022
$54^o \pm 4^o$	1.0	1.21562	0.00041	0.00011	0.00088	0.00031
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.25590	26.21465	0.41489	16.13998	0.23562
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.28311	18.38298	0.23261	11.96414	0.13747
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.31192	12.28793	0.17284	8.43586	0.10533
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.34190	7.49397	0.13118	5.34780	0.08061
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.37277	4.29942	0.06482	3.22641	0.04263
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.40433	2.93168	0.04125	2.28253	0.02767
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.43642	1.88208	0.02887	1.49384	0.01907
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.46893	1.25287	0.02210	1.00444	0.01425
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.50179	0.75973	0.01297	0.60585	0.00823
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.53492	0.49750	0.00718	0.40977	0.00466
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.56828	0.33103	0.00545	0.27065	0.00340
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.60183	0.21754	0.00446	0.18611	0.00279
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.63554	0.15051	0.00352	0.12541	0.00208
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.66938	0.11107	0.00303	0.09233	0.00173
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.70334	0.07459	0.00243	0.06165	0.00133
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.73740	0.04769	0.00193	0.04286	0.00108
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.77155	0.03013	0.00056	0.02724	0.00046
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.80577	0.02275	0.00037	0.01980	0.00031
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.84006	0.01532	0.00028	0.01365	0.00024
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.87441	0.01066	0.00022	0.00959	0.00020
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.90881	0.00710	0.00017	0.00575	0.00014
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.94326	0.00498	0.00014	0.00424	0.00012
$84^o \pm 4^o$	1.0	0.97775	0.00331	0.00011	0.00309	0.00010
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.01227	0.00244	0.00009	0.00184	0.00008
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.04683	0.00151	0.00007	0.00141	0.00007
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.08142	0.00102	0.00006	0.00100	0.00006
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.11603	0.00066	0.00005	0.00058	0.00004
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.15067	0.00043	0.00004	0.00035	0.00003
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.18534	0.00031	0.00003	0.00032	0.00003

^{197}Au $+^{197}$ Au			π^-		π^+	
θ_{lab}	E_{beam}^{kin}	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$		$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$	
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.22002	0.00022	0.00003	0.00015	0.00002
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.25472	0.00010	0.00002	0.00014	0.00002
$84^o \pm 4^o$	1.0	1.28945	0.00004	0.00001	0.00008	0.00002

Tabelle C.1: Pionenenergie im Schwerpunktssystem und die gemessenen invarianten Wirkungsquerschnitte für das System Au+Au.

---

^{58}Ni $+^{nat}$ Ni			π^-		π^+	
θ_{lab}	E_{beam}^{kin}	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$		$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$	
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.24589	4.88121	0.16984	4.88121	0.16984
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.26436	4.23725	0.08480	4.23725	0.08480
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.28334	3.19365	0.06470	3.19365	0.06470
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.30273	2.25366	0.04660	2.25366	0.04660
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.32245	1.60543	0.03445	1.60543	0.03445
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.34244	1.10162	0.01742	1.10162	0.01742
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.36264	0.87855	0.01349	0.87855	0.01349
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.38303	0.66606	0.01113	0.66606	0.01113
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.40358	0.46352	0.00865	0.46352	0.00865
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.42425	0.35258	0.00734	0.35258	0.00734
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.44504	0.24699	0.00591	0.24699	0.00591
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.46593	0.18323	0.00508	0.18323	0.00508
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.48689	0.11724	0.00411	0.11724	0.00411
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.50793	0.07192	0.00486	0.07192	0.00486
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.52904	0.04380	0.00514	0.04380	0.00514
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.55020	0.04728	0.00531	0.04728	0.00531
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.57141	0.03736	0.00461	0.03736	0.00461
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.59267	0.01463	0.00283	0.01463	0.00283
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.61397	0.01874	0.00282	0.01874	0.00282
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.63530	0.01447	0.00201	0.01447	0.00201
$44^o \pm 4^o$	0.8	0.65666	0.01117	0.00175	0.01117	0.00175

$^{58}\mathrm{Ni} +^{\mathrm{nat}} \mathrm{Ni}$			π^-		π^+	
θ_{lab}	$\mathrm{E}_{\mathrm{beam}}^{\mathrm{kin}}$	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{\mathrm{barn} \cdot \mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2 \cdot \mathrm{sr}})$		$(\frac{\mathrm{barn} \cdot \mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2 \cdot \mathrm{sr}})$	
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	0.8	0.67806	0.00736	0.00142	0.00736	0.00142
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	0.8	0.69948	0.00392	0.00113	0.00392	0.00113
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	0.8	0.72092	0.00332	0.00095	0.00332	0.00095
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	0.8	0.74238	0.00289	0.00097	0.00289	0.00097
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	0.8	0.76387	0.00333	0.00167	0.00333	0.00167
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.18141	26.15607	0.55237	17.99584	0.53153
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.19509	20.00577	0.29113	14.62310	0.31765
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.21035	15.05351	0.22529	11.66020	0.25606
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.22679	10.68909	0.17323	8.84335	0.20138
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.24412	5.91067	0.20036	6.76842	0.23343
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.26214	4.97466	0.09630	5.54054	0.10931
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.28068	3.81332	0.07527	4.43416	0.08842
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.29966	2.80645	0.05696	3.38216	0.06854
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.31897	1.98990	0.04213	2.47718	0.05139
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.33855	1.53220	0.02491	1.78667	0.03097
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.35837	1.27255	0.02058	1.39927	0.02564
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.37838	0.97437	0.01619	1.07463	0.02014
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.39855	0.73619	0.01258	0.81563	0.01562
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.41885	0.57041	0.01017	0.62882	0.01247
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.43927	0.42045	0.00790	0.47699	0.00984
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.45979	0.31009	0.00630	0.35612	0.00783
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.48039	0.23102	0.00517	0.25567	0.00615
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.50107	0.15344	0.00415	0.18717	0.00389
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.52182	0.11888	0.00331	0.15844	0.00293
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.54263	0.09331	0.00265	0.11994	0.00232
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.56348	0.07479	0.00216	0.09866	0.00196
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.58439	0.05349	0.00162	0.07521	0.00158
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.60533	0.04433	0.00137	0.05825	0.00127
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.62631	0.03383	0.00109	0.04278	0.00099
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.64733	0.02596	0.00088	0.03332	0.00083
$44^{\mathrm{o}} \pm 4^{\mathrm{o}}$	1.0	0.66838	0.02006	0.00072	0.02551	0.00069

^{58}Ni $+^{nat}$ Ni			π^-		π^+	
θ_{lab}	E_{beam}^{kin}	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{inv}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$		$(\frac{barn \cdot c^3}{GeV^2 \cdot sr})$	
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.68945	0.01561	0.00061	0.02031	0.00060
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.71055	0.01073	0.00047	0.01610	0.00053
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.73167	0.00865	0.00042	0.01144	0.00044
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.75281	0.00611	0.00042	0.00903	0.00047
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.77397	−−	−−	0.00732	0.00130
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.79515	−−	−−	0.00956	0.00150
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.81634	−−	−−	0.00377	0.00093
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.83755	−−	−−	0.00508	0.00109
$44^o \pm 4^o$	1.0	0.85878	−−	−−	0.00360	0.00114
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.18686	45.85475	0.99157	36.32991	1.06716
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.19901	35.54018	0.62420	29.09784	0.69434
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.21296	28.29784	0.50642	23.58838	0.56961
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.22824	20.48997	0.39094	17.35656	0.43810
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.24452	14.40613	0.44497	10.74005	0.53157
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.26158	12.06367	0.21948	9.38765	0.27042
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.27924	9.93518	0.18343	7.65354	0.22219
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.29737	7.84961	0.14734	6.11816	0.17922
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.31590	5.96629	0.11514	4.61489	0.13741
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.33473	4.71845	0.10802	3.64781	0.09087
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.35383	3.70494	0.16710	3.00897	0.08239
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.37314	3.07087	0.13908	2.55895	0.07077
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.39263	2.44595	0.11112	2.02336	0.05666
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.41227	1.97541	0.09025	1.65313	0.04714
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.43204	1.57131	0.07235	1.34817	0.03916
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.45193	1.27839	0.05940	1.04301	0.03142
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.47191	0.97589	0.04616	0.83951	0.02652
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.49199	0.71003	0.02147	0.66932	0.01909
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.51213	0.63787	0.01698	0.59893	0.01617
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.53234	0.54004	0.01459	0.49009	0.01344
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.55261	0.45236	0.01235	0.41547	0.01152
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.57293	0.36637	0.01019	0.34559	0.00974

$^{58}\mathrm{Ni} +^{\mathrm{nat}} \mathrm{Ni}$			π^-		π^+	
θ_{lab}	$\mathrm{E}_{\mathrm{beam}}^{\mathrm{kin}}$	E_{CM}	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$	σ_{inv}	$\Delta\sigma_{\mathrm{inv}}$
	(A·GeV)	(GeV)	$(\frac{\mathrm{barn} \cdot \mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2 \cdot \mathrm{sr}})$		$(\frac{\mathrm{barn} \cdot \mathrm{c}^3}{\mathrm{GeV}^2 \cdot \mathrm{sr}})$	
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.59330	0.29820	0.00700	0.28761	0.00787
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.61372	0.25555	0.00479	0.24365	0.00633
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.63416	0.21456	0.00410	0.19460	0.00525
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.65465	0.17299	0.00341	0.16591	0.00460
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.67516	0.14308	0.00288	0.13368	0.00388
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.69570	0.11611	0.00243	0.10303	0.00319
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.71627	0.09547	0.00209	0.08492	0.00280
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.73686	0.07925	0.00193	0.07384	0.00302
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.75747	0.07267	0.00208	0.07722	0.00639
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.77811	0.05759	0.00172	0.05889	0.00541
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.79876	0.04447	0.00141	0.05596	0.00528
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.81943	0.03770	0.00125	0.03657	0.00418
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.84011	0.02974	0.00107	0.03181	0.00396
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.86081	0.02287	0.00091	0.02664	0.00367
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.88152	0.01874	0.00082	0.01666	0.00299
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.90224	0.01450	0.00072	0.02123	0.00352
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.92298	0.01205	0.00067	0.00499	0.00210
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.94372	0.00861	0.00058	0.00263	0.00133
$44^o \pm 4^o$	1.8	0.96448	0.00771	0.00070	0.00344	0.00197

Tabelle C.2: Pionenenergie im Schwerpunktssystem und die gemessenen invarianten Wirkungsquerschnitte für das System Ni+Ni.

Literaturverzeichnis

[Agakishiev et al., 1984] Agakishiev, G., Armutliiskii, D., Akhababian, N., Bartke, E., Bogdanovich, E., Gasparian, A., Grigalashvili, N., Grishin, V., Didenko, L., Ivanovskaya, I., Kanarek, T., Kladnitskaya, E., Kowalski, M., Kopylova, D., Lyubimov, V., Metreveli, Z., Mekhtiev, R., Nikitina, V., Popova, V., Solovev, M., Solomin, A., Toneeva, G., Cheplakov, A., & Shcheglova, L. (1984). Dimensions of the Secondary Pion Emission Region in Multi-Nucleon Collisions of d, He and C with C and Ta Nuclei at 4.2 GeV/C per Nucleon. *Yad. Fiz.*, 39, 543.

[Ahner, 1993] Ahner, W. (1993). *Aufbau eines "intelligenten" Triggersystems für Kaonen und Untersuchung der K^+-Produktion im System Ne+NaF bei 1.0 GeV/u.* Dissertation, Universität Heidelberg.

[Ahner et al., 1991] Ahner, W., Baltes, P., Bormann, C., Brill, D., Brockmann, R., Cieślak, M., Grosse, E., Henning, W., Koczoń, P., Kohlmeyer, B., Konrad, W., Miśkowiec, D., Müntz, C., Oeschler, H., Pöppl, H., Prokopowicz, W., Pühlhofer, F., Renfordt, R., Sandoval, A., Sartorius, S., Schicker, R., Schwab, E., Senger, P., Shin, Y., Stein, J., Stiebing, K., Stock, R., Ströbele, H., Völkel, K., Wagner, A., & Waluś, W. (1991). Subthreshold Kaon Production in Au+Au Collisions at 1 GeV/u. *Zeitschrift für Physik A*, 341, 123.

[Aichelin & Bertsch, 1985] Aichelin, J. & Bertsch, G. (1985). Numerical Simulation of Medium Energy Heavy Ion Reactions. *Physical Review C*, 31, 1730.

[Aichelin et al., 1987] Aichelin, J., Rosenhauer, A., Peilert, G., Stöcker, H., & Greiner, W. (1987). Importance of Momentum-Dependent Interactions for the Extraction of the Nuclear Equation of State from High-Energy Heavy-Ion Collisions. *Physic Review Letters*, 58, 1926.

[Aichelin & Stöcker, 1986] Aichelin, J. & Stöcker, H. (1986). Quantum-Molecular-Dynamics-A Novel Approach to N-Body Correlations in Heavy-Ion Collisions. *Physics Letters B*, 176, 14.

[Akhababian et al., 1984] Akhababian, N., Bartke, J., Grishin, V., & Kowalski, M. (1984). Small-Angle Correlations of Identical Particles in Carbon-Carbon Interactions at P=4.2 GeV/c per Nucleon. *Zeitschrift für Physik C, Hadrons and Nuclei*, 26, 245.

[Baltes, 1993] Baltes, P. (1993). Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerbasis zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D).

[Baltes et al., 1991] Baltes, P., Foh, J., Jäger, H., Kankeleit, E., Müntz, C., Oeschler, H., Sartorius, S., Wagner, A., & the KaoS-Collaboration (1991). A New Modular Transputer–Based Data Acquisition System for a MWPC. GSI Scientific Report 1990.

[Baltes et al., 1990] Baltes, P., Foh, J., Jäger, H., Kankeleit, E., Müntz, C., Oeschler, H., Stelzer, H., & KaoS-Collaboration (1990). A Large Area Multiwire Proportional Chamber for the Kaon Spectrometer. GSI Scientific Report 1989.

[Bass et al., 1994a] Bass, S., Hartnack, C., Stöcker, H., & Greiner, W. (1994a). High p_t Pions as Probes of the Dense Phase of Relativistic Heavy Ion Collisions. *Physical Review C*, 50, 2167.

[Bass et al., 1995] Bass, S., Hartnack, C., Stöcker, H., & Greiner, W. (1995). Azimuthal Correlations of Pions in Relativistic Heavy Ion Collisions at 1 GeV/Nucleon. *Physical Review C*, 51, 3343.

[Bass et al., 1994b] Bass, S., Hoffmann, M., Hartnack, C., Stöcker, H., & Greiner, W. (1994b). Probing Δ Resonance Production in Au+Au Collisions at 1 GeV/Nucleon. *Physics Letters B*, 335, 289.

[Bass et al., 1993] Bass, S., Matiello, R., Hartnack, C., Stöcker, H., & Greiner, W. (1993). Is Collective Pion Flow Anticorrelated to Nucleon Flow ? *Physics Letters B*, 302, 381.

[Bauer, 1989] Bauer, W. (1989). Unified Calculation of Photon and Pion Spectra in Intermediate Energy Heavy Ion Reactions. *Physical Review C*, 40, 715.

[Bauer & Li, 1991] Bauer, W. & Li, B.-A. (1991). Pion Spectra in a Hadronic Transport Model for Relativistic Heavy-Ion Collisions. *Physical Review C*, 44, 450.

[Beavis et al., 1983] Beavis, D., Fung, S., Gorn, W., Huie, A., Keane, D., Lu, J., Poe, R., Shen, B., & VanDalen, G. (1983). Pion Source Parameters in Ar on KCl Collisions. *Physical Review C*, 27, 910.

[Beckerle, 1993] Beckerle, P. (1993). Aufbau und Test eines Detektorsystems zur Bestimmung der Strahlintensität für Messungen am Kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).

[Benenson et al., 1979] Benenson, W., Bertsch, G., Crawley, G., Kashy, E., Nolen, Jr., J., Bowman, H., Ingersoll, J., Rasmussen, J., Sullivan, J., Koike, M., Sasao, M., Péter, J., & Ward, T. (1979). Low-Energy Pion Production at 0^o with Heavy Ions from 125 to 400 MeV/Nucleon. *Physic Review Letters*, 43, 683.

[Bernard et al., 1984] Bernard, V., Girard, J., Julien, J., Legrain, R., Poitou, J., Oskarsson, A., Carlén, L., Gustafsson, H.-Å., Jakobsson, B., Kristiansson, P., Norén, B., Otterlund, I., Ryde, H., Johansson, T., Tibell, G., Bertholet, R., Guet, C., Maurel, M., Nifenecker, H., Perrin, P., Schussler, F., Buenerd, M., Lebrun, D., Martin, P., Løvhøiden, G., Bondorf, J., Nielsen, O., & Palmeri, A. (1984). Production of Charged Pions in Intermediate Energy Heavy-Ion Collisions. *Nuclear Physics A*, 423, 511.

[Bertsch, 1980] Bertsch, G. (1980). Charge Dependence of Pion Production in Heavy Ion Collisions. *Nature*, 283, 280.

[Bertsch & Das Gupta, 1988] Bertsch, G. & Das Gupta, S. (1988). A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collisions. *Physics Reports*, 160, 189.

[Best, 1996] Best, D. (1996). *Produktion positiv geladener Kaonen für Ni+Ni bei 1.45 und 1.93 AGeV.* Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.

[Bethe & Brown, 1985] Bethe, H. & Brown, G. (1985). Wie eine Supernova explodiert. *Spektrum der Wissenschaft*, 7, 54.

[Braun-Munzinger et al., 1995] Braun-Munzinger, P., Stachel, J., Wessels, J., & Xu, N. (1995). Thermal Equilibration and Expansion in Nucleus-Nucleus Collisions at the AGS. *Physics Letters B*, 344, 43.

[Brill, 1993] Brill, D. (1993). *Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).

[Brill, 1996] Brill, D. (1996). Private Mitteilung.

[Brill et al., 1993] Brill, D., Ahner, W., Baltes, P., Barth, R., Bormann, C., Cieślak, M., Dębowski, M., Grosse, E., Henning, W., Koczonń, P., Kohlmeyer, B., Miśkowiec, D., Müntz, C., Oeschler, H., Pöppl, H., Pühlhofer, F., Sartorius, S., Schicker, R., Senger, P., Shin, Y., Speer, J., Stein, J., Stiebing, K., Stock, R., Ströbele, H., Völkel, K., Wagner, A., & Waluś, W. (1993). Azimuthally Anisotropic Emission of Pions in Symmetric Heavy-Ion Collisions. *Physic Review Letters*, 71, 336.

[Brill et al., 1992] Brill, D., Danielewicz, P., Schicker, R., Shin, Y., Ströbele, H., , & the KaoS-Collaboration (1992). Determination of the Reaction Plane by the Small Angle Hodoscope at the Kaon Spectrometer. GSI Scientific Report 1991.

[Brill et al., 1996] Brill, D. Beckerle, P., Bormann, C., Schwab, E., Shin, Y., Ströbele, H., Baltes, P., Müntz, C., Oeschler, H., Sturm, C., Wagner, A., Barth, R., Cieślak, M., Dębowski, M., Grosse, E., Koczoń, P., Mang, M., Miśkowiec, D., Schicker, R., Senger, P., Kohlmeyer, B., Pühlhofer, F., Speer, J., Völkel, K., & Waluś, W. (1996). Studies of the Out-of-Plane Emission of Pions in Symmetric Heavy-Ion Collisions. *submitted to Zeitschrift für Physik A, Atomic Nuclei.*

[Brockmann et al., 1984] Brockmann, R., Harris, J., Sandoval, A., Stock, R., Ströbele, H. Odyniec, G., Pugh, H., Schroeder, L., Renfordt, R., Schall, D., Bangert, D., Rauch, W., & Wolf, K. (1984). Pion and Proton “Temperatures“ in Relativistic Heavy-Ion Collisions. *Physic Review Letters*, 53, 2012.

[Bronstein & Semendjajew, 1987] Bronstein, I. & Semendjajew, K. (1987). *Taschenbuch der Mathematik.* Harri Deutsch, Frankfurt, 23 . Auflage.

[Brown et al., 1982] Brown, G., Bethe, H., & Baym, G. (1982). Supernova Theory. *Nuclear Physics A*, 375, 481.

[Brown et al., 1991] Brown, G., Ko, C., Wu, Z., & Xia, L. (1991). Kaon Production from Hot and Dense Matter Formed in Heavy-Ion Collisions. *Physical Review C*, 43, 1881.

[Buchwald et al., 1984] Buchwald, G., Graebner, G., Theis, J., Maruhn, J., Greiner, W., & Stöcker, H. (1984). Kinetic Energy Flow in Nb(400 A MeV)+Nb: Evidence for Hydrodynamic Compression of Nuclear Matter. *Physic Review Letters*, 52, 1594.

[Cassing, 1990] Cassing, W. (1990). Production of Energetic Particles in Heavy-Ion Collisions. *Physics Reports*, 188, 363.

[Charpak et al., 1970] Charpak, G., Rahm, D., & Steiner, H. (1970). Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers. *Nuclear Instruments and Methods A*, 80, 13.

[Christie, 1990] Christie, W. B. (1990). *Pion Correlations in Relativistic Heavy Ion Collisions at HISS*. Dissertation, University of California, Davies.

[CN/ASD Group, 1993] CN/ASD Group (1993). *Minuit-Users Guide, Program Library D506*. CERN. Minuit Reference Manual.

[CN/ASD Group, 1995] CN/ASD Group (1995). *PAW-Users Guide, Program Library Q121*. CERN. PAW Reference Manual.

[Colgate & Johnson, 1960] Colgate, S. & Johnson, M. (1960). Hydrodynamic Origin of Cosmic Rays. *Physic Review Letters*, 5, 235.

[Crowe et al., 1985] Crowe, K., Bistirlich, J., Bossingham, R., Bowman, H., Clawson, C., Frankel, K., Hashimoto, O., Humanic, T., Ingersoll, J., Koike, M., Kurck, J., Martoff, C., McDonald, W., Miller, J., Murphy, D., Rasmussen, J., Sullivan, J., Truol, P., Yoo, E., & Zajc, W. (1985). Pion Source Parameters in Heavy Ion Collisions. In GSI-Report 85-10 (Ed.), *Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study*, Band 27 (pp. 801).

[Cugnon et al., 1981] Cugnon, J., Mizutani, T., & Vandermeulen, J. (1981). Equilibration in Relativistic Nulear Collisions, A Monte-Carlo Calculation. *Nuclear Physics A*, 351, 505.

[Danielewicz, 1995] Danielewicz, P. (1995). Effects of Compression and Collective Expansion on Particle Emission from Heavy-Ion Collisions. *Physical Review C*, 51, 716.

[Demoulins et al., 1990] Demoulins, M., Hôte, D., Alard, J., Augerat, J., Babinet, R., Bastid, N., Brochard, F., Cavata, C., de Marco, N., Dupieux, P., Fanet, H., Fodor, Z., Fraysse, L., Gorodetzsky, P., Gosset, J., Hayashino, T., Lemaire, M., le Merdy, A., Lucas, B., Marrooncle, J., Montarou, G., Parizet, M., Poitou, J., Racca, C., Schimmerling, W., Terrien, Y., & Valette, O. (1990). Measurement of a Baryon Azimuthal Emission Pattern in Ne+(NaF, Nb, Pb) Collisions at 800 MeV per Nucleon. *Physics Letters B*, 241, 476.

[Digital Equipment Corporation] Digital Equipment Corporation. Maynard (MS).

[Doss et al., 1986] Doss, K., Gustafsson, H., Gutbrod, H., Kampert, K., Kolb, B., Löhner, H., Ludewigt, B., Poskanzer, A., Ritter, H., Schmidt, H., & Wieman, H. (1986). Nuclear Collective Flow as a Function of Projectile Energy and Mass. *Physic Review Letters*, 57, 302.

[Feldmeier, 1990] Feldmeier, H. (1990). Fermionic Molecular Dynamics. *Nuclear Physics A*, 515, 147.

[Geiermann, 1993] Geiermann, G. (1993). Aufbau und Test der Auswert-Elektronik einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Fachhochschule Darmstadt (D), Fachbereich Automatisierungstechnik.

[Gmelin, 1954] Gmelin (1954). *Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie*, Band 62. Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße, 8 . Auflage.

[Gmelin, 1967] Gmelin (1967). *Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie*, Band 57. Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße, 8 . Auflage.

[Gorenstein & Shinnan, 1991] Gorenstein, M. & Shinnan, Y. (1991). Chemical Potentials of π^- and π^+ in Heavy-Ion Collisions. *Physical Review C*, 44, 2875.

[Gosset et al., 1990] Gosset, J., Demoulins, M., Babinet, R., Cavata, C., Fanet, H., l'Hôte, D., Lucas, B., Poitou, J., Valette, O., Lemaire, M.-C., Alard, J., Augerat, J., Bastid, N., Charmensat, P., Dupieux, P., Fraysse, L., Marroncle, J., Montarou, G., Parizet, M., Qassoud, D., Rahmani, A., Brochard, F., Gorodetzky, P., & Racca, C. (1990). Nuclear Collective Flow from Gaussian Fits to Triple Differential Distributions. *Physics Letters B*, 247, 233.

[Gosset et al., 1977] Gosset, J., Gutbrod, H., Meyer, W., Poskanzer, A., Sandoval, A., Stock, R., & Westfall, G. (1977). Central Collisions of Relativistic Heavy Ions. *Physical Review C*, 16, 629.

[Gosset et al., 1978] Gosset, J., Kapusta, J., & Westfall, G. (1978). Calculations with the Nuclear Firestreak Modell. *Physical Review C*, 18, 844.

[Gustafsson et al., 1984] Gustafsson, H., Gutbrod, H., Kolb, B., Löhner, H., Ludewigt, B., Poskanzer, A., Renner, T., Riedesel, H., Ritter, H., Warwick, A., Weik, F., & Wieman, H. (1984). Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions. *Physic Review Letters*, 52, 1590.

[Gutbrod et al., 1989] Gutbrod, H., Kampert, K., Kolb, B., Poskanzer, A., Ritter, H., & Schmidt, H. (1989). A New Component of the Collective Flow in Relativistic Heavy-Ion Collisions. *Physics Letters B*, 216, 267.

[Gyulassy & Kaufmann, 1981] Gyulassy, M. & Kaufmann, S. (1981). Coulomb Effects in Relativistic Nuclear Collisions. *Nuclear Physics A*, 362, 503.

[Hanbury-Brown & Twiss, 1957a] Hanbury-Brown, R. & Twiss, R. (1957a). . *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 242, 300.

[Hanbury-Brown & Twiss, 1957b] Hanbury-Brown, R. & Twiss, R. (1957b). . *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 243, 291.

[Harris et al., 1985] Harris, J., Bock, R., Brockmann, R., Sandoval, A., Stock, R., Ströbele, H. Odyniec, G., Pugh, H., Schroeder, L., Renfordt, R., Schall, D., Bangert, D., Rauch, W., & Wolf, K. (1985). Pion Production as a Probe of the Nuclear Matter Equation of State. *Physics Letters B*, 153, 377.

[Harris et al., 1987] Harris, J., H. Odyniec, G., Pugh, H., Schroeder, L., Tincknell, M., Rauch, W., Stock, R., Bock, R., Brockmann, R., Sandoval, A., Ströbele, H., Renfordt, R., Schall, D., Bangert, D., Sullivan, J., Wolf, K., Dacal, A., Guerra, C., & Ortiz, M. (1987). Pion Production in High-energy Nucleus-Nucleus Collisions. *Physic Review Letters*, 58, 463.

[Harris et al., 1990] Harris, J., Miller, J., Pugh, H., Renteln, P., Roche, G., Schroeder, L., Treuhaft, R., Kirk, P., Krebs, G., Brockmann, R., & Wolf, K. (1990). Midrapidity π^-/π^+ Ratios in 1.05 GeV/Nucleon ^{40}Ca+^{40}Ca Collisions. *Physical Review C*, 41, 147.

[Hayashi et al., 1988] Hayashi, S., Miake, Y., Nagae, T., Nagamiya, S., Hamagaki, H., Hashimoto, O., Shida, Y., Tanihata, I., Kimura, K., Yamakawa, O., Kobayashi, T., & Bai, X. (1988). Production of Pions and Light Fragments in 0.8 AGeV La+La Collisions. *Physical Review C*, 38, 1229.

[Hong & the FOPI-Collaboration, 1996] Hong, B. & the FOPI-Collaboration (1996). Private Mitteilung.

[IEC, 1990] IEC (1990). Norm 935/1990.

[Industrial Business Machines, ltd., San Jose, Cal. (USA)] Industrial Business Machines, ltd., San Jose, Cal. (USA).

[INMOS Ltd., 1988] INMOS Ltd. (1988). OCCAM 2 Reference Manual. Prentice Hall.

[INMOS Ltd., Bristol (UK)] INMOS Ltd., Bristol (UK).

[Koch, 1994] Koch, V. (1994). K- - proton scattering and the lambda (1405) in dense matter. *Physics Letters B*, 337, 7.

[Kohlmeyer et al., 1990] Kohlmeyer, B., Konrad, W., Pöppl, H., Schlei, B., & Pühlhofer, F. (1990). Status of the TOF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer at SIS. GSI Scientific Report 1989.

[Kruse et al., 1985] Kruse, H., Jacak, B., & Stöcker, H. (1985). Microscopic Theory of Pion Production and Sidewards Flow in Heavy-Ion Collisions. *Physic Review Letters*, 54, 289.

[L' Hôte, 1992] L' Hôte, D. (1992). Pion Interferometry in Relativistic Heavy Ions: A Review. *Nuclear Physics A*, 545, 381.

[Leo, 1987] Leo, W. R. (1987). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, Berlin.

[Li, 1995] Li, B. (1995). Revisit of Coulomb Effects on π^-/π^+ Ratio in Heavy Ion Collisions. *Physics Letters B*, 346, 5.

[Li et al., 1994] Li, C., Ko, C., & Fang, X. (1994). Subthreshold Antikaon Production in Nucleus-Nucleus Collisions. *Physics Letters B*, 329, 149.

[Libbrecht & Koonin, 1979] Libbrecht, K. & Koonin, S. (1979). Coulomb Distortion of Pion Spectra from Heavy-Ion Collisions. *Physic Review Letters*, 43, 1581.

[Lisa et al., 1995] Lisa, M., Albergo, S., Bieser, F., Brady, F., Caccia, Z., Cebra, D., Chacon, A., Chance, J., Choi, Y., Costa, S., Elliott, J., Gilkes, M., Hauger, J., Hirsch, A., Hjort, E., Insolia, A., Justice, M., Keane, D., Kintner, J., Matis, H., McMahan, M., McParland, C., Olson, D., Partlan, M., Porile, N., Potenza, R., Rai, G., Rasmussen, J., Ritter, H., Romanski, J., Romero, J., Russo, G., Scharenberg, R., Scott, A., Shao, Y., Srivastava, B., Symons, T., Tincknell, M., Tuvé, C., Wang, S., Warren, P., Westfall, G., Wieman, H., & Wolf, K. (1995). Radial Flow in Au+Au Collisions at E=0.25-1.15 AGeV. *Physic Review Letters*, 75, 2662.

[Lohrmann, 1986] Lohrmann, E. (1986). *Hochenergiephysik.* Teubner.

[Mang, 1996] Mang, M. (1996). *In Vorbereitung.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).

[Maruyama et al., 1994] Maruyama, T., Fujii, H., Muto, T., & Tatsumi, T. (1994). Kaon Condensation and Equation of State in the Relativistic Mean Field Theory. *Physics Letters B*, 337, 19.

[Miller et al., 1987] Miller, J., Bercovitz, J., Claesson, G., Krebs, G., Roche, G., Schroeder, L., Beneson, W., van der Plicht, J., Winfield, J., Landaud, G., & Gilot, J.-F. (1987). Subthreshold Pion Production with Associated Multiplicity Selection in the Reaction ^{139}La+^{139}La$\rightarrow \pi^{\pm}$ + X. *Physic Review Letters*, 58, 2408.

[Miśkowiec, 1991] Miśkowiec, D. (1991). *Subthreshold Kaon Production in the ^{197}Au+^{197}Au Reaction at 1 GeV/nucleon.* Dissertation, Jagiellonian University of Craców (PL).

[Miśkowiec et al., 1994a] Miśkowiec, D., Ahner, W., Barth, R., Cieślak, M., Dębowski, M., Grosse, E., Henning, W., Koczoń, P., Schicker, R., Schwab, E., Senger, P., Baltes, P., Müntz, C., Oeschler, H., Sartorius, S., Sturm, C., Wagner, A., Beckerle, P., Bormann, C., Brill, D., Shin, Y., Stein, J., Stock, R., Ströbele, H., Kohlmeyer, B., Pöppl, H., Pühlhofer, F., Speer, J., Völkel, K., & Waluś, W. (1994a). Observation of Enhanced Subthreshold K^+ Production in Central Collisions between Heavy Nuclei. *Physic Review Letters*, 72, 3650.

[Miśkowiec et al., 1994b] Miśkowiec, D., Grosse, E., Senger, P., & Waluś, W. (1994b). Threshold Cherenkov Detectors for a Meson Trigger in a Magnetic Spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods A*, 350, 174.

[Mosel & Metag, 1993] Mosel, U. & Metag, V. (1993). Hinweis auf Resonanzmaterie. *Physikalische Blätter*, 49, 426.

[Müntz, 1992] Müntz, C. (1992). The High-Energy Component in Pion Spectra from Au+Au and Ne+NaF Collisions at 1 GeV/u. In *Proc. of the XX Workshop on Gross Properties of Nuclear Matter (1992), Hirschegg (A).*

[Müntz, 1993] Müntz, C. (1993). *Untersuchungen zur Pionenproduktion in relativistischen Schwerionenreaktionen symmetrischer Massensysteme.* Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (D).

[Müntz et al., 1996a] Müntz, C., Baltes, P., Oeschler, H., Sartorius, S., Sturm, C., Wagner, A., Bormann, C., Brill, D., Shin, Y., Stein, J., Ströbele, H., Ahner, W., Barth, R., Cieślak, M., Dębowski, M., Grosse, E., Henning, W., Koczoń, P., Mang, M., Miśkowiec, D., Schicker, R., Senger, P., Kohlmeyer, B., Pöppl, H., Pühlhofer, F., Speer, J., Völkel, K., & Waluś, W. (1996a). Pion Production in Mass-Symmetric Heavy-Ion Collisions at 0.8 - 1.8 AGeV. *Zeitschrift für Physik A*. Publikation in Vorbereitung.

[Müntz et al., 1995] Müntz, C., Wagner, A., Oeschler, H., Sturm, C., Barth, R., Brill, D., Cieślak, M., Dębowski, M., Grosse, E., Koczoń, P., Kohlmeyer, B., Mang, M., Pühlhofer, F., Schwab, E., Senger, P., Shin, Y., Speer, J., Stock, R., Ströbele, H., Völkel, K., & Waluś, W. (1995). Properties of High-energy Pions Emitted from Heavy-Ion Collisions at 1 GeV/Nucleon. *Zeitschrift für Physik A*, 352, 175.

[Müntz et al., 1996b] Müntz, C., Wagner, A., Oeschler, H., Sturm, C., Barth, R., Brill, D., Cieślak, M., Dębowski, M., Laue, F., , Grosse, E., Koczoń, P., Kohlmeyer, B., Mang, M., Pühlhofer, F., Schwab, E., Senger, P., Shin, Y., Speer, J., Stock, R., Ströbele, H., Völkel, K., & Waluś, W. (1996b). On the Influence of Flow and Higher Resonances on the Pion Spectra. GSI Scientific Report 1995.

[Nagamiya & Gyulassy, 1984] Nagamiya, S. & Gyulassy, M. (1984). High-Energy Nuclear Collisions. *Advances in Nuclear Physics*, 13, 201.

[Nagamiya et al., 1981] Nagamiya, S., Lemaire, M., Moller, E., Schnetzer, S., Shapiro, G., Steiner, H., & Tanihata, I. (1981). Production of Pions and Light Fragments at Large Angles in High-Energy Nuclear Collisions. *Physical Review C*, 24, 971.

[Nuclear Enterprises Limited] Nuclear Enterprises Limited. Scintillators for the Physical Sciences (Thorn EMI).

[Particle Data Group, 1994] Particle Data Group (1994). Review of Particle Properties. *Physical Review D*, 1173.

[Pelte et al., 1996] Pelte et al., D. (1996). Charged Pion Production in Au on Au Collisions at 1 AGeV. *Physical Review B*, Publikation in Vorbereitung.

[Rauch, 1986] Rauch, W. (1986). *Untersuchung der Pionenproduktion am System La+La bei Projektilenergien zwischen 500 und 1500 MeV/A.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).

[Renfordt et al., 1984] Renfordt, R., Schall, D., Bock, R., Brockmann, R., Harris, J., Sandoval, A., Stock, R., Ströbele, H., Bangert, D., Rauch, W., Odyniec, G., Pugh, H., & Schroeder, L. (1984). Stopping Power and Collective Flow of Nuclear Matter in the Reaction Ar+Pb at 0.8 GeV/u. *Physic Review Letters*, 53, 763.

[Renk, 1993] Renk, B. (1993). *Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik.* B. G. Teubner, Stuttgart.

[Sartorius, 1991] Sartorius, A. (1991). Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D).

[Schicker et al., 1991] Schicker, R., Ahner, W., & Koczon, P. (1991). Simulation of 1^{st} and 2^{nd} Level Trigger for the Kaon Spectrometer. GSI Scientific Report 1990.

[Schlei, 1990] Schlei, B. (1990). Ein Laserkalibrierungssystem für die Detektoren eines magnetischen Teilchenspektrometers und Entwicklungsarbeiten für Szintillationszähler. Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg/Lahn (D).

[Schürmann et al., 1987] Schürmann, B., Zwermann, W., & Malfliet, R. (1987). Analytical Treatment of High-Energy Nucleus Nucleus Collisions. *Physics Reports*, 147, 1.

[Schwalb et al., 1994] Schwalb, O., Pfeiffer, M., Berg, F.-D., Franke, M., Kühn, W., Metag, V., Notheisen, M., Novotny, R., Ritman, J., Röbig-Landau, M., Alard, J., Bastid, N., Brummund, N., Dupieux, P., Gobbi, A., Herrmann, N., Hildenbrand, K., Hlaváĉ, S., Jeong, S., Löhner, H., Montarou, G., Neubert, W., Raschke, A., Simon, R., Sodan, U., Śumbera, M., Teh, K., Venema, L., Wilschut, H., Wessels, J., Wienold, T., & Wohlfahrt, D. (1994). Mass Dependence of π^0-Production in Heavy-Ion Collisions at 1 AGeV. *Physics Letters B*, 321, 20.

[Senger et al., 1993] Senger, P., Ahner, W., Baltes, P., Beckerle, P., Bormann, C., Brill, D., Cieślak, M., Grosse, E., Henning, W., Koczoń, P., Kohlmeyer, B., Konrad, W., Miśkowiec, D., Müntz, C., Oeschler, H., Pöppl, H., Prokopowicz, W., Pühlhofer, F., Sartorius, S., Schicker, R., Schlei, B., Schwab, E., Shin, Y., Speer, J., Stein, J., Stiebing, K., Stock, R., Ströbele, H., Sturm, C., Völkel, K., Wagner, A., & Waluś, W. (1993). The Kaon Spectrometer at SIS(GSI). *Nuclear Instruments and Methods A*, 327, 393.

[Senger et al., 1991] Senger, P., Wagner, A., Grosse, E., Henning, W., Miśkowiec, D., & Prokopowicz, W. (1991). A Start Detector for the Kaon Spectrometer. GSI Scientific Report 1990.

[Shin, 1992] Shin, Y. (1992). Energie- und Flugzeitmessung im Projektilfragmentationsbereich in Kern-Kern-Stößen bei 1 GeV/u. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).

[Shin, 1997] Shin, Y. (1997). *In Vorbereitung.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).

[Simon & the TAPS-Collaboration, 1996] Simon, R. & the TAPS-Collaboration (1996). Private Mitteilung.

[Speer et al., 1996] Speer et al., J. (1996). In Vorbereitung.

[Stelzer, 1991] Stelzer, H. (1991). Multiwire Chambers with a Two-Stage Gas Amplification. *Nuclear Instruments and Methods A*, 310, 103.

[Stelzer, H. und Daues, 1987] Stelzer, H. und Daues, H. (1987). Multiwire Proportional Chambers. GSI Scientific Report 1987.

[Stock, 1986] Stock, R. (1986). Particle Production in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions. *Physics Reports*, 135, 259.

[Stöcker et al., 1982] Stöcker, H., Csernai, L., Graebner, G., Buchwald, G., Kruse, H., Cusson, R., Maruhn, J., & Greiner, W. (1982). Jets of Nuclear Matter from High Energy Heavy Ion Collisions. *Physical Review C*, 25, 1873.

[Stöcker & Greiner, 1986] Stöcker, H. & Greiner, W. (1986). High Energy Heavy Ion Collisions - Probing the Equation of State of Highly Excited Hadronic Matter. *Physical Review C*, 137, 277.

[Sturm, 1995] Sturm, C. (1995). Pionenproduktion im System Ni+Ni bei 1.8 GeV/Nukleon und die Anodenauslese einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D).

[Sturm et al., 1996] Sturm, C., Blanco Pillado, J. J., Oeschler, H., Stelzer, H., & Wagner, A. (1996). Test of Gas Mixtures for Multiwire Proportional Chambers. GSI Scientific Report 1995.

[Ver West & Arndt, 1982] Ver West, B. & Arndt, R. (1982). NN Single Pion Production Cross Sections Below 1500 AMeV. *Physical Review C*, 25, 1979.

[Wagner, 1992] Wagner, A. (1992). Flugzeitmessungen am Kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D).

[Wagner et al., 1994] Wagner, A., Baltes, P., Müntz, C., Oeschler, H., Sturm, C., Hehner, J., & Stelzer, H. (1994). Curing Wire Chamber Aging. GSI Scientific Report 1993.

[Weinhold, 1995] Weinhold, W. (1995). Zur Thermodynamik des π – N-Systems. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D).

[Weise, 1984] Weise, W. (1984). Quarks, Chiral Symmetry and Dynamics of Nuclear Constituents. In Weise, W. (Ed.), *International Review on Nuclear Physics, Vol. 1* (pp.$\tilde{5}$8). World Scientific, Singapore - Philadelphia.

[Wolf et al., 1979] Wolf, K., Gutbrod, H., Meyer, W., Poskanzer, A., Sandoval, A., Stock, R., Gosset, J., King, C., King, M., Van Sen, N., & Westfall, G. (1979). Pion Production in the ^{40}Ar+^{40}Ar Reaction at 1.05 GeV/Nucleon. *Physic Review Letters*, 42, 1448.

[Yariv & Fraenkel, 1979] Yariv, Y. & Fraenkel, Z. (1979). Intranuclear Cascade Calculations of Heavy-Ion Collisions. *Physical Review C*, 20, 2227.

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all' jenen danken, ohne die diese Arbeit sicher in dieser Weise nicht möglich gewesen wäre.

Zuerst danke ich herzlich Herrn Priv.-Doz. Dr. habil. Helmut Oeschler, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat und diese Arbeit betreut hat. Er hat mir immer sehr viel Freiheit gewährt und vertrauensvoll Verantwortung übertragen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Peter Senger für erfrischende und kritische Diskussionen, nicht nur bei GSI. Es war immer eine Freude und ein großer Ansporn für mich, mit ihm zusammenzuarbeiten.

Herrn Prof.-Dr. Eckart Grosse, dem Sprecher der KaoS–Kollaboration, bin ich dankbar für die hervorragenden Arbeitsbedingungen, die die Arbeit bei GSI so angenehm machen. Er hat mich stets ermuntert, auch einmal den schwierigeren Weg zu gehen.

Mein persönlicher und inniger Dank geht an Dr. Christian Müntz und Dipl.-Phys. Christian Sturm. Beide hatten immer ein offenes Ohr für Fragen und Diskurse aus allen Bereichen, waren sie nun 8000 km oder nur 80 cm entfernt.

Den Mitgliedern der TH-Arbeitsgruppe Dipl.-Phys. P. Baltes, A. Förster, Dr. J. Speer und F. Uhlig und den Mitarbeiter der Elektronikwerkstatt des IKDA Dipl.-Ing. U. Bonnes, Dipl.-Ing. J. Foh, Andreas Kraus und Thomas Bickelhaupt danke ich für den gemeinsamen Kampf gegen die Tücken der Datenanalyse, der Elektronik und der Detektoren.

Den Mitgliedern der Kaos-Kollaboration Dr. W. Ahner, Dipl.-Phys. R. Barth, Dipl.-Phys. P. Beckerle, Dr. D. Brill, Dr. M. Cieślak, Dr. M. Dębowski, Prof.-Dr. W. Henning, Dr. P. Koczoń, Dr. B. Kohlmeyer, Dipl.-Phys. M. Mang, Dr. D. Miśkowiec, Dipl.-Ing. W. Prokopowicz, Dipl.-Phys. E. Schwab, Dipl.-Phys. Y. Shin, Prof.-Dr. H. Ströbele, Dr. M. Waters und Prof.-Dr. W. Waluś gebührt mein großer Dank. Sie alle haben eine hervorragende Arbeitsatmosphäre geschaffen, in der es auch in langen Nachtschichten immer kurzweilig blieb.

Mit den wackeren Mitarbeitern des Detektorlabors der GSI, H. Daues, Dipl.-Ing. J. Hehner, H.-J. Junk und Dr. H. Stelzer, war die Zusammenarbeit immer fruchtbar, auch in Zeiten eines vollen Terminkalenders.

Auf theoretischer Seite danke ich Dipl.-Phys. S. Bass, Prof.-Dr. M. Gyulassy, Prof.-Dr. C. M. Ko, Dipl.-Phys. S. Teis und Dipl.-Phys. W. Weinhold, die geholfen haben, viele offene Fragen zu entwirren, die sich einem Experimentalphysiker stellen.

Ohne meine Mitbewohner und Freunde Ute Günzel, Rüdiger Henn, Dr. Andrew Human, Karin Jöckle, Claudia Ludwig, Sascha Sartorius und Ulli Troitzsch, die mich während der Zeit ertrugen, wäre vieles weniger lustig gewesen. Sie alle haben auf ihre Art und Weise beigetragen.

Meinen Eltern, Marlis und Siegfried Wagner, danke ich für ihre uneingeschränkte Unterstützung und die Freiheit, die sie mir von Anfang an gewährt haben.