Produktion und Propagation von K^+- und K^--Mesonen in Au+Au-Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

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

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Andreas Förster
aus Hanau

Referent: Priv.-Doz. Dr. H. Oeschler
Korreferent: Prof. Dr. P. Braun-Munzinger

Tag der Einreichung: 20.5.2003
Tag der Prüfung: 14.7.2003

Darmstadt 2003
D17

Zusammenfassung

Mit dem Kaonenspektrometer KaoS am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt wurden Experimente zur Produktion und Emission von K^+- und K^--Mesonen in Au+Au-Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV und damit nahe (K^+) beziehungsweise weit unter (K^-) der jeweiligen Schwellenenergie für die Produktion dieser Teilchen in freien Nukleon-Nukleon-Stößen durchgeführt. Hierzu wurden die energiedifferentiellen und die integralen Produktionswirkungsquerschnitte sowie die polaren und azimutalen Winkelverteilungen als Funktion der Stoßzentralität untersucht.

Die K^+- und die K^--Multiplizitäten zeigen einen überproportionalen Anstieg als Funktion der Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen. Dieser Anstieg ist für beide Teilchensorten und auch für das leichtere System Ni+Ni der gleiche, was zu einem konstanten K^-/K^+-Verhältnis als Funktion von Zentralität und Reaktionssystem führt. Dies wird auf eine Kopplung der K^-- an die K^+-Produktion über die "strangeness exchange"-Reaktion $\pi Y \rightarrow K^- N$ zurückgeführt, da die Hyperonen Y gemeinsam mit den K^+ erzeugt werden.

Die Energieverteilungen der K^+-Wirkungsquerschnitte zeigen bei Anpassung mit Maxwell-Boltzmann-Verteilungen für alle Stoßzentralitäten höhere inverse Steigungsparameter als die der K^-. Die K^+ zeigen desweiteren für alle Stoßzentralitäten eine Vorwärts-Rückwärts-Überhöhung der Emission als Funktion des Polarwinkels, die K^- für periphere Stöße ebenfalls, aber weniger stark ausgeprägt. Die K^--Emission in zentralen Stößen ist nahezu isotrop. Beide Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit der Annahme unterschiedlicher Emissionszeiten für K^+ und K^-.

Die K^+ zeigen im Azimutwinkel eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene, die von einigen Transportmodellrechnungen auf die Wirkung eines repulsiven K^+-Nukleon-Potentials zurückgeführt wird, von einer anderen auf die Streuung an den Nukleonen der Projektilrestkerne. Weiterhin werden zum ersten Mal Ergebnisse zur Abhängigkeit der K^--Emission vom Azimutwinkel gezeigt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstreichen die Bedeutung des "strangeness exchange"-Kanals bei SIS-Energien, sowohl für die Kopplung der Produktion der K^- an die der K^+, als auch für das verschiedene Emissionsverhalten auf Grund unterschiedlicher Emissionszeiten, bedingt durch die K^--Absorption über diesen Kanal.

Abstract

Using the Kaon-Spectrometer KaoS at the heavy-ion synchrotron SIS at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt the production and emission of K^+- and of K^--mesons has been studied in Au+Au-reactions at a kinetic beam energy of 1.5 AGeV which is close to (K^+) and far below (K^-) the corresponding production thresholds of these particles in binary nucleon-nucleon collisions. The energy-differential and integrated production cross sections as well as the polar and azimuthal angle distributions have been measured as a function of the collision centrality.

The K^+- and the K^--multiplicities show a stronger than proportional rise as a function of the number of nucleons participating in the reaction. This rise is similar for both types of particles as well as for the lighter collision system Ni+Ni. Hence the resulting K^-/K^+-ratio is constant as a function of the centrality and of the system size. This is explained by the coupling of the K^--production to the K^+-production via the "strangeness exchange"-reaction $\pi Y \rightarrow K^- N$ since the hyperons Y are produced together with the K^+ according to transport models.

For all centralities the energy distributions of the K^+-cross sections show a larger inverse slope parameter than those of the K^--cross sections when fitted with a Maxwell-Boltzmann distribution. In addition the K^+ show a forward-backward peaked emission pattern as a function of the polar angle for all collision centralities. For peripheral collisions the K^- show this effect as well but less pronounced. The K^--emission from central collisions is nearly isotropic. These observations are in agreement with the assumption of different emission times for K^+ and for K^-.

The azimuthal angle distribution of the K^+ shows a preferential emission perpendicular to the reaction plane which is explained by some transport-model caculations as the influence of a repulsive K^+-Nucleon potential, whereas it is attributed by another calculation to the rescattering at the nucleons of the projectile fragments. For the first time, results on the dependence of the K^--emission on the azimuthal angle are presented.

The results presented emphasize the importance of the "strangeness exchange"-reaction at SIS-energies, on the one hand for the coupling of the K^--production to the K^+-production, on the other hand for the different emission behaviour, which is due to different emission times, caused by the K^--absorption via this reaction.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Relativistische Schwerionenstöße

Atomkerne in ihrem Grundzustand sind aus Protonen und Neutronen, den leichtesten Baryonen, aufgebaut, haben eine Teilchendichte von etwa $\rho_0 = 0.17$ Nukleonen/fm^3 und eine Bindungsenergie in der Größenordnung 8 MeV pro Nukleon. Wird von dieser hadronischen Materie im Kern auf unendliche Ausdehnung extrapoliert, so wird von Kernmaterie gesprochen. Zahlreiche Experimente auf dem Gebiet der Kernphysik haben dazu geführt, daß die Eigenschaften dieser Kernmaterie in der Nähe der Grundzustandsdichte und bei kleinen Anregungsenergien gut bekannt sind. Relativistische Schwerionenreaktionen, das heißt solche bei kinetischen Strahlenergien ab der Größenordnung GeV pro Nukleon des beschleunigten Kerns (AGeV) im Laborsystem, bieten nun die einzigartige Möglichkeit, hohe Teilchen- und Energiedichten im Labor zu erzeugen und Kernmaterie jenseits dieses Grundzustands zu untersuchen, unter Bedingungen, wie sie möglicherweise zu Beginn unseres Universums herrschten. Bei kinetischen Strahlenergien von 1 bis 2 AGeV, wie sie am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt erreicht werden, treten in Kollisionen von Atomkernen für einen Zeitraum von etwa 10^{-23} s Dichteüberhöhungen von $\rho/\rho_0 = 2$ bis 3 auf [Har94b, Sto86]. Experimente bei höheren Energien, wie sie zum Beispiel am Beschleuniger SPS der Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) in Genf (Schweiz) oder am Collider (einem Beschleuniger mit zwei gegenläufigen Teilchenstrahlen, die miteinander kollidieren) RHIC des Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA stattfinden und am Collider LHC des CERN für noch höhere Energien geplant sind, beschäftigen sich vermehrt mit der Frage nach den Eigenschaften und dem Übergang zu einer Form der Materie, in der die Bindung der elementaren Grundbausteine der Nukleonen, der Quarks, zu Hadronen weitgehend aufgehoben ist und sie zusammen mit den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, den Gluonen, eine Art Plasmazustand, das sogenannte "Quark-Gluon-Plasma", bilden.

Abbildung 1.1 gibt, basierend auf einer Simulationsrechnung mit einem Transportmodell [Bas97], schematisch eine Vorstellung vom Ablauf einer Kollision zweier Goldkerne, von denen einer eine kinetische Energie von 2 AGeV im Laborsystem hat. Die Darstellung erfolgt im Schwerpunktssystem des Stoßes, in dem sich beide Kerne mit einer kinetischen Energie von 0.41 AGeV, entsprechend etwa 72% der Lichtgeschwindigkeit, aufeinander zubewegen.

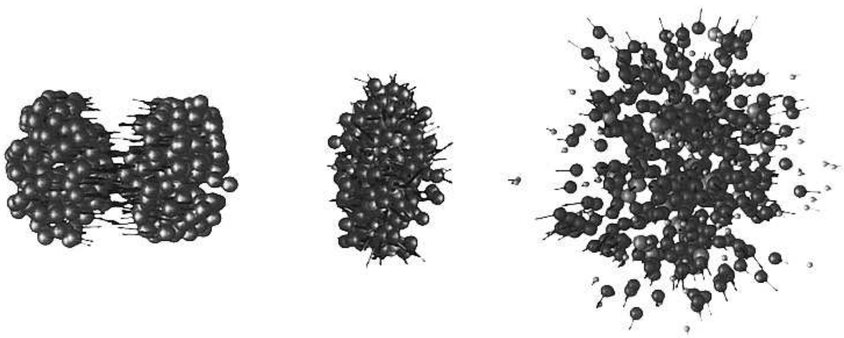


Abbildung 1.1: *Transportmodellsimulation einer Au+Au-Kollision in ihrem Schwerpunktssystem bei einer kinetischen Energie von* 2.0 *AGeV des Projektils im Labor [Bas97].*

Daher sind die sonst sphärischen Kerne in Bewegungsrichtung kontrahiert. Der mittlere Teil der Abbildung stellt die Hochdichtephase der Reaktion dar, in der das System stark komprimiert und aufgeheizt wird. Ein Teil der Energie geht dabei auch in die Anregung innerer Freiheitsgrade der Nukleonen, sogenannter baryonischer Resonanzen. Bei SIS-Energien wird vor allem die Δ_{33}-Resonanz mit einer nominellen Masse von 1.232 GeV angeregt. Hierbei ist "GeV" die Einheit einer Masse, da in der vorliegenden Arbeit, wenn nicht explizit anders erwähnt, durchgehend $c = \hbar = k_B = 1$ gesetzt wird. Diese Resonanz zerfällt zu fast 100% in ein Nukleon und das leichteste Meson, das Pion (π) mit einer Masse von $m_\pi \approx 0.14$ GeV. Sie stellt damit den dominanten Produktionskanal für Pionen bei den hier betrachteten Energien dar.

Weiterhin können in diesen Reaktionen mit deutlich geringerer Produktionswahrscheinlichkeit andere Mesonen erzeugt werden, unter anderem Kaonen (K) als leichteste Mesonen ($m_K \approx 0.5$ GeV) die "strangeness" (Seltsamkeit) tragen, also ein s- oder ein $\bar{s}$-Quark enthalten. Diese Quarks kommen in natürlicher Materie nicht vor und werden in Nukleon-Nukleon-Stößen in Paarproduktion erzeugt. Strangeness ist eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung. Der rechte Teil von Abbildung 1.1 zeigt die auf die Hochdichtephase folgende Expansion des Reaktionsvolumens, die den Zustand hoher Teilchendichte und die Wechselwirkungen der einzelnen Teilchen miteinander beendet.

1.2 Produktion und Propagation von Kaonen

Um ein Kaon zu produzieren, muß ein $s\bar{s}$-Quarkpaar erzeugt werden, da Strangeness eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung ist. Der Prozeß, der für die Produktion eines ein $\bar{s}$-Quark enthaltendes K^+-Mesons am wenigsten Energie benötigt, ist

$$N\,N \rightarrow N\,\Lambda\,K^+ \quad , \tag{1.1}$$

wobei das Λ-Baryon das gleichzeitig erzeugte s-Quark trägt. Solche Baryonen werden auch Hyperonen genannt. Ungeladene Kaonen (K^0) können auf diese Art ebenfalls erzeugt werden, werden aber im folgenden nicht weiter diskutiert, da in dem dieser Arbeit zugrundeliegenden

Experiment, einem Magnetspektrometer, lediglich geladene Teilchen nachgewiesen werden können. Die im freien Nukleon-Nukleon-Stoß für den Prozeß 1.1 benötigte kinetische Energie im Schwerpunktssystem beträgt $E_{cm}^{thr} = 0.671$ GeV, was einer kinetischen Strahlenergie von $E_{kin,lab}^{thr} = 1.58$ GeV im Labor entspricht. Für die Produktion eines K$^-$-Mesons ist der energetisch günstigste Prozeß

$$N\,N \;\rightarrow\; N\,N\,K^+\,K^- \quad , \tag{1.2}$$

da es kein Baryon gibt, das ein $\bar{s}$-Quark trägt, lediglich Antibaryonen, die aus drei Anti-Quarks bestehen. Die Energieschwelle im freien Nukleon-Nukleon-Stoß liegt hierfür bei $E_{cm}^{thr} = 0.987$ GeV, entsprechend einer kinetischen Strahlenergie von $E_{kin,lab}^{thr} = 2.5$ GeV. Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment zur Produktion geladener Kaonen in Au+Au-Stößen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV fand also nahe dieser Schwellenenergie für die Produktion von K$^+$- und weit unterhalb für die Produktion von K$^-$-Mesonen in binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen statt.

In Schwerionenreaktionen werden diese scharfen Energieschwellen für freie Nukleon-Nukleon-Stöße durch die Fermibewegung der Nukleonen im Kern aufgeweicht. Bei einem Betrag des Fermimpulses der Nukleonen im Goldkern von $p_F \approx 0.25$ GeV kann für den Fall exakt entgegengesetzter Richtung der Fermiimpulse zweier stoßender Nukleonen die Schwelle für die K$^+$-Produktion auf $E_{kin,lab}^{thr} = 0.6$ AGeV sinken, für die K$^-$ auf $E_{kin,lab}^{thr} = 1.1$ AGeV. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei Nukleonen mit genau entgegengesetzter Richtung ihrer Fermiimpulse kollidieren, sehr klein.

Wesentlich wichtiger ist die Möglichkeit, in Schwerionenreaktionen die zur Kaonenproduktion benötigte Energie in Mehrstufenprozessen zu akkumulieren, entweder unter Anregung baryonischer Resonanzen, bei SIS-Energien im wesentlichen der Δ_{33}-Resonanz, als "Energiezwischenspeicher", wie zum Beispiel in

$$N\,N \rightarrow N\,\Delta \quad , \quad \Delta\,N \;\rightarrow\; N\,K^+\,Y \quad , \tag{1.3}$$

oder über Stöße von Nukleonen mit Pionen, die ihrerseits im wesentlichen durch Resonanzzerfall entstehen, wie zum Beispiel in

$$\pi\,N \;\rightarrow\; N\,K^+\,Y \quad . \tag{1.4}$$

Hierbei bezeichnet Y die Hyperonen Λ und Σ.

Analog können auch die K$^-$ durch Energieakkumulation über Resonanzen erzeugt werden, wie zum Beispiel in

$$N\,N \rightarrow N\,\Delta \quad , \quad \Delta\,N \;\rightarrow\; N\,N\,K^+\,K^- \quad . \tag{1.5}$$

Ein wichtiger zusätzlicher Prozeß für die Erzeugung von K$^-$-Mesonen im nuklearen Medium ist der sogenannte "strangeness-exchange"-Prozeß, bei dem ein Pion mit einem bereits produzierten Hyperon wechselwirkt

$$\pi\,Y \;\rightarrow\; K^-\,N \quad . \tag{1.6}$$

Die gemeinsame Produktion von K$^+$ und Hyperonen in Verbindung mit dem "strangeness-exchange"-Prozeß beinhaltet die Möglichkeit einer Korrelation zwischen der K$^-$- und der

K$^+$-Produktion auch für diejenigen Kaonen, die nicht wie in Prozess 1.2 oder 1.5 über Paarproduktion produziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Zusammenhang anhand der Zentralitätsabhängigkeiten der K$^+$-, der K$^-$- und der Pionenproduktion untersucht.

Die Wahrscheinlichkeit für die beschriebenen kollektiven Prozesse steigt mit zunehmender Teilchendichte in der Reaktionszone, was die Kaonenproduktion in der Nähe und unterhalb der Energieschwelle in freien Nukleon-Nukleon-Stößen zu einer auf die Hochdichtephase sensitiven Observablen macht. Die linke Seite von Abbildung 1.2 zeigt die mit Hilfe eines Transportmodells simulierte Zeitentwicklung der Nukleonendichte im oberen Teil und der Multiplizität von Δ_{33}-Resonanzen, Pionen und K$^+$ im unteren Teil, jeweils für zentrale Au+Au-Stöße bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 AGeV [Fan94]. Es ist zu erkennen, daß dieser Simulationsrechnung zufolge die K$^+$ im wesentlichen während der Hochdichtephase erzeugt werden, während die Pionen während des gesamten Reaktionsverlaufs entstehen.

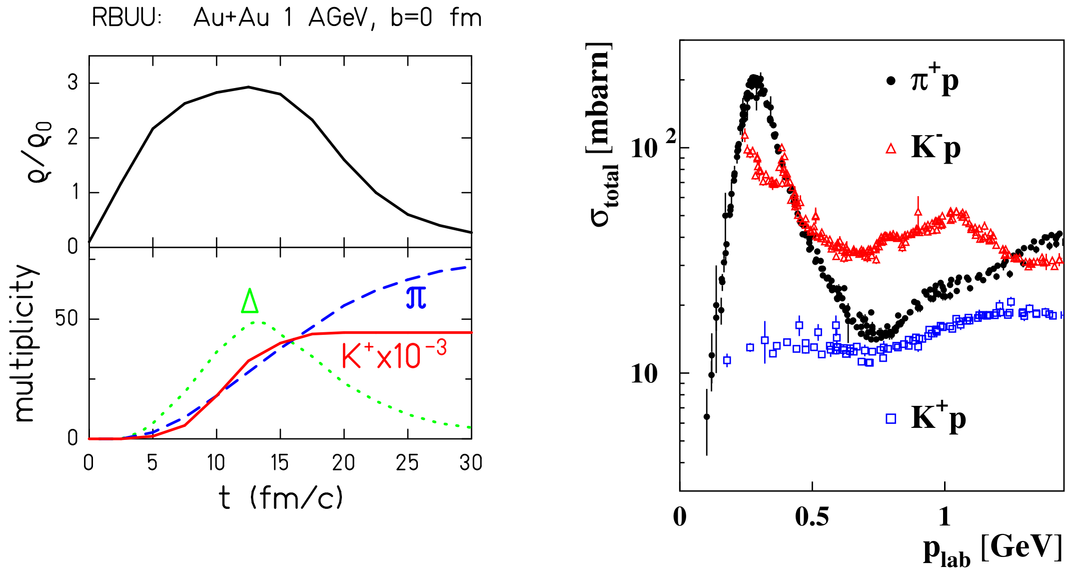


Abbildung 1.2: *<u>Linke Seite:</u> Zeitliche Entwicklung der Baryonendichte in einer Transportmodellsimulation eines zentralen Au+Au-Stoßes bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 AGeV (oben) und der Multiplizität von Δ-Resonanzen, Pionen und K^+ (unten), entnommen aus [Fan94]. <u>Rechte Seite:</u> Totale Wirkungsquerschnitte für π^+p-, K^+p- und K^-p-Streuung (Daten aus [Par02]).*

Die rechte Seite von Abbildung 1.2 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für die Streuung von π^+, K$^+$ und K$^-$ an Protonen als Funktion ihres Laborimpulses p_{lab} [Par02]. Die starke Überhöhung für Pionen im Bereich bis etwa $p_{lab} = 0.5$ GeV entspricht der Δ_{33}-Resonanz. Daraus ergibt sich eine mittlere freie Weglänge bei Grundzustandsdichte von etwa 0.3 fm. K$^+$-Mesonen dagegen weisen einen deutlich niedrigeren und nahezu impulsunabhängigen Streuwirkungsquerschnitt auf, der zu einer großen mittleren freien Weglänge von etwa 5 fm bei Grundzustandsdichte führt. Dies führt zu einer hohen Wahrscheinlichkeit, daß die K$^+$ nach ihrer Produktion in der Hochdichtephase das Reaktionsvolumen relativ ungestört verlassen können und daher eine gute Sonde für die Untersuchung dieser Phase darstellen.

K^--Mesonen wiederum können durch die Umkehrung des Prozesses 1.6 absorbiert werden. Sie weisen einen deutlich höheren Streuwirkungsquerschnitt auf als die K^+ und haben eine mittlere freie Weglänge bei Grundzustandsdichte von etwa 0.8 fm. Die im Experiment nachgewiesenen K^- sind also nicht notwendigerweise zur gleichen Zeit und damit unter den gleichen Bedingungen emittiert worden wie die K^+.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Zusammenhänge und die Unterschiede zwischen den experimentellen Ergebnissen zur K^+- und zur K^--Produktion anhand eines umfangreichen Datensatzes dargestellt und mit Hinblick auf die Zeitabhängigkeit der Emission dieser Teilchen diskutiert. Hierzu werden neben den Teilchenmultiplizitäten und deren Abhängigkeit von der Stoßzentralität besonders Observablen, die auf die Dynamik der Reaktion sensitiv sind, wie zum Beispiel Energieverteilungen und deren Steigungen sowie die Abweichung des Emissionsmusters im Polarwinkel von einer isotropen Emission, betrachtet, beides wiederum in Abhängigkeit von der Zentralität der Schwerionenkollision.

Die Kompressibilität von Kernmaterie

Eine der Motivationen für den Bau des Kaonenspektrometers war die Untersuchung der Eigenschaften von Kernmaterie und vor allem deren Kompressionsverhalten. Dieses spielt in der Astrophysik für die Beschreibung von Supernovaexplosionen und den Eigenschaften von Neutronensternen eine wichtige Rolle [Bro82, Lat00]. In Analogie zu einem Gas, für das der Zusammenhang zwischen Druck p, Temperatur T und Dichte ρ durch eine thermodynamische Zustandsgleichung ("equation of state", EOS) beschrieben wird, wird auf das Vielteilchensystem Kernmaterie ebenfalls ein thermodynamisches Konzept angewandt, das die Energie pro Baryon $\epsilon = E/A$ als Funktion der Temperatur T und der Dichte ρ beschreibt. Die Kompressibilität von Kernmaterie wird dann gewöhnlich durch einen Parameter κ beschrieben, der der Krümmung des Verlaufs der Zustandsgleichung bei Grundzustandsdichte entspricht. Je höher der Wert für κ, desto weniger kompressibel ist das nukleare Medium.

Einen experimentellen Zugang zur Bestimmung der Kompressibilität von Kernmaterie bei Grundzustandsdichte stellt die Untersuchung der Monopol-Riesenresonanz schwerer Atomkerne dar [Bla76], eine durch inelastische Streuung von α-Teilchen angeregte Dichteschwingung. In [You99] wird ein Wert von $\kappa = 231 \pm 14$ MeV angegeben. Auch in relativistische Schwerionenkollisionen wurde über den Vergleich mit Transportmodellrechnungen die Kompressibilität nuklearer Materie untersucht. Der kollektive Fluß von Nukleonen in Au+Au-Stößen bei einer kinetischen Strahlenergie von 0.6 AGeV [And99] läßt sich deutlich besser durch eine Transportmodellrechnung beschreiben, wenn deren Wechselwirkungsterme so parametrisiert werden, daß sie einem Wert für die Kompressibilität von $\kappa = 200$ MeV entsprechen, als für $\kappa = 380$ MeV [Har94a].

In Schwerionenkollisionen ist die maximal erreichbare Baryonendichte in der Reaktionszone von der Kompressibilität der nuklearen Materie abhängig. Für kleinere Werte von κ erreicht das System eine höhere maximale Baryonendichte und es wird weniger Energie in der Kompression gespeichert, die dann wiederum für die Teilchenproduktion zu Verfügung steht. Hierauf ist die Kaonenproduktion unterhalb der Produktionsschwelle im freien Nukleon-Nukleon-Stoß sensitiv. In [Stu01a, Stu01b] wurde am Kaonenspektrometer eine detailierte Untersuchung der K^+-Produktion in Abhängigkeit von der Strahlenergie für die zwei Stoßsysteme Au+Au und C+C durchgeführt. Transportmodellrechnungen mit einer Parametrisierung, die $\kappa = 200$ MeV entspricht, ergeben eine bessere Beschreibung der Daten als zum Vergleich durchgeführte Rechnungen für $\kappa = 380$ MeV [Fuc01, Har02b]. Die zitierten Arbeiten stellen den vorläufigen Abschluß der Experimente zur nuklearen Zustandsgleichung am Kaonenspektrometer dar. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden keine weiterführenden Untersuchungen zu dieser Fragestellung durchgeführt.

Der Einfluß von Potentialen auf Kaonen in nuklearer Materie

Im Rahmen effektiver chiraler Modelle wird die Kaon-Nukleon-Wechselwirkung in nuklearer Materie durch Potentiale beschrieben, die leicht repulsiv für K^+ und etwas stärker attraktiv für K^- sind. Abbildung 1.3 aus [Sch97] zeigt für verschiedene theoretische Modelle ("Relativistic Mean Field Theory" (RMF) aus [Sch94], "Chiral Pertubation Theory" (ChPT) mit unterschiedlichen Kaon-Nukleon-Potentialen aus [Bro94b] und "Coupled Channel Calculation" aus [Waa96]) die Energie eines K^+ beziehungsweise eines K^- mit Impuls $p = 0$ MeV in nuklearer Materie als Funktion der Dichte dieser Materie.

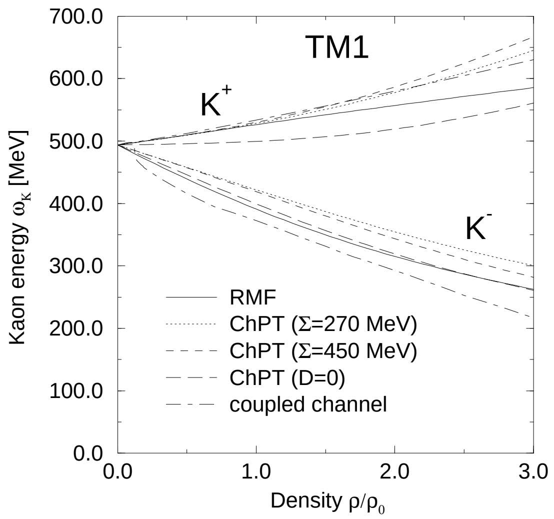


Abbildung 1.3: *Energie eines K^+ beziehungsweise eines K^- mit Impuls $p = 0$ MeV in nuklearer Materie als Funktion der Dichte dieser Materie für verschiedene theoretische Modelle [Sch94, Bro94b, Waa96]. Die Abbildung ist [Sch97] entnommen.*

In [Nel87] wird die Möglichkeit vorhergesagt, daß in dichter Kernmaterie die Energie der K^- durch dieses attraktive Potential so weit absinkt, daß sie gleich dem elektrochemischen Potential wird und die K^- die Rolle der Elektronen als Träger der negativen Ladungen übernehmen. Da K^--Mesonen Bosonen sind und nicht wie die Elektronen als Fermionen dem Pauli-Prinzip unterliegen, können sie ein Bose-Kondensat bilden. Nach [Bro94a, Li97a, Li97b] hat dieser Effekt dramatische Konsequenzen für die Stabilität von Neutronensternen und die Anzahl schwarzer Löcher im Universum. Erste experimentelle Hinweise auf veränderte Eigenschaften von Kaonen in nuklearer Materie lieferten Experimente zur Kaon-Nukleon-Streuung [Eli94] und zu kaonischen Atomen [Fri93, Fri94]. Relativistische Schwerionenstöße bieten die

Möglichkeit, die Eigenschaften von Kaonen in nuklearer Materie bei Dichten vom Mehrfachen der Grundzustandsdichte zu untersuchen. Transportmodelle sagen einen deutlichen Einfluß der Kaon-Nukleon-Potentiale auf die Propagation der Kaonen und damit ihr Flußverhalten voraus [Li96].

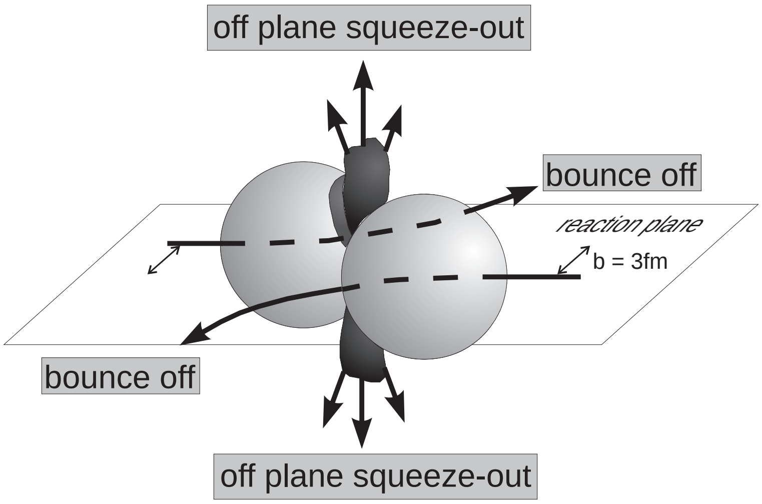


Abbildung 1.4: *Schematische Darstellung eines semizentralen Kern-Kern-Stoßes. Die Reaktionsebene wird durch die Strahlrichtung und den Stoßparametervektor $\vec{b}$ aufgespannt.*

Flußphänomene, die auf der korrelierten Bewegung von Teilchen beruhen, resultieren aus der starken Kompression und anschließenden Expansion des Reaktionsvolumens und aus der Abschattung durch an der Reaktion nicht beteiligte Teile des Projektil- beziehungsweise Targetkerns. Neben dem radialen Fluß, der einer kollektiven, radial nach außen gerichteten Bewegung entspricht und eigentlich nur für zentrale Stöße wohl definiert ist, sind vor allem die azimutal anisotropen Flußphänomene von Interesse. Abbildung 1.4 stellt schematisch einen semizentralen Kern-Kern-Stoß dar. Die durch die Strahlrichtung und den Stoßparametervektor $\vec{b}$ aufgespannte sogenannte Reaktionsebene stellt die Referenzebene dar, relativ zu der der azimutale Emissionswinkel ϕ aller emittierten Teilchen bestimmt wird. Eine Ablenkung innerhalb der Reaktionsebene ($\phi = 0°$ oder $\phi = 180°$) wird als Seitwärtsfluß oder "bounce off" bezeichnet, eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene ($\phi = \pm 90°$) als elliptischer Fluß oder "squeeze out".

Nukleonen zeigen bevorzugt eine Ablenkung innerhalb der Reaktionsebene [Rei97]. Für den Fall eines repulsiven K^+-Nukleon-Potentials wird eine Abstoßung zwischen den K^+ und Regionen hoher Nukleonendichte erwartet und Transportmodelle sagen eine bevorzugte Emission der K^+ senkrecht zur Reaktionsebene voraus. Die linke Seite von Abbildung 1.5, entnommen aus [Shi98b, Shi98a], zeigt Daten der KaoS-Kollaboration zur azimutalen Verteilung der K^+-Emission in semizentralen Au+Au-Stößen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 AGeV zusammen mit einer Transportmodellrechnug [Li97a], einmal unter Berücksichtigung eines repulsiven K^+-Nukleon-Potentials (durchgezogene Linie), einmal ohne (gestrichelte Linie). Für K^- wird der umgekehrte Effekt erwartet: Da K^- stärker absorbiert werden als K^+, wird hier zunächst eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene erwartet,

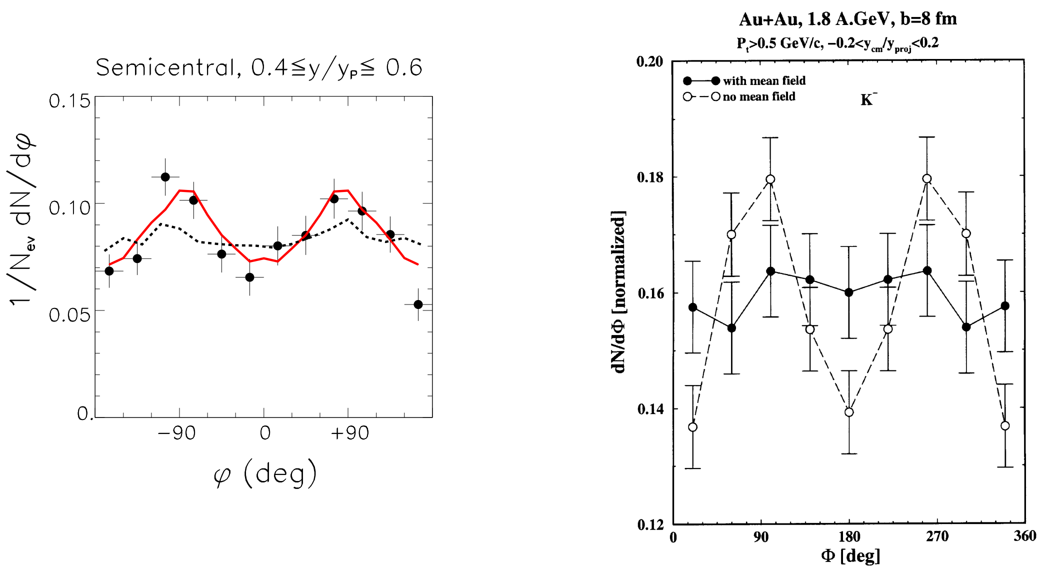


Abbildung 1.5: *<u>Linke Seite:</u> Azimutale Verteilung der K^+-Emission in semizentralen Au+Au-Stößen bei 1.0 AGeV [Shi98b, Shi98a] zusammen mit einer Transportmodellrechnug [Li97a], einmal mit repulsivem K^+-Nukleon-Potential (durchgezogene Linie), einmal ohne (gestrichelte Linie). <u>Rechte Seite:</u> Vorhersage eines Transportmodells für die azimutale Winkelverteilung von K^- in Au+Au-Stößen mit $b = 8$ fm bei 1.8 AGeV [Wan99]. Die offenen Symbole stellen die Rechnung ohne, die geschlossenen mit attraktivem K^--Nukleon-Potential dar.*

die Transportmodellrechnungen zufolge durch ein attraktives K^--Nukleon-Potential deutlich abgeschwächt wird. Die rechte Seite von Abbildung 1.5, entnommen aus [Wan99], zeigt als Beispiel die Vorhersage eines Transportmodells für Au+Au-Stöße mit einem Stoßparameter von $b = 8$ fm bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.8 AGeV. Die offenen Symbole stellen die Rechnung ohne, die geschlossenen mit attraktivem K^--Nukleon-Potential dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine systematische Untersuchung der azimutalen Winkelverteilung für die Emission von K^+-Mesonen im Stoßsystem Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV vorgestellt und mit Ergebnissen von Transportmodellrechnungen verglichen. Zum ersten mal werden Daten zur azimutalen Verteilung von K^--Mesonen bei SIS-Energien gezeigt.

1.3 Theoretische Modelle zur Beschreibung relativistischer Schwerionenreaktionen

Bei der Reaktionszone einer relativistischen Schwerionenkollision handelt es sich um ein stark wechselwirkendes Vielteilchensystem. Die hier diskutierten hadronischen Observablen, Nukleonen und produzierte Mesonen sowie ihre Verteilungen in den beobachteten kinematischen Variablen, werden erst nach Beendigung der Reaktion im Detektor nachgewiesen. Rückschlüsse mit Hilfe dieser Beobachtungen auf den Reaktionsverlauf und auf die Eigenschaften der zugrunde liegenden Wechselwirkungen sind meist nur durch intensiven Vergleich möglichst vieler Observabler mit theoretischen Modellen zur Beschreibung solcher Reaktionen möglich. Diese lassen sich im wesentlichen in zwei Gruppen gliedern.

Zum einen makroskopische Modelle, die die Materie im Reaktionsvolumen als System mit variabler Teilchenzahl unter Annahme eines (lokalen) chemischen und/oder thermischen Gleichgewichts beschreiben. Zu dieser Gruppe gehören die statististischen Modelle, die für gewöhnlich auf der großkanonischen Formulierung für ein ideales Hadronengas aufbauen [Sch93, Bra95, Wei97]. Erweiterte Varianten schließen kanonische Formulierungen für die Erzeugung seltener Teilchen ein, wie zum Beispiel der Kaonen bei den hier betrachteten Strahlenergien [Cle99]. Diese Modelle beschreiben über weite Strahlenergiebereiche erfolgreich die Raten produzierter Teilchen, können aber keine Aussage über die Reaktionsdynamik machen. Einen Schritt in diese Richtung gehen die ebenfalls zu dieser Gruppe gehörenden hydrodynamischen Modelle [Sch74, Bon78, Sto80], die eine Schwerionenkollision ähnlich wie den Zusammenstoß zweier Flüssigkeitströpfchen betrachten.

Zum anderen gibt es mikroskopische Modelle, die den Ablauf der Kollision zweier Kerne als Abfolge unabhängiger Streuprozesse zwischen einzelnen Teilchen beschreiben. Diese unterteilen sich für den hier betrachteten Enegiebereich grob in Kaskadenmodelle [Yar79, Cug80], Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modelle (BUU) [Ber88, Cas90] und Quanten-Molekular-Dynamik-Modelle (QMD) [Aic86, Aic91]. Kaskadenmodelle vernachlässigen langreichweitige Wechselwirkungen, also das mittlere Feld des Teilchenensembles, und behandeln die nukleare Materie somit im Grunde als ideales Gas. In BUU- und QMD-Modellen werden zusätzlich noch dichte- und impulsabhängige mittlere Felder beziehungsweise Potentiale, die die Dynamik der Teilchen beeinflussen, berücksichtigt. Beiden Ansätzen ist die Behandlung der elementaren Baryon-Baryon- und Meson-Baryon-Kollisionen unter Verwendung von Parametrisierungen der freien Wirkungsquerschnitte gemein. Sie unterscheiden sich dagegen in der Behandlung der Realteile der optischen Potentiale der Baryonen. Während für diese in BUU-Modellen ein mittleres Feld verwandt wird, werden sie in QMD-Modellen durch 2- und 3-Teilchen-Wechselwirkungen realisiert. Dabei wird in BUU-Modellen jedes physikalische Teilchen durch eine gewisse Anzahl N sogenannter punktförmiger Testteilchen dargestellt, was der Durchführung von N parallelen Simulationen zur Beschreibung einer Schwerionenkollision entspricht. Zur Ermittlung der Ergebnisse wird am Ende oder auch während der Rechnung über die N Ensembles gemittelt. In QMD-Modellen dagegen wird jedes Teilchen im Orts- und Impulsraum durch eine Gaußverteilung dargestellt, die Propagation erfolgt jedoch auf klassischen Trajektorien. Die Verteilungsfunktion des Gesamtsystems ergibt sich aus der Überlagerung aller Einteilchenverteilungsfunktionen.

Diese Transportmodelle erlauben nicht nur den Vergleich von Produktionsraten mit den gemessenen Daten, sondern auch von auf die Reaktionsdynamik sensitiven Observablen wie Energie- und Winkelverteilungen. Sie bieten weiterhin die Möglichkeit, über Veränderung der verwandten Parametrisierungen den Einfluß zum Beispiel von Potentialen oder der Kompressibilität von Kernmaterie auf die im Experiment beobachtbaren Größen zu betrachten und den experimentell kaum zugänglichen zeitlichen Ablauf einer Schwerionenkollision zu untersuchen. Erschwert werden diese Vergleiche durch die bei weitem nicht vollständige Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der zugrunde liegenden elementaren Prozesse sowie vor allem deren Veränderung, sobald sie in nuklearer Materie stattfinden.

Kapitel 2

Das Kaonenspektrometer

2.1 Das Magnetsystem

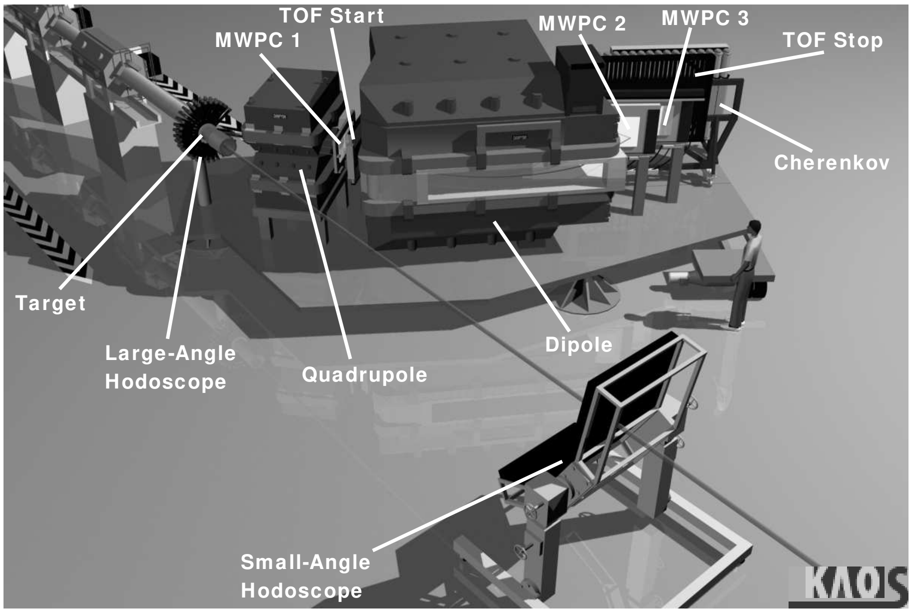
Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Kaonenspektrometers (KaoS) am Meßplatz C des Schwerionensynchrotrons SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt [Sen93]. Das Magnetsystem besteht aus einer Quadrupol/Dipol-Kombination mit doppeltfokussierender Wirkung auf geladene Teilchen. Bedingt durch die Fokussierung in vertikaler Richtung durch das Quadrupolfeld beträgt die vertikale Akzeptanz impulsabhängig $\pm(80 - 160)$ mrad. Zusammen mit dem horizontalen Öffnungswinkel von ± 70 mrad wird somit ein effektiver Raumwinkelbereich von $15 - 35$ msr abgedeckt. Der Dipolmagnet bildet nach $\rho B = \frac{p}{Ze}$ (ρ: Bahnradius, B: magnetische Flußdichte, p: Impuls des Teilchens, Ze: elektrische Ladung des Teilchens) gleiche Impulse für Teilchen gleicher elektrischer Ladung auf gleiche Orte in der Fokalebene ab.

Wegen der kurzen Lebensdauer der zu detektierenden Teilchen (Kaonen: $c\tau \approx 3.7$ m, Pionen: $c\tau \approx 7.8$ m) ist das Spektrometer zur Reduktion von Verlusten durch Zerfall mit Flugstrecken von 5.0 bis 6.5 m zwischen Target und Fokalebene kompakt gebaut. Die Magnete, die Ausleseelektronik sowie die meisten der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Detektoren befinden sich auf einer Lafette, die bei einer Gesamtmasse von etwa 130 t in einem Laborwinkelbereich von $0°$ bis $115°$ relativ zur Strahlachse um den Targetpunkt auf Luftkissen drehbar ist.

2.2 Das Detektorsystem

2.2.1 Die Flugzeitdetektoren

Zur Bestimmung der Ruhemasse der detektierten Teilchen und damit zu ihrer Identifikation (siehe Abschnitt 3.5) ist zusätzlich zur Impulsbestimmung die Kenntnis der Teilchengeschwindigkeit nötig. Hierzu wird aus der Teilchenbahn die Flugstrecke bestimmt und mit Hilfe zweier zeitauflösender Detektoren die Flugzeit gemessen. Zusätzlich wird zur Flugzeitbestimmung das Großwinkelhodoskop verwandt (siehe Abschnitt 2.2.5).



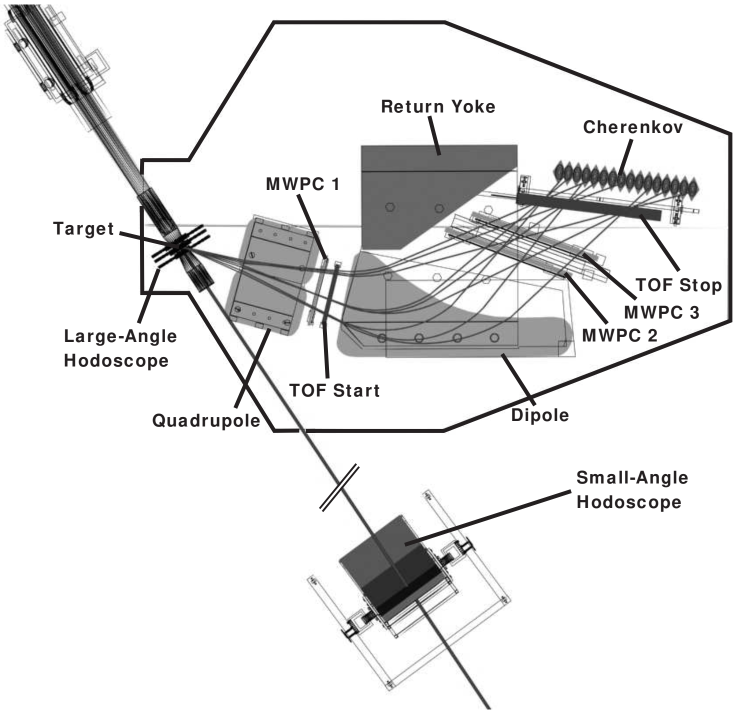


Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung des Kaonenspektrometers in räumlicher Perspektive (oben) und als Aufsicht (unten). Die Abbildung ist [Sch03] entnommen.*

Der Flugzeitstartdetektor

Der Flugzeitstartdetektor [Wag92] befindet sich zwischen dem Quadrupol und dem Dipol des Spektrometers. Er besteht aus 16 vertikal angeordneten Plastikszintillatorstreifen (*NE104*) einer Größe von je 22 cm × 3 cm × 0.4 cm, die beidseitig von 3/4"-Photovervielfacherröhren (Hamatsu R 3487) ausgelesen werden. Die Zeitauflösung beträgt etwa 320 ps (FWHM) [Wag92].

Der Flugzeitstoppdetektor

Der Flugzeitstoppdetektor [Pop93, Koh91] befindet sich in der Fokalebene des Spektrometers und besteht aus 30 vertikal angeordneten Szintillatorstreifen (Pilot F) mit den Maßen 38 cm × 3.7 cm × 2 cm. Sie werden ebenfalls an beiden Enden durch Photovervielfacherröhren (Hamatsu R1828) ausgelesen. Die intrinsische Zeitauflösung des Detektors wurde zu 110 ps bestimmt [Pop93]. Die Segmentierung des Detektors erlaubt eine Impulsauflösung von $\delta p/p \approx 4\%$.

2.2.2 Die Detektoren zur Bahnrekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen und damit zur Verbesserung der Impulsauflösung auf weniger als 2% und zur Unterdrückung von Trajektorien gestreuter Teilchen befinden sich vor der Fokalebene zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC 2 und 3, aktive Fläche 120 cm × 35 cm), sowie eine weitere (MWPC 1, aktive Fläche 60 cm × 30 cm) vor dem Flugzeitstartdetektor zwischen Quadrupol und Dipol. Es handelt sich um Detektoren mit zweifacher Gasverstärkung (siehe Abbildung 2.2). Bei ihnen erfolgt eine erste Verstärkung der primären Ionisationselektronen um einen Faktor 100 im sogenannten "Preamplification Gap", ähnlich einem Parallelplattenzähler. Die so entstandene Elektronenwolke driftet zur Anode der eigentlichen Viehldrahtproportionalkammer und erfährt dort eine weitere Verstärkung um etwa einen Faktor 1000 [Ste91, Sar91]. Influenzsignale auf zwei orthogonal zueinan-

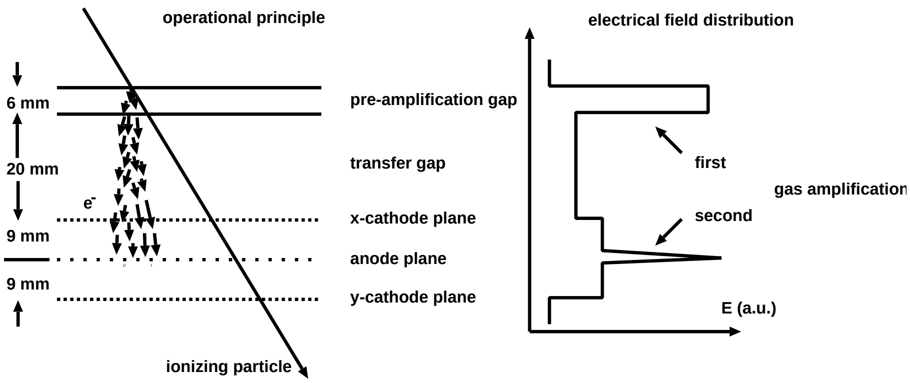


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung des Aufbaus (links) und der Feldstärkeverteilung (rechts) einer zweistufigen MWPC, entnommen aus [Wag96].*

der bespannten, auf Erdpotential liegenden Kathodendrahtebenen erlauben die Bestimmung zweier Raumkoordinaten mit einer einzigen MWPC. Die Vorteile dieses zweistufigen Aufbaus liegen in der hohen Nachweiseffizienz für minimal ionisierende Teilchen (größer als 95%) bei gleichzeitig relativ geringen Feldstärken an der Anode (Reduktion des Durchschlagsrisikos), sowie der Verzögerung des Signals durch die Driftzeit im Transferbereich von etwa 800 ns, die ein Verwerfen des Ereignisses durch den Flugzeittrigger vor Beginn der MWPC-Auslese ermöglicht. Um Teilchenmultiplizitäten größer als eins verarbeiten zu können, haben die Vieldrahtproportionalkammern eine Einzelkanalauslese, bei der die Signale von jeweils 5 Kathodendrähten zusammengefasst und mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit Gaußfilter verstärkt werden. Als Gas wird ein Gemisch aus 78% Argon, 20% Kohlendioxid und 2% n-Hepthan verwandt [Stu96].

2.2.3 Die Cherenkovdetektoren

Bei vorgegebener Zeitauflösung der Flugzeitdetektoren wird die Trennung von Kaonen und Protonen über ihre Flugzeit mit höheren Teilchenimpulsen immer schwieriger. Aus diesem Grund befindet sich hinter dem Flugzeitstoppdetektor als Geschwindigkeitsschwellendetektoren zur Protonendiskriminierung auf Triggerniveau eine Reihe aus 10+6 Cherenkovdetektoren [Mis91, Mis94]. Sie bestehen aus den Radiatormaterialien Plexiglas (Brechungsindex $n = 1.49$) beziehungsweise Wasser ($n = 1.34$) und haben eine Fläche von je 40 cm $\times$ 10 cm. Die Nachweisschwellen liegen auf Grund der unterschiedlichen Brechungsindizes bei $\beta_{thresh} = 0.67$ für Plexiglas und bei $\beta_{thresh} = 0.75$ für Wasser.

2.2.4 Die Detektoren zur Strahlnormierung

Die Bestimmung der Strahlintensität erfolgt mit Hilfe eines Intensitätsmonitors aus zwei in Rückwärtsrichtung ($\theta_{lab} = \pm 110°$) am Target aufgebauten Szintillatorteleskopen [Bec93]. Sie bestehen aus je drei Plastikszintillatoren (NE104, 35 mm $\times$ 35 mm $\times$ 4 mm) im Abstand von 15, 25 und 30 cm zum Target, die von jeweils einer Photovervielfacherröhre ausgelesen werden. Zur Untergrundminimierung wird ein koinzidentes Signal in allen drei Detektoren eines Teleskops verlangt. Die Monitore messen im wesentlichen geladene Pionen und Protonen aus der Reaktionszone. Bei statistisch unabhängigen Kernreaktionen ist der Fluß geladener Teilchen durch ein Raumwinkelelement direkt proportional zur Reaktionsrate im Target, die wiederum durch dessen Massenbelegung und die Strahlintensität bestimmt ist. Der Porportionalitätsfaktor wird bei niedriger Intensität (10^5 Teilchen pro Strahlzyklus) mit Hilfe eines vor dem Target direkt in den Strahlengang einfahrbaren Plastikszintillators bestimmt (siehe Abschnitt 3.6.2).

2.2.5 Die Detektoren zur Ereignischarakterisierung

Mit Hilfe zweier Szintillator-Hodoskope hoher Granularität kann zusätzlich zur Teilchenidentifikation im Spektrometer die Zentralität der Kernreaktion und die azimutale Orientierung der durch den Stoßparameter und die Strahlachse aufgespannten Reaktionsebene bestimmt werden.

Das Großwinkelhodoskop

Das Großwinkelhodoskop [Sen93] dient der Bestimmung der Stoßzentralität über die Messung der Multiplizität geladener Teilchen, die bei mittleren Rapiditäten emittiert werden. Es besteht aus 84 Plastikszintillatoren, die in drei konzentrischen Ringen im Abstand von 8 bis 13 cm um das Target angeordnet sind und einen Laborwinkelbereich von $12^\circ \leq \theta_{lab} \leq 48^\circ$ abdecken (siehe Abbildung 2.3). Eine Aussparung (entsprechend dem Platz von 12 zusätzlichen Modulen) zur Spektrometerseite ermöglicht den Reaktionsprodukten den wechselwirkungsfreien Eintritt ins Spektrometer. Ferner dient die Zeitinformation des Großwinkelhoskops der Festlegung des Reaktionszeitpunkts, womit eine zweite Flugzeitmessung relativ zum Flugzeitstoppdetektor für die im Spektrometer detektierten Teilchen ermöglicht wird.

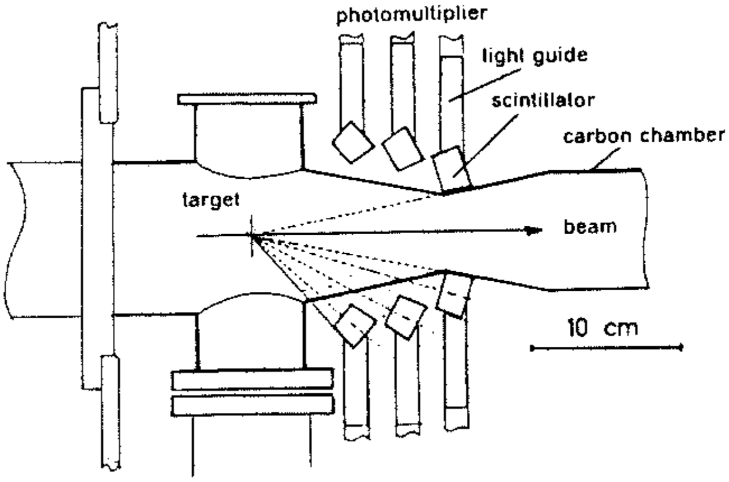


Abbildung 2.3: *Schematische Darstellung des Aufbaus des Großwinkelhodoskops.*

Das Kleinwinkelhodoskop

Das Kleinwinkelhodoskop [Bri93], ursprünglich von der GSI-LBL-Kollaboration für das Streamerkammer-Experiment am BEVALAC Beschleuniger gebaut [Rau86], dient am Kaonenspektrometer der Bestimmung der Reaktionsebene durch Messung der Fragmente des Projektilrestkerns (Spektator), die innerhalb dieser Ebene abgelenkt werden ("bounce off"). Es befindet sich 684 cm strahlabwärts hinter dem Target und überdeckt in alle Richtungen einen Laborwinkelbereich von $0.5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 7^\circ$, vertikal bis 13°. Die aktive Fläche von 192 cm $\times$ 214 cm besteht aus 380 Szintillatoren, wobei die äußeren eine Fläche von 16 cm $\times$ 16 cm, die mittleren eine von 8 cm $\times$ 8 cm und die inneren eine von 4 cm $\times$ 4 cm haben, um eine in etwa gleich große Intensität pro Zähler zu gewährleisten. Abbildung 2.4 zeigt eine Skizze des Kleinwinkelhodoskops.

Durch Messung der Flugzeit zwischen Großwinkelhodoskop und Kleinwinkelhodoskop lassen sich die Spektatoren von den langsameren Partizipanten trennen. Der Energieverlust erlaubt die Bestimmung der Ladung der Spektatorfragmente bis etwa $Z = 8$.

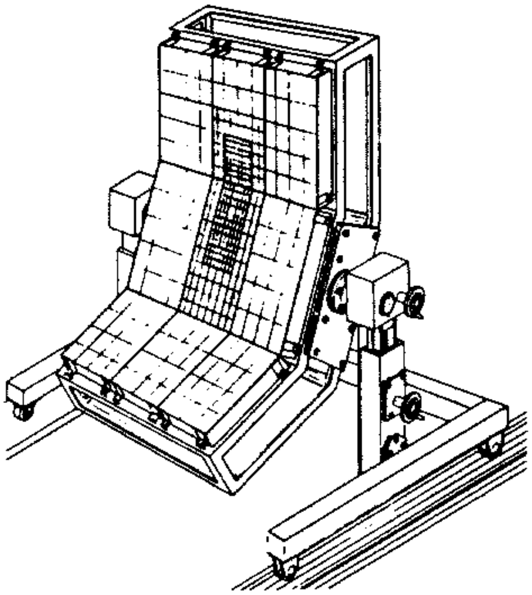


Abbildung 2.4: *Schematische Darstellung des Aufbaus des Kleinwinkelhodoskops.*

Nach dem Target wird der Strahl durch ein Kohlenstoff-Strahlrohr bis durch das Hodoskop hindurch zum Strahlstopper geführt. Steht das Spektrometer unter kleinen Laborwinkeln, wird der Primärstrahl im Streufeld des Quadrupolmagneten abgelenkt. Um zu verhindern, daß der Strahl durch Wechselwirkungen mit diesem Kohlenstoff-Strahlrohr Untergrundereignisse erzeugt, kann das Kleinwinkelhodoskop mitsamt dem dahinter befindlichen Strahlstopper verfahren werden.

2.3 Die Experimentsteuerung und die Datenaufnahme

Der Aufbau von Experimentsteuerung und Datenaufnahme ist schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt.

Die Experimentsteuerung besteht aus fünf CAMAC-Überrahmen die mittels eines VSB-Busses von einem Zentralprozessor in einem VME-Überrahmen angesteuert werden. Sie dient dem Setzen der Hochspannungen und der Diskriminatorschwellen aller Szintillations- und Cherenkovdetektoren. Über zusätzliche Steuermodule ermöglicht sie außerdem das Verfahren der Targethalterung, die Einstellung des Stroms für das Magnetsystem sowie die Auswahl und Einstellung der Triggerbedingungen über Multiplexer und verstellbare Vezögerungen.

Die Datenaufnahme basiert auf dem bei der GSI entwickelten Datenaufnahmesystem MBS ("Multi-Branch System", [Bar00]) und verwendet ebenfalls ein VME-System. Es ist in mehrere Datenzweige für die einzelnen Detektorgruppen unterteilt. Die Photovervielfachersignale aller Szintillationsdetektoren werden in ein Energie- und ein Zeitsignal aufgespalten und diese durch ladungsempfindliche Analog-zu-Digital-Konverter (QDC) beziehungsweise zeitdifferentielle Analog-zu-Digital-Konverter (TDC) in zwei FASTBUS-Überrahmen digita-

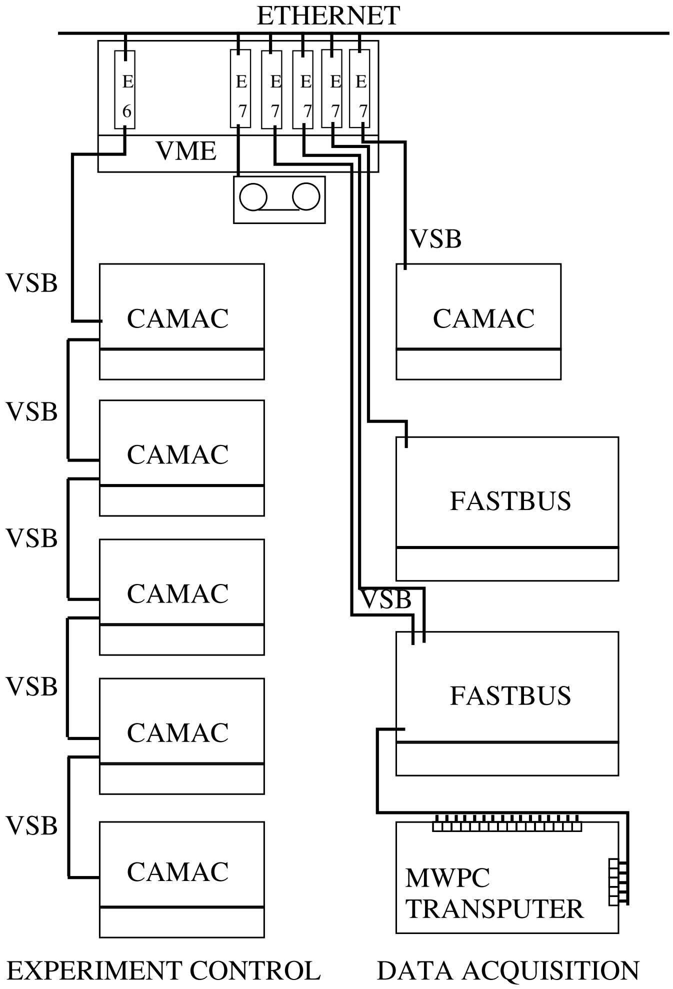


Abbildung 2.5: *Schematische Skizze des Aufbaus von Experimentsteuerung und Datenaufnahme am Kaonenspektrometer [Koc02].*

lisiert. Diese werden durch ein Prozessor-Interface ausgelesen, das eine Nulldatenkorrektur der TDC- und eine Schwellenunterdrückung der QDC-Werte durchführt, und über eine VSB-Verbindung an einen E7-VME-Prozessor weitergeleitet. Die Signale der drei Vieldrahtproportionalkammern werden durch 8-Bit-Flash-ADCs (Analog-zu-Digital-Konverter) digitalisiert und in Gruppen von je 16 Kanälen von einem Transputer (T225, 16 Bit) ausgelesen, über einen Transputer vom Typ T801 synchronisiert und über ein sogenanntes "Event-Builder-Interface" (EBI) im FASTBUS-Überrahmen des Spektrometers an das übergeordnete VME-System weitergeleitet [Bal93]. Als vierter Zweig werden in einem CAMAC-Überrahmen sowohl Statusinformationen wie zum Beispiel die gewählte Triggereinstellung, als auch spektrometerunabhängige Zählraten wie zum Beispiel die der Strahlintensitätsmonitore aufgezeichnet. Alle vier Unterereignisse werden in einem VME-Überrahmen von E7-VME-Prozessoren ausgelesen, von einem weiteren E7-VME-Prozessor zu einem Gesamtereignis zusammengefasst und auf DLT-Bändern ("Digital Linear Tape") gespeichert. Die damit erreichbare Datentransferrate liegt bei 1.5 MByte pro Sekunde.

Kapitel 3

Das Experiment und die Datenanalyse

3.1 Das untersuchte Reaktionssystem

Das hier beschriebene Experiment zur Kaonenproduktion fand im Juli 1998 am Kaonenspektrometer mit einem Strahl aus vollständig ionisiertem $^{197}Au^{79+}$ bei einer kinetischen Strahlenergie von 295.5 GeV (1.5 AGeV) statt. Da die erreichbare Strahlenergie nach der ersten Beschleunigungsstufe, dem Linearbeschleunigersystem UNILAC, für eine vollständige Ionisation nicht ausreicht, wurden zunächst Goldionen mit dem Ladungszustand $^{197}Au^{63+}$ im Schwerionensynchrotron SIS auf eine kinetische Energie von 0.3 AGeV beschleunigt, anschließend extrahiert, vollständig ionisiert und in den Speicherring ESR injiziert, um die durch das Ionisieren entstandenen Transversalimpulskomponenten mit Hilfe des dort installierten Elektronenkühlers zu minimieren. Anschließend wurde der Strahl ein zweites mal in das SIS injiziert und auf die erreichbare Maximalenergie von 1.5 AGeV beschleunigt. Die Intensität des gepulsten Strahls lag bei etwa $6 \cdot 10^7$ Teilchen pro Puls bei einer Pulslänge von etwa 8 s. Die gesamte Zykluslänge lag bei etwa 25 s.

Das aus natürlichem ^{197}Au bestehende Target hatte eine Dicke von 0.5 mm (entsprechend einer Massenbelegung von 0.96 g cm^{-2}). Dies entspricht einer nuklearen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 1.8%. Zu Beginn der Strahlzeit wurden bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.03AGeV auch Daten mit einem 5 mm dicken Kohlenstofftarget aufgezeichnet, deren Auswertung im Rahmen einer Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt durchgeführt wurde [Lan03].

Das Spektrometer wurde auf fünf verschiedene Polarwinkel im Labor gefahren: $\theta_{lab} = 32°, 40°, 48°$ und $60°$, sowie für K^+ zusätzlich auf 72°. Um spektrale Verteilungen über einen großen Impulsbereich zu erhalten, wurde jede Einstellung mit verschiedenen magnetischen Flußdichten gemessen (siehe Tabelle 3.1), Kaonen normalerweise mit 3 Einstellungen von 0.6 T bis 1.4 T, Pionen zusätzlich mit 0.35 T, negativ geladene Teilchen mit umgekehrter Polarität wie positiv geladene. Die resultierende große Abdeckung des Phasenraums ist in Abbildung 3.1 für K^+ und K^- Mesonen als Funktion des Transversalimpulses $p_\perp$ und der auf die Strahlrapidität normierten Rapidität y/y_{beam} gezeigt. Dabei ist der Transversalimpuls

$\lvert B_D \rvert$ [T]	Δp_{lab} [GeV]
0.35	0.156 - 0.296
0.6	0.267 - 0.507
0.9	0.400 - 0.760
1.4	0.622 - 1.182

Tabelle 3.1: *Laborimpulsbereiche für die jeweiligen Magnetfeldeinstellungen.*

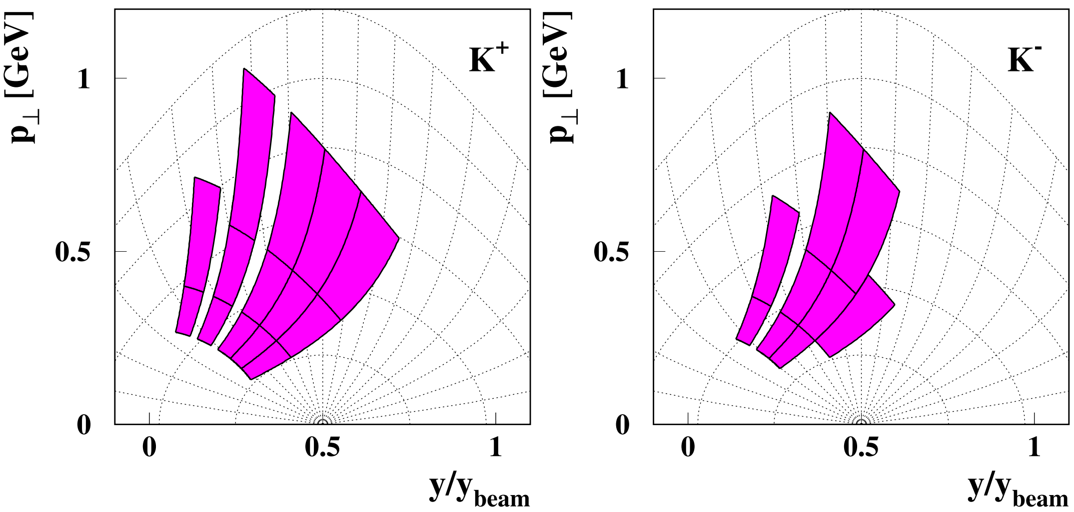


Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung der Phasenraumabdeckung als Funktion des Transversalimpulses $p_\perp$ und der auf Strahlrapidität normierten Rapidität y/y_{beam}. Links für die 5 Laborwinkel θ_{lab} der K^+-Messungen, rechts für die 4 der K^--Messungen. Die vertikalen Linien des unterlegten Gitters stellen Linien konstanten Winkels im CM-System im Abstand von jeweils $10°$, die horizontalen Linien konstanter Energie im CM-System dar.*

der emittierten Teilchen

$$p_\perp = p \cdot \sin\theta \tag{3.1}$$

als Impulskomponente senkrecht zur Strahlachse eine Invariante bezüglich Lorentztransformationen zwischen sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten in Strahlrichtung bewegenden Bezugssystemen, somit auch zwischen dem Labor- und dem durch $\sum_i p_i^{cm} = 0$ definierten Schwerpunktssystem (cm = *center of momentum*) des Schwerionenstoßes. Die Rapidität als dimensionsloses Geschwindigkeitsmaß in Strahlrichtung, definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_\parallel}{E - p_\parallel} \tag{3.2}$$

mit der Gesamtenergie des Teilchens E und der Projektion des Impulses

$$p_\parallel = p \cdot \cos\theta \tag{3.3}$$

in Strahlrichtung, ist zwar keine Lorentzinvariante, jedoch eine bezüglich der Transformation in ein gleichförmig mit der Geschwindigkeit β bewegtes Bezugssystem additive Größe

$$y_2 = y_1 + \mathrm{artanh}\beta \qquad . \tag{3.4}$$

Die Rapidität des Strahls im Laborsystem liegt für eine kinetische Strahlenergie von 1.5 AGeV bei $y_{beam} = 1.609$, die des Schwerpunktsystems bei $y_{cm} = 0.805$.

Zur Datenaufnahme wurden verschiedene Trigger eingesetzt:
Ein Spektrometertrigger verlangt lediglich eine Koinzidenz zwischen dem Flugzeitstart- und dem Flugzeitstoppdetektor, löst also die Datenaufnahme aus, sobald ein Teilchen durch das Spektrometer geflogen ist, ohne dabei sensitiv auf die Teilchenart zu sein.

Zur Messung von Pionen und vor allem der seltenen Kaonen wurde ein auf dem Spektrometertrigger aufbauender Flugzeittrigger verwandt. Dieser verlangt zusätzlich, daß die Flugzeit durch das Spektrometer in einem dem jeweiligen Magnetfeld angepaßten Zeitfenster liegt, da Teilchen verschiedener Masse bei gleichen Impulsen unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. So kann bei der Messung von Kaonen ein Großteil der Ereignisse, bei denen lediglich ein Pion, ein Proton oder ein schwereres Fragment das Spektrometer durchqueren, verworfen werden. Bei Pionenmessungen wird das Flugzeitfenster so geöffnet, daß diese auch aufgezeichnet werden.

Für hohe Teilchenimpulse, das heißt bei den Messungen mit einer magnetischen Flußdichte von 1.4 T, haben Kaonen und Protonen nahezu gleiche Flugzeiten und lassen sich mit dem beschriebenen Flugzeittrigger allein nicht mehr effizient trennen. Deshalb wird hier zusätzlich der Cherenkovdetektor zur Triggerentscheidung genutzt, dessen Schwellen so gewählt sind, daß er ebenfalls Kaonen von Protonen separiert.

Zusätzlich gibt es einen Ereignistrigger (Minimum Bias Trigger), der auf jede Kollision im Target triggert und durch das Ansprechen von mehr als zwei Modulen im Großwinkelhodoskop ausgelöst wird.

3.2 Die Detektorkalibration

3.2.1 Die Flugzeitdetektoren

Die Flugzeit- und die Energieverlusteichung der Flugzeitdetektoren wurden mit negativ geladenen Pionen durchgeführt, gemessen bei einer magnetischen Flußdichte des Dipolmagneten von -0.6 T. Bei dieser Einstellung erreichen nur sehr wenige gestreute Protonen die Fokalebene. Damit wurde sichergestellt, daß fast alle Teilchen im Spektrometer Pionen waren. Desweiteren wurden die Eichmessungen bei deutlich reduzierter Strahlintensität durchgeführt, um den Anteil zufälliger Koinzidenzen zwischen Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektor zu minimieren. Es wurden lediglich Ereignisse verwandt, für die sowohl Flugzeitstart- als auch Flugzeitstoppdetektor jeweils eine Treffermultiplizität von exakt eins aufwiesen, um sicherzustellen, daß jeweils nur ein Teilchen im Spektrometer war.

Die Energieverlusteichung

Die verwandte Magnetfeldeinstellung entspricht einem Impulsbereich von $\Delta p_{lab} = 0.267 - 0.507$ GeV. Pionen mit diesen Impulsen sind minimal ionisierend. Das Energieverlustsignal eines Szintillatorstreifens wurde aus der Summe der zu den jeweils zwei Photovervielfachern gehörenden Kanälen gebildet. Dieses Signal wurde auf einen willkürlichen, aber für alle Streifen eines Detektors gleichen Wert geschoben, so daß eine relative Eichung in Bezug auf den Energieverlust für minimale Ionisation gegeben ist.

Die Flugzeiteichung

Mit Hilfe des Programmpakets GEANT [CNA93a] wurde unter Berücksichtigung der Geometrie des Experiments und einer dreidimensionalen Magnetfeldkarte [Uhl03] eine Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Spurlänge und der Sollflugzeit für jede einzelne der insgesamt $16 \cdot 30 = 480$ Kombinationen aus Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektorstreifen für Pionen des in den Eichmessungen verwandten Impulsbereichs durchgeführt. Durch Vergleich der gemessenen Zeiten, bestimmt durch Mittelung der Kanäle der jeweils zwei Photovervielfacher eines Streifens, mit diesen Sollwerten wurden additive Korrekturparameter für alle Kombinationen aus Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektormodulen bestimmt.

Im Großwinkelhodoskop werden hauptsächlich Protonen nachgewiesen, die an der Reaktion teilgenommen haben und somit auf Grund der räumlichen Nähe des Detektors zum Target den Reaktionszeitpunkt definieren. Daher wurden zunächst alle Module des Detektors aufeinander abgeglichen. Für die zusätzliche Flugzeitmessung zwischen Großwinkelhodoskop und den anderen Flugzeitdetektoren wurde ebenfalls durch Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation ein additiver Korrekturparameter bestimmt.

3.2.2 Die Vieldrahtproportionalkammern

Die Bestimmung der Durchstoßpunkte der Teilchenspuren wurde getrennt für die x- und die y-Kathode der Vieldrahtproportionalkammern durchgeführt. Sie ergeben sich aus den Schwerpunkten der Ladungsverteilungen. Die Routinen sind in [Sar91] näher beschrieben, die intrinsische Ortsauflösung wurde zu 500 μm (FWHM) bestimmt. Die Kombination von x- und y-Koordinaten je Durchstoßpunkt fand erst im Rahmen der Spurrekonstruktion statt (siehe Abschnitt 3.4).

3.2.3 Das Kleinwinkelhodoskop

Die Flugzeiteichung

Zunächst wurden alle Elemente des Kleinwinkelhodoskops auf einen gemeinsamen Zeitnullpunkt abgeglichen. Hierzu wurden aus Experimentdaten nur diejenigen Treffer verwandt, die ein hohes Energieverlustsignal aufweisen. Solche Signale stammen von schweren Projektilfragmenten, die mit nahezu Strahlgeschwindigkeit die Strecke vom Target zum Detektor zurückgelegt haben und somit eine einheitliche Zeitlage relativ zum Zeitnullpunkt des Gesamtexperiments haben, der durch das am Target befindliche Großwinkelhodoskop definiert wird.

Daraufhin wurde der sogenannte "Timewalk" der für die Flugzeitmessung verwandten Einschwellen-Diskriminatoren ("Leading Edge Discriminator") korrigiert. Diese zeichnen sich durch eine gute Zeitauflösung aus, die Zeitmessung hängt jedoch von der Höhe der Signalamplitude ab [Bel66]. Die Signale der Photovervielfacher haben eine von der Amplitude unabhängige Anstiegszeit, die Steigung der Anstiegsflanken für Signale kleiner Amplitude ist also wesentlich flacher als für solche mit großer Amplitude. Zwei koinzidente Signale unterschiedlicher Amplitude überschreiten die Diskriminatorschwelle zu unterschiedlichen Zeiten. Dieser Zeitunterschied Δt wird "Timewalk" genannt. Seine Größe nimmt mit zunehmender Signalamplitude ab, zudem hängt er zusätzlich von der Form des Signals ab. Die Ausgangssignale der Photovervielfacher werden über 95 m lange BNC-Kabel geführt, um sie so lange zu verzögern bis die Datenaufnahme nach einer Triggerentscheidung aktiviert ist. Hierdurch wird die Anstiegszeit vergrößert und außerdem das Signal verbreitert, was ebenfalls zu einer Vergrößerung des Timewalk führt. Zu seiner Bestimmung für jedes einzelne Element wurde zweidimensional die Zeit in Kanälen des zeitdifferentiellen Analog-zu-Digital Konverters (TDC) als Funktion der gemessenen Ladung Q in Kanälen des ladungsempfindlichen Analog-zu-Digital Konverters (QDC) aufgetragen. Die Abhängigkeit voneinander wurde mit einer Funktion der Form

$$\Delta t = C_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{Q}} + C_2 \cdot \sqrt{Q} + C_3 \cdot \frac{1}{Q} + C_4 \cdot Q + C_5 \tag{3.5}$$

angepaßt, so daß für jede gemessene Flugzeit eine subtraktive Korrektur des Timewalks in Abhängigkeit von der gemessenen Ladung durchgeführt werden konnte. Die hier verwandte Funktion mit fünf Parametern ermöglicht eine bessere Anpassung als die in früheren Arbeiten [Bri93, Shi92, Shi98a] verwandte Funktion der Form

$$\Delta t = C_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{Q}} + C_2 \cdot Q + C_3 \quad . \tag{3.6}$$

Die erzielte Zeitauflösung pro Detektor verbessert sich dadurch im Mittel um etwa 10%. In Tabelle 3.2 sind die jeweils für die drei verschiedenen Detektortypen gemittelten Zeitaufösungen (FWHM) aufgelistet. Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung für die Streuung der Werte der einzelnen Elemente um diesen Mittelwert.

Szintillatorgröße [cm^2]	Zeitauflösung (FWHM) [ps]
4 × 4	238 ± 63
8 × 8	267 ± 76
16 × 16	360 ± 87

Tabelle 3.2: *Mittlere Zeitauflösung (FWHM) für die drei verschiedenen Detektortypen des Kleinwinkelhodoskops. Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung für die Streuung der Werte der einzelnen Detektorelemente*

Nach Korrektur des Timewalks wurde für die endgültige Zeiteichung ausgenutzt, daß die Projektilrestkerne im wesentlichen mit Strahlgeschwindigkeit weiterfliegen. Dies definiert ihre Zeitlage beim Auftreffen auf das Kleinwinkelhodoskop relativ zum durch das Großwinkelhodoskop bestimmten Reaktionszeitpunkt. Bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV ergibt sich eine Geschwindigkeit von $\beta = 0.923$ und somit unter Berücksichtigung der Flugstrecke von 6.84 m eine Flugzeit von 24.7 ns.

Die Energieverlusteichung

Die Ladungsbestimmung für die detektierten Teilchen mit den Elementen des Kleinwinkelhodoskops erfolgte mit Hilfe des Energieverlusts dE/dx im Szintillatormaterial. Nach der Näherungsformel von Bethe und Bloch [Par02] gilt für den Energieverlust beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e \, \rho \, \frac{Z_t}{A_t} \frac{Z_p^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \quad . \tag{3.7}$$

N_A	Avogadrokonstante	A_t	Massenzahl des Targetmaterials
r_e	klassischer Elektronenradius	Z_p	Ladungszahl des Teilchens
m_e	Elektronenmasse	β	Geschwindigkeit des Teilchens
ρ	Dichte des Targetmaterials	T_{max}	maximaler Energieübertrag
Z_t	Ladungszahl des Targetmaterials	I	mittlere Ionisationsenergie

Danach ist der Energieverlust hauptsächlich durch die Ladungszahl Z_p des nachgewiesenen Teilchens bestimmt, da die Projektilrestkerne alle im wesentlichen die gleiche Geschwindigkeit β haben. Trägt man die Zählrate für jeden Detektor als Funktion des Energieverlusts auf, sind Maxima zu sehen, die verschiedenen Ladungszahlen Z_p zugeordnet werden können. Allerdings ist ihre Lage wegen nichtlinearer Kennlinien der einzelnen Photovervielfacher nicht für alle Detektoren einheitlich. Außerdem sind die Abstände der Maxima zueinander wegen Sättigungseffekten nicht wirklich proportional zu Z_p^2. Zur Korrektur dieser Effekte wurde die Lage der ersten 10 Maxima für jedes Detektormodul ermittelt. Für höhere Ladungen wurden äquidistante Abstände angenommen. Die Kennlinie aller einzelnen Elemente wurde dann mit einer Funktion der Form

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{a_1}{Z_p} + a_2 \cdot Z_p + a_3 \tag{3.8}$$

angepaßt und parametrisiert.

Abbildung 3.2 zeigt die Energieverluste als Funktion der Geschwindigkeit β, aufsummiert für alle Module, wobei die Energie- und Zeitsignale vollständig korrigiert und geeicht sind. Die Projektion auf die kalibrierte Energieachse ist in Abbildung 3.3 beispielhaft für eines der kleinen Elemente (4×4 cm^2) gezeigt.

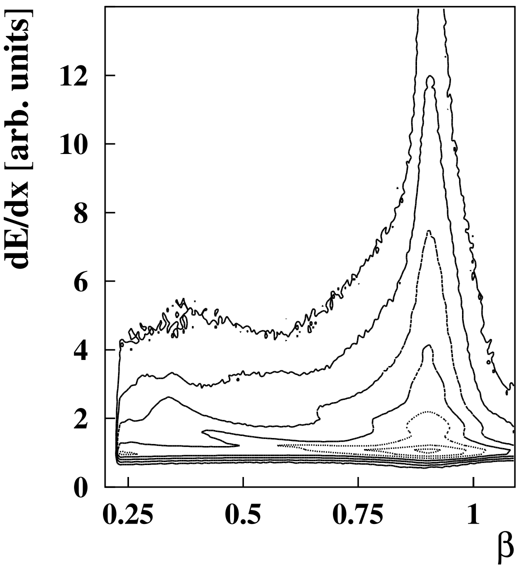


Abbildung 3.2: *Aufsummierte Teilchenzählrate für alle Elemente des Kleinwinkelhodoskops als Funktion ihres geeichten Energievelustes dE/dx und der relativ zum Großwinkelhodoskop bestimmten Geschindigkeit β.*

3.3 Die Bestimmung des Reaktionszeitpunkts

Der Reaktionszeitpunkt wurde wie bereits erwähnt mit Hilfe des Großwinkelhodoskops bestimmt. Dieses hat in der Datenaufnahme ein aktives Zeitfenster von 200 ns. Wenn nun innerhalb dieses Zeitraums nur eine Kernreaktion stattfindet und auch alle im Detektor nachgewiesenen Teilchen aus dieser Reaktion stammen, läßt sich der Reaktionszeitpunkt durch Mittelung der geeichten Einzelzeiten aller getroffenen Module bestimmen. Diese Methode wurde in den ersten Experimenten am Kaonenspektrometer, die bei niedrigen Strahlintensitäten stattfanden, angewandt. Mit steigender Strahlintensität steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb des Zeitfensters von 200 ns mehr als eine Kernreaktion stattfindet. Einfache Mittelung verschlechtert hier die Zeitauflösung. Desweiteren dient die Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop als Maß für die Stoßzentralität. Werden nun einfach die durch verschiedene Kernreaktionen bedingten Einzeltreffer aufsummiert, werden Ereignisse wegen scheinbar größerer Multiplizität als zentraler eingestuft, als sie tatsächlich waren.

Um für diese Fälle die Auflösung sowohl der Reaktionszeit als auch der Zentralität zu verbessern, wurde im Rahmen einer Dissertation an der TU Darmstadt [Stu01b] ein im

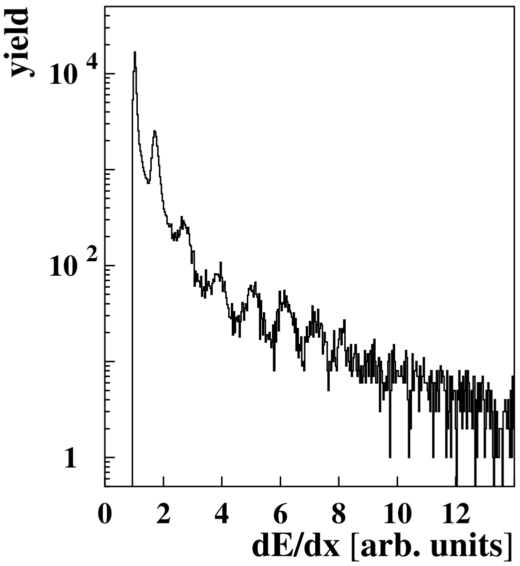


Abbildung 3.3: *Teilchenzählrate für ein Element der Größe* 4×4 cm^2 *des Kleinwinkelhodoskops als Funktion des geeichten Energievelustes* dE/dx. *Die Maxima entsprechen dem Energieverlust von Projektilfragmenten mit verschiedener Ladung* Z_p.

folgenden als "Cluster-Methode" bezeichnetes Verfahren zur Separation verschiedener Kernreaktionen entwickelt. Es basiert auf der Beobachtung, daß sich die Zeiten der Einzeltreffer im Großwinkelhodoskop, die von je einer Reaktion hervorgerufen werden, zu klar getrennten Anhäufungen, im folgenden "Cluster" genannt, gruppieren. Die Zeitabstände zwischen den Einzeltreffern innerhalb dieser Cluster sind klein gegenüber den Zeitabständen zwischen zwei Clustern. In [Stu01b] wurde die zeitliche Breite eines Clusters zu etwa 2 ns bestimmt. Daraufhin wurden ausgehend vom zeitlich frühesten Einzeltreffer alle weiteren innerhalb eines Intervalls von 4 ns zu einem Cluster zusammengefaßt, für welches durch Mittelung eine Zeit und durch Summation der Treffer eine Multiplizität bestimmt wurde. Das gleiche wurde mit dem nächsten Einzeltreffer nach diesem so bestimmten Cluster wiederholt, über das gesamte Zeitfenster von 200 ns also ein oder mehrere Intervalle einer festen Breite von 4 ns bestimmt.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Daten zeigte sich jedoch, daß im Zeitspektrum des Großwinkelhodoskops mitunter nicht nur Cluster, sondern auch vereinzelt zeitlich separierte Einzeleinträge auftreten, also das zeitlich zu anderen Elementen nicht korrelierte Ansprechen eines Moduls. Tritt dies nun vor einem wirklichen Cluster auf, so definiert es bei der oben beschriebenen Methode den Beginn des starrren Zeitfensters. Folgt darauf innerhalb der nächsten 4 ns das wirkliche Cluster, so kann es passieren, daß dieses durch das Ende des starren Zeitfensters zerteilt wird. Deshalb wurde in dieses Arbeit kein starres, sondern ein flexibles Zeitfenster verwandt. Wiederum beginnend beim zeitlich ersten Einzeleintrag wurden so lange alle Einzeleinträge zu einem Cluster zusammengefaßt, bis der zeitliche Abstand zum nächsten benachbarten Einzeleintrag mehr als $\Delta t_{sep} = 0.8$ ns betrug. Diese Zeitdauer ist groß gegenüber dem zeitlichen Abstand zweier Einzeleinträge innerhalb eines Clusters. Für die so bestimmten Cluster wurde wiederum durch Mittelung eine Zeit und durch Summation der Einzeleinträge eine Multiplizität bestimmt.

Die Zuordnung des zugehörigen Clusters zu einem im Spektrometer detektierten Teilchen erfolgte im Rahmen der Spurrekonstruktion (siehe Abschnitt 3.4.2). Für mit dem Ereignistrigger aufgezeichnete Daten wurde in der weiteren Analyse das zeitlich erste Cluster verwandt, da dieser Trigger durch das Großwinkelhodoskop selbst durch koinzidentes Ansprechen von mehr als zwei Modulen ausgelöst wird.

3.4 Die Spurrekonstruktion

3.4.1 Die Spurrekonstruktionsfunktionen

In einem homogenen statischen Magnetfeld der Flußdichte $\vec{B}$ ist die Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchen durch die Lorentzkraft gegeben:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\,\vec{\beta} \times \vec{B} \tag{3.9}$$

$\vec{p}$	Impuls des Teilchens	q	Ladung des Teilchens
t	Zeit	$\vec{\beta}$	Geschwindigkeit des Teilchens
		$\vec{B}$	magnetische Flußdichte

Für die vollständige Beschreibung einer Trajektorie im Raum sind sechs Parameter nötig, hier der Ort $\vec{r}_0$ und der Impuls $\vec{p}_0$ bei der Emission,

$$\vec{r}_0 = \left(r_x^0, r_y^0, r_z^0\right) \quad , \quad \vec{p}_0 = \left(p_x^0, p_y^0, p_z^0\right) \quad ,$$

wobei das Koordinatensystem am Kaonenspektrometer so gewählt wurde, daß die z-Achse in Richtung der optischen Achse des Spektrometers zeigt, x die horizontale und y die vertikale Richtung senkrecht dazu darstellen.

Die Teilchenspuren im Spektrometer werden nicht kontinuierlich verfolgt, sondern es werden die Durchstoßpunkte in den drei Vieldrahtproportionalkammern und in den Flugzeitdetektoren gemessen. Die Spurrekonstruktion basiert auf Rekonstruktionsfunktionen, die die Korrelationen zwischen den Koordinaten dieser Durchstoßpunkte beschreiben. Zu ihrer Bestimmung [Wag96, Stu01b, Uhl03] wurden mit einer Monte-Carlo-Simulation mit dem Programmpaket GEANT [CNA93a] unter Berücksichtigung der Geometrie des Experiments und einer dreidimensionalen Magnetfeldkarte [Uhl03] Teilchenspuren generiert. Da diese Magnetfeldkarte bei einer magnetischen Flußdichte von $B_D = 0.9$ T vermessen wurde, wurden Pionenspuren für den dieser Magnetfeldeinstellung entsprechenden Impulsbereich von $\Delta p_{lab} = 0.4 - 0.76$ GeV erzeugt, die weder zerfallen noch Kleinwinkelstreuung erfahren, sondern lediglich Energieverlust. Um nun Funktionen zu erhalten, die eine gemessene Koordinate in einem Detektor in Abhängigkeit von gemessenen Koordinaten in anderen Detektoren beschreiben, wurden alle diese Spuren simultan mit Polynomen bis zur vierten Ordnung aus den zugehörigen Koordinaten in den anderen Detektoren angepasst. So wurde zum Beispiel die Rekonstruktionsfunktion $\hat{x}_1$ für die x-Koordinate in der ersten Vieldrahtproportionalkammer

(MWPC 1) zwischen Quadropol und Dipol durch ein Polynom vierten Grades

$$\hat{x}_1 = \sum_{i=0}^{4} \sum_{j=0}^{4} c_{ij}\, x_2^i\, x_3^j \qquad (3.10)$$

an die x-Koordinaten der simulierten Spuren in den beiden Vieldrahtproportionalkammern nach dem Dipol (x_2, x_3) angepaßt.

Ähnliche Funktionen wurden für die y-Koordinaten in allen drei Vieldrahtproportionalkammern, die getroffenen Detektorstreifen im Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektor und zur Rekonstruktion der Koordinaten des Wechselwirkungsvertex im Target bestimmt. Sie werden im folgenden zum Auffinden von Spurkandidaten (Abschnitt 3.4.2) und als Auswahlkriterien zur Separation der wirklichen Teilchenspuren vom Untergrund genutzt (Abschnitt 3.5.1).

3.4.2 Das Auffinden von Spurkandidaten

Die Kombination der einzelnen gemessenen Koordinaten aus den verschiedenen Detektoren zu Spurkandidaten erfolgte zunächst mit den x-Koordinaten der drei Vieldrahtproportionalkammern. Die y-Koordinaten haben eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer pro Kanal, bedingt durch die vertikale Fokussierung des Quadrupolmagneten, die alle Ereignisse auf ein etwa 30 cm schmales vertikales Band abbildet. Je nach Treffermultiplizität, deren relative Häufigkeiten für die Vieldrahtproportionalkammern in Abbildung 3.4 gezeigt sind, liegen pro Ereignis für jede MWPC eine oder mehrere x-Koordinaten vor. Aus allen mögli-

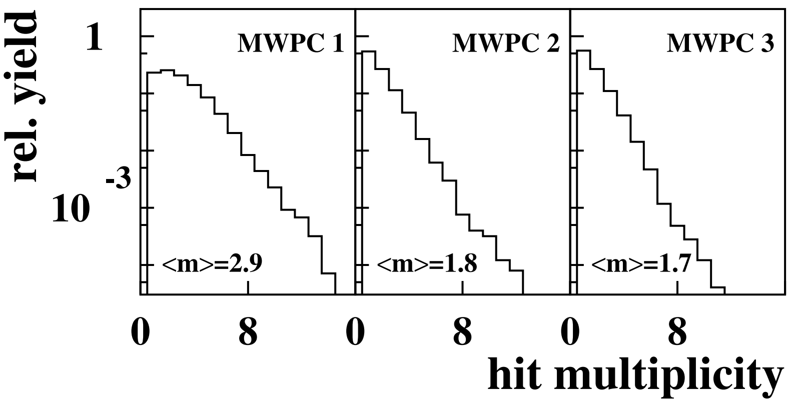


Abbildung 3.4: *Häufigkeitsverteilung der auftretenden Multiplizitäten für die x-Koordinaten der drei Vieldrahtproportionalkammern. Die angegebenen Zahlen sind Mittelwerte für die Multiplizität je Ereignis.*

chen Kombinationen von x-Koordinaten in allen drei Vieldrahtproportionalkammern wurden mit Hilfe der Spurrekonstruktionsfunktion $\hat{x}_1(x_2, x_3)$, die die x-Koordinate in der MWPC 1 aus den x-Koordinaten in den beiden anderen Vieldrahtproportionalkammern berechnet, Spurkandidaten ausgewählt. Diese Art der Zuordnung “von hinten nach vorne” wurde gewählt, da durch die Selektion von Impuls und Ladung durch den Dipolmagneten sowie durch den kleineren Raumwinkel die Teilchenmultiplizität in den beiden hinteren Vieldrahtproportionalkammern niedriger ist (siehe Abbildung 3.4), was die Anzahl möglicher Ambiguitäten bei der Zuordnung verringert. Alle auf diese Weise berechneten x-Koordinaten in der vorderen MWPC wurden mit den tatsächlich gemessenen verglichen. Als Mindestanforderung für einen Spurkandidaten wurde

$$|x_1 - \hat{x}_1| \leq b \tag{3.11}$$

verlangt, wobei b auf das 15-fache der Standardabweichung der Verteilung $(x_1 - \hat{x}_1)$ gesetzt wurde. Diejenige Kombination (x_1^i, x_2^i, x_3^i) mit der kleinsten Differenz $|x_1 - \hat{x}_1|$, die die Bedingung 3.11 erfüllt, wurde dem ersten Spurkandidaten zugeordnet und die zugehörigen x-Koordinaten aus dem Satz der zur Verfügung stehenden entfernt. Diese Prozedur wurde mit den verbliebenen x-Koordinaten wiederholt. Die resultierende Häufigkeitsverteilung für die Anzahl von Spurkandidaten pro Ereignis ist in Abbildung 3.5 gezeigt, die mittlere Multiplizität liegt bei 1.1 Spuren pro Ereignis. Zu den so bestimmten Spurkandidaten wur-

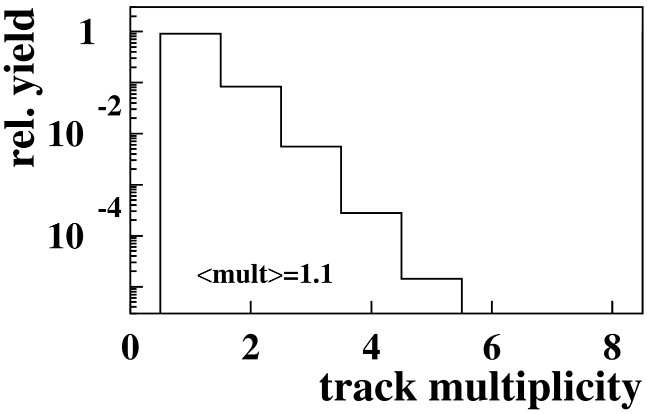


Abbildung 3.5: *Häufigkeitsverteilung der Anzahl von Spurkandidaten pro Ereignis.*

den dann aus der Menge der getroffenen Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektormodule die zugehörigen ermittelt. Dies geschah wiederum mit Hilfe zweier Rekonstruktionsfunktionen $\hat{N}_{startdet}$ und $\hat{N}_{stopdet}$ für die Nummer N des jeweilig getroffenen Detektorstreifens. Erstere ist auf Grund der räumlichen Nähe eine Funktion der x-Koordinate x_1 in der MWPC 1, die andere eine Funktion von x_2 und x_3. Die Zuordnung erfolgte über die Bedingungen

$$|N_{startdet} - \hat{N}_{startdet}| \leq b_{startdet} \tag{3.12}$$

und

$$|N_{stopdet} - \hat{N}_{stopdet}| \leq b_{stopdet} \quad . \tag{3.13}$$

Den Spurkandidaten wurden dann die Zeit- und Energieverlustinformationen des ausgewählten Moduls zugewiesen.

Die Zuordnung der y-Koordinaten in den Vieldrahtproportionalkammern erfolgte durch Vergleich der gemessenen y-Koordinate y_1 in der MWPC 1 mit der Rekonstruktionsfunktion $\hat{y}_1(x_1, x_2, x_3, y_2, y_3)$, die sowohl eine Funktion der bereits zugeordneten x-Koordinaten aller drei Vieldrahtproportionalkammern als auch der y-Koordinaten y_2 und y_3 in den MWPCs 2 und 3 ist. Wegen der erwähnten Doppeltrefferwahrscheinlichkeit konnte jede y-Koordinate auch mehreren Spurkandidaten zugeordnet werden.

Als weitere Information wurde dem Spurkandidaten die Zeitinformation des zugehörigen Clusters im Großwinkelhodoskop (siehe Abschnitt 3.3) zugeordnet. Hierzu wurde für jeden Spurkandidaten die sich aus den Zeitinformationen von Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektor ergebende Geschwindigkeit β_{DF} berechnet. Das gleiche wurde mit den Zeitinformationen aller Cluster im Großwinkelhodoskop und der des Flugzeitstartdetektors durchgeführt, was für n Cluster zu n verschiedenen Geschwindigkeiten β_{T_iD} führt. Diese wurden mit β_{DF} verglichen

$$\left| \frac{\frac{1}{\beta_{T_iD}} - \frac{1}{\beta_{DF}}}{\frac{1}{\beta_{DF}}} \right| \leq b_\beta \quad . \tag{3.14}$$

Die Zuordnungsbedingung b_β wurde auf das 12-fache der Standardabweichung dieser Verteilung eingestellt. Für die etwa 1% aller Ereignisse, für die die Zeiten von mehr als einem Cluster in dieses Fenster fallen, wurde dem Spurkandidaten keine Cluster-Zeitinformation zugeordnet.

3.4.3 Die Bestimmung der Teilchenmasse

Nach der Zuordnung der Koordinaten in den Vieldrahtproportionalkammern, der getroffenen Module im Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektor sowie des zugehörigen Clusters im Großwinkelhodoskop zu den Spurkandidaten, wurden für jeden dieser Kandidaten physikalische Größen wie Impuls oder Teilchenmasse bestimmt. Dazu wurden wiederum mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programmpaket GEANT [CNA93a] für alle möglichen Kombinationen von getroffenen Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektormodulen die zugehörige Flugstrecke Δs durch das Spektrometer und der zugehörige Teilchenimpuls pro Teilchenladung p/Z bestimmt. Diese wurden über Vergleich mit den gemessenen Modulen den Spurkandidaten zugeordnet. Der Impuls wurde auf Grund der Granularität des Flugzeitstoppdetektors jeweils über den der Breite eines Moduls entsprechenden Impulsbereich verwürfelt. Mit diesen Größen und der gemessenen Flugzeit Δt, wurde das Verhältnis aus Teilchenmasse m und Teilchenladung Z nach

$$\left(\frac{m}{Z}\right)^2 = \left(\frac{p}{Z}\right)^2 \cdot \left[\left(\frac{\Delta t}{\Delta s}\right)^2 - 1 \right] \tag{3.15}$$

bestimmt, das im weiteren der Teilchenidentifikation dient, und dem Spurkandidaten zugeordnet.

3.5 Die Teilchenidentifikation

3.5.1 Die Anwendung von Auswahlkriterien

Die zahlreich auftretenden Pionen und Protonen können leicht über die nach Gleichung 3.15 bestimmte Teilchenmasse identifiziert werden. Im Massenbereich der seltenen Kaonen ist jedoch ein impulsabhängig teilweise hoher Untergrund vorhanden, wie im oberen Teil von Abbildung 3.6 zu sehen ist. Um diesen zu reduzieren, wurden zwei verschiedene Arten von Auswahlkriterien zur Selektion tatsächlicher Teilchenspuren verwandt. Die eine basiert auf einer verschärften Anwendung der Spurrekonstruktionsfunktionen. Diese Auswahlkriterien werden im folgenden als "geometrische Schnitte" bezeichnet. Die zweite Art Auswahlkriterien nutzt die doppelte Flugzeitmessung durch Flugzeitstartdetektor und Großwinkelhodoskop relativ zum Flugzeitstoppdetektor für einen Geschwindigkeitsvergleich. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, Schnitte auf den Energieverlust der Teilchen im Flugzeitstoppdetektor zu setzen, was aber für die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten nicht nötig war, da bereits durch Anwendung der geometrischen Schnitte und des Geschwindigkeitsvergleichs ein hinreichend gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht werden konnte. Der Bereich der Pionenmasse ist nahezu untergrundfrei. Die Pionendaten wurden daher ohne Anwendung von Auswahlkriterien ausgewertet.

Die Geometrischen Schnitte

Um später den Wirkungsquerschnitt mit einem möglichst geringen systematischen Fehler bestimmen zu können, müssen die Auswahlkriterien so gewählt und eingestellt werden, daß die sichere Bestimmung der aus ihrer Anwendung resultierenden Effizienz (siehe Abschnitt 3.6.4) möglich ist. Deshalb wurden Spurrekonstruktionsfunktionen gewählt, deren Differenzen zu den gemessenen Werten möglichst gaußförmige Verteilungen aufweisen. Für die hier beschriebene Analyse wurden die Funktionen zur Berechnung der x-Koordinate in der MWPC 1 ($\hat{x}_1$) und der y-Koordinate in der MWPC 3 ($\hat{y}_3$) verwandt,

$$|x_1 - \hat{x}_1| \leq n \cdot \sigma_{x_1} \quad , \tag{3.16}$$

$$|y_3 - \hat{y}_3| \leq n \cdot \sigma_{y_3} \quad , \tag{3.17}$$

wobei die "Schnittschärfe" n in Einheiten der Standardabweichung σ der jeweiligen Verteilung parametrisiert wurde. Die Bestimmung dieser Varianz erfolgte mit Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programmpaket GEANT [CNA93a], da es für Au+Au-Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV keine untergrundfreien Kaonen gibt, mit denen die Justierung hätte vorgenommen werden können. In [Stu01b] wurde für untergrundfreie Kaonen aus dem Stoßsytem Kohlenstoff auf Kohlenstoff bei 1.8 AGeV gezeigt, daß die mit Hilfe von GEANT bestimmten Varianzen innerhalb von 7% mit den aus wirklichen Kaonen bestimmten übereinstimmen.

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten wurden für die Datensätze dieser Arbeit beide Schnitte mit einer Schärfe von jeweils 3σ für die mit magnetischen Flußdichten von $B_D = 0.9$ T und $B_D = 1.4$ T gemessenen Einstellungen verwandt. Die Wirkung ist im mittleren Teil von Abbildung 3.6 gezeigt. Für die mit $B_D = 0.6$ T gemessenen Daten wurde wegen des deutlich schlechteren Signal-zu-Untergrund Verhältnisses eine Schnittschärfe von 2σ gewählt.

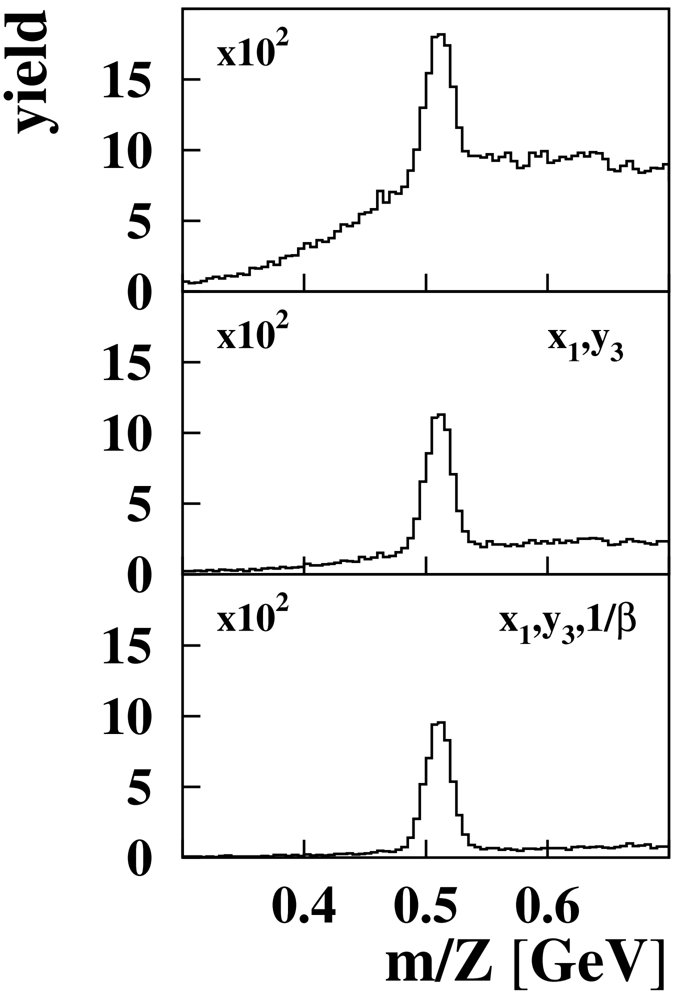


Abbildung 3.6: *Häufigkeitsverteilung als Funktion der Teilchenmasse pro Ladung m/Z für Daten, die mit dem Flugzeittrigger gemessen wurden ($B_D = 0.9$ T, $\theta_{lab} = 40°$). Im oberen Teil ohne Anwendung von Auswahlkriterien, in der Mitte nach Anwendung der geometrischen Schnitte und unten nach der zusätzlichen Anwendung des Geschwindigkeitsvergleichs.*

Der Geschwindigkeitsvergleich

Die jedem Spurkandidaten zugeordente Geschwindigkeit wurde zweifach bestimmt, einmal zwischen Flugzeitstart- und Flugzeitstoppdetektor (β_{DF}) und einmal zwischen Großwinkelhodoskop und Flugzeitstoppdetektor (β_{TF}). Somit konnte der Vergleich der inversen Geschwindigkeiten

$$\frac{\left|\frac{1}{\beta_{DF}} - \frac{1}{\beta_{TF}}\right|}{\left|\frac{1}{\beta_{DF}}\right|} \leq n \cdot \sigma_\beta \qquad , \tag{3.18}$$

als Auswahlkriterium genutzt werden. Zur Bestimmung der Standardabweichung σ_β wurden sogenannte "flugzeitsimulierte Kaonen" benutzt. Hierbei handelt es sich um Pionen oder Protonen, die mit einer nach dem Massenverhältnis m_π/m_K beziehungsweise m_p/m_K skalierten Feldstärke des Magnetsystems gemessen wurden. Ihre Flugbahnen und Geschwindigkeiten entsprechen damit denen von Kaonen bei nichtskalierter Feldstärke. Für Messungen bei magnetischen Flußdichten von $B_D = 0.6$ T und $B_D = 0.9$ T wurden Protonen bei $B_D = 1.14$ T und $B_D = 1.71$ T gemessen, für $B_D = 1.4$ T Pionen bei $B_D = 0.396$ T. In [Stu01b] konnte wiederum für das System Kohlenstoff auf Kohlenstoff bei 1.8 AGeV eine Übereinstimmung der Varianzen für den Geschwindigkeitsvergleich "flugzeitsimulierter Kaonen" mit denen echter Kaonen von besser als 3% gezeigt werden. Zur Justierung der geometrischen Schnitte können die "flugzeitsimulierten Kaonen" nicht verwandt werden, da sie andere Impulse als die wirklichen Kaonen haben und damit eine unterschiedliche Kleinwinkelstreuung erfahren.

Der Geschwindigkeitsvergleich wurde für die Teilchenidentifikation zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ebenfalls mit einer Schärfe von 3σ für $B_D = 0.9$ T und $B_D = 1.4$ T angewandt, sowie mit einer Schärfe von 2σ für $B_D = 0.6$ T. Die zusätzliche Wirkung zu den geometrischen Schnitten ist im unteren Teil von Abbildung 3.6 zu sehen.

3.5.2 Der Abzug des Restuntergrunds

Auch nach Anwendung der Auswahlkriterien verhindert der verbleibende Restuntergrund im Bereich der Kaonenmasse eine eindeutige Kaonenidentifikation pro Ereignis. Deshalb wurde der vermessene Impulsbereich zunächst in Intervalle von jeweils $\Delta p_{lab} = 50$ MeV , beziehungsweise für die zentralitätsabhängige Auswertung von $\Delta p_{lab} = 90$ MeV, unterteilt. Für jedes Intervall wurde der Untergrund unter dem Kaonenhäufungsbereich in der Massenverteilung durch Anpassung der Bereiche auf beiden Seiten des Kaonensignals mit einem Polynom vierten Grades bestimmt. Zur Stabilisierung der Prozedur wurde das Kaonensignal simultan mit einer Gaußverteilung angepaßt. Abbildung 3.7 zeigt derartige Anpassungen für die verschiedenen Impulsintervalle für die Messung von K^+-Mesonen bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$ und einer magnetischen Flußdichte von $B_D = 0.9$ T. Zur Bestimmung der Kaonenzählrate wurde ein Fenster der dreifachen Varianz der an das Kaonensignal angepaßten Gaussfunktion in beide Richtungen vom Schwerpunkt des Signals gesetzt. Die Kaonenzählrate ergibt sich dann aus der Zählrate innerhalb dieses Fensters oberhalb der Anpassungsfunktion an den Untergrund, nicht aus dem Flächeninhalt der Gaußfunktion. Die Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse liegen dabei zwischen 1.1 (K^+, $\theta_{lab} = 32°$, $B_D = 0.6$ T) und 183.6 (K^+, $\theta_{lab} = 72°$, $B_D = 0.9$ T). Abbildung 3.8 zeigt die K^+-Zählrate als Funktion des Impulses im Laborsystem für die drei gemessenen magnetischen Flußdichten $B_D = 0.6$ T,

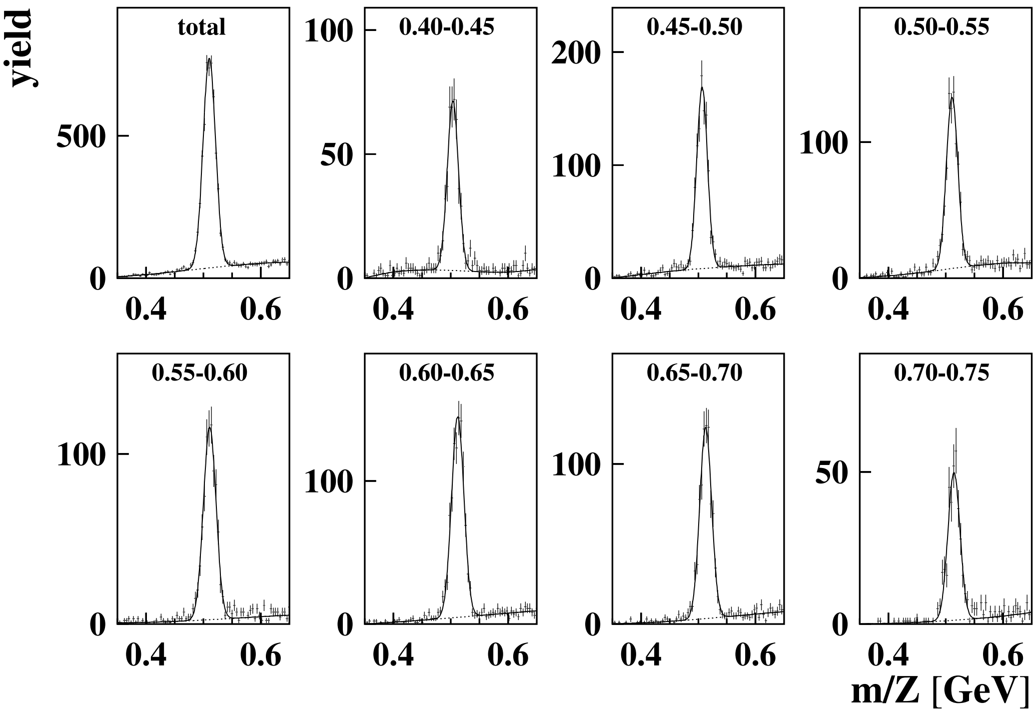


Abbildung 3.7: *Häufigkeitsverteilung als Funktion der Teilchenmasse pro Ladung m/Z für die verschiedenen Impulsintervalle, gemessen bei $\theta_{lab} = 40°$ und $B_D = 0.9$ T. Die durchgezogenen Linien geben die Anpassung des Gesamtspektrums mit der Summe aus einem Polynom vierten Grades und einer Gaußverteilung wieder, die gestrichelten Linien stellen die Untergrundfunktion separat dar.*

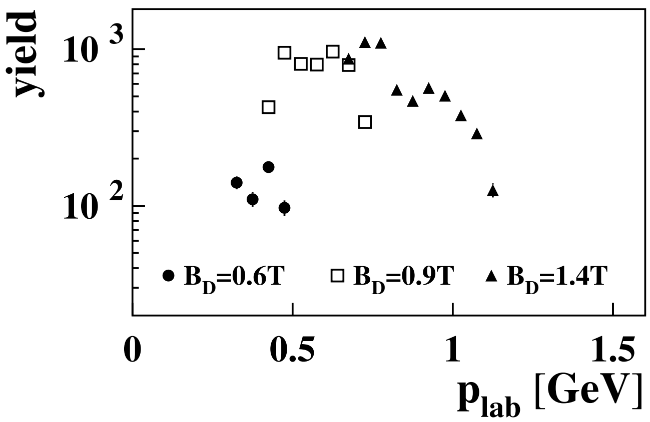


Abbildung 3.8: *Zählraten positiv geladener Kaonen als Funktion des Laborimpulses für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen bei einem Laborwinkel von $\theta_{lab} = 40°$.*

θ_{lab}	N_{K^+}(0.6T)	N_{K^+}(0.9T)	N_{K^+}(1.4T)	N_{K^-}(0.6T)	N_{K^-}(0.9T)	N_{K^-}(1.4T)
32°	380 ± 22	1501 ± 43	2109 ± 50	-	302 ± 20	-
40°	525 ± 26	5017 ± 76	5874 ± 81	125 ± 13	801 ± 31	797 ± 30
48°	645 ± 28	2748 ± 55	2459 ± 52	65 ± 9	322 ± 19	209 ± 17
60°	765 ± 29	2693 ± 54	2094 ± 47	48 ± 8	215 ± 16	-
72°	855 ± 30	2222 ± 48	-	-	-	-

Tabelle 3.3: *Zählraten für K^+ und K^- für alle gemessenen Laborwinkel und Magnetfeldeinstellungen. Die Fehler enthalten den statistischen Fehler der Kaonenzählrate und den Fehler, der durch den Abzug des Restuntergunds entsteht.*

$B_D = 0.9$ T und $B_D = 1.4$ T bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$. Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über die gesamte Statistik der in dieser Arbeit analysierten Kaonendaten.

3.6 Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

3.6.1 Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt

Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborimpuls und im abgedeckten Raumwinkel ergibt aus der Anzahl der identifizierten Teilchen zu

$$\frac{d\sigma}{dp_{lab}\, d\Omega_{lab}} = \frac{M_t}{d_t\, \rho_t\, N_A} \cdot \frac{1}{N_{beam}} \cdot \frac{1}{f_{acc}(p_{lab}, \Omega_{lab})} \cdot \frac{1}{\epsilon(p_{lab})} \cdot N(p_{lab}, \Omega_{lab}) \tag{3.19}$$

M_t	Molmasse des Targetmaterials	N_{beam}	Anzahl der Strahlteilchen
d_t	Dicke des Targets	f_{acc}	Akzeptanzkorrektur
ρ_t	Dichte des Targetmaterials	$\epsilon(p_{lab})$	Gesamteffizienz
N_A	Avogadrokonstante	$N(p_{lab}, \Omega_{lab})$	Anzahl identifizierter Teilchen

Die Akzeptanzkorrektur f_{acc} enthält dabei zusätzlich die Korrektur für den Teilchenzerfall (Abschnitt 3.6.3), die Gesamteffizienz $\epsilon(p_{lab})$ verschiedene, teilweise impulsabhängige Einzeleffizienzen (Abschnitt 3.6.4). Die Bestimmung wurde für jede gemessene Magnetfeldeinstellung separat durchgeführt. Die gesamte Impulsverteilung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für eine Polarwinkelstellung des Spektrometers im Labor entstand durch anschließende fehlergewichtete Addition der zu den einzelnen Magnetfeldeinstellungen gehörenden Impulsbereiche.

3.6.2 Die Strahlnormierung

Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 erwähnt, konnte der Strahlstrom wegen der hohen Strahlintensitäten nicht mit einem in den Strahlengang gefahrenen Detektor direkt gemessen werden, sondern wurde mit Hilfe der zwei beidseitig unter 110° relativ zur Strahlrichtung angebrachten Teleskope des Intensitätsmonitors bestimmt. Zur Unterdrückung von unkorreliertem Untergrund wurde eine dreifache Koinzidenz aller drei Szintillatoren je Monitorteleskop verlangt. Diese Koinzidenzzählraten wurden mit Hilfe von nicht-totzeitbehafteten Scalern aufgezeichnet. Zur Bestimmung des Strahlstroms aus diesen Werten wurde bei geringer Strahlintensität ein Plastikszintillator vor dem Target in den Strahlengang gefahren und der Proportionalitätsfaktor

$$F_{beam} = \frac{N_{B1}}{0.5 \cdot (N_{Moni\,1} + N_{Moni\,2}) - N_{bgr}} \tag{3.20}$$

F_{beam}	Eichfaktor	$N_{Moni\,1,2}$	Zählrate in Monitorteleskop 1, 2
N_{B1}	Zählrate im direkten Strahlzähler	N_{bgr}	Anzahl korrelierter Untergrundereignisse

bestimmt.

Da der Strahlzähler in der Strahlführung selbst als zweites Target wirken und damit zu korrelierten Untergrundereignissen führen kann, wurden die Eichmessungen mit und ohne Target durchgeführt, um die auf den Untergrund zurückzuführende Zählrate N_{bgr} in den beiden Teleskopen des Intensitätsmonitors zu bestimmen:

$$N_{bgr} = 0.5 \cdot \left(N^{OT}_{Moni\,1} + N^{OT}_{Moni\,2}\right) \cdot \frac{N^{T}_{B1}}{N^{OT}_{B1}} \tag{3.21}$$

N_{bgr}	Anzahl korrelierter Untergrundereignisse	N^{T}_{B1}	Zählrate mit Target im direkten Strahlzähler
$N^{OT}_{Moni\,1,2}$	Zählrate ohne Target in Monitorteleskop 1, 2	N^{OT}_{B1}	Zählrate ohne Target im direkten Strahlzähler

Der Eichfaktor ergibt sich für Au+Au-Kollisionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV zu $F_{beam} = 3550$. Für jedes gemessene Datenfile wurde damit aus den Zählraten des Intensitätsmonitors die Anzahl der Strahlteilchen N_{beam} nach

$$N_{beam} = F_{beam} \cdot 0.5 \cdot (N_{Moni\,1} + N_{Moni\,2}) \tag{3.22}$$

bestimmt.

3.6.3 Die Akzeptanzkorrektur

Die Akzeptanz des Experimentaufbaus im Impuls p_{lab} und im Raumwinkel Ω_{lab} wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation mit dem Programmpaket GEANT [CNA93a] bestimmt. Hierzu wurden jeweils getrennt für alle Teilchensorten und alle Magnetfeldeinstellungen Teilchen gleichverteilt in Impuls und Raumwinkel generiert und deren Bahn durch das Spektrometer berechnet. Dabei wurden alle Wechselwirkungen mit der Luft und den Detektormaterialien berücksichtigt. Gleiches gilt für den Zerfall der Teilchen, so daß gleichzeitig mit der Akzeptanzkorrektur der Anteil zerfallener Teilchen impulsabhängig korrigiert wird. Dieser liegt für Kaonen ($c\tau = 3.71$ m) bei Trajektorienlängen zwischen 5.5 und 7.5 m für die unterschiedlichen Impulsbereiche zwischen 50% und 90%. Die so generierten Simulationsdaten wurden mit der gleichen Datenanalyse wie die Experimentdaten ausgewertet. Das Verhältnis der nach dieser Auswertung gefundenen Teilchen relativ zu den ursprünglich generierten ergibt eine impulsabhängige Korrektur, die für Kaonen für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen in Abbildung 3.9 gezeigt ist.

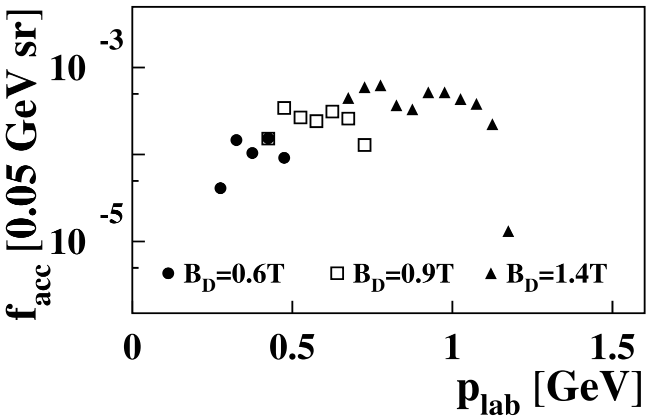


Abbildung 3.9: *Akzeptanz- und Zerfallskorrektur für Kaonen als Funktion des Laborimpulses für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen.*

3.6.4 Die Effizienzkorrekturen

Verschiedene Teile des Experimentaufbaus wie auch der Datenanalyse haben Effizienzen, die kleiner als eins sind und damit der Korrektur bedürfen. Im einzelnen sind dies die Effizienzen der Detektoren ϵ_{det}, der Datenaufnahme (Totzeit) ϵ_{dead}, der Triggerentscheidung ϵ_{trig}, der Spurrekonstruktion ϵ_{track} und der verwandten Auswahlkriterien zur Untergrundunterdrückung ϵ_{cut}. Die Gesamteffizienz setzt sich aus diesen teilweise impulsabhängigen Einzeleffizienzen zu

$$\epsilon(p_{lab}) = \epsilon_{det} \cdot \epsilon_{dead} \cdot \epsilon_{trig}(p_{lab}) \cdot \epsilon_{track} \cdot \epsilon_{cut}(p_{lab}) \tag{3.23}$$

zusammen.

Die Detektoreffizienzen ϵ_{det}

Für die Flugzeitdetektoren wurden die Hochspannungen an den Photovervielfachern und die Schwellen der Ausleseelektronik so optimiert, daß die Effizienz zum Nachweis minimal ionisierender Teilchen nahezu eins war [Koh03].

Zur Bestimmung der Effizienz der Vieldrahtproportionalkammern wurden Ereignisse verwandt, für die die Treffermultiplizität in jedem Detektor maximal eins betrug. Die Teilchenidentifikation für Pionen und Protonen, für die eine Effizienzbestimmung direkt durchgeführt werden kann, erfolgte über die Flugzeit. Die Bestimmung der Effizienz für Kaonen, für die eine eindeutige Identifikation für einzelne Teilchen wegen des Untergrunds nicht möglich ist, erfolgte über Interpolation zwischen den Effizienzen für Pionen und Protonen.

Für die MWPC 1 erfolgte ein Vergleich der Treffer einer Teilchensorte in einem Szintillatorstreifen des direkt benachbarten Flugzeitstartdetektors mit den Treffern im zugehörigen Bereich der MWPC,

$$\epsilon^{\pi,p}_{MWPC\,1} = \frac{N^{\pi,p}_{MWPC\,1}}{N^{\pi,p}_{startdet}} \quad .$$

Die Effizienzen der beiden anderen Vieldrahtproportionalkammern wurden auf analoge Weise durch Vergleich untereinander bestimmt, da beide direkt hintereinander positioniert sind,

$$\epsilon^{\pi,p}_{MWPC\,2,3} = \frac{N^{\pi,p}_{MWPC\,2,3}}{N^{\pi,p}_{MWPC\,3,2}} \quad .$$

Über die in dieser Arbeit ausgewerteten Messungen gemittelt, ergeben sich die Effizienzen zu

$$\begin{aligned}
\langle\epsilon^{\pi}_{MWPC\,1}\rangle &= 95.7\% \pm 2.3\% \quad , \quad \langle\epsilon^{K}_{MWPC\,1}\rangle = 97.8\% \pm 3.3\% \quad ,\\
\langle\epsilon^{\pi}_{MWPC\,2}\rangle &= 99.3\% \pm 0.7\% \quad , \quad \langle\epsilon^{K}_{MWPC\,2}\rangle = 99.6\% \pm 1.0\% \quad ,\\
\langle\epsilon^{\pi}_{MWPC\,3}\rangle &= 97.3\% \pm 1.7\% \quad , \quad \langle\epsilon^{K}_{MWPC\,3}\rangle = 98.6\% \pm 2.4\% \quad .
\end{aligned}$$

Die angegebenen Unsicherheiten entsprechen einer Standardabweichung der Streuung der für jedes Datenfile einzeln bestimmten Effizienzen über alle Datenfiles dieses Experiments.

Die Effizienz der Datenaufnahme ϵ_{dead}

Die relative Totzeit der Datenaufnahme τ_{dead} wurde über das Verhältnis der aus der Zahl der von dieser akzeptierten Trigger relativ zur Gesamtzahl aller von der Triggerlogik angebotenen Trigger bestimmt. Letztere wurde während des Experiments mit nicht-totzeitbehafteten Scalern bestimmt. Die daraus resultierende Effizienz $\epsilon_{dead} = (1 - \tau_{dead})$ wurde für jedes Datenfile einzeln bestimmt und korrigiert. Sie beträgt gemittelt über alle in dieser Arbeit analysierten Daten $\langle\epsilon_{dead}\rangle = 58.6\%$.

Die Triggereffizienz ϵ_{trig}

Da eine Teilchenidentifikation für einzelne Kaonen nicht möglich war, wurde die Effizienz sowohl des Flugzeittriggers wie auch des zusätzlichen geschwindigkeitsselektiven Cherenkovtriggers mit den in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen “flugzeitsimulierten Kaonen” durchgeführt, die die gleichen Geschwindigkeiten und damit Flugzeiten wie echte Kaonen aufweisen. Die Messungen zur Effizienzbestimmung wurden mit dem Spektrometertrigger durchgeführt, der lediglich mindestens je einen Treffer im Flugzeitstart- und im Flugzeitstoppdetektor verlangt, dessen Effizienz also durch die Effizienzen dieser beiden Detektoren gegeben ist. Für jedes so gemessene Ereignis wurden alle anderen von der Triggerlogik als möglich erachteten Triggerentscheidungen mit aufgezeichnet. Die impulsabhängige Effizienz wurde dann durch Vergleich der Anzahl der positiven Entscheidungen der Triggerlogik N^{fsK}_{trig} relativ zur

Gesamtzahl aller mit dem Spektrometertrigger aufgezeichneten "flugzeitsimulierten Kaonen" N_{tot}^{fsK} bestimmt:

$$\epsilon_{trig}^{K}(p_{lab}) = \frac{N_{trig}^{fsK}(p_{lab})}{N_{tot}^{fsK}(p_{lab})} \quad . \tag{3.24}$$

Die resultierenden Triggereffizienzen sind in Abbildung 3.10 für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen gezeigt, für die magnetischen Flußdichten $B_D = 0.6$ T und $B_D = 0.9$ T für den Flugzeittrigger, für $B_D = 1.4$ T für die Kombination aus Flugzeit- und Cherenkovtrigger. Für Pionen wurden im Experiment die Zeitfenster des Flugzeittriggers so weit geöffnet, daß dessen Effizienz zu eins angenommen werden kann.

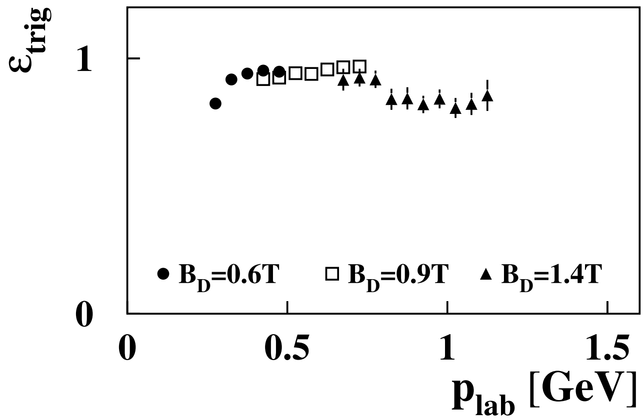


Abbildung 3.10: *Die Triggereffizienz für Kaonen als Funktion des Laborimpulses für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen. Für $B_D = 0.6$ T und $B_D = 0.9$ T für den Flugzeittrigger, für $B_D = 1.4$ T zusätzlich für den Cherenkovtrigger.*

Die Effizienz der Spurrekonstruktion ϵ_{track}

Die bereits beschriebene Effizienz der Vieldrahtproportionalkammern gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der jedes einzelne Teilchen, das diese Detektoren durchfliegt, detektiert wird. Durch höhere Treffermultiplizitäten sowohl auf Grund von "guten" Teilchen, die das Spektrometer durchqueren, als auch wegen Untergrundereignissen in einzelnen Detektoren, kann es zu falschen Zuordnungen bei der Spurrekonstruktion kommen. Zur Bestimmung der zugehörigen Effizienz wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation mit dem Programmpaket GEANT [CNA93a] Datensätze für unterschiedliche Kombinationen von Spurmultiplizität und Untergrundmultiplizität in den Vieldrahtproportionalkammern simuliert und die Effizienz der Spurrekonstruktion für alle diese Kombinationen bestimmt [Stu01b]. Aus den Experimentdaten wurde für jedes Datenfile der jeweilige Anteil an Ereignissen verschiedener Kombinationen von Spur- und Untergrundmultiplizität bestimmt und eine gemittelte Effizienz für die Spurrekonstruktion berechnet. In [Stu01b] wurde gezeigt, daß diese Effizienz unabhängig vom Laborimpuls der Teilchen ist. Im Mittel beträgt die Effizienz zwischen $\epsilon_{track} = 88\%$ bei einem Laborwinkel des Spektrometers von $\theta_{lab} = 32°$, bei welchem die Anzahl gestreuter Untergrundteilchen am größten ist, und $\epsilon_{track} = 95\%$ bei $\theta_{lab} = 72°$.

Die Effizienz der Auswahlkriterien ϵ_{cut}

Die Anwendung der in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Auswahlkriterien zur Reduktion des Restuntergrunds bedingt auch den Verlust einiger guter Teilchenspuren. Die daraus resultierende Effizienz ist wie die Triggereffizienz eine impulsabhängige Größe. Andererseits verhindert gerade der Untergrund in Kombination mit der begrenzten Statistik eine impulsabhängige Bestimmung der Effizienz mit wirklichen Kaonen. Sie wurde deshalb mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programmpaket GEANT [CNA93a] und mit Hilfe der in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen "flugzeitsimulierten Kaonen" ermittelt.

Zur Bestimmung der Effizienz der geometrischen Schnitte auf die Koordinaten in den Vieldrahtproportionalkammern wurden diese Schnitte auf die mit dem Programmpaket GEANT generierten Simulationsdatensätze angewandt und die resultierenden Zählraten impulsabhängig mit der Gesamtzahl der simulierten Teilchenspuren ins Verhältnis gesetzt

$$\epsilon_{x1,y3}^{GEANT}\left(p_{lab}\right) = \frac{N_{x1,y3}^{GEANT}\left(p_{lab}\right)}{N_{tot}^{GEANT}\left(p_{lab}\right)} \quad . \tag{3.25}$$

Der zusätzliche Effizienzverlust durch die Anwendung des Geschwindigkeitsvergleichs wurde mit "flugzeitsimulierten Kaonen" bestimmt. Da die verschiedenen Auswahlkriterien in Ihrer Wirkung nicht unkorreliert sind, mußten zur Bestimmung des zusätzlichen Effekts die geometrischen Schnitte auch auf die "flugzeitsimulierten Kaonen" angewandt werden. Da diese wegen der unterschiedlichen Kleinwinkelstreuung andere Varianzen der Verteilungen $(x_1 - \hat{x}_1)$ beziehungsweise $(y_3 - \hat{y}_3)$ aufweisen als die wirklichen Kaonen, wurde die Schnittschärfe in Vielfachen der Varianz beibehalten, jedoch angewandt auf die Varianzen der Verteilungen der "flugzeitsimulierten Kaonen". Da die Verteilungen annähernd gaußförmig sind, ist die resultierende Effizienz im wesentlichen nur von der Schnittschärfe in Vielfachen der Varianz abhängig. Damit wurde die zusätzliche Effizienz des Geschwindigkeitsvergleichs analog zu Gleichung 3.25 nach

$$\epsilon_{1/\beta}^{fsK}\left(p_{lab}\right) = \frac{N_{x1,y3,1/\beta}^{fsK}\left(p_{lab}\right)}{N_{x1,y3}^{fsK}\left(p_{lab}\right)} \tag{3.26}$$

bestimmt.

Die Gesamteffizienz der Anwendung der Auswahlkriterien ergibt sich dann zu

$$\epsilon_{cut}(p_{lab}) = \epsilon_{x1,y3}^{GEANT}(p_{lab}) \cdot \epsilon_{1/\beta}^{fsK}(p_{lab}) \quad . \tag{3.27}$$

Die resultierenden Effizienzen ϵ_{cut} für die angewandte Kombination der Auswahlkriterien (x-Koordinate in MWPC 1, y-Koordinate in MWPC 3, Geschwindigkeitsvergleich) bei einer Schnittschärfe der dreifachen Varianz der jeweiligen Verteilung für $B_D = 0.9$ T und $B_D = 1.4$ T beziehungsweise der zweifachen Varianz für $B_D = 0.6$ T sind in Abbildung 3.11 für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen als Funktion des Laborimpulses gezeigt. Für die Auswertung von Pionendaten wurden keine Auswahlkriterien verwandt, so daß auch keine Korrektur der Effizienz erfolgen mußte.

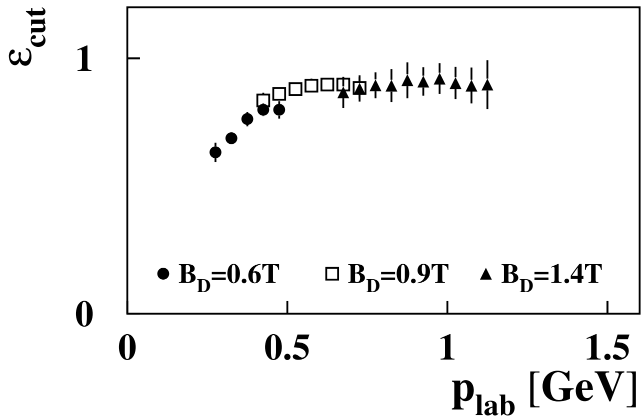


Abbildung 3.11: *Die Effizienz der Anwendung der Auswahlkriterien für Kaonen als Funktion des Laborimpulses für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen.*

Um die so ermittelten Effizienzen zu überprüfen, wurden jeweils die Messungen für K^+-Mesonen bei den größten gemessenen Polarwinkeln des Spektrometers im Labor verwandt ($\theta_{lab} = 72°$ für $B_D = 0.9$ T, $\theta_{lab} = 60°$ für $B_D = 1.4$ T), da diese auf Grund der Abnahme der Zahl gestreuter Teilchen zu großen Winkeln das beste Signal-zu-Untergrund Verhältnis aufweisen. Die Daten wurden nicht in Impulsintervalle unterteilt, sondern für jede Magnetfeldeinstellung insgesamt die Kaonenanzahl nach Abzug des Untergrunds, wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben, bestimmt. Dies wurde einmal mit den Massenverteilungen nach Anwendung aller Auswahlkriterien durchgeführt und die resultierende Kaonenanzahl $N^K_{x1,y3,1/\beta}$ bestimmt, zum anderen mit einer ohne Anwendung jedweder Schnitte generierten Massenverteilung, um die Referenzanzahl aller Kaonen N^K_{tot} zu bestimmen. Die gemittelte Effizienz wurde dann nach

$$\left\langle \epsilon^{data}_{cut} \right\rangle = \frac{N^K_{x1,y3,1/\beta}}{N^K_{tot}} \tag{3.28}$$

berechnet. Die resultierenden mittleren Effizienzen $\left\langle \epsilon^{data}_{cut} \right\rangle$ sind für $B_D = 0.9$ T und $B_D = 1.4$ T in Tabelle 3.4 mit den Mittelwerten $\langle \epsilon_{cut} \rangle$ der impulsabhängig mit GEANT und "flugzeitsimulierten Kaonen" nach Gleichung 3.27 bestimmten Effizienzen $\epsilon_{cut}(p_{lab})$ aus Abbildung 3.11 verglichen. Die gute Übereinstimmung rechtfertigt die angewandte Methode zur Effizienzbestimmung. Für $B_D = 0.6$ T war eine Bestimmung der Kaonenzählrate ohne vorherige Anwendung von Auswahlkriterien auch ohne Einteilung der Daten in Laborimpulsintervalle nicht möglich, womit der Vergleich der mittleren Effizienzen auf die beiden höheren Magnetfeldeinstellungen beschränkt bleibt.

3.6.5 Abschätzung systematischer Fehler

Die gezeigten Fehlerbalken an den Impulsverteilungen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte in dieser Arbeit (siehe Abschnitt 4) enthalten die statistischen Fehler aus Teilchenzählraten und Simulationsrechnungen sowie den systematischen Fehler des Abzugs des

B_D [T]	$\langle \epsilon_{cut} \rangle$ [%]	$\langle \epsilon_{cut}^{data} \rangle$ [%]
0.6	74.4	-
0.9	89.3	89.4
1.4	89.0	87.7

Tabelle 3.4: *Vergleich der mit GEANT und "flugzeitsimulierten Kaonen" bestimmten mittleren Effizienzen der Anwendung der Auswahlkriterien $\langle \epsilon_{cut} \rangle$ mit aus Kaonendatensätzen mit gutem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ermittelten $\langle \epsilon_{cut}^{data} \rangle$.*

Restuntergunds durch Anpassen einer Untergrundfunktion für jedes Impulsintervall. Durch Vergleich verschiedener Meßeinstellungen innerhalb des Experiments sowie gleicher Meßeinstellungen verschiedener Experimente ergibt sich folgende Abschätzung für diejenigen systematischen Fehler, die impulsunabhängig alle Datenpunkte betreffen:

- 5% Unsicherheit bei der Strahlnormierung
- 5% Unsicherheit bei der Bestimmung der Impuls- und Raumwinkelakzeptanz
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Effizienz der Vieldrahtproportionalkammern
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Totzeit der Datenaufnahme
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmmung der Triggereffizienz
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Effizienz der Spurrekonstruktion
- 5% Unsicherheit bei der Bestimmung der Effizienz der Auswahlkriterien

Da die aufgeführten Unsicherheiten nicht voneinander abhängig sind, ergibt sich der gesamte systematische Fehler als quadratische Summe der Einzelfehler für die Wirkunqsquerschnitte der Kaonenproduktion zu insgesamt 11%. Da bei der Auswertung der Pionendaten keine Auswahlkriterien angewandt wurden, entfällt hierfür die daraus resultierende Unsicherheit. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich aus den anderen Punkten zu 9%.

3.7 Die Bestimmung der Reaktionsebene

3.7.1 Die Transversalimpulsanalyse

Stöße zwischen zwei Kernen sind bei gegebenen Reaktionsort (den Ortskoordinaten des Targets) relativ zum Detektorsystem charakterisiert durch die Strahlrichtung und den Stoßparametervektor $\vec{b}$. Dessen absolute Länge beschreibt die Zentralität des Stoßes, seine Orientierung im Raum definiert zusammen mit der Strahlrichtung die Reaktionsebene (siehe Abbildung 1.4). Diese stellt die Referenzebene für die Untersuchung der Abhängigkeit der Teilchenemission vom Azimutwinkel ϕ dar.

Das hier angewandte Verfahren zur Rekonstruktion dieser Ebene, die sogenannte "Transversalimpulsanalyse", wurde ursprünglich für die Analyse von Daten des Streamerkammerexperiments am Beschleuniger BEVALAC entwickelt [Dan85] und im Rahmen zweier Dissertationen am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main für die experimentellen Gegebenheiten am Kaonenspektrometer implementiert [Bri93, Shi98a]. Sie basiert auf der beobachteten Tatsache, daß die Nukleonen in Schwerionenstößen bevorzugt eine Ablenkung innerhalb der Reaktionsebene zeigen, den kollektiven Seitwärtsfluß [Gus84, Ren84]. Zu seiner Charakterisierung wird üblicherweise der mittlere Transversalimpuls in der Reaktionsebene $\langle p_x \rangle$ als Funktion der Rapidität y betrachtet, unter der Konvention, daß $\langle p_x \rangle$ in der Vorwärtshemisphäre ein positives Vorzeichen hat. Abbildung 3.12, entnommen aus [Rei97], zeigt hierfür ein Beispiel, gemessen im Reaktionssystem Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 0.8 AGeV von der EOS-Kollaboration [Par95]. Zur Charakterisierung der Stärke des Seitwärtsflusses wird der Steigungsparameter

$$F_y = \left. \frac{d\left(\langle p_x/A \rangle\right)}{dy} \right|_{\langle p_x/A \rangle = 0} \tag{3.29}$$

bei $\langle p_x/A \rangle = 0$ verwandt, wobei der Vergleichbarkeit wegen mit der Massenzahl A der gemessenen Fragmente skaliert wird. Abbildung 3.13, entnommen aus [Rei97], zeigt die Abhängigkeit von F_y von der Größe des Stoßsystems und von der kinetischen Strahlenergie anhand von Daten aus [Gut89, Par95, Cha97, Cro96]. Der Seitwärtsfluß ist für schwerere Fragmente größer, weshalb die in der Abbildung mit "IMF" (Intermediäre Massenfragmente) gekennzeichneten Werte aus Au+Au-Reaktionen deutlich höher als die mit leichten Fragmenten bestimmten liegen.

Diese bevorzugte Emission innerhalb der Reaktionsebene wird zu deren Bestimmung wie folgt genutzt. Es wird die Vektorsumme der Transversalimpulse $\vec{p}_\perp^{\,i}$ aller N beobachteten Nukleonen und Fragmente gebildet

$$\vec{Q} = \sum_{i=1}^{N} \omega_i \cdot \vec{p}_\perp^{\,i} \quad . \tag{3.30}$$

Würden sämtliche emittierten Teilchen experimentell auch nachgewiesen und mit dem selben Wichtungsfaktor ω addiert, ergäbe sich $\vec{Q} = 0$ wegen Impulserhaltung. Daher werden Teilchen, die in die Vorwärts- beziehungsweise in die Rückwärtshemisphäre emittiert werden, mit unterschiedlichen Vorzeichen gewichtet

$$\mathrm{sgn}\left(\omega_\mathrm{i}\right) = \begin{cases} +1 & , \quad y_i > y_{cm} + \delta \\ -1 & , \quad y_i < y_{cm} - \delta \\ 0 & , \quad \text{sonst} \end{cases} \quad , \tag{3.31}$$

wobei y_{cm} die Rapidität des Schwerpunktssystem ist und δ dazu dient, Teilchen aus dem Bereich der Schwerpunktsrapidität bei der Bestimmung von $\vec{Q}$ nicht zu berücksichtigen, da diese nur unwesentlich mit der Reaktionsebene korreliert sind und Fluktuationen verursachen.

Wird die Korrelation eines Teilchen k zur Reaktionsebene untersucht, darf dieses bei der Bildung der Vektorsumme zur Berechnung von $\vec{Q}$ nicht berücksichtigt werden, da andernfalls Autokorrelationen zwischen diesem Teilchen und der Reaktionsebene entstehen.

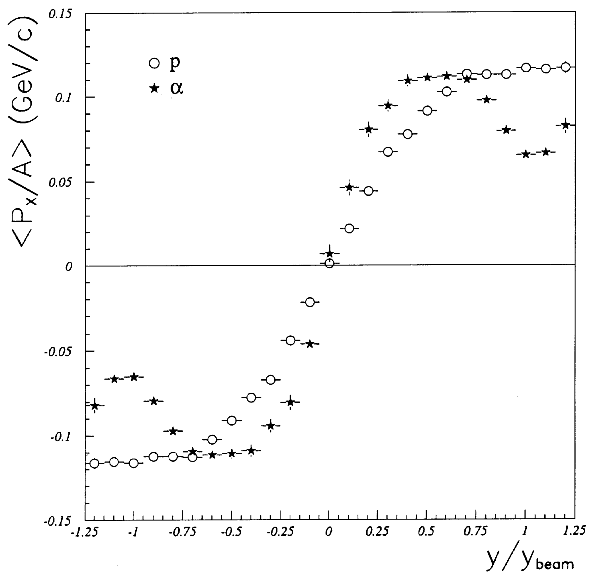


Abbildung 3.12: *Der mittlere Transversalimpuls pro Massenzahl* $\langle p_x/A \rangle$ *als Funktion der normierten Rapidität* y/y_{beam} *für Protonen und* α*-Teilchen in Au+Au-Reaktionen bei* 0.8 *AGeV. Die Abbildung wurde [Rei97] entnommen, die darin gezeigten Daten stammen aus [Par95].*

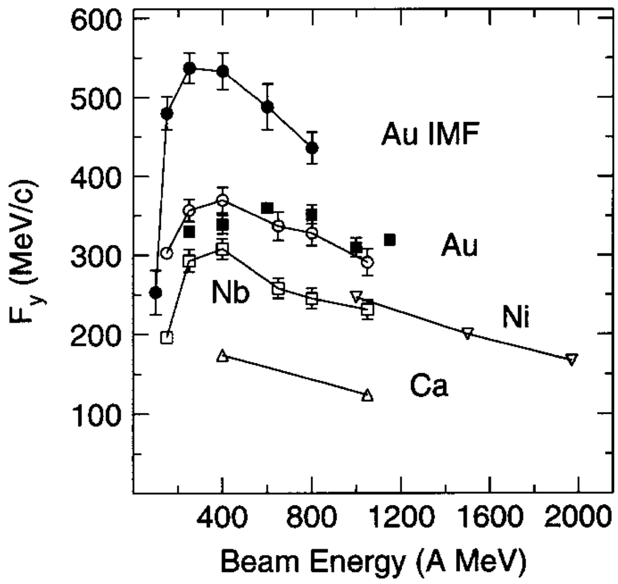


Abbildung 3.13: *Abhängigkeit des kollektiven Seitwärtsflusses von der Größe des Stoßsystems und der Einschußenergie. Die Abbildung wurde [Rei97] entnommen, die darin gezeigten Daten stammen aus [Gut89, Par95, Cha97, Cro96].*

3.7.2 Die Anwendung der Transversalimpulsanalyse bei KaoS

Die Messung von Nukleonen und Fragmenten zur Bestimmung der Reaktionsebene erfolgt am Kaonenspektrometer KaoS mit dem Kleinwinkelhodoskop. Dieses deckt einen sehr kleinen Raumwinkelbereich ab, so daß nicht alle während der Reaktion emittierten Nukleonen und Fragmente nachgewiesen und zur Rekonstruktion der Reaktionsebene herangezogen werden können. Jedoch zeigen die bei kinetischen Strahlenergien von $1-2$ AGeV unter kleinen Polarwinkeln und damit in die Akzeptanz des Kleinwinkelhodoskops emittierten Fragmente des Projektilrestkerns, die sogenannten Spektatorfragmente, eine starke Korrelation zur Reaktionsebene.

Für eine möglichst genaue Rekonstruktion ist eine gute räumliche Auflösung nötig, die durch die feine Segmentierung des Detektors erreicht wird. Da der Detektor jedoch ursprünglich nach den Anforderungen eines anderen Experiments konzipiert wurde, weist er keine azimutal symmetrische Anordnung der einzelnen Detektormodule relativ zur Strahlachse aus (siehe Abbildung 3.14).

Die getrennte Messung des Teilchens, dessen Korrelation zur Reaktionsebene untersucht wird, mit Hilfe der Detektoren des Spektrometers einerseits und der Spektatorfragmente zur Bestimmung eben dieser Reaktionsebene mit dem Kleinwinkelhodoskop andererseits bedeutet die Notwendigkeit einer möglichst genauen Bestimmung des absoluten Azimutwinkels des Stoßparametervektors im Laborkoordinatensystem. Dies bewirkt eine deutlich größere Sensitivität auf systematische Fehler, wie zum Beispiel eine unsymmetrische Positionierung des Kleinwinkelhodoskops bezüglich der Strahlachse oder wie unterschiedliche Effizienzen oder Ausfälle einzelner Module des Kleinwinkelhodoskops, als bei Experimenten, die einen Großteil der in einer Reaktion emittierten Teilchen nachweisen und den Emissionswinkel eines Teilchens relativ zu der mit demselben Detektor bestimmten Reaktionsebene betrachten. Die Positionierung des Kleinwinkelhodoskops in horizontaler Richtung erfolgte während des Experiments durch Verfahren des Detektors bis Module mit gleichem Abstand zum Mittelpunkt auf beiden Seiten des Strahl gleiche Zählraten zeigten. Eine Positionierung in vertikaler Richtung ist lediglich über die Strahlfokussierung möglich.

Zur Korrektur und Kontrolle all dieser systematischen Effekte wurden Ereignisse verwandt, die mit dem Ereignistrigger in reduziertem Umfang jeweils zusammen mit den Daten zur Kaonen- oder Pionenproduktion mit aufgezeichnet wurden, also die gleiche Beeinflussung durch die jeweiligen experimentellen Gegebenheiten erfahren haben.

Die Auswahlkriterien

Der kollektive Seitwärtsfluß, also die Ablenkung von Fragmenten und Nukleonen innerhalb der Reaktionsebene ist ein Effekt, den die Spektatoren zeigen. Nukleonen, die an der Kernreaktion teilgenommen haben, die sogenannten Partizipanten, zeigen diese Korrelation zur Reaktionsebene nicht, fliegen aber zum Teil auch in die Akzeptanz des Kleinwinkelhodoskops. Durch die Wechselwirkung mit dem Targetkern werden die Partizipanten abgebremst und sind daher langsamer als die im wesentlichen mit Projektilgeschwindigkeit weiterfliegenden Spektatoren. Für jedes Teilchen, das ein Modul im Kleinwinkelhodoskop getroffen hat, wurde daher relativ zu dem mit dem Targethodoskop unter Anwendung der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Clusterseparation bestimmten Reaktionszeitpunkt die Flugzeit und damit die Geschwindigkeit berechnet. Es wurden in der Analyse nur solche Teilchen als Spektator-

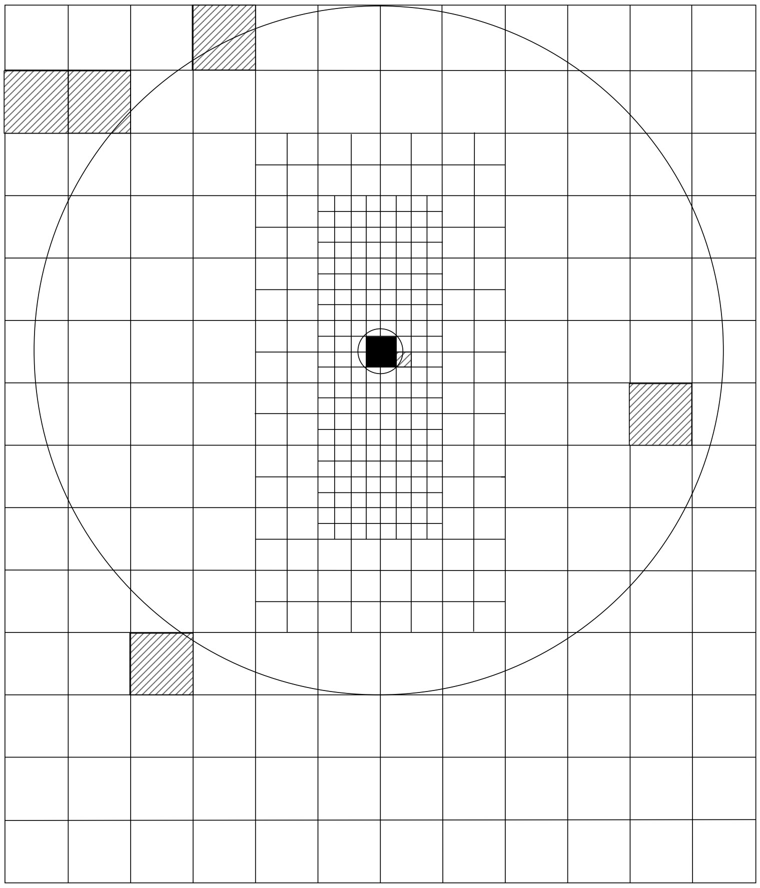


Abbildung 3.14: *Die relativ zur Strahlachse nicht azimutal-symmetrische Anordnung der unterschiedlich großen Module des Kleinwinkelhodoskops. Der schwarz gefüllte Bereich stellt die Aussparung zur Durchführung des Strahlführungsrohrs dar. Die beiden eingezeichneten Kreise begrenzen den in der Analyse aus Gründen der Symmetrisierung akzeptierten Bereich. Die schraffierten Flächen kennzeichnen defekte Module.*

fragmente akzeptiert, deren Geschwindigkeit bei $\beta > 0.75$ lag (siehe hierzu auch Abbildung 3.2).

Wird aus allen N so klassifizierten Spektatorfragmenten jedes einzelnen Ereignisses die Summe

$$Z_{spec}^{sum} = \sum_{i=1}^{N} Z_{spec}^{i} \tag{3.32}$$

ihrer wie in Abschnitt 3.2.3 bestimmten Ladungen Z_{spec}^{i} gebildet und jeweils über der wie in Abschnitt 3.3 beschrieben bestimmten Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop M_T aufgetragen, ergibt sich das in Abbildung 3.15 gezeigte Bild. Dieses zeigt eine klare Antikor-

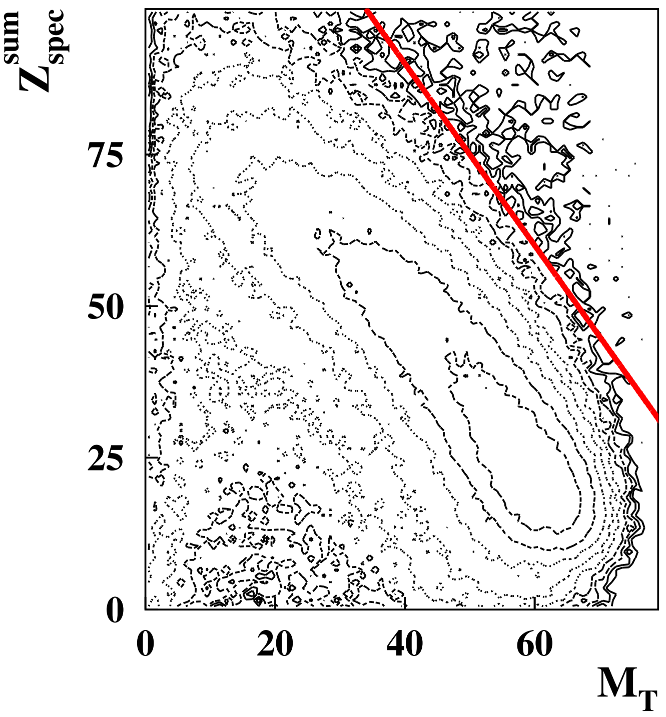


Abbildung 3.15: *Die Ladungssumme im Kleinwinkelhodoskop Z_{spec}^{sum} als Funktion der jeweiligen Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop M_T. Ereignisse im Bereich oberhalb der eingezeichneten Linie wurden in der Analyse nicht berücksichtigt.*

relation. Für zentrale Stöße ist die Multiplizität im Großwinkelhodoskop groß, es gibt viele Partizipanten, die Ladungssumme für Spektatorfragmente im Kleinwinkelhodoskop entsprechend klein und umgekehrt. Wenn innerhalb des aktiven Triggerzeitfensters zwei Ereignisse stattfinden, so kann zwar mit Hilfe der Clusterseparation die Zeit und die Multiplizität im Großwinkelhodoskop für die einzelnen Reaktionen bestimmt werden, im Kleinwinkelhodoskop dagegen ist eine Separation der Spektatorfragmente aus beiden Reaktionen nicht eindeutig möglich. Zwei Reaktionen führen aber zu einer höheren Ladungssumme Z_{spec}^{sum} im Kleinwinkelhodoskop als eine zentralere gleicher Multiplizität im Großwinkelhodoskop. Daher wurden in der weiteren Analyse nur Ereignisse berücksichtigt, die unterhalb der in Abbildung 3.15 eingezeichneten Linie liegen.

Die Bestimmung des $\vec{Q}$-Vektors

Mit Hilfe des Kleinwinkelhodoskops kann lediglich der Durchtrittsort der einzelnen Teilchen, nicht aber deren Masse und damit auch nicht deren Impuls bestimmt werden. Die Vektorsumme $\vec{Q}$ wurde daher nicht wie in Gleichung 3.30 aus den Transversalimpulsen $\vec{p}_\perp^{\,i}$ sondern aus den Abständen $\vec{r}_i$ bestimmt

$$\vec{Q} = \sum_{i=1}^{N} \omega_i \cdot \vec{r}_i \quad , \tag{3.33}$$

wobei alle Teilchen mit positiven ω_i gewichtet wurden, da alle vom Kleinwinkelhodoskop detektierten Spektatorfragmente aus der Vorwärtshemisphäre stammen. Da sich die zur Bestimmung der Reaktionsebene verwandten Spektatorfragmente im wesentlichen mit Strahlgeschwindigkeit fortbewegen, ist der Abstand $\vec{r}$ von der Strahlachse äquivalent zu einer transversalen Geschwindigkeit, diese wiederum entspricht einem Transversalimpuls pro Nukleon.

Die Korrektur von Akzeptanz, Effizienz und Strahllage

Abbildung 3.14 zeigt die Anordnung der Module des Kleinwinkelhodoskops, die schwarz markierte Fläche stellt die Aussparung für das aus Kohlenstoff bestehende Strahlführungsrohr dar. Bedingt durch die rechteckige Form des Detektors ist der abgedeckte Bereich im Polarwinkel und damit die Akzeptanz abhängig vom Azimutwinkel. Dieses wurde vermieden, indem in der Analyse nur Ereignisse berücksichtigt wurden, die innerhalb des eingezeichneten äußeren Kreises mit einem Radius von 88 cm liegen. Die Ortsauflösung der Treffer ist durch die jeweilige Modulgröße begrenzt. In der Analyse wurden die Ortskoordinaten eines jeden Treffers gleichverteilt über die Fläche des getroffenen Moduls verwürfelt. Die Entscheidung, ob ein Treffer innerhalb des Kreises lag, wurde anhand dieser verwürfelten Koordinaten getroffen, so daß die Treffer in Modulen, welche vom Kreis durchschnitten werden, mit einer Wahrscheinlichkeit, die dem Verhältnis der Flächen innerhalb zu außerhalb entspricht, in der Analyse berücksichtigt wurden. Der innere Kreis mit einem Radius von 5.7 cm beseitigt die Asymmetrien, die dadurch entstehen, daß die Ausparung für das Strahlführungsrohr quadratisch und nicht rund ist.

Die schraffierten Flächen in Abbildung 3.14 stellen Module dar, die während des hier ausgewerteten Experiments nicht funktioniert haben. In früheren Experimenten zur Bestimmung der azimutalen Winkelverteilung der Teilchenemission am Kaonenspektrometer [Bri93, Shi98a] wurden keine Ereignisse des Ereignistriggers in reduziertem Umfang mit aufgezeichnet. Die Korrektur der Auswirkung ausgefallener Elemente wurde dort durch symmetrisches Herausnehmen sieben weiterer zur Fläche des ausgefallenen Moduls äquivalenter Bereiche rund um die Strahlachse korrigiert, was die Gesamtzählrate im Kleinwinkelhodoskop in Anbetracht der in Abbildung 3.14 gezeigten Ausfälle in dem hier betrachteten Experiment deutlich verkleinert und damit die Auflösung der Reaktionsebene verschlechtert hätte. Der nicht azimutal symmetrische Aufbau, insbesondere die unterschiedliche Anzahl kleiner Elemente in horizontaler und vertikaler Richtung, die automatisch zu einer größeren erfaßten Treffermultiplizität und damit zu einer Vorzugsrichtung zu $\pm 90°$ führt, wurde in diesen früheren Experimenten durch Zusammenfassen mehrerer kleiner beziehungsweise mittlerer Elemente zu mittleren beziehungsweise großen in der Analyse soweit wie möglich symmetrisiert.

Mit Hilfe der Ereignistriggerdaten bietet sich eine andere Möglickeit der Korrektur. Da dieser Trigger lediglich darauf anspricht, daß ein Kern-Kern-Stoß stattgefunden hat, gibt es keine Vorzugsrichtung in der Orientierung der Reaktionsebene in diesen Daten, die Teilchenzählrate im Kleinwinkelhodoskop muß also unabhängig vom Azimutwinkel ϕ sein. Daher wurde die in der Analyse akzeptierte Fläche zwischen den beiden Kreisen in Abschnitte zu je $\Delta\phi = 3°$ und $\Delta\theta = 3°$ unterteilt. Da die Zählrate innerhalb jedes Rings der Breite $\Delta\theta$ unabhängig von ϕ sein muß, wurde aus der Zählrate in allen Abschnitten $\Delta\phi$ eines solchen Rings der Mittelwert berechnet und dann für jeden Abschnitt $\Delta\phi$ durch Verhältnisbildung der jeweiligen Zählrate mit diesem Mittelwert ein Wichtungsfaktor $f(\theta, \phi)$ ermittelt. Dies geschah zusätzlich in Abhängigkeit von der Stoßzentralität, wobei diese in fünf Zentralitätsklassen eingeteilt wurde, wie später in Abschnitt 4.2.1 detailliert beschrieben wird. Die Prozedur wurde für jeden Datensatz (Laborwinkel des Spektrometers, Magnetfeldeinstellung, Trigger) separat durchgeführt, um die azimutalen Verteilungen der jeweils ausgewerteten Teilchen immer mit den simultan in reduziertem Umfang gemessenen Ereignistrigger-Ereignissen zu korrigieren. Damit werden Unterschiede berücksichtigt, die sich durch eine eventuell unterschiedliche Positionierung des Kleinwinkelhodoskops relativ zum Strahl für verschiedene Einstellungen ergeben können.

Abbildung 3.16 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Vektorsumme $\vec{Q}$ als Funktion ihres Azimutwinkels ϕ für einen Satz Ereignistrigger-Ereignisse, gemessen in semizentralen Stößen bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 60°$ und einer magnetischen Flußdichte von $B_D = -0.6$ T. Der obere linke Teil der Abbildung zeigt die völlig unkorrigierte Verteilung. Die deutliche Überhöhung bei $\phi = -90°$ ist bedingt durch die unterschiedliche Ausdehnung des Detektors von der Strahlachse in vertikaler Richtung und durch die damit verbundene unterschiedliche Treffermultiplizität im oberen und im unteren Teil des Detektors. Oben rechts ist die Verteilung nach Einschränkung der akzeptierten Treffer auf diejenigen zwischen den beiden Kreisen gezeigt. Die verbleibende Asymmetrie ist eine Folge der unterschiedlichen Anzahl kleiner Elemente in horizontaler und vertikaler Richtung sowie der Auswirkung der ausgefallenen Module und eventuell unterschiedlicher Effizienzen einzelner Elemente. Der Teil unten links zeigt das Ergebnis nach vollständiger Korrektur mit den Wichtungsfaktoren $f(\theta, \phi)$. Wie in diesem Bild zu sehen, verbleibt in einigen Fällen eine leichte Asymmetrie, vor allem ein Unterschied zwischen $\phi = -90°$ und $\phi = +90°$, der wahrscheinlich auf eine unvollständige Korrektur der Auswirkung einer nicht exakten vertikalen Positionierung des Strahls relativ zum Kleinwinkelhodoskop zurückzuführen ist. Die mit den Wichtungsfaktoren $f(\theta, \phi)$ korrigierten Verteilungen der Ereignistrigger-Ereignisse wurden daher zusätzlich mit einer Funktion der Form

$$\frac{dN}{d\phi} \sim 1 + P_1 \cos(\phi) + P_2 \cos(2\phi) + P_3 \cos(\phi + 90°) \tag{3.34}$$

angepaßt. Diese Funktion 3.34 wurde mit den Parametern P_1, P_2 und P_3 aus der jeweiligen Anpassung sowohl zur Korrektur dieser Ereignistrigger-Ereignisse (siehe Abbildung 3.16 unten rechts) als auch der gleichzeitig gemessenen Daten zur Teilchenproduktion verwandt.

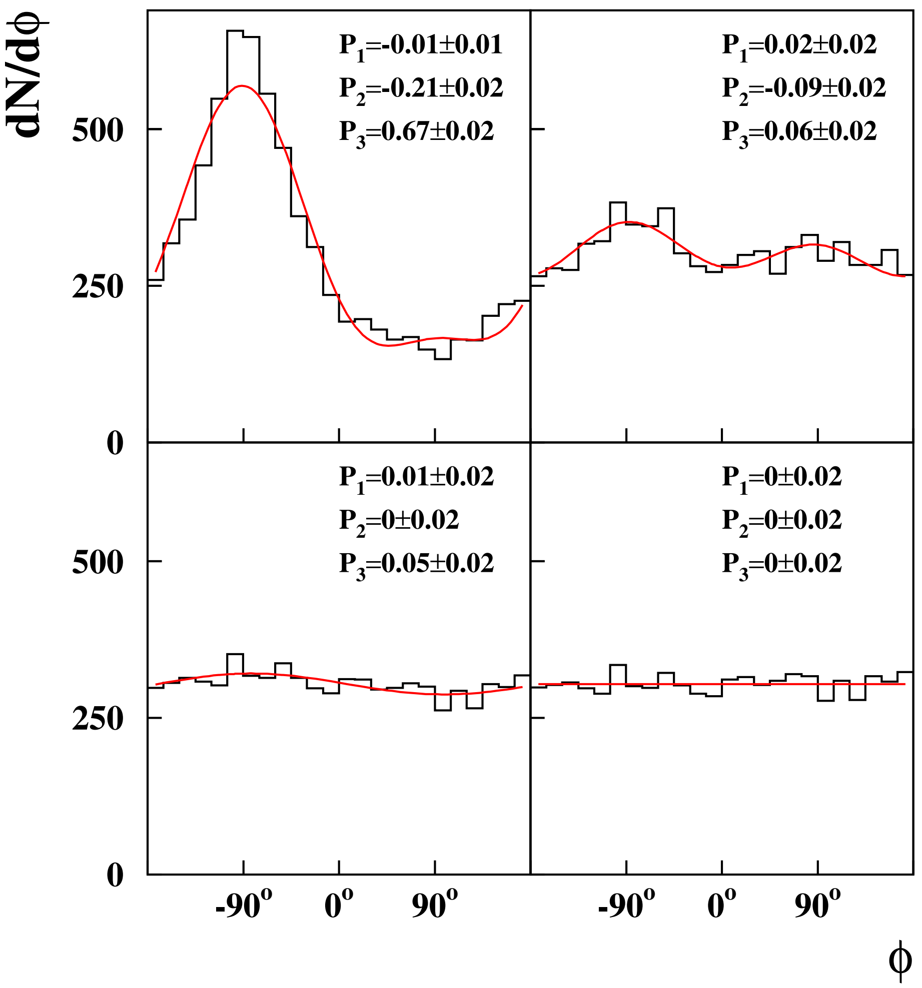


Abbildung 3.16: *Die Korrektur von Akzeptanz, Effizienz und Strahllage im Kleinwinkelhodoskop. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 3.34 dar. Die zugehörigen Parameter P_1, P_2 und P_3 sind ebenfalls angegeben. Oben links: Völlig unkorrigierte Verteilung der Vektorsumme $\vec{Q}$ im Azimutwinkel ϕ unter Berücksichtigung der gesamten Akzeptanz des Detektors. Oben rechts: Nach Einschränkung der Akzeptanz auf den Bereich zwischen den beiden Kreisen um die Strahlachse. Unten links: Nach Anwendung der für alle Segmente der Größe $\Delta\theta = 3°$ und $\Delta\phi = 3°$ bestimmten Korrekturparameter $f(\theta, \phi)$. Unten rechts: Nach zusätzlicher Korrektur mit den aus der Anpassung einer Funktion der Form 3.34 an die Verteilung im linken unteren Teil bestimmten Parametern P_1, P_2 und P_3.*

3.7.3 Die Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung

Die Genauigkeit, mit der die Reaktionsebene bestimmt werden kann, hängt von der Stärke des kollektiven Flusses, also von der Korrelation der nachgewiesenen Spektatorfragmente mit der zu bestimmenden Reaktionsebene, und von der Anzahl der emittierten und experimentell nachgewiesenen Spektatorfragmente ab. Erstere ist eine Funktion der Einschußenergie und der Größe des Reaktionssystems (siehe Abbildung 3.13) sowie der Zentralität der Reaktion, zweitere ist durch die Akzeptanz der Kleinwinkelhodoskops sowie ebenfalls durch die Größe des Reaktionssystems und durch die Zentralität des Stoßes bestimmt. In der Transversalimpulsanalyse wird die Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung durch eine Aufteilung der zu einem Ereignis gehörenden Spektatorfragmente auf zwei gleich große Unterereignisse bestimmt. Hierzu wurde jeder Treffer im Kleinwinkelhodoskop, der nach Anwendung der in Abschnitt 3.7.2 beschriebenen Auswahlkriterien zur Bestimmung der Reaktionsebene verwandt wurde, zufällig einem dieser beiden Unterereignisse zugeordnet. Für beide Unterereignisse wurde getrennt die Orientierung der Reaktionsebene ϕ_1 und ϕ_2 bestimmmt und der Differenzwinkel $\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$ gebildet.

Der obere Teil von Abbildung 3.17 zeigt die so ermittelte Wahscheinlichkeitsverteilung dieses Differenzwinkels $P(|\Delta\phi_{12}|)$, wobei die Reaktionen in fünf verschiedene Zentralitätsklassen eingeteilt wurden, durchnummeriert von 1 (periphere Stöße) bis 5 (zentrale Stöße). Für eine detaillierte Beschreibung der Einteilung siehe Abschnitt 4.2.1. Die Mittelwerte $\langle\Delta\phi_{12}^2\rangle^{1/2}$ für den Differenzwinkel sind in Tabelle 3.5 angegeben. Bereits hier ist zu sehen, daß die Auflösung der Reaktionsebene für semizentrale Stöße am besten ist. Für zentrale Stöße nimmt die Anzahl der Spektatorfragmente deutlich ab. Außerdem ist für einen Stoßparameter von $b = 0$ fm keine Reaktionsebene mehr definiert. Bei peripheren Kollisionen macht sich der Einfluß des Kohlenstoffstrahlrohrs bemerkbar. In diesen Reaktionen werden die Spektatorfragmente bevorzugt unter sehr kleinen Polarwinkeln θ_{lab} emittiert, was die Wegstrecke und damit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Kohlenstoff des Rohrs erhöht. Daher stammt ein Teil der nachgewiesenen Teilchen aus sekundären Reaktionen ohne Korrelation zur Reaktionsebene. In [Bri93] wurde die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit beispielhaft für ein Fragment der Massenzahl $A = 12$ abgeschätzt. Sie steigt von 5% bei $\theta_{lab} = 10°$ auf 64% bei $\theta_{lab} = 0.5°$.

Der Differenzwinkel $\Delta\phi_{12}$ zwischen den beiden Unterereignissen entspricht nicht dem Differenzwinkel $\Delta\phi = \phi_{true} - \phi_{exp}$ zwischen der wahren Orientierung der Reaktionsebene ϕ_{true} und der experimentell bestimmten ϕ_{exp}, da zum einen zur Bestimmung der Orientierungen $\phi_{1,2}$ der Unterereignisse nur jeweils die halbe Treffermultiplizität wie zur Bestimmung von ϕ_{exp} zur Verfügung steht, und zum anderen die Bestimmung der Orientierungen beider Unterereignisse von Ereignis zu Ereignis fluktuiert, während bei der Bestimmung von $\Delta\phi$ lediglich ϕ_{exp} fluktuiert.

Die wahre Auflösung der Reaktionsebene $\Delta\phi$ wurde daher mit einem in [Bri96] entwickelten Verfahren mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt, die die gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(|\Delta\phi_{12}|)$ reproduziert (siehe Abbilung 3.17, unterer Teil). In dieser Simulation ist die Geometrie des Kleinwinkelhodoskops und seiner Module implementiert und sie reproduziert sowohl die Treffermultiplizität als auch die Transversalimpulse der Spektatorfragmente im Kleinwinkelhodoskop. Die Impulse der Spektatoren wurden mit einer Gaußverteilung initialisiert und die Ablenkung in die Reaktionsebene durch einen zu-

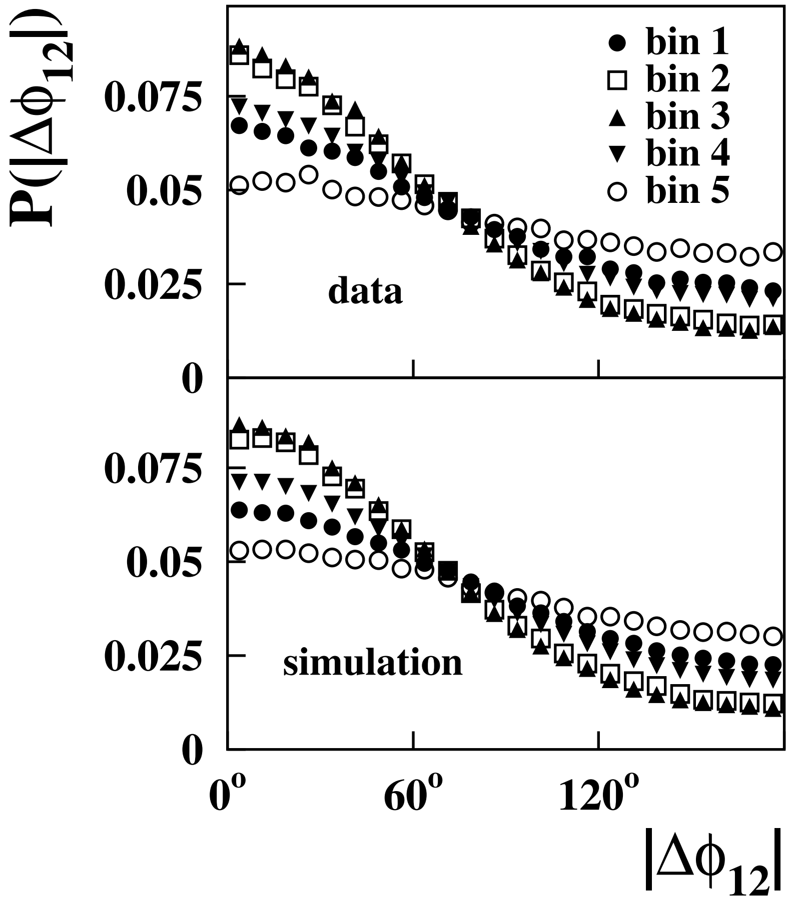


Abbildung 3.17: *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(|\Delta\phi_{12}|)$ des Differenzwinkels $\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$ zwischen der Orientierung der Reaktionsebene bei Aufteilung der Treffer im Kleinwinkelhodoskop für ein Ereignis auf zwei Unterereignisse. Die Bestimmung erfolgte getrennt für fünf Zentralitätsklassen, von "bin 1" (peripher) bis "bin 5" (zentral). Der obere Teil der Abbildung zeigt die aus den Daten bestimmten Verteilungen, der untere die Nachbildung in der zur Bestimmung der Auflösung der Reaktionsebene verwandten Simulation.*

sätzlichen Transversalimpuls für jedes Teilchen parallel zu $\vec{Q}$ simuliert. Da in der Simulation die wahre Orientierung der Reaktionsebene ϕ_{true} bekannt ist und ϕ_{exp} genauso wie aus den experimentellen Daten bestimmt werden kann, läßt sich auf diese Weise die Auflösung $\Delta\phi$ bestimmen. Tabelle 3.5 zeigt zusätzlich zu der mit experimentellen Daten bestimmten mittleren Abweichung der Orientierung der Reaktionsebene zwischen den zwei Unterereignissen $\langle\Delta\phi_{12}^2\rangle_{data}^{1/2}$ die ensprechende mittlere Abweichung in der Simulation $\langle\Delta\phi_{12}^2\rangle_{sim}^{1/2}$ und die mittlere Abweichung zwischen wahrer und mit den experimentellen Methoden bestimmbarer Orientierung der Reaktionsebene für das Gesamtereignis $\langle\Delta\phi^2\rangle_{sim}^{1/2}$.

Die beschränkte experimentelle Auflösung der Reaktionsebene hat einen systematischen Einfluß auf die Form der gemessenen azimutalen Verteilungen, die mit geringerer Auflösung flacher werden. Um das Flußverhalten zu quantifizieren, werden die azimutalen Verteilungen üblicherweise mit einer Funktion der Form

$$\frac{dN}{d\phi} \sim 1 + 2 \cdot v_1' \cdot \cos(\phi) + 2 \cdot v_2' \cdot \cos(2\phi) \tag{3.35}$$

angepaßt. Hierbei beschreibt v_1' den Fluß in der Reaktionsebene, v_2' den dazu senkrecht gerichteten. Die so bestimmten Werte sind auf Grund der beschränkten Auflösung der Reaktionsebene ebenfalls systematisch kleiner als sie bei Anpassung der tatsächlichen Verteilung wären und können nach [Dem90] wie folgt korrigiert werden:

$$v_1 = \frac{v_1'}{\langle\cos(\Delta\phi)\rangle} \quad , \tag{3.36}$$

$$v_2 = \frac{v_2'}{\langle\cos(2\Delta\phi)\rangle} \quad . \tag{3.37}$$

Die aus der Simulation resultierenden Korrekturparameter $\langle\cos(\Delta\phi)\rangle$ und $\langle\cos(2\Delta\phi)\rangle$ sind ebenfalls in Tabelle 3.5 angegeben. Alle in dieser Arbeit angegebenen Resultate für v_1 und v_2 aus Anpassungen von Gleichung 3.35 an azimutale Verteilungen sind auf diese Weise korrigiert.

Zentralitätsklasse	$\langle\Delta\phi_{12}^2\rangle_{data}^{1/2}$	$\langle\Delta\phi_{12}^2\rangle_{sim}^{1/2}$	$\langle\Delta\phi^2\rangle_{sim}^{1/2}$	$\langle\cos(\Delta\phi)\rangle$	$\langle\cos(2\Delta\phi)\rangle$
1	$87.6° \pm 0.6°$	$87.3° \pm 0.1°$	$51.9° \pm 0.1°$	0.69	0.36
2	$73.6° \pm 0.4°$	$73.9° \pm 0.1°$	$37.6° \pm 0.1°$	0.82	0.54
3	$72.2° \pm 0.3°$	$71.8° \pm 0.1°$	$36.1° \pm 0.1°$	0.84	0.56
4	$82.9° \pm 0.3°$	$82.1° \pm 0.1°$	$47.8° \pm 0.1°$	0.73	0.41
5	$95.0° \pm 0.4°$	$94.7° \pm 0.1°$	$66.0° \pm 0.1°$	0.54	0.20

Tabelle 3.5: *Mittlere Abweichung der Orientierung der Reaktionsebene in zwei Untereréignissen $\langle\Delta\phi_{12}^2\rangle^{1/2}$ in Daten und Simulation sowie die mit Hilfe der Simulation bestimmte mittlere Abweichung der wahren Reaktionsebene von der experimentell bestimmten $\langle\Delta\phi^2\rangle^{1/2}$ für die fünf Zentralitätsklassen. Die Fehlerbalken resultieren aus der Statistik der experimentellen Daten und der Simulation. Die beiden rechten Spalten enthalten die Werte für die Korrektur der Koeffizienten v_1 und v_2 nach Gleichungen 3.36 und 3.37 bei Anpassung der azimutalen Verteilungen mit einer Funktion der Form 3.35. Der statistische Fehler dieser Werte ist um mehr als einen Faktor 10 kleiner als die angegebene Genauigkeit und wird im folgenden vernachlässigt.*

Kapitel 4

Die experimentellen Ergebnisse

4.1 Stoßparameterintegrierte Ergebnisse

4.1.1 Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte im Laborsystem

Abbildung 4.1 zeigt die wie in Abschnitt 3.6 beschrieben ausgewerteten doppelt-differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte für K^+ und K^- als Funktion des Teilchenimpulses im Laborsystem p_{lab} für das Reaktionssystem Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV. Gezeigt sind die Verteilungen für die fünf gemessenen Spektrometerwinkel im Labor θ_{lab} für K^+, beziehungsweise für die vier gemessenen Winkeleinstellungen für K^-. Die Wirkungsquerschnitte wurden ohne Selektion der Stoßzentralität gemessen und ausgewertet. Sie werden im folgenden als "inklusiv" bezeichnet. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben den statistischen Fehler und einen aus dem Abzug des Restuntergrunds (siehe Abschnitt 3.5.2) für jedes Impulsintervall resultierenden systematischen Fehler wieder. Der zusätzliche, nicht impulsabhängige systematische Fehler für alle Verteilungen gemeinsam wurde in Abschnitt 3.6.5 zu 11% abgeschätzt. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen unter Annahme einer exponentiellen Energieabhängigkeit und einer anisotropen Emission im Schwerpunktssystem dar, die in Abschnitt 4.1.3 näher diskutiert werden. Sie dienen auch der Bestimmung der integralen Produktionswirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 4.1.4).

In Abbildung 4.2 sind die inklusiven doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion positiv und negativ geladener Pionen als Funktion des Teilchenimpulses im Laborsystem gezeigt. Eine systematische Untersuchung und Diskussion der Daten zur Pionenproduktion aus dem hier beschriebenen Experiment wurde im Rahmen einer Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main durchgeführt [Sch02].

Für das Stoßsystem Au+Au bei 1.5 AGeV wurden bereits in einem früheren Experiment [Stu01b] für einen kleineren kinematischen Bereich ($\theta_{lab} = 40°$, $48°$ und $56°$) inklusive Wirkungsquerschnitte für die Produktion von K^+ bestimmt. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte, gemessen bei einem Spektrometerwinkel von $\theta_{lab} = 40°$, als Funktion des Laborimpulses p_{lab}. Die geschlossenen Symbole stellen die Daten aus der vorliegenden Auswertung dar, die offenen die aus [Stu01b] entnommenen Werte. Im Mittel liegen letztere um etwa 15% niedriger als die Ergebnisse dieser Arbeit. Ein Teil dieses Unterschieds läßt sich auf den unterschiedlichen Energieverlust der Projektile im Tar-

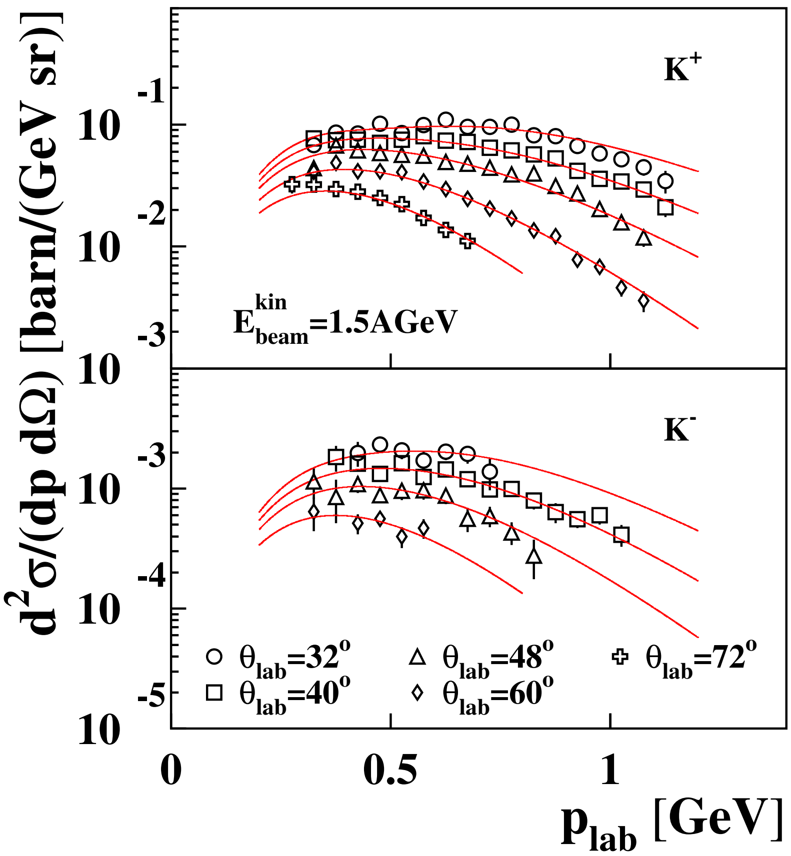


Abbildung 4.1: *Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Teilchenimpulses im Laborsystem, oben für die fünf gemessenen Spektrometerwinkel im Labor für K^+, unten für die vier gemessenen Winkel für K^-. Die eingezeichneten Linie stellen eine simultane Anpassung aller Spektren unter Annahme einer nicht isotropen polaren Winkelverteilung und einer exponentiellen Energieabhängigkeit im Schwerpunktssystem nach Gleichung 4.10 dar (siehe Abschnitt 4.1.3).*

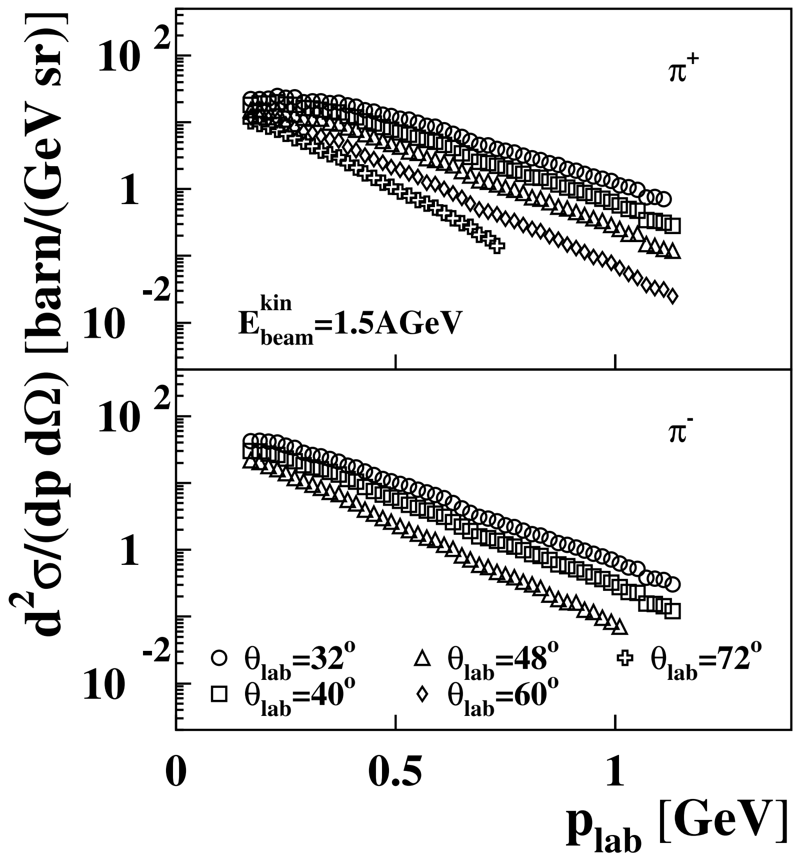


Abbildung 4.2: *Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Teilchenimpulses im Laborsystem, oben für die fünf gemessenen Spektrometerwinkel im Labor für π^+, unten für die drei gemessenen Winkel für π^-.*

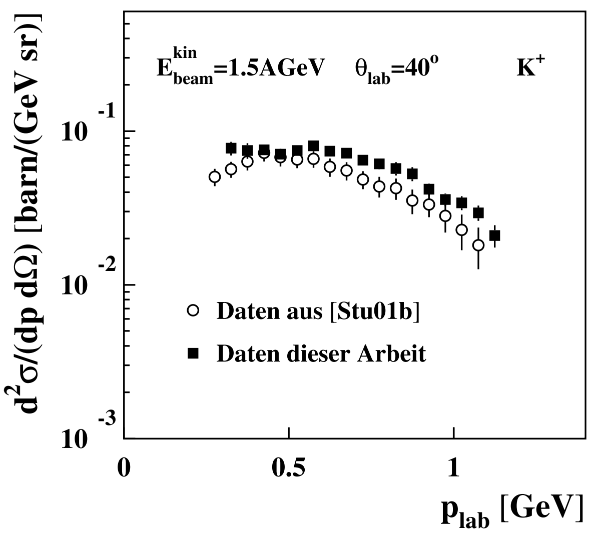


Abbildung 4.3: *Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Teilchenimpulses im Laborsystem, gemessen in Au+Au-Stößen bei* 1.5 *AGeV unter einem Laborwinkel von* $\theta_{lab} = 40°$. *Die offenen Symbole stellen Daten aus [Stu01b] dar, die geschlossenen die aus der vorliegenden Arbeit.*

get zurückführen. Das in dem in [Stu01b] ausgewerteten Experiment verwandte Target war mit 1.0 mm doppelt so dick wie dasjenige, mit dem die hier gezeigten Daten gemessen wurden. Berechnet man mit dem Programmpaket ATIMA [GSI98] den Energieverlust ΔE der Projektilkerne im Target für die beiden Dicken, so erhält man $\Delta E(1.0 \text{ mm}) = 0.0794$ GeV und $\Delta E(0.5 \text{ mm}) = 0.0397$ GeV. Die Berechnung zeigt weiterhin, daß der Energieverlust pro Strecke dE/dx bei solch dünnen Targets als weitgehend konstant über die Dicke angenommen werden kann. Unterhalb der Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon Stößen zeigt die K^+-Anregungsfunktion eine starke Energieabhängigkeit $f(E)$. Eine detalliertere Diskussion der Anregungsfunktion der K^+-Produktion im Stoßsystem Au+Au und damit ihrer Energieabhängigkeit findet sich ebenfalls in [Stu01b]. Dort wurde die Multiplizität der K^+ pro Massenzahl A des Stoßsystems nach [Kol99] mit einer Funktion der Form

$$f(E) = \frac{M_{K^+}}{A} = C \cdot \sqrt{T_{max}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{thr}}{T_{max}}\right) \quad , \quad T_{max} = T_0 \cdot \left(\frac{E_{beam}^{kin}}{\text{GeV}}\right)^{\eta} \tag{4.1}$$

parametrisiert. Hierbei ist $E_{thr} = 1.58$ GeV die Schwellenenergie für die K^+-Produktion in freien Nukleon-Nukleon-Stößen. Die drei Parameter wurden durch Anpassung experimenteller Ergebnisse bei kinetischen Strahlenergien von $E_{beam}^{kin} = 0.56$ AGeV, 0.78 AGeV, 0.96 AGeV, 1.1 AGeV und 1.46 AGeV zu $C = 0.1 \pm 0.025$ GeV$^{-1/2}$, $T_0 = 0.098 \pm 0.001$ GeV und $\eta = 0.8 \pm 0.02$ bestimmt. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß damit wegen des kontinuierlichen Energieverlusts die Wahrscheinlichkeit für die K^+-Produktion nicht über die Dicke des Targets konstant ist, wurde die effektive Strahlenergie $E_{beam}^{kin,eff}$ aus der nominellen

Strahlenergie E_{beam}^{kin} durch Integration über den Energieverlust ΔE zu

$$E_{beam}^{kin,eff} = \frac{\int\limits_{E_{beam}^{kin}}^{E_{beam}^{kin}-\Delta E} E\, f(E)\, dE}{\int\limits_{E_{beam}^{kin}}^{E_{beam}^{kin}-\Delta E} f(E)\, dE} \tag{4.2}$$

bestimmt. Die effektive Strahlenergie ergibt sich daraus für das 1.0 mm dicke Target zu $E_{beam}^{kin,eff}(1.0\text{ mm}) = 1.464$ AGeV, für das 0.5 mm dicke zu $E_{beam}^{kin,eff}(0.5\text{ mm}) = 1.481$ AGeV. Damit läßt sich mit Hilfe der Parametrisierung 4.1 das zu erwartende Verhältnis der K$^+$-Multiplizität bei diesen beiden effektiven Strahlenergien zu

$$\frac{M_{K^+}\left(E_{beam}^{kin,eff} = 1.464\text{ AGeV}\right)}{M_{K^+}\left(E_{beam}^{kin,eff} = 1.481\text{ AGeV}\right)} = 0.89$$

abschätzen. Unter Berücksichtigung dieses Unterschieds stimmen die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte aus [Stu01b] und aus dieser Arbeit im Rahmen der angegebenen Fehler überein.

4.1.2 Die Transformation ins Schwerpunktssystem

Die Auswertung der Daten zur Kaonenproduktion erfolgte wie die Messung im Laborsystem. Um Daten, die bei verschiedenen Spektrometerwinkeln im Labor oder in Experimenten mit verschiedenen kinetischen Strahlenergien gemessen wurden, vergleichen zu können, wurden die spektralen Verteilungen in das Schwerpunktssystem transformiert. Die Lorentztransformation der Variablen Energie E und Impuls p eines Teilchens zwischen dem Laborsystem und dem mit der Geschwindigkeit β_{cm} entlang der Strahlachse bewegten Schwerpunktssystem ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} p_{\parallel}^{cm} &= \gamma_{cm}\,(p_{\parallel}^{lab} - \beta_{cm}\, E_{lab}) \\ p_{\perp}^{cm} &= p_{\perp}^{lab} \\ E_{cm} &= \gamma_{cm}\,(E_{lab} - \beta_{cm}\, p_{\parallel}^{lab}) \end{aligned} \tag{4.3}$$

Dabei ist $\gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{cm}^2}}$, $p_{\parallel} = p\cos\theta$ die Impulskomponente des Teilchens parallel zur Strahlachse, $p_{\perp} = p\sin\theta$ die orthogonale Komponente.

Die Umrechnung der Wirkungsquerschnitte erfolgte mit Hilfe des invarianten Wirkungsquerschnitts, der auf der Lorentzinvarianz des Phasenraumelements $\frac{d^3p}{E}$ beruht,

$$\sigma_{inv} = E\frac{d^3\sigma}{dp^3} \quad . \tag{4.4}$$

Mit der Zerlegung

$$d^3p \;=\; dp_x\, dp_y\, dp_z \;=\; p^2\, dp\, \sin\theta\, d\theta\, d\phi \;=\; p^2\, dp\, d\Omega$$

und der aus der Energie-Impuls-Beziehung

$$E \;=\; \sqrt{p^2 + m^2} \tag{4.5}$$

folgenden Identität

$$p\, dp \;=\; E\, dE$$

folgt

$$\sigma_{inv} \;=\; E\frac{d^3\sigma}{dp^3} \;=\; E\frac{1}{p^2}\frac{d^2\sigma}{dp\, d\Omega} \;=\; E\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dE\, d\Omega} \;=\; \frac{1}{p}\frac{d^2\sigma}{dE\, d\Omega} \quad . \tag{4.6}$$

Nutzt man die Lorentzinvarianz von σ_{inv} , so erhält man

$$\left(E\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{cm} \;=\; \left(\frac{1}{p}\frac{d^2\sigma}{dE\, d\Omega}\right)_{cm} \;=\; \left(\frac{1}{p}\frac{d^2\sigma}{dE\, d\Omega}\right)_{lab} \;=\; \frac{E_{lab}}{p^2_{lab}}\left(\frac{d^2\sigma}{dp\, d\Omega}\right)_{lab} \quad . \tag{4.7}$$

Die so transformierten Energieverteilungen sind aber immer noch unter festen Spektrometerwinkeln im Labor gemessen. Diese entsprechen den gekrümmten Bereichen in Abbildung 3.1, die den abgedeckten kinematischen Bereich dieses Experiments als Funktion von $p_\perp$ und y/y_{beam} zeigt. Sie schneiden jeweils verschiedene Linien konstanten polaren Emissionswinkels θ_{cm} im Schwerpunktssystem. Dies verändert für den Fall einer im Polarwinkel nicht isotropen Emission die Form der Energieabhängigkeit der unter konstantem Laborwinkel gemessenen Verteilungen. Jedes Impulsintervall einer solchen Laborimpulsverteilung entspricht einem unterschiedlichen mittleren Emissionswinkel der Teilchen θ_{cm} im Schwerpunktssystem. Dieser kann mit Hilfe der Lorentztransformation 4.3 und

$$p_{cm} \;=\; \sqrt{E^2_{cm} \,-\, m^2_{\pi,K}} \quad , \quad \cos\theta_{cm} \;=\; \frac{p^{cm}_{\parallel}}{p_{cm}}$$

zu

$$\theta_{cm} = \arccos\left(\frac{\gamma\left(p_{lab}\,\cos\theta_{lab} \,-\, \beta\sqrt{p^2_{lab} + m^2_{\pi,K}}\right)}{\sqrt{\gamma^2\,\left(\sqrt{p^2_{lab} + m^2_{\pi,K}} \,-\, \beta p_{lab}\,\cos\theta_{lab}\right)^2 \,-\, m^2_{\pi,K}}}\right) \quad . \tag{4.8}$$

berechnet werden. Dabei ist $m_{\pi,K}$ die Ruhemasse der jeweils untersuchten Teilchensorte (π,K).

Für ein massensymmetrisches Stoßsystem ist eine eventuelle polare Anisotropie der Teilchenemission (siehe Abschnitt 4.1.3) symmetrisch um $\theta_{cm} = 90°$. Um eine davon möglichst unbeeinflußte Verteilung zu erhalten, wurden aus allen fünf (K^+) beziehungsweise vier (K^-) gemessenen Laborimpulsverteilungen diejenigen Impulsintervalle selektiert, die einem Emissionswinkelbereich von $82.5° < \theta_{cm} < 97.5°$ entsprechen, und zu einer spektralen Verteilung zusammengefaßt. Abbildung 4.4 zeigt für diese Punkte den invarianten Wirkungsquerschnitt für K^+ und K^- als Funktion der kinetischen Energie im Schwerpunktssystem. Die einge-

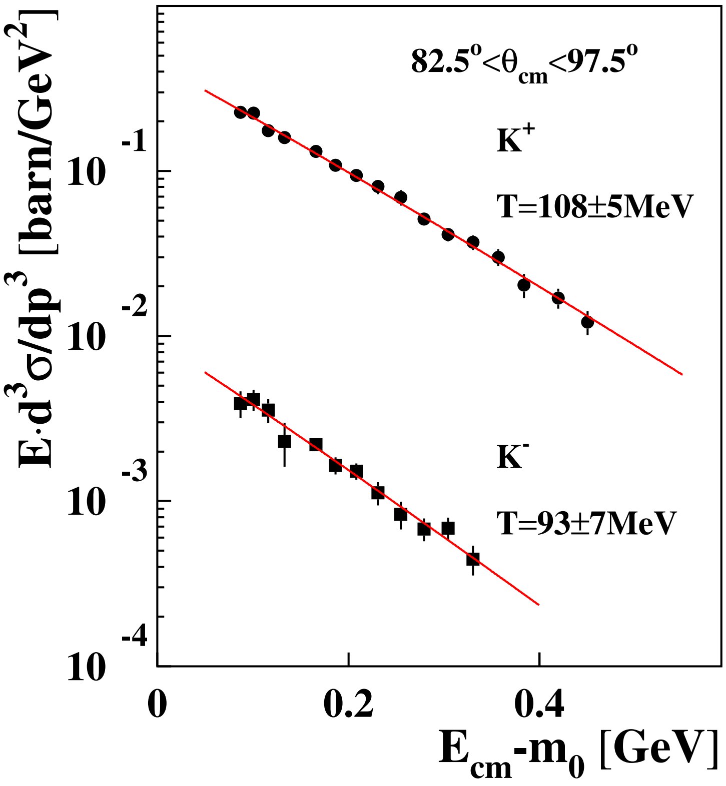


Abbildung 4.4: *Invariante Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^- als Funktion der kinetischen Teilchenenergie für $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ im Schwerpunktssystem. Die Linien stellen Anpassungen mit einer exponentiellen Energieabhängigkeit nach Gleichung 4.9 dar.*

zeichneten Linien stellen jeweils unter Verwendung des Programmpakets MINUIT [CNA93b] durchgeführte Anpassungen von Maxwell-Boltzmann-Verteilungen der Form

$$E\,\frac{d^3\sigma}{dp^3} = C \cdot E_{cm} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right) \tag{4.9}$$

an die Daten dar, wobei zwei Parameter, die absolute Höhe C und der inverse Steigungsparameter T variiert wurden. Die inklusiven Energieverteilungen zeigen für K^+ mit $T(K^+) = 108 \pm 5$ MeV und für K^- mit $T(K^-) = 93 \pm 7$ MeV eine unterschiedliche Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts.

Der inverse Steigungsparameter für K^+ stimmt im Rahmen der Fehler mit dem auf ähnliche Weise ($80° < \theta_{cm} < 100°$) bestimmten Wert von $T = 102 \pm 4$ MeV aus [Stu01b, Stu02] überein.

4.1.3 Die polare Anisotropie der Kaonenemission

Unter der Annahme einer bezüglich des polaren Emissionswinkels θ_{cm} isotropen Emission der Kaonen im Schwerpunktssystem sollten alle nach Gleichung 4.7 transformierten Energieverteilungen des invarianten Wirkungsquerschnitts einer Teilchensorte aufeinander liegen, unabhängig von der gemessenen Winkeleinstellung des Spektrometers im Labor. Abbildung 4.5 zeigt die auf diese Weise transformierten spektralen Verteilungen für K^+ für die Laborwinkel $\theta_{lab} = 32°$ und $\theta_{lab} = 72°$. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen mit einer

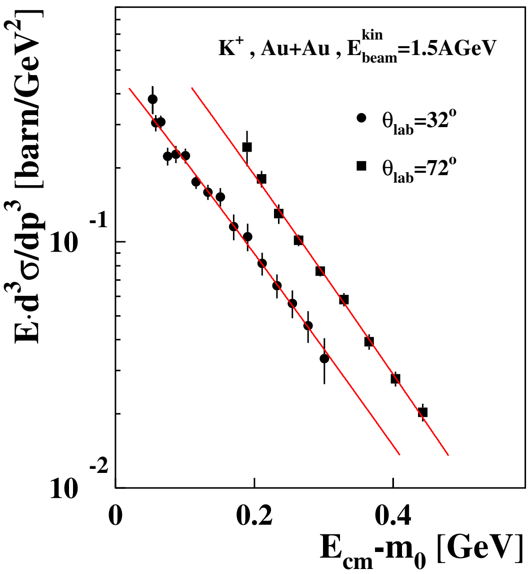


Abbildung 4.5: *Invariante Wirkungsquerschnitte für K^+ als Funktion der kinetischen Teilchenenergie gemessen bei $\theta_{lab} = 32°$ und $\theta_{lab} = 72°$. Die Linien stellen Anpassungen mit einer exponentiellen Energieabhängigkeit nach Gleichung 4.9 dar.*

exponentiellen Energieabhängigkeit nach Gleichung 4.9 dar. Die Wirkungsquerschnitte bei

$\theta_{lab} = 72°$ liegen deutlich höher als die bei $\theta_{lab} = 32°$ gemessenen. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, entspricht der größere Laborwinkel auch größeren Polarwinkeln im Schwerpunktssystem. Der Unterschied der invarianten Wirkungsquerschnitte in Abbildung 4.5 deutet also auf eine erhöhte Emission unter großen und damit auf Grund der Symmetrie des Stoßsystems Au+Au auch unter kleinen Winkeln im Schwerpunktssystem hin.

Die direkte Vorgehensweise zur Bestimmung einer polaren Winkelverteilung $d\sigma/d\cos\theta_{cm}$ wäre die Selektion weiterer Winkelbereiche im Schwerpunktssystem analog zu den Verteilungen für $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ in Abbildung 4.4 und die anschließende Anpassung der so entstandenen Verteilungen mit Maxwell-Boltzmann-Funktionen nach Gleichung 4.9 zur Extrapolation und Integration über alle Teilchenenergien. Dies war, insbesondere für K^-, auf Grund des mit den Messungen abgedeckten kinematischen Bereichs (siehe Abbildung 3.1) nicht durchführbar. Bei größeren Winkeln im Schwerpunktssystem war eine verläßliche Extrapolation und damit Integration der Energieverteilungen nicht möglich.

Zur Beschreibung der polaren Anisotropie der Kaonenemission wurde deshalb das folgende Verfahren angewandt: Es wurde angenommen, daß die Energieabhängigkeit der Teilchenemission im Schwerpunktssystem vollständig durch den angenommenen exponentiellen Verlauf beschrieben ist und somit von der Polarwinkelabhängigkeit separiert werden kann. Diese wurde in Potenzen von $\cos\theta_{cm}$ parametrisiert, wobei auf Grund der Massensymmetrie des Stoßsystems Au+Au lediglich geradzahlige Potenzen berücksichtigt wurden. Um die Zahl der Parameter möglichst gering zu halten, wurde lediglich der erste Term berücksichtigt

$$E_{cm} \frac{d^3\sigma}{dE_{cm}\, d\cos\theta_{cm}\, d\phi_{cm}} = \left(1 + a_2 \cdot \cos^2\theta_{cm}\right) \cdot C \cdot E_{cm} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right) \quad . \tag{4.10}$$

In einer Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt [Stu01b] wurde mit einem kleineren abgedeckten kinematischen Bereich ($\theta_{lab} = 40°$,48° und 56°) bereits eine Untersuchung zur Anisotropie der K^+-Emission in Au+Au Stößen bei 1.5 AGeV für inklusive Daten durchgeführt. Dabei wurde der nächsthöhere Term der Form $(a_4 \cdot \cos^4\theta_{cm})$ mitberücksichtigt. Der zugehörige Anisotropiefaktor wurde dort zu $a_4 = 0.0 \pm 0.3$ bestimmt, der Term trug also zur Beschreibung der Form der Verteilung nicht bei. Für den quadratischen Anteil ergab sich $a_2 = 1.1 \pm 0.1$. Im folgenden wird die Übereinstimmung der in Gleichung 4.10 angenommenen Form der polaren Anisotropie der Kaonenemission mit zwei Verfahren getestet, die als "Simultananpassung" und als "Divisionsmethode" bezeichnet werden.

Simultananpassung

Um alle Datenpunkte sämtlicher Laborimpulsverteilungen für K^+ beziehungsweise K^- simultan zu beschreiben, wurden Anpassungsfunktionen nach Gleichung 4.10 für jeden Spektrometerwinkel θ_{lab} in das Laborsystem transformiert und simultan mit Hilfe des Programmpakets MINUIT [CNA93b] an die gemessenen spektralen Verteilungen der fünf (K^+) beziehungsweise vier (K^-) Laborwinkel angepaßt. Als freie Parameter der Minimierung dienten der Normierungsfaktor C, der Anisotropieparameter a_2 und der inverse Steigungsparameter T. Die resultierenden Werte sind in Tabelle 4.1 angegeben, die angepaßten Funktionen in Abbildung 4.1 mit eingezeichnet. Die Werte für χ^2 pro Freiheitsgrad der Anpassungen betragen 1.0 für die K^+-Daten und 0.6 für die K^--Daten.

Divisionsmethode

Die Simultananpassung benötigt a priori eine Annahme über die Form der polaren Anisotropie. Um dies zu vermeiden und sich auf die Annahme der Separierbarkeit von Polarwinkelabhängigkeit und Energieabhängigkeit sowie einer exponentiellen Form letzterer beschränken zu können, wurde ein zweites Verfahren angewandt. Für jedes Laborimpulsintervall kann bei Kenntnis des Polarwinkels im Labor θ_{lab} nach Gleichung 4.8 der zugehörige Polarwinkel im Schwerpunktssystem θ_{cm} berechnet werden. Nun kann der invariante Wirkungsquerschnitt unter obiger Annahme über die Energieabhängigkeit als

$$\sigma_{inv} \;=\; f\left(\cos\theta_{cm}\right) \cdot C \cdot E_{cm} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right) \tag{4.11}$$

beschrieben werden, wobei $f\left(\cos\theta_{cm}\right)$ die von der Energieabhängigkeit separierte, aber noch nicht näher bestimmte Winkelabhängigkeit darstellt. Die Abhängigkeit von der Teilchenenergie konnte in Abschnitt 4.1.2 bereits für die Verteilungen bei $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ bestimmt werden

$$\sigma_{inv}\left(90°\right) \;\sim\; E_{cm} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right) \quad . \tag{4.12}$$

Damit ergibt sich für die Form der Polarwinkelabhängigkeit

$$f\left(\cos\theta_{cm}\right) \;\sim\; \frac{\sigma_{inv}\left(\theta_{cm}\right)}{\sigma_{inv}\left(90°\right)} \quad . \tag{4.13}$$

Um dies umzusetzen, wurden alle gemessenen Datenpunkte durch den ihrer Energie entsprechenden Funktionswert der Anpassung nach Gleichung 4.9 aus Abschnitt 4.1.2 dividiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Die ausgefüllten Punkte stellen die gemessenen Datenpunkte dar, die offenen wurden wegen der Massensymmetrie des Stoßsystems Au+Au an $\cos\theta_{cm} = 0$ gespiegelt. Die Punkte zeigen eine parabelförmige Verteilung, was die Annahme einer quadratischen Abhängigkeit von $\cos\theta_{cm}$, wie sie für die Simultananpassung verwandt wurde, rechtfertigt. Zum Vergleich wurde eine Anpassung der Form

$$\frac{\sigma_{inv}\left(\theta_{cm}\right)}{\sigma_{inv}\left(90°\right)} \;\sim\; \left(1 \,+\, a_2 \cos^2\theta_{cm}\right) \tag{4.14}$$

an die gemessenen Datenpunkte, ohne Berücksichtigung der gespiegelten, durchgeführt. Die resultierenden Werte für a_2 unterscheiden sich nicht von den mit der Simultananpassung bestimmten. Sie sind zum Vergleich zusammen mit den inversen Steigungsparametern T der Anpassungen der Energieverteilungen bei $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ ebenfalls in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Werte für χ^2 pro Freiheitsgrad betragen 1.17 für K^+ und 0.73 für K^-. Für stoßparameterintegrierte Daten zeigen sowohl K^+ als auch K^- eine Vorwärts-Rückwärts-Überhöhung der Emission, die allerdings für K^+ deutlich stärker ist als für K^-. Die Ergebnisse einer zentralitätsabhängigen Untersuchung sind in Abschnitt 4.2.5 beschrieben.

4.1.4 Die integralen Wirkungsquerschnitte

Nach der Bestimmung der Energieabhängigkeit (Abschnitt 4.1.2) und der Polarwinkelabhängigkeit (Abschnitt 4.1.3) der Kaonenemission können aus den differentiellen Wirkungs-

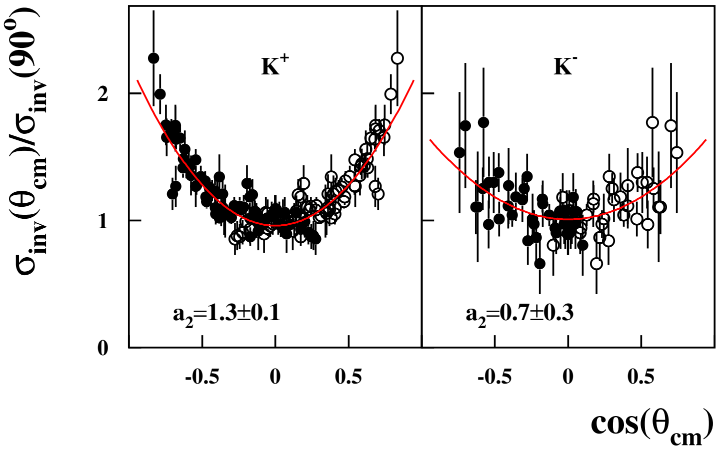


Abbildung 4.6: *Polare Anisotropie der K^+ und K^--Emission für inklusive Daten. Die ausgefüllten Symbole stellen die gemessenen Daten dar, die offenen sind an $\cos\theta_{cm} = 0$ gespiegelt. Die Linien stellen Anpassungen an die gemessenen Datenpunkte mit einer quadratischen Abhängigkeit von $\cos\theta_{cm}$ nach Gleichung 4.14 dar.*

	Simultananpassung			$\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$	$\frac{\sigma_{inv}(\theta_{cm})}{\sigma_{inv}(90°)}$
	C [barn/GeV^3]	T [MeV]	a_2	T [MeV]	a_2
K^+	69 ± 8	111 ± 2	1.3 ± 0.1	108 ± 5	1.3 ± 0.1
K^-	6 ± 2	87 ± 4	0.6 ± 0.3	93 ± 7	0.7 ± 0.3

Tabelle 4.1: *Inverse Steigungsparameter T und Anisotropieparameter a_2 für die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^-. Die drei linken Spalten zeigen die Ergebnisse der Simultananpassung inklusive der Absolutnormierung C, rechts sind die inversen Steigungsparameter aus den Anpassungen der spektralen Verteilungen bei $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ und die mit der Divisionsmethode bestimmten Anisotropieparameter gezeigt.*

querschnitten durch Integration über Impuls und Raumwinkel die integralen Wirkungsquerschnitte berechnet werden:

$$\sigma = \int\int \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}\, dp\, d\Omega \quad . \tag{4.15}$$

Hierbei wurde zur Extrapolation über den gemessenen kinematischen Bereich hinaus das Ergebnis der Simultananpassung (Abschnitt 4.1.3) an alle Laborimpulsverteilungen nach Gleichung 4.10 verwandt, die polare Anisotropie also als von quadratischer Form und als von der als exponentiell verlaufend angenommenen Energieverteilung separierbar betrachtet. Der integrale Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit zu

$$\sigma = \int\limits_0^{2\pi}\int\limits_{-1}^{1}\int\limits_0^{\infty} \left(1 + a_2 \cos^2\theta_{cm}\right) \cdot C \cdot \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right) p_{cm}^2\, dp_{cm}\, d\cos\theta_{cm}\, d\phi_{cm} \quad . \tag{4.16}$$

Die Daten sind experimentell über den Azimutwinkel ϕ gemittelt. Ausführen der Integration über den Raumwinkel und nutzen der Relation $E_{cm}^2 = p_{cm}^2 + m^2$ ergibt

$$\sigma = 4\pi \cdot \left(1 + \frac{a_2}{3}\right) \cdot C \cdot \int\limits_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\sqrt{p_{cm}^2 - m^2}}{T}\right) p_{cm}^2\, dp_{cm} \quad . \tag{4.17}$$

Die verbleibende Integration über den Impuls wurde numerisch durchgeführt. Mit den Werten für C, T und a_2 aus der Simultanpassung (siehe Tabelle 4.1) ergeben sich die integralen Wirkungsquerschnitte für die K^+- und die K^--Produktion zu

$$\sigma(K^+) = 348 \pm 9\,(\text{stat.}) \pm 38\,(\text{sys.})\ \text{mbarn} \quad ,$$

$$\sigma(K^-) = 5.0 \pm 0.4\,(\text{stat.}) \pm 0.6\,(\text{sys.})\ \text{mbarn} \quad .$$

Die statistischen Fehler wurden durch Fortpflanzung der Fehler der 3 Parameter aus der Simultananpassung der spektralen Verteilungen, die ihrerseits nur die statistischen Fehler enthalten, bestimmt. Da diese Parameter nicht unkorreliert sind, wurden bei der Berechnung der Fehler für die integralen Wirkungsquerschnitte die in Tabelle 4.2 gezeigten Korrelationskoeffizienten berücksichtigt. Die Abschätzung der systematischen Fehler befindet sich in Abschnitt 3.6.5. Die Extrapolation zu Teilchenimpulsen über den gemessenen Bereich hinaus trägt zu etwa 35% zu den angegebenen integralen Wirkungsquerschnitten bei.

4.1.5 Die Bestimmung des totalen Reaktionswirkungsquerschnitts

Um den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{rea} für das Stoßsystem Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV zu bestimmen, wurden Daten verwandt, die mit dem Ereignistrigger ("minimum bias", siehe Abschnitt 3.1) gemessen wurden. Es handelt sich hierbei nicht um separate Messungen, sondern um Ereignisse, die während aller Messungen dieser Strahlzeit zusätzlich aufgezeichnet wurden. Dazu wurde die Menge aller der Triggerlogik angebotenen Ereignisse, die die Bedingungen für den Ereignistrigger erfüllten, um einen festen Reduktionsfaktor der Größenordnung $4 \cdot 10^{-5}$ verkleinert und lediglich diese Untermenge von der Datenaufnahme parallel zu den Ereignissen, die die eigentlichen Bedingungen des

K^+	C	T	a_2
C	1.0	0.136	-0.231
T	0.136	1.0	-0.993
a_2	-0.231	-0.993	1.0

K^-	C	T	a_2
C	1.0	-0.153	0.079
T	-0.153	1.0	-0.994
a_2	0.079	-0.994	1.0

Tabelle 4.2: *Korrelationskoeffizienten für die drei Parameter der Simultananpassung nach Gleichung 4.10, links für K^+, rechts für K^-.*

jeweils eingestellten Triggers erfüllen, weggeschrieben. Der Reduktionsfaktor kann mit Hilfe freilaufender, nicht-totzeitbehafteter elektonischer Zähler bestimmt und überprüft werden.

Der Ereignistrigger basiert auf dem Ansprechen von mehr als zwei Modulen des Großwinkelhodoskops. Wird die Zählrate aller Ereignisse als Funktion der Treffermultiplizität M_T in diesem Detektor wie in Abschnitt 3.6.2 beschrieben auf die Anzahl der Strahlteilchen sowie die Massenbelegung des Targets normiert und die Totzeit der Datenaufnahme sowie der Reduktionsfaktor für den Ereignistrigger korrigiert, so erhält man den differentiellen Reaktionswirkungsquerschnitt $d\sigma_{rea}/dM_T$ als Funktion der Treffermultiplizität M_T. Dies ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Die Treffermultiplizität wurde hierbei mit der in Abschnitt 3.3

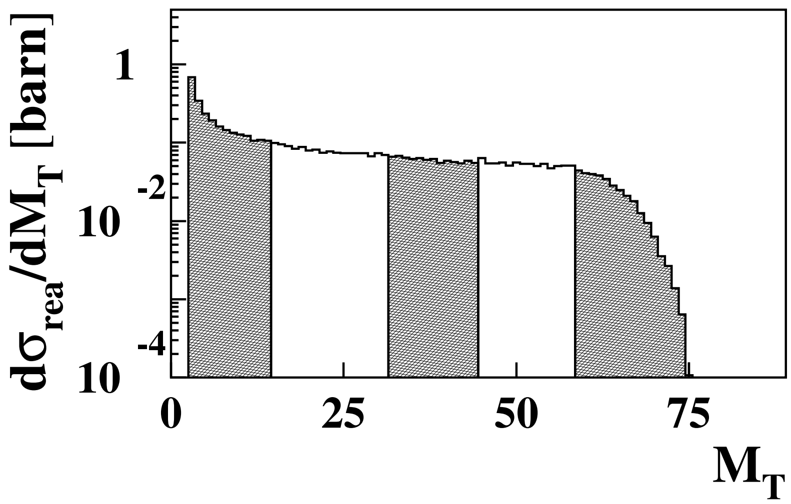


Abbildung 4.7: *Der differentielle Reaktionswirkungsquerschnitt $d\sigma_{rea}/dM_T$ als Funktion der Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop M_T. Die unterschiedliche Schraffur markiert die Einteilung der fünf Zentralitätsklassen, wie sie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben ist.*

beschriebenen Methode zur Clusterseparation bestimmt. Kleine Multiplizitäten entsprechen peripheren Stößen, große zentralen. Eine Messung für Multiplizitäten $M_T < 3$ ist wegen der erhöhten Wahrscheinlichkeit für nicht zu Kern-Kern-Stößen korrelierten Untergrundereignissen nicht sinnvoll. Vor der Integration der Verteilung aus Abbildung 4.7 mußte deshalb eine

Extrapolation zu kleinen Multiplizitäten erfolgen. Um diese möglichst stabil zu gestalten und möglichst insensitiv auf Untergrund zu sein, der kleinere Multiplizitäten stärker betrifft als große, wurde der differentielle Reaktionswirkungsquerschnitt $d\sigma_{rea}/dM_T$ beginnend bei dem höchsten Wert M_T^{max} für zentrale Reaktionen bis zu jedem möglichen Wert für M_T aufsummiert zu

$$\sigma_{rea}\left(M_T\right) = \sum_{k=M_T^{max}}^{M_T} \frac{d\sigma_{rea}}{dM_T}\left(k\right) \quad . \tag{4.18}$$

Dieser jeweils aufsummierte Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 4.8 wiederum als Funktion von M_T gezeigt. Diese Verteilung wurde für $3 \leq M_T \leq 30$ mit einer Exponentialfunktion

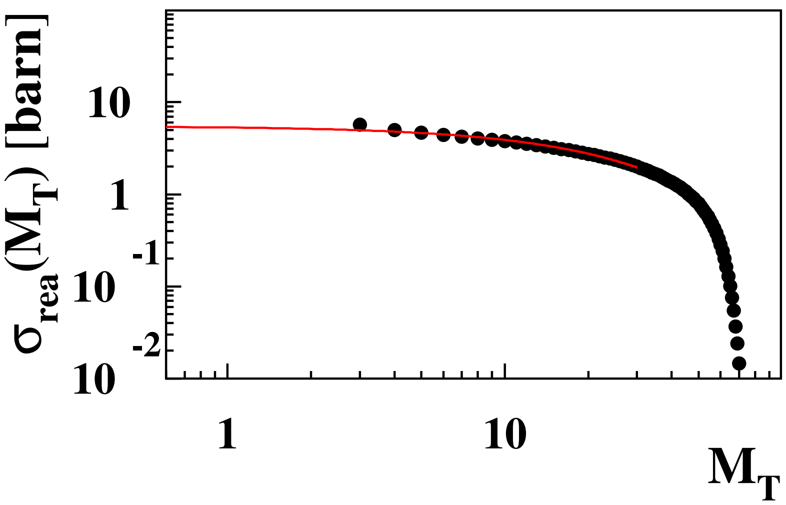


Abbildung 4.8: *Der nach Gleichung 4.18 aufsummierte Reaktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop M_T. Die eingezeichnete Linie stellt die Anpassung mit einer Exponentialfunktion an den Bereich $3 \leq M_T \leq 30$ dar, die der Extrapolation zu $M_T < 3$ dient.*

angepaßt. Mit Hilfe dieser Anpassungsfunktion $\hat{\sigma}_{rea}(M_T)$ wurden durch Differenzbildung zischen $\hat{\sigma}_{rea}(M_T = 3)$ und $\hat{\sigma}_{rea}(M_T = 2)$ beziehungsweise zwischen $\hat{\sigma}_{rea}(M_T = 2)$ und $\hat{\sigma}_{rea}(M_T = 1)$ die experimentell nicht gemessenen Werte für $d\sigma_{rea}/dM_T$ für die Treffermultiplizitäten $M_T = 2$ und $M_T = 1$ bestimmt. Diese wurden der Verteilung aus Abbildung 4.7 hinzugefügt und durch Integration der totale Reaktionswirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{rea} = 6.0 \pm 0.5\,\mathrm{barn}$$

bestimmt. Der Fehler wurde abgeschätzt aus der systematischen Unsicherheit der Normierung, die durch Vergleich von Messungen mit zwei unterschiedlich dicken Targets bestimmt wurde, und der Unsicherheit der Extrapolation auf Grund des nicht korrelierten Untergrunds, wozu Messungen mit unterschiedlicher Strahlintensität betrachtet wurden. In einem früheren Experiment am Kaonenspektrometer [Wag96] wurde der Reaktionswirkungsquerschnitt für das Stoßsystem Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 AGeV zu $\sigma_{rea} = 5.9 \pm 0.4$ barn bestimmt.

Im geometrischen Modell [Nag84] wird der Reaktionswirkungsquerschnitt als Querschnittsfläche des geometrischen Überlapps zweier sphärischer Kerne mit nicht diffusem Rand, gemittelt über alle Stoßparameter, angenommen. Er ergibt sich danach zu

$$\sigma_{rea}^{geom} = \pi\,(R_t + R_p)^2 \quad , \tag{4.19}$$

wobei R_t und R_p die Radien der Target- beziehungsweise der Projektilkerne darstellen. Eine gebräuchliche Parametrisierung [Pov94], die unter anderem in einer Dissertation am Kaonenspektrometer [Stu01b] verwandt wurde, ist

$$R = 1.2\,\mathrm{fm} \cdot \mathrm{A}^{\frac{1}{3}} \quad ,$$

womit sich $\sigma_{rea}^{geom} = 6.1$ barn ergibt. In dieser Arbeit wird durchgehend der experimentell bestimmte Wert von $\sigma_{rea} = 6.0 \pm 0.5$ barn verwandt.

4.2 Ergebnisse in Abhängigkeit von der Stoßzentralität

4.2.1 Die Einteilung von Zentralitätsklassen

Um die Abhängigkeit der Kaonenproduktion von der Stoßzentralität zu untersuchen, wurden die bisher inklusiv gezeigten Daten in fünf Zentralitätsklassen unterteilt. Als Maß hierfür diente die mit Hilfe der Clusterseparation (siehe Abschnitt 3.3) bestimmte Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop. In den von diesem Detektor abgedeckten Winkelbereich von $12° \leq \theta_{lab} \leq 48°$ werden im wesentlichen Teilchen aus der Reaktionszone (Partizipanten) emittiert, so daß die gemessene Multiplizität als Maß für die Zentralität verwandt werden kann. Abbildung 4.7 zeigt die in Abschnitt 4.1.5 beschriebene Häufigkeitsverteilung der Ereignisse als Funktion der Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop M_T, gemessen mit dem Ereignistrigger ("minimum bias", siehe Abschnitt 3.1). Die unterschiedliche Schraffur markiert die Einteilung der fünf Zentralitätsklassen. Diese Einteilung erfolgte derart, daß die einzelnen Intervalle den in Tabelle 4.3 angegebenen prozentualen Anteilen am totalen Reaktionswirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 4.1.5) entsprechen.

Eine zentralitätsabhängige Auswertung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Kaonenproduktion in diesen fünf Zentralitätsklassen war auf Grund der gemessenen Statistik, insbesondere für K^-, lediglich für die bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$ gemessenen Daten möglich (siehe Abschnitt 4.2.3). Um auch eine Abschätzung für die Zentralitätsabhängigkeit der polaren Anisotropie der Kaonenemission zu erhalten, wurde zusätzlich eine Unterteilung der bei sämtlichen Laborwinkeln gemessenen Daten in lediglich zwei Zentralitätsintervalle vorgenommen, von denen das eine der Zusammenfassung der drei peripheren Intervalle 1-3 der vorherigen Einteilung, das andere der Zusammenfassung der beiden zentraleren 4-5 entspricht.

4.2.2 Die Bestimmung der Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen

Für die in Abschnitt 4.2.1 eingeteilten Zentralitätsklassen können mit Hilfe des geometrischen Modells die obere und die untere Grenze im Stoßparameter b_{up} und b_{down} sowie die mittlere Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$ bestimmt werden. Wird die Verteilung der Treffer im Großwinkelhodoskop (siehe Abbildung 4.7) wie in Abschnitt 4.1.5 zur Bestimmung des totalen Reaktionswirkungsquerschnitts beschrieben normiert, ergibt sich durch Integration jeweils von der höchsten gemessenen Multiplizät (den zentralsten Stößen) bis zu derjenigen, die der oberen oder unteren Grenze des jeweiligen betrachteten Intervalls i entspricht, der Reaktionswirkungsquerschnitt σ^i_{rea} für alle Stöße mit Stoßparametern, die kleiner oder gleich dem Stoßparameter b_i sind, der dieser Intervallgrenze entspricht. Der Zusammenhang zwischen σ^i_{rea} und b_i ist gegeben durch

$$\sigma^i_{rea} \;=\; \pi\, b_i^2 \quad\Rightarrow\quad b_i \;=\; \sqrt{\frac{\sigma_i}{\pi}} \quad . \tag{4.20}$$

Die korrespondierende mittlere Anzahl $\langle A_{part} \rangle$ an der Reaktion beteiligter Nukleonen wurde unter der Annahme berechnet, daß es sich dabei um die in der Überlappzone zweier sphärischer Kerne mit scharfem Rand und homogener Dichteverteilung befindlichen Protonen und Neutronen handelt, wenn ein Stoß mit Stoßparameter b stattfindet. Der Zusammenhang zwischen $\langle A_{part} \rangle$ für ein Zentralitätsintervall und dessen Grenzen b_{up} und b_{down} ergibt sich aus dem Verhältnis des Volumens in der Überlappzone zum Gesamtvolumen des Kerns und berechnet sich für massensymmetrische Stoßsysteme durch folgende Integration über die Überlappzone in kartesischen Koordinaten

$$\langle A_{part} \rangle \;=\; \frac{2\cdot A}{\frac{4}{3}\pi R^3}\cdot\frac{2}{b_{up}^2 - b_{down}^2}\cdot \int\limits_{b_{down}}^{b_{up}} \int\limits_{b-R}^{R} \int\limits_{-\sqrt{R^2-(y-b)^2}}^{+\sqrt{R^2-(y-b)^2}} \int\limits_{-\sqrt{R^2-y^2-z^2}}^{+\sqrt{R^2-y^2-z^2}} dx\, dz\, dy\, b\, db \quad , \tag{4.21}$$

wobei $A = 197$ die Anzahl der Nukleonen eines Goldkerns und

$$R \;=\; 0.5\cdot\sqrt{\frac{\sigma_{rea}}{\pi}} \;=\; 6.9\,\mathrm{fm}$$

der aus dem in Abschnitt 4.1.5 bestimmten Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{rea} berechnete Kernradius ist. Die Berechnung wurde mit einem im Rahmen einer Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt [Sch03] entwickelten numerischen Verfahren durchgeführt. Die resultierenden Werte für b_{up}, b_{down} und $\langle A_{part} \rangle$ für die fünf Zentralitätsklassen sind in Tabelle 4.3 angegeben.

4.2.3 Die Zentralitätsabhängigkeit der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte

Auf Grund der gemessenen Statistik war, insbesondere für die K^-, eine Auswertung in fünf Zentralitätsklassen lediglich für die bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$ gemessenen Daten möglich. Damit konnten zwar nicht wie für die inklusiven Daten Energieverteilungen für den invarianten Wirkungsquerschnitt bei $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ bestimmt werden, jedoch liegt der vom Laborwinkel $\theta_{lab} = 40°$ abgedeckte kinematische Bereich im wesentlichen bei Schwerpunktsrapidität (siehe Abbildung 3.1). Die Laborimpulsverteilungen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für die in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Zentralitätsintervalle wurden wie in Abschnitt 3.6.1 beschrieben bestimmt und wie in Abschnitt 4.1.2

Zentralitätsklasse	$\% \, \sigma_{rea}$	b_{up}	b_{down}	$\langle A_{part} \rangle$
1	48.5	13.8	10.2	16
2	21.8	10.2	7.8	86
3	13.0	7.8	5.9	161
4	12.0	5.9	3.3	246
5	4.7	3.3	0.0	340

Tabelle 4.3: *Der prozentuale Anteil am totalen Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{rea}, die obere und untere Grenze im Stoßparameter b_{up} und b_{down} sowie die mittlere Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$, berechnet nach dem geometrischen Modell, für die fünf in Abschnitt 4.2.1 eingeteilten Zentralitätsklassen.*

beschrieben in das Schwerpunktssystem transformiert. Das Ergebnis in Form invarianter Wirkungsquerschnitte als Funktion der kinetischen Teilchenenergie ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Verteilungen sind der Übersichtlichkeit wegen mit den angegebenen Faktoren skaliert und von oben (zentral) nach unten (peripher) mit abnehmender Zentralität angeordnet. Gleiche Symbole für K^+ und K^- entsprechen gleichen Zentralitätsklassen. Für die K^- war auf Grund fehlender Statistik eine Auswertung für das peripherste Zentralitätsintervall nicht möglich. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen mit Maxwell-Boltzmann-Funktionen nach Gleichung 4.9 dar. Die zugehörigen inversen Steigungsparameter T sind in Abbildung 4.10 als Funktion der mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$ je Zentralitätsklasse aufgetragen. Sie steigen sowohl für K^+ als auch für K^- mit zunehmender Zentralität an, sind jedoch für K^+ für alle Zentralitäten deutlich größer als für K^-.

4.2.4 Die Abhängigkeit der Kaonenmultiplizität von der Zentralität

Die Multiplizität M_j einer Teilchensorte j berechnet sich aus dem integralen Wirkungsquerschnitt für deren Produktion σ_j nach

$$M_j = \frac{\sigma_j}{\sigma_{rea}} \quad , \tag{4.22}$$

wobei σ_{rea} der totale Reaktionswirkungsquerschnitt ist (siehe Abschnitt 4.1.5). Da die gemessene Statistik, insbesondere für K^-, lediglich für die bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$ gemessenen Daten eine Auswertung in mehr als zwei Zentralitätsintervallen erlaubt, konnte eine Zentralitätsabhängigkeit der polaren Anisotropie der Kaonenemission bei der Bestimmung der Teilchenmultiplizitäten nicht berücksichtigt werden. Die spektralen Verteilungen für die einzelnen Zentralitätsklassen aus Abbildung 4.9 wurden mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Anpassung mit einer Maxwell-Boltzmann-Funktion über den gemessenen Impulsbereich hinaus extrapoliert und unter der Annahme isotroper Emission jeweils zu $4\pi d\sigma/d\Omega_{cm}|_i$ für jedes Zentralitätsintervall i integriert. Der Anteil am totalen Reaktionswirkungsquerschnitt für jedes dieser Intervalle $\Delta\sigma^i_{rea}$ wurde wie in Abschnitt 4.1.5 beschrieben bestimmt, wobei die normierte Multiplizitätsverteilung des Großwinkelhodoskops

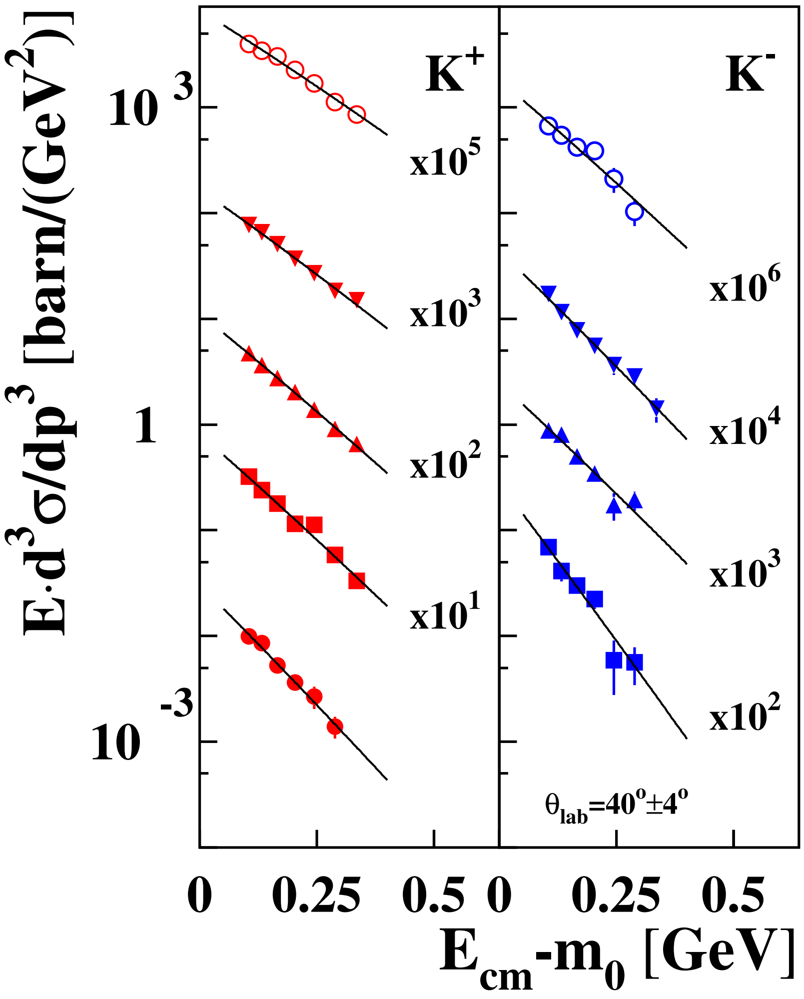


Abbildung 4.9: *Energieverteilungen der invarianten Wirkungsquerschnitte für die K^+-(links) und die K^--Produktion für die in Abschnitt 4.2.1 eingeteilten Zentralitätsklassen. Diese sind von zentral (oben) nach peripher (unten) sortiert. Gleiche Symbole für K^+ und K^- entsprechen dem gleichen Zentralitätsintervall. Die Verteilungen sind zur besseren Übersichtlichkeit mit den angegebenen Faktoren skaliert. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen mit einer exponentiellen Energieabhängigkeit nach Gleichung 4.9 dar.*

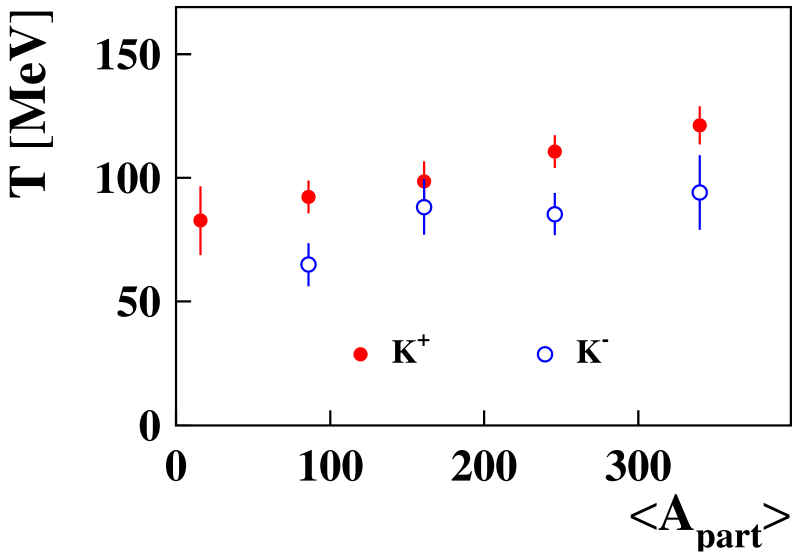


Abbildung 4.10: *Inverse Steigungsparameter für K^+ und K^- aus den Anpassungen der Verteilungen in Abbildung 4.9 nach Gleichung 4.9 als Funktion der mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part}\rangle$.*

(siehe Abbildung 4.7) für die fünf Zentralitätsintervalle abschnittsweise integriert wurde. Die Multiplizität einer Teilchensorte j für eine Zentralitätsklasse i wurde dann berechnet zu

$$M_j^i = \frac{4\pi \left.\frac{d\sigma_j}{d\Omega_{cm}}\right|_i}{\sigma_{rea}^i} \quad . \tag{4.23}$$

Abbildung 4.11 zeigt die so bestimmten Multiplizitäten dividiert durch die der jeweiligen Zentralitätsklasse entsprechenden mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $M/\langle A_{part}\rangle$ als Funktion von $\langle A_{part}\rangle$ für K^+ und K^- sowie zum Vergleich für π^-, ebenfalls gemessen bei $\theta_{lab} = 40°$.

Die spektralen Verteilungen letzterer wurden zur Extrapolation über den gemessenen Energiebereich hinaus für die Integration auf Grund ihrer von einer exponentiellen Form abweichenden Energieabhängigkeit mit einer Summe aus zwei Maxwell-Boltzmann-Verteilungen angepaßt. Desweiteren stammen sie nicht aus der Analyse der speziell zur Pionenproduktion durchgeführten Messungen sondern aus den gleichen Datensätzen wie die in Abbildung 4.11 gezeigten K^-. Da die Form der Häufigkeitsverteilung der Treffermultiplizität im Großwinkelhodoskop leichte Variationen mit der Höhe des im Experiment eingesetzten Strahlstromes zeigt und die Messungen für die in Abbildung 4.2 gezeigten Pionendaten für die Magnetfeldeinstellungen $B_D = 0.6$ T und $B_D = 0.9$ T mit anderen Strahlströmen als für die Kaonendaten durchgeführt wurden, würden sich für diese Datensätze nach der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Methode andere Schwerpunkte für die einzelnen Intervalle dieser Häufigkeitsverteilung ergeben. Dies würde zu leicht anderen Werten für $\langle A_{part}\rangle$ führen, da die

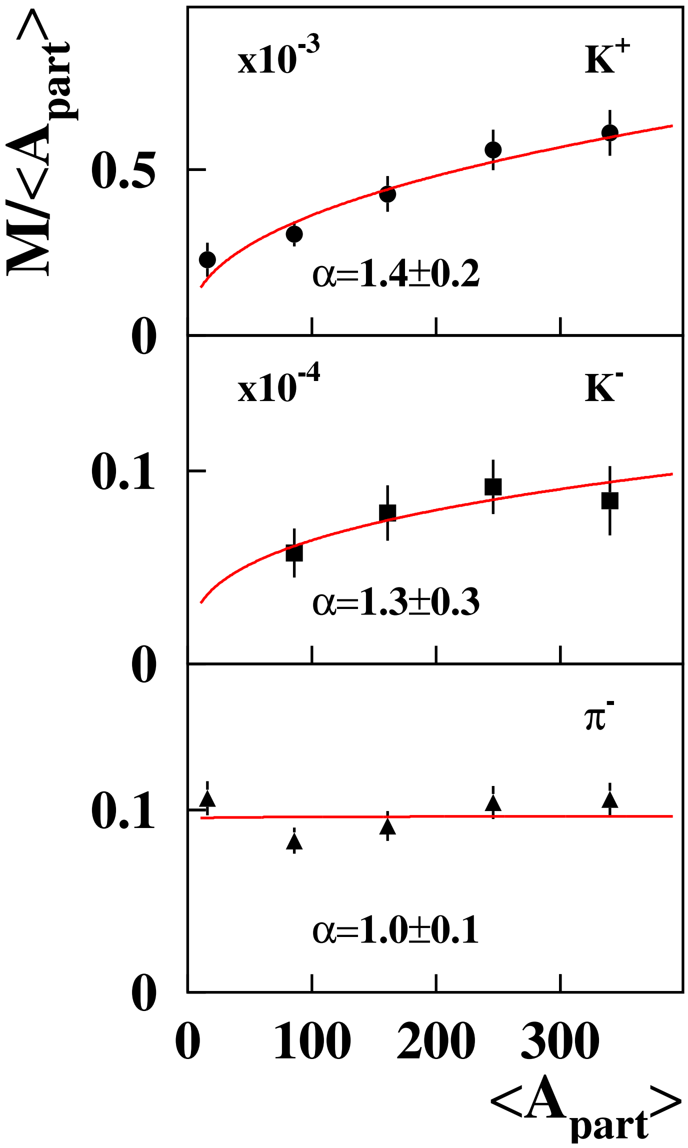


Abbildung 4.11: *Multiplizitäten pro mittlerer Anzahl partizipierender Nukleonen* $M/\langle A_{part}\rangle$ *als Funktion von* $\langle A_{part}\rangle$ *für* K^+ *(oben) und* K^- *(Mitte) sowie zum Vergleich für* π^- *(unten). Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.24 dar.*

Bestimmung der hier gezeigten $\langle A_{part} \rangle$ mit in reduziertem Umfang in den Messungen zur Kaonenproduktion mitaufgezeichneten Ereignistrigger-Ereignissen erfolgte. Um einen konsistenten Vergleich mit den Kaonen zu ermöglichen, wurden die hier verwandten Wirkungsquerschnitte für π^- aus Ereignissen eines für Pionenflugzeiten geöffneten Flugzeittriggers analysiert, die während der Kaonenmessungen auf die gleiche Weise wie die des Ereignistriggers in reduziertem Umfang mit aufgezeichnet wurden. Die Datenauswertung erfolgte wie in Abschnitt 3.6.1 beschrieben, die Daten wurden jedoch zusätzlich um den mit Hilfe von nicht-totzeitbehafteten freilaufenden elektronischen Zählern bestimmten Reduktionsfaktor korrigiert. Die so ausgewerteten inklusiven Wirkungsquerschnitte stimmen mit denen aus den dezidierten Messungen zur Pionenproduktion auf 3% überein. Eine detaillierte Analyse und Diskussion dieser nicht-reduziert gemessenen Daten findet sich in einer Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main [Sch02].

Die in Abbildung 4.11 eingezeichneten Linien stellen Anpassungen der Datenpunkte mit einer Funktion der Form

$$M \sim \langle A_{part} \rangle^{\alpha} \tag{4.24}$$

dar. Diesem Ansatz liegt die Annahme zugrunde, daß die Anzahl der in der Reaktion produzierten Teilchen im wesentlichen proportional zur Anzahl der partizipierenden Nukleonen sein sollte, was in $\alpha = 1$ resultieren würde. Ein überproportionaler Anstieg ($\alpha > 1$) deutet auf Effekte wie die Akkumulation von Energie zur Teilchenproduktion durch Vielfachstöße von Baryonen hin. Die Wahl der Funktion ist jedoch rein empirisch und basiert nicht auf einem bestimmten physikalischen Konzept.

Für die Pionen, deren Schwellenenergie für die Produktion in freien Nukleon-Nukleon-Stößen mit $E_{thr} = 0.29$ GeV weit unter der kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV liegt, entspricht der Wert von $\alpha(\pi^-) = 1.0 \pm 0.1$ dem erwarteten proportionalen Anstieg. In [Sch02] wird bei Einteilung von acht Zentralitätsklassen mit Hilfe der in den Datensätzen zur Pionenproduktion reduziert gemessenen Ereignistrigger-Ereignisse für $\theta_{lab} = 40°$ für π^- ein Wert von $\alpha(\pi^-) = 1.00 \pm 0.11$ angegeben, für π^+ ein Wert von $\alpha(\pi^+) = 0.98 \pm 0.13$.

Die bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV unterhalb ihrer jeweiligen Schwellenenergie im freien Nukleon-Nukleon-Stoß produzierten K^+ und K^- zeigen nach Abbildung 4.11 mit $\alpha(K^+) = 1.4 \pm 0.2$ und $\alpha(K^-) = 1.3 \pm 0.3$ einen stärker als proportionalen Anstieg mit $\langle A_{part} \rangle$. Trotz der deutlich unterschiedlichen Schwellenenergien $E_{thr}(K^+) = 1.58$ GeV und $E_{thr}(K^-) = 2.5$ GeV zeigen sowohl K^+ als auch K^- im wesentlichen die gleiche Abhängigkeit von der mittleren Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$.

Desweiteren erlaubt die Bestimmung der Kaonenmultiplizität für zentrale Reaktionen den Vergleich mit einer weiteren Messung zur K^+-Produktion im Stoßsystem Au+Au, durchgeführt am Experiment FOPI [Gob93] am Schwerionensynchrotron SIS der GSI bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.49 AGeV [Dev00]. Diese Daten wurden in einem Laborwinkelbereich von $40° \leq \theta_{lab} \leq 130°$ und mit einem oberen Schnitt im Laborimpuls von 0.4 GeV für die zentralsten 10% des Reaktionswirkungsquerschnitts gemessenen. Die mittlere Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen wird nach dem geometrischen Modell zu $\langle A_{part} \rangle = 302$ angegeben, die unter Annahme isotroper Emission über den gemessenen Akzeptanzbereich hinaus extrapolierte K$^+$-Multiplizität zu $M_{K^+} = 0.12 \pm 0.06$ [Dev00]. Damit ergibt sich

$$\frac{M_{K^+}}{\langle A_{part} \rangle}(\langle A_{part} \rangle = 302)\bigg|_{\mathrm{FOPI}} = (4.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-4} \quad .$$

Die Zentralitätseinteilung der hier unter anderen Akzeptanzbedingungen ($\theta_{lab} = 40° \pm 4°$, 0.16 GeV $\leq \mathrm{p_{lab}} \leq$ 1.18 GeV) gemessenen Daten der KaoS-Kollaboration entspricht nicht den 10% zentralsten Reaktionen der Daten der FOPI-Kollaboration. Für die zentralsten 4.7% des Reaktionswirkungsquerschnitts ergibt sich

$$\frac{M_{K^+}}{\langle A_{part} \rangle}(\langle A_{part} \rangle = 340)\bigg|_{\mathrm{KaoS}} = (6.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} \quad ,$$

für das nächste Intervall zu periphereren Reaktionen, entsprechend den nächsten 12% des Reaktionswirkungsquerschnitts,

$$\frac{M_{K^+}}{\langle A_{part} \rangle}(\langle A_{part} \rangle = 246)\bigg|_{\mathrm{KaoS}} = (5.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4} \quad .$$

Auf Grund der relativ großen, von der FOPI-Kollaboration angegebenen Unsicherheit ergibt sich im Rahmen der Fehlerbalken zwar kein Widerspruch, doch unterstreicht die Deutlichkeit der Abweichung die Notwendigkeit weiterführender Untersuchungen.

4.2.5 Die Zentralitätsabhängigkeit der polaren Anisotropie der Kaonenemission

Die gemessene Statistik (siehe Tabelle 3.3) erlaubt, insbesondere für K$^-$, lediglich für die bei einem Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$ gemessenen Daten eine Einteilung in fünf Zentralitätsklassen wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben. Um dennoch eine Abschätzung für die Zentralitätsabhängigkeit der polaren Anisotropie der Kaonenemission zu erhalten, wurden die Daten wie ebenfalls in Abschnitt 4.2.1 beschrieben in lediglich zwei Zentralitätsintervalle unterteilt. Diese Unterteilung wurde so gewählt, daß die in diesem Abschnitt als “peripher” bezeichneten Daten dem Bereich der drei peripheren Zentralitätsklassen 1-3 aus Abschnitt 4.2.1 entsprechen, die hier als “nahezu zentral” bezeichneten, den beiden verbleibenden höherer Zentralität 4-5. Die Trennlinie entspricht also derjenigen zwischen Intervall 3 und 4 aus Abschnitt 4.2.1. Nach Gleichung 4.20 entspricht diese einem Stoßparameter von $b \approx 6$ fm. Für diese beiden Zentralitätsintervalle wurden wie in Abschnitt 3.6.1 beschrieben Impulsverteilungen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen Laborwinkeleinstellungen ausgewertet, Energieverteilungen für $\theta_{cm} = 90° \pm 7.5°$ wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben bestimmt und diese mit Maxwell-Boltzmann-Funktionen nach Gleichung 4.9 angepaßt. Die polare Anisotropie der K$^+$- und der K$^-$-Emission wurde daraufhin mit der in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Divisionsmethode bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Die geschlossenen Punkte stellen die Daten dar, die offenen sind an $\cos\theta_{cm} = 0$ gespiegelt. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen unter Annahme einer quadratischen Abhängigkeit der Anisotropie von $\cos\theta_{cm}$ nach Gleichung 4.14 dar. Der Übersichtlichkeit wegen wurden in der Darstellung je drei Datenpunkte zusammengefaßt, die Anpassung erfolgte jedoch an alle gemessenen Punkte. Die resultierenden Werte für den

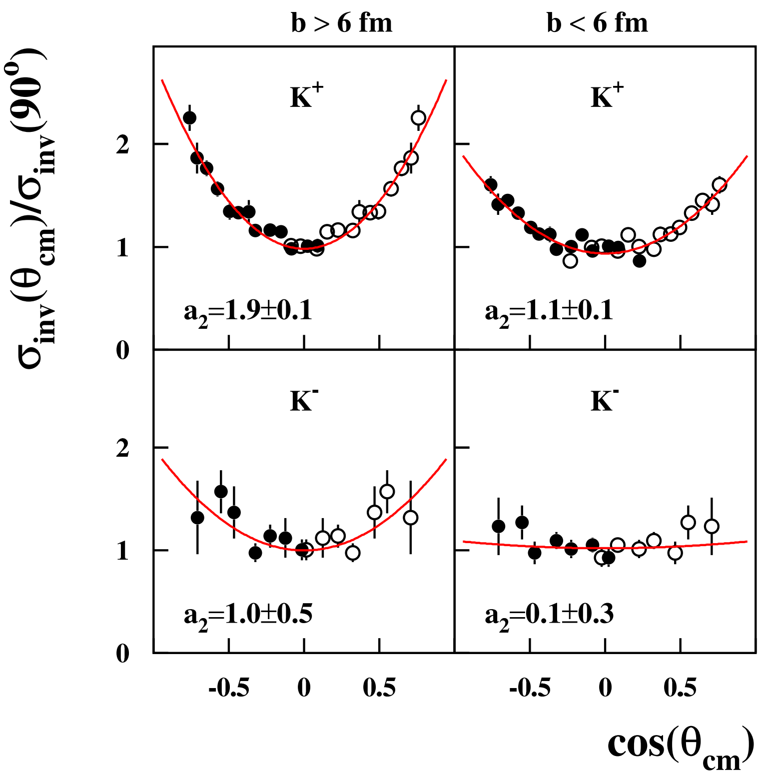


Abbildung 4.12: *Polare Anisotropie der K^+- (oben) und K^--Emission (unten). Links für "periphere" Stöße, rechts für "nahezu zentrale". Die ausgefüllten Symbole stellen die gemessenen Daten dar, die offenen sind an $\cos\theta_{cm} = 0$ gespiegelt. Der Übersichlichkeit wegen wurden je drei gemessene Datenpunkte für die Darstellung zusammengefaßt. Die Linien stellen Anpassungen an alle gemessenen Datenpunkte mit einer quadratischen Abhängigkeit von $\cos\theta_{cm}$ nach Gleichung 4.14 dar.*

Anisotropieparameter a_2 sind ebenfalls in Abbildung 4.12 angegeben. Wie für die inklusiven Daten zeigt sich auch für beide Zentralitätsintervalle eine stärkere Anisotropie der Emission für K^+ als für K^-. Für beide Teilchenarten nimmt sie mit zunehmender Zentralität ab. Die Daten der "nahezu zentralen" K^- sind im Rahmen des Fehlers mit einer polar isotropen Emission verträglich.

4.3 Ergebnisse in Abhängigkeit vom azimutalen Emissionswinkel ϕ

Von besonderem Interesse im Hinblick auf die Untersuchung von Kaon-Nukleon-Potentialen ist die Abhängigkeit der Emission von K^+- und K^--Mesonen vom Azimutwinkel ϕ relativ zu der vom Stoßparametervektor $\vec{b}$ und der Strahlrichtung aufgespannten Reaktionsebene (siehe Abschnitt 1.2, Abbildung 1.4) als Funktion der Rapidität y und des Transversalimpulses $p_\perp$. Abbildung 4.13 zeigt für die abgedeckten Akzeptanzbereiche die Zählrate in einem Bereich um die Kaonenmasse als Funktion von Transversalimpuls $p_\perp$ und normierter Rapidität y/y_{beam}. Enthalten ist ein von der Teilchensorte, von $p_\perp$ und y/y_{beam} abhängiger Untergrund von 0.5% bis 28%. Dies bedeutet, daß die azimutalen Verteilungen von K^+ und

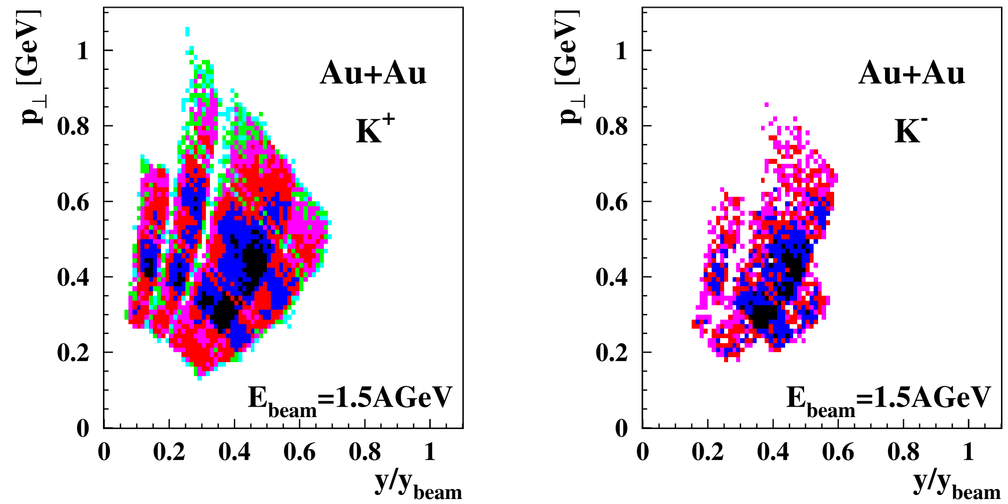


Abbildung 4.13: *Zählrate für K^+ und K^- als Funktion des Transversalimpulses $p_\perp$ und der normierten Rapidität y/y_{beam} für die gemessenen Laborwinkel- und Magnetfeldeinstellungen. Die Zählrate enthält einen Untergrundbeitrag zwischen* 0.5% *und* 28%.

K^- durch diesen Untergrundbeitrag kontaminiert sind. Anders als bei der Auswertung der Laborimpulsverteilungen ist ein Zählen der Kaonen über dem Untergrund zur Bestimmung der azimutalen Verteilungen nicht möglich, da hier die Korrelation einzelner Teilchen zur Reaktionsebene untersucht wird. Um den Beitrag des Untergrundes zu eliminieren, wurden azimutale Verteilungen für Untergrundereignisse mit Flugzeiten gebildet, die zu Massen führen, die beidseitig außerhalb des zur Kaonenidentifikation verwandten Massenfensters liegen.

Abbildung 4.14 zeigt eine Massenverteilung für $\theta_{lab} = 40°$ und $B_D = 0.9$ T. Der mit KB bezeichnete Bereich stellt den in der Analyse akzeptierten Massenbereich für Kaonen dar, die mit B_1 und B_2 bezeichneten und schraffiert dargestellten Bereiche diejenigen zur Bestimmung der Abhängigkeit der Untergrundereignisse vom Azimutwinkel ϕ. Hierbei wird

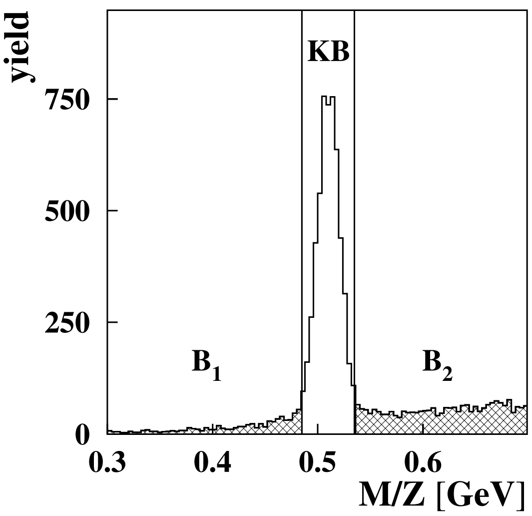


Abbildung 4.14: *Massenverteilung für $\theta_{lab} = 40°$ und $B_D = 0.9$ T. Der mit "KB" bezeichnete Bereich stellt das in der Analyse verwandte Massenfenster zur Kaonenidentifikation dar. Die schraffierten Bereiche "B_1" und "B_2" dienen der Bestimmung der Abhängigkeit des Untergrunds vom Azimutwinkel ϕ.*

angenommen, daß diese Abhängigkeit für die Untergrundereignisse in den benachbarten Bereichen die gleiche ist, wie für die Untergrundereignisse innerhalb des Kaonenmassenfensters. Für jeden Spektrometerwinkel im Labor, jede Magnetfeldeinstellung und jede Zentralitätsklasse wurde mit der in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Methode die Kaonenzählrate N_K im Kaonenmassenfenster über dem Untergrund bestimmt. Die azimutalen Verteilungen der Kaonen $dN/d\phi\,(K)$ wurden dann aus den Verteilungen aller Ereignisse im Kaonenmassenbereich $dN/d\phi\,(KB)$ durch Abzug der auf den bestimmten Untergrundanteil normierten Verteilungen in den benachbarten Bereichen $dN/d\phi\,(B_1 + B_2)$ bestimmt,

$$\frac{dN}{d\phi}\,(K) = \frac{dN}{d\phi}\,(KB) - \frac{N_{KB} - N_K}{N_{B_1} + N_{B_2}} \cdot \frac{dN}{d\phi}\,(B_1 + B_2) \quad , \tag{4.25}$$

wobei N_{KB} die Gesamtzählrate im Kaonenmassenfenster und $N_{B_{1,2}}$ die jeweilige in den beiden benachbarten Bereichen ist.

Abbildung 4.15 zeigt die K$^+$-Emission als Funktion des Azimutwinkels ϕ für einen Bereich von $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ um die Rapidität des Schwerpunktssystems für Transversalimpulse 0.2 GeV$< p_\perp <$ 0.8 GeV in Abhängigkeit von der Stoßzentralität. Hierbei wurden auf Grund mangelnder Statistik jeweils die Zentralitätsklassen 1 und 2 sowie 4 und 5 zusammengefaßt. Die Einteilung der Zentralitätsklassen wird im Detail in Abschnitt 4.2.1 beschrieben.

Damit ergeben sich drei Intervalle in der Zentralität der Kollision, die nach dem geometrischen Modell einer Einteilung der Stöße in solche mit Stoßparametern $b > 7.8$ fm (peripher), 5.9 fm$< b < 7.8$ fm (semizentral) und $b < 5.9$ fm (zentral) entspricht.

Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen mit einer Fourier-Dekomposition bis zur 2. Ordnung der Form

$$\frac{dN}{d\phi} \sim 1 + 2 \cdot v_1' \cdot \cos(\phi) + 2 \cdot v_2' \cdot \cos(2\phi) \tag{4.26}$$

dar. Der Fourierkoeffizient $v_1' = \langle \cos(\phi) \rangle$ stellt dabei ein Maß für die Stärke des gerichteten Flusses in der Reaktionsebene dar ($\phi = 0°$ oder $\phi = 180°$), $v_2' = \langle \cos(2\phi) \rangle$ für die Stärke des Flusses senkrecht zur Reaktionsebene ($\phi = \pm 90°$). Wie in Abschnitt 3.7.3 beschrieben, verursacht die experimentelle Ungenauigkeit in der Bestimmung der Orientierung der Reaktionsebene eine systematische Verkleinerung der Fourierkoeffizienten $v_{1,2}'$ relativ zu denjenigen, die bei exakter Kenntnis der tatsächlichen Reaktionsebene bestimmt würden ($v_{1,2}$). Alle angegebenen Werte für v_1 und v_2 sind daher wie in Abschnitt 3.7.3 beschrieben korrigiert

$$v_1 = \frac{v_1'}{\langle \cos(\Delta\phi) \rangle} \quad , \quad v_2 = \frac{v_2'}{\langle \cos(2\Delta\phi) \rangle} \quad , \tag{4.27}$$

wobei die Korrekturwerte $\langle \cos(\Delta\phi) \rangle$ und $\langle \cos(2\Delta\phi) \rangle$ in Tabelle 3.5 angegeben sind.

Die K^+ zeigen für periphere Stöße eine deutliche Präferenz für eine Emission senkrecht zur Reaktionsebene ("squeeze-out"), die mit zunehmender Zentralität der Reaktion abnimmt. Desweiteren ist ein leichter gerichteter Antifluß in der Reaktionsebene ($v_1 > 0$) zu beobachten.

Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des azimutalen Emissionsverhaltens von der Rapidität y/y_{beam} und dem Transversalimpuls $p_\perp$ ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Hierzu wurden aus Gründen der gemessenen Statistik die Zentralitätsklassen 1, 2 und 3 zusammengefaßt. Nach dem geometrischen Modell handelt es sich dabei um Kollisionen mit Stoßparametern $b > 5.9$ fm. Die Daten wurden in drei Rapiditätsbereiche ($0.1 < y/y_{beam} < 0.3$, $0.3 < y/y_{beam} < 0.4$ und $0.4 < y/y_{beam} < 0.6$) sowie jeweils zwei Intervalle im Transversalimpuls (0.2 GeV$< p_\perp <$ 0.5 GeV und 0.5 GeV$< p_\perp <$ 0.8 GeV unterteilt. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.26 dar.

Die bereits in Abbildung 4.15 beobachtete bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene ist auch hier in allen Verteilungen zu sehen. Die Stärke dieses squeeze-out ist für die höheren Transversalimpulse größer als für die niedrigen. Er zeigt jedoch keine Abhängigkeit von der Rapidität. Die K^+ mit niedrigen Transversalimpulsen zeigen einen gerichteten Antifluß in der Reaktionsebene ($v_1 > 0$). Bei Schwerpunktsrapidität zeigen auch die K^+ mit hohen Transversalimpulsen diesen Effekt. Für die Messungen bei rückwärtigen Rapiditäten ($0.1 < y/y_{beam} < 0.3$ und mit eingeschränkter Signifikanz auf Grund der niedrigen Statistik auch für $0.3 < y/y_{beam} < 0.4$) ändert sich das Vorzeichen von v_1 und die K^+ zeigen einen gerichteten Fluß in der Reaktionsebene.

Abbildung 4.17 zeigt die azimutalen Verteilungen für π^+. Die Einteilung der Rapiditäts-, Transversalimpuls- und Zentralitätsbereiche ist gleich der für die K^+. Für die Magnetfeldeinstellungen $B_D = 0.6$ T und $B_D = 0.9$ T wurden diese Verteilungen aus Triggerereignissen, die in reduziertem Umfang während der K^+-Messungen mit aufgezeichnet wurden, ausgewer-

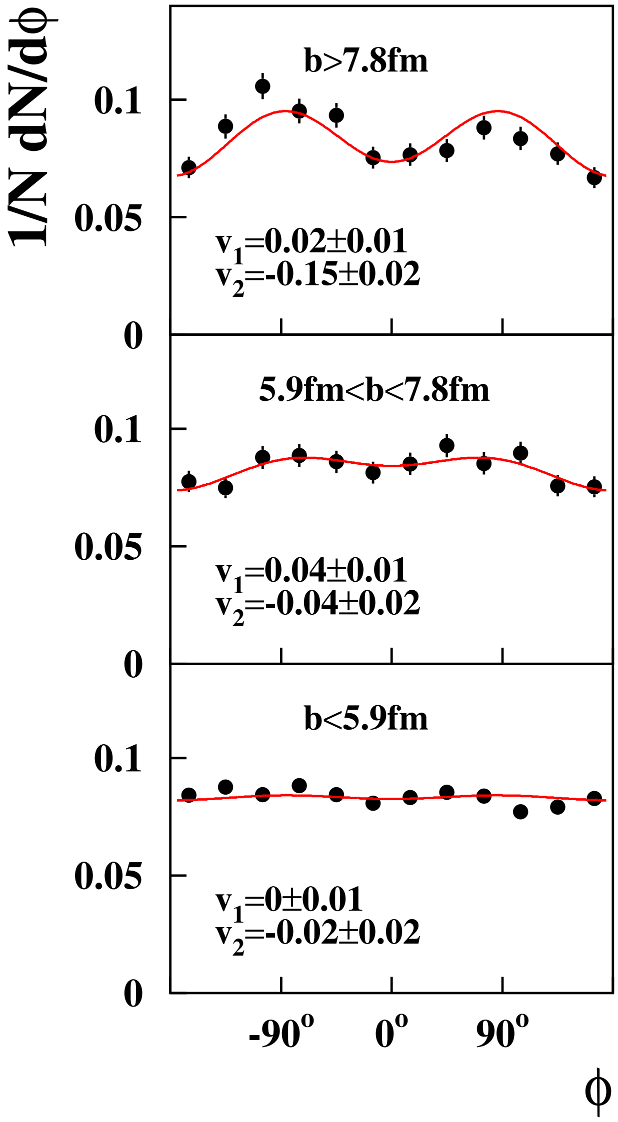


Abbildung 4.15: *Azimutale Verteilungen der K^+-Emission bei Schwerpunktsrapidität* ($0.3 < y/y_{beam} < 0.7$) *für Transversalimpulse* 0.2 *GeV*$<$ $p_\perp$ $<$ 0.8 *GeV für drei Zentralitätsklassen. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.26 dar, die resultierenden Koeffizienten $v_{1,2}$ sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.*

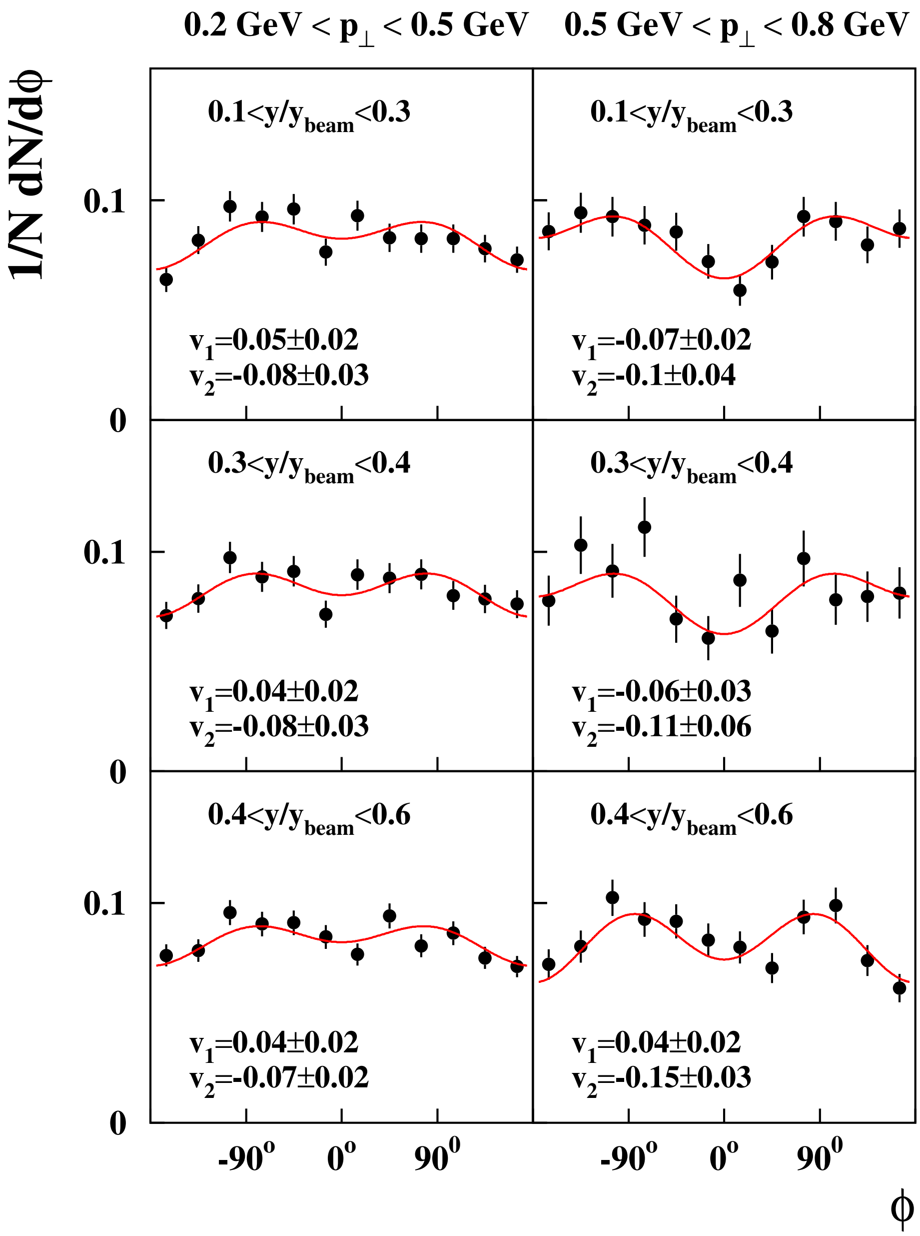


Abbildung 4.16: *Azimutale Verteilungen der K^+-Emission für drei Intervalle in normierter Rapidität y/y_{beam} (von oben nach unten) und zwei Intervalle im Transversalimpuls $p_\perp$ (links und rechts) für Stöße mit $b > 5.9$ fm. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.26 dar, die resultierenden Koeffizienten $v_{1,2}$ sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.*

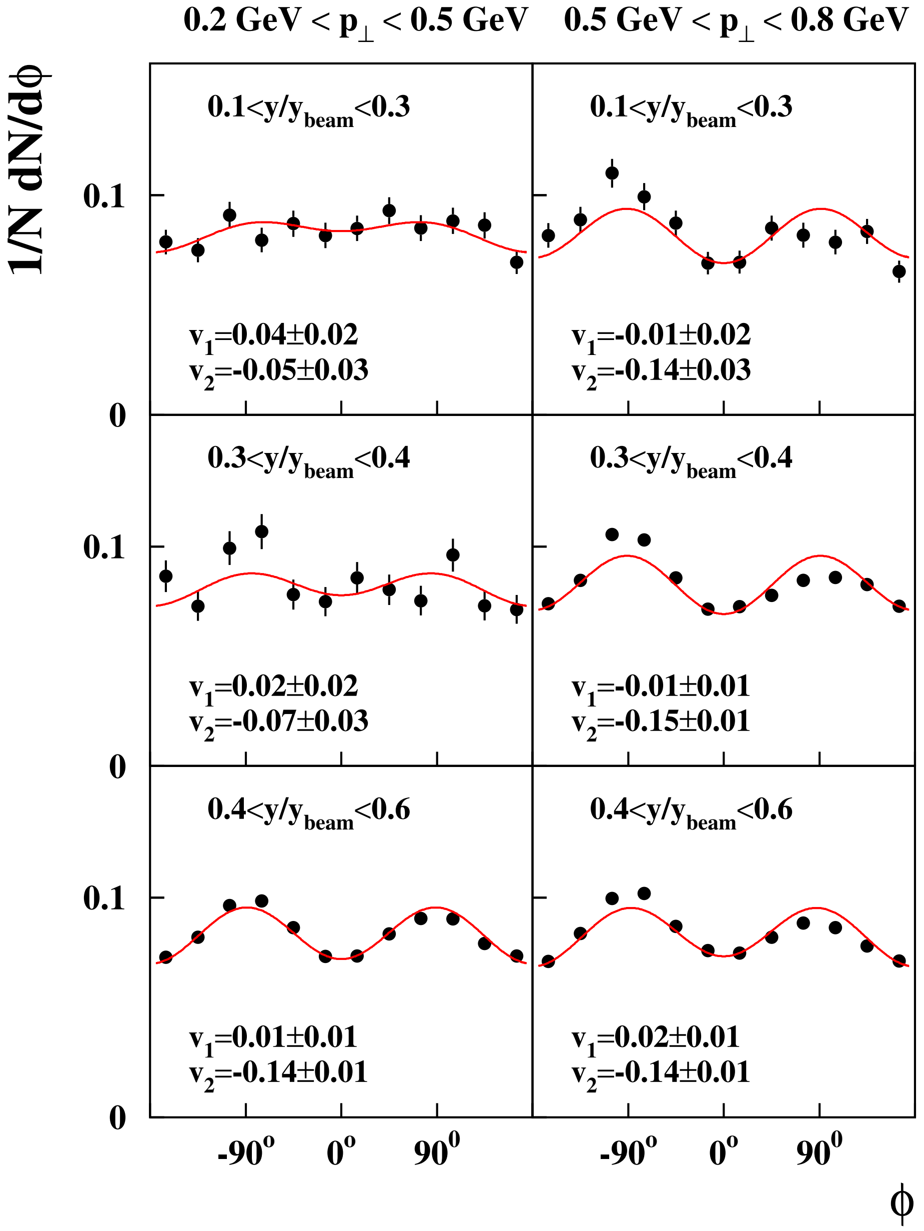


Abbildung 4.17: *Azimutale Verteilungen der π^+-Emission für drei Intervalle in normierter Rapidität y/y_{beam} (von oben nach unten) und zwei Intervalle im Transversalimpuls $p_\perp$ (links und rechts) für Stöße mit $b > 5.9$ fm, für $B_D = 0.6$ T und $B_D = 0.9$ T bestimmt aus reduziert gemessenen Triggerereignissen in den K^+-Messungen. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.26 dar, die resultierenden Koeffizienten $v_{1,2}$ sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.*

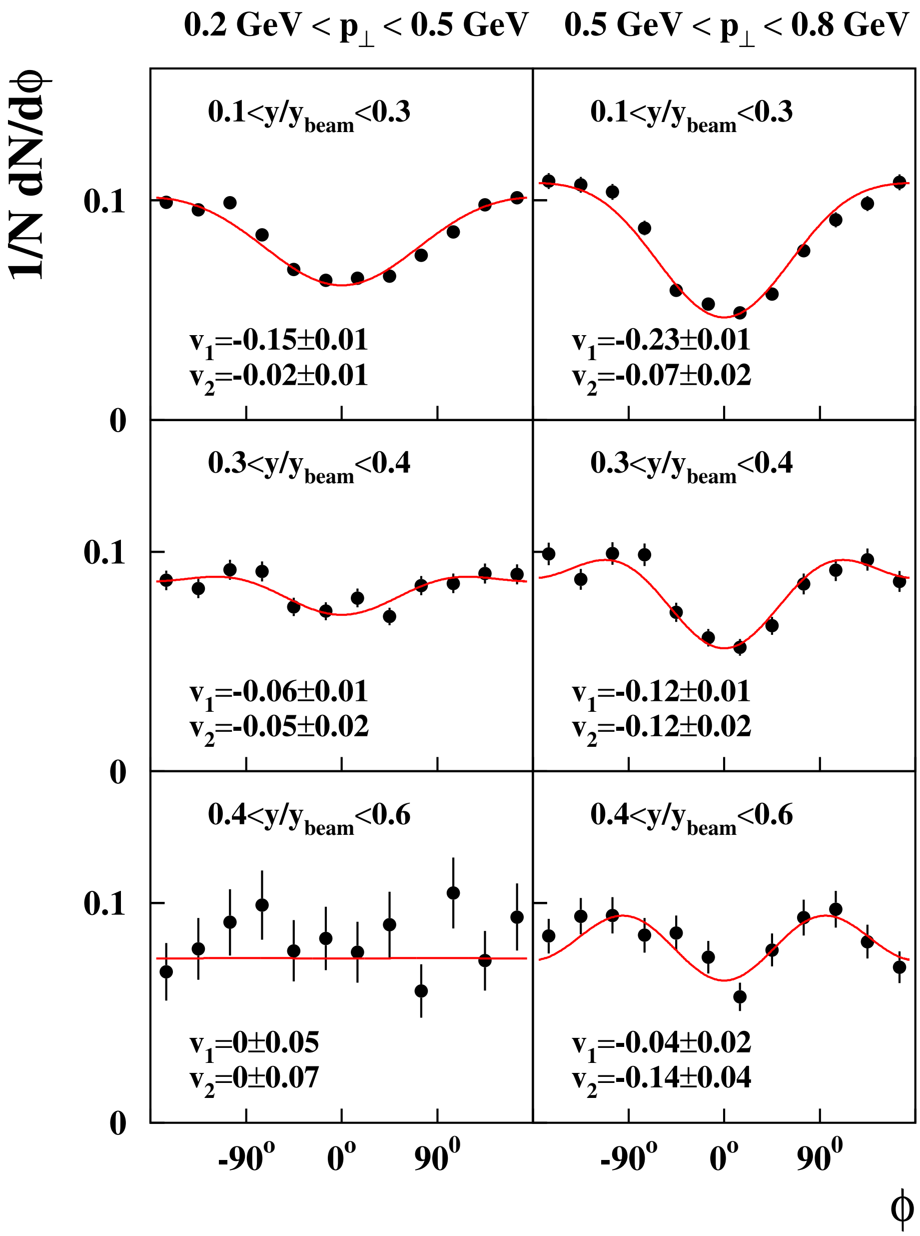


Abbildung 4.18: *Azimutale Verteilungen der Protonenemission für drei Intervalle in normierter Rapidität y/y_{beam} (von oben nach unten) und zwei Intervalle im Transversalimpuls $p_\perp$ (links und rechts) für Stöße mit $b > 5.9$ fm, bestimmt aus reduziert gemessenen Triggerereignissen in den K^+-Messungen. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.26 dar, die resultierenden Koeffizienten $v_{1,2}$ sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.*

tet, da die Messungen zur Pionenproduktion für die untersetzt gemessenen Ereignistrigger-Ereignisse keine hinreichende Statistik für das in Abschnitt 3.7.2 beschriebene Korrekturverfahren enthalten. Dies erklärt die zum Teil schlechte Statistik, vor allem bei kleineren Transversalimpulsen. Für $B_D = 1.4$ T wurden die Pionenereignisse in den Kaonenmessungen von der Triggerlogik nicht unterdrückt, so dass hier nicht auf in reduziertem Umfang mitgemessene Ereignisse zurückgegriffen werden mußte, weshalb in Abbildung 4.17 die statistischen Fehler bei den höheren Transversalimpulsen kleiner sind als bei niedrigeren. Die π^+ zeigen einen squeeze-out ähnlicher Größe wie die K^+, der für die höheren Transversalimpulse unabhängig von der Rapidität ist, jedoch für die kleineren von Targetrapidität zu Schwerpunktsrapidität hin zunimmt.

Abbildung 4.18 zeigt die azimutalen Verteilungen für Protonen, die ebenfalls aus in reduziertem Umfang während der K^+-Messungen mit aufgezeichneten Triggerereignissen stammen. Auch diese zeigen einen squeeze-out, der für hohe Transversalimpulse stärker ist als für niedrige. Vor allem zeigen die Protonen einen deutlichen Fluß in der Reaktionsebene, der sowohl mit größeren Transversalimpulsen als auch zu Targetrapidität hin zunimmt. Die abgedeckte Akzeptanz für Protonen ist bei Schwerpunktsrapidität sehr klein, vor allem für niedrige Transversalimpulse.

Für K^- ist die gemessene Statistik nicht ausreichend für eine differentielle Untersuchung in Zentralität, Rapidität und Transversalimpuls. Abbildung 4.19 zeigt auf der linken Seite die azimutale Verteilung der K^--Emission für einen Rapiditätsbereich von $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ und Transversalimpulse von 0.2 GeV $< p_\perp <$ 0.8 GeV für die Zusammenfassung der Zentralitätsklassen 1 bis 4. Dies entspricht nach dem geometrischen Modell Kollisionen mit Stoßparametern $b > 3.3$ fm. Die aus der Anpassung von Gleichung 4.26 an die Daten bestimmten Fourierkoeffizienten sind im Rahmen der Fehler mit 0 verträglich. Der rechte Teil von Abbildung 4.19 zeigt zum Vergleich die azimutale Verteilung der K^+-Emission für den gleichen Rapiditäts-, Transversalimpuls- und Zentralitätsbereich. K^+ und K^- zeigen das gleiche Verhalten für den gerichteten Fluß. Für das squeeze-out-Signal hat der zugehörige Fourierkoeffizient v_2 für K^+ einen größeren Betrag als der für K^-, jedoch berühren sich die Fehlerbalken der beiden Werte.

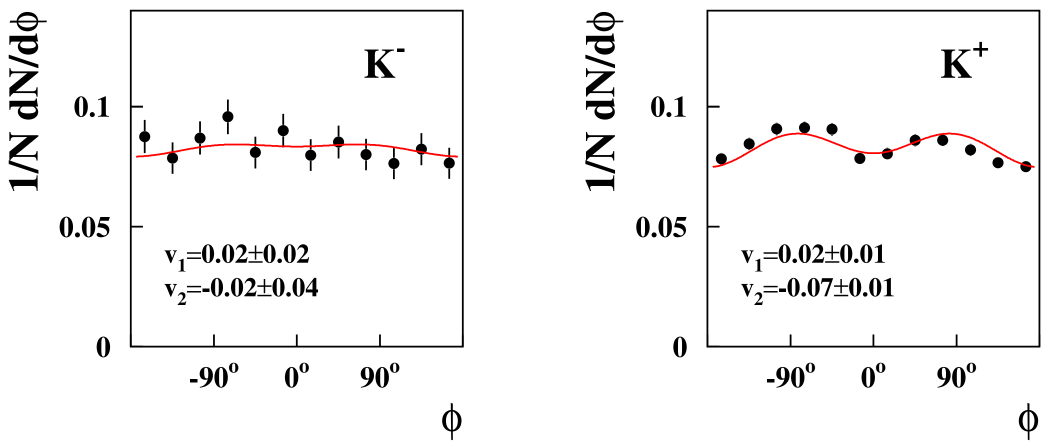


Abbildung 4.19: *Linke Seite: Azimutale Verteilungen der K^--Emission für $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ und 0.2 GeV$<$ $p_\perp < 0.8$ GeV für Stöße mit $b > 3.3$ fm. Rechte Seite: Azimutale Verteilung für K^+ für den gleichen Rapiditäts-, Transversalimpuls- und Zentralitätsbereich. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.26 dar, die resultierenden Koeffizienten $v_{1,2}$ sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.*

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Die Kopplung der K^-- an die K^+-Produktion

Die in Kapitel 4 gezeigten Ergebnisse zu Produktion von K^+- und K^--Mesonen in Au+Au-Stößen wurden bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV gemessen. Wie in Abschnitt 1.2 dargestellt, wird die nötige Strahlenergie E_{thr} zur Erzeugung dieser Mesonen in freien Nukleon-Nukleon-Stößen für K^+ durch die Reaktion

$$NN \rightarrow K^+ \Lambda N$$

zu $E_{thr}(K^+) = 1.58$ GeV und für K^- durch

$$NN \rightarrow K^+ K^- NN$$

zu $E_{thr}(K^-) = 2.5$ GeV bestimmt, da die Erhaltung der Strangeness immer die paarweise Produktion eines s- und eines $\bar{s}$-Quarks bedingt. In Schwerionenkollisionen können Kaonen und Antikaonen auch bei Strahlenergien unterhalb dieser Schwellenenergien produziert werden. Dies beruht auf der Möglichkeit, in Mehrstufenprozessen Energie zu akkumulieren, bevor letztlich ein K^+ oder ein K^- erzeugt wird. So können baryonische Resonanzen angeregt und Pionen erzeugt werden und als eine Art Energiezwischenspeicher dienen. Diese Resonanzen und Pionen können mit weiteren Nukleonen stoßen, dabei die nötige Energie akkumulieren und somit die Energieschwelle zur Kaonenproduktion überschreiten.

In Abschnitt 4.2.4 wird die Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Stoßzentralität und damit der Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen diskutiert. Wie in Abbildung 4.11 gezeigt, ist für Pionen, deren Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon-Stößen mit $E_{thr} = 0.29$ GeV weit unter der zur Messung der hier gezeigten Daten verwandten Strahlenergie liegt, die Multiplizität M produzierter Teilchen im wesentlichen proportional zur mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$. K^+ und K^- hingegen zeigen einen überproportionalen Anstieg, was der Erwartung entspricht, daß mit einer größeren Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen auch die Wahrscheinlichkeit für die Energieakkumulation in Mehrstufenprozessen steigt. In Abschnitt 4.2.4 (Abbildung 4.11) wird empirisch eine Anpassung der Form

$$M \sim \langle A_{part} \rangle^{\alpha} \tag{5.1}$$

zur Quantifizierung dieses Anstiegs verwandt. Der bestimmte Parameter α ist mit $\alpha(K^+) = 1.4 \pm 0.2$ für K^+ und mit $\alpha(K^-) = 1.3 \pm 0.3$ für K^- für beide Teilchenarten im wesentlichen gleich, obwohl zur Produktion eines K^- deutlich mehr Energie akkumuliert werden muß als zur Produktion eines K^+. Eigentlich sollten daher Mehrstufenprozesse für die K^--Produktion eine noch wesentlich wichtigere Rolle spielen als für K^+. Dies ließe einen stärkeren Anstieg der Teilchenmultiplizität mit der Stoßzentralität für K^- erwarten als für K^+, da mit zunehmender Anzahl partizipierender Nukleonen auch die Wahrscheinlichkeit für Mehrstufenprozesse zunimmt. Die experimentellen Daten zeigen jedoch für beide Teilchensorten die gleiche Zunahme der Produktionswahrscheinlichkeit mit der Zentralität der Reaktion.

Abbildung 5.1 zeigt die Multiplizität pro mittlerer Anzahl partizipierender Nukleonen $M/\langle A_{part}\rangle$ als Funktion von $\langle A_{part}\rangle$, oben für K^+, in der Mitte für K^-. Die vollen Kreise stellen die Ergebnisse für Au+Au-Kollisionen aus Abschnitt 4.2.4 dar. Zusätzlich sind als offene Quadrate die Ergebnisse aus Ni+Ni-Reaktionen, gemessen bei der gleichen kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV und dem gleichen Spektrometerwinkel im Labor von $\theta_{lab} = 40°$, dargestellt, die im Rahmen einer Dissertation am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt ausgewertet wurden [Uhl03]. Die absoluten Werte für $M/\langle A_{part}\rangle$ zeigen für die beiden Stoßsysteme eine gute Übereinstimmung miteinander. Die auf die Anzahl partizipierender Nukleonen normierte Wahrscheinlichkeit, ein K^+ oder ein K^- zu erzeugen, ist in peripheren Au+Au-Stößen im wesentlichen die gleiche wie in zentralen Ni+Ni-Kollisionen.

Der untere Teil des Bildes zeigt das Verhältnis aus den K^-- und den K^+-Multiplizitäten als Funktion von $\langle A_{part}\rangle$, wiederum für beide Stoßsysteme. Dieses ist weitgehend konstant, mit einem leichten Abfall zu zentralen Reaktionen. Außerdem ist das K^-/K^+-Verhältnis für beide Reaktionssysteme das gleiche. Die eingezeichnete Linie stellt das mit dem statistischen Modell berechnete Verhältnis dar [Cle00b], die schraffierte Fläche ist das Ergebnis einer Simulationsrechnung mit dem Transportmodell IQMD [Har03b, Har03a].

Die Konstanz des K^-/K^+-Verhältnisses als Funktion der Zentralität wird in Schwerionenkollisionen über einen weiten Bereich an kinetischen Strahlenergien beobachtet. Abbildung 5.2, entnommen aus [Oes02], zeigt für Daten bei SIS- [Men00], AGS- [Ahl99], SPS- [Sik99] und RHIC-Energien [Har02a] dieses Verhältnis als Funktion der Zentralität. Die gestrichelten Linien stellen mit dem statistischen Modell berechnete Werte dar [Cle00b]. Für die hohen Strahlenergien werden diese Rechnungen großkanonisch durchgeführt und sind damit zentralitätsunabhängig. Für SIS-Energien müssen diese Rechnungen kanonisch durchgeführt werden, da die Anzahl von Teilchen mit Strangeness sehr klein ist [Hag85, Cle99]. Dadurch ergibt sich in diesen Rechnungen sowohl für K^+ als auch K^- die gleiche Abhängigkeit der Teilchenmultiplizitäten von der Anzahl partizipierender Nukleonen [Cle00a], so daß diese bei der Verhältnisbildung wieder herausfällt.

Bei den hohen Strahlenergien weit oberhalb der Produktionsschwellen ist sowohl die K^+- als auch die K^--Produktion nicht auf die Akkumulation von Energie angewiesen, die Teilchen können in binären Nukleon-Nukleon-Stößen produziert werden. Die Produktionswahrscheinlichkeit für beide Teilchensorten ist damit proportional zur Anzahl der Nukleonen in der Reaktionszone und das Verhältnis der experimentellen Daten daher zentralitätsunabhängig.

Daß die Zentralitätsabhängigkeit auch bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV für K^+ und K^- die gleiche ist, obwohl auf Grund der unterschiedlichen Produktionsschwellen eine unterschiedliche Abhängigkeit zu erwarten wäre, impliziert die Existenz eines Zusam-

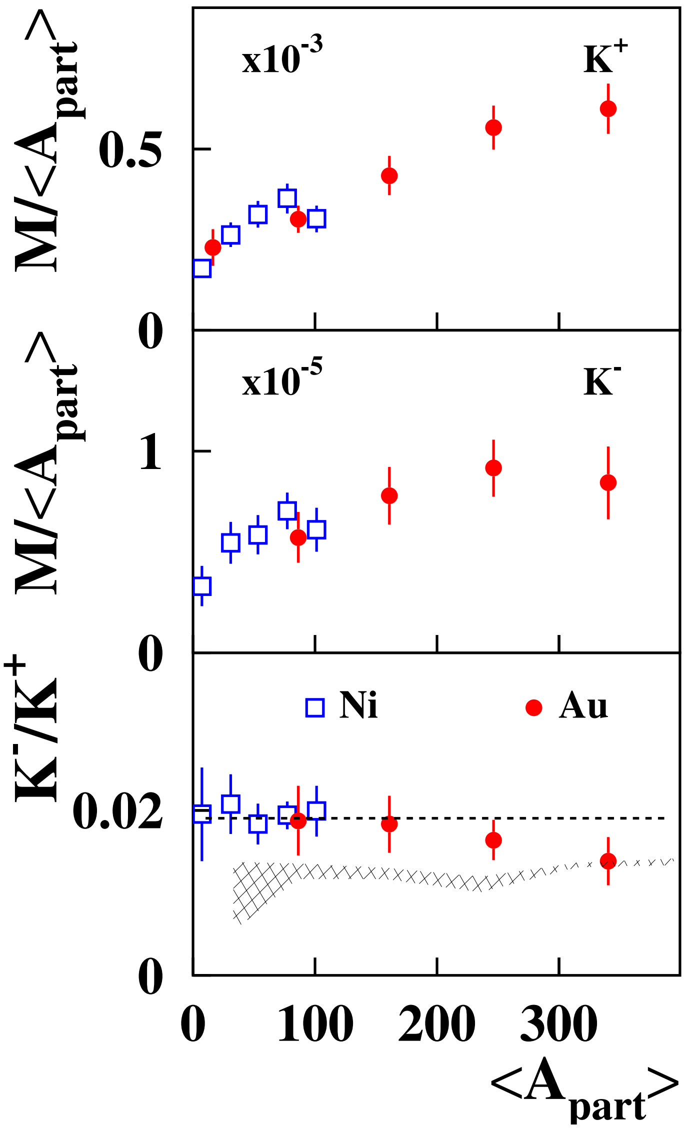


Abbildung 5.1: *Multiplizitäten pro mittlerer Anzahl partizipierender Nukleonen $M/\langle A_{part}\rangle$ als Funktion von $\langle A_{part}\rangle$ für K^+ (oben) und K^- (Mitte). Im unteren Teil ist das resultierende K^-/K^+-Verhältnis ebenfalls als Funktion von $\langle A_{part}\rangle$ gezeigt. Die ausgefüllten Kreise stellen die Ergebnisse für Au+Au-Kollisionen aus Abschnitt 4.2.4 dar, die offenen Quadrate diejenigen für Ni+Ni-Reaktionen aus [Uhl03]. Die gestrichelte Linie stellt das Ergebnis des statistischen Modells dar [Cle00b], die schraffierte Fläche das Resultat von Rechnungen mit dem Transportmodell IQMD [Har03a].*

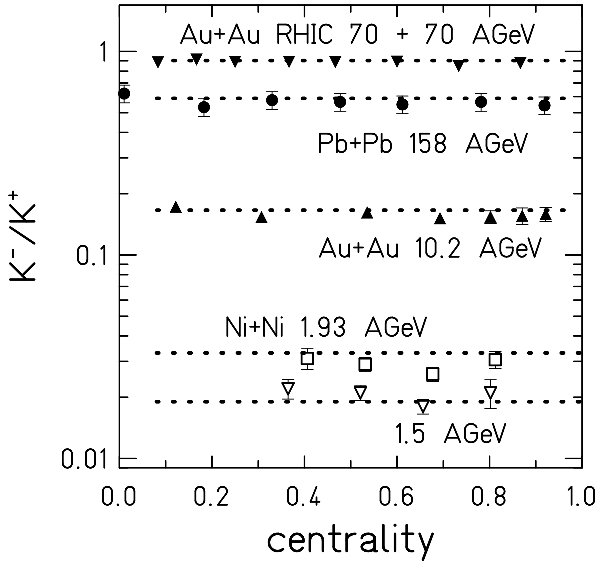


Abbildung 5.2: *K^-/K^+-Verhältnis als Funktion der Zentralität von SIS- bis RHIC-Energien. Die Abbildung ist [Oes02] entnommen und enthält Daten aus [Men00, Ahl99, Sik99, Har02a]. Die Linien stellen Ergebnisse des statistischen Modells dar [Cle00b].*

menhangs zwischen der Produktion der K$^+$ und der K$^-$, bei dem es sich auf Grund der benötigten Energie nicht um die Paarproduktion dieser beiden Teilchen handeln kann. Bei der hier betrachteten Strahlenergie werden fast alle K$^+$ zusammen mit Hyperonen in Prozessen wie zum Beispiel $N\Delta \to K^+YN$ oder $\pi N \to K^+Y$ produziert [Fuc01, Cas99b, Aic91]. Für K$^-$ dagegen sagen Transportmodelle bei SIS-Energien voraus, daß die Produktion und die Absorption im wesentlichen über den sogenannten "strangeness exchange"-Prozeß $\pi Y \to K^-N$ erfolgt [Cas99b, Ko84, Har03b], bei dem lediglich ein bereits existierendes s-quark eines Hyperons auf ein K$^-$ übertragen, jedoch kein neues $s\bar{s}$-Paar erzeugt wird. Abbildung 5.3 zeigt die Beiträge unterschiedlicher Produktionskanäle zur K$^+$- (links) und K$^-$-Produktion (rechts) in einer Rechnung mit dem Transportmodell IQMD [Har03a] unter Verwendung einer "weichen" Zustandsgleichung für Kernmaterie (κ = 200 MeV) und impulsabhängiger K$^+$N- beziehungsweise K$^-$N-Potentiale nach [Sch97]. Die durchgezogenen schwarzen Linien stellen die gesamten Produktionswahrscheinlichkeiten dar, die anderen die Aufspaltung in die verschiedenen Kanäle wie angegeben. "B" steht hierbei zusammenfassend für Nukleonen und Δ-Resonanzen.

Da demnach die Hyperonen zusammen mit den K$^+$ (und den am Kaonenspektrometer nicht meßbaren, ungeladenen K^0) produziert werden und die K$^-$ vor allem durch "strangeness exchange" zwischen diesen Hyperonen und Pionen erzeugt werden, gibt es auch bei SIS-Energien eine starke Kopplung zwischen der Anzahl gemessener K$^+$ und K$^-$.

Im unteren Teil von Abbildung 5.1 ist zusätzlich zum gemessenen K$^-$/K$^+$-Verhältnis das Ergebnis des statistischen Modells für eine Temperatur von $T = 63$ MeV und ein baryochemisches Potential von $\mu_B = 780$ MeV als gestrichelte Linie miteingezeichnet [Cle00b]. Wie

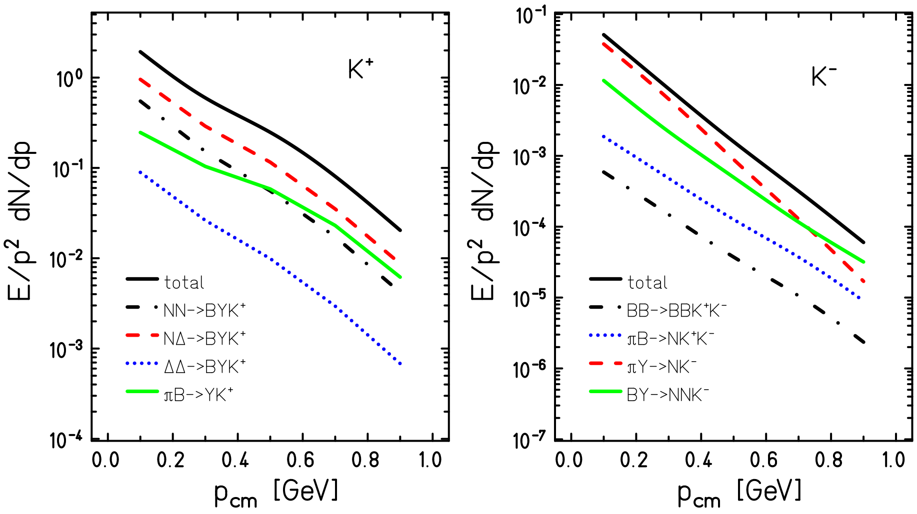


Abbildung 5.3: *Anteile der unterschiedlichen Kanäle zur Produktion von K^+ (links) und K^- (rechts) in einer Simulation von Au+Au-Reaktionen bei 1.5 AGeV mit dem Transportmodell IQMD [Har03a]. "B" steht zusammenfassend für Nukleonen und Δ-Resonanzen.*

auch bei höheren Strahlenergien von AGS bis RHIC [Bra95, Bra96b, Bra96a, Bra01] ist das statistische Modell, das keine Kaon-Nukleon-Potentiale berücksichtigt, so daß alle Teilchen ihre nominelle Masse haben, in der Lage, sowohl das $\mathrm{K}^-/\mathrm{K}^+$-Verhältnis wie auch eine Vielzahl anderer gemessener Teilchenverhältnisse mit einem gemeinsamen Parametersatz für die Temperatur T und das baryochemische Potential μ_B zu beschreiben, wobei bei SIS-Energien die Erhaltung der Strangeness kanonisch behandelt werden muß, um auch bei sehr geringer Produktionswahrscheinlichkeit den Erhaltungssatz pro Stoß zu erfüllen [Cle99]. Allerdings ist die Aussagekraft des statistischen Modells auf diese Teilchenverhältnisse beschränkt. Dynamische Observable, wie zum Beispiel Winkelverteilungen, können mit diesem Modell nicht untersucht werden.

Weiterhin ist im unteren Teil von Abbildung 5.1 als schraffiertes Band die Zentralitätsabhängigkeit des $\mathrm{K}^-/\mathrm{K}^+$-Verhältnisses aus Rechnungen mit dem Transportmodell IQMD eingezeichnet [Har03a]. Die Breite des Bandes gibt den statistischen Fehler der Rechnungen wieder. Diese wurden für den im Experiment gemessenen Laborwinkel- und Impulsbereich für Au+Au-Reaktionen durchgeführt, wiederum unter Berücksichtigung von Kaon-Nukleon-Potentialen nach [Sch97]. Diese Rechnung unterschätzt das gemessene Verhältnis deutlich. Eine Rechnung ohne Kaon-Nukleon-Potentiale zeigt im wesentlichen das gleiche Ergebnis [Har03a]. Hierzu und zum direkten Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit Transportmodellrechnungen siehe Abschnitt 5.4.

5.2 Äquilibrierung des "strangeness exchange"-Kanals ?

Ausgehend von dem im letzten Abschnitt diskutierten Resultat der Unabhängigkeit des $\mathrm{K}^-/\mathrm{K}^+$-Verhältnisses vom Stoßsystem und der Stoßzentralität bei einer Strahlenergie unterhalb der Produktionsschwellen für diese Teilchen im freien Nukleon-Nukleon-Stoß und der daraus abgeleiteten und in Transportmodellrechnungen ebenfalls beobachteten Dominanz des "strangeness exchange"-Kanals

$$\pi + Y \rightleftharpoons K^- + N \tag{5.2}$$

wurde in [Oes01] die Idee entwickelt, daß dieser Kanal im Laufe der Reaktion in ein chemisches Gleichgewicht laufen könnte. Daß hieße, die Produktionsrate für K$^-$ in diesem Kanal wäre gleich der Absorptionsrate und das Massenwirkungsgesetz

$$\frac{[\pi]\cdot[Y]}{[K^-]\cdot[N]} = \kappa \tag{5.3}$$

könnte angewandt werden, wobei $[\pi]$, $[Y]$, $[K^-]$ und $[N]$ die Konzentrationen der jeweiligen Teilchensorten darstellen.

Um den Versuch unternehmen zu können, diese Relation mit Hilfe der gemessenen Daten zu testen, werden anstelle von Konzentrationen die gemessenen Teilchenmultiplizitäten beziehungsweise für die Nukleonenkonzentration die mittlere Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part}\rangle$ verwandt. Da die Hyperonen im wesentlichen zusammen mit K$^+$ und den am Kaonenspektrometer nicht meßbaren K^0 mit gleichen Raten erzeugt werden (siehe Abschnitt 5.1), wird die Multiplizität der Hyperonen zu

$$M(Y) = 2 \cdot M(K^+) \tag{5.4}$$

angenommen. Der die K$^-$-Produktion dominierende "strangeness exchange"-Kanal kann in zwei Reaktionen mit einem Λ und fünf mit einem Σ aufgeteilt werden

$$\begin{array}{ccccccccc}
\pi^0 & + & \Lambda^0 & \rightleftharpoons & K^- + p & , & \bar{K}^0 + n & , & 0.5 \; , \\
\pi^- & + & \Lambda^0 & \rightleftharpoons & K^- + n & , & & & 1.0 \; , \\
\pi^- & + & \Sigma^+ & \rightleftharpoons & K^- + p & , & \bar{K}^0 + n & , & 0.5 \; , \\
\pi^- & + & \Sigma^0 & \rightleftharpoons & K^- + n & , & & & 1.0 \; , \\
\pi^0 & + & \Sigma^0 & \rightleftharpoons & K^- + p & , & \bar{K}^0 + n & , & 0.5 \; , \\
\pi^+ & + & \Sigma^- & \rightleftharpoons & K^- + p & , & \bar{K}^0 + n & , & 0.5 \; , \\
\pi^0 & + & \Sigma^- & \rightleftharpoons & K^- + n & , & & & 1.0 \; ,
\end{array} \tag{5.5}$$

wobei bei vier der Reaktionen auch die Produktion eines $\bar{K}^0$ möglich ist, so daß die hinter der jeweiligen Reaktion angegebene Wahrscheinlichkeit, in dieser Reaktion ein K$^-$ zu erzeugen, für diese nur 0.5 beträgt. Damit setzen sich die Beiträge der unterschiedlichen Ladungszustände des Pions für die Kanäle mit einem Λ zu

$$M^{\Lambda}(\pi) = \frac{1}{3}M(\pi^0) + \frac{2}{3}M(\pi^-) \tag{5.6}$$

zusammen, für die mit einem Σ zu

$$M^{\Sigma}(\pi) = \frac{1}{7}M(\pi^+) + \frac{3}{7}M(\pi^0) + \frac{3}{7}M(\pi^-) \quad . \tag{5.7}$$

Da das Verhältnis von Σ zu Λ nicht experimentell zugänglich ist, wird für eine Abschätzung das statistische Modell herangezogen. Nach diesem ergibt sich das Verhältnis zu

$$\frac{N_\Sigma}{N_\Lambda} = \frac{g_\Sigma}{g_\Lambda} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{m_\Sigma}{T}\right)}{\exp\left(-\frac{m_\Lambda}{T}\right)} = \frac{g_\Sigma}{g_\Lambda} \cdot \exp\left(-\frac{m_\Sigma - m_\Lambda}{T}\right) \quad . \tag{5.8}$$

Die Massendifferenz zwischen Σ und Λ liegt je nach Ladungszustand des Σ bei $m_\Sigma - m_\Lambda =$ 74 MeV bis 82 MeV [Par02] und hat damit etwa einen gleich großen Wert wie die im statistischen Modell verwandte Temperatur T. Das Verhältnis der Entartungsfaktoren beträgt $g_\Sigma/g_\Lambda = 3$. Damit ergibt sich

$$\frac{N_\Sigma}{N_\Lambda} \approx 3 \cdot \exp(-1) \approx 1 \tag{5.9}$$

und damit für die Pionen

$$M^*(\pi) = \frac{3}{21}M(\pi^+) + \frac{16}{21}M(\pi^0) + \frac{23}{21}M(\pi^-) \quad . \tag{5.10}$$

Da die ungeladenen π^0 der experimentellen Messung am Kaonenspektrometer nicht zugänglich sind, wird ihre Multiplizität durch Mittelung der Multiplizitäten für π^+ und π^- bestimmt,

$$M(\pi^0) = 0.5 \cdot \left[M(\pi^+) + M(\pi^-)\right] \quad , \tag{5.11}$$

was zu

$$M^*(\pi) = \frac{11}{21}M(\pi^+) + \frac{31}{21}M(\pi^-) \tag{5.12}$$

führt. Damit ergibt sich aus Gleichung 5.3

$$\frac{2 \cdot M(K^+)}{M(K^-)} \cdot \frac{M^*(\pi)}{\langle A_{part}\rangle} = \kappa \quad . \tag{5.13}$$

Abbildung 5.4 zeigt im oberen Teil erneut das K$^-$/K$^+$-Verhältnis als Funktion von $\langle A_{part}\rangle$ für die beiden Reaktionssysteme Au+Au und Ni+Ni bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV. Der mittlere Teil zeigt die zugehörige, nach Gleichung 5.12 bestimmte Pionenmultiplizität $M^*(\pi)/\langle A_{part}\rangle$ und im unteren Teil sind die nach Gleichung 5.13 berechneten Werte für κ zu sehen. Diese sind als Funktion der Stoßzentralität nicht konstant, sondern zeigen einen Anstieg mit zunehmender Anzahl partizipierender Nukleonen. Eine Abhängigkeit vom Reaktionssystem ist auch hier nicht zu beobachten. Für periphere Au+Au-Stöße ergibt sich der gleiche Wert für κ wie für zentrale Ni+Ni-Stöße. Während dies die Annahme eines Gleichgewichts im "strangeness exchange"-Kanal im Grunde unterstützt, spricht der Anstieg von κ mit $\langle A_{part}\rangle$ gegen eine Äqulibrierung dieses Kanals. Allein auf Grund der hier gezeigten Abschätzung ohne Vergleich mit Transportmodellrechnungen ist eine definitive Antwort auf die Frage nach der Äqulibrierung des "strangeness exchange"-Kanals nicht möglich.

Diese Frage und die Balance zwischen Erzeugung und Absorption von K$^-$ in diesem Kanal wird in [Har03b] im Rahmen des Transportmodells IQMD untersucht. Der obere Teil der aus dieser Veröffentlichung entnommenen Abbildung 5.5 zeigt als Funktion der Zeit die Produktions- (dicke Linien) und Absorptionsrate (dünne Linien) für die Reaktion $\pi Y \rightleftharpoons NK^-$, links für das Reaktionssystem Au+Au, rechts für C+C, beide bei einer kinetischen

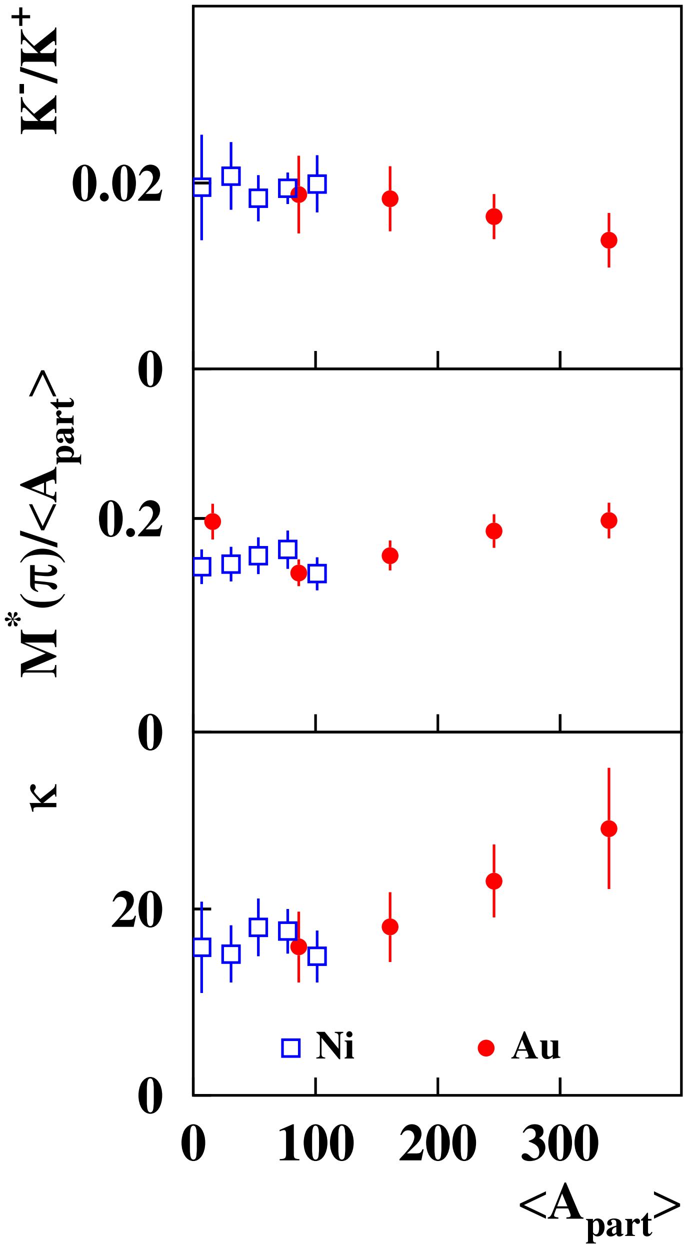


Abbildung 5.4: *Oben:* K^-/K^+*-Verhältnis als Funktion von* $\langle A_{part} \rangle$ *für Au+Au und Ni+Ni [Uhl03].* *Mitte:* $M^*(\pi)/\langle A_{part} \rangle$ *nach Gleichung 5.12.* *Unten:* *Die nach Gleichung 5.13 berechneten Werte für* κ *als Funktion von Zentralität und Stoßsystem.*

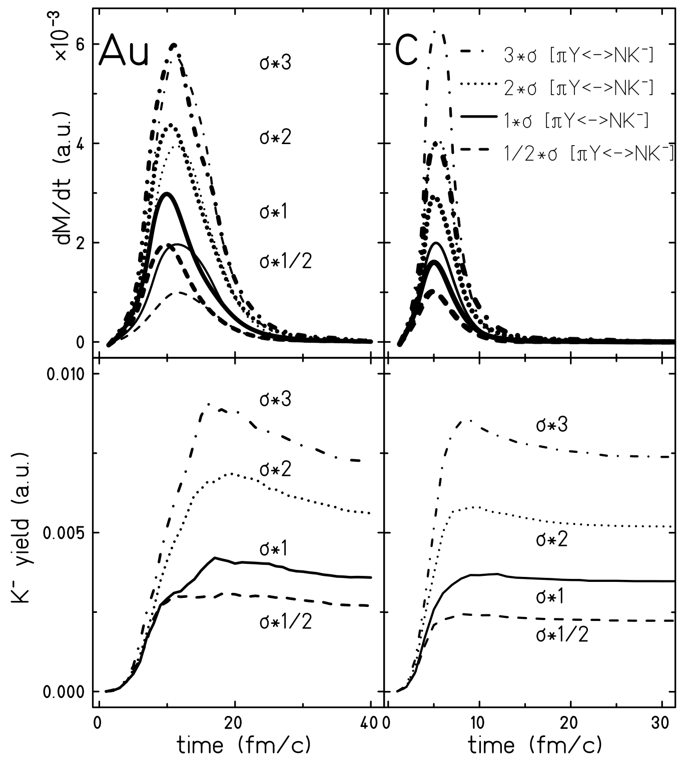


Abbildung 5.5: *Untersuchung zur Äquilibrierung des "strangeness exchange"-Kanals innerhalb des Transportmodells IQMD, entnommen aus [Har03b]. Oben: Produktions- (dicke Linien) und Absorptionsraten (dünne Linien) des "strangeness exchange"-Kanals für die Reaktionen Au+Au (links) und C+C (rechts). Die durchgezogenen Linien entsprechen dem standardmäßig in IQMD verwandten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi Y \rightleftharpoons NK^-$, die unterschiedlich gestrichelten stellen Simulationsrechnungen für die angegebenen (künstlichen) Skalierungen desselben dar. Unten: Die zugehörigen K^--Ausbeuten, Reaktionssysteme und Skalierungen wie im oberen Teil.*

Strahlenergie von 1.5AGeV. Die Diskussion im folgenden beschränkt sich auf die Simulation für das Reaktionssystem Au+Au, daß in der vorliegenden Arbeit untersucht wird.

Die mit "$1 * \sigma$" bezeichneten, durchgezogenen Linien stellen das Ergebnis von Rechnungen mit der in IQMD standardmäßig verwandten Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts für den "strangeness exchange"-Kanal dar. Diese zeigen einen großen Unterschied zwischen Produktion und Absorption in der Anfangsphase der Reaktion, während der hohe Dichten herrschen. Hier entsteht ein großer Teil der K^- durch Paarproduktion in Baryon-Baryon-Kollisionen, jedoch werden fast alle wieder reabsorbiert, so daß diese Aussage nicht in Widerspruch zu Abbildung 5.3 steht, die die Kanalaufspaltung für diejenigen K^- zeigt, die die Reaktionszone verlassen. Deren Anteil zu allen produzierten wird in [Har03b] im Rahmen des IQMD-Modells für Au+Au-Kollisionen zu 20% angegeben, von den in der Anfangsphase erzeugten K^- werden sogar über 90% wieder absorbiert. Nach einer Zeit von etwa 15 fm, während der Expansion des Systems, sind die Raten für Produktion und Absorption nahezu gleich. Dies führt dazu, daß sich die im unteren Teil von Abbildung 5.5 gezeigte K^--Anzahl nicht mehr wesentlich verändert. Direkte Paarproduktion spielt zu diesem Zeitpunkt keine Rolle mehr.

Um die Frage zu klären, ob es sich bei dem stabilen Zustand gleicher Produktions- und Absorptionsraten um ein durch eine Temperatur T und baryochemisches Potential μ_B charakterisiertes thermisches Gleichgewicht handelt oder einen dynamischen Gleichgewichtszustand, bei dem Produktion und Absorption nur über einen kurzen Zeitraum von gleicher Größe sind, wurde der Wirkungsquerschnitt für den "strangeness exchange"-Kanal im Transportmodell sowohl für die K^--Erzeugung als auch die K^--Absorption künstlich mit Faktoren 1/2, 2 und 3 skaliert. Die Ergebnisse sind mit unterschiedlich punktierten Linien ebenfalls in Abbildung 5.5 dargestellt. Für den Fall eines thermischen Gleichgewichts sollten sich die Teilchenverhältnisse und damit auch die Anzahl der K^- durch eine solche künstliche Erhöhung des Wirkungsquerschnitts nicht ändern, das System kommt lediglich schneller in ein Gleichgewicht. Abbildung 5.5 zeigt, daß sich die Raten für Produktion und Absorption bei Skalierung des Wirkungsquerschnitts unterschiedlich verändern und eine Erhöhung desselben zu einer größeren K^--Anzahl führt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß in der IQMD-Simulation einer Au+Au-Kollision kein (lokales) thermisches Gleichgewicht für die "strangeness exchange"-Reaktion erreicht wird, was mit der nicht hinreichenden Anzahl an Reaktionen über diesen Kanal begründet wird. Allerdings bewirkt die Verdopplung des Wirkungsquerschnitts lediglich eine Erhöhung der K^--Ausbeute um 56% und nicht um einen Faktor 2.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der aus den Daten bestimmte Wert für κ unabhängig vom Stoßsystem ist, aber mit zunehmender Stoßzentralität ansteigt, und auch im Rahmen des Transportmodells IQMD kein thermisches Gleichgewicht im Sinne einer Beschreibung mit einer Temperatur T und einem baryochemischen Potential μ_B erreicht wird. Jedoch zeigt diese Simulationsrechnung, daß für die Expansionsphase der Reaktion, aus der fast alle experimentell nachgewiesenen K^- stammen, gleiche Raten für deren Produktion und Absorption über den "strangeness exchange"-Kanal vorliegen.

5.3 Die Energieabhängigkeit der Kaonenproduktion

In einer Dissertation am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt [Stu01b] wird die am Kaonenspektrometer gemessene Energieabhängigkeit der K^+-Produktion für kinetische Strahlenergien von 0.6 AGeV bis 1.5 AGeV diskutiert. In einer Dissertation am Massachusetts Institute of Technology [Dun99] werden Daten der Experimente $E866$ und $E917$ am Beschleuniger AGS des Brookhaven National Laboratory zur K^+- und K^--Produktion bei kinetischen Strahlenergien von 2 (nur K^+), 4, 6 und 8 AGeV präsentiert, in [Ahl98] die am gleichen Experiment gemessenen Ergebnisse für 10.2 AGeV. Ein direkter Vergleich dieser beiden Datensätze aus benachbarten Energiebereichen war bisher nur bedingt möglich, da die Daten aus [Stu01b] nur stoßparameterintegriert ausgewertet worden sind, während diejenigen aus [Dun99] und [Ahl98] in mehrere Zentralitätsklassen eingeteilt sind, aber nicht den gesamt möglichen Stoßparameterbereich abdecken, so daß eine nachträgliche Integration zusätzlicher Annahmen bedürfte. Der hier gezeigte Datensatz bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV ist sowohl stoßparameterintegriert als auch aufgeteilt auf Zentralitätsklassen ausgewertet. Der bereits in Abschnitt 4.1.1 gezeigte Vergleich der stoßparameterintegrierten Daten zur K^+-Produktion mit denen aus [Stu01b] zeigt bei Berücksichtigung der Auswirkung einer leicht unterschiedlichen effektiven Strahlenergie auf Grund des unterschiedlichen Energieverlusts in verschieden dicken Targets eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler. Die zentralste Klasse der Daten aus [Dun99] und [Ahl98] entspricht 5% des Reaktionswirkungsqueschnitts, so daß ein direkter Verkleich mit den zentralen Daten aus dieser Arbeit möglich ist (4.7% σ_{rea}, siehe Abschnitt 4.2.1). Da die Daten in [Dun99] als dN/dy für einen Bereich $0.75 \cdot y_{cm}^{sys} < y_{cm} < 1.25 \cdot y_{cm}^{sys}$ um die Rapidität des Schwerpunktssystems y_{cm}^{sys} angegeben sind ($0.875 \cdot y_{cm}^{sys} < y_{cm} < 1.125 \cdot y_{cm}^{sys}$ in [Ahl98]), wurden die ebenfalls bei Schwerpunktsrapidität ($\theta_{lab} = 40°$) gemessenen Daten dieser Arbeit wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung angepaßt, nach

$$\frac{d\sigma}{dy} = \int_0^\infty C \cdot m_\perp \cdot \cosh y \cdot \exp\left(-\frac{m_\perp \cdot \cosh y}{T}\right) p_\perp \, dp_\perp \quad , \quad m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m_K^2} \tag{5.14}$$

über den Transversalimpuls $p_\perp$ integriert und durch Division durch den Anteil dieser Zentralitätsklasse am Reaktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{rea} = 6$ barn der Wert für dN/dy ermittelt.

Abbildung 5.6 stellt die Ergebnisse mit schwarz ausgefüllten Symbolen sowie die Daten aus [Dun99] mit offenen Symbolen und diejenigen aus [Ahl98] mit grau ausgefüllten Symbolen als Funktion der kinetischen Strahlenergie dar, Kreise stehen für K^+, Quadrate für K^-. Beide zeigen einen stetigen Verlauf, wobei erwartungsgemäß der Anstieg der Produktionswahrscheinlichkeit bei kleinen Energien nahe beziehungsweise unterhalb der jeweiligen Produktionsschwelle im freien Nukleon-Nukleon-Stoß stärker ist als bei höheren Energien. Entsprechend ist er auch bei den niedrigen Energien für die K^- stärker als für die K^+. Die eingezeichneten Linien stellen jeweils Anpassungen nach Gleichung 4.1 dar.

Abbildung 5.7 zeigt das zugehörige K^-/K^+-Verhältnis, ebenfalls als Funktion der kinetischen Strahlenergie. Auch dieses Verhältnis, das zudem den Vorteil trägt, daß ein großer Teil der systematischen Unsicherheiten bei der Division wegfällt, zeigt einen kontinuierlichen Verlauf mit der Strahlenergie, der zu höheren Energien abflacht. Die eingezeichnete Linie

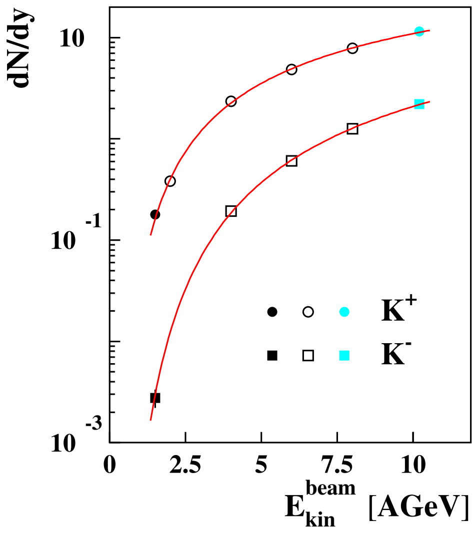


Abbildung 5.6: *Abhängigkeit der Kaonenproduktion von der kinetischen Strahlenergie, Kreise für K^+ und Quadrate für K^-. Die schwarz ausgefüllten Symbole stellen die Daten aus dieser Arbeit dar, die offenen sind [Dun99] und die grau ausgefüllten [Ahl98] entnommen. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.1 dar.*

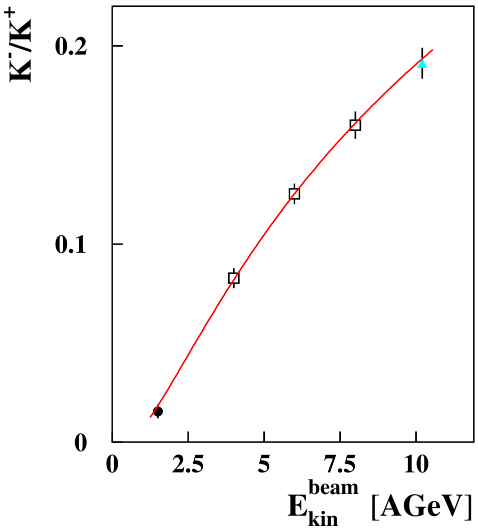


Abbildung 5.7: *Abhängigkeit des K^-/K^+-Verhältnisses von der kinetischen Strahlenergie. Der schwarz ausgefüllte Kreis stellt die Daten aus dieser Arbeit dar, die offenen Quadrate sind [Dun99] und das grau ausgefüllte Dreieck [Ahl98] entnommen. Die Linie stellt das Verhältnis aus den in Abbildung 5.6 gezeigten Anpassungen dar.*

stellt das Verhältnis aus den in Abbildung 5.6 gezeigten Anpassungen nach Gleichung 4.1 dar.

Abbildung 5.8, entnommen aus [Oes02], greift mit Daten aus [Men00, Lau98, Dun99, Kla01, Sik99, Har02a] die Diskussion aus Abschnitt über die chemische Äqulibrierung des "strangeness exchange"-Kanals (Abschnitt 5.2) bezüglich des Zusammenhangs zwischen dem K^-/K^+-Verhältnis und der Pionenmultiplizität pro mittlerer Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen noch einmal auf, jedoch für einen größeren Bereich an Strahlenergien. Bis

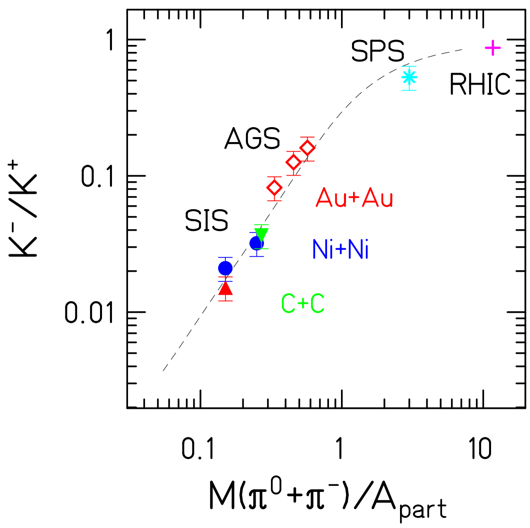


Abbildung 5.8: *K^-/K^+-Verhältnisse als Funktion der Pionenmultiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ für Datensätze von SIS- bis RHIC-Energien [Men00, Lau98, Dun99, Kla01, Sik99, Har02a]. Die gestrichelte Linie stellt die mit dem statistischen Modell berechneten Werte dar [Cle00b]. Die Abbildung ist [Oes02] entnommen.*

zu den am AGS erreichbaren Energien ist ein im wesentlichen linearer Zusammenhang zu beobachten, der auf eine wichtige Rolle des "strangeness exchange"-Kanals zur K^--Produktion auch oberhalb der Produktionsschwelle im freien Nukleon-Nukleon-Stoß hinweist. Zu höheren Strahlenergien hin flacht die Kurve ab, ein Hinweis darauf, daß die K^--Produktion hier von direkter Paarproduktion dominiert wird und daher nicht mehr direkt mit der Pionenmultiplizität korreliert ist. Die eingezeichnete gestrichelte Linie stellt das Ergebnis des statistischen Modells dar [Cle00b]. In diesem Modell gibt es keine einzelnen Kanäle für die Produktion und Absorption von einzelnen Teilchen. Die Linie verdeutlicht lediglich, daß das statistische Modell in der Lage ist, Teilchenverhältnisse in Schwerionenreaktionen über einen weiten Strahlenergiebereich zu beschreiben.

5.4 Die Kaon-Nukleon-Potentiale

Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, wird die Kaon-Nukleon-Wechselwirkung in Modellen wie der chiralen Störungstheorie oder der "Relativistic Mean Field Theory" durch Potentiale beschrieben, die leicht repulsiv für K^+ und etwas stärker attraktiv für K^- sind. Wie in

Abbildung 1.3 gezeigt, führt die Dichteabhängigkeit dieser Potentiale zu einem Anstieg der effektiven Energie eines K^+ mit steigender Baryonendichte des umgebenden Mediums und zu einer Abnahme der effektiven Energie eines K^-. Bildlich gesprochen bedeutet dies, daß für die Produktion eines K^+ in dichter nuklearer Materie mehr Energie aufgebracht werden muß als in einem freien Nukleon-Nukleon-Stoß, für ein K^- dagegen weniger. Damit ist für Schwerionenreaktionen bei Strahlenergien nahe und unter den Schwellenenergien für die Produktion dieser Teilchen in binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen intuitiv eine Auswirkung dieser Potentiale auf die Anzahl erzeugter K^+ und K^- zu erwarten. Diese intuitive Erwartung wird prinzipiell auch von Transportmodellrechnungen bestätigt, wenn in diesen solche Kaon-Nukleon-Potentiale berücksichtigt werden.

Abbildung 5.9, entnommen aus [Men00], zeigt die Rapiditätsverteilungen für K^+ (oben) und K^- (Mitte) sowie das daraus gebildete K^-/K^+-Verhältnis (unten) für Ni+Ni-Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.93 AGeV. Die Daten stammen aus Experimenten

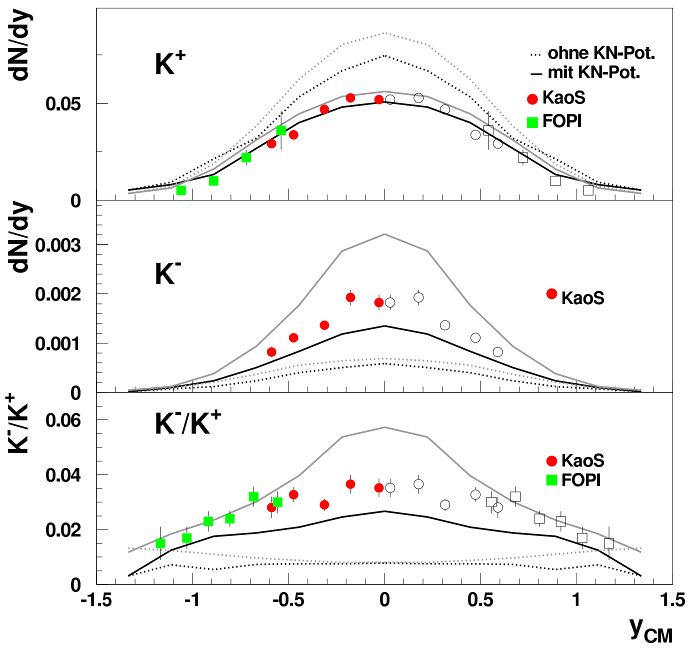


Abbildung 5.9: *Rapiditätsverteilungen für K^+ (oben) und K^- (Mitte) sowie das daraus gebildete K^-/K^+-Verhältnis (unten) für Ni+Ni-Reaktionen bei* 1.93 *AGeV. Die Abbildung ist [Men00] entnommen. Die Daten stammen aus [Men00] (KaoS) und [Bes97, Her99] (FOPI), offene Symbole sind an y_{cm}* = 0 *reflektiert. Die eingezeichneten Transportmodellrechnungen stammen aus [Li97a, Li98] (graue Linien) und [Cas99a] (schwarze Linien). Durchgezogene Linien stellen Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potentialen dar, gestrichelte ohne Potentiale.*

am Kaonenspektrometer [Men00] und von der FOPI-Kollaboration [Bes97, Her99]. Mit eingezeichnet sind die Ergebnisse von Rechnungen mit 2 Versionen des Transportmodell RBUU aus [Li97a, Li98] (graue Linien) und [Cas99a] (schwarze Linien). Die durchgezogenen Linien stellen die Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potentialen dar, die gestrichelten ohne. Zu erkennen ist die Reduktion der K^+-Ausbeute in den Rechnungen mit Potentialen, die zu einer deutlich besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten führt, und die Erhöhung der K^--Ausbeute, die zwar keine quantitative Beschreibung der experimentellen Ergebnisse ermöglicht, jedoch qualitativ deren Verlauf als Funktion der Rapidität besser wiedergibt, als die Rechnungen ohne Potentiale. Gleiches gilt für das im unteren Teil gezeigte K^-/K^+-Verhältnis.

Für das in dieser Arbeit ausgewertete Reaktionssystem Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV wurden Rechnungen mit und ohne Kaon-Nukleon-Potentiale mit dem Transportmodell IQMD durchgeführt [Har03a]. Abbildung 5.10 vergleicht deren Ergebnisse mit den experimentellen Daten. Gezeigt sind die stoßparameterintegrierten invarianten Wirkungsquerschnitte als Funktion der kinetischen Energie der Teilchen für einen Bereich $\Delta\theta_{lab} = \pm 4°$ um einen Winkel von $\theta_{lab} = 40°$ im Laborsystem, links für K^+, rechts für K^-. Die durchgezogenen Linien stellen die Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potentialen

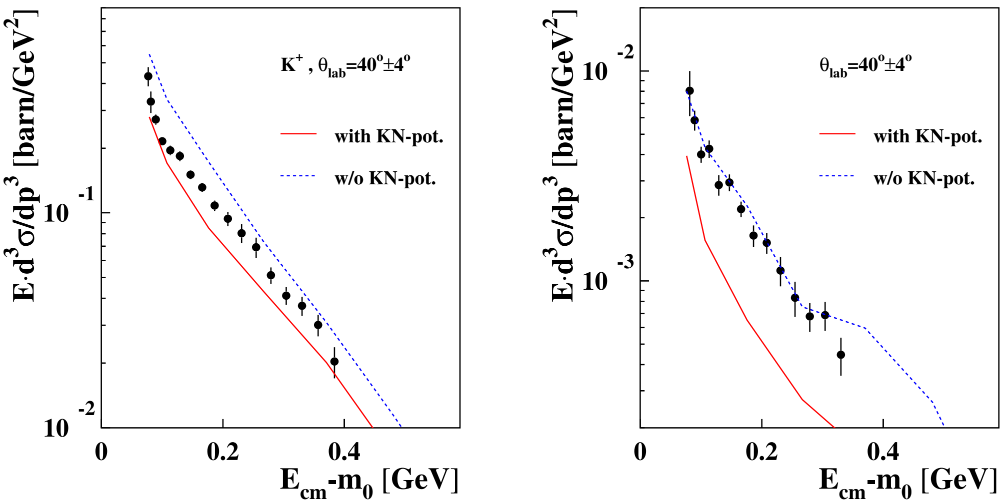


Abbildung 5.10: *Stoßparameterintegrierte invariante Wirkungsquerschnitte für Au+Au bei 1.5AGeV für einen Laborwinkel von $\theta_{lab} = 40° \pm 4°$, links für K^+, rechts für K^-. Durchgezogene Linien stellen IQMD-Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potentialen dar, gestrichelte ohne Potentiale [Har03a].*

nach [Sch97] dar, die gestrichelten Rechnungen ohne diese Potentiale. Für die K^+ ist auch hier eine Reduktion des Wirkungsquerschnitts in der Rechnung mit Potentialen zu beobachten. Diese liegt niedriger als die experimentellen Daten, während die Rechnung ohne Potential über den Daten liegt. Eine Übereinstimmung ist für keine der beiden Rechnungen gegeben. Die Daten zur K^--Produktion dagegen werden durch die Rechnung ohne Potential beschrieben. Im Gegensatz zu der intuitiven Annahme, daß ein Absenken der effektiven K^--Energie die Ausbeute an K^- erhöhen sollte, und auch im Gegensatz zu den in Abbildung 5.9 gezeigten RBUU-Rechnungen für das Reaktionssystem Ni+Ni bei 1.93 AGeV, sinkt in der gezeigten IQMD-Rechnung auch der Wirkungsquerschnitt für die K^- bei Berücksichtigung der Potentiale. Ursache ist die Dominanz des “strangeness exchange”-Kanals $\pi Y \rightarrow K^- N$ bei der Produktion der K$^-$ (siehe Abbildung 5.3, Abschnitt 5.1) und die daraus resultierende Kopplung der K$^-$-Multiplizität an die K$^+$-Multiplizität. Letztere wiederum nimmt durch das repulsive K$^+$-Nukleon-Potential ab. Desweiteren werden die emittierten K$^-$ in der IQMD-Simulation in einer späten Phase der Reaktion produziert (siehe hierzu Abschnit 5.5, besonders Abbildung 5.17), während das Reaktionsvolumen expandiert und die Baryonendichte abnimmt. Bei niedrigerer Dichte jedoch ist die effektive Energie der K$^-$ durch das attraktive Potential weniger stark abgesenkt, der zu erwartende Einfluß auf die K$^-$-Ausbeute also geringer.

Der Vergleich der absoluten Werte der Wirkungsquerschnitte zwischen Daten und Transportmodellrechnungen ist sensitiv auf systematische Fehler auf beiden Seiten, vor allem bezüglich der Normierung. Ein großer Teil dieser Unsicherheiten läßt sich durch Verhältnisbildung eliminieren. Desweiteren ist die Energieverteilung des K$^-$/K$^+$-Verhältnisses sensitiv auf eine unterschiedliche Energieabhängigkeit der Wirkungsquerchnitte für beide Teilchensorten, wie sie in den experimentellen Daten zu beobachten ist (siehe Abbildung 4.4 in Abschnitt 4.1.2 sowie Abbildungen 4.9 und 4.10 in Abschnitt 4.2.3). Die K$^-$ zeigen einen stärkeren Abfall mit der Teilchenenergie (daß heißt einen kleineren inversen Steigungsparameter T bei Anpassung mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung) als die K$^+$, was zu einem Abfall des K$^-$/K$^+$-Verhältnisses mit zunehmender Teilchenenergie führt. Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich dieses Verhältnisses mit zwei verschiedenen Transportmodellrechnungen. Die durchgezogenen Linien stellen wiederum die Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potentialen dar, die gestrichelten ohne diese Potentiale. Das linke Bild zeigt RBUU-Rechnungen aus [Li98] für einen

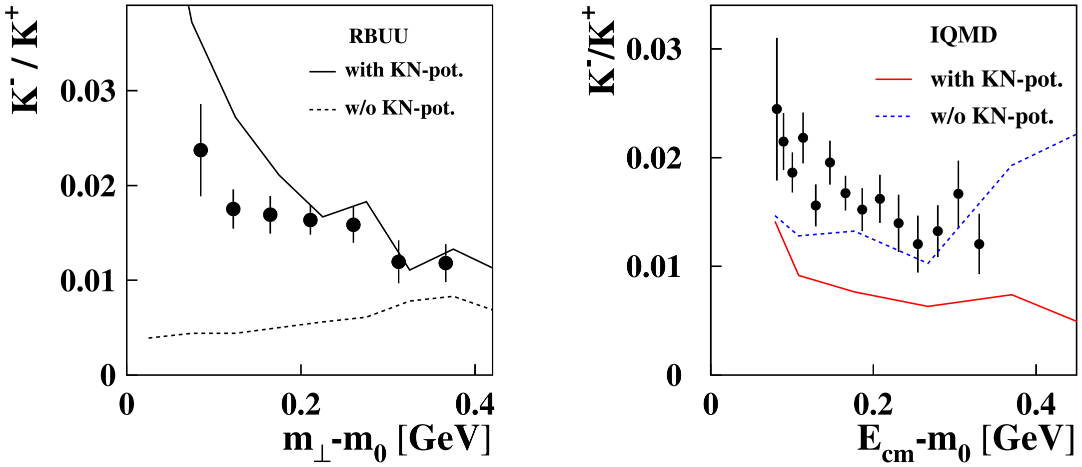


Abbildung 5.11: *K^-/K^+-Verhältnis für Au+Au bei 1.5AGeV für einen Laborwinkel von $\theta_{lab} = 40° \pm 4°$, links für Stoßparameter von $b > 5$ fm, rechts stoßparameterintegriert. Links sind RBUU-Rechnungen nach [Li98] mit eingezeichnet, rechts IQMD-Rechnungen nach [Har03a]. Durchgezogene Linien stellen Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potentialen dar, gestrichelte ohne Potentiale.*

Stoßparameterbereich von $b > 5$ fm und einen einen Bereich von $\Delta y_{cm} = \pm 0.3$ um die Rapidität des Schwerpunktssystems. Um die Daten mit dieser Rechnung vergleichen zu können, wurde für die ebenfalls bei mittlerer Rapidität liegenden Messungen bei einem Laborwinkel von $\theta_{lab} = 40° \pm 4°$ abweichend von den in Abschnitt 4.2.1 eingeteilten Zentralitätsklassen eine gesonderte Auswertung für alle Ereignisse mit einem Stoßparameter von $b > 5$ fm durchgeführt und das Ergebnis als Funktion der transversalen Masse $m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m_0^2}$ aufgetragen. Die RBUU-Rechnung mit Kaon-Nukleon-Potentialen beschreibt den mit der Teilchenenergie abnehmenden Verlauf des Verhältnisses recht gut, der absolute Wert wird etwas überschätzt. Die Rechnung ohne Potentiale liegt dagegen deutlich zu niedrig und zeigt keine Energieabhängigkeit. Das rechte Bild zeigt den Vergleich der stoßparameterintegrierten Daten mit dem Verhältnis der bereits in Abbildung 5.10 gezeigten Rechnungen mit dem Transportmodell IQMD [Har03a]. Diese Simulation zeigt den umgekehrten Effekt wie die RBUU-Rechnung: Mit Kaon-Nukleon-Potentialen liegt das K^-/K^+-Verhältnis niedriger als ohne und die Rechnung ohne Potentiale liegt näher an den experimentellen Daten. Jedoch wird weder deren Wert noch die Energieabhängigkeit durch die IQMD-Rechnung richtig beschrieben.

Die gegensätzlichen Aussagen verschiedener Transportmodellrechnungen, die nach [Har02b] im wesentlichen auf unterschiedliche Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte von Reaktionskanälen, für die keine experimentellen Daten zur Verfügung stehen, zurückzuführen ist, lassen eine Schlußfolgerung über die Wirkung von Kaon-Nukleon-Potentialen auf die K^+- und K^--Multiplizitäten in Schwerionenreaktionen und deren Energieverteilungen bislang nicht zu.

Weiterhin von Interesse ist der Einfluß dieser Potentiale auf die Propagation von K^+ und K^- in nuklearer Materie. Wie in Abschnitt 1.2, Abbildung 1.5 dargestellt, zeigen am Kaonenspektrometer gemessene Daten in Au+Au-Kollisionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.0 AGeV eine bevorzugte Emission der K^+ senkrecht zur Reaktionsebene [Shi98b, Shi98a]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse bei 1.5 AGeV zeigen denselben Effekt in vergleichbarer Größenordnung. Abbildung 5.12 vergleicht die Zentralitätsabhängigkeit des auf die experimentelle Auflösung der Reaktionsebene korrigierten Fourierkoeffizienten v_2, der die anisotrope Emission im Azimutwinkel ϕ senkrecht zur Reaktionsebene quantifiziert. Die Werte für 1.0 AGeV aus [Shi98b] sind dabei für ein etwas größeres Rapiditätsintervall von $0.2 \leq y/y_{beam} \leq 0.8$ bestimmt als für 1.5 AGeV mit $0.3 \leq y/y_{beam} \leq 0.7$. Der Bereich im Transversalimpuls ist mit 0.2 GeV$< p_\perp <$ 0.8 GeV gleich, die Einteilung der Zentralitätsklassen jedoch unterscheidet sich. Sie beträgt $b \leq 5$ fm, $5 < b < 10$ fm und $b \geq 10$ fm für 1.0 AGeV, hingegen $b < 5.9$ fm, $5.9 \leq b \leq 7.8$ fm und $b > 7.8$ fm für 1.5 AGeV.

In Abbildung 1.5 in Abschnitt 1.2 sind zusätzlich zu den experimentellen Daten für die azimutale Verteilung der K^+-Emission bei 1.0 AGeV Rechnungen mit dem Transportmodell RBUU eingezeichnet, einmal mit Kaon-Nukleon-Potentialen (durchgezogene Linie), einmal ohne Potentiale (gestrichelte Linie). Die Rechnungen zeigen eine deutliche Sensitivität der azimutalen Verteilung der K^+ auf diese Potentiale. Mit Potentialen wird die von den Daten gezeigte bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene durch die Rechnungen beschrieben, ohne Potentiale nicht. Für diesen zweiten Fall ist die azimutale Verteilung nahezu isotrop. Eine andere Rechnung mit dem Transportmodell RQMD zeigt den gleichen Effekt [Wan99].

Für die Daten dieser Arbeit bei 1.5 AGeV liegen die Ergebnisse von Simulationen mit dem Transportmodell IQMD vor [Har03a]. Abbildung 5.13 zeigt auf beiden Seiten die azimu-

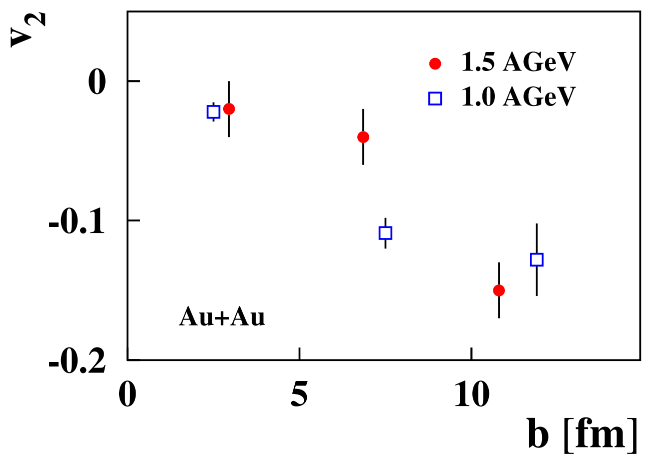


Abbildung 5.12: *Vergleich des Fourierkoeffizienten v_2 der azimutalen Verteilungen der K^+ bei Schwerpunktsrapidität als Funktion des Stoßparameters in Au+Au bei 1.0 AGeV [Shi98b] und 1.5 AGeV (diese Arbeit).*

tale Verteilung der K$^+$-Emission in Au+Au-Kollisionen mit Stoßparametern von $b > 5.9$ fm für einen Rapiditätsbereich von $0.3 \leq y/y_{beam} \leq 0.7$ und Transversalimpulse von 0.2 GeV $< p_\perp <$ 0.8 GeV. Um diese mit den Ergebnissen der Transportmodellrechnung vergleichen zu können, in der die wahre Reaktionsebene exakt bekannt ist, wurden anders als in Abschnitt 4.3 nicht nur die Fourierkoeffizienten v_1 und v_2 sondern auch die in der Abbildung gezeigten Daten auf die experimentelle Auflösung der Reaktionsebene korrigiert. Im linken Teil sind zusätzlich zu den Daten IQMD-Rechnungen mit (durchgezogene Linie) und ohne Kaon-Nukleon-Potential (gestrichelte Linie) eingezeichnet. Diese Rechnungen zeigen keine Sensitivität der azimutalen Verteilung auf Kaon-Nukleon-Potentiale. Das Ergebnis der beiden Rechnungen unterscheidet sich nur unwesentlich, die experimentellen Daten werden von beiden gut beschrieben. Die rechte Seite von Abbildung 5.13 zeigt zu den experimentelle Daten wiederum die IQMD-Rechnung mit Kaon-Nukleon-Potentialen (durchgezogene Linie) sowie zusätzlich eine Rechnung mit dem gleichen Transportmodell, bei der die Streuung der K$^+$ an den Nukleonen der Projektilrestkerne ausgeschaltet wurde (gestrichelte Linie). In letzterem Fall ist die Präferenz für eine Emission senkrecht zur Reaktionsebene deutlich weniger ausgeprägt. Innerhalb dieser IQMD-Simulationen ist die azimutale Anisotropie der Emission der K$^+$ also nicht eine Folge des repulsiven K$^+$-Nukleon-Potentials sondern der Streuung der K$^+$ an den Nukleonen der Spektatorfragmente.

Vor dem Hintergrund deutlich unterschiedlicher Aussagen verschiedener Transportmodelle über die Sensitivität der azimutalen Verteilung der K$^+$-Emission auf ein repulsives K$^+$-Nukleon-Potential ist auch auf Grundlage dieser Größe bislang keine beweiskräftige Aussage über dieses Potential möglich, sondern es sind weitere Vergleiche der Transportmodellrechnungen untereinander sowie der von ihnen verwandten Parameter und Eingabedaten, wie zum Beispiel der Wirkungsquerschnitte der zugrunde liegenden elementaren Reaktionen, nö-

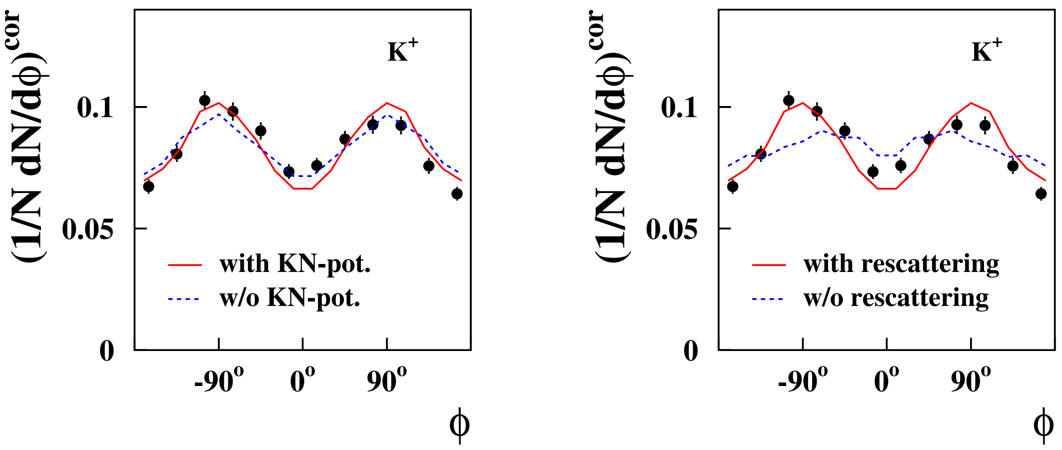


Abbildung 5.13: *Vergleich der azimutalen Verteilung der K^+ für $0.3 \leq y/y_{beam} \leq 0.7$, 0.2 GeV$<$ $p_\perp$ $<$ 0.8 GeV und $b > 5.9$ fm mit IQMD-Rechnungen [Har03a]. Die Daten sind korrigiert auf die experimentelle Auflösung der Reaktionsebene. Links: Rechnungen mit (durchgezogene Linie) und ohne Kaon-Nukleon-Potentiale (gestrichelte Linie). Rechts: Rechnungen mit Kaon-Nukleon-Potential, mit Streuung der K^+ an den Nukleonen der Spektatoren (durchgezogene Linie) und ohne Streuung (gestrichelte Linie).*

tig.

Für die azimutale Verteilung der K$^-$-Emission gibt es für eine etwas höhere kinetische Strahlenergie von 1.8 AGeV eine Vorhersage des Transportmodells RQMD [Wan99] (siehe Abbildung 1.5 in Abschnitt 1.2). Hierfür ist die vorhergesagte Auswirkung des attraktiven K$^-$-Nukleon-Potentials entgegegesetzt zu dem in den beiden Transportrechnungen für 1.0 AGeV gesehenen Effekt für die K$^+$. Ohne Potentiale zeigt die Rechnung eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene, mit Potentialen ist sie nahezu isotrop im Azimutwinkel. Für die hier betrachtete kinetische Strahlenergie von 1.5 AGeV liegen bislang noch keine Ergebnisse von Transportmodellen zur azimutalen Verteilung der K$^-$-Emission vor. Außerdem haben die experimentellen Ergebnisse nur eine geringe statistische Signifikanz. Die linke Seite von Abbildung 4.19 in Abschnitt 4.3 zeigt die azimutale Verteilung der K$^-$-Emission für Au+Au-Kollisionen mit Stoßparametern von $b > 3.3$ fm für einen Rapiditätsbereich von $0.3 \leq y/y_{beam} \leq 0.7$ und Transversalimpulse von 0.2 GeV$<$ $p_\perp$ $<$ 0.8 GeV. Der auf die experimentelle Auflösung der Reaktionsebene korrigierte Fourierkoeffizient für die Emission senkrecht zur Reaktionsebene von $v_2 = -0.02 \pm 0.04$ ist mit 0 verträglich, hat jedoch eine große Unsicherheit. Die rechte Seite von Abbildung 4.19 zeigt zum Vergleich die für den gleichen Zentralitäts-, Rapiditäts- und Transversalimpulsbereich mit deutlich besserer Statistik gemessene Verteilung für K$^+$. Diese zeigt mit $v_2 = -0.07 \pm 0.01$ eine deutliche Bevorzugung der Emission senkrecht zur Reaktionsebene. Da sich die Fehler der Werte für v_2 für K$^+$ und K$^-$ auf Grund der geringen Statistik der K$^-$ berühren, kann nicht von einem statistisch signifikanten Unterschied gesprochen werden. Um die Datenlage zu dieser Frage zu verbessern, wurde im Juni 2001 am Kaonenspektrometer ein weiteres Experiment mit dem Stoßsystem

Au+Au bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV durchgeführt. Dieses wird zur Zeit im Rahmen einer Dissertation an der Gesellschaft für Schwerionenforschung ausgewertet [Plo03]. Nach ersten Ergebnissen liegt die gemessene Statistik dieses Experiments mit etwa 10000 K^- etwa in der gleichen Größenordnung wie sie in der vorliegenden Arbeit für K^+ gemessen wurde. Desweiteren liegen Daten besserer Statistik zur K^--Produktion im kleineren Stoßsystem Ni+Ni bei einer etwas höheren kinetischen Strahlenergie von 1.93 AGeV vor, die derzeit im Rahmen einer Dissertation am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt ausgewertet werden [Uhl03].

Eine weitere Größe von Interesse im Hinblick auf die Frage nach Kaon-Nukleon-Potentialen ist die Abhängigkeit des gerichteten Flusses der K^+ in der Reaktionsebene von ihrem Transversalimpuls. Abbildung 5.14, entnommen aus [Cro00] zeigt die Fourierkoeffizienten v_1 als Funktion des Transversalimpulses in Ru+Ru-Kollisionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.69 AGeV nahe bei Targetrapidität ($-0.1 \leq y/y_{beam} \leq 0.18$). Die ausgefüllten Kreise

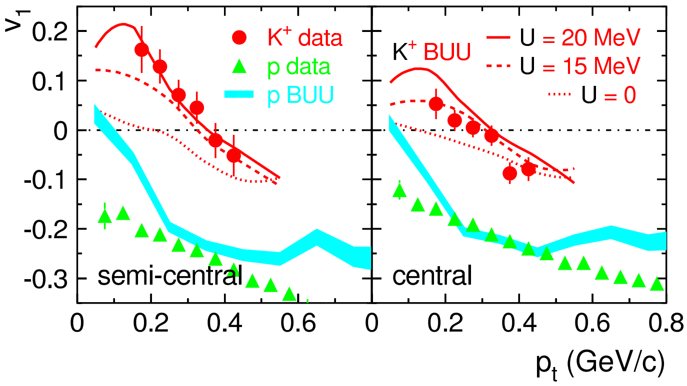


Abbildung 5.14: *Abhängigkeit des Fourierkoeffizienten v_1 vom Transversalimpuls bei Targetrapridität ($-0.1 \leq y/y_{beam} \leq 0.18$) für Ru+Ru bei 1.69 AGeV, ausgefüllte Kreise für K^+, Dreiecke für Protonen. Die Daten und die Abbildung stammen aus [Cro00], die eingezeichneten RBUU-Rechnugen aus [Cas99b]. Durchgezogene und gestrichelte Linien stellen Rechnung mit Kaon-Nukleon-Potentialen unterschiedlicher Stärke dar, die gepunkteten Linien stehen für Rechnungen ohne Potentiale.*

stellen die Ergebnisse für K^+ dar, die Dreiecke zum Vergleich die Werte für Protonen. Die linke Seite der Abbildung zeigt die Ergebnisse für semizentrale Stöße, die rechte diejenigen für zentrale Stöße. Die K^+ zeigen mit ansteigendem Transversalimpuls einen Übergang von gerichtetem Antifluß ($v_1 > 0$) zu gerichtetem Fluß ($v_1 < 0$). Mit eingezeichnet sind Ergebnisse von Rechnungen mit dem Transportmodell RBUU [Cas99b]. Die durchgezogenen und die gestrichelten Linien sind Rechnungen mit unterschiedlich starken Parametrisierungen des Kaon-Nukleon-Potentials, die gepunkteten Linien sind Rechnungen ohne Potentiale. Alle Rechnungen zeigen den prinzipiellen Trend einer Abnahme von v_1 mit zunehmendem Transversalimpuls, jedoch beschreiben diejenigen mit Potentialen die Daten deutlich besser. Das gleiche Resultat wird in [Cro00] auch für Ni+Ni-Reaktionen bei 1.93 AGeV gezeigt.

Abbildung 5.15 zeigt im oberen Teil die in dieser Arbeit bestimmten Werte für v_1 für das Stoßsystem Au+Au bei 1.5 AGeV als Funktion des Transversalimpulses für den Rapiditätsbereich nahe bei Targetrapidität ($0.1 \leq y/y_{beam} \leq 0.3$). Auch hier ist ein Übergang von positiven zu negativen Werten für v_1 mit zunehmendem Transversalimpuls zu beobachten, eine Transportmodellrechnung zum Vergleich mit den Daten liegt bislang jedoch nicht vor.

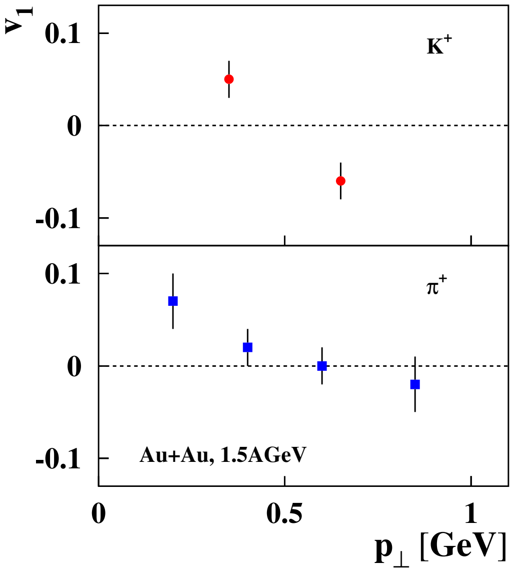


Abbildung 5.15: *Abhängigkeit des Fourierkoeffizienten v_1 vom Transversalimpuls nahe Targetrapridität ($0.1 \leq y/y_{beam} \leq 0.3$) für Au+Au bei 1.5 AGeV, oben für K^+, unten für π^+.*

Für Pionen wurde das gleiche Verhalten für v_1 bei Targetrapidität bei 1.0 AGeV beobachtet und mit der Zeitabhängigkeit der Emission erklärt [Wag96, Wag00]. Eine konsistente Erklärung in Übereinstimmung mit anderen Observablen [Wag96, Wag98] geht davon aus, daß Pionen mit hohen Impulsen früher emittiert werden als solche mit niedrigen Impulsen. Zu diesem frühen Zeitpunkt wird die Emission in Projektilrichtung durch Streuung und Absorption der Pionen im Projektilrestkern abgeschattet. Daher werden diese Pionen bevorzugt zur Targetseite ($\phi = \pm 180°$) emittiert, was einem negativen Wert für v_1 entspricht. Pionen mit niedrigerer Energie entstehen nach [Wag96, Wag00] während der gesamten Reaktionsphase und werden deswegen zu späteren Zeiten auf der Targetseite abgeschattet und bevorzugt zur Projektilseite ($\phi = 0°$) emittiert, was zu einem positiven Wert für v_1 führt. Auch die Daten dieser Arbeit zur Pionenproduktion bei 1.5 AGeV zeigen den gleichen Trend (siehe Abbildung 5.15, unterer Teil). Da im Rahmen des Transportmodells IQMD im Gegensatz zu anderen Modellen die Streuung von K^+ an den Nukleonen der Spektatorfragmente einen deutlich stärkeren Einfluß auf die Form der azimutalen Verteilungen zu haben scheint als die Kaon-Nukleon-Potentiale, ist der Einfluß dieser Streuung auf den gerichteteten Fluß in der Reaktionsebene in IQMD eine der wichtigen, noch zu klärenden Fragen.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß eine endgültige Aussage zur Frage nach der Wirkung von Kaon-Nukleon-Potentialen auf die Produktion und Propagation von K^+ und K^- in Schwerionenreaktionen trotz mittlerweile umfangreicher experimenteller Datensätze in vielfältigen Observablen nicht getroffen werden kann, solange verschiedene Transportmodelle unterschiedliche Aussagen zur Sensitivität dieser Observablen treffen.

5.5 Hinweise auf eine unterschiedliche Zeitabhängigkeit der K^+- und K^--Emission

In Abschnitt 5.1 wird das nahezu konstante K^-/K^+-Verhältnis als Funktion der Stoßzentralität als Folge der starken Kopplung zwischen der K^-- und der K^+-Produktion über die Hyperonen und den "strangeness exchange"-Kanal beschrieben. Neben diesem Zusammenhang der Teilchenmultiplizitäten zeigen die experimentellen Daten zur K^+- und K^--Produktion aber auch deutliche Unterschiede: Bei Anpassung der Energieverteilungen der invarianten Wirkungsquerschnitte mit Maxwell-Boltzmann-Verteilungen sind die inversen Steigungsparameter T für K^+ etwa 15 MeV höher als für K^-, sowohl für inklusive Daten (Abschnitt 4.1.2, Abbildung 4.4) als auch für alle Zentralitatsklassen bei stoßparameterabhängiger Auswertung (Abschnitt 4.2.3, Abbildung 4.10). Desweiteren ist die polare Anisotropie der Emission für K^+ deutlich stärker als für K^-, wiederum sowohl für inklusive Daten (Abschnitt 4.1.3, Abbildung 4.6) als auch bei Einteilung in zwei Zentralitätsintervalle (Abschnitt 4.2.5, Abbildung 4.12). In den zitierten Abschnitten wird diese Anisotropie mit einer quadratischen Abhängigkeit von $\cos\theta_{cm}$ der Form

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_{cm}} \sim \left(1 + a_2\cos^2\theta_{cm}\right)$$

parametrisiert, um ihre Stärke zu quantifizieren. Abbildung 5.16 zeigt die in Abschnitt 4.2.5 bestimmten Werte für den Parameter a_2 als Funktion der mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part}\rangle$. Sowohl die K^+ als auch die K^- zeigen eine Abnahme der Anisotropie mit zunehmender Zentralität, jedoch ist sie für die K^- für beide Zentralitätsintervalle deutlich schwächer als für die K^+ und für die nahezu zentralen K^--Daten sogar mit einer isotropen Emission verträglich.

Um diese Beobachtungen im Zusammenhang mit der in Abschnitt 5.1 diskutierten Korrelation zwischen der K^+- und der K^--Produktion über die Hyperonen zu erklären, läßt sich das folgende Szenario entwerfen: In der frühen Phase der Kollision werden K^+ und Hyperonen erzeugt. Die früh emittierten K^+ tragen damit Informationen über diese Phase der Reaktion, also den Zeitpunkt hoher Teilchen- und Energiedichte im Reaktionsvolumen. Entsprechend zeigen ihre Energieverteilungen große inverse Steigungsparameter. Je weniger Wechselwirkungen die Teilchen erfahren, umso größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teil der durch die Bewegung der Strahlteilchen aufgeprägten Vorzugsrichtung erhalten bleibt, was zu einer stärkeren Anisotropie der Emission führt. Die mittlere freie Weglänge der K^--Mesonen ist auf etwa 0.8 fm beschränkt. Sie werden durch "strangeness exchange"-Reaktionen wie $K^-N \rightarrow \pi Y$ absorbiert, werden im wesentlichen aber auch über die Umkehrung dieser Reaktion ($\pi Y \rightarrow K^-N$) produziert. Somit ist zwar die Gesamtmultiplizität der erzeugten K^- über die Hyperonen an die der K^+ gekoppelt, die K^-, die letzlich im Experiment nachgewiesen werden, stammen jedoch aus einer späteren Phase der Kollision, wenn das Reaktionsvolumen expandiert und seine Energiedichte geringer ist. Entsprechend sind die inversen Steigungsparameter für die K^- niedriger als für die zu einem früheren Zeitpunkt emittierten K^+. Da diese später während der Expansionsphase des Systems emittierten K^- keine Information mehr über die durch die Bewegung der Strahlteilchen aufgeprägte Vorzugsrichtung

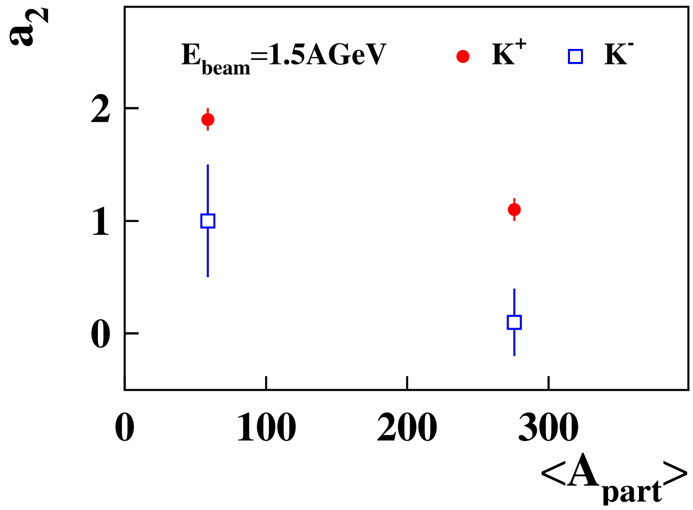


Abbildung 5.16: *Ergebnisse der Anpassung der polaren Anisotropie der K$^+$- und der K$^-$-Emission mit einer quadratischen Abhängigkeit von* $\cos\theta_{cm}$ *nach Gleichung 4.14 als Funktion von* $\langle A_{part}\rangle$ *(siehe Abschnitt 4.2.5).*

tragen, ist das polare Emissionsverhalten weniger anisotrop, für große Reaktionsvolumina mit vielen beteiligten Nukleonen, also für zentrale Stöße, sogar nahezu isotrop.

Die unterschiedliche Zeitabhängigkeit der Emission von K$^+$ und K$^-$ wird auch in Rechnungen mit dem Transportmodell IQMD beobachtet [Har03a]. Abbildung 5.17 zeigt das Ergebnis einer Simulation von zentralen Au+Au-Reaktionen ($b = 0$ fm) bei 1.5 AGeV. Im oberen Teil ist die in der Reaktionszone erreichte Baryonendichte ρ in Vielfachen der normalen Kernmateriedichte ρ_0 als Funktion der Zeit t aufgetragen. Der untere Teil zeigt die Rate derjenigen K$^+$ (durchgezogene Linie) und K$^-$ (gestrichelte Linie), die tatsächlich das Reaktionsvolumen verlassen, als Funktion ihrer Entstehungszeit. Die meisten K$^+$ werden danach wie in dem oben beschriebenen Szenario angenommen in der frühen Hochdichtephase der Reaktion emittiert. Während der Expansionsphase des Systems geht ihre Emissionsrate deutlich zurück. Die K$^-$ dagegen erreichen erst nach einer Zeit von etwa 10 bis 15 fm die maximale Rate und werden kontinuierlich über die gesamte Zeitspanne der Expansion emittiert.

Unter der Annahme, daß die bevorzugte Emission der K$^+$ senkrecht zur Emissionsebene tatsächlich eher eine Folge der Streuung der K$^+$ an den Nukleonen der Spektatorfragmente als der Wirkung eines repulsiven K$^+$-Nukleon-Potentials ist, wie dies vom Transportmodell IQMD vorausgesagt wird (siehe hierzu Abschnitt 5.4, Abbildung 5.13), so kann eventuell auch der Unterschied zwischen den azimutalen Verteilungen der K$^+$-Emission und der K$^-$-Emission durch diese Zeitabhängigkeit der Emission erklärt werden. Letztere zeigen ein im Rahmen des auf Grund der gemessenen Statistik großen Fehlers isotroperes Emissionsmuster als die K$^+$ (siehe Abschnitt 4.3, Abbildung 4.19). Eine kinetische Strahlenergie von 1.5 AGeV im Laborsystem entspricht einer Strahlgeschwindigkeit von 67% der Lichtgeschwindigkeit im

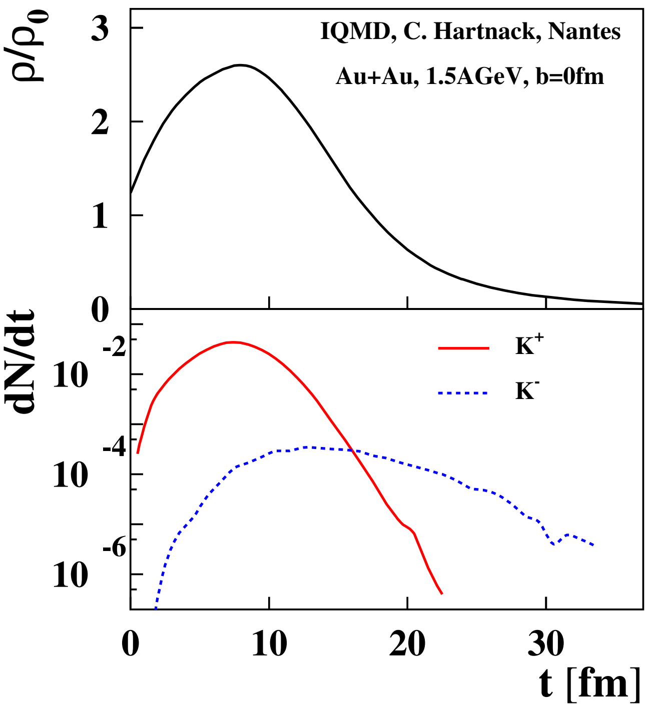


Abbildung 5.17: *IQMD-Simulation der Zeitabhängigkeit einer zentralen Au+Au-Reaktion [Har03a]. Oben: Baryonendichte ρ in Vielfachen der normalen Kernmateriedichte ρ_0 als Funktion der Zeit t. Unten: Rate für emittierte K^+ (durchgezogene Linie) und K^- (gestrichelt) als Funktion ihrer Entstehungszeit.*

Schwerpunktssystem der Kollision. Damit legt der Projektilrestkern in einer Zeit von 15 fm eine Strecke von etwa 10 fm zurück. Der Durchmesser eines ruhenden Goldkerns beträgt etwa 14 fm, nach Lorentzkontraktion in Bewegungsrichtung noch etwa 10 fm. Nach einer Zeit von etwa 20 fm ist die Reaktionszone also gar nicht mehr von Spektatormaterie abgeschattet, Teile davon auch schon früher. Das heißt, alle später emittierten Teilchen und damit ein substantieller Teil der K^-, aber nur ein relativ geringer Anteil der K^+, können keine Wechselwirkung mit der Materie der Spektatorfragmente mehr erfahren. Allerdings bedarf es zur endgültigen Klärung besserer Statistik in den Daten, um aussagekräftige azimutale Verteilungen für diese Teilchen studieren zu können. Diese wird nach Abschluß der Auswertung des im Juni 2001 am Kaonenspektrometer durchgeführten weiteren Experiments zur K^--Produktion in dem hier betrachteten Reaktionssystem zu Verfügung stehen [Plo03]. Es bedarf aber auch weiterer Transportmodellrechnungen, einerseits gezielt zur azimutalen Verteilung der K^--Emission bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV, die bisher nicht vorliegen, andererseits aber auch in einer breiten Systematik zur Beschreibung der mittlerweile vorliegenden vielfältigen experimentellen Ergebnisse. Vor allem ist ein Vergleich verschiedener Transportmodelle untereinander nötig, um die in verschiedenen Modellen unterschiedliche Sensitivität experimenteller Observabler auf Fragestellungen wie der nach der Wirkung von Kaon-Nukleon-Potentialen zu klären.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mit dem Kaonenspektrometer KaoS am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt Messungen zur Produktion und Propagation geladener Kaonen in Au+Au-Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV und damit nahe (K^+) beziehungsweise weit unter (K^-) der jeweiligen Schwellenenergie zur Produktion dieser Teilchen in freien Nukleon-Nukleon-Stößen durchgeführt und ausgewertet. Neben den integrierten Produktionswirkungsquerschnitten von $\sigma\,(K^+) = 348 \pm 9\,(\mathrm{stat.}) \pm 38\,(\mathrm{sys.})$ mbarn und $\sigma\,(K^-) = 5.0 \pm 0.4\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.6\,(\mathrm{sys.})$ mbarn liegen Ergebnisse zur Abhängigkeit der Produktion der K^+- und der K^--Mesonen von der Stoßzentralität sowie ein umfangreicher Satz dynamischer Observabler wie Energieverteilungen, polare Winkelverteilungen und azimutale Winkelverteilungen vor, letztere in Abhängigkeit von Rapidität und Transversalimpuls. Alle diese Größen wurden ebenfalls als Funktion der Zentralität der Reaktion untersucht.

Die K^+- und K^--Multiplizitäten zeigen einen überproportionalen Anstieg mit der Anzahl der partizipierenden Nukleonen, was ein Hinweis auf die Akkumulation von Energie in Mehrstufenprozessen ist. Trotz der unterschiedlichen Schwellenenergien für die Produktion der beiden Teilchensorten ist dieser Anstieg für K^+ und K^- gleich. Das K^-/K^+-Verhältnis ist damit nahezu zentralitätsunabhängig und der Vergleich mit Ergebnissen aus dem leichteren Stoßsystem Ni+Ni [Uhl03] zeigt zusätzlich eine Unabhängigkeit dieses Verhältnisses vom Reaktionssystem. Dies ist in Übereinstimmung mit der Annahme, daß die K^--Produktion in Schwerionenstößen bei SIS-Energien vor allem über die "strangeness exchange"-Reaktion $\pi Y \rightarrow K^- N$ stattfindet, wie von verschiedenen Transportmodellen vorhergesagt [Cas99b, Ko84, Har03b], wenn zusätzlich berücksichtigt wird, daß die dafür benötigten Hyperonen Y wegen der Erhaltung der Strangeness zusammen mit K^+ erzeugt werden. Dies führt zu einer Kopplung der K^--Ausbeute an die K^+-Multiplizität über die Hyperonen. Sowohl der Wert als auch die Zentralitätsunabhängigkeit des K^-/K^+-Verhältnisses werden vom statistischen Modell beschrieben [Cle00b]. Ein Vergleich mit dem Transportmodell IQMD zeigt für die Rechnung ebenfalls eine Zentralitätsunabhängigkeit, jedoch werden die Daten um etwa 25% unterschätzt [Har03a].

Die dynamischen Observablen zeigen dagegen deutliche Unterschiede zwischen K^+ und K^-: Bei Anpassung mit Maxwell-Boltzmann-Verteilungen zeigen die Energieverteilungen der Wirkungsquerschnitte für K^+ einen etwa um 15 MeV höheren inversen Steigungsparameter als für K^-. Desweiteren zeigen die K^+ eine deutlich stärkere Vorwärts-Rückwärts-

Überhöhung der Emission als Funktion des Polarwinkels als die K^-. Diese Anisotropie nimmt für beide Teilchensorten mit zunehmender Stoßzentralität ab. Die K^--Emission in zentralen Au+Au-Stößen ist nahezu isotrop. Beide Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit der Annahme unterschiedlicher Emissionszeiten für K^+ und K^-, wie sie auch vom Transportmodell IQMD vorhergesagt werden [Har03b]. Die K^+ werden in einer früheren Phase hoher Energie- und Teilchendichte emittiert und zeigen daher höhere inverse Steigungsparameter und eine "Erinnerung" an die durch die Strahlbewegung aufgeprägte Vorzugsrichtung während die K^- später aus einem expandierenden, abkühlenden Reaktionsvolumen emittiert werden.

Zur Frage nach der Auswirkung von Kaon-Nukleon-Potentialen läßt der Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die K^+ und die K^--Produktion und ihrer Energieverteilungen mit Transportmodellrechnungen auf Grund gegensätzlicher Vorhersagen verschiedener Modelle bislang keine Aussage zu. BUU-Rechnungen für Ni+Ni bei 1.93 AGeV sagen unter Berücksichtigung dieser Potentiale eine Absenkung der Wirkungsquerschnitte für K^+ und eine Erhöhung der für K^- voraus. Diese Rechnungen können mit Potentialen die Daten besser beschreiben als ohne [Li97a, Li98, Cas99a]. IQMD-Rechungen für Au+Au bei 1.5 AGeV zeigen ebenfalls eine Absenkung der K^+-Produktion mit Potentialen, können die Energieverteilung der Wirkungsquerschnitte aber weder mit noch ohne Potentiale beschreiben [Har03a]. Für K^- zeigen sie, anders als die übrigen Rechnungen, ebenfalls eine Reduktion der Produktion als Folge der Potentiale. Die Energieverteilung wird durch die Rechnung ohne Potentiale beschrieben. Eine RBUU-Rechnung für Au+Au beschreibt die Energieabhängigkeit des K^-/K^+-Verhältnisses mit Potentialen deutlich besser als ohne [Li98], die IQMD-Rechnung liegt ohne Potentiale näher an den Daten, zeigt aber auch eine andere Energieabhängigkeit. Hier steht ein systematischer Vergleich der Transportmodellrechnungen untereinander aus, um die Ursachen dieser Unterschiede zu klären.

Die K^+ zeigen eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene, die von einigen Transportmodellrechnungen auf die Wirkung eines repulsiven K^+-Nukleon-Potentials zurückgeführt wird [Li97a, Wan99], von einem anderen auf die Streuung an den Nukleonen der Spektatorfragmente [Har03a]. Diese unterschiedlichen Vorhersagen ermöglichen auch auf Grundlage der azimutalen Verteilungen der K^+-Emission keine Aussage zur Frage nach den Kaon-Nukleon-Potentialen. Die azimutale Verteilung der K^--Emission kann im Rahmen der statistischen Fehler als isotrop bezeichnet werden, jedoch ist die gemessene Statistik nicht ausreichend. Daher wurde ein weiteres Experiment am Kaonenspektrometer durchgeführt, für das die gemessene K^--Statistik etwa in der gleichen Größenordung liegt, wie für die in dieser Arbeit gezeigten K^+. Diese Daten werden zur Zeit ausgewertet [Plo03].

Insgesamt liegt aus einer Vielzahl durchgeführter Experimente ein umfangreicher Datensatz zur Kaonenproduktion in Schwerionenreaktionen bei kinetischen Strahlenergien unterhalb von 2 AGeV vor, der nicht nur eine systematische Untersuchung in Abhängigkeit von Strahlenergie und Stoßsystemgröße abdeckt, sondern wie in dieser Arbeit auch eine Vielzahl weiterer Observabler wie Zentralitäts- und Teilchenenergieabhängigkeiten und Emissionsmuster im Polar- und Azimutwinkel. Die Teilchenverhältnisse werden durch das statistische Modell gut beschrieben [Cle00b] und die meisten Observablen sind mit der Annahme einer Kopplung der K^-- an die K^+-Produktion über den "strangeness exchange"-Kanal und eine unterschiedliche Zeitabhängigkeit der K^+- und K^--Emission, ebenfalls bedingt durch die Absorption der K^- über diesen Kanal, vereinbar. Um weitere Information über die Eigenschaften nuklearer Materie bei hohen Energie- und Teilchendichten extrahieren zu können, ist ein Vergleich mit Transportmodellrechnungen nötig. Hinsichtlich der in [Stu01b, Stu01a] durchgeführten Untersuchungen zur Kompressibilität von Kernmaterie zeigt sich ein kosistentes Bild verschiedener Transportmodellrechnungen, die eine weiche nukleare Zustandsgleichung unterstützen [Fuc01, Har02b], hinsichtlich der Frage nach der Wirkung von Kaon-Nukleon-Potentialen jedoch nicht, wie in dieser Arbeit gezeigt wird. Ein detaillierter Vergleich der Transportmodelle untereinander sowie ihrer Ergebnisse mit dem umfangreichen Satz experimenteller Daten in seiner vollen Systematik ist dringend nötig, da erst bei einer simultanen Beschreibung möglichst aller gemessenen Observablen von einer annähernd vollständigen Beschreibung einer Schwerionenreaktion gesprochen werden kann.

Anhang A

Tabellierte Daten

Die nachfolgenden Tabellen führen die experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte im Laborsystem als Funktion des Laborimpulses auf, wie sie sich aus der in Abschnitt 3.6 beschrieben Analyse ergeben. Angegeben ist zusätzlich jeweils der statistische Fehler, nicht jedoch der systematische (siehe hierzu Abschnitt 3.6.5). Die Tabellen wurden maschinell erstellt und keine Rundung der Werte auf signifikante Stellen vorgenommen.

K$^+$, θ_{lab} =32°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.325	0.06806	0.00873
0.375	0.08601	0.01106
0.425	0.08438	0.00649
0.475	0.10109	0.00620
0.525	0.08515	0.00710
0.575	0.09906	0.00807
0.625	0.10988	0.00764
0.675	0.09552	0.00617
0.725	0.09547	0.00678
0.775	0.09957	0.00862
0.825	0.08169	0.00977
0.875	0.08001	0.01022
0.925	0.06660	0.00707
0.975	0.05770	0.00650
1.025	0.05187	0.00672
1.075	0.04451	0.00657
1.125	0.03451	0.00733

K$^+$, θ_{lab} =40°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.325	0.07727	0.00793
0.375	0.07471	0.00864
0.425	0.07533	0.00409
0.475	0.07085	0.00303
0.525	0.07473	0.00381
0.575	0.08015	0.00421
0.625	0.07392	0.00355
0.675	0.07167	0.00334
0.725	0.06476	0.00364
0.775	0.06133	0.00469
0.825	0.05695	0.00569
0.875	0.05272	0.00563
0.925	0.04181	0.00369
0.975	0.03585	0.00335
1.025	0.03412	0.00351
1.075	0.02938	0.00339
1.125	0.02095	0.00347

K$^+$, θ_{lab} =48°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$
0.325	0.04392	0.00462
0.375	0.06718	0.00644
0.425	0.06120	0.00345
0.475	0.05832	0.00277
0.525	0.05663	0.00342
0.575	0.05529	0.00354
0.625	0.04949	0.00293
0.675	0.04774	0.00266
0.725	0.04438	0.00289
0.775	0.03913	0.00334
0.825	0.03983	0.00446
0.875	0.03145	0.00393
0.925	0.02708	0.00279
0.975	0.02031	0.00232
1.025	0.01571	0.00215
1.075	0.01186	0.00196

K$^+$, θ_{lab} =60°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$
0.325	0.04118	0.00368
0.375	0.04868	0.00456
0.425	0.04130	0.00229
0.475	0.04136	0.00188
0.525	0.04080	0.00235
0.575	0.03411	0.00220
0.625	0.02955	0.00177
0.675	0.02466	0.00143
0.725	0.02049	0.00138
0.775	0.01694	0.00146
0.825	0.01357	0.00162
0.875	0.01214	0.00158
0.925	0.00776	0.00092
0.975	0.00680	0.00086
1.025	0.00461	0.00074
1.075	0.00360	0.00070

K$^+$, θ_{lab} =72°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$
0.275	0.03245	0.00537
0.325	0.03223	0.00253
0.375	0.02953	0.00270
0.425	0.02816	0.00151
0.475	0.02502	0.00117
0.525	0.02227	0.00137
0.575	0.01712	0.00123
0.625	0.01361	0.00094
0.675	0.01106	0.00092

K$^-$, θ_{lab} =32°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\mathrm{barn}}{\mathrm{GeV\,sr}}\right]$
0.425	0.00198	0.00046
0.475	0.00233	0.00031
0.525	0.00209	0.00034
0.575	0.00170	0.00032
0.625	0.00202	0.00030
0.675	0.00194	0.00032
0.725	0.00138	0.00041

K^-, θ_{lab} =40°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.375	0.00183	0.00044
0.425	0.00162	0.00018
0.475	0.00132	0.00012
0.525	0.00163	0.00015
0.575	0.00125	0.00014
0.625	0.00144	0.00013
0.675	0.00120	0.00010
0.725	0.00099	0.00012
0.775	0.00099	0.00011
0.825	0.00079	0.00013
0.875	0.00063	0.00012
0.925	0.00055	0.00009
0.975	0.00060	0.00009
1.025	0.00041	0.00008

K^-, θ_{lab} =48°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.325	0.00114	0.00032
0.375	0.00085	0.00033
0.425	0.00109	0.00017
0.475	0.00088	0.00012
0.525	0.00096	0.00015
0.575	0.00097	0.00016
0.625	0.00087	0.00013
0.675	0.00056	0.00013
0.725	0.00059	0.00012
0.775	0.00043	0.00009
0.825	0.00028	0.00010

K^-, θ_{lab} =60°, inklusiv

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.325	0.00064	0.00020
0.425	0.00051	0.00010
0.475	0.00056	0.00007
0.525	0.00040	0.00008
0.575	0.00047	0.00009

K^+, θ_{lab} =40°, b>10.2fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.00348	0.00045
0.585	0.00382	0.00050
0.675	0.00286	0.00032
0.765	0.00234	0.00033
0.855	0.00198	0.00047
0.945	0.00117	0.00027

K$^+$, θ_{lab} =40°, 7.8fm<b<10.2fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.01132	0.00082
0.585	0.01078	0.00084
0.675	0.00971	0.00063
0.765	0.00742	0.00065
0.855	0.00831	0.00100
0.945	0.00486	0.00056
1.035	0.00310	0.00050

K$^+$, θ_{lab} =40°, 5.9fm<b<7.8fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.01655	0.00101
0.585	0.01637	0.00106
0.675	0.01499	0.00082
0.765	0.01307	0.00097
0.855	0.01019	0.00114
0.945	0.00762	0.00075
1.035	0.00616	0.00075

K$^+$, θ_{lab} =40°, 3.3fm<b<5.9fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.02721	0.00135
0.585	0.02950	0.00151
0.675	0.02758	0.00124
0.765	0.02375	0.00154
0.855	0.01995	0.00187
0.945	0.01543	0.00124
1.035	0.01395	0.00130

K$^+$, θ_{lab} =40°, b<3.3fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.01405	0.00093
0.585	0.01531	0.00103
0.675	0.01648	0.00088
0.765	0.01463	0.00106
0.855	0.01255	0.00133
0.945	0.00946	0.00087
1.035	0.00802	0.00088

K$^-$, θ_{lab} =40°, 7.8fm<b<10.2fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.00024	0.00004
0.585	0.00018	0.00004
0.675	0.00016	0.00003
0.765	0.00014	0.00003
0.855	0.00004	0.00002
0.945	0.00005	0.00002

K$^-$, θ_{lab} =40°, 5.9fm<b<7.8fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.00031	0.00004
0.585	0.00036	0.00005
0.675	0.00027	0.00003
0.765	0.00022	0.00003
0.855	0.00013	0.00004
0.945	0.00016	0.00003

K$^-$, θ_{lab} =40°, 3.3fm<b<5.9fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.00060	0.00006
0.585	0.00052	0.00006
0.675	0.00043	0.00004
0.765	0.00036	0.00004
0.855	0.00027	0.00005
0.945	0.00024	0.00004
1.035	0.00013	0.00003

K$^-$, θ_{lab} =40°, b<3.3fm

p_{lab} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$	$\Delta\frac{d\sigma}{dpd\Omega}$ $\left[\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right]$
0.495	0.00023	0.00004
0.585	0.00024	0.00004
0.675	0.00023	0.00003
0.765	0.00025	0.00004
0.855	0.00016	0.00004
0.945	0.00009	0.00002

Literaturverzeichnis

[Ahl98] L. Ahle, Y. Akiba, K. Ashktorab, M. D. Baker, D. Beavis, H. C. Britt, J. Chang, C. Chasman, Z. Chen, C. Y. Chi, Y. Y. Chu, V. Cianciolo, B. A. Cole, H. J. Crawford, J. B. Cumming, R. Debbe, J. C. Dunlop, W. Eldregde, J. Engelage, S. Y. Fung, E. Garcia, S. Gushue, H. Hamagaki, L. F. Hansen, R. S. Hayano, G. Heintzelman, E. Judd, J. Kang, E. J. Kim, A. Kumagai, K. Kurita, J. H. Lee, J. Luke, Y. Miake, A. Mignerey, B. Moskowitz, M. Moulson, C. Müntz, S. Nagamiya, M. N. Namboodiri, C. A. Ogilvie, J. Olness, L. P. Remsberg, H. Sako, T. C. Sangster, R. Seto, J. Shea, K. Shigaki, R. Soltz, S. G. Steadman, G. S. F. Stephans, M. J. Tannenbaum, J. H. Thomas, S. Ueno-Hayashi, F. Videbaek, F. Wang, Y. Wu, H. Xiang, G. H. Xu, K. Yagi, H. Yao, W. A. Zajc, and F. Zhu. "Kaon production in Au+Au collisions at 11.6A GeV/c". *Physical Review C* 58 (1998) 3523.

[Ahl99] L. Ahle, Y. Akiba, K. Ashktorab, M. D. Baker, D. Beavis, P. Beery, H. C. Britt, B. Budick, J. Chang, C. Chasman, Z. Chen, C. Y. Chi, Y. Y. Chu, V. Cianciolo, B. A. Cole, J. B. Costales, H. J. Crawford, J. B. Cumming, R. Debbe, J. C. Dunlop, W. Eldregde, J. Engelage, S. Y. Fung, J. Gaardhoje, M. Gonin, S. Gushue, H. Hamagaki, A. Hansen, L. Hansen, O. Hansen, S. Hayano, R. S. Hayashi, G. Heintzelman, S. Homma, E. Judd, J. Kaneko, J. Kang, S. Kaufman, W. L. Kehoe, A. Kumagai, R. J. Ledoux, M. J. LeVine, J. Luke, Y. Miake, D. P. Morrison, R. J. Morse, B. Moskowitz, M. Moulson, S. Nagamiya, M. N. Namboodiri, T. K. Nayak, C. A. Ogilvie, J. Olness, C. G. Parsons, L. P. Remsberg, D. Roehrich, P. Rothschild, H. Sako, H. Sakurai, T. C. Sangster, R. Seto, K. Shigaki, R. Soltz, P. Stankus, S. G. Steadman, G. S. F. Stephans, T. W. Sung, Y. Tanaka, M. J. Tannenbaum, J. H. Thomas, S. R. Tonse, S. Ueno-Hayashi, J. H. van Dijk, F. Videbaek, O. Vossnack, V. Vutsadakis, F. Wang, Y. Wang, H. E. Wegner, D. Woodruff, Y. Wu, G. H. Xu, K. Yagi, X. Yang, D. Zachary, W. A. Zajc, F. Zhu, and Q. Zhu. "Centrality dependence of kaon yields in Si+A and Au+Au collisions at relativistic energies". *Physical Review C* 60 (1999) 044904.

[Aic86] J. Aichelin and H. Stöcker. "Quantum molecular dynamics – A novel approach to N-body correlations in heavy ion collisions". *Physics Letters B* 176 (1986) 14.

[Aic91] J. Aichelin. ""Quantum" molecular dynamics - a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions". *Physics Reports* 202 (1991) 233.

[And99] A. Andronic and The FOPI Collaboration. “Elliptic flow and equation of state in heavy ion collisions at SIS energies”. *Nuclear Physics A* 661 (1999) 333c. Proceedings of Quark Matter 99.

[Bal93] P. Baltes. *Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerbasis zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer.* Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D) (1993).

[Bar00] R. Barth, Y. Du, H. Essel, R. Fritzsche, H. Göringer, J. Hoffmann, F. Humbert, N. Kurz, R. Mayer, W. Ott, and D. Schall. *GSI Multi-Branch System User Manual.* GSI, (2000).

[Bas97] S. A. Bass. *Eigenschaften heißer dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1997).

[Bec93] P. Beckerle. *Aufbau und Test eines Detektorsystems zur Bestimmung der Strahlintensität für Messungen am Kaonenspektrometer.* Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1993).

[Bel66] R. E. Bell. “Comparison of Leading-Edge and Crossover Timing in Coincidence Measurements”. *Nuclear Instruments and Methods A* 42 (1966) 211.

[Ber88] G. F. Bertsch and S. Das Gupta. “A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions”. *Physics Reports* 160 (1988) 189.

[Bes97] D. Best, N. Herrmann, B. Hong, M. Kirejczyk, J. Ritman, K. Wisniewski, A. Zhilin, A. Gobbi, K. D. Hildenbrand, Y. Leifels, C. Pinkenburg, W. Reisdorf, D. Schüll, U. Sodan, G. S. Wang, T. Wienold, J. P. Alard, V. Amouroux, N. Bastid, I. Belyaev, G. Berek, J. Biegansky, R. Cherbatchev, J. P. Coffin, P. Crochet, P. Dupieux, Z. Fodor, A. Genoux-Lubain, G. Goebels, G. Guillaume, E. Häfele, F. Jundt, J. Kecskemeti, Y. Korchagin, R. Kotte, C. Kuhn, A. Lebedev, I. Legrand, C. Maazouzi, V. Manko, J. Mösner, S. Mohren, D. Moisa, W. Neubert, D. Pelte, M. Petrovici, P. Pras, F. Rami, C. Roy, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, V. Smolyankin, A. Somov, L. Tizniti, M. Trzaska, M. A. Vasiliev, P. Wagner, D. Wohlfarth, and I. Yushmanov. “K^+ production in the reaction ^{58}Ni + ^{58}Ni at incident energies from 1 to 2 AGeV”. *Nuclear Physics A* 625 (1997) 307.

[Bla76] J. P. Blaizot, D. Gogny, and B. Grammaticos. “Nuclear Compressibility and Monopole Resonances”. *Nuclear Physics A* 265 (1976) 315.

[Bon78] J. P. Bondorf, S. I. A. Garpman, and J. Zimanyi. “A Simple Analytic Hydrodynamic Model for Expanding Fireballs”. *Nuclear Physics A* 296 (1978) 320.

[Bra01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel. “Hadron production in Au+Au collisions at RHIC”. *Physics Letters B* 518 (2001) 41.

[Bra95] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu. "Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS". *Physics Letters B* 344 (1995) 43.

[Bra96a] P. Braun-Munzinger and J. Stachel. "Probing the phase boundary between hadronic matter and the quark-gluon plasma in relativistic heavy ion collisions". *Nuclear Physics A* 606 (1996) 320.

[Bra96b] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu. "Thermal and hadrochemical equilibration in nucleus-nucleus Collisions at the SPS". *Physics Letters B* 365 (1996) 1.

[Bri93] D. Brill. *Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1993).

[Bri96] P. Brill, D. Beckerle, C. Bormann, E. Schwab, Y. Shin, H. Ströbele, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, A. Wagner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, and W. Waluś. "Studies of the Out-of-Plane Emission of Protons and Light Fragments in Symmetric Heavy-Ion Collisions". *Zeitschrift für Physik A* 355 (1996) 61.

[Bro82] G. E. Brown, H. A. Bethe, and G. Baym. "Supernova Theory". *Nuclear Physics A* 375 (1982) 481.

[Bro94a] G. E. Brown and H. A. Bethe. "A Scenario for a Large Number of Low Mass Black Holes in the Galaxy". *The Astrophysical Journal* 423 (1994) 659.

[Bro94b] G. E. Brown, C. H. Lee, M. Rho, and V. Thorsson. "From kaon-nuclear interactions to kaon condensation". *Nuclear Physics A* 567 (1994) 937.

[Cas90] W. Cassing and U. Mosel. "Many-body theory of high-energy heavy-ion reactions". *Progress in Particle and Nuclear Physics* 25 (1990) 235.

[Cas99a] W. Cassing and E. Bratkovskaya. "private Mitteilung". (1999).

[Cas99b] W. Cassing and E. Bratkovskaya. "Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter". *Physics Reports* 308 (1999) 65.

[Cha97] J. L. Chance, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, Y. Choi, S. Costa, J. B. Elliott, M. Gilkes, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kintner, M. A. Lisa, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, R. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B. Srivastava, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. Warren, H. H. Wieman, T. Wienold, and K. Wolf. "The Energy Dependence of Flow in Ni Induced Collisions from $400A$ to $1970A\ MeV$". *Physical Review Letters* 78 (1997) 2535.

[Cle00a] J. Cleymans, H. Oeschler, and K. Redlich. "Statistical model description of K^+ and K^- production between 1-10 $A\cdot$ GeV". *Physics Letters B* 485 (2000) 27.

[Cle00b] J. Cleymans and K. Redlich. "Chemical and thermal freeze-out parameters from 1A to 200A GeV". *Physical Review C* 60 (2000) 054908.

[Cle99] J. Cleymans, H. Oeschler, and K. Redlich. "Influence of impact parameter on thermal description of relativistic heavy ion collisions at (1-2)A GeV". *Physical Review C* 59 (1999) 1663.

[CNA93a] CN/ASD Group. *Detector Description and Simulation Tool, Program Library W5013.* CERN, (1993).

[CNA93b] CN/ASD Group. *Minuit-Users Guide, Program Library D506.* CERN, (1993).

[Cro00] P. Crochet, N. Herrmann, K. Wiśniewski, Y. Leifels, A. Andronic, R. Averbeck, A. Devismes, C. Finck, A. Gobbi, O. N. Hartmann, K. D. Hildenbrand, P. Koczoń, T. Kress, R. Kutsche, W. Reisdorf, D. Schüll, J. P. Alard, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, I. Belayev, A. Bendarag, G. Berek, R. Čaplar, N. Cindro, P. Dupieux, M. Dželalija, M. Eskef, Z. Fodor, Y. Grishkin, B. Hong, J. Kecskemeti, Y. J. Kim, M. Kirejczyk, M. Korolija, R. Kotte, M. Kowalczyk, A. Lebedev, K. S. Lee, V. Manko, H. Merlitz, S. Mohren, D. Moisa, W. Neubert, A. Nianine, D. Pelte, M. Petrovici, C. Plettner, F. Rami, B. de Schauenburg, Z. Seres, B. Sikora, K. S. Sim, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, V. Smolyankin, A. Somov, M. Stockmeier, G. Stoicea, M. Vasiliev, P. Wagner, D. Wohlfarth, J. T. Yang, , I. Yushmanov, and A. Zhilin. "Sideward flow of K^+ mesons in Ru+Ru and Ni+Ni reactions near threshold". *Physics Letters B* 486 (2000) 6.

[Cro96] P. Crochet. *Collective effects in semi-central Au(100-800 AMeV) + Au collisions.* Dissertation, Université Louis Pasteur Strasbourg (F) (1996).

[Cug80] J. Cugnon. "Monte Carlo calculation of high-energy heavy-ion interactions". *Physical Review C* 22 (1980) 1885.

[Dan85] P. Danielewicz and G. Odyniec. "Transverse Momentum Analysis of Collectivex Motion in Relativistic Nuclear Collisions". *Physics Letters B* 157 (1985) 146.

[Dem90] M. Demoulins, D. Hôte, J. Alard, J. Augerat, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, N. de Marco, P. Dupieux, H. Fanet, Z. Fodor, L. Fraysse, P. Gorodetzsky, J. Gosset, T. Hayashino, M. Lemaire, A. le Merdy, B. Lucas, J. Marrooncle, G. Montarou, M. Parizet, J. Poitou, C. Racca, W. Schimmerling, Y. Terrien, and O. Valette. "Measurement of a Baryon Azimuthal Emission Pattern in Ne+(NaF, Nb, Pb) Collisions at 800 MeV per Nucleon". *Physics Letters B* 241 (1990) 476.

[Dev00] A. Devismes. *K^+ production in heavy ion collisions at* 1.5 *AGeV.* Dissertation, Technische Universität Darmstadt (D) (2000).

[Dun99] J. C. Dunlop. *An Excitation Function of Particle Production at the AGS.* Dissertation, Massachusetts Institute of Technology (USA) (1999).

[Eli94] S. M. Eliseev and K. M. Hanna. "Probing the in-medium-effect in kaon-nucleus interaction". *JINR-E2-94-142* (1994).

[Fan94] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li, and Y. M. Zheng. "The relativistic transport model description of subthreshold kaon production in heavy ion collisions". *Nuclear Physics A* 575 (1994) 766.

[Fri93] E. Friedman, A. Gal, and C. Batty. "Density dependence in kaonic atoms". *Physics Letters B* 308 (1993) 6.

[Fri94] E. Friedman, A. Gal, and C. Batty. "Density-dependent K- nuclear optical potentials from kaonic atoms". *Nuclear Physics A* 579 (1994) 518.

[Fuc01] C. Fuchs, A. Faessler, E. Zabrodin, and Y. Zheng. "Probing the Nuclear Equation of State by K^+ Production in Heavy Ion Collisions". *Physical Review Letters* 86 (2001) 1974.

[Gob93] A. Gobbi, J. P. Alard, G. Augustinski, Z. Basrak, N. Bastid, I. M. Belayev, T. Blaich, P. Boccaccio, R. Bock, S. Boussange, R. Buta, A. Čaplar, C. Cerruti, R. J. Charity, N. Cindro, J. P. Coffin, M. Crouau, F. Daudon, J. F. Devin, P. Dupieux, J. Erö, Z. G. Fan, C. Fayard, P. Fintz, Z. Fodor, R. Fraysse, L. Freifelder, S. Frolov, E. Gimenez, Y. Grigorian, G. Guillaume, N. Hermann, K. D. Hildenbrand, S. Hölbling, F. Hornecker, A. Houari, S. C. Jeong, J. M., F. Jundt, J. Kecskeméti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, M. Krämer, C. Kuhn, A. Lebedev, I. Legrand, C. F. Maguire, V. Manko, M. Marquardt, T. Matulewicz, S. Mayade, G. Mgebrishvili, J. Mösner, G. Moisa, D. Montarou, I. Montbel, P. Morel, W. Neubert, R. Neunlist, P. Ortlepp, D. Pelte, M. Petrovici, F. Rami, W. Reisdorf, M. A. Saettel, E. Sahuc, G. Savinel, Z. Seres, D. Schüll, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, M. H. Tanaka, K. M. Teh, R. Tezkratt, B. Tischler, M. Trzaska, M. A. Vasiliev, D. Vincent, P. Wagner, J. Weinert, J. P. Wessels, T. Wienold, D. Wilhelmi, Z. Wohlfarth, and A. V. Zhilin. "A highly-segmented ΔE-time-of-flight wall as forward detector of the 4π-system for charged particle at the SIS/ESR accelerator". *Nuclear Instruments and Methods A* 324 (1993) 156.

[GSI98] GSI. *ATIMA Benutzerhandbuch.* GSI, (1998).

[Gus84] H. A. Gustafsson, H. H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A. M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H. G. Ritter, A. Warwick, F. Weik, and H. Wieman. "Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions". *Physical Review Letters* 52 (1984) 1590.

[Gut89] H. H. Gutbrod, A. M. Poskanzer, and H. G. Ritter. "Plastic Ball Experiments". *Reports on Progress in Physics* 52 (1989) 1267.

[Hag85] R. Hagedorn and K. Redlich. "Statistical Thermodynamics in Relativistic Particle and Ion Physics: Canonical or Grand Canonical ?". *Zeitschrift für Physik C* 27 (1985) 541.

[Har02a] J. Harris and The STAR Collaboration. “Results from the STAR Experiment”. *Nuclear Physics A* 698 (2002) 64c. Proceedings of Quark Matter 01.

[Har02b] C. Hartnack and J. Aichelin. “Analysis of kaon production around threshold”. *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics* 28 (2002) 1649.

[Har03a] C. Hartnack. “private Mitteilung”. (2003).

[Har03b] C. Hartnack, H. Oeschler, and J. Aichelin. “What determines the K^- multiplicity at energies around 1-2 AGeV”. *Physical Review Letters* 90 (2003) 102302.

[Har94a] C. Hartnack, H. Aichelin, J.and Stöcker, and W. Greiner. “Out of plane squeeze of clusters in relativistic heavy ion collisions”. *Physics Letters B* 336 (1994) 131.

[Har94b] C. Hartnack, J. Jaenicke, L. Sehn, H. Stöcker, and J. Aichelin. “Kaon produktion at subthreshold energies”. *Nuclear Physics A* 580 (1994) 643.

[Her99] N. Hermann. “private Mitteilung”. (1999).

[Kla01] J. Klay. *Transverse Mass and Rapidity Spectra of Pions and Protons from Au+Au Collisions at the Alternating Gradient Synchrotron.* Dissertation, University of California, Davis (USA) (2001).

[Ko84] C. M. Ko. “Effect of final state interactions on subthreshold K$^-$ production in heavy-ion collisions”. *Physics Letters B* 138 (1984) 361.

[Koc02] P. Koczoń. “private Mitteilung”. (2002).

[Koh03] B. Kohlmeyer. “private Mitteilung”. (2003).

[Koh91] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppel, B. Schlei, K. Völkel, and the KaoS Collaboration. “Status of the ToF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer”. *GSI Scientific Report 1990* (1991) 318.

[Kol99] E. E. Kolomeitsev. “private Mitteilung”. (1999).

[Lan03] S. Lang. *Produktion von Kaonen und Pionen im Stoßsystem* $^{197}Au \mapsto {}^{12}C$ *bei* 1.03 *AGeV*. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (D) (2003).

[Lat00] J. M. Lattimer and M. Prakash. “Nuclear matter and its role in supernovae, neutron stars and compact object binary mergers”. *Physics Reports* 333-334 (2000) 121.

[Lau98] F. Laue. *Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern-Kern Stößen.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1998).

[Li96] G. Q. Li, C. M. Ko, and G. E. Brown. “Kaon azimuthal distributions in heavy-ion collisions”. *Physics Letters B* 381 (1996) 17.

[Li97a] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown. “Kaon Production in Heavy-Ion Collisions and Maximum Mass of Neutron Stars”. *Physical Review Letters* 79 (1997) 5214.

[Li97b] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown. "Kaons in dense matter, kaon production in heavy ion collisions, and kaon condensation in neutron stars". *Nuclear Physics A* 625 (1997) 372.

[Li98] G. Q. Li and G. E. Brown. "K^-/K^+ ratios in relativistic heavy-ion collisions". *Physical Review C* 58 (1998) 1698.

[Men00] M. Menzel. *Entwicklung eines Tracking-Triggers für Magnetspektrometer und Messung der K^+- und K^--Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von 1-2 AGeV.* Dissertation, Phillips-Universität Marburg (D) (2000).

[Mis91] D. Miśkowiec. *Subthreshold Kaon Production in the $^{197}Au+^{197}Au$ Reaction at 1 GeV/nucleon.* Dissertation, Jagiellonian University of Cracow (PL) (1991).

[Mis94] D. Miśkowiec, E. Grosse, P. Senger, and W. Waluś. "Threshold Cherenkov Detectors for a Meson Trigger in a Magnetic Spectrometer". *Nuclear Instruments and Methods A* 350 (1994) 174.

[Nag84] S. Nagamiya and M. Gyulassy. "High-Energy Nuclear Collisions". *Advances in Nuclear Physics* 13 (1984) 201.

[Nel87] A. E. Nelson and D. B. Kaplan. "Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions". *Physics Letters B* 192 (1987) 193.

[Oes01] H. Oeschler. "Review of SIS experimental results on strangeness". *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics* 27 (2001) 257.

[Oes02] H. Oeschler. "Survey of experimental data". *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics* 28 (2002) 1787.

[Par02] Particle Data Group. "Review of Particle Physics". *Physical Review D* 66 (2002) 010001.

[Par95] M. D. Partlan, S. Albergo, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D. A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J. B. Elliott, M. L. Gilkes, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. Kintner, M. A. Lisa, H. S. Matis, M. McMahan, C. McParland, D. L. Olson, G. Peilert, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, R. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B. K. Srivastava, T. J. M. Symons, M. Tincknell, C. Tuvé, S. Wang, P. Warren, H. H. Wieman, and K. Wolf. "Fragment Flow in Au+Au Collisions". *Physical Review Letters* 75 (1995) 2100.

[Plo03] M. Płoskoń. *in Vorbereitung.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (2003).

[Pop93] H. Pöppl. *Messung der Emission von Protonen und leichten Kernen in der Reaktion $^{197}Au+^{197}Au$ bei 1 GeV/u Strahlenergie.* Dissertation, Philipps-Universität Marburg (D) (1993).

[Pov94] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, (1994).

[Rau86] W. Rauch. *Untersuchung der Pionenproduktion am System La+La bei Projektilenergien zwischen 500 und 1500 MeV/A*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1986).

[Rei97] W. Reisdorf and H. G. Ritter. "Collective Flow in Heavy-Ion Collisions". *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 47 (1997) 663.

[Ren84] R. E. Renfordt, D. Schall, R. Bock, R. Brockmann, J. W. Harris, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Bangert, W. Rauch, G. Odyniec, H. G. Pugh, and L. S. Schroeder. "Stopping Power and Collective Flow of Nuclear Matter in the Reaction Ar+Pb at 0.8 GeV/u". *Physical Review Letters* 53 (1984) 763.

[Sar91] A. Sartorius. *Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D) (1991).

[Sch02] T. Schuck. *Pionenproduktion in Au-Au-Stößen bei* $1,5$ *AGeV im Experiment und im UrQMD-Modell*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (2002).

[Sch03] A. Schmah. *Produktion von Kaonen und Pionen im Stoßsystem* $^{12}C + ^{197}Au$ *bei relativistischen Energien*. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (D) (2003).

[Sch74] W. Scheid, H. Müller, and W. Greiner. "Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions". *Physical Review Letters* 32 (1974) 741.

[Sch93] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz. "Thermal Phenomenology of Hadrons from 200 AGeV S+S Collisions". *Physical Review C* 48 (1993) 2462.

[Sch94] J. Schaffner, A. Gal, I. N. Mishustin, H. Stöcker, and W. Greiner. "Kaon effective mass and energy in dense nuclear matter". *Physics Letters B* 334 (1994) 268.

[Sch97] J. Schaffner-Bielich, J. Bondorf, and I. N. Mishustin. "In-medium kaon production at the mean field level". *Nuclear Physics A* 625 (1997) 325.

[Sen93] P. Senger, W. Ahner, P. Baltes, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, W. Konrad, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, W. Prokopowicz, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, B. Schlei, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "The Kaon Spectrometer at SIS(GSI)". *Nuclear Instruments and Methods A* 327 (1993) 393.

[Shi92] Y. Shin. *Energie- und Flugzeitmessung im Projektilfragmentationsbereich in Kern-Kern-Stößen bei 1 GeV/u*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1992).

[Shi98a] Y. Shin. *Azimutal anisotrope Emission von K^+-Mesonen in Au + Au Stößen bei 1 AGeV.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D) (1998).

[Shi98b] Y. Shin, W. Ahner, R. Barth, P. Beckerle, D. Brill, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, R. Schicker, P. Senger, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "Enhanced Out-of-Plane Emission of K^+ Mesons Observed in Au+Au Collisions at 1 AGeV". *Physical Review Letters* 81 (1998) 1576.

[Sik99] F. Siklér and The NA49 Collaboration. "Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 GeV/$c \cdot A$". *Nuclear Physics A* 661 (1999) 45c. Proceedings of Quark Matter 99.

[Ste91] H. Stelzer. "Multiwire Chambers with a Two-Stage Gas Amplification". *Nuclear Instruments and Methods A* 310 (1991) 103.

[Sto80] H. Stöcker, J. A. Maruhn, and W. Greiner. "Collective Sideward Flow of Nuclear Matter in Violent High-Energy Heavy-Ion Collisions". *Physical Review Letters* 44 (1980) 725.

[Sto86] R. Stock. "Particle Production in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions". *Physics Reports* 135 (1986) 259.

[Stu01a] C. Sturm, I. Böttcher, M. Dębowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. Waluś. "Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production in Heavy-Ion Collisions". *Physical Review Letters* 86 (2001) 2001.

[Stu01b] C. Sturm. *K^+-Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie.* Dissertation, Technische Universität Darmstadt (D) (2001).

[Stu02] C. Sturm. "private Mitteilung". (2002).

[Stu96] C. Sturm, J. J. Blanco Pillado, H. Oeschler, H. Stelzer, A. Wagner, and the KaoS Collaboration. "Test of Gas Mixtures for Multiwire Proportional Chambers". *GSI Scientific Report 1995* (1996) 184.

[Uhl03] F. Uhlig. *in Vorbereitung.* Dissertation, Technische Universität Darmstadt (D) (2003).

[Waa96] T. Waas, N. Kaiser, and W. Weise. "Low-energy anti-K N interaction in nuclear matter". *Physics Letters B* 365 (1996) 12.

[Wag00] A. Wagner, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, F. Laue, M. Mang, D. Miśkowiec, E. Schwab, P. Senger,

P. Beckerle, D. Brill, Y. Shin, H. Ströbele, W. Waluś, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, and I. K. Yoo. “Emission Pattern of High-Energy Pions: A New Probe for the Early Phase of Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters* 85 (2000) 18.

[Wag92] A. Wagner. *Flugzeitmessungen am Kaonenspektrometer*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D) (1992).

[Wag96] A. Wagner. *Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik*. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (D) (1996).

[Wag98] A. Wagner, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, P. Beckerle, D. Brill, Y. Shin, H. Ströbele, W. Waluś, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, and K. Völkel. “Evidence for different freeze-out radii of high- and low-energy pions emitted in Au+Au collisions at 1 AGeV”. *Physics Letters B* 420 (1998) 20.

[Wan99] Z. S. Wang, C. Fuchs, A. Faessler, and T. Gross-Boelting. “Kaon squeeze-out in heavy ion reactions”. *European Physical Journal A* (1999) 275.

[Wei97] W. Weinhold, B. Friman, and W. Nörenberg. “Thermodynamics of Δ Resonances”. *Physics Letters B* 433 (1997) 236.

[Yar79] Y. Yariv and Z. Fränkel. “Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions”. *Physical Review C* 20 (1979) 2227.

[You99] D. H. Youngblood, C. M. Rosza, J. M. Moss, D. R. Brown, and J. D. Bronson. “Incompressibility of Nuclear Matter from Giant Monopole Resonance”. *Physical Review Letters* 82 (199) 691.

Lebenslauf

Andreas Förster

geboren am 24. Dezember 1972 in Hanau

Eltern: Gerlinde und Hans-Jürgen Förster

August 1979 – Juni 1983	Werner-von-Siemens-Schule, Grundschule, Maintal
August 1983 – Mai 1992	Helmholtzschule, Gymnasium, Frankfurt am Main
Mai 1992	Abitur
Oktober 1992 – März 1998	Diplomphysik-Studium Technische Universität Darmstadt
September 1994	Vordiplom Physik
April 1996 – März 1998	Diplomarbeit, durchgeführt an der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt
März 1998	Diplom
seit April 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter Technische Universität Darmstadt

Danksagung

An erster Stelle möchte ich allen Mitgliedern der KaoS-Kollaboration danken. Ohne dieses eingespielte und engagierte Team wäre die vorliegende Arbeit in dieser Form nicht mögllich gewesen.

Besonderer Dank gebührt Privatdozent Dr. Helmut Oeschler, der meine Arbeit betreut und mich durch ständige Hilfs- und Diskussionsbereitschaft sowie zahlreiche Anregungen unterstützt und gefo(e)rdert hat.

Ich danke Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger für die Möglichkeit, meine Promotion an der GSI durchzuführen und die damit verbundene Bereitstellung eines äußerst produktiven Arbeitsumfelds.

Großen Dank möchte ich meinem "Mit-Doktoranden" und Zimmergenossen Florian Uhlig aussprechen, der stets zu konstruktiven Diskussionen bereit war, mit Sicherheit den größeren Anteil derjenigen Tätigkeiten, "die eben irgendjemand machen muß", übernommen und mich überdies mit großer Geduld ertragen hat.

Ebenso danke ich den Mitgliedern der TUD-Arbeitsgruppe: Dr. Christian Sturm, der trotz vielfältiger Aufgaben immer ein offenes Ohr für Probleme wie auch Vergnügliches hatte , Dr. Andreas Wagner, der auch aus der Ferne immer einen guten Rat wußte, sowie Alexander Schmah und Simon Lang, besonders dafür, daß sie ihre "Keulen" im wesentlichen gegeneinander eingesetzt haben.

Allen Mitgliedern der KaoS-Kollaboration danke ich für das angenehme und offene Arbeitsklima sowie die allgemein verbreitete große Hilfsbereitschaft, wobei Dr. Peter Senger, dem es Dank seines umfassenden organisatorischen wie auch physikalischen Überblicks immer gelungen ist, erfolgreiche Arbeit während und zwischen den Experimenten zu koordinieren, der "flow-Analyst" Dr. Yang-Hwan Shin, der mir mit Engelsgeduld die Tücken des Kleinwinkelhodoskops erklärt hat, Dipl.-Ing. Erwin Schwab, der darauf geachtet hat, dass auch jeder seine Sicherheitsschuhe trug, sowie Dr. Pjotr Koczoń, der immer Rat wußte, wenn ich verzweifelt vor meinem Computer stand, besonders zu erwähnen sind.

Auf theoretischer Seite danke ich vor allem Dr. Christoph Hartnack, der immer Zeit hatte, mich über Transportmodelle im allgemeinen und Kaonenproduktion im besonderen aufzuklären.

Meiner Freundin Tanja Schuck danke ich für ihre Liebe und Unterstützung, und ein (nahezu) physikfreies Leben außerhalb der GSI, trotz beiderseitiger Vorbelastung.

Vor allem aber möchte ich meinen Eltern danken, die mir ein sorgenfreies und unbeschwertes Studium ermöglicht haben.