Azimutal anisotrope Emission

von K^+ Mesonen

in Au + Au Stößen bei 1 AGeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Dipl. -Phys. Yang-Hwan Shin
aus Seoul, Korea

Frankfurt am Main 1998
D F 1

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan : Prof. Dr. Jelitto
1. Gutachter : Prof. Dr. H. Ströbele
2. Gutachter : Prof. Dr. R. Stock
Datum der Disputaion : 16.06.1998

Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung des Emissionsverhaltens der K^+ Mesonen in Au + Au Stößen bei $1AGeV$. Das Experiment wurde mit dem Kaonen-Spektrometer *KaoS* am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI durchgeführt.

In zahlreichen Untersuchungen relativistischer Schwerionenstöße wurde eine kollektive Bewegung der Nukleonen beobachtet, die als *Fluß* bezeichnet wird. In nicht-zentralen Stößen wurde u. a. ein gerichteter Seitwärtsfluß der Nukleonen und Pionen in die Reaktionsebene und ein elliptischer Fluß senkrecht zur Reaktionsebene gefunden. Der Nukleonenfluß wird als hydrodynamischer Effekt aufgrund des Drucks in der Reaktionszone interpretiert, während der Fluß der Pionen als Folge der Endzustandswechselwirkung verstanden wird.

In dieser Arbeit wurde die Untersuchung des Flußphänomens auf die positiv geladenen Kaonen erweitert. Die Kaonen, die ein *seltsames* Quark enthalten, stellen eine besonders geeignete Sonde der dichten Reaktionszone dar. Wegen der großen mittleren freien Weglänge sollten die Kaonen fast ungestört nach außen emittiert werden.

Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurden die spektralen Energieverteilungen und die azimutalen Winkelverteilungen studiert. Um diese in Abhängigkeit von der Zentralität der Schwerionenreaktion zu untersuchen, wurden Stoßparameter und Anzahl der partizipierenden Nukleonen experimentell bestimmt. Dazu wurden die mit dem Großwinkel-Hodoskop bestimmte Teilchenmultiplizität und die mit dem Kleinwinkel-Hodoskop bestimmte Ladungssumme der Projektilspektatoren benutzt. Der Nachweis der Projektilspektatoren mit dem Kleinwinkel-Hodoskop erlaubt ferner, für jedes Ereignis die Reaktionsebene einer Schwerionenreaktion zu bestimmen. Der Emissionswinkel der positiv geladenen Kaonen konnte dann in Bezug auf die Reaktionsebene untersucht werden.

Die Energiespektren der Kaonen, die bei $\Theta_{CM} \approx 90^\circ$ und $\Theta_{CM} \approx 130^\circ$ in zentralen Stößen gemessen wurden, haben einen Steigungsparameter (Temperatur) von etwa $87MeV$. Die transversalen kinetischen Energiespektren bei vier verschiedenen Rapiditätsintervallen in zentralen Stößen haben einen Steigungsparameter von etwa $90MeV$ und keine Abweichung von einem thermischen Verhalten innerhalb der Meßgenauigkeit. Die Ausbeuten sind dagegen unterschiedlich. Bei Rückwärtswinkel bzw. bei Targetrapidität wurde ein fast doppelt so großer Wirkungsquerschnitt wie bei

Schwerpunktrapidität gemessen. Die polare Winkelverteilung der positiv geladenen Kaonen ist also nicht isotrop.

In dieser Arbeit konnte zum ersten Mal der *elliptische Fluß* der positiv geladenen Kaonen nachgewiesen werden: K^+ Mesonen werden bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. Die azimutale Anisotropie ist am stärksten für periphere und semi-zentrale Stöße und im Bereich der Schwerpunktrapidität. Im Gegensatz zu den Pionen zeigt die Stärke der Anisotropie keine Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Während im Falle der Pionen die azimutale Anisotropie auf die Abschattung durch die Spektatoren zurückgeführt wird, kann dieser Effekt die Kaonendaten nicht erklären, da die K^+ Mesonen eine große mittlere freie Weglänge in Kernmaterie besitzen. Mikroskopische Transportmodellrechnungen wie RBUU und QMD können den elliptischen Fluß der Kaonen nur unter Berücksichtigung des Kaon-Nukleon-Potentials im nuklearen Medium wiedergeben [Li97, Wan98a].

Als ein anderer experimenteller Hinweis auf das KN-Potential im Medium wurde das Verschwinden des gerichteten Seitwärtsflusses der Kaonen vorhergesagt [Li95a]. Die Analyse der experimentellen Daten in einem Rapiditätsintervall von $y/y_{Strahl} = 0.2 \sim 0.8$ zeigt keine in die Reaktionsebene gerichtete Flußkomponente.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Kernmaterie besteht aus stark wechselwirkenden Protonen und Neutronen. Die Eigenschaften eines solchen Systems von vielen Nukleonen lassen sich durch Anregung bzw. Aufheizung der Atomkerne studieren. Mittels relativistischer Schwerionenstöße läßt sich eine heiße und dichte Reaktionszone in der Überlappregion des Projektil - und Targetkerns bilden. Die Abbremsung der Kernmaterie und die Bildung eines Feuerballs ist bis zu ultrarelativistischen Strahlenergien ($\sim 200 AGeV$ in CERN) experimentell verifiziert [Har95, Wie96]. Die Strahlenergie wird zur Kompression und Aufheizung der Kernmaterie und Teilchenproduktion verwendet. Anfängliche Kompression und anschliessende Expansion der Reaktionszone führen zu verschiedenen kollektiven Phänomenen, deren Dynamik und zeitliche Entwicklung durch die nukleare Zustandsgleichung (*EOS*, Equation of state of nuclear matter) bestimmt werden. Die nukleare EOS beschreibt das Verhalten der Kernmaterie an Hand thermodynamischer Größen wie Druck, Energiedichte, Nukleonendichte und Temperatur. Damit die Anwendung solcher Größen für die Schwerionenreaktionen gerechtfertigt ist, sollte das zu betrachtende Reaktionsvolumen gegenüber der typischen Skala der starken Wechselwirkung ($\gg 1\ fm$) groß genug und gegenüber der typischen Relaxationszeit langlebig ($\gg 1\ fm/c$) sein. Dann wird durch mehrfache Stöße und Streuungen das System thermalisiert und dem Gleichgewichtszustand nahe gebracht. Die EOS der Kernmaterie ist nicht nur für die Kernphysik von Interesse, sondern auch für die Astrophysik. Die Supernova (Typ II) Explosion z. B. wird entscheidend von der Kompressibilität der Kernmaterie im Zentrum des infolge der Gravitation kollabierenden Sterns beeinflußt [Bro82].

Mit zunehmender Dichte und Temperatur im Reaktionsvolumen erwartet man, daß sich die Kernmaterie in ihre Substruktur auflöst und in das Quark-Gluonen-Plasma (QGP) übergeht, welches nach der heutigen Vorstellung in etwa $10^{-6} \sim 10^{-5} sec$ nach dem Urknall existiert haben soll. In der Abbildung 1.1 (aus [Bas97]) ist ein Phasendiagramm der verschiedenen denkbaren Aggregatzustände von Materie als Funktion der Dichte und Temperatur schematisch dargestellt. Die kritische Schwelle für den Phasenübergang könnte bei der Energiedichte von $1 \sim 3\, GeV/fm^3$, der Temperatur von $150 \sim 200 MeV$ bzw. der Dichte von $5 \sim 10 \cdot \rho_0, \rho_0 \approx 0.17\ fm^{-3}$ liegen [Sch93]. Die gestrichelten Linien deuten Trajektorien im Phasendiagramm an, die im Verlaufe einer Schwerionenreaktion durchlaufen werden können.

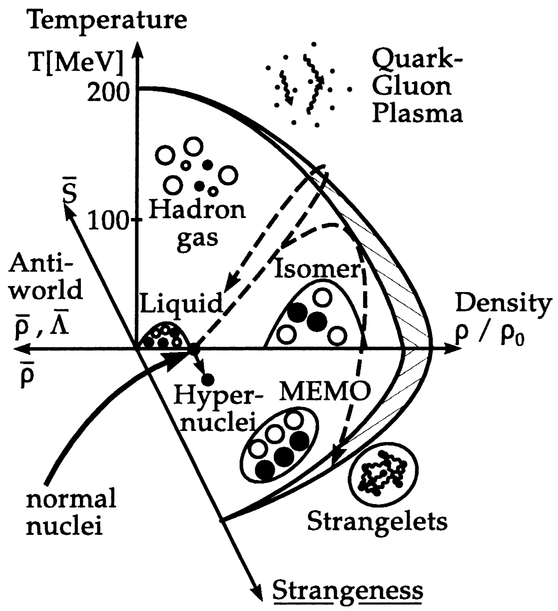

Abbildung 1.1: *Phasendiagramm der verschiedenen denkbaren Aggregatzustände von Materie ist als Funktion der Dichte und Temperatur schematisch dargestellt. Zusätzlich werden die Achsen der Antimaterie und Seltsamkeit für die exotische Materiezustände wie Resonanzmaterie, Hypermaterie,* strangelets *und Antimaterie dargestellt, die in energiereichen Schwerionenstößen erwartet werden [Bas97].*

Gleichzeitig werden die Eigenschaften der Hadronen modifiziert: in der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung, wird angenommen, daß im dichten Medium die chirale Symmetrie partiell wiederhergestellt wird. Die Chiralität (Händigkeit) bedeutet die Projektion des Teilchenspins auf die Impulsrichtung. Sie ist im Grenzfall der verschwindenden Masse eine Erhaltungsgröße. Die chirale Störungstheorie [Wei84] und die Gittereichtheorie [Kar94] zeigen, daß im Bereich des Phasenübergangs in das QGP eine starke Massenreduktion stattfindet. In der chiralen Störungstheorie werden die Massenterme der QCD - Lagrangefunktion von leichten u,d,s Quarks ($m_u \sim m_d \sim 10 MeV, m_s \sim 150 MeV$) als Störung aufgefasst, die klein ist, im Vergleich zu der typischen hadronischen Skala von $1\,GeV$. Desgleichen werden die kernphysikalischen Phänomene, die wegen der starken Kopplung durch die QCD nicht zugänglich sind, als Prozesse der Brechung und Wiederherstellung der chiralen Symmetrie betrachtet.

Somit sind die nukleare EOS, In-Medium Eigenschaften der Hadronen und die Suche nach den Signalen vom QGP zentrale Themen der heutigen Kernphysik. Während letztere erst in Schwerionenstößen bei hohen Strahlenergien (oberhalb von $100 AGeV$) von Bedeutung ist, ist die In-Medium Modifikation der Hadronen auch bei der Strahlenergien von $1 \sim 2 AGeV$ relevant, die z. Z. von dem Schwerionensynchrotron *SIS* bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung *GSI* zur Verfügung gestellt werden. In der relativistischen *Mean Field* Theorie der Kernmaterie nach Walecka [Ser86] wird angenommen, daß die Nukleonen schon in normaler Kernmaterie eine um 20% reduzierte Masse haben. Dies ist auf das attraktive skalare Potential wegen der *expliziten* chiralen Symmetriebrechung zurückzuführen [Bro91].

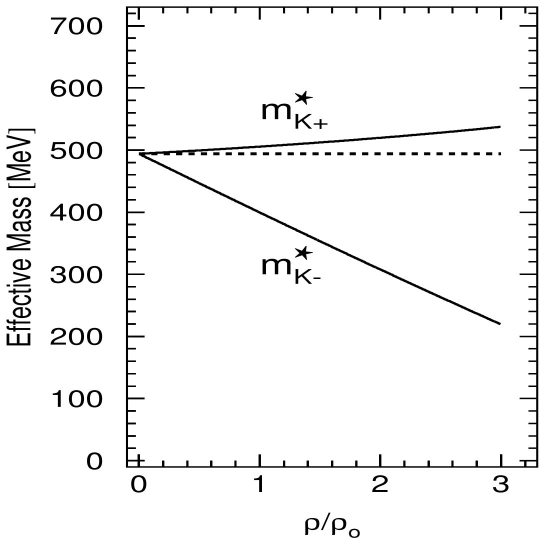

Abbildung 1.2: *Die Effektive Masse der $K^{\pm}$ Mesonen in Kernmaterie ist dargestellt als Funktion der normierten Dichte ρ/ρ_0. Bereits bei Grundzustandsdichte hat das K^- eine etwa um 20% reduzierte Masse. In der Reaktion Au + Au bei $1\,AGeV$ wird nach verschiedenen Modellrechnungen eine $2 \sim 3$ mal größere Dichte erwartet. [Ko96]*

Das bedeutet, daß auch bei moderater Änderung der Dichte und Temperatur die chirale Symmetrie *teilweise* wiederhergestellt wird. Das hat zur Folge, daß die Wechselwirkung der Hadronen im Medium sich ändert und die Dichteabhängigkeit der Kernkräfte beeinflußt wird. Wegen der reduzierten Hadronenmasse durch das attraktive skalare Feld wird die Teilchenproduktion verstärkt als Folge des vergrößerten Phasenraums. Ein starkes Vektorpotential dagegen beeinflußt die Impulsverteilungen der Teilchen.

In der Abbildung 1.2 ist als Beispiel die *effektive* Masse der positiven und negativen Kaonen als Funktion der normierten Dichte $\rho/\rho_\circ$ dargestellt. Wegen der expliziten chiralen Symmetriebrechung wirken die Nukleonen auf die Kaonen als ein skalares Feld [Kap86, Bro87]. Dies führt zur Änderung der Kaonenmasse in Medium:

$$m^*_{K,\bar{K}} \approx m_K[1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2 m_K^2}\rho_s + (\frac{3}{8}\frac{1}{f_K^2 m_K}\rho_N)^2]^{1/2} \pm \frac{3}{8}\frac{\rho_N}{f_K^2}. \tag{1.1}$$

Die positiven und negativen Vorzeichen stehen für Kaonen bzw. Antikaonen. Hier ist $f_K \sim 93\,MeV$ die Zerfallskonstante der Kaonen und $\Sigma_{KN} \sim 350\,MeV$ der KN-Sigmaterm. Der letztere ist nicht genau bestimmt wegen der Ungewißheit des Seltsamkeitsgehaltes in einem Nukleon [Ko96]. Der zweite Term in der obigen Gleichung resultiert aus dem attraktiven skalaren Potential und ist proportional zur skalaren Dichte ρ_s. Die beiden letzten Terme resultieren aus dem repulsiven Vektorpotential und sind proportional zur Nukleonendichte ρ_N. Nach solchen theoretischen Überlegungen steigt die Kaonenmasse leicht mit zunehmender Dichte, während die Masse der Antikaonen stark abnimmt [1] und bei sehr hoher Dichte verschwindet. Dies weist auf eine mögliche Kondensation der Antikaonen hin.

[1] Erste experimentelle Hinweise für die reduzierte K^- Masse sind in Experimenten der K^--Produktion an FRS (Fragment Separator) und KaoS bei SIS/GSI gefunden worden [Sch94, Bar97].

Seit Beginn der relativistischen Schwerionenphysik in den 70er Jahren wurden viele experimentelle Observablen entwickelt [Sto86]. Es sind u. a. die Wirkungsquerschnitte für die Emission bzw. Erzeugung der leichten Teilchen ($p, d, \pi^{\pm}$ etc.) und deren Energieverteilungen, aus denen man die Temperatur der Reaktionsendphase (*Freeze Out*, in der keine weiteren Reaktionen mehr stattfinden) ermitteln kann, und die Produktionsraten der leichten Kernfragmente, die Informationen über den Entropiegehalt des Reaktionsvolumens liefern können. Die Zwei- bzw. Mehrteilchen-Korrelationen (HBT Interferometrie) können indirekt die Quellgröße vermessen. Allerdings muß betont werden, daß die Interpretationen aller Observablen von den zugrunde liegenden Modellen abhängig sind.

Darüber hinaus stellt das kollektive Verhalten der komprimierten Kernmaterie weitere Observablen bereit. Als *kollektiv* werden solche Phänomene bezeichnet, die sich nicht durch bloße Überlagerung von binären Nukleon-Nukleon-Stößen ergeben. Dazu zählen u.a. erhöhte Produktionsraten von sekundären Teilchen und kollektive Bewegungen der Nukleonen, die als *Fluß* bezeichnet werden. Schon in den 70er Jahren wurden solche kollektiven Phänomene durch die hydrodynamischen Modellrechnungen vorhergesagt [Sch74] und in den 80er Jahren durch zahlreiche Experimente am Bevalac bestätigt.

Die gerichteten Teilchenbewegungen treten in Folge des im Reaktionsvolumen gebildeten Druckfeldes auf. Mittels der hydrodynamischen Beziehung

$$\frac{d}{dt}\vec{p} = -\nabla P(\rho, T) \tag{1.2}$$

kann man sehen, daß der Gradient des Drucks P zu einer gerichteten Teilchenbewegung führt, die als eine isentrope Expansion in das Vakuum betrachtet werden kann.

Das Flußverhalten wird mittels der azimutalen Emissionscharakteristik analysiert. Dazu wird für jedes Stoßereignis *die Reaktionsebene* bestimmt, die durch den Stoßparameter und die Strahlachse aufgespannt wird. Es spielt also der Vektor des Stoßparameters $\vec{b} = (b, \phi_R)$ die zentrale Rolle für die Flußuntersuchung, indem er die Geometrie der Schwerionenreaktion festlegt: die Zentralität der Reaktion bzw. die Größe des Reaktionsvolumens, und die Orientierung der Reaktionsebene für die Untersuchung der gerichteten Teilchenbewegung. Man unterscheidet drei verschiedene Flußbewegungen: in zentralen Schwerionenstößen mit $b \approx 0\ fm$, in der die Reaktionsebene aus Symmetriegründen verschwindet, führt die Expansion des stark komprimierten Reaktionsvolumens zur *radial* nach außen gerichteten Teilchenbewegung. In den semi-zentralen Stößen treten gerichtete Teilchenbewegungen sowohl *in der* Reaktionsebene als auch *senkrecht* zur Reaktionsebene auf, die durch asymmetrische Kompression und Expansion bzw. Abschattung der Teilchenbewegung durch die an der Reaktion unbeteilgten Kernbruchstücke verursacht werden.

Durch systematische Untersuchungen der verschiedenen Flußeffekte als Funktion von Einschußenergie, Stoßparameter und Positionen im Phasenraum (z. B Transversalimpuls p_t und Rapidität [2] y) kann die nukleare EOS studiert werden.

Die in den Schwerionenstößen neu produzierten Mesonen zeigen ähnlich wie die Nukleonen ein nicht-triviales Flußverhalten, dessen Ursachen jedoch durchaus unterschiedlich sein können. Inzwischen wurde für die Pionen ($\pi^{\pm,o}$) eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene experimentell von den KaoS [Bri93b, Bri97] und TAPS [Ven93] Kollaborationen bei SIS/GSI nachgewiesen. Zusätzlich gibt es einen dem Nukleonenfluß entgegengerichteten Pionenfluß in der Reaktionsebene. Für die leichten und schnellen Mesonen wie die Pionen ist es unwahrscheinlich, daß die beobachtete Anisotropie von der kollektiven Bewegung herstammt, wenn man den Fluß als Superposition der gerichteten Bewegung mit der thermischen Bewegung auffaßt. Andererseits werden die Pionen von der Bewegung der Deltaresonanzen beeinflußt, da die meisten Pionen in der Schwerionenreaktion vom Zerfall der Deltaresonanzen stammen. Daher sollte die Absorption und Streuung der Pionen in der umliegenden Kernmaterie als mögliche Ursache des Pionenflusses in Betracht gezogen werden. In der Tat weisen theoretische Untersuchungen auf solche Endzustandswechselwirkungen als Ursache von Pionenfluß hin [Bas93, Bas95, Li94].

Neben den Nukleonen oder Pionen stellen die *seltsamen* K^+ Mesonen ein besonders geeignetes Mittel zur Gewinnung von Information aus dem anfänglichen Feuerball dar. Wegen der Erhaltung der Seltsamkeit werden die Kaonen nur mit anderen seltsamen Teilchen assoziiert erzeugt oder absorbiert. Wegen der relativ großen mittleren freien Weglänge ($\sim 5\ fm$ in normaler Kernmaterie) kommen die in der Reaktionszone erzeugten positiv geladenen Kaonen fast ungestört nach außen, im Gegensatz zu den K^--Mesonen, die durch Reaktionen wie $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ absorbiert werden können. Die Schwellenenergie für die K^+-Erzeugung liegt bei $1.58\,GeV$ ($NN \rightarrow N\Lambda K^+$). Die Strahlenergie des SIS/GSI beträgt maximal $2AGeV$ (für Ionen mit $\frac{Z}{A} \simeq 0.5$) oder $1.1AGeV$ (für Goldionen), so daß die Erzeugung von Kaonen in Schwerionenstößen bei der SIS-Energie nahe an der Schwelle stattfindet. Unterhalb der Schwelle ist die Erzeugung von Kaonen nur durch kollektives Verhalten der Kernmaterie in der hochverdichteten Reaktionszone und aufgrund der Fermibewegung möglich. Andere Prozesse der Kaon-Erzeugung sind neben den direkten Stößen zwischen Nukleonen die Mehrstufenprozesse ($N_1N_2 \rightarrow \Delta N_2, \Delta N_3 \rightarrow N_3YK^+;\quad N_1N_2 \rightarrow \Delta N_2, \Delta\Delta \rightarrow N_3YK^+;\quad N_1N_2 \rightarrow N_1N_2\pi, \pi N_3 \rightarrow K^+Y;\quad N_1N_2 \rightarrow N_1N_2\pi, \pi\Delta \rightarrow K^+Y$) und Vielkörper-Wechselwirkungen ($NNN \rightarrow NNYK^+$) mit $Y = \Lambda, \Sigma$. In einem ΔN-Stoß steht

[2] Die *Rapidität* y ist ein logarithmisches Maß der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente: $y = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\beta_L}{1-\beta_L} = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_L}{E-p_L}$. Zusammen mit den Lorentz-invarianten Größen wie transversale Masse m_t bzw. transversaler Impuls p_t wird die Rapidität häufig benutzt, da sich die Rapidität unter der Lorentz-Transformation transformiert wie die Geschwindigkeit unter der Galilei-Transformation. Bei einem symmetrischen Stoßsystem bezeichnen die normierten Rapiditäten $y/y_{Projektil} = 0, 0.5, 1$ jeweils die Geschwindigkeiten von Targetfragmentationsbereich, Schwerpunktsystem bzw. Projektilfragmentationsbereich.

zusätzlich zum Relativimpuls der Nukleonen die in der Δ-Resonanz gespeicherte Energie von $290 MeV$ zur Verfügung. Da die Anzahl der Δ-Resonanzen zur Anzahl der Partizipanten proportional ist, verstärkt dieser Prozeß die Produktion der Kaonen mit zunehmender Zentralität der Schwerionenstöße [Aic85]. Andererseits wird wegen der Kompressibilität der Kernmaterie ein Teil der verfügbaren kinetischen Energie als Kompressionsenergie gespeichert und dadurch die Ausbeute an erzeugten Kaonen reduziert. D. h. die Anzahl der kollektiv erzeugten Kaonen hängt mit der Kompressibilität der Kernmaterie und damit der nuklearen EOS zusammen.

In dieser Arbeit wird das Flußverhalten der Mesonen in symmetrischen Schwerionenstößen untersucht. Sie ist Teil der Experimente und Analysen, die am Schwerionensynchrotron SIS bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI von der Kaonenspektrometer Gruppe KaoS [3] durchgeführt wurden.

Für die Untersuchung des Flußverhaltens der Mesonen werden in dieser Arbeit die K^+ Mesonen herangezogen. Wie oben geschildert, sind die Kaonen mit s-Quarks besonders interessante Observable in der Schwerionenreaktion. Wegen der grossen mittleren freien Weglänge würde man nahezu ungestörte Propagation aus dem Reaktionsvolumen erwarten. Andererseits werden die Kaonen auch durch die verschiedenen Produktionskanäle und durch die dynamische Entwickung der Umgebung beeinflußt. Für die Kaonen werden durch die QMD-Modellrechnung [Har94] isotrope Emission vorhergesagt, aber nach der RBUU-Modellrechnung [Li96], die die Endzustandswechselwirkung der Kaonen und ein Kaon-Nukleon (KN) Potential beinhaltet, wird je nach angenommenen Potential-Optionen unterschiedliches Flußverhalten der Kaonen vorhergesagt. Das KN-Potential im nuklearen Medium modifiziert den Produktionsquerschnitt der Kaonen und die Propagation der Kaonen in der verdichteten Kernmaterie [Li95a]. Bis jetzt wurden nur wenige Daten über das Emissionsverhalten der Kaonen aus den Schwerionenreaktionen veröffentlicht. Die Untersuchung an dem Reaktionssystem Ni + Ni bei der Einschußenergie $1.93 AGeV$ zeigte keine azimutale Anisotropie, während die Protonen und Λ-Baryonen gerichteten Seitwärtsfluß zeigten [Rit95]. Dies wurde interpretiert als Konsequenz des repulsiven K^+N- Potentials [Li95a]. Die Untersuchung von Kaonenfluß und der Vergleich mit den gleichzeitig gemessenen Protonen und Pionen, soweit die Akzeptanzen und Phasenraumverhältnisse es zulassen, liefert einen Beitrag zum

[3]Die KaoS Kollaboration :
D. Brill[1], Y. Shin[1], R. Stock[1], H. Ströbele[1], R. Barth[2], M. Cieślak[2], M. Dębowski[2], E. Grosse[2,*], W. Henning[2,†], P. Koczon[2], F .Laue[2], M. Mang[2], D. Miśkowiec[2], E. Schwab[2], P. Senger[2], P. Baltes[3], C. Müntz[3], H. Oeschler[3], C. Sturm[3], A. Wagner[3], W. Prokopowicz[4], W. Waluś[4], B. Kohlmeyer[5], F. Pühlhofer[5], J. Speer[5], K. Völkel[5]

[1]Johann Wolfgang Goethe Universität, D-60054 Frankfurt, [2]Gesellschaft für Schwerionenforschung, D-64220 Darmstadt, [3]Technische Hochschule Darmstadt, D-64289 Darmstadt, [4]Uniwersytet Jagielloński, PL-30-059 Kraków, [5]Phillips-Universität Marburg, D-35037 Marburg/Lahn, [*]jetzt Forschungszentrum Rossendorf, [†]Argonne National Laboratory, (IL)

Verständnis des kollektiven Verhaltens der komprimierten und heißen Kernmaterie.

Der Begriff *Fluß* wird in dieser Arbeit als Oberbegriff für alle Formen der kollektiven Bewegungen der Teilchen in Schwerionenstößen verwendet. Die vielfältigen Fluß-Erscheinungen können in der Tat kollektive Expansion als Ursache haben, aber auch durch Absorption bzw. Streuung hervorgerufen werden. Außerdem kann man für die unterhalb der Schwelle produzierten Kaonen nicht von einer kollektiven Bewegung sprechen, vielmehr werden die Kaonen durch die kollektive Bewegung der Umgebung beeinflußt.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Zunächst werden verschiedene mikroskopische Modelle eingeführt. Anschließend werden die Flußobservablen in Kap. 2 genauer definiert. In Kap. 3 werden der experimentelle Aufbau des Kaonenspektrometers KaoS und der verwendeten Detektoren vorgestellt sowie das Datenerfassungssystem beschrieben. Dabei stehen die Detektoren zur Ereignischarakterisierung im Vordergrund. Anschließend wird das Experiment Au + Au bei $1 AGeV$ am SIS/GSI beschrieben. In Kap. 4 wird die Analysemethode der experimentellen Daten diskutiert. Die Methode zur Bestimmung der Reaktionsebene bildet den Schwerpunkt. Daran schließen sich die Ergebnisse der Experimente und Diskussion in Kap. 5 an. Dabei stehen Untersuchungen der Emission von positiv geladenen Kaonen relativ zur Reaktionsebene im Vordergrund.

1.1 Modelle relativistischer Schwerionenstöße

Zahlreiche Modelle wurden zur Beschreibung der Schwerionenreaktionen entwickelt. Seit Beginn der Schwerionenphysik haben die hydrodynamischen Modelle [Sch74, Stö80, Stö82] die Experimente begleitet und die globalen Eigenschaften charakterisiert. In diesen Modellen werden die Schwerionenstöße als Zusammenstoß zweier Flüssigkeitstropfen betrachtet. Ein entscheidender Nachteil solcher makroskopischer Modelle ist die Annahme eines Gleichgewichtszustandes. Neben den hydrodynamischen Modellen wurden verschiedene mikroskopische Modelle zur Beschreibung der Schwerionenreaktionen entwickelt, die in drei Kategorien eingeteilt werden können.

Die *Kaskaden* Modelle [Cug81, Yar79] simulieren die Schwerionenstöße durch eine stochastische Folge von Nukleon-Nukleon-Streuungen gemäß gemessener Wirkungsquerschnitte. In diesem Modell werden keine Potentiale berücksichtigt, so daß eine dem idealen Gas nahe nukleare EOS angenommen wird.

Eine Erweiterung der Kaskade ist das Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Modell (*BUU*) [Ber84, Kru85]. In diesem Modell werden die Teilchen zwischen den Stößen im *Mean Field* der Einteilchen Potentiale propagiert. Das *Mean Field* ist direkt mit der nuklearen EOS gekoppelt. Es wird die sogenannte Skyrme Parametrisierung verwendet:

$$U(\rho) = a(\frac{\rho}{\rho_\circ}) + b(\frac{\rho}{\rho_\circ})^\sigma \tag{1.3}$$

Der erste Term beschreibt den attraktiven, der zweite den repulsiven Teil des Kernpotentials. Die Parameter werden so gewählt, daß die Eigenschaften der Kernmaterie im Grundzustand wiedergegeben werden können: Bindungsenergie, Saturationsdichte und die Kompressibilität K. Zwei Werte für die Kompressibilität werden häufig verwendet, nämlich $K = 200 MeV$ (weiche EOS) und $K = 380 MeV$ (harte EOS). Die Parametrisierung in Gl.1.3 vernachlässigt die Impulsabhängigkeit des Realteils des optischen NN Potentials. Die theoretischen Untersuchungen zeigen, daß das Ergebnis der Rechnung mit weicher EOS und Impulsabhängigkeit vergleichbar ist zu dem Egebnis mit einer harten EOS ohne Impulsabhängigkeit. Die Impulsabhängigkeit kann im Modell berücksichtigt werden, indem man eine Potential-Energie-Dichte einführt [Ber88].

In der Quanten-Molekular-Dynamik (*QMD*) [Aic86, Aic91] werden die Teilchen im Phasenraum nicht als Punktteilchen, sondern als ausgedehnte Objekte behandelt. Die entsprechende Verteilungsfunktion der Teilchen im Orts- und Impulsraum wird durch eine Gaußfunktion mit einer vorgegebenen Breite beschrieben. Die Gesamtverteilung aller Teilchen ergibt sich aus der Überlagerung aller Einteilchenverteilungsfunktionen. Das QMD-Modell berücksichtigt stochastische Hard-Core-Streuung, langreichweitige Kräfte (Skyrme-Wechselwirkung), Kräfte des Yukawa-Typs, sowie gegebenenfalls impulsabhängige Kräfte.

In den beiden Transportmodellen wird das Pauli-Prinzip dadurch berücksichtigt, daß dann solche Reaktionen unterdrückt werden, die zu einer bereits besetzten Position im Phasenraum führen.

2 Kollektive Bewegungen in Schwerionenstößen

Neben den Einteilchen-Observablen wie Impulsspektren und inklusiven Wirkungsquerschnitten stellen die auf Mehrteilchen-Korrelationen beruhenden Flußobservablen wichtige Hilfsmittel der relativistischen Schwerionenphysik dar.

So wie es in dem Kap. 1 erläutert wurde, resultieren die verschiedenen Flußphänomene aus der starken Kompression und anschließenden Expansion des Reaktionsvolumens und aus der Abschattung der Teilchenbewegung durch die Spektatormaterie, die in der Reaktionsebene liegt. Kollektive Bewegungen lassen sich durch Mehrteilchen-Impulsraum-Korrelationen quantitativ beschreiben. Etablierte Methoden sind die Impulstensor- (Sphärizität) [Gus84] und die Transversalimpulsmethode [Dan85]. Beide beruhen auf der Bestimmung von azimutalen Asymmetrien in den Impulsverteilungen, die jedoch bei einer Mittelung über viele Ereignisse verschwinden.

Die Untersuchung von azimutal anisotropem Fluß setzt die Existenz einer Referenzebene voraus. Dies ist die Reaktionsebene, die durch die Strahlachse und den Stoßparametervektor $\vec{b}$ aufgespannt wird (Abbildung 2.1) und für jedes Ereignis bestimmt werden muß. Der gerichtete Fluß kann sowohl in der Reaktionsebene untersucht werden, was üblicherweise als *Seitwärtsfluß* der Partizipanten [1] bzw. als *Bounce Off* der Spektatoren [2] bezeichnet wird, als auch senkrecht zur Reaktionsebene, was als *Squeeze Out* bezeichnet wird.

Neben dem gerichteten Fluß existiert eine weitere Form von kollektiver Bewegung, nämlich der *Radialfluß*, der radial nach außen gerichtet ist. Der Radialfluß ist nur für zentrale Stöße wohl definiert, für die die Reaktionsebene aus Symmetriegründen verschwindet. Der Radialfluß ist einer direkten Messung mit dem Kaonenspektrometer nicht zugänglich und wird in dieser Arbeit nicht behandelt. Eine Variation des Radialflusses bei endlichem Stoßparameter ist der elliptische Fluß, bei dem der Impulstensor [3], wie beim Squeeze Out abgeplattet ist, die Orientierung der zweiten Halbachse jedoch in der Reaktionsebene liegt.

[1] Die an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen.
[2] Die an der Reaktion nicht teilnehmenden Nukleonen von Target- und Projektilkern.
[3] Siehe Abschnitt 2.2.

Es erscheint sinnvoll den Squeeze Out und elliptischen Fluß, die sich beide durch eine Spiegelsymmetrie (an der Reaktionsebene bzw. senkrecht dazu) auszeichnen, generell als *elliptischen Fluß* zu bezeichnen. Alle Flußphänomene erhöhen die scheinbaren Temperaturen, die von den Einteilchen-Impulsspektren abgeleitet werden.

Die Existenz der verschiedenen Flußformen zeigen, daß in der Schwerionenreaktion ein Zustand mit hoher Dichte und Temperatur erreicht wird, trotz des relativ kleinen Reaktionsvolumes. Dies legt die Beschreibung der Reaktion mit makroskopischen Größen nahe.

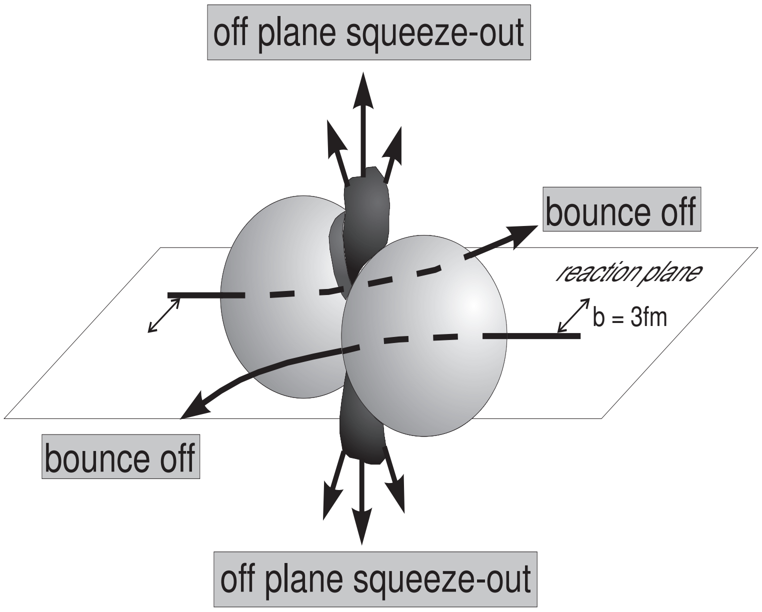

Abbildung 2.1: *Bounce Off der Spektatoren und Emission der Partizipanten senkrecht zur Reaktionsebene (Squeeze Out) sind schematisch dargestellt.*

2.1 Gerichteter Fluß

Seit der Entdeckung von Seitwärtsfluß durch die BEVALAC/Berkeley Experimente [Gus84, Ren84], wurden zahlreiche Daten gesammelt. Meistens wird der mittlere transversale Impuls pro Nukleon in der Reaktionsebene $< p_x >$ als Funktion der Rapidität y untersucht mit der Konvention, daß $< p_x >$ in der Vorwärtshemisphäre positiv ist. Dieser funktionale Zusammenhang wurde systematisch als Funktion der Strahlenergie, des Stoßparameters, der Systemgröße und Fragmentgröße untersucht.

Die Untersuchungen zeigen eine charakteristische S-Form des mittleren Transversalimpulses in der Reaktionsebene $< p_x >$, wenn dieser als Funktion der Rapidität y betrachtet wird. Der Seitwärtsfluß der Nukleonen ist in der Vorwärtshemisphäre positiv, während die Pionen dem Nukleonenfluß entgegen gerichtet sind. Der maximale transversale Fluß in der Ebene ist etwa in der Größenordnung von $100 \sim 150 MeV/n$. In Abbildung 2.2 (aus [Rei97]) ist die Anregungsfunktion des Seitwärtsflusses für symmetrische Reaktionssysteme in semizentralen Stößen dargestellt. Die Daten stammen von Experimenten der Plastic Ball [Gut89], EOS [Par95] und FOPI [Cro96] Kollaborationen. Zur Charakterisirung des Seitwärtsflusses wurde der Steigungsparameter

$$F_y = \frac{d < p_x/A >}{dy} \tag{2.1}$$

der $< p_x(y) >$ Kurve bei $< p_x >= 0$ benutzt.

Bei sehr niedrigen Einschußenergien - etwa um $100 AMeV$ - verschwindet der Seitwärtsfluß. Darunter wird der Fluß sogar negativ, d. h. seine Richtung wird invertiert. Dies wird als Folge des Zusammenspiels von der attraktiven und repulsiven Kernkräfte erklärt [Ogi90]. Der Seitwärtsfluß ist maximal bei Strahlenergien um $\sim 1 AGeV$ und nimmt mit wachsenden Strahlenergien wieder ab [Ris96]. Der Seitwärtsfluß für schwere Fragmente ist größer, so daß die mit intermediären Massefragementen (IMF) bestimmten FOPI-Daten für die Reaktion Au + Au etwa um ein Faktor von 1.4 größer sind als die mit leichteren Fragmenten bestimmten Daten. Die Untersuchung des Seitwärtsflusses wurde von der hydrodynamischen Modellrechnung angeregt [Stö86]. Diese sagte vorher, daß der Druckgradient im stark komprimierten Reaktionsvolumen zu einem Materiefluß während der Expansionsphase führen wird und daß die Kompressibilität der Kernmaterie direkt von der Stärke des Flusses her ableitbar ist.

KaoS mißt nur einige Punkte auf der S-Kurve und kann $< p_x >$ wegen der eingeschränkten Akzeptanz für kleine Transversalimpulse nicht bestimmen. Statt dessen wird die Analyse der azimutalen Verteilung herangezogen. Zur Charakterisierung der gerichteten Bewegung werden die azimutalen Verteilungen $dN/d\phi$ von allen Teilchen oder Teilchenklassen in begrenzten Phasenraumbereichen gebildet und in zwei

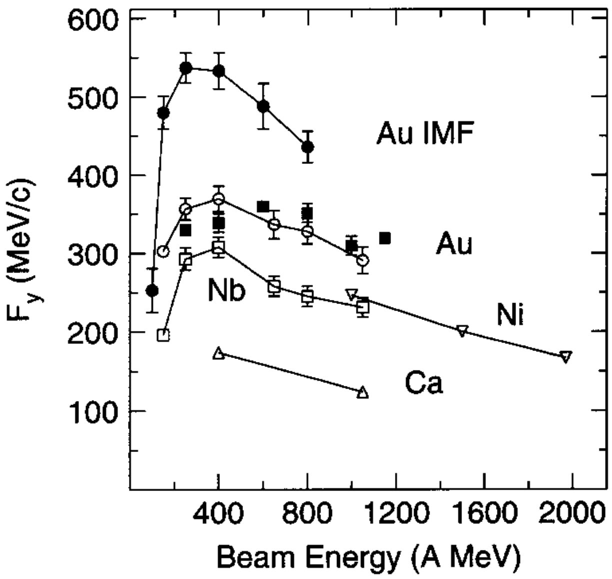

Abbildung 2.2: *Energie- und Systemabhängigkeit des Seitwärtsflusses in semizentralen Schwerionenreaktionen für symmetrische Reaktionssysteme. Die Daten stammen von Experimenten der Plastic Ball [Gut89], EOS [Par95] und FOPI [Cro96] Kollaborationen. Die Abbildung stammt aus [Rei97].*

Fourier-Komponenten zerlegt:

$$dN/d\phi \sim 1 + a_1 \cos(\phi) + a_2 \cos(2\phi). \tag{2.2}$$

Diese Quantisierung berücksichtigt nur die Zählrateneffekte ohne dabei die Impulse zu betrachten, daher werden die beiden Parameter a_1 und a_2 oft als Funktion der transversalen Impulse und Rapidität untersucht. Die bisher bekannten Daten zeigen, daß keine höheren Terme notwendig sind.

Der Koeffizient a_1 gibt die Stärke der Emission in der Reaktionsebene an. Ist a_1 positiv, so ist die Teilchenbewegung in Richtung der Projektilspektatoren gerichtet, während bei negativem a_1 die Bewegungsrichtung invertiert wird. Der Koeffizient a_2 gibt die Stärke des *elliptischen Flusses* an. Im Energiebereich von BEVALAC und SIS ist der elliptische Fluß senkrecht zur Reaktionsebene ($a_2 < 0$) gerichtet. Dies wird als *Squeeze Out* bezeichnet. Bei sehr niedrigen Strahlenergien unterhalb von $\sim 100AMeV$ bzw. ab $10AGeV$ wird der a_2-Koeffizient positiv und der elliptische Fluß ist in die Reaktionsebene gerichtet. Der Squeeze Out der Nukleonen wurde zuerst von der Diogene Kollaboration [Dem90, Gos90] gefunden und später von der Plastic Ball Kollaboration [Gut90] systematisch untersucht. Dieses Phänomen wurde ursprünglich von hydrodynamischen Modellrechnungen vorhergesagt.

Die Stärke der Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebene wird üblicherweise folgendermaßen charakterisiert:

$$R_N = \frac{\frac{dN}{d\Phi(90^\circ)} + \frac{dN}{d\Phi(-90^\circ)}}{\frac{dN}{d\Phi(0^\circ)} + \frac{dN}{d\Phi(180^\circ)}} = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} \tag{2.3}$$

Dieser Effekt ist am stärksten bei semizentralen Stößen und erreicht bei der Einschussenergie von ca. $400AMeV$ ein Maximum, um bei höheren Energien abzufallen.

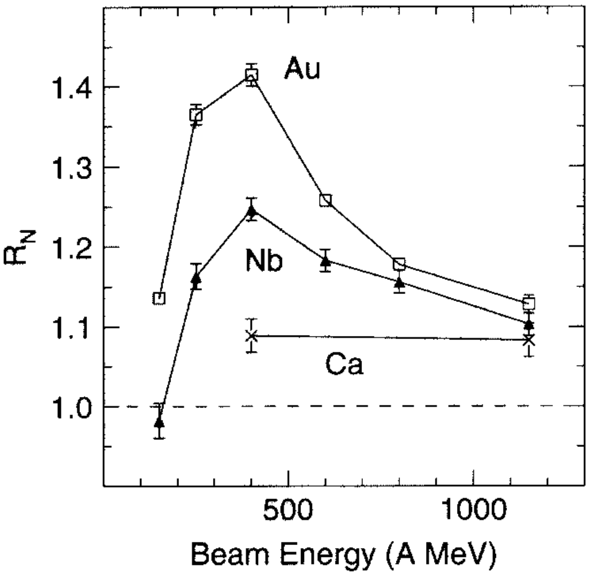

Abbildung 2.3: *Energie- und Systemabhängigkeit des elliptischen Flusses in semizentralen Schwerionenreaktionen für symmetrische Reaktionssysteme. Die Daten wurden von der Plastic Ball Kollaboration gemessen [Gut90]. Die Abbildung stammt aus [Rei97].*

Die Abbildung 2.3 (aus [Rei97]) zeigt die Anregungsfunktion der Squeeze Out Stärke R für Protonen als Funktion der Einschußenergie und Systemgröße. Die Daten sind von der Plastic Ball Kollaboration gemessen [Gut90]. Sie zeigen eine dem Seitwärtsfluß ähnliche Abhängigkeit (siehe Abbildung 2.2). Etwa bei $E_{Strahl} = 100AMeV$ setzt derselbe Effekt wie beim Seitwärtsfluß ein. Bei niedrigeren Energien wurde eine bevorzugte Emission in die Ebene beobachtet. Der Coulombeffekt scheint keine Rolle zu spielen, da die Neutronen den gleichen Squeeze Out zeigen. Die Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebene wird bis zu Strahlenergien unterhalb von $10AGeV$ beobachtet. Bei und oberhalb von $10AGeV$ wird eine verstärkte Emission in die Ebene beobachtet [App97]. Dieses Phänomen, das nicht in das Konzept eines *Ausquetschens* von Materie paßt, hat zur Bezeichnung des *elliptischen* Flusses geführt [Vol96].

Teilchen, die senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden, können leichter Informationen über die im Reaktionsvolumen stark verdichtete Kernmaterie bringen, da sie weniger Streuungen an den Spektatoren erfahren. Ferner kann dieser interessante Effekt die Rolle der Abschattung durch die Spektatoren näher beleuchten. Die detaillerte Untersuchung des Squeeze Out Verhaltens der Nukleonen und Pionen in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_t hat gezeigt, daß dieser Effekt mit dem Transversalimpuls steigt und von den Teilchen mit hohem p_t dominiert wird. Diese p_t - Abhängigkeit kann als Abschattungseffekt verstanden werden: Wegen der Spektatoren, die *in* der Reaktionsebene liegen, sind die Streuung und Absorption (z. B. für Pionen) stärker für die Teilchen, die *in* die Reaktionsebene als die, die senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden. Dies führt zur Unterdrückung der Teilchenausbeute in der Reaktionsebene für Teilchen mit hohem p_t, da die Streuung im allgemeinen die Teilchenimpulse reduziert.

2.2 Methode zur Bestimmung der Reaktionsebene

Die Qualität der Bestimmung von Reaktionsebenen hängt ab von der Anzahl der Teilchen, die für die Bestimmung zur Verfügung stehen, und der Stärke der Flußeffekte. Letztere sind eine Funktion der Kompressibilität und damit auch der nuklearen EOS.

Der Unterschied von harten und weichen EOS verändert den mittleren transversalen Impuls in der Reaktionsebene $< p_x >$ um $\sim 50 MeV/c$. Daher sollte die Reaktionsebene für eine Genauigkeit von $20 - 30 MeV/c$ bei $< p_t > \sim 100 MeV/c$ mindestens mit einer Genauigkeit von

$$\Delta\phi \leq (2\frac{|\Delta p_x|}{\overline{p}_x})^{1/2} \sim 35^\circ - 45^\circ \tag{2.4}$$

gemessen werden [Fai87]. Dabei ist

$$\overline{p}_x(y) = < p_t \cos(\phi - \phi_R) > \tag{2.5}$$

der exakte mittlere Transversalimpuls in der Reaktionsebene als Funktion der Rapidität y. $\overline{p}_x$ wird um den Faktor

$$< \cos\Delta\phi > \approx 1 - \frac{1}{2}\Delta\phi^2 \tag{2.6}$$

reduziert wegen der Dispersion der Reaktionsebene $\Delta\phi$, so daß der gemessene Wert für $< p_x >$ um den Faktor

$$\Delta p_x(y) \approx \frac{1}{2}\Delta\phi^2 \overline{p}_x \tag{2.7}$$

verfälscht wird. Durch Umformung von Gl. (2.7) bekommt man die Beziehung (2.4).

Um die Reaktionsebene mit einer solchen Genauigkeit zu bestimmen, kann man verschiedene experimentelle Methoden heranziehen, die im folgenden erörtert werden.

Eine Methode besteht darin, daß man nahezu alle Teilchen im Endzustand einer Schwerionenreaktion detektiert und deren Impulskonfigurationen im Raum rekonstruiert. Dazu braucht man ein sogenanntes 4π Experiment, wie es früher durch die *Plastic Ball* und *Streamer Chamber* Experimente am BEVALAC/Berkeley und zur Zeit durch das *FOPI* Experiment am SIS/GSI realisiert wurden. Die Vorteile solcher Experimente bestehen darin, daß man die kompletten Ereignisse untersuchen kann. Nachteilig sind neben dem großen experimentellen Aufwand die limitierte Aufösung und Impulsakzeptanz beim Plastic Ball Experiment und die limitierte Teilchenidentifikation und geringe Statistik beim Streamer Chamber Experiment.

Die Reaktionsebene wird dann an Hand der Sphärizitätsanalyse bestimmt. Für jedes Ereignis wird der 3 x 3 Impulsflußtensor

$$F_{ij} = \sum_{\nu} \frac{p_i(\nu) p_j(\nu)}{2m_\nu} \tag{2.8}$$

gebildet (Abbildung 2.4). Durch Diagonalisierung bekommt man drei Eigenwerte $\lambda_3 > \lambda_2 > \lambda_1$, die die Länge der drei Achsen des Impulsellipsoids quantifizieren, und drei Eigenvektoren $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$, die die Stellung des Ellipsoids im Raum darstellen. Die Reaktionsebene ist durch den Vektor $\vec{e}_3$, der λ_3 zugeordnet ist, und die Strahlachse gegeben. Der Winkel zwischen $\vec{e}_3$ und der Strahlachse ist der Flußwinkel Θ_f. Der Squeeze Out Effekt sollte im Koordinatensystem des Impulsellipsoids studiert werden, denn in diesem System hat die $\cos(\phi)$ Komponente ein Minimum, aber die $\cos(2\phi)$ Komponente ein Maximum.

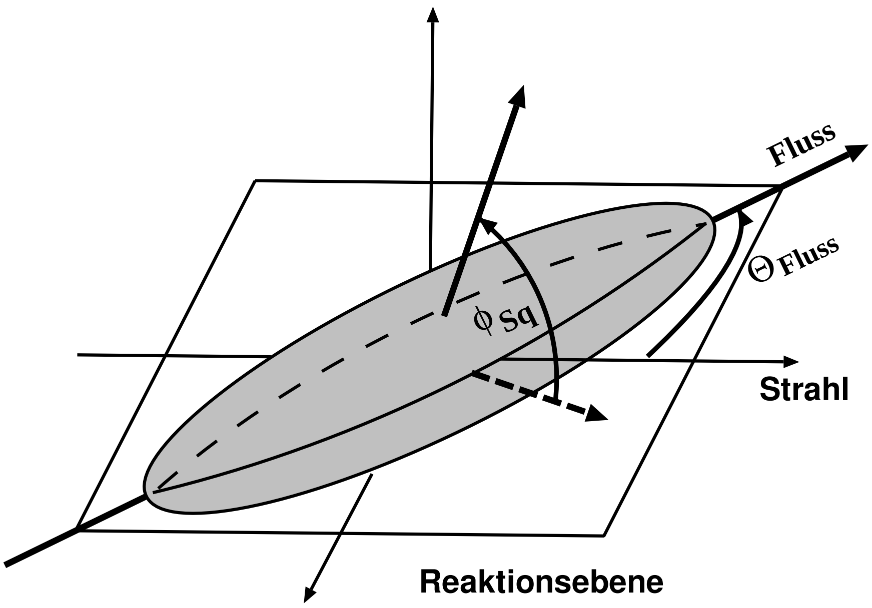

Abbildung 2.4: *Ein tri-axialer Impulsellipsoid ist schematisch dargestellt. Die Hauptfluß- und Strahlachse definieren den polaren Flußwinkel $\Theta_{Fluß}$ und die Reaktionsebene. Der azimutale Winkel Φ_{Sq} um die kurze Halbachse relativ zur Reaktionsebene ist der Winkel des elliptischen Flusses.*

Bei schwieriger Teilchenidentifikation kann die Transversalimpuls- bzw. Geschwindigkeitsanalyse benutzt werden. Bei fehlender Teilchenmasse ist es nicht möglich, in das Schwerpunktsystem zu transformieren und den Flußtensor zu bilden.

Die Transversalimpulsmethode beruht auf der Bildung der Vektorsumme aller Transversalimpulse in einem begrenzten Phasenraumintervall entweder in der Vorwärts- oder Rückwärtshemisphäre des Schwerpunktsystems. Falls der resultierende Vektor signifikant von Null verschieden ist, definiert er eine Reaktionsebene. Dieser Vektor $\vec{Q}$ ist definiert durch:

$$\vec{Q} = \sum_{\nu} \omega_\nu \vec{p}_t(\nu), \qquad \omega_\nu = \begin{cases} +1 & : \; y_\nu > y_c + \delta \\ -1 & : \; y_\nu < y_c - \delta \end{cases}, \tag{2.9}$$

wobei y_c die Schwerpunktrapidität bedeutet. Bei der Bildung der Vektorsumme darf das Teilchen ν, dessen Korrelation zur Reaktionsebene untersucht werden wird, nicht berücksichtigt werden, da sonst eine Autokorrelation des Teilchens ν mit der Reaktionsebene auftritt. In dieser Definition werden Fragmente aus dem Schwerpunktrapiditätsbereich durch die Größe δ ausgeschlossen, da solche Teilchen mit der Reaktionsebene nur unwesentlich korreliert sind und Fluktuationen verursachen.

Diese sogenannte Transversalimpulsanalyse stammt von P. Danielewicz und G. Odyniec. Sie fand ihre Anwendung zum ersten Mal bei der Analyse der Streamerkammerdaten (Ar + KCl) am BEVALAC [Dan85]. In einem symmetrischen Reaktionssystem wie Au + Au, kann man sich bei dieser Methode auf den Projektilfragmentationsbereich beschränken. Bei dieser Transversalimpulsanalyse treten u. a. die Fluktuation in der Anzahl der Fragmente, eine von Transversalimpuls und von der Ladung des Fragments abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit sowie Ungenauigkeit in der Bestimmung des Transversalimpulses und der Ladung auf, die zusammen zur Ungenauigkeit in der Bestimmung der Reaktionsebene führen.

Zur Bestimmung der Auflösung der Reaktionsebene werden die Teilchen eines jeden Ereignisses stochastisch auf zwei Unterereignisse aufgeteilt, für die wieder Reaktionsebenen getrennt bestimmt werden. Die Orientierung der Reaktionsebene des ursprünglichen Ereignisses und die Varianz des entsprechenden Winkels ergeben sich zu:

$$\phi_{react} = 1/2 \cdot (\phi_1 + \phi_2) \tag{2.10}$$

$$\sigma_{\phi_{react}} = 1/2 \cdot \sqrt{< (\phi_1 - \phi_2)^2 >}. \tag{2.11}$$

Im Falle, daß nur die Richtung aber nicht der Betrag des Transversalimpulses gemessen ist, kann man durch reines Abzählen der Teilchen im Azimutalwinkel ein Maximum suchen, das ebenfalls eine Reaktionsebene definiert. Liegt zusätzlich eine Flugzeit- bzw. Geschwindigkeitsmessung vor, kann die Vektorsumme der Transversalgeschwindigkeiten gebildet werden. Dieser Vektor hat eine größere Signifikanz als der aus einer Zählrate bestimmte, andererseits impliziert diese Methode eine Wichtung mit $1/\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ und sollte nur bei kleinen longitudinalen Phasenraumintervallen angewandt werden.

3 Das Experiment

3.1 Kaonenspektrometer

Ein Spektrometer mißt die Teilchenimpulse in einem vorgegebenen Raumwinkelbereich, der im allgemeinen variiert werden kann. Zusammen mit den Messungen von Flugzeiten und Energieverlusten können die Teilchen (K,π,p,d) identifiziert werden.

Das Kaonspektrometer [Sen93], ein doppelt fokussierendes Magnetspektrometer, ist so konzipiert, daß die Identifizierung und Messung der Impulsverteilung von Kaonen über einen weiten Impulsbereich bei sehr hohem Untergrund von Protonen und Pionen möglich wird (Abbildung 3.1). Im Quadrupolfeld des Spektrometers werden die Teilchen vertikal fokusiert, und durch das Dipolfeld nach Impulsen selektiert. Ausgehend vom Target sind das Großwinkel- und das Kleinwinkel-Hodoskop außerhalb des eigentlichen Spektrometers angeordnet. In der Akzeptanz des Spektrometers befinden sich, eine Vieldrahtproportionalkamamer (L), ein Szintillatorstreifendetektor (D), zwei weitere Vieldrahtproportionalkammern (M,N), eine Flugzeitwand (F) und eine Cerenkov-Detektorebene. Das Kaonspektrometer zeichnet sich durch eine große Winkel- und Impulsakzeptanz ($> 30\ msr$, Impuls bis $1.8\, GeV/c$) und einen kompakten Aufbau aus. Kurze Flugstrecken wurden wegen des Zerfalls der Kaonen im Flug ($c\tau = 3.7\ m$) angestrebt. Das Spektrometer kann um das Target gedreht werden. Der damit bedeckte Winkelbereich umfaßt $0°$–$8°$ und $20°$–$130°$. Die wichtigsten Eigenschaften des Spektrometers sind in Tabelle 3.1 enthalten.

Das Großwinkel-Hodoskop (T) besteht aus 96 Plastikszintillationszählern (Abbildung 3.2). Die Elemente sind in drei konzentrischen Ringen um das Strahlrohr hinter dem Target angeordnet und bedecken den Winkelbereich von $12°$ bis $48°$. An Hand der Anzahl der von geladenen Teilchen getroffenen Elemente läßt sich die Zentralität des Stoßes für jedes Ereignis abschätzen. Es dient auch als Referenz für die TOF-Messung (Auflösung = $250\, ps$), da die Zeitinformation, gemittelt über die getroffenen Elemente, die Reaktionszeit gut definiert [Sen93]. Das Kleinwinkel-Hodoskop wird weiter unten behandelt.

Als Trigger für die Datennahme wird die Koinzidenz zwischen je einem Szintillatorstreifen im D- und F-Detektor benutzt. Dabei gibt die Zeitdifferenz und Streifenkombination eine erste Information über Teilchengeschwindigkeit, und -Impuls und damit auch über die Teilchenidentität.

Der D-Detektor besteht aus einer Reihe von 16 Plastikszintillationszählern vor den Dipolmagneten. Die horizontale Segmentierung erlaubt eine grobe Bestimmung des Emissionswinkels [Wag92]. Im folgenden nennen wir den D-Detektor auch *Startdetektor*, weil er der erste schnelle Spektrometer-Zähler ist, der auf Reaktionsprodukte anspricht. In derselben Klassifikation fungiert der F-Detektor als letzter Zähler und wird als *Stoppdetektor* bezeichnet. Er besteht aus 60 Plastikszintillationszählern, die in zwei Reihen angeordnet sind. Er steht in der Fokalebene des Dipolfeldes des Spektrometers. Die Position des getroffenen Detektors erlaubt eine Bestimmung des Teilchenimpulses mit einer Auflösung von $\delta p/p \approx 4$ % [Koh90, Pop93].
Die drei *Vieldrahtkammern* (MWPC L,M,N) werden zur Rekonstruktion der Teilchentrajektorien eingesetzt. Dadurch wird der Untergrund an gestreuten Teilchen (Protonen und Pionen), die keine *guten* Trajektorien besitzen aber einen Trigger ausgelöst haben, entscheidend reduziert.
Hinter dem Stoppdetektor ist eine Reihe von *Schwellen-Cherenkovdetektoren* angeordnet. Das Radiatormaterial ist Plexiglas und Wasser. Die Detektoren separieren Protonen und Deuteronen von schnelleren Teilchen.

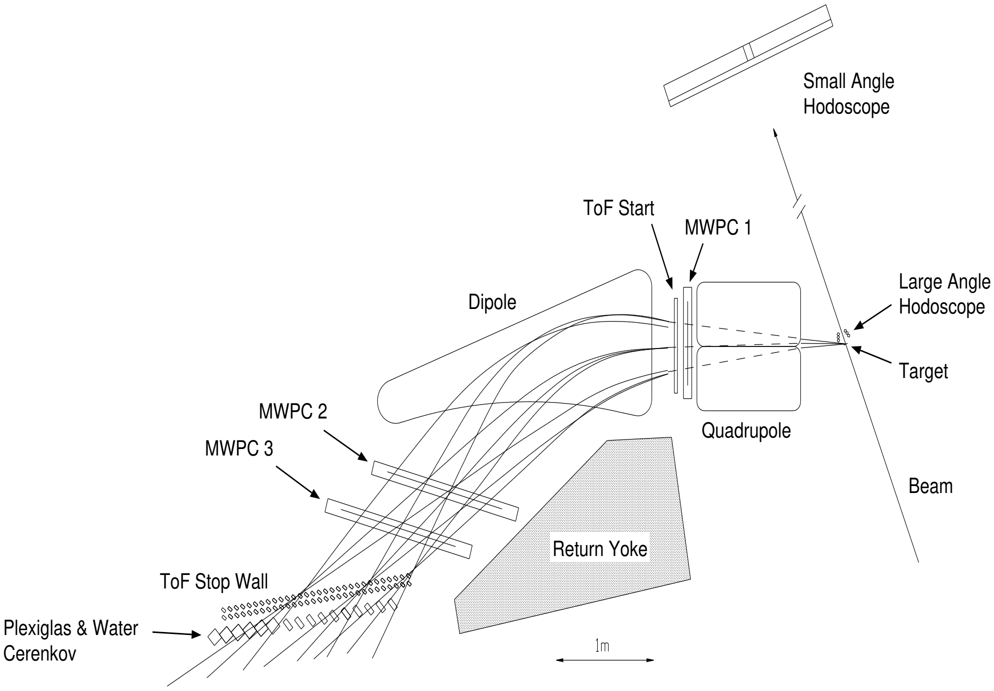

Abbildung 3.1: *Die Aufsicht auf das Kaonenspektrometer mit dem Detektorsystem: Start–(D) und Stoppdetektor (F) zur Messung der Flugzeit, drei Vieldrahtkammern (MWPC–L,M,N) zur Spurrekonstruktion, Cherenkov–Detektor (C) und zwei Hodoskope (T und H) zur Charakterisierung der Stoßgeometrie*

Quadrupolmagnet	
Länge der Polschuhe	80 cm
Apertur	30 cm
Maximaler Feldgradient	6.6 T/m
Masse	10 t
Dipolmagnet	
Polschuhabstand	20 cm
Maximale magn. Flußdichte B_{max}	1.95 T
Maximale Steifigkeit $R = B\rho$	5.3 Tm
Masse	100 t
Flugstrecke vom Startdetektor zur Fokalebene für p_{min}	320 – 380 cm
Flugstrecke vom Startdetektor zur Fokalebene für p_{max}	490 – 520 cm
mittlerer Ablenkwinkel	45°
QD–Spektrometer	
Horizontale Winkelakzeptanz $\Delta\theta$	$\pm$ 70 mrad
Vertikale Winkelakzeptanz $\Delta\phi$	$\pm$ (80 – 160) mrad
Raumwinkelakzeptanz Ω	15 – 35 msr
Impulsakzeptanz p_{min}/p_{max}	$\simeq 2$
Maximaler Impuls	$\simeq$ 1800 MeV/c
Impulsauflösung $\delta p/p$	$\simeq$ 4 %

Tabelle 3.1: Die Spezifikationen des Dipol–bzw. Quadrupolmagneten sowie des Spektrometers.

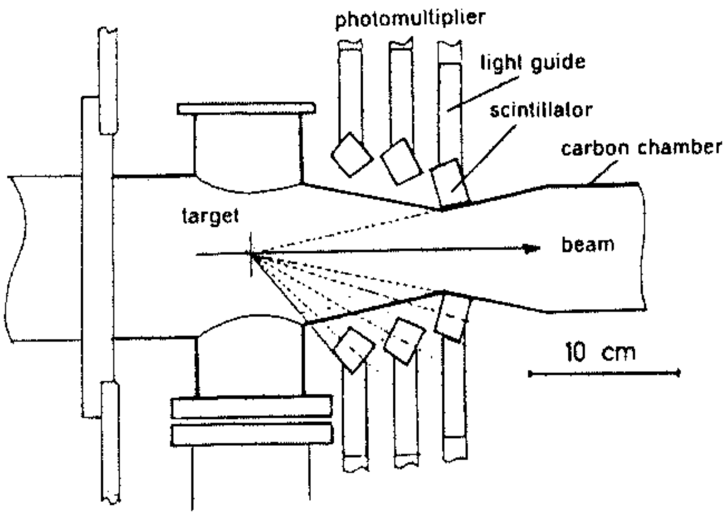

Abbildung 3.2: *Schematische Skizze des Großwinkel-Hodoskops. Die Detektorelemente bedecken den Winkelbereich von* $12^\circ \sim 48^\circ$.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist die genaue Kenntnis der Strahlintensität notwendig. Eine direkte Methode, den Strahlstrom zu messen, besteht darin, einen Szintillator in den Strahl zu fahren. Szintillatoren erlauben eine Auflösung von Einzelereignissen nur bis Strahlintensitäten von etwa $10^6\ sec^{-1}$. Das Schwerionensynchrotron SIS liefert bei Goldstrahlen bis zu 10^8 Teilchen pro Sekunde, so daß eine andere Methode zur Strahlnormierung benötigt wird. Dazu sind unter Winkeln von 100° zum Strahl zwei Teleskope aus jeweils drei Plastikszintillatoren aufgebaut. Die Szintillatorstreifen sind in Dreifach–Koinzidenz geschaltet. Dadurch wird gewährleistet, daß die zufälligen Koinzidenzen vernachlässigt werden können. Die Zählraten der Teleskope – im wesentlichen ausgelöst durch geladene Pionen und Protonen aus der Reaktionszone – sind proportional zum Strahlstrom. Der Eichfaktor wird bei geringeren Strahlintensitäten von einigen 10^5 Teilchen pro Strahlzyklus bestimmt. Dazu wird ein Szintillator in den Strahlengang eingefahren. Ausführlich werden diese Detektoren in [Bec93] beschrieben.

3.2 Kleinwinkel-Hodoskop

Das Kleinwinkel-Hodoskop besteht aus 380 Szintillationszählern. Die Entfernung zum Target beträgt $684\ cm$. Zusammen mit den äußeren Abmessungen ($224 \times 192\ cm^2$) entspricht dies einer geometrischen Winkelakzeptanz von etwa $\pm 7^\circ$ (in vertikaler Richtung bis zu 13°, Abbildung 3.3). Der Strahl wird in einem Kohlefaserrohr (Durchmesser $= 70\ mm$) vom Target zum Strahlstopper geführt. In der Mitte des Kleinwinkel-Hodoskops befindet sich ein Loch für das Strahlrohr. Steht das Spektrometer unter kleinem Laborwinkel, wird der Primärstrahl im Streufeld des Quadrupolmagneten abgelenkt. Um zu verhindern, daß der Strahl durch Wechselwirkungen mit dem Kohlenstoff-Strahlrohr Untergrund-Ereignisse erzeugt, kann das Kleinwinkel-Hodoskop mit dem Strahlstopper zusammen verfahren werden.

Das Kleinwinkel-Hodoskop wurde ursprünglich zum Einsatz im Streamerkammer Experiment am BEVALAC von der GSI-LBL Kollaboration konstruiert und zur Messung der Spektatoren verwendet [Rau86]. In dem KaoS Experiment wird das Kleinwinkel-Hodoskop zusammen mit dem Großwinkel-Hodoskop zur Bestimmung des Stoßparameters und der Reaktionsebene eingesetzt. Dazu mißt das Kleinwinkel-Hodoskop die Energieverluste und Flugzeiten der geladenen Projektilspektatoren, die in dem vom Hodoskop abgedeckten Winkelbereich den Hauptanteil ausmachen. Die Messung der Flugzeit erlaubt, die langsamen Partizipanten von den schnellen Spektatoren zu separieren. Die Isotopentrennung ist nicht möglich. Aus dem Energieverlust eines Teilchens kann die Ladung bestimmt werden. Die vom Großwinkel-Hodoskop gemessene Multiplizität und die Summe der Ladungen, gemessen im Kleinwinkel-Hodoskop, sind antikorreliert.

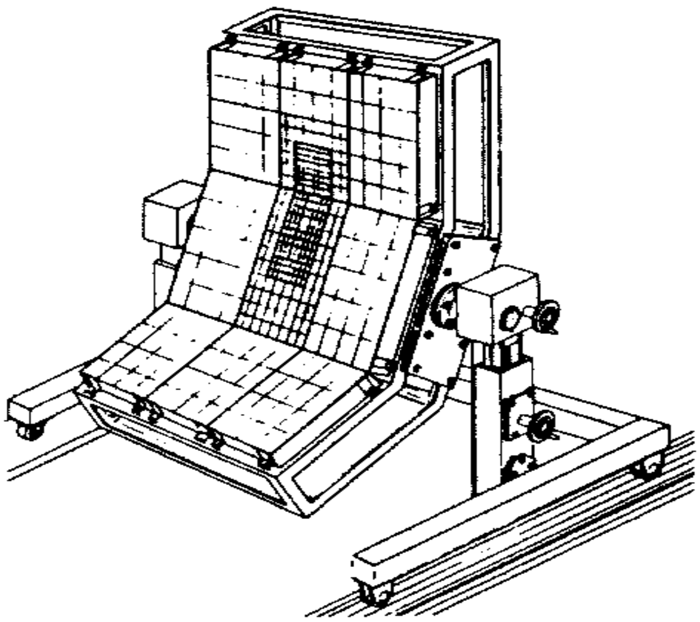

Abbildung 3.3: *Aufbau des Kleinwinkel-Hodoskops zum Nachweis der Projektilfragmente. Obere und untere Gruppen sind um* 10° *geneigt.*

In der Abbildung 3.4 wird die Akzeptanz des Kleinwinkel-Hodoskops in der Ebene aufgetragen, die durch Transversalimpuls und Rapidität aufgespannt wird. Gezeigt ist die Phasenraumverteilung der Protonen im Endzustand von den Reaktionen Au + Au bei $1 AGeV$. Dies wurde mit der Modellrechnung FREESCO simuliert. Der maximale Laborwinkel, den die Projektilspektatoren aufgrund ihrer Fermibewegung ($p_{Fermi} = 270 MeV/c$, $\beta_{Fermi} = 0.28$) erreichen, kann man nach

$$\tan\Theta_{Lab}^{max} = \frac{\beta_{Fermi}}{\gamma\sqrt{\beta^2 - \beta_{Fermi}^2}} = \frac{p_{Fermi}}{p_{Strahl}} \tag{3.1}$$

berechnen [Hag63]. Für $\beta_{Strahl}^{eff} = 0.871$, bei $1 AGeV$ Strahlenergie, ergibt sich damit $\Theta_{Lab}^{max} = 9.5°$. Da das Kleinwinkel-Hodoskop jedoch nur einen Winkel von $7°$ vollständig bedeckt, wird ein Teil der Spektatoren nicht erfaßt.
Die Ablenkung der Projektilspektatoren an dem verdichteten Reaktionsvolumen (*Bounce Off*) verschiebt die polare Winkelverteilung zusätzlich weg vom Mittelpunkt.

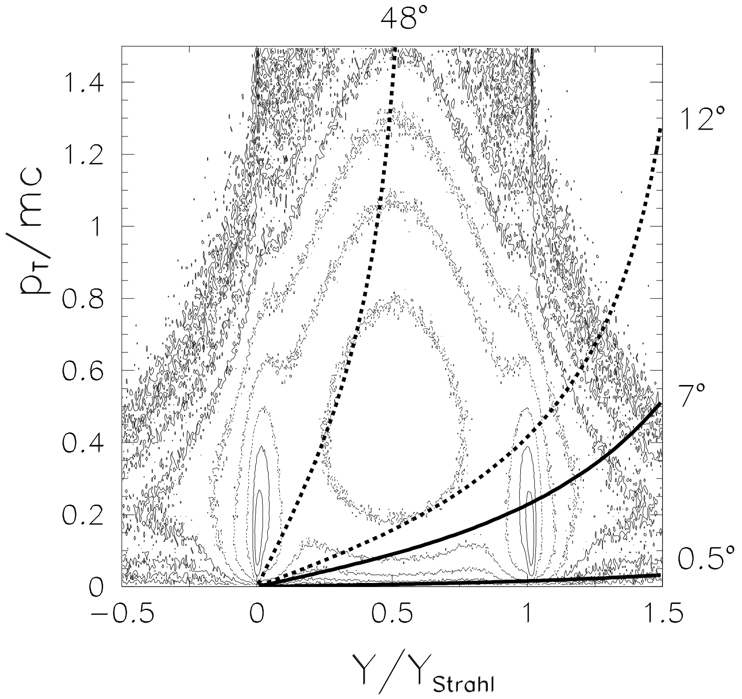

Abbildung 3.4: *Die Phasenraumverteilung der Protonen im Endzustand von Reaktionen Au + Au bei $1 AGeV$ ist simuliert mit der Modellrechnung FREESCO. Die Akzeptanzen des Kleinwinkel- und Großwinkel-Hodoskops sind aufgetragen auf der Ebene, die durch den Transversalimpuls p_t und die Rapidität y aufgespannt wird. Der symmetrische Bereich des Kleinwinkel-Hodoskops bedeckt den polaren Winkelbereich von $\Theta_{Lab} = 0.5° \sim 7°$. Der Bereich von $\Theta_{Lab} = 12° \sim 48°$, der durch das Großwinkel-Hodoskop bedeckt wird, ist mit gestrichelten Linien dargestellt.*

Die Konfiguration eines Szintillationszählers ist in der Abbildung 3.5 gezeigt. Jedes Element besteht aus einem Plastikszintillator. Ein trichterförmiger Lichtleiter verbindet den Szintillator mit einem Photovervielfacher (im folgenden als PM bezeichnet). Die Elemente haben drei unterschiedliche Größen. In der Mitte des Kleinwinkel-Hodoskops sind die kleinsten Elemente angebracht, um die Wahrscheinlichkeit für Vielfachtreffer zu reduzieren. Die Szintillatoren von Typ BICRON BC-408 (äquivalent zu NE110) haben eine Größe von $4 \times 4 \times 2.54\,cm^3$, $8 \times 8 \times 2.54\,cm^3$ und $16 \times 16 \times 2.54\,cm^3$ für die kleinen, mittleren und großen Elemente. Das Emissionsmaximum des Szintillators liegt bei einer Wellenlänge von $434\,nm$. Die Lichtausbeute beträgt etwa 60% der von Anthracen; dies entspricht ca. 1.2×10^4 Photonen pro $1\,MeV$ Energieverlust [Nuc].

Als PM wurden zwei verschiedenen Typen von der Firma Amperex (Valvo) verwendet. Für die kleinen Elemente werden XP 2982 mit einem Durchmesser von $23\,mm$ und für die mittleren und großen Elemente XP 2262 mit einem Durchmesser von $44\,mm$ verwendet. Beide PM's sind mit einem Bialkali (SbKCs) Glasfenster versehen, dessen maximale spektrale Empfindlichkeit $\lambda_{max} = 400\,nm$ und Quantenausbeute $\varepsilon = 26\%$ bei λ_{max} beträgt (im Mittel ca. 20% im Spektralbereich). Die Lichtverstärkung ist für beide PM's etwa 3×10^7 [Val87]. Zur Lichtkopplung dient ein gut reflektierendes mattes Aluminiumblech. Die mittlere Lichttransmission beträgt bei dieser Luftkopplung ca. 20% für die kleinen, 15% für die mittleren und 10% für die großen Elemente [Rau86]. Protonen von $1\,GeV$ haben ca. $4\,MeV$ Energieverlust in dem verwendeten Szintillator. Die mittlere totale Ausbeute an Photonen im spektralen Empfindlichkeitsbereich des PM's beträgt ca. 2% der gesamten Energiedeposition. Obige Lichttransporteigenschaft ergibt damit ca. 2000 Photoelektronen für ein $1\,GeV$ Proton.

Die Hochspannungen für die Photovervielfacher werden von 24 Modulen LeCroy LC 1443 mit jeweils 16 Eingängen erzeugt und mit einem Steuerprogramm geregelt. Die Verstärkung eines PM's ist durch geeignete Einstellung der Hochspannung so gewählt, daß die Signale der minimal ionisierenden Teilchen über dem Rauschniveau und die großen Energieverluste der Teilchen mit hohen Ladungen noch in dem dynamischen Bereich der PM liegen.

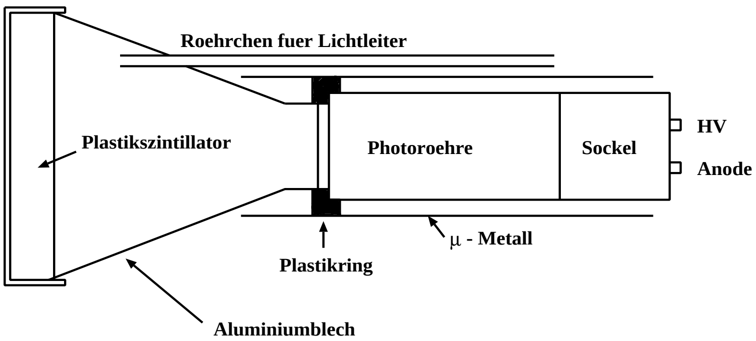

Abbildung 3.5: *Schema eines Kleinwinkel-Hodoskop Elementes*

3.3 Datenerfassung

3.3.1 Gesamter Aufbau

In der Abbildung 3.6 ist das Blockschaltbild des Datenerfassungssystems gezeigt. Die Datenaufnahme wurde mit dem an der GSI entwickelten GOOSY-VME System realisiert [Ess91a, Ess91b]. Die Daten von ADC's und TDC's werden durch Frontend-Interface-Controller (FIC, CES) Module in einem VME Überrahmen ausgelesen und über Event-Builder (EB, CES) zu einem vollständigen Ereignis zusammengefügt. Die Daten werden dann über ein paralleles VME-QBus-Interface (HVR 8217/1) durch einen μ-VAX Rechner auf Magnetbänder ($8\ mm$, Typ Exabyte) geschrieben.

Die Detektorsignale des Kleinwinkel-Hodoskops und der Flugzeitdetektoren im Spektrometer werden von zwei FASTBUS-Systemen [IEE86, IEC90] ausgelesen. Die Energieverlust- und Flugzeitinformationen der einzelnen Detektoren werden durch ladungsempfindliche Analog-zu-Digital Konverter (QDC LRS 1885, LeCroy) bzw. zeitdifferentielle Analog-zu-Digital Konverter (TDC LRS 1875, LeCroy) ausgelesen. Jedes der beiden FASTBUS Segmente wird durch ein ALEPH-Event-Builder (AEB) Modul ausgelesen und per Blocktransfer in den Speicher des Event-Builder-to-VSB-Interface (EBI) geschrieben. Dies wird dann durch ein FIC Modul in dem übergeordneten VME Überrahmen über einen VME-Seriellen-BUS (VSB) ausgelesen. Der AEB ist gleichzeitig der FASTBUS Controller und führt die Online-Null-Unterdrückung durch.

Das dritte Unterereignis wird von einem CAMAC-System [EUR83] ausgelesen. Es besteht aus vom Trigger unabhängigen Zählraten und Zeitinformationen der Flugzeitdetektoren, die von CAMAC-TDC's (LRS 4303, LeCroy) konvertiert werden.

Die Signale der drei Vieldrahtkammern werden durch Flash-ADC's, die direkt an den Vieldrahtkammern angebracht sind, digitalisiert. Sie werden von einem Transputer-System [Bal93] ausgelesen. Die im Transputer komprimierten und zu einem Unterereignis zusammengefügten Daten werden über das EBI Modul an den übergeordneten VME Überrahmen weitergeleitet.

Der auf fünf CAMAC Überrahmen basierende zweite Zweig dient der Experimentsteuerung und -überwachung wie die Steuerung der Constant-Fraction-Diskriminatoren, verstellbare Verzögerungen, Multiplexer und Hochspannungsversorgungen. Alle Parameter werden über ein E6 Modul in dem VME Überrahmen ferngesteuert. Ein lokaler Kontroller (CBV) in jedem CAMAC Überrahmen kommuniziert über VSB-Verbindung mit dem E6 Modul. Die Einstellung der Magnetfelder und die Steuerung des Targets erfolgen über ein zusätzliches E6 Modul.

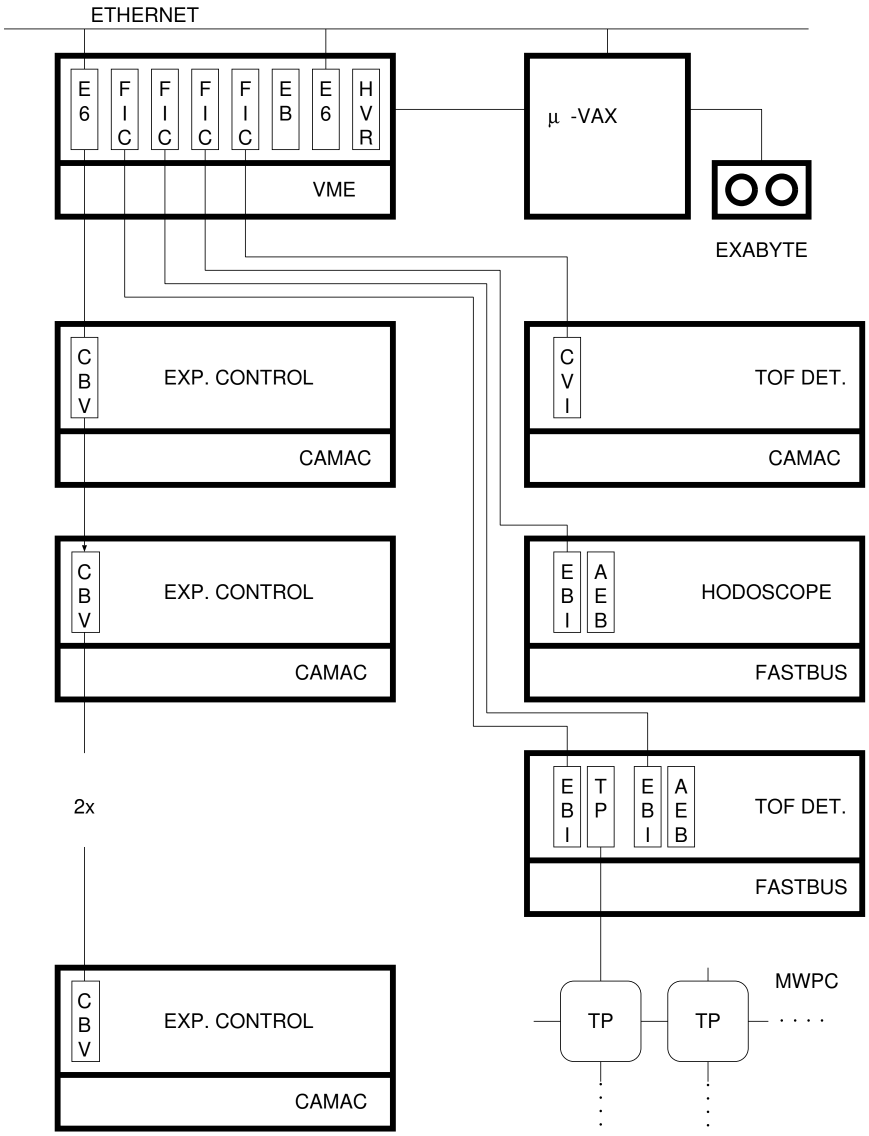

Abbildung 3.6: *Blockschaltbild des Datenaufnahmesystems und der Experimentsteuerung. Die Experimentsteuerung ist auf der linken Seite gezeigt. Die fünf CAMAC–Überrahmen sind über VSB mit einem VME E6–Prozessor verbunden. Das Datenaufnahmesystem (rechte Seite), bestehend aus CAMAC, FASTBUS und Transputer, wird über VSB mit FIC's ausgelesen. Die Daten werden durch den Event Builder zusammengefaßt und über μ-VAX Rechner auf Band aufgezeichnet.*

3.3.2 Kleinwinkel-Hodoskop

In der Abbildung 3.7 ist das Blockschaltbild des Datenerfassungssystems für das Kleinwinkel-Hodoskop gezeigt. Die Signale der PM des Kleinwinkel-Hodoskops werden über $95\,m$ lange BNC-Kabel in Splitboxen geführt, von denen die Signale jeweils auf drei Ausgänge (45%:45%:10%) zur Energie- und Zeitmessung und zu Kontrollzwecken aufgeteilt werden. Die Energiesignale werden über LEMO-Kabel den ladungsempfindlichen Analog-Digital-Konvertern (ADC) zugeführt. Die Zeitsignale werden ebenfalls über LEMO-Kabel an die „Einschwellen-Diskriminatoren“, (LED, Leading Edge Discriminator) angeschlossen, deren Ausgänge über 16fache ECL-Kabel zu den Zeit-Digital-Konvertern (TDC) geführt werden.

Als LED werden 24 CAMAC-Module von LeCroy 4415A mit jeweils 16 Eingangskanälen verwendet.

Als ADC werden vier FASTBUS-Module von LeCroy 1885F mit jeweils 96 Kanälen verwendet. Die Auflösung beträgt 12 BIT und ein „Range Bit“, welches den dynamischen Bereich um einen Faktor acht erweitert. So erhält man eine Auflösung von 0.05 pC/ch (Low Range) bzw. 0.4 pC/ch (High Range). Das GATE-Signal ist $250\,ns$ lang und wird dem Front-Panel-Eingang zugeführt.

Die „Pedestals“, werden vor den Experimenten mit dem Pulser gemessen und vom AEB (siehe unten) nach dem Auslesen der Fastbus-Subereignisse abgezogen. Die Pedestals sind solche Werte, die von ADC’s bei offenem GATE ohne Eingangssignale digitalisiert werden. Sie setzen sich aus dem Rauschen der Signalkabel, der Detektoren und der ADC-Eingangsstufen zusammen und ihre Amplitude hängt linear von der GATE-Breite ab. Nur Werte, die größer sind als die Pedestals der entsprechenden Kanäle, werden vom AEB weitergereicht, andernfalls als Null-Signal verworfen (Null-Unterdrückung).

Als TDC werden sechs FASTBUS-Module von LeCroy 1875 mit jeweils 64 Eingängen verwendet. Die TDC’s sind im „Low Range“, auf den $200\,ns$ Meßbereich mit einer Auflösung von 50 ps/ch eingestellt. Die TDC’s arbeiten im „Common Stop Mode“, so daß zur Aktivierung der TDC’s die ARM-Signale benötigt werden, die zumindest $50\,ns$ vor den Startsignalen den TDC’s zugeführt werden müssen.

Durch ein Triggersignal, das entweder vom Experiment oder vom Laser (zur Überwachung) generiert wird, werden die GATE-signale für die ADC’s und ARM- und STOP-signale für die TDC’s durch NIM-Elektronik erzeugt.

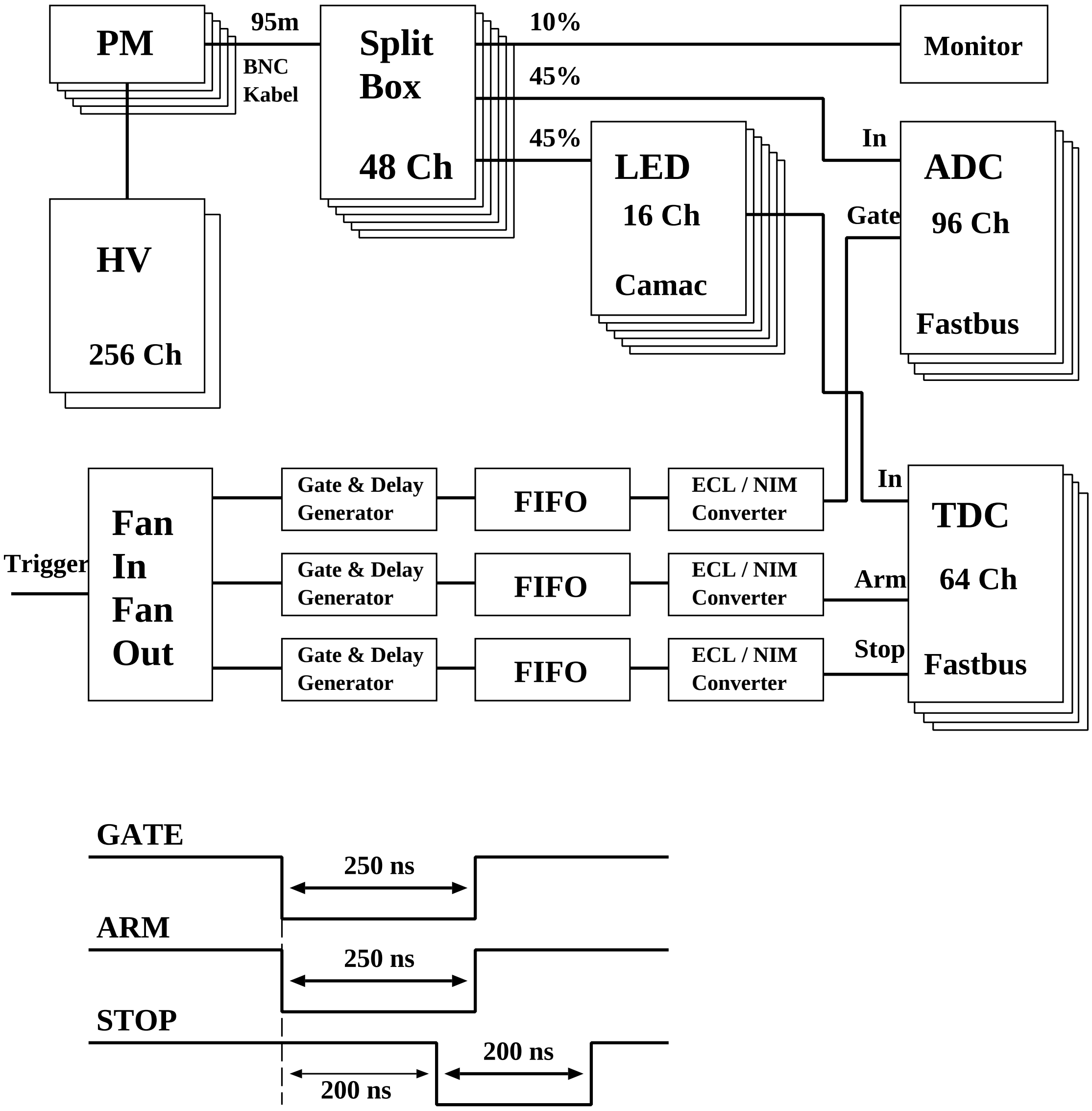

Abbildung 3.7: *Blockschaltbild der Experimentelektronik des Kleinwinkel-Hodoskops*

3.4 Das Experiment Au + Au bei $1AGeV$

Das Experiment wurde im September 1993 am Schwerionen Synchrotron (SIS) der GSI durchgeführt. ^{197}Au mit $1AGeV$ Strahlenergie wurde auf ein stationäres ^{197}Au-Target mit einer Dicke von 1.0 mm geschossen, was einer geometrischen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 3.15% entspricht ($\rho_{Target} = 19.32 g/cm^3$). Die Strahlintensität war etwa $4.5 \cdot 10^6/s$. Die Strahlextraktion war 7 s lang bei einem Beschleunigerzyklus von 12 s.

Das Kaonspektromter stand bei vier verschiedenen Positionen: $34.4°$, $44.5°$, $54.4°$ und $84.5°$ seitlich von der Strahlachse, um einen möglichst großen Teil des Phasenraums abzudecken (Abbildung 3.8). fünf verschiedene Magnetfelder wurden für verschiedene Impulsbereiche zwischen $160 MeV/c \sim 1520 MeV/c$ gewählt (Tabelle 3.2).

Zur Datenaufnahme wurden vier verschiedene Trigger eingesetzt: der *DF* Trigger entspricht dem sog. *Spektrometer* Trigger und war eine Koinzidenz von TOF Start- und Stoppdetektor. Der *TOF* Trigger basiert auf dem DF Trigger, wobei aber die Länge des Startsignals in Abhängigkeit des Magnetfeldes variiert wurde, um die langsamen Protonen abzuschneiden. Bei höheren Dipolfeldern wurde zusätzlich der Cherenkov-Detektor eingeschaltet, um die schnellen Protonen zu unterdrücken (*Cherenkov Trigger*). Um den Wirkungsquerschnitt der Reaktion zu messen, wurde der *Minimum Bias* Trigger eingesetzt, welcher durch mindestens zwei Treffer am Großwinkel-Hodoskop definiert ist.

Bei einer Datenmenge von ca. 2.5 kbyte/Ereignis und einer Totzeit der Datenaufnahme von $3 ms$ ergab sich eine Datenrate von ca. 280 Ereignisse/Spill (Totzeitfaktor ca. 50%).

Dipol Feld [T]	Impuls Bereich [MeV/c]
+0.35	160 – 280
+0.6	270 – 480
+0.9	410 – 720
+1.4	640 – 1120
+1.9	870 – 1520

Tabelle 3.2: *Die Impulsbereiche des Spektrometers für die fünf verschiedenen Magnetfeldeinstellungen des Dipols. Die Magnetfelder sind so gewählt, daß die damit bedeckten Impulsbereiche überlappend werden.*

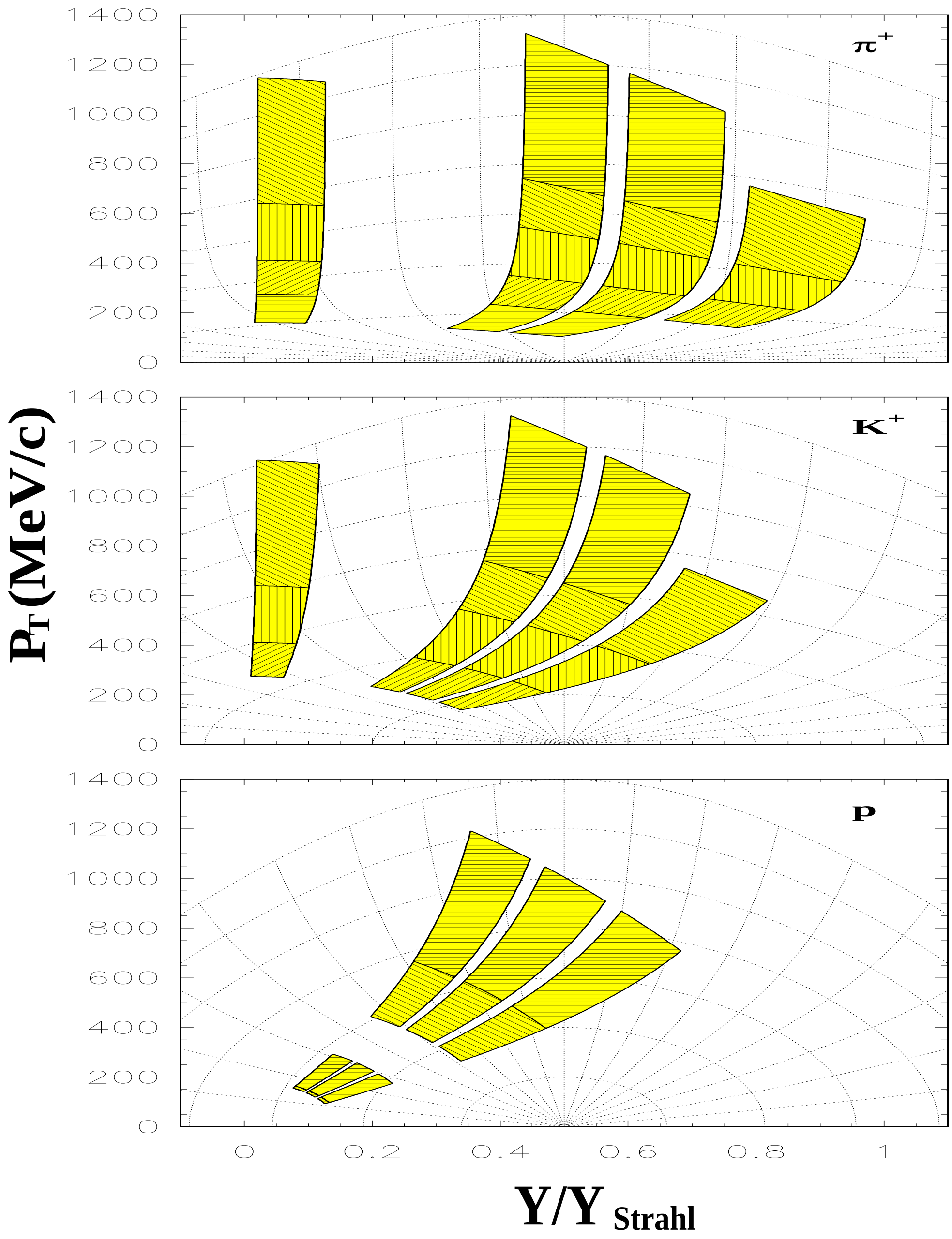

Abbildung 3.8: *Die Akzeptanz des Spektrometers für Pionen, Kaonen und Protonen in der Ebene der normierten Rapidität* y/y_{Strahl} *und des Transversalimpulses* p_T*. Die schraffierten Gebiete zeigen die Akzeptanz für einen Winkelbereich von* $\Theta_{Lab} = 34°, 44°, 54°$ *und* $84°$ *(jeweils* $\pm 4°$*) und für die vier Magneteinstellungen von* $B = 0.35, 0.6, 0.9$ *und* $1.4\,T$*. Für die Protonen wurden keine Messungen bei* $\Theta_{Lab} = 84°$ *und* $B = 0.6\,T$ *durchgeführt. Das Kurvennetz verbindet Punkte mit gleichem Impuls im Schwerpunksystem in Schritten von* $200\,MeV/c$ *und Punkte mit gleichem Emissionswinkel im Schwerpunksystem in Schritten von* $10°$*.*

4 Datenanalyse

4.1 Spektrometerdaten

Das Ziel der Analyse ist es, die Reaktionsprodukte eines Kern-Kern-Stoßes im Spektrometer zu identifizieren und ihren Impulse p zu bestimmen. Das Verfahren zur Identifizierung der Kaonen und anderer Teilchen ist in [Man97, Wag96] ausführlich beschrieben.

Im Magnetfeld des Dipols bewegen sich die Teilchen mit gleichem $p/Z \cdot e$ -Verhältnis auf der gleichen Flugbahn, da die Trajektorie der geladenen Teilchen durch ihre magnetische Steifigkeit $\vec{R} = \rho \cdot \vec{B} = \vec{p}/Z \cdot e$ bestimmt ist. Zur Bestimmung der Trajektorie werden die Ortsinformation der Flugzeitdetektoren D und F sowie die Ortskoordinaten der drei Vieldrahtkammern verwendet.

Um die Masse des Teilchens zu bestimmen, muß die Geschwindigkeit der Teilchen bekannt sein. Die Ruhemasse eines relativistischen Teilchens berechnet sich wie folgt:

$$m = \frac{p}{c\beta\gamma} \tag{4.1}$$

Die Geschwindigkeit β ergibt sich aus der gemessenen Flugzeit t und der Länge l der Trajektorie:

$$\beta = \frac{l}{t \cdot c}. \tag{4.2}$$

Die Länge der Trajektorie für eine bestimmte DF-Kombination wurde durch eine GEANT-Simulation ermittelt. Die Teilchen mit unterschiedlichen Massen aber gleichem m/Z Verhältnis lassen sich aufgrund ihres unterschiedlichen Energieverlustes im F-Detektor unterscheiden.

Ein gemessenes Massenspektrum ist in der Abbildung 4.1 dargestellt. Die Genauigkeit der Massenbestimmung hängt von der Impulsauflösung und der Zeitauflösung ab:

$$\left(\frac{\delta m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 + \gamma^4\left(\frac{\delta t}{t}\right)^2 + \gamma^4\left(\frac{\delta l}{l}\right)^2 \tag{4.3}$$

Für schnelle Teilchen wie Pionen ist die Zeitauflösung der wichtigste Faktor, während für die langsame Teilchen wie Protonen die Impulsauflösung, bedingt durch die Kleinwinkelvielfachstreuung, die signifikante Rolle spielt.

Durch die 16-fache Segmentierung des D-Detektors ist es möglich, den Polarwinkel Θ_{Lab} des emittierten Teilchens mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0.3^\circ$ zu bestimmen. Aufgrund der ungenügenden vertikalen Ortsauflösung eines D-Detektorstreifens konnte der Azimut ϕ des Teilchens nicht bestimmt werden. Es wird ein per Definition mittlerer Azimut des Teilchens von $\phi = 0^\circ$ angenommen. Der tatsächliche Azimut schwankt um diesen Wert, je nach Impuls um $\Delta\phi = \pm 4.6^\circ \sim \pm 9.2^\circ$.

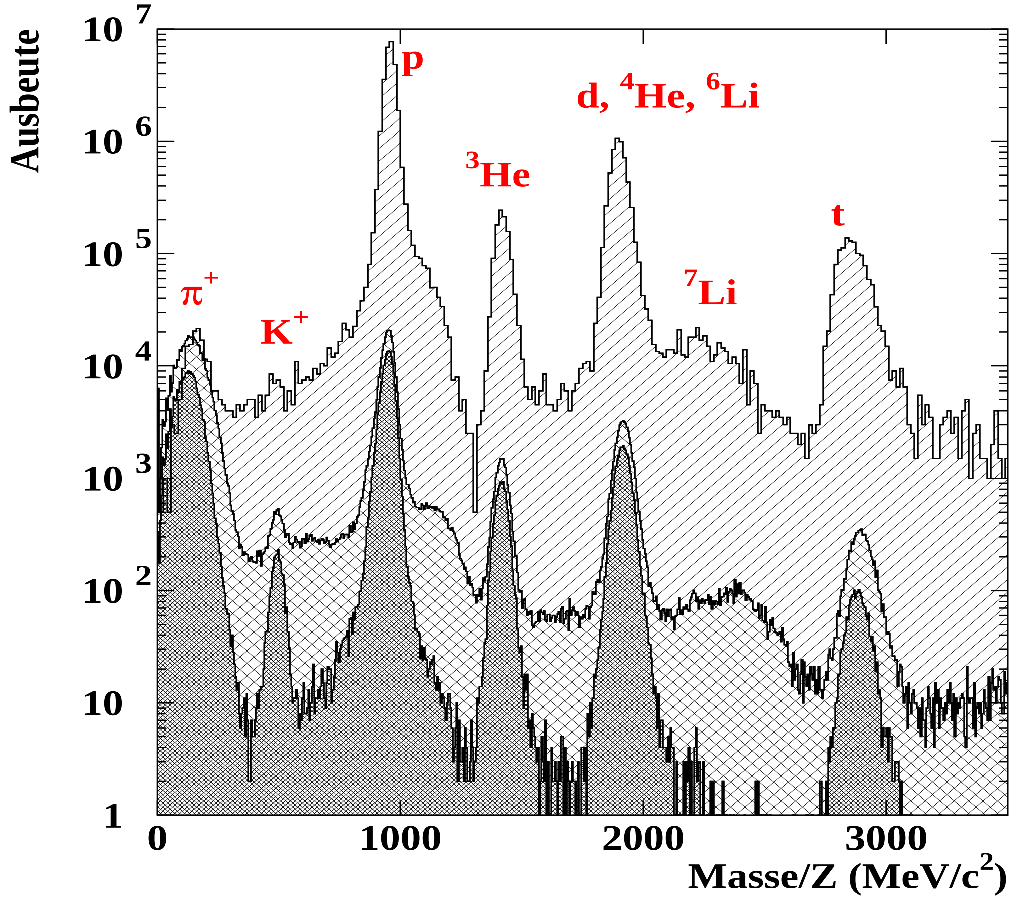

Abbildung 4.1: *Massenspektrum für einen Datensatz mit dem DF-Trigger (oben), dem kombinierten Flugzeit- und Cherenkov-Trigger (Mitte) und mit allen Analyse-Schnitten zur Kaonenidentifizierung (unten) bei einem Magnetfeld von 1.4 T und einem Spektrometerwinkel von* $\Theta = 44.5^\circ$*. Der Trigger reduziert die Protonen um ca. einen Faktor von 1000. Die Schnitte reduzieren den Untergrund zusätzlich um ca. einen Faktor 1000 [Man97].*

4.2 Kleinwinkel-Hodoskop

Das Ziel der Analyse ist die im Kleinwinkel-Hodoskop registrierten Teilchen zu identifizieren, um damit die Ereignisklassifikation nach Stoßgeometrie zu ermöglichen.

4.2.1 Eichung der Hodoskopelemente

Die Kalibration der Kleinwinkel-Hodoskopdaten wurde ausführlich in [Shi92] behandelt. Hier werden deshalb nur die Grundzüge erörtert. Das dort vorgestellte Laserkalibrationssystem wurde in diesem Experiment hauptsächlich zur Vorbereitung und Überwachung des Kleinwinkel-Hodoskops eingesetzt. Die Kalibration wurde direkt aus den Experimentdaten abgeleitet.

4.2.1.1 Zeiteichung

Die Zeitkalibration geschieht in drei Schritten: Erstens werden die Zeitnullpunkte (Timeoffset) jedes TDC-Kanals bestimmt. Zweitens werden die Zeitsignale in Bezug auf den *Timewalk* korrigiert. Drittens werden die gemessenen Flugzeiten gegenüber der Startzeit, gegeben durch die mittlere Zeit der im Großwinkel-Hodoskop registrierten Teilchen, geeicht.

- Bestimmung der Zeitnullpunkte

  Im Gegensatz zu [Shi92] wurden die Zeitnullpunkte nicht mit Hilfe eines Laserkalibrationssystems bestimmt, sondern mit den Experimentdaten selbst. Dazu wurden nur die Signale mit großen Energieverlusten akzeptiert, da solche Signale nur von schweren Projektilfragmenten mit nahezu Projektilgeschwindigkeit stammen.

- Timewalk Korrektur

  Die für die Flugzeitmessung verwendete Einschwellen-Diskriminatoren (LED) zeichnen sich durch eine gute Zeitauflösung aus, haben aber den Nachteil, daß die Zeitmessung von den Signalamplituden abhängt [Bel66]. Die Anstiegszeit eines PM-Signals ist nahezu unabhängig von der Amplitudengröße. Zwei koinzidente Signale mit unterschiedlichen Amplituden würden die Schwelle eines Diskriminators bei unterschiedlichen Zeitpunkten überschreiten. Dieser Zeitunterschied wird der *Timewalk* eines Diskriminators genannt. Der Timewalk wird kleiner, wenn die Amplitude groß ist oder wenn die Schwelle des Diskriminators kleiner wird. Er ist auch eine *nicht lineare* Funktion von der *Form* der Amplitude. Die Ausgangssignale der Hodoskopelemente werden über $95\,m$ lange BNC-Kabel geführt, wodurch die kurze Anstiegszeit ($\sim 3\,ns$) der Detektoren vergrößert wird. Der kurze Laserpuls (FWHM = $1.5\,ns$) hat nach $95\,m$ Kabel ca. $15\,ns$

Anstiegszeit. Die Verbreiterung des Signals führt auch zur Vergrößerung des Timewalks.

Der Timewalk jedes TDC-Kanals wurde auch mittels Experimentdaten direkt bestimmt. In einem zweidimensionalen Spektrum wurden die rohen Energie- und Zeitsignale akkumuliert und ein Häufungsbereich gewählt, welcher hauptsächlich von $Z = 1$ Teilchen stammt. Dieser Bereich wurde dann mit der Funktion

$$\triangle t = C_1 \frac{1}{\sqrt{Q}} + C_2 Q + C_3. \tag{4.4}$$

angepasst.

Nachdem die drei Parameter der Anpassungsfunktion gefunden sind, wurden von den Zeitsignalen die Zeitverschiebungen $\triangle t$ abgezogen. In der Tabelle 4.1 sind die erzielten Zeitauflösungen (FWHM) zu finden, die gegenüber der Werten in [Shi92] leicht verschlechtert sind wegen der Anwendung der Experimentdaten anstatt Lasersignalen, und wegen der verlängerten Signalkabel, was aber für den Zweck der Analyse unbedeutend ist.

- Zeiteichung

  Die Projektilspektatoren kommen im wesentlichen mit der Strahlgeschwindigkeit in den einzelnen Hodoskopelementen an. Bei der bekannten Geschwindigkeit v_{Strahl} und der Entfernung zwischen dem Target und Kleinwinkel-Hodoskop können die Zeitdifferenzen zwischen der Startzeit im Großwinkel-Hodoskop und den einzelnen Stoppzeiten im Kleinwinkel-Hodoskop geeicht werden.

  Die Projektile haben bei der Strahlenergie von $1\ AGeV$ die Geschwindigkeit von $\beta = 0.876$. Im Mittel durchlaufen die Projektile etwa die halbe Targetdicke, bevor es zur Kollision kommt. Auf diesem Weg erfahren sie einen Energieverlust von ca. $37\ MeV/u$, so daß sie die effektive Geschwindigkeit von $\beta_{eff} = 0.871$ haben. Es entspricht bei Berücksichtigung der Flugstrecke von $6.85\ m$ ca. $26\ ns$.

PM	Szintillatorgröße [cm^2]	Zeitauflösung [ps]
XP 2982	4×4	405 ± 36
XP 2262	8×8	510 ± 39
XP 2262	16×16	655 ± 42

Tabelle 4.1: *Zeitauflösungen der Detektoren des Kleinwinkel-Hodoskops*

4.2.1.2 Energieeichung und Bestimmung der Ladung

Das Kleinwinkel-Hodoskop mißt den Energieverlust dE/dx des Teilchens im Szintillatormaterial. Die Identifikation des Teilchens erfolgt durch Bestimmung der Ladung, die durch die korrelierte Messung von Energieverlust und Flugzeit bestimmt wird.

Nach der Bethe-Bloch Formel gilt

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}(ln(\frac{2m_e c^2\eta^2 W_M}{I^2}) - 2\beta^2). \tag{4.5}$$

N_A	Avogadrosche Zahl	I	mittlere Ionisierungsenergie
r_e	klassischer Elektronenradius	m_e	Elektronenmasse
Z	Ordnungszahl des Absorbers	A	Massenzahl des Absorbers
ρ	Dichte des Absorbers	z	Ladungszahl des Teilchens
η	$\beta\cdot\gamma$	W_M	maximaler Energietransfer

Wesentliche Punkte in dieser Beziehung sind die Z^2/β^2 Abhängigkeit der Energieverluste und daß die Energieverluste nicht von der Masse des Teilchens abhängen. Bei Betrachtung der Energieverlustspektren verschiedener Elemente zeigt sich, daß die Lagen der Maxima nicht einheitlich sind wegen der unterschiedlichen nichtlinearen Kennlinien der PM's und Verstärkung der ADC Kanäle. Die Abstände der Maxima in einem Spektrum sind auch nicht proportional zu Z^2 wegen der Sättigungen in dem PM und Szintillator. Diese verschiedenen Effekte ergeben zusammen in den Energieverlustspektren unterschiedliche Lagen der Maxima. Zur Korrektur dieser Effekte wurden die Lagen der ersten zehn Maxima für jedes Hodoskopelement ermittelt. Für die höheren Z's wurden gleiche Abstände angenommen. Die so ermittelten Z-Positionen für jedes Element wurden dann gegen die Ladung $Z = 1, ... 10, ...$ dargestellt. Die Kennlinien aller Elementen konnten dann mit

$$dE/dx = \frac{a_0}{Z} + a_1 Z + a_2 \tag{4.6}$$

parametrisiert werden.

Die Abbildung 4.2 zeigt die Energieverluste der Teilchen gegen deren Fluggeschwindigkeiten β, wobei die Energie- und Zeitsignale auf die Nichtlinearität bzw. den Timewalk korrigiert und geeicht wurden. Die Projektion des Spektrums auf die kalibrierte Energieachse ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Man sieht, daß die Ladungen der im Kleinwinkel-Hodoskop registrierten Teilchen bis zu etwa $Z = 8$ gut bestimmt werden können.

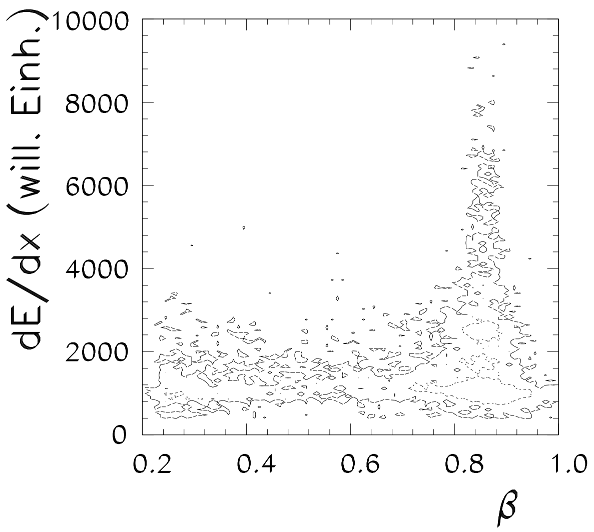

Abbildung 4.2: *Die Abbildung zeigt den Energieverlust im Szintillator der nachgewiesenen Teilchen aufgetragen gegen ihre Geschwindigkeit. Die verschiedenen Häufungspunkte entsprechen unterschiedlichen Fragmentladungen.*

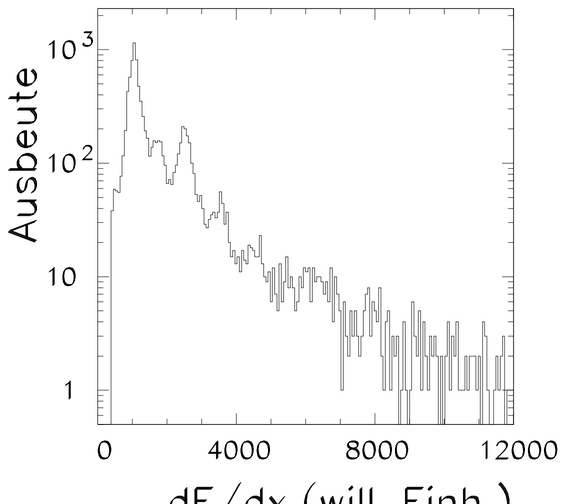

Abbildung 4.3: *Die Abbildung zeigt die Projektion des obigen Spektrums auf die Energieachse.*

4.2.2 Die Zentralität des Stoßes und die Anzahl der Partizipanten

In Schwerionenreaktionen werden nahezu alle Observable, wie z. B. Teilchenmultiplizität und -verhältnisse, Transversalimpulsverteilung, Ladungsverteilung von Projektilfragmenten oder Produktion der Mesonen stark von der Stoßgeometrie beeinflußt [Gut83, Sto86, Har87]. Insbesondere hängen die Flußerscheinungen entscheidend davon ab, wie es in Kap. 2 erläutert wurde. Die Stoßgeometrie kann durch den Vektor des Stoßparameters $\vec{b} = (b, \phi_R)$ chrakterisiert werden. Der Stoßparameter b ist definiert als der Abstand zwischen den geraden Trajektorien der Zentren von Projektil- und Targetkern vor der Reaktion. Damit eng verbunden ist die Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (Partizipanten). Je zentraler der Stoß, desto größer wird die Anzahl der Partizipanten. Die Stoßgeometrie wird nicht vollständig durch den Stoßparameter chraktierisiert, sondern noch zusätzlich durch die Reaktionsebene, die durch den Stoßparameter und die Strahlachse aufgespannt wird (siehe Kap. 2). Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsebene wird im nächsten Abschnitt ausführlich dargestellt.

Anders als in Modellrechnungen, in denen die Stoßgeometrie von vornherein festgelegt ist, ist es im Experiment nicht möglich, den Stoßparameter vorzugeben oder direkt zu messen. Daher werden verschiedene Methode zur indirekten Bestimmung des Stoßparameters vorgestellt. Es sind u. a. die Teilchenmultiplizität eines Ereignisses [Sto80, Dos86, Cav90], die Ladungssumme der Projektilspektatoren [Har87] oder die größte Fragmentladung [Aic88]. Solche Methoden sind aber mit Fluktuationen und Fehlern behaftet. Dies macht es oft sehr schwer, die experimentell bestimmte Zentralitätabhängigkeit mit den Modellrechnungen quantitativ zu vergleichen. In dieser Arbeit wird zur Bestimmung des Stoßparameters die Methode der Teilchenmultiplizität und Ladungssumme der Projektilspektatoren verwendet und mit einer FREESCO-Simulation [Fai86] verglichen.

Die Teilchenmultiplizität, d. h. die Anzahl der in einem Ereignis emittierten und von Detektoren registrierten Teilchen, ist ein gutes Maß für die Zentralität einer Schwerionenreaktion. Je zentraler eine Kollision, desto mehr Teilchen sind an der Kollision beteiligt. Zur Messung dieser Größe ist ein Detektor mit möglichst großer Raumwinkelakzeptanz nötig. Dazu wird der Großwinkel-Hodokop nahe dem Target verwendet, der einen Winkelbereich von $\Theta_{Lab} = 12^\circ \sim 48^\circ$ und damit einen Großteil der Schwerpunktrapidität abdeckt. Die Abbildung 4.4 (links) zeigt eine gemessene Verteilung der Teilchenmultiplizität für den Spektrometer-Trigger (DF). Die Ereignisse werden durch geeignete Gruppierung in mehrere Zentralitätsbereiche unterteilt. Die Unterteilung wird üblicherweise so gemacht, daß der Zentralstoßbereich bei der rechten Hälfte nach dem Maximum in der Multiplizitätverteilung beginnt und der linke Teil der Verteilung in vier gleiche Abstände geteilt wird [Dos86]. Die mit dem FREESCO-Code simulierte Verteilung ist in der Abbildung 4.4 (rechts) dargestellt.

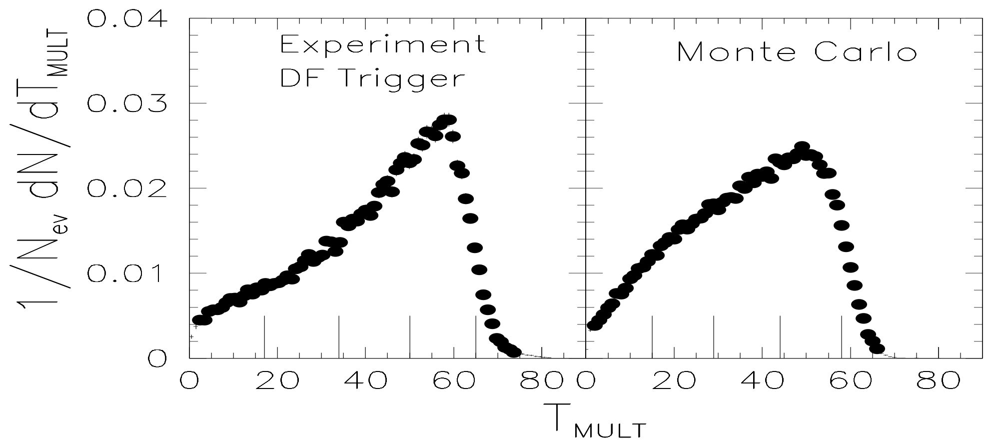

Abbildung 4.4: *Die mit dem Spektrometer-Trigger gemessene Multiplizitätverteilung der pro Ereignis im Großwinkel-Hodoskop registrierten Teilchen (links) und die mit dem FREESCO-Code simulierte Verteilung (rechts). Die 5 Stoßparameterbereiche sind durch Linien auf der x-Achse markiert.*

Die simulierte Teilchenmultiplizität ist kleiner als die der gemessenen Verteilung. Dies kann auf die zusätzliche Treffer in Detektormodulen zurückzuführen, die durch die Photonen von dem Zerfall der neutralen Pionen oder durch sekundäre Reaktionsprodukte entstehen. Die entsprechenden Stoßparameterbereiche sind in der Tabelle 4.2 zu finden. In der Abbildung 4.5 sind die Korrelation zwischen dem Stoßparameter b, der Anzahl der partizipierenden Protonen Z_{FB} und der Teilchenmultiplizität im Großwinkel-Hodoskop nach der FREESCO-Simulation gezeigt.

	MUL 1	MUL 2	MUL 3	MUL 4	MUL 5
Experiment	< 17	17 - 33	34 - 49	50 - 65	> 65
FREESCO	< 15	15 - 28	29 - 41	42 - 55	> 55
$< b > (fm)$	11.0	9.0	6.7	3.9	1.7

Tabelle 4.2: *Teilchenmultiplizitätsbereiche zur Selektion des Stoßparameters sind gezeigt für die experimentelle Daten und FREESCO Simulation. Mittels FREESCO bestimmte mittlere Stoßparameter für jeden Teilchenmultiplizitätsintervall sind ebenfalls gezeigt. Die Fehlers auf* $< b >$ *sind kleiner als* $\pm 0.4\,fm$.

In einer Schwerionenreaktion ist die Anzahl der Partizipanten direkt mit dem Stoßparameter verknüpft. Es ist auch eine experimentell zugängliche Größe, die den direkt nicht meßbaren Stoßparameter ersetzt. Der Begriff der *partizipierenden Nukleonen* stammt von der Partizipant - Spektator - Modell [Gos77], in der die im geometrischen Überlappbereich des Projektils und Targets befindliche Nukleonen als Partizipanten und die anderen als Spektatoren bezeichnet werden. Diese Größe ist aber sowohl experimentell als auch theoretisch nicht einfach zu bestimmen [Bas94]. Denn die Definition, welche Nukleonen wirklich einer Schwerionenreaktion *partizipieren*, ist nicht eindeutig. In Modellrechnungen werden die Partizipanten als solche Nukleonen definiert, die zumindest einen Stoß mit einem relativen Impuls größer als Fermi-Impuls erfahren hat. Bei solcher Definition werden hochenergetische Nukleonen in peripheren Stößen, die von dem hoch verdichteten Reaktionsvolumen in den Spektatorbereich abgelenkt und dort weitere Streuung erfahren werden, als Partizipanten gezählt. Eine andere Definition ist solche Nukleonen als Partizipanten zu betrachten, die z. B. eine lokale Dichte von etwa $2 \cdot \rho_0$ erfahren. In diesem Fall werden die Anzahl der Partizipanten im zentralen Stoßbereich gegenüber der geometrischen Modell reduziert.

Das in dieser Arbeit angewandte Verfahren, den Stoßparameter aus der Teilchenmultiplizität und der Ladungssumme der Projektilspektatoren zu bestimmen, ist als eine experimentelle Definition zu betrachten.

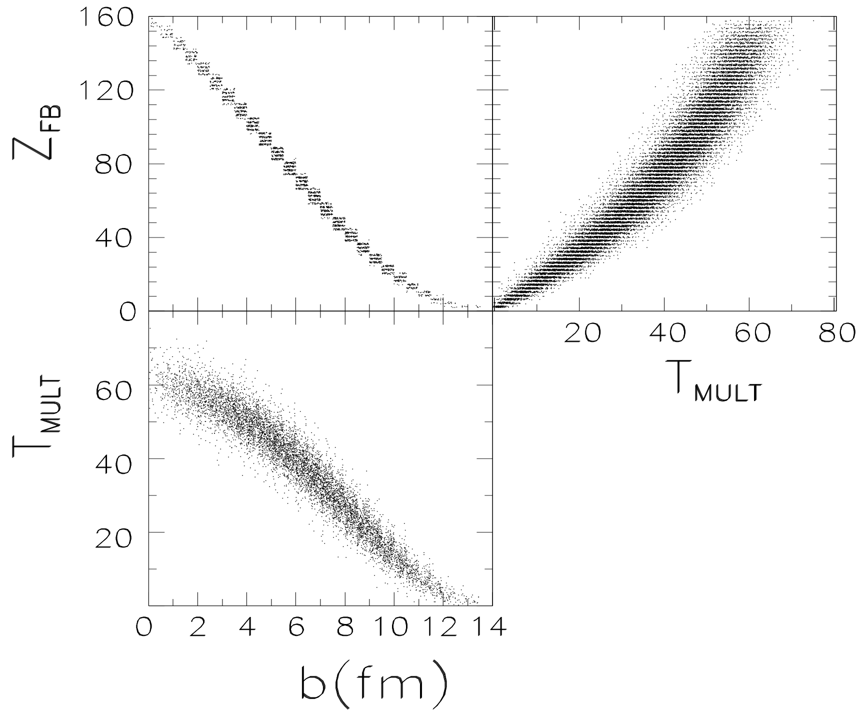

Abbildung 4.5: *Die Korrelation zwischen dem Stoßparameter b, der Anzahl der partizipierenden Protonen Z_{FB} und der Teilchenmultiplizität im Großwinkel-Hodoskop nach der FREESCO-Simulation.*

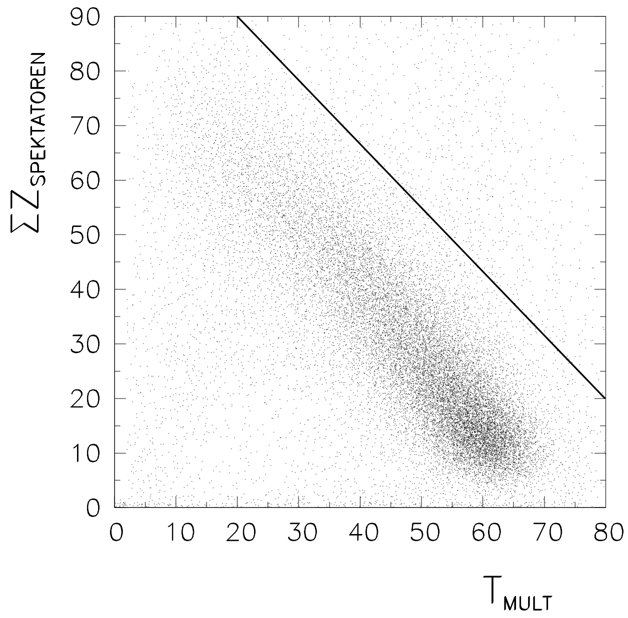

Abbildung 4.6: *Die Ladungssumme der im Kleinwinkel-Hodoskop nachgewiesenen Fragmenten ist in Abhängigkeit der Teilchenmultiplizität im Großwinkel-Hodoskop dargestellt. Die Ereignisse oberhalb der durchgezogene Linie wurden zur weiteren Analyse der Daten nicht herangezogen, da diese von mehr als eine Reaktion beinhalten.*

Die gemessene Verteilung der Teilchenmultiplizität kann aber nicht direkt zur Bestimmung der Anzahl der Partizipanten verwendet werden. Das liegt vor allem an der begrenzten Akzeptanz und der fehlenden Teilchenidentifikation des Großwinkel-Hodoskops. Stattdessen wird die Messung der Ladungssumme der Projektilspektatoren herangezogen. Dies kann mit dem Kleinwinkel-Hodoskop gemessen werden, da das im Strahl stehende Kleinwinkel-Hodoskop den Großteil der Projektilspektatoren nachweisen kann (siehe Abbildung 3.4). Gelingt es, alle Ladungen der Projektilspektatoren zu messen, so läßt sich direkt auf die Größe des Projektilrestes und damit auf die Zentralität der Reaktion schließen. Demzufolge sollte die gemessene Teilchenmultiplizität im Großwinkel-Hodoskop mit der Ladungssumme korreliert sein. Die Abbildung 4.6 zeigt die Summe der gemessenen Ladungen Z im Kleinwinkel-Hodoskop als Funktion der Teilchenmultiplizität im Großwinkel-Hodoskop. Um die Spektatoren von langsamen Partizipanten zu separieren, wurden nur die Teilchen mit $\beta > 0.7$ erlaubt. Schnellere Partizipanten lassen sich nicht von Spektatoren trennen, da die beide gleichen Phasenraumbereich bevölkern. Die Ereignisse oberhalb der durchgezogene Linie in der Abbildung wurden zur weiteren Analyse der Daten nicht herangezogen, da diese von solchen Ereignissen stammen, die durch hintereinander folgende Ereignisse bei offenem Triggerzustand registriert sind. Diese sind in peripheren Stöße häufig und täuschen einen zentralen Stoß vor. Man sieht eine deutliche Anti-Korrelation beider Größen. Je höher die Teilchenmultiplizität im Großwinkel-Hodoskop, desto geringer ist die Ladungssumme der Projektilspektatoren und umgekehrt. Für die ganz peripheren Stöße ist diese Anti-Korrelation nicht mehr feststellbar.

Dies ist auf die folgende Ursache zurückzuführen [Bri93a]:

- Die Fragmentladungen mit $Z > 8$ sind nicht mehr eindeutig identifizierbar, wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde. Dadurch werden die Meßfehler groß für die pheriphere Stöße, in denen viele schwere Fragemente produziert werden.
- Die Energieverluste der schweren Fragementen im Kohlenstoff-Strahlrohr sind groß und dadurch werden sie langsamer (siehe Gl.4.5). Dies hat zur Folge, daß solche Teilchen in den Szintillatoren größeren Energieverlust vortäuschen und zu einer Fehlbestimmung der Ladung führen.
- Bei kleinen Emissionswinkeln wird der im Strahlrohr zurückgelegte Weg der schweren Fragmente so lang, daß sie ihre gesamte kinetische Energie verlieren und steckenbeiben.
- Die mittleren Transversalimpulse der schweren Fragmente sind so klein, daß ein nennenswerter Anteil mit einem Polarwinkel kleiner als $\Theta_{Lab} \approx 0.5^\circ$ emittiert wird. In diesem Fall verbleibt das Fragment innerhalb des Strahlrohrs und kann im Kleinwinkel-Hodoskop nicht nachgewiesen werden.

Das Verfahren zur experimentellen Bestimmung der Anzahl der Partizipanten ist in [Bri93a] ausführlich dargestellt. Dies kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:

$$Z_{Spektatoren} = \sum_{i=1}^{N} Z^i_{Spektatorkandidaten} - \sum Z_P + \sum Z_S. \tag{4.7}$$

$Z_{Spektatorkandidaten}$ ist die Ladungssumme aller im Kleinwinkel-Hodoskop registrierten Teilchen mit $\beta > 0.7$. Z_P ist der Anteil der Partizipanten, die durch einen Flugzeitschnitt von den Spektatoren nicht getrennt werden können. Z_P wurde mittels FREESCO-Simulation ermittelt.

Z_S ist die abgeschätzte Ladungssumme der Spektatoren, die außerhalb der Akzeptanz des Kleinwinkel-Hodoskops liegen. Wenn man ein homogenes Proton/Neutron-Verhältnis annimmt, erhällt man schließlich für die Gesamtzahl partizipierender Nukleonen N_{Part}:

$$N_{Part} = 2 \cdot A(1 - \frac{Z_{Spektatoren}}{Z}), \tag{4.8}$$

wobei A die Massenzahl des Projektil- bzw. Targetkerns ist.

Bei diesem Verfahren ist ein wichtiger Faktor nicht berücksichtigt worden. Wie oben kurz beschrieben, fallen viele schwere Fragmente mit kleinen mittleren Transversalimpulsen in dem Polarwinkelbereich von $\Theta_{Lab} < 0.5^\circ$ und werden von dem Kleinwinkel-Hodoskop nicht erfaßt. Dies kann abgeschätzt werden, indem man die

Ortsverteilung der im Kleinwinkel-Hodoskop registrierten Projektilfragmente auf die x-Koordinate projiziert.

Die Ortsverteilungen sind nahezu gaußförmig. Die Maxima sind aber wegen der Ablenkung der Spektatoren am verdichteten Reaktionsvolumen (*Bounce Off*) von der Strahlachse und damit von dem Mittelpunkt des Kleinwinkel-Hodoskops verschoben. Daher werden die innerhalb des Strahlrohrs emittierten Fragmente an der Seite der Verteilung, die der Richtung des *Bounce Offs* entgegen gerichtet ist, eine Absenkung verursachen. Dies wird aber bei Mittlung über viele Ereignisse verschwinden und eine relativ kleinere Absenkung an der Stelle der Strahlachse hinterlassen. Dies ist in der Abbildung 4.7 durch gestrichtelte Linie dargestellt.

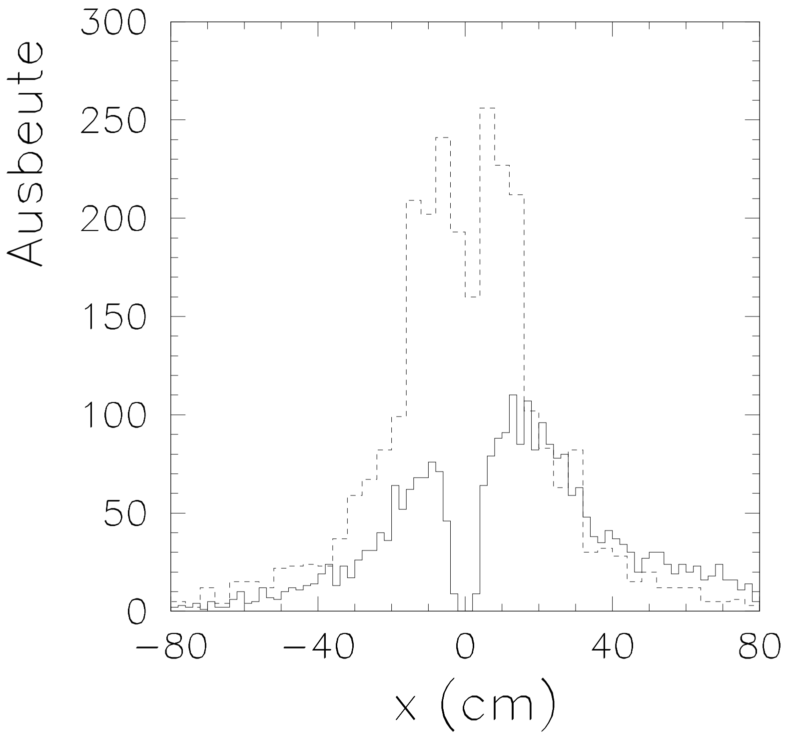

Abbildung 4.7: *Auf die x-Achse des Koordinatensystems der Reaktionsebene projizierte Ortsverteilung der Projektilfragmente mit der Ladung $Z = 1$. Die ursprüngliche Verteilung ist durch eine gestrichelte Linie dargestellt.*

Da aber für jedes Ereignis die Reaktionsebene bestimmt werden kann, kann eine Ortsverteilung in ein Koordinatensystem der Reaktionsebene transformiert werden. Dadurch wird die ursprüngliche Absenkung der Ortsverteilung wieder rekonstruiert. Die neue Ortsverteilungen werden in dieser Weise für die Fragmente mit $Z = 1 \sim 8$ und $Z > 8$ für den peripheren Stoßparameterbereich getrennt aufgenommen. Die fehlende Ladungen wurden dann durch eine Anpassung einer Gaußfunktion an die Ortsverteilung bestimmt.

Die gesammte Ergebnisse aus der Gl. 4.7 und oben dargetellten Korrektur werden in der Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

MUL	$< N_{Part} >$	$< Z_{Spektatoren} >$	$< \sum Z_{Spektatorkand.} >$	$< \sum Z_P >$	$< \sum Z_S >$	Loch
1 - 5	51(53)	68.7(10.6)	69.0(10.6)	0.7	0.4(0.3)	18(1.9)
6 - 10	55(48)	67.9(9.5)	67.7(9.5)	0.8	0.9(0.4)	14(0.7)
11 - 15	65(50)	66.0(9.9)	65.7(9.9)	1.3	1.6(0.5)	12(0.7)
16 - 20	81(47)	62.7(9.4)	61.8(9.4)	1.2	2.1(0.5)	10(0.5)
21 - 25	104(48)	58.2(9.5)	56.7(9.5)	1.1	2.6(0.6)	9(0.4)
26 - 30	117(47)	55.5(9.3)	53.4(9.3)	1.6	3.7(0.8)	8(0.3)
31 - 35	137(44)	51.5(8.8)	48.6(8.8)	1.5	4.4(0.9)	6(0.3)
36 - 40	157(44)	47.4(8.8)	43.3(8.7)	1.3	5.4(1.1)	2(0.3)
41 - 45	185(44)	42.0(8.8)	37.3(8.7)	1.5	6.2(1.3)	
46 - 50	211(43)	36.7(8.6)	31.0(8.5)	1.6	7.2(1.4)	
51 - 55	239(42)	31.1(8.4)	24.5(8.2)	1.7	8.3(1.7)	
56 - 60	277(48)	23.5(7.6)	18.4(7.3)	3.7	8.8(2.2)	
61 - 65	307(29)	17.5(5.8)	11.7(5.2)	4.1	9.9(2.6)	

Tabelle 4.3: *Anzahl der Partizipanten, Ladungssumme der Spektatoren, sowie die Korrekturterme für verschiedene Stoßparameterbereiche. Die statistische Fehler sind vernachlässigbar. Die Werte für die Ladungssummen sind aus [Bri93a].*

4.2.3 Bestimmung der Reaktionsebene

Im Gegensatz zu 4π-Detektoren mißt das Kleinwinkel-Hodoskop nur einen sehr kleinen Raumwinkelbereich. Dahinter steht die Idee, daß zur Rekonstruktion der Reaktionsebene nicht der Nachweis aller an einer Reaktion beteiligten Teilchen nötig ist, sondern nur die in einem relativ kleinem Bereich vorkommenden Reste des Projektilkerns. Diese Projektilreste werden in dem betrachteten relativistischen Energiebereich um $1\ AGeV$ im Laborsystem unter kleinen Polarwinkeln emittiert, so daß trotz des beschränkten Raumwinkelbereiches nahezu alle Projektilfragmente erfaßt werden können. Für eine möglichst genaue Rekonstruktion der Reaktionsebene ist eine gute räumliche Auflösung der Treffer, insbesondere des Azimuts nötig. Dieser Forderung ist durch die feine Segmentierung des Detektors Rechnung getragen.

Besondere Bedeutung kommt der Untersuchung möglicher Quellen systematischer Fehler bei der Rekonstruktion der Reaktionsebene zu, deren Azimutwinkel relativ zu dem im Spektrometer gemessenes Teilchen trivialerweise auch der Azimutwinkel des Teilchens relativ zur Reaktionsenene ist. Im Gegensatz zu 4π-Experimente, bei denen die Teilchenemission *relativ* zur Reaktionsebene betrachtet wird, wird in Experimenten am Kaonenspektrometer die *absolute* Azimutverteilungen der Reaktionsebene im Laborsystem betrachtet, da die im Spektrometer nachgewiesene Teilchen per Definition einen Azimutwinkel von $\phi = 0^\circ$ festlegt. Das zieht die Konsequenz nach sich, daß sich vorhandene systematische Fehler in den Azimutverteilungen der Reaktionsebene addieren. Solche systematische Fehler können durch defekte Elemente im Kleinwinkel-Hodoskop, unterschiedliche Schwellen oder auch durch eine vom Azimut abhängige Detektorakzeptanz hervorgerufen werden. Zudem wirkt sich die Position des Detektors relativ zum Strahl empfindlich auf die Azimutverteilung der Reaktionsebene aus. Dies kann durch eine unsymmetrische Positionierung des Detektors relativ zur Strahlachse oder durch eine Änderung der Strahllage während des Experiments hervorgerufen werden [Bri93a]. All diese Einschränkungen der azimutalen Symmetrien manifestieren sich im Laborsystem und beeinflußen deshalb die Winkelverteilung der Reaktionsebene.

Zu den eben geschilderten besonderen Schwierigkeiten der absoluten Azimutbestimmung der Reaktionsebene kommt die diesem Experiment nicht angepaßte Geometrie des Kleinwinkel-Hodoskops. Für die Rekonstruktion der Reaktionsebene ist eine azimutal symmetrische Akzeptanz des Detektors die Voraussetzung. Da, wie schon erwähnt, dieser Detektor nach den Anforderungen früherer Experimente am BEVALAC, bei denen das Kleinwinkel-Hodoskop lediglich zur Bestimmung der Partizipanten verwendet wurde, konstruiert wurde, ist diese Voraussetzung nicht gegeben. Die einzelne Detektormodule sind nicht azimutal symmetrisch zur Strahlachse angeordnet, was sich in einer unterschiedlichen Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer niederschlägt. Zudem ist der erfaßte maximale Polarwinkel abhängig vom Azimut und variiert zwischen $7^\circ < \Theta_{Lab} < 13^\circ$. Um solche Probleme umzugehen, wurden einzelnen Detektorelementen zu Gruppen zusammengefaßt und nur Teilchen innerhalb eines Kreises mit einem Radius von $88\,cm$ zur Berechnung von $\vec{Q}$ herangezogen. Dadurch wird die Anzahl der im Kleinwinkel-Hodoskop registrierten Teilchen kleiner und somit die Auflösung der Reaktionsebene schlechter.

Zum Verständnis dieser Problematik, der Erkennung von systemmatischen Fehlerquellen und zur Untersuchung der Auswirkungen der geschilderten verschiedenen Einflüsse auf das Meßergebnis sind Simulationsrechnungen notwendig. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden in [Bri93a] ausführlich dargestellt und auch für dieses Experiment verwendet, da die oben genannte Simulationsrechnung für das gleiche Reaktionssystem Au + Au bei 1 AGeV durchgeführt wurde.

4.2.3.1 Bestimmung der Reaktionsebene

Zur Rekonstruktion der Reaktionsebene wird in dieser Arbeit die Transversalimpulsanalyse angewandt, die in der Kap. 2.2 ausführlich beschrieben wurde. In diesem Abschnitt wird die praktische Umsetzung der Methode erörtert.

Die Impulse der im Kleinwinkel-Hodoskop nachgewiesenen Teilchen können aufgrund der unzureichenden Informationen über die Teilchenmasse nicht bestimmt werden. Deshalb wird der Transversalimpuls pro Nukleonen $\vec{p}_t/A$ verwendet, um $\vec{Q}$ zu berechnen. Da sich nahezu alle Teilchen mit Projektilrapidität fortbewegen, ist diese transversale Geschwindigkeit dem Abstand $\vec{r}$ von der Strahlachse äquivalent. Die Vektorsumme $\vec{Q}$ wurde also nicht aus den Transversalimpulsen p_t wie in der ursprünglichen Definition von $\vec{Q}$ gebildet, sondern über die Abstände $\vec{r}$ berechnet:

$$\vec{Q} = \sum_{\nu} \omega_{\nu} \cdot \vec{r}_{\nu} \tag{4.9}$$

Das Kleinwinkel-Hodoskop erfaßt nahezu ausschließlich Reaktionsprodukte aus dem Vorwärtsrapiditätsbereich. Um dies sicher zu stellen, wurden nur die Teilchen mit $\beta > 0.7$ zur Berechnung von $\vec{Q}$ herangezogen. Die Teilchen werden dann mit einem positiven ω addiert. Aufgrund der Untersuchung in [Bri93a] wurde als Wichtungsfaktor $\omega = 1$ gewählt, da die erzielte Genauigkeit, mit der die Reaktionsebene bestimmt wird, nur geringfügig von den gewählten Wichtungen abhängt. Allein aus der Kenntnis der Einheitsvektoren ist die Reaktionsebene gut festgelegt.

4.2.3.2 Auflösung der Reaktionsebene

In der Transversalimpulsanalyse wird die Auflösung der Reaktionsebene dadurch bestimmt, indem man ein Ereignis zufällig in zwei Unterereignisse unterteilt (siehe Kap. 2.2). Für jeden Unterereignis wird die Reaktionsebene getrennt bestimmt und der Differenzwinkel $\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$ gebildet. Aus der Wahrscheinlichkeitverteilung P($|\Delta\phi_{12}|$) kann die Auflösung bestimmt werden. Dies wurde in zwei Schritten durchgeführt

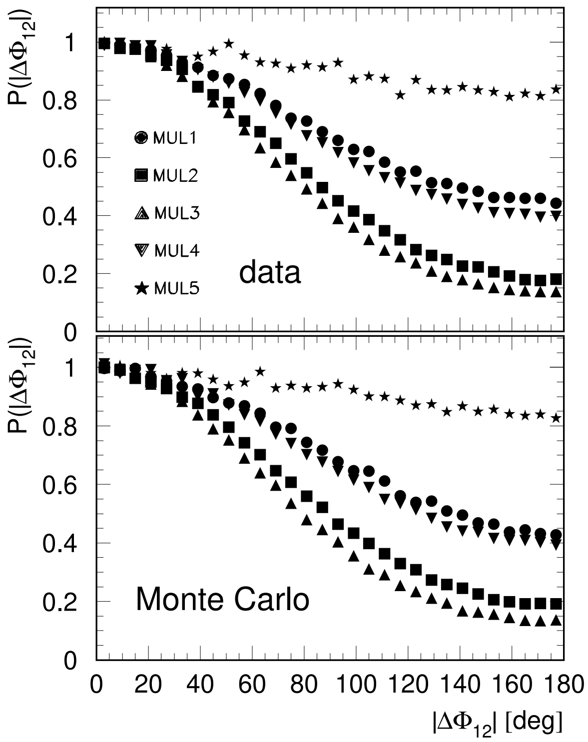

Abbildung 4.8: *Die gemessene (oben) und simulierte (unten) Wahrscheinlichkeitverteilungen P($|\Delta\phi_{12}|$) für den Differenzwinkel $|\Delta\phi_{12}|$ zwischen $\vec{Q}_1$ und $\vec{Q}_2$ [Bri96].*

[Bri96]. Erstens wurde eine experimentelle Wahrscheinlichkeitverteilung P($|\Delta\phi_{12}|$) bestimmt, die dann durch eine Monte Carlo Simulation reproduziert wurde (siehe Abbildung 4.8). In der Simulation wurde die wahre Reaktionsebene vorgegeben. Daraus konnte der Differenzwinkel zwischen der wahren und experimentell bestimmten Reaktionsebene $\Delta\phi = \phi_{wahr} - \phi_{exp}$ bestimmt werden. Die Simulation berücksichtigt die Geometrie der Detektoren und reproduziert sowohl die Teilchenimpulse als auch die Multiplizität und Transversalimpulse der Spektatoren im Kleinwinkel-Hodoskop. Die Impulse der Spektatoren wurden mit einer Gaußverteilung generiert. Das *Bounce Off* der Spektatoren in die Reaktionsebene wurde durch einen zusätzlichen Transversalimpuls für jedes Teilchen parallel zum $\vec{Q}$ berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Simulation und die Auflösung der Reaktionsebene sind in der Tabelle 4.4 gegeben. Wenn es keine Korrelation zwischen den beiden Winkeln gab, ergab sich eine Varianz von etwa $< \Delta\phi_{12}^2 >^{1/2} = 102°$. Die Werte für die $< \Delta\phi^2 >^{1/2}$ sind kleiner als $< \Delta\phi_{12}^2 >^{1/2}$. Dies sind wegen der doppelten Anzahl der Teilchen, die zur Berechnung von $\vec{Q}$ zur Verfügung stehen, und wegen der Tatsache, daß nur ein Vektor $\vec{Q}$ fluktuiert [Dan85].

Die in Kap. 2.2 vorgestellte Methode der Unterteilung eines Ereignisses in zwei unabhängigen Unterereignissen [Dan85, Bri93a] wird zur Bestimmung des systematischen Fehlers auf der experimentell bestimmten Auflösung der Reaktionsebene herangezogen.

Durch die begrenzte Auflösung der Reaktionsebene werden die experimentell bestimmte Azimutverteilung flacher und kann folgendermaßen korrigiert werden [Dem90]:

$$a_1^{korr} = \frac{a_1}{< \cos(\Delta\phi) >} \quad (4.10)$$

$$a_2^{korr} = \frac{a_2}{< \cos(2\Delta\phi) >} \quad (4.11)$$

$$(dN/d\phi)^{korr} \sim 1 + a_1^{korr}\cos(\phi) + a_2^{korr}\cos(2\phi). \quad (4.12)$$

Stoßparameterbereich	$< \Delta\phi_{12}^2 >^{1/2}$	$< \Delta\phi^2 >^{1/2}$	$< \cos(\Delta\phi) >$	$< \cos(2\Delta\phi) >$
MUL 1	91.2°	54.9°	0.66 (0.71)	0.30 (0.16)
MUL 2	77.5°	40.0°	0.81 (0.78)	0.50 (0.36)
MUL 3	73.1°	36.4°	0.84 (0.79)	0.55 (0.38)
MUL 4	89.0°	55.9°	0.65 (0.71)	0.31 (0.17)
MUL 5	101.1°	80.5°	0.35 (0.66)	0.08 (0.05)

Tabelle 4.4: *Die Auflösung der Reaktionsebene von zwei gemessenen Unterereignissen und von wahren und bestimmten Reaktionsebenen aus der Simulation. Die statistische Fehler sind vernachlässigbar [Bri96]. In Klammern sind die Korrekturwerte aufgeführt, die durch die Subeventsmethode bestimmt sind.*

4.2.3.3 Korrektur systematischer Fehler

Der Mittelpunkt des Kleinwinkel-Hodoskops stellt den Koordinatenursprung für den Azimut des Emissionswinkels dar, durch den die Strahlachse verlaufen soll. Da aber der Primärstrahl nach dem Passieren des Targets aufgeweitet und durch den starken Quadrupolfeld des Spektrometers abgelenkt wird, fällt der Mittelpunkt des Kleinwinkel-Hodoskops und die Strahlachse nicht immer zusammen. Dadurch wird der Emissionswinkel verfälscht, wenn man den Azimutwinkel vom Mittelpukt des Kleinwinkel-Hodoskops aus berechnet.

Um diese Effekt zu minimieren, wurde während der Experimente das Kleinwinkel-Hodoskop zusammen mit dem Strahlstopper so justiert, daß die Zählrate der inneren Elemente (linke und rechte Elemente von dem Loch in der Hodoskopmitte) symmetrisch werden. Dieses Verfahren ist aber ungenau. In neuen Experimenten werden daher mit dem Minimum-Bias Trigger eine Unterklasse von Ereignisse immer aufgenommen. Für diese sollte die Reaktionsebene in Azimut flach verteilt sein.

In vorliegendem Datensatz wurden folgenden Verfahren angewandt, um solche Effekte zu bestimmen und eventuell zu korrigieren:

- Um die Verschiebung der Strahllage auf der vertikalen Achse zu korrigieren, wurden die asymmetrische Zählrate in Richtung $\phi = \pm 90°$ genutzt. Die Analyse der gesammten Daten ergaben, daß diese Verschiebung im Laufe des Experimens nur geringfügig verändert hat. Darum wurde diese Verschiebung nicht einzeln von Datenfile zu Datenfile gesondert, sondern für jedes Transversalimpuls- und Rapiditätsintervall bestimmt.

  Diese Verschiebung äußert sich durch Überlagerung einer um $\pm 90°$ phasenverschobenen $\cos(\phi)$ Funktion. Dies kann bei der Anpassung der Azimutverteilung mit den Funktionen $\cos(\phi)$ und $\cos(2\phi)$ durch einen zusätzlichen Term $\cos(\phi + 90°)$ berücksichtigt werden:

  $$dN/d\phi \sim 1 + a_1 \cos(\phi) + a_2 \cos(2\phi) + a_3 \cos(\phi + 90°). \tag{4.13}$$

  Nach der Korrektur wurden die Azimutverteilungen mit den ursprünglichen Funktionen (Gleichung 1.8), ohne den dritten Term in der obigen Gleichung, angepaßt.

- Für die Untersuchung des elliptischen Flusses in der Nähe der Schwerpunktrapidität wurden die evtl. vorhandene kleine Beiträge der gerichteten Komponente in die Reaktionsebene, die durch Abweichung des Kleinwinkel-Hodoskops vom Koordinatenursprung in der horizontalen Achse verursacht werden, auf Null gesetzt, da in diesem Rapiditätsbereich aus Symmetriegründen keine Komponente der gerichteten Seitswärtsfluß existieren kann.

- Zur Untersuchung des gerichteten Seitwärtsflusses ist es nötig, die azimulate Verteilungen außerhalb von Schwerpunktrapiditätsbereich zu untersuchen. Die horizontale Verschiebung des Kleinwinkel-Hodoskops würde aber die gleiche Effekte vortäuschen. In diesem Fall kann man die bekannte Symmetrie der Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre bei symmetrischen Projektil-Target Kombinationen ausnutzen und im entsprechenden Rapiditätsintervall unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln messen, um systematische Fehler weitgehend auszuschließen. Hier wäre also eine Messung über einen möglichst großen Rapiditätsbereich wünschenswert, was aber aufgrund der beschränkten Akzeptanz des Spektrometers nur mit einer entsprechend häufigen Änderung des Polarwinkels Θ_{Lab} möglich ist.

  Die Messungen bei drei verschiedenen Laborwinkeln reichten nicht aus, um die Symmetrie des kollektiven Flusses in die Reaktionsebene im Vorwärts- und Rückwärtsrapiditätsintervall zur Korrektur der Verschiebung des Kleinwinkel-Hodoskops auszunutzen. Es wurden daher die Tatsache genutzt, daß z. B. die Pionen nahe bei der Schwerpunktrapidität emittiert werden, wenn die Kaonen beim Winkel $\Theta_{Lab} = 54^\circ$ $(y/y_{Strahl} = 0.2 \sim 0.4)$ betrachtet wurden. Die evtl. gerichtete Komponente des Flußes der Pionen in die Reaktionsebene wird dann als systematischer Fehler auf der Azimutverteilung der Kaonen betrachtet und letztere entsprechend korrigiert. Für die Kaonen beim Winkel $\Theta_{Lab} = 34^\circ$ $(y/y_{Strahl} = 0.6 \sim 0.8)$ wurden die Azimutverteilung der gleichzeitig gemessenen Protonen herangezogen, da die Protonen bei diesem Laborwinkel nahe bei der Schwerpunktrapidität emittiert werden (siehe Abbildung 3.8).

4.2.4 Korrektur für unvollständige Teilchenidentifikation

Anders als die Protonen oder Pionen, die in den betrachteten Reaktionen zahlreich vorkommen, werden die positiven Kaonen wegen des geringen Produktionsquerschnitts so selten erzeugt, daß eine vollständige Trennung von Signal und Untergrund nicht möglich ist. Das heißt, daß die azimutale Verteilung der Kaonen durch die Untergrund kontaminiert ist.

Um den Beitrag des Untergrundes zu eliminieren, wurden azimutale Verteilungen für Teilchen gebildet, für die aus der Flugzeit eine Teilchenmasse bestimmt werden, die außerhalb des Bereiches der Kaonenmasse liegt (siehe Abbildung 4.9). Hierbei wird angenommen, daß die Untergrundereignisse innerhalb des Kaonenmassenbereiches die gleiche azimutale Verteilung haben wie die des benachbarten Bereiches. Die Azimutverteilung der Untergrund-Ereignisse wurde folgendermaßen normiert und von der Azimutverteilung der Kaonen abgezogen:

$$\Phi(K) \approx \Phi(KB) - \frac{N_{KB} - N_K}{N_{B_1} + N_{B_2}} \cdot \Phi(B_1 + B_2) = \Phi(KB) - \alpha \cdot \Phi(B_1 + B_2). \tag{4.14}$$

KB	Kaonenmassenbereich
B_i	Bereich i
$\Phi(K)$	Azimutverteilung der Kaonen abzüglich des Untergrundes
$\Phi(KB)$	Azimutverteilung der Kaonen im KB
$\Phi(B_i)$	Azimutverteilung des Bereiches i
N_K	Anzahl der Kaonen abzüglich des Untergrundes
N_{KB}	Anzahl der Ereignisse im KB
N_{B_i}	Anzahl der Ereignisse inB_i

Der Normierungsfaktor α wurde für jede Spektrometerwinkel- und Magnetfeldeinstellung gesondert bestimmt. In der Abbildung 4.10 sind die typischen Korrekturwerten für die bei $\Theta_{Lab} = 44^\circ$ gemessene semizentrale Ereignisse gezeigt.

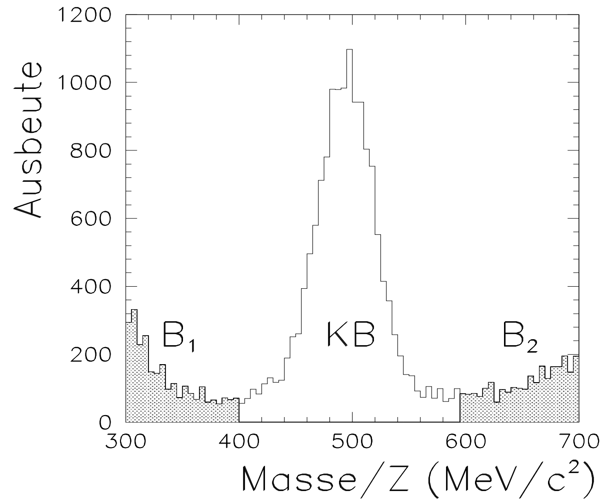

Abbildung 4.9: *Zur Bestimmung der Korrekturterme der Azimutverteilung für unvollständige Teilchenidentifikation.*

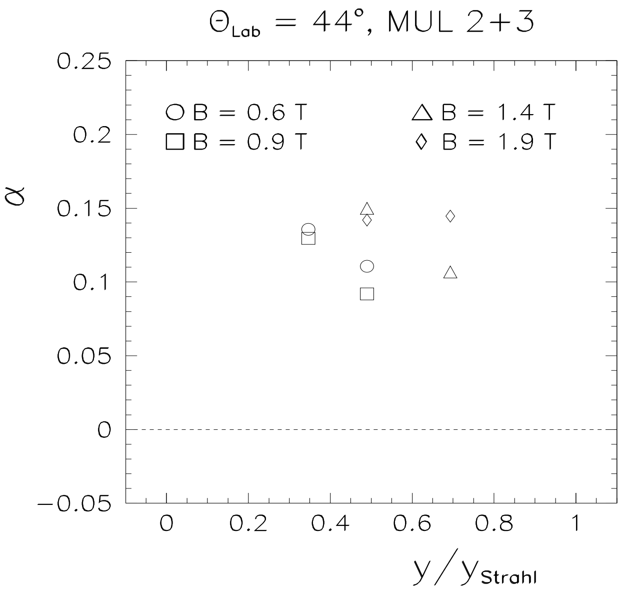

Abbildung 4.10: *Die typische Korrekturwerten der Azimutverteilung für unvollständige Teilchenidentifikation sind für die bei* $\Theta_{Lab} = 44^\circ$ *gemessene semizentrale Ereignisse gezeigt.*

5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Energiespektren und azimutalen Verteilungen der K^+ Mesonen gezeigt. Aus den Energiespektren werden die Steigungsparameter (Temperatur) extrahiert. Die azimutalen Verteilungen geben Auskunft über das Emissionsverhalten und damit den Einfluß der Dynamik und Geometrie der Schwerionenreaktion.

In der Abbildung 5.1 ist die Gesamtakzeptanz für Kaonen bei den Spektrometerwinkeleinstellungen von $\Theta_{Lab} = 34,\ 44,\ 54,\ 84^{\circ}$ dargestellt. Die Daten sind nicht auf die Akzeptanz korrigiert und enthalten einen Untergrund von ca. 20%. Insgesamt wurden ca. 23,500 Kaonen gemessen (siehe Tabelle 5.1).

$\Theta_{Lab}(Deg)$	84	54	44	34
Anzahl d. Kaonen	245	4975	9660	8600

Tabelle 5.1: *Anzahl der gemessenen Kaonen bei 4 Spektrometerwinkeleinstellungen.*

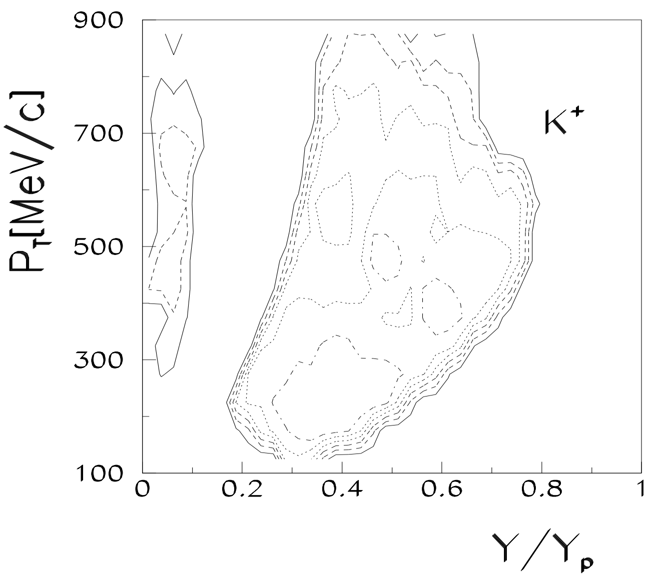

Abbildung 5.1: *K^+ Akzeptanz dargestellt auf der $p_\perp$ und $y/y_{Projektil}$ Ebene. Die Daten sind mit dem Kaon Massenfenster akkumuliert und nicht auf den Untergrund und die Impulsakzeptanz korrigiert. Spiegelung an $y/y_{Projektil} = 0.5$ ergibt fast vollständige Abdeckung des Phasenraums von $0.2 < y/y_{Projektil} < 0.8$.*

5.1 Spektrale Verteilungen

Zur Repräsentation der Daten werden häufig die transversale kinetische Energie $T_\perp = m_\perp - m$ und die Rapidität $y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_\parallel}{E-p_\parallel}$ als Observable in den Richtungen transversal und parallel zur Strahlrichtung gewählt. Diese beide Quantitäten sind für die spektralen Darstellungen der Daten mit ultrarelativistischen Einschußenergien geeignet, da das Reaktionsvolumen wegen der hohen Einschußenergien longitudinal stark elongiert ist. Dies ist aber für den in dieser Arbeit betrachteten Einschußenergiebereich nicht zutreffend. Mit $\gamma \approx 1.24$ ist das Reaktionsvolumen eher isotrop im Raum. Daher ist es sinnvoll, den Emissionswinkel und die Energie im Schwerpunktsystem als Variable zu wählen.

Die Abbildung 5.2 zeigt die invariante kinetische Energieverteilung der Kaonen im Schwerpunktsystem für zwei Winkelbereiche $\Theta_{CM} = 80^\circ \sim 100^\circ$ und $\Theta_{CM} = 120^\circ \sim 140^\circ$ bei zentralen Stößen (MUL = 4, 5). In den Fehlerbalken sind die statistischen Fehler der Kaonen, die systematischen Fehler beim Abzug des Untergrunds in den Massenspektren und die systematischen Fehler der Effizienzbestimmung der Schnitte auf dem Vertex enthalten. Zusätzlich sind weitere systematische Fehler zu berücksichtigen, die durch Unsicherheiten in der Strahlnormierung, Totzeitkorrektur, Akzeptanzkorrektur, Trigger- und Detektoreffizienzen und Analyseeffizienzen entstehen [Man97]. Dies ergibt insgesamt einen zusätzlichen Fehler von ca. 20 %.

Auf die Spektren wurde eine Boltzmann-Verteilung angepaßt:

$$\sigma_{inv} = E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A \cdot E \cdot exp(-E/T). \tag{5.1}$$

Die Anpassungsparameter sind in der Tabelle 5.2 aufgeführt. Die beide Spektren haben einen Steigungsparameter von $T \approx 87\,MeV$. Die Ausbeuten sind dagegen unterschiedlich. Bei Rückwärtswinkeln wird ein fast doppelt so großer Wirkungsquerschnitt wie bie 90° gemessen. Das bedeutet, daß die polare Winkelverteilung der postiv geladenen Kaonen *nicht isotrop* ist. Dies wurde in der [Man97] bereits behandelt. Nach der QMD-Modellrechnung ist dies auf die Vorwärts-Rückwärts-Überhöhung der Pionenproduktion zurückzuführen [Bra97, Tei97]. Dies hat Konsequenzen für die Kaonenproduktion, da die Kaonen zum großen Teil über den Kanal $\pi N \to K^+Y$ produziert werden. Die elastische Streuung der Kaonen an den Spektatoren ist eine zusätzliche Quelle für eine Asymmetrie der polaren Winkelverteilung.

Θ_{CM}	A	T(MeV)	χ^2/N
$80^\circ - 100^\circ$	17.12 ± 0.28	86.97 ± 2.65	1.99
$120^\circ - 140^\circ$	30.56 ± 3.02	85.89 ± 5.53	0.25

Tabelle 5.2: *Anpassungsparameter für die E_{kin} Spektren im Schwerpunktsystem.*

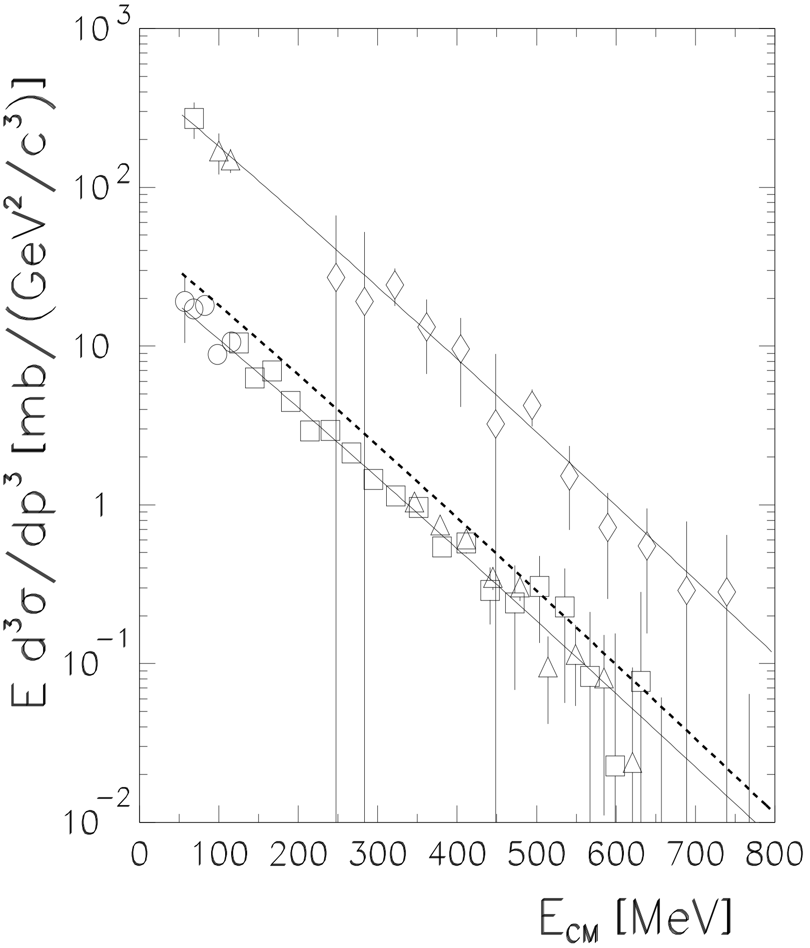

Abbildung 5.2: *Invariante kinetische Energieverteilungen der K^+ Mesonen im Schwerpunktsystem sind gezeigt für zwei Winkelbereiche von $\Theta_{CM} = 80^\circ \sim 100^\circ$ und $\Theta_{CM} = 120^\circ \sim 140^\circ$ bei zentralen Au + Au Stößen (MUL 4+5). Die verschiedenen Symbole bezeichnen Messungen aus verschiedenen Spektrometerwinkeleinstellungen:* $34^\circ(\bigcirc), 44^\circ(\square), 54^\circ(\triangle), 84^\circ(\diamond)$. *Zur besseren Übersichtlichkeit wurde die Verteilung für den Rückwärtswinkelbereich mit einem Faktor von 10 skaliert. Die gestrichelte Linie deutet auf die ursprüngliche Ausbeute hin.*

Im folgenden werden die transversalen kinetischen Energieverteilungen in vier Rapiditätsintervallen verglichen (siehe Abbildung 5.3).

Unter der Annahme einer thermischen Verteilung kann man für den invarianten Wirkungsquerschnitt schreiben:

$$\frac{d^2\sigma}{2\pi m_\perp\, dm_\perp\, dy} = E \cdot e^{-\frac{E}{T}} = m_\perp \cdot \cosh(y - y_{CM}) \cdot e^{-\frac{m_\perp \cdot \cosh(y-y_{CM})}{T}}, \tag{5.2}$$

mit $m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m^2}$ und $E = m_\perp \cdot \cosh(y - y_{CM})$. Damit die Verteilung in einer logarithmischen Darstellung als eine Gerade erscheint, wird die obige Gleichung wie folgt umgeschrieben:

$$\frac{d^2\sigma}{m_\perp^2\, dm_\perp\, dy} = 2\pi \cdot \cosh(y - y_{CM}) \cdot e^{-\frac{m_\perp \cdot \cosh(y-y_{CM})}{T}} = A_B(y) \cdot e^{-\frac{m_\perp}{T_B(y)}}, \tag{5.3}$$

mit $A_B(y) = 2\pi \cdot \cosh(y - y_{CM})$ und $T_B(y) = T_{CM}/\cosh(y - y_{CM})$, die durch die Anpassung auf die Verteilungen zu bestimmen sind. Die Wahl der beiden Variablen hat den Vorteil, daß die Thermalisierung der Quelle über die folgende Beziehungen leicht überprüft werden kann:

$$T_B = T_{CM}/\cosh(y - y_{CM}). \tag{5.4}$$

Hier ist T_{CM} der Steigungsparameter der Verteilung gemessen bei der Schwerpunktrapidität. Danach sollten die Steigungsparameter der $m_\perp$ Spektren als Funktion der Rapidität das $\cosh(y)$-Verhalten zeigen.

Die Integration der Spektren über $m_\perp$ ergeben die Rapiditätdichte dN/dy:

$$d\sigma/dy = A_B \cdot e^{-\frac{m}{T_B}}(2T_B^3 + 2mT_B^2 + m^2 T_B) \tag{5.5}$$

Bei einer evtl. Abweichung von der thermischen Verteilung kann man Rückschlüsse auf den radialen Fluß ziehen.

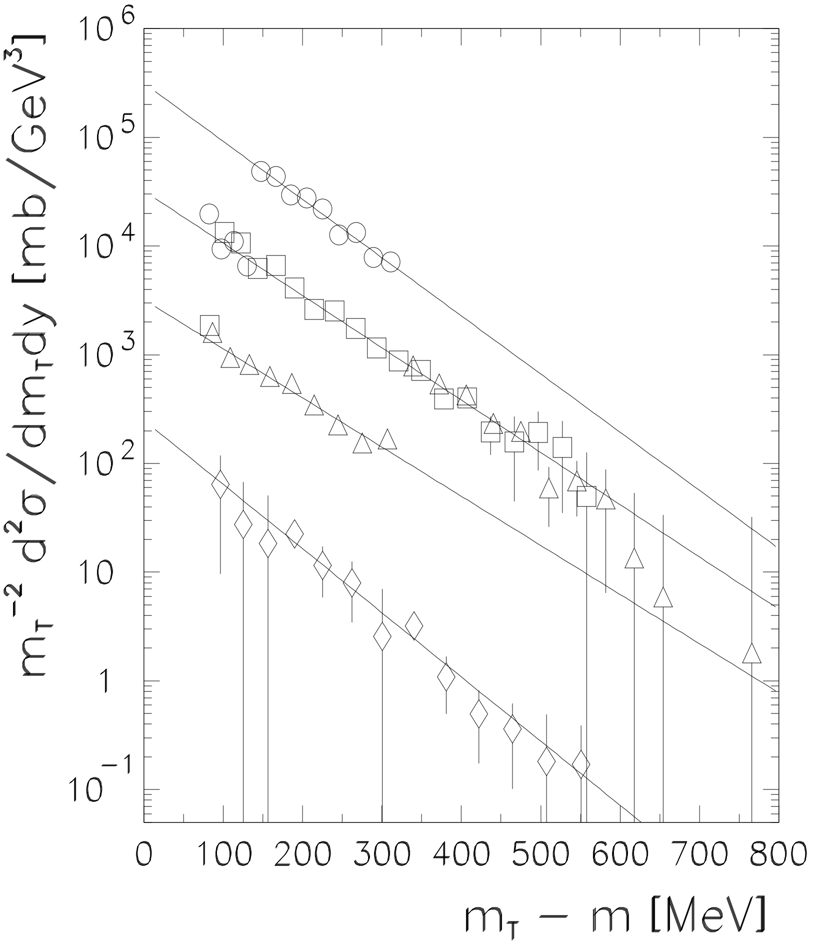

Abbildung 5.3: *Transversale kinetische Energieverteilungen der K^+ Mesonen im Schwerpunktsystem sind gezeigt für die vier verschiedenen Rapiditätsbereiche von $y/y_{Strahl} = 0 \sim 0.2, 0.2 \sim 0.4, 0.4 \sim 0.6$ und $0.6 \sim 0.8$ bei zentralen Au + Au Stößen (MUL 4+5). Die verschiedenen Symbole bezeichnen Messungen aus verschiedenen Spektrometerwinkeleinstellungen: $34°(\bigcirc), 44°(\Box), 54°(\triangle), 84°(\diamond)$. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Verteilungen von unten nach oben jeweils mit einem Faktor von 1, 10, 100 und 1000 skaliert.*

Die begrenzte Akzeptanz des Spektrometers und geringe Statistik erlauben nicht die gemessenen Daten in feine Rapiditätsintervalle zu unterteilen. Dies bedeutet, daß die Transversalimpulsspektren auf Grund der unterschiedlichen Spektrometerakzeptanz verzerrt sind. Dieser Effekt wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt und korrigiert. Dabei wurden von einer thermalen Quelle bei Schwerpunktrapidität Teilchen isotrop generiert. In den Akzentanzen des Experiments wurden dann 4 Laborimpulsspektren generiert, die in vier $m_\perp$-Spektren transformiert wurden (siehe Abbildung 5.4.). Die drei Spektren außerhalb von Schwerpunktrapidität zeigen Abweichungen vom $\cosh(y)$-Verhalten. Diese Abweichungen wurden zur Korrektur der experimentellen $m_\perp$ Spektren benutzt (siehe Tabelle 5.3).

Die durch Anpassung von Gl. (5.3) an die Daten gewonnenen Steigungsparameter (siehe Abbildung 5.5) sind kompatibel mit einer thermischen Quelle bei Schwerpunktrapidität innerhalb der Fehler. Die Rapiditätdichte dN/dy zeigt dagegen zu hohe Multiplizität in Vorwärts- und Rückwärtsrichtungen. Dies ist wegen der nicht isotropen Winkelverteilung der Kaonen, die bereits bei der Betrachtung der kinetischen Energieverteilung gezeigt ist. Dies weist auf die inhomogene Expansion des Reaktionsvolumens überlagert von einer thermischen Verteilung hin. In der Tabelle 5.3 sind die korrigierten Anpassungsparameter aufgeführt.

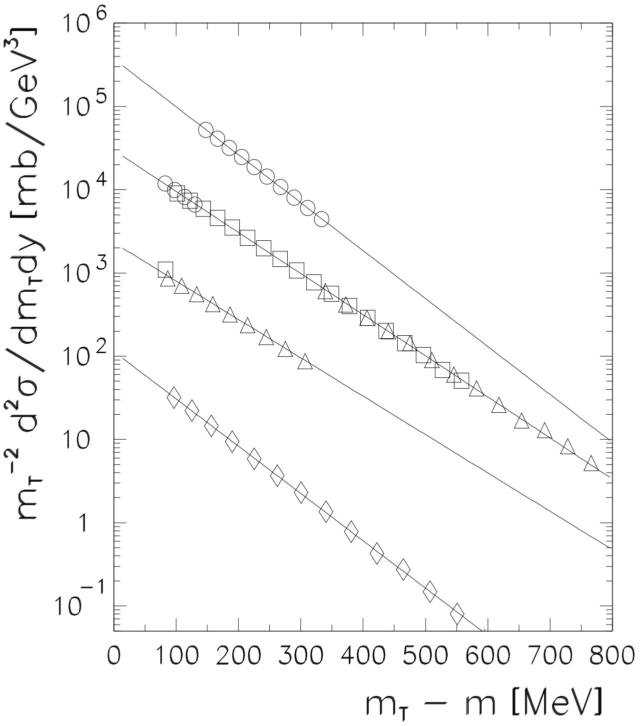

Abbildung 5.4: *Simulierte transversale kinetische Energieverteilungen der K^+ Mesonen im Schwerpunktsystem sind dargestellt für die vier verschiedenen Rapiditätsbereiche von* $y/y_{Strahl} = 0 \sim 0.2, 0.2 \sim 0.4, 0.4 \sim 0.6$ *und* $0.6 \sim 0.8$. *Die verschiedene Symbole bezeichnen die vier verschiedenen Spektrometerwinkeleinstellungen:* $34°(\bigcirc), 44°(\square), 54°(\triangle), 84°(\diamond)$. *Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Verteilungen von unten nach oben jeweils mit einem Faktor von 1, 10, 100 und 1000 skaliert.*

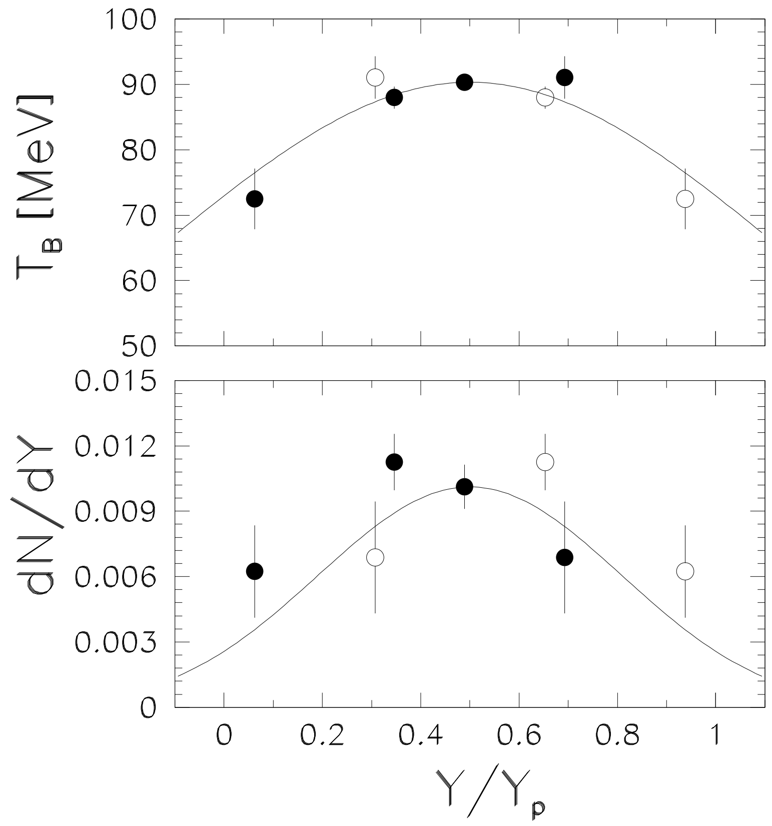

Abbildung 5.5: *Steigungsparameter T als Funktion der Rapidität (oben). Die durchgezogene Linie ist die Funktionskurve nach der Gl. 5.4 mit $T_{CM} = 90.3 MeV$. Rapiditätdichte dN/dy (unten). Die durchgezogene Linie ist die Funktionskurve nach der Gl. 5.5 mit $T_B = T_{CM}$. Beide Kurven geben eine thermische isotrope Quelle bei Schwerpunktrapidität wieder. Die offenen Symbole sind an $y/y_{Projektil} = 0.5$ reflektiert.*

$y/y_{Projektil}$	$T_B(y)$(MeV)	Korrektur(MeV)
$0.0 - 0.2$	72.5 ± 4.6	-1.1
$0.2 - 0.4$	88.0 ± 1.7	-8.1
$0.4 - 0.6$	90.3 ± 1.3	+0.03
$0.6 - 0.8$	91.1 ± 3.2	+9.9

Tabelle 5.3: *Korrigierte Steigungsparameter für die $m_\perp$ Spektren. Die Fehler der Korrekturwerte sind vernachlässigbar.*

5.2 Azimutale Winkelverteilungen

5.2.1 Experimentelle Ergebnisse

Im folgenden wird die Verteilung der Azimutwinkel der im Spektrometer nachgewiesenen positiven Kaonen relativ zur Reaktionsebene untersucht. Die hier dargestellten Kaonendaten stammen aus dem Rapiditätsintervall von $0.2 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.8$ und wurden mit drei verschiedenen Magnetfeldeinstellungen ($B_{Dipol} = 0.6,\ 0.9,\ 1.4\ T$), die unterschiedliche Laborimpulsbereiche abdecken, gewonnen. Die Daten, die bei $\Theta_{Lab} = 84^\circ$ und bei $B = 1.9\ T$ gewonnen wurden, blieben wegen der geringenen Statistik unberücksichtigt. Die begrenzte Anzahl der gemessenen Kaonen erlaubt nicht, die Azimutverteilungen der Kaonen dreifach differentiell im transversalen Impuls, in der Rapidität und im Stoßparameter zu untersuchen.

Die Abbildung 5.6 zeigt die inklusiven Azimutverteilungen des Vektors $\vec{Q}$, wenn ein positives Kaon im Spektrometer beobachtet wurde, für drei Stoßparameterintervalle. Die Beiträge der Untergrundereignisse wurden nach dem in Kap. 4.2.4 dargestellten Verfahren abgezogen. Die Fluktuationen der rekonstruierten Reaktionsebene gegenüber der wahren Reaktionsebene wurden auch berücksichtigt, indem die Azimutverteilungen mit den Faktoren $1/ < \cos(2\phi) >$ skaliert wurden (siehe Kap. 4.2.3). An die Spektren wurde eine Überlagerung der Funktionen $a_1 \cdot cos(\phi)$ und $a_2 \cdot cos(2\phi)$ angepaßt. In obiger Parametrisierung quantifiziert a_1 den kollektiven Fluß in der Reaktionsebene (d. h. die Auslenkung des Impulstensors weg von der Strahlrichtung) und a_2 den elliptischen Fluß (siehe Kap. 2). Die Anpassungen ergeben ein χ^2 pro Freiheitsgrad im Bereich von 0.98 bis 2.5. In der Tabelle 5.4 sind die Anpassungsparameter aufgeführt. Für die peripheren und semizentralen Stoßparameterintervalle sind die Zählraten bei $\pm 90^\circ$ relativ zur Reaktionsebene erhöht. Das bedeutet, daß ganz ähnlich wie bei den Nukleonen und Pionen, auch die positiven Kaonen bei mittleren Rapiditäten bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden. Dieses Verhalten der Kaonen wird schwächer mit abnehmendem Stoßparameter.

Die azimutale Anisotropie der Kaonenemission kann durch das Verhältnis R der Teilchenanzahl, die in die Reaktionsebene hinein, zu der Anzahl, die senkrecht dazu emittiert wird, quantifiziert werden (siehe Kap. 2.1). In den peripheren und semizentralen Stößen ist dieses Verhältnis $R \approx 1.6$ (siehe Tabelle 5.4). Dieser Wert ist vergleichbar mit denen von Nukleonen und Pionen.

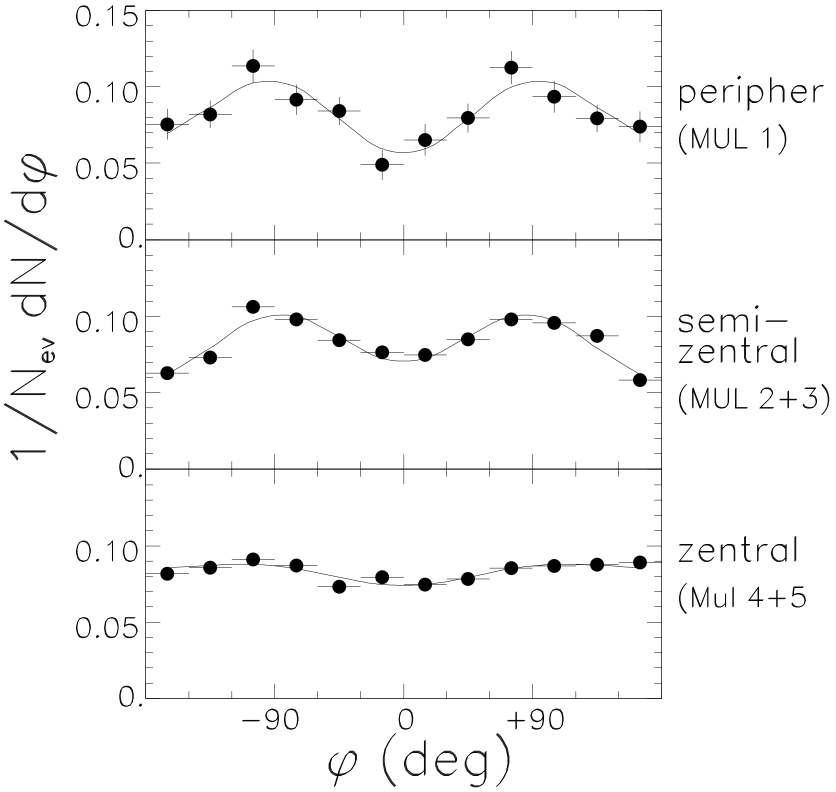

Abbildung 5.6: *Azimutverteilungen der K^+ Mesonen in peripheren, semi-zentralen und zentralen Au + Au Stössen bei $1 AGeV$. Die Daten sind aus den Messungen bei der Spektrometerwinkeleinstellung von $\Theta = 34°, 44°$ und $54°$ ($\simeq 0.2 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.8$, siehe Abbildung 5.1) und über den Transversalimpulsbereich von $200 MeV/c \leq p_\perp \leq 800 MeV/c$ integriert.*

Stoßparameterintervall	a_1	a_2	χ^2/N	R
MUL 1	$+0.01 \pm 0.048$	-0.256 ± 0.051	0.78	1.68 ± 0.18
MUL 2+3	$+0.007 \pm 0.018$	-0.219 ± 0.021	2.13	1.56 ± 0.06
MUL 4+5	$+0.000 \pm 0.014$	-0.044 ± 0.014	1.5	1.09 ± 0.03

Tabelle 5.4: *Anpassungsparameter von K^+ Azimutverteilungen für drei Stoßparameterintervalle*

Die Abbildung 5.7 zeigt die Verhältnisse R in Abhängigkeit vom transversalen Impuls $p_\perp$. Die Daten sind ebenfalls für das Rapiditätsintervall von $0.2 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.8$ bei den semizentralen ($b \approx 7fm$) und zentralen ($b \approx 4fm$) Stoßparameterbereichen dargestellt. Zum Vergleich werden auch die Verhältnisse R der positiven Pionen gezeigt, wobei die Pionen aus dem schmaleren Rapiditätsintervall von $0.4 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.6$ stammen. Im Gegensatz zu Nukleonen und Pionen, bei denen das Verhältnis R mit wachsendem $p_\perp$ steigt, zeigen die Kaonen nahezu keine $p_\perp$ - Abhängigkeit.

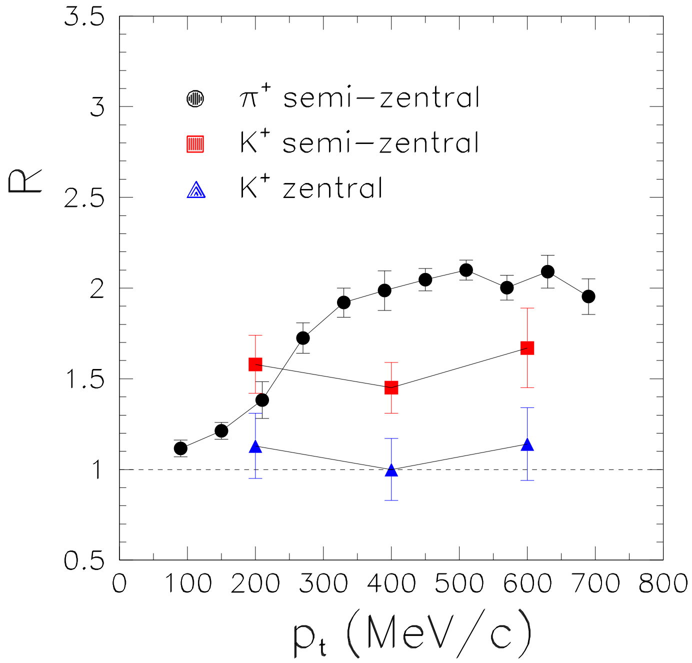

Abbildung 5.7: *Azimutales-Anisotropie-Verhältnis* R *der Kaonen als Funktion von* $p_\perp$ *in semizentralen und zentralen Au + Au Stößen bei* $1\,AGeV$. *Die Daten sind für den Rapiditätsintervall von* $0.2 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.8$ *dargestellt. Zum Vergleich ist die azimutale Anisotropie der positiven Pionen dargestellt. Die Pionen stammen aus dem Rapiditätsintervall* $0.4 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.6$.

Die Abbildung 5.8 zeigt die azimutalen Verteilungen der Kaonen bei verschiedenen Rapiditäten. Die Daten aus den semi-zentralen Stößen sind für die 3 Rapiditätsintervalle von $0.3 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.4$, $0.4 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.6$ und $0.6 \leq y/y_{Strahl} \leq 0.7$ dargestellt. Die Emission senkrecht zur Reaktionsebene ist in der Schwerpunktrapidität am stärksten und nimmt ab von der Schwerpunkt- hin zur Target- bzw. Projektilrapidität. Wie man es in der Abbildung sehen kann, sind die a_1 Komponenten mit Null verträglich, d. h. die Emission in die Reaktionsebene ist in den dargestellten Rapiditätsintervallen verschwindend klein. Die Anpassungsparameter sind in der Tabelle 5.5 aufgeführt.

Dies ist ein interessantes Ergebnis, da neue theoretische Überlegungen den gerichteten Seitwärtsfluß der Kaonen als eine empfindliche Observable zur Untersuchung des In-Medium-Potentials der Kaonen vorschlagen. Dieser Aspekt wird unten in Kap. 5.2.2.2 behandelt.

y/y_{Strahl}	a_1	a_2	χ^2/N	R
$0.3-0.4$	0.084 ± 0.027	-0.2 ± 0.028	2.06	1.48 ± 0.08
$0.4-0.6$	0.043 ± 0.025	-0.257 ± 0.029	2.35	1.68 ± 0.1
$0.6-0.7$	0.038 ± 0.029	-0.174 ± 0.03	0.95	1.42 ± 0.08

Tabelle 5.5: *Anpassungsparameter von K^+ Azimutverteilungen für drei Rapiditätsintervalle*

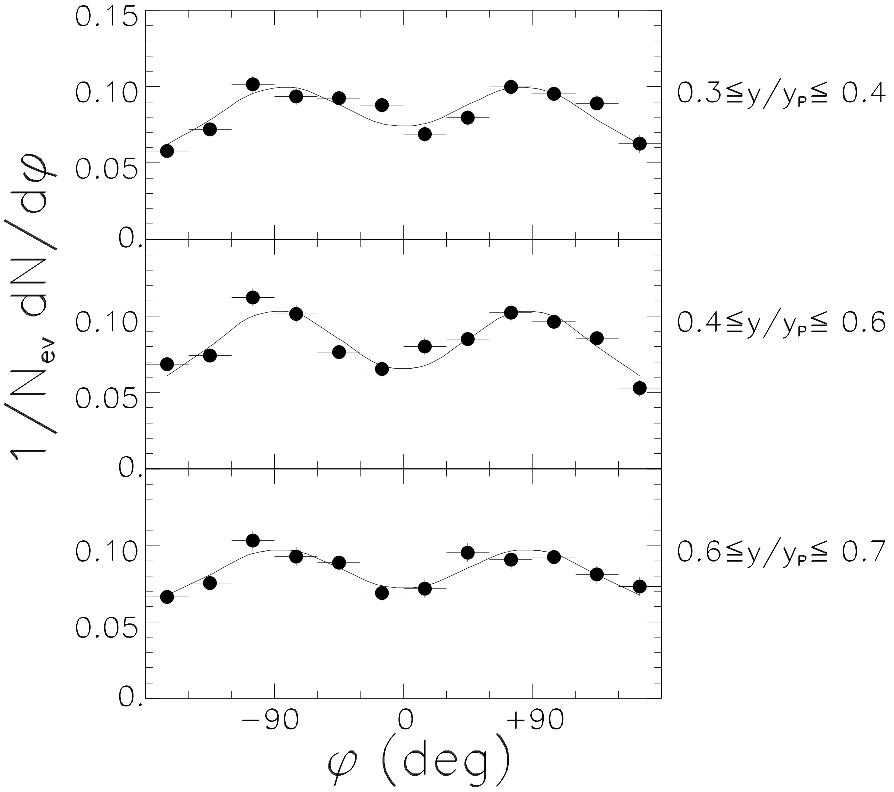

Abbildung 5.8: *Azimutale Verteilungen der K^+ Mesonen für drei Rapiditätsintervalle in semizentralen Au + Au Stöße bei $1AGeV$. Die Daten sind für die transversalen Impulsbereiche von $200MeV/c \leq p_\perp \leq 800MeV/c$ dargestellt.*

5.2.2 Modellvergleich

5.2.2.1 Elliptischer Fluß der Kaonen

Im folgenden wird versucht, den unerwartet starken elliptischen Fluß der positiven Kaonen aus einer rein *geometrischen* Betrachtung der Schwerionenreaktion zu verstehen. Dazu betrachten wir den Effekt der Rückstreuung der π^+ und K^+ Mesonen an der Spektatormaterie. Wir nehmen an, daß die azimutale Asymmetrie der Pionen durch Streuung oder Absorption verursacht wird. Der totale Wirkungsquerschnitt für $\pi^+ p$ Streuung im Bereich der Pionenimpulse von $0.4 - 0.5\, GeV/c$ ist $80 - 40\, mb$. Dies entspricht der mittleren freien Weglänge von $\lambda_\pi = 0.8 - 1.6\, fm$ in der normalen Kernmaterie. Der totale Wirkungsquerschnitt für $K^+ p$ Streuung ist aber ca. $12\, mb$ für die Kaonenimpulse unterhalb von $1\, GeV/c$, was einer mittleren freien Weglänge von $\lambda_{K^+} = 5\, fm$ entspricht. Für die semi-zentralen Au + Au Stöße kann man annehmen, daß die beiden π^+ und K^+ Mesonen von der Spektatormaterie abgeschattet werden, die eine mittlere Dicke von ca. $5\, fm$ hat. Daraus folgt, daß die Streuwahrscheinlichkeit $P = 1 - exp(-d/\lambda)$ für die Pionen zumindest 6 mal größer als die der Kaonen ist. Die Konsequenz einer reinen Streuung wäre eine Squeeze Out Stärke $R \approx 1.15$ für die Kaonen, wenn man den Wert für die Pionen $R \approx 2$ als Bezug nimmt. Der gemessene Wert für die Kaonen $R = 1.56 \pm 0.04$ ist aber signifikant größer. Dies kann daher als ein experimenteller Hinweis für die verstärkte Emission der K^+ Mesonen senkrecht zur Reaktionsebene betrachtet werden, deren Ursache außerhalb der konventionellen Abschattung durch die Spektatormaterie gesucht werden muß.

Die azimutalen Winkelverteilungen von Kaonen wurden in letzter Zeit intensiv theoretisch studiert [Li96, Wan97], da sie möglicherweise Aufschluß geben über die Eigenschaften von Kaonen in Kernmaterie bzw. über deren Änderungen. Es werden Asymmetrien der Winkelverteilung erwartet, die sich auf die starke Wechselwirkung der Kaonen mit Nukleonen im Medium zurückführen lassen. Rechnungen mittels chiraler Störungstheorie sagen vorher, daß die Kaonen im nuklearen Medium sowohl ein stark repulsives Vektorpotential als auch ein attraktives skalares Potential spüren. Das resultierende In-Medium-Potential für die K^+ Mesonen ist leicht repulsiv und bewirkt daher eine Abstoßung zwischen Nukleonen und Kaonen. Währenddessen ist das In-Medium-Potential für die K^- Mesonen stark attraktiv. Dies bedeutet auch, daß sich die Ruhemasse der Kaonen und Antikaonen im nuklearen Medium als Funktion der Nukleonendichte verändert (siehe Kap. 1). Die In-Medium-Masse der Kaonen steigt leicht mit der Dichte an, während die K^- Masse stark abnimmt. Im relativistischen Transportmodell RBUU wurde gezeigt, daß die Produktionsquerschnitte der Antikaonen aus Ni + Ni Stößen bei $1.8 AGeV$ [Bar97], gemessen von der KaoS Kollaboration, und der Seitwärtsfluß der Kaonen aus Ni + Ni Stößen bei $1.93 AGeV$ [Rit95], gemessen von der FOPI Kollaboration, unter der Annahme einer weichen EOS [Li95b] und einem KN In-Medium-Potential [Fan94, Li95a] zu erklären sind.

Ko und seine Mitarbeiter haben mittels RBUU-Modellrechnung [Li96] gezeigt, daß die Kaonen sowohl in der Schwerpunkt- als auch in der Targetrapidität bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden.

Dies wird zurückgeführt auf die Streuung der Kaonen an den Spektatoren, die in der Reaktionsebene liegen, und auf das KN-Potential. Um den Einfluß des KN-Potentials zu klären, wurden die Rechnungen ohne KN-Potential, nur mit Vektorpotential und mit beiden skalaren und vektoriellen Potentialen für den Stoßparameter $b = 3\ fm$ durchgeführt (siehe Abbildung 5.9). Bei Schwerpunktrapidität verschwindet der gerichtete Seitwärtsfluß der Nukleonen und leichten Fragmente und der elliptische Fluß senkrecht zur Reaktionsebene wird die dominante Erscheinung der kollektiven Bewegung. In diesem Rapiditätsbereich zeigen die drei Optionen fast gleich schwache Anisotropien der Azimutverteilungen. Dies ist verständlich, da die Nukleonen als Quelle des KN-Potentials keine starke azimutale Anisotropie zeigen, was wegen des kleinen Stoßparameters trivial ist.

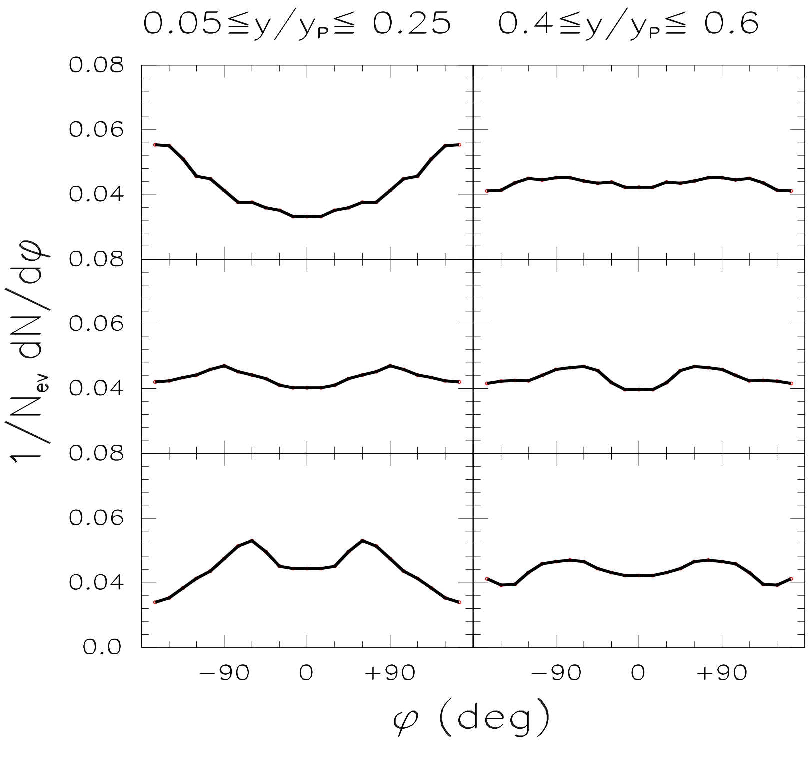

Abbildung 5.9: *Azimutverteilungen der K^+ Mesonen nach RBUU-Rechnungen in zentralen Au + Au Stößen bei $1\,AGeV$ [Li96]. Die Rechnungen wurden in den beiden Rapiditätsintervallen von $y/y_{Projektil} = 0.05 \sim 0.25$ und $0.4 \sim 0.6$ für drei verschiedene Optionen des KN-Potentials im nuklearen Medium durchgeführt: ohne (Oben), mit vektoriellem und skalarem (Mitte) und nur mit vektoriellem (Unten) KN-Potential.*

Außerdem sind die Reaktionsebenen bei nahezu zentralen Stößen schlecht definiert und der mögliche Einfluß des KN-Potentials auf die Bewegung der Teilchen ist relativ schwach wegen der radialen Expansion des Reaktionsvolumens. Dies könnte erklären, warum der Effekt des KN-Potentials auf die Azimutalverteilung bei der Modellrechnung mit $b = 3\ fm$ schwach ist.

Dagegen sind die Unterschiede bei Targetrapidität deutlich zu sehen, in der die Nukleonen starken gerichteten Fluß in die Reaktionsebene zeigen. Ohne KN-Potential folgen die Kaonen etwa dem Nukleonfluß, mit skalarem und vektoriellem Potential verschwindet die erhöhte Zählrate bei 0° und 180° und erscheint bei $\pm 90^\circ$. Nur mit dem Vektorpotential allein wird diese Tendenz noch stärker. Im Targetrapiditätsbereich ist der Effekt des KN-Potentials auf die Azimutverteilung der Kaonen signifikant. Dies ist auf die stark anisotrope Azimutverteilung der Nukleonen zurückzuführen. In der neuen Messung mit dem Reaktionssystem Au + Au bei $1 AGeV$ der KaoS Kollaboration wurden die Kaonen mit erhöhter Statistik bei der Targetrapidität gemessen. Die Analyse der neuen Daten kann diese Modellvorhersage überprüfen.

Eine neue Modellrechnung von den gleichen Autoren [Li97] für semi-zentrale Au + Au Stöße ($b = 7\,fm$) hat aber auch in dem Schwerpunktrapiditätsbereich eine deutliche Abschwächung des elliptischen Flusses ergeben, wenn das KN-Potential unberücksichtigt bleibt (siehe Abbildung 5.10). Damit wird es der RBUU-Modellrechnung zufolge klar, daß die starke azimutale Asymmetrie der K^+ Mesonen von dem KN-Potential verursacht wird. Die Azimutverteilung, berechnet ohne das KN-Potential, ergibt einen Asymmetrie-Parameter von $R \approx 1.07$. Dies entspricht etwa der Abschätzung aus der Streuwahrscheinlichkeit in Bezug auf die π^+ Mesonen.

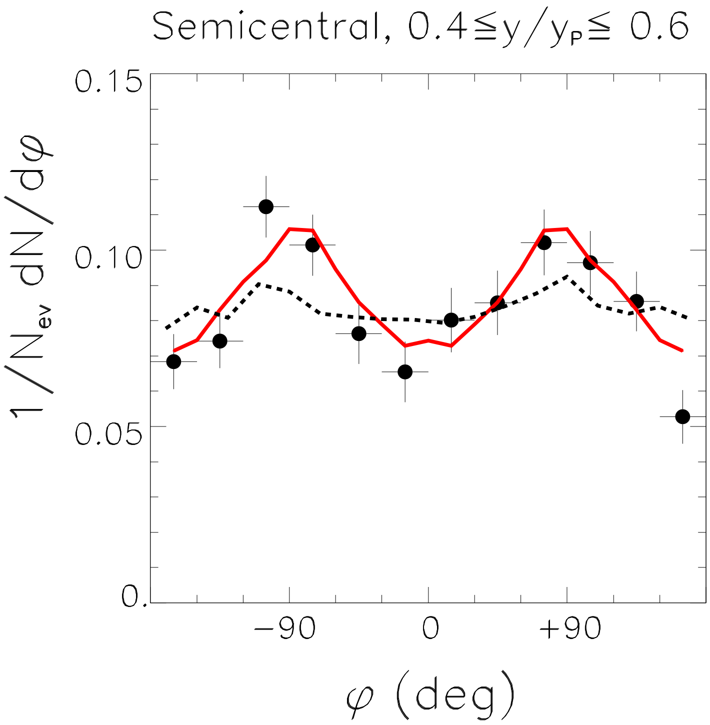

Abbildung 5.10: *Azimutverteilungen der K^+ Mesonen nach RBUU-Rechnungen in semizentralen Au + Au Stössen bei $1\,AGeV$ [Li97]. Den experimentellen Daten sind die Ergebnisse der Modellrechnungen mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) das KN-Potential überlagert.*

Das Flußverhalten der Kaonen wurde auch mit QMD-Modellrechnungen von der Tübinger Gruppe untersucht [Wan97]. In diesem Modell werden die Kaonen in Baryon-Baryon bzw. Pion-Baryon Stößen produziert. Nach der Produktion werden sie in dem Reaktionsgemisch propagiert. Die dabei auftretenden Wechselwirkungen werden bei der Einschußenergie von etwa $1AGeV$ hauptsächlich auf die KN-Streuung, Coulomb- und KN-Potentiale zurückgeführt. Ebenso wie die RBUU-Rechnung ergibt diese Modellrechnung für den Stoßparameter $b = 5fm$ eine bevorzugte Emission der Kaonen senkrecht zur Reaktionsebene. Aber die gleiche Rechnung für $b = 3fm$ [Wan97] zeigt leicht erhöhte Emission in die Reaktionsebene, was in den experimentellen Daten für die zentralen Stöße nicht beobachtet wird. Um die Einflüsse verschiedener Endzustandswechselwirkungen zu studieren, wurde die $p_\perp$ - Abhängigkeit des elliptischen Flusses in diesem Modell mit vier Optionen betrachtet: (1) keine Endzustandswechselwirkung, (2) nur mit KN-Streuung, (3) mit KN-Streuung und Coulomb-Potential und (4) zusätzlich mit dem KN-Potential (siehe Abbildung 5.11).

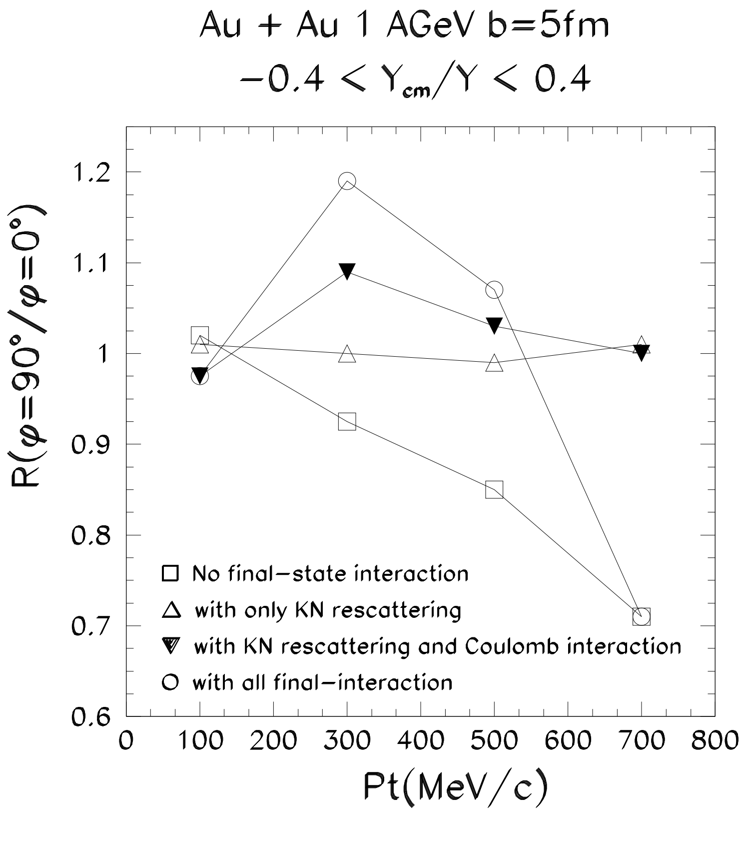

Abbildung 5.11: *Transversalimpuls-Abhängigkeit des elliptischen Flusses von K^+ Mesonen nach QMD-Modellrechnungen [Wan97].*

Interessant ist das Ergebnis der QMD-Modellrechnungen, daß die Azimutverteilung der Kaonen auch ohne Endzustandswechselwirkung starke Anisotropie zeigt. Die Kaonen werden bevorzugt *in* die Reaktionsebene emittiert ($R < 1$; elliptischer Fluß) und die Anisotropie steigt mit wachsendem $p_\perp$ der Kaonen. Das bedeutet, daß die primordiale Azimutverteilung der Kaonen nicht isotrop ist. Die Berücksichtigung der KN-Streuung verändert die Verteilung dramatisch. Sie führt zu einer nahezu isotropen Verteilung und flachen $p_\perp$ - Abhängigkeit. Erst die Coulomb- und KN-Potentiale bewirken die bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene für niedrige Transversalimpulse bis zum $p_\perp \approx 300 MeV/c$ ($R > 1$). Das KN-Potential unterdrückt aber die Emission senkrecht zur Reaktionsebene für die Kaonen mit höheren Transversalimpulsen, so daß die Anisotropie in die Reaktionsebene gedreht wird. Diese $p_\perp$ - Abhängigkeit ist ganz verschieden vom Abschattungseffekt, der zur Erklärung des elliptischen Flusses der Pionen herangezogen wird.

Die Anisotropie der Nukleonen (d. h. der Produktionsquelle von Kaonen) wird durch die azimutal anisotrope Kompression des Reaktionsvolumens erklärt [Wan97]. Die starke Abstoßung im Zentrum des Reaktionsvolumens, wegen der Inkompressibilität und impulsabhängigen Kraft einerseits und wegen des anziehenden Potentials der Spektatormaterie andererseits, ergibt einen stark abstoßenden Potentialgradienten vom Zentrum des Reaktionsgeschehens weg in die Richtung des Stoßparameters. Als Folge entwickelt sich ein transversaler Fluß der Nukleonen in die Reaktionsebene während der frühen Phase der Reaktion. Dies führt zur bevorzugten Produktion der Kaonen mit hohem $p_\perp$ in der Reaktionsebene.

Der Einfluß der KN-Streuung auf die Azimutverteilung kann der RBUU-Modellrechnung zufolge durch die asymmetrische Expansion der komprimierten Kernmaterie verstanden werden [Wan97]. Wegen der Spektatoren in der Reaktionsebene ist die Expansion langsamer in der Reaktionsebene als senkrecht dazu. Bei Einschußenergien unterhalb der Schwelle werden die Kaonen bevorzugt mit sehr niedrigen Impulsen produziert. Die thermische Geschwindigkeit ist deshalb möglicherweise niedriger als die Expansionsgeschwindigkeit. Dies führt zu einer Beschleunigung auf höhere Transversalimpulse wegen der Streuung an der expandierenden Kernmaterie, besonders wenn sie senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden. Dieser Effekt steht im Wettbewerb mit der anisotropen Kompression, so daß die beiden Effekte zusammen eine nahezu isotrope Azimutverteilung ergeben. Dieser Streuungseffekt ist stärker im verdichteten Reaktionsvolumen als im Bereich der Spektatoren, da die Streuungswahrscheinlichkeit an den Spektatoren sehr klein ist ($\sigma_{KN} \approx 12 mb$).

Die Wirkung des Coulomb- und KN-Potentials wird in ähnlicher Weise erklärt [Wan97, Wan98b]. Da die beiden Kräfte repulsiv sind, werden die Kaonen zu höheren Transversalimpulsen beschleunigt. Andererseits wird die Expansion des Reaktionsgemisches die Beschleunigung der Kaonen durch die In-Medium-Potentiale beeinflussen, da die Coulomb- und KN-Potentiale mit der Abnahme der Dichte auch abnehmen. Wegen der Existenz der Spektatoren in der Reaktionsebene ist die Expansion langsamer als senkrecht zur Reaktionsebene. Dies führt zur Beschleunigung der Kaonen zu höheren Transversalimpulsen, wenn sie in der Reaktionsebene propagieren. Dies erklärt die bevorzugte Emission in die Reaktionsebene, wenn noch zusätzlich das KN-Potential berücksichtigt wird. Andererseits wirken die beiden repulsive Potentiale so, daß die Kaonen mit niedrigen Impulsen weg von der Spektatormaterie, die in der Reaktionsebene lokalisiert ist, fokussiert werden. Diese Mechanismen sind aber verschieden von der konventionellen Abschattung durch die Spektatormaterie.

Nach diesen Interpretationen würde man erwarten, daß die Kaonen mit niedrigen Transversalimpulsen bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden, während die Kaonen mit hohen Transversalimpulsen bevorzugt in die Reaktionsebene emittiert werden. Bei der QMD-Modellrechnung wirkt das KN-Potential verstärkend auf die azimutale Anisotropie nur für *niedrige Transversalimpulse* durch den fokussierenden Effekt. Diese Interpretation der Daten sollte mit Rechnungen des RBUU-Modells verglichen werden. Solche Rechnungen liegen derzeit jedoch noch nicht vor.

Neue QMD-Modellrechnungen von den gleichen Autoren [Wan98a] für semizentrale Stöße ($b = 6\,fm$) mit und ohne das KN-Potential zeigen ähnliche Ergebnisse wie die RBUU-Modellrechnungen. Während die Rechnung mit dem KN-Potential eine qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigt, ist in der Rechnung ohne das KN-Potential die azimutale Asymmetrie sehr schwach (siehe Abbildung 5.12).

Das Coulomb-Potential scheint keinen großen Einfluß zu haben. Allerdings ist der fixierte Stoßparameter von $b = 6\,fm$ in dieser Modellrechnung kleiner als der bei der RBUU-Modellrechnungen mit $b = 7\,fm$ und bei der experimentellen Daten aus semizentralen Stößen mit $b \approx 6.7 - 9\,fm$ (siehe Tabelle 4.2). Dies könnte der Ursache dafür sein, daß die QMD-Rechnungen einen weniger stark ausgeprägten Effekt zeigen als die experimentellen Daten und als das Ergebnis der RBUU-Modellrechnungen.

Von den QMD-Rechnungen wird die Sensitivität der Kaonen auf die asymmetrische Kompression und Expansion des Reaktionssystems ebenfalls dadurch erklärt, daß die Kaonen in diesem Strahlenergiebereich mit sehr niedriger thermischer Geschwindigkeit produziert werden. Die asymmetrische Kompression und Expansion erklärt auch die Stoßparameterabhängigkeit der azimutalen Asymmetrie, da die asymmetrische Kompression und Expansion stark von der Stoßgeometrie abhängen.

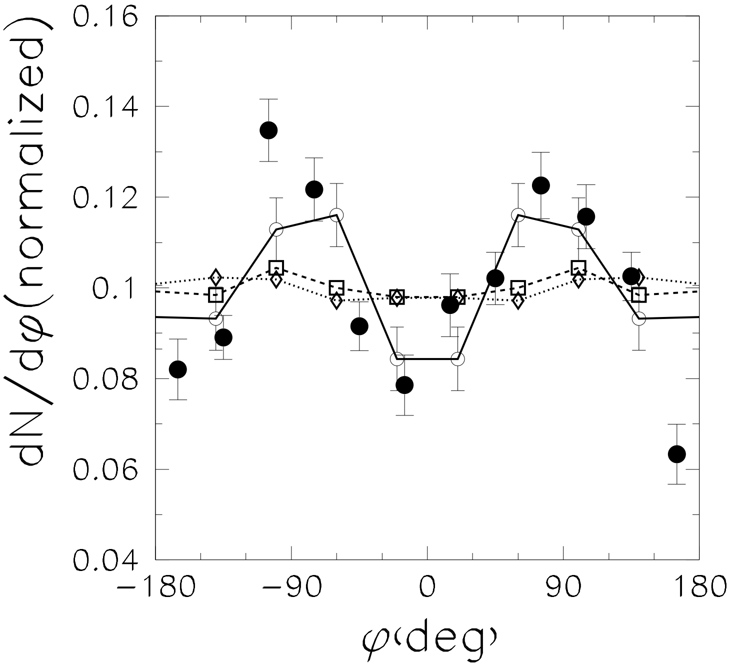

Abbildung 5.12: *K^+ Azimutverteilung für semi-zentrale ($b = 6\,fm$) Stöße in der QMD-Modellrechnung. Bei den Rechnungen sind die Kaonen über den Transversalimpulsbereich von $p_\perp = 0.2 \sim 0.6\,GeV$ und über den Rapiditätsbereich von $y/y_{Strahl} = 0.4 \sim 0.6$ integriert. Die verschiedenen offene Symbolen bezeichnen Rechnungen mit unterschiedlichen Optionen: mit KN- und Coulomb-Potentialen ($\bigcirc$), ohne KN-Potential ($\square$), weder KN- noch Coulomb-Potentiale ($\diamond$). Den Modellergebnissen sind die experimentelle Daten aus dem entsprechenden Phasenraumabschnitt überlagert ($\bullet$).*

5.2.2.2 Seitwärtsfluß der Kaonen

Während die Kaonenproduktion meistens auf die anfängliche Kompressionsphase einer Schwerionenreaktion beschränkt ist, beeinflussen die Potentiale der Kaonen in der Kernmaterie und die elastischen Streuprozesse während der Expansionsphase die Energiespektren. Die Energiespektren und die Kaonenausbeute sind sensitiv auf die Kompressibilität der Kernmaterie. Wie die RBUU-Modellrechnungen gezeigt haben, können die Energiespektren der Kaonen durch die Kombination verschiedener nuklearer EOS [Li95b] und Stärken des In-Medium-Potentials der Kaonen erklärt werden [Fan94].

In diesem Zusammenhang wurden von C.M. Ko und seinen Mitarbeitern der gerichtete Seitwärtsluß der postiv geladenen Kaonen als sensitive Observable für das Potential der Kaonen vorgeschlagen [Li95a]. Es wurde gezeigt, daß je nach angenommenem Potential die Kaonen verschiedenes Flußverhalten zeigen. In der Abbildung 5.13 sind für die vier verschiedenen Potentialoptionen die Ergebnisse gezeigt. Werden die Kaonen als freie Teilchen behandelt, so zeigen die Kaonen ein dem Nukleonenfluß entsprechendes Flußverhalten. Mit einem rein vektoriellen Potential zeigen die Kaonen den Nukleonen entgegengesetzten Fluß. Im Falle eines sklaren und vektoriellen Potentials wird die Abstoßung des Vektorpotentials reduziert, so daß die Kaonen keinen gerichteten Fluß mehr zeigen. Das Ergebnis nach der sogenannten *impulse approximation* [Lee95] ist dem letzten Fall mit einem skalaren und vektoriellen Potential vergleichbar. Das skalare Potential der Kaonen ist umstritten, da die Ergebnisse von W. Weise [Wei93] zeigen, daß das skalare Potential durch die Berücksichtigung höherer Beiträge in der Störungsrechnung aufgehoben wird.

Wegen der beschränkten Akzeptanz des Kaonenspektrometers in Transversalimpuls und Rapidität war es nicht möglich, diese Fragestellung zu beantworten. So wie die Abbildung 5.8 zeigt, sind die $cos(\phi)$-Komponenten der azimutalen Verteilungen verträglich mit Null. Dies schließt zumindest zwei Optionen aus, nämlich die mit dem Vektorpotential allein und ohne Potential. D. h. das skalares Potential der Kaonen im Medium, verursacht durch die explizite chirale Symmetriebrechung, wird benötigt, um die Eigenschaften der Kaonen in Kernmaterie zu beschreiben.

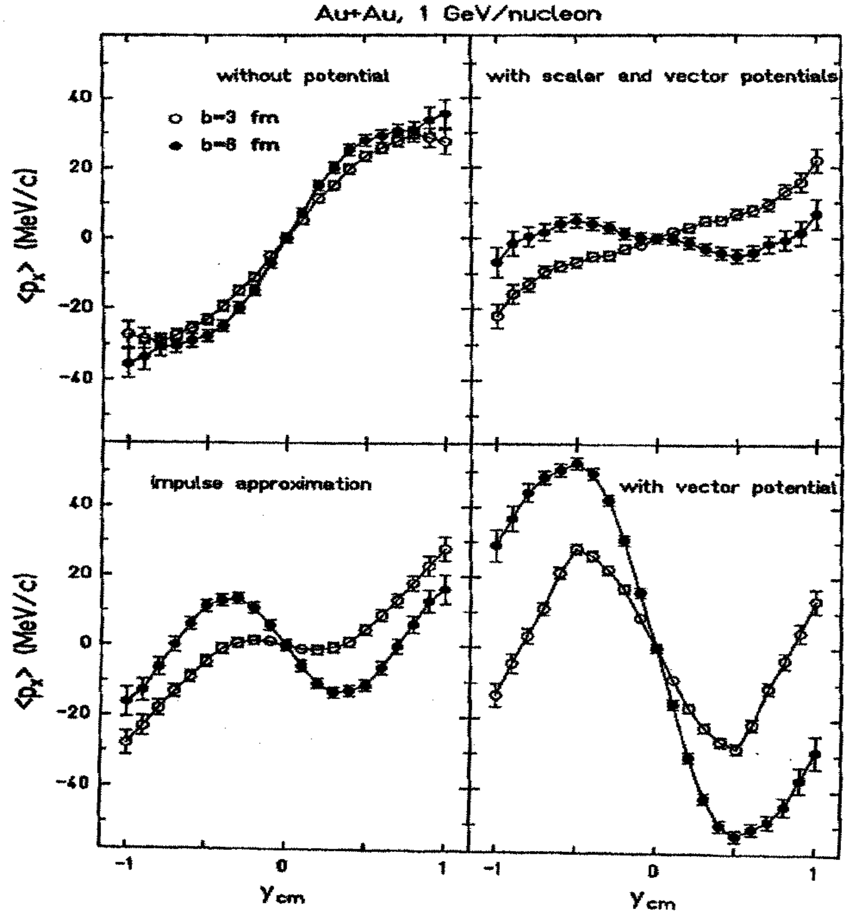

Abbildung 5.13: $< p_x >$ *der* K^+ *Mesonen nach RBUU-Rechnungen in semi-zentralen und zentralen Au + Au Stößen bei* $1 AGeV$.

5.2.3 Vergleich mit den Azimutalverteilungen der Pionen

Der elliptische Fluß der Pionen wurde zuerst durch die KaoS- und TAPS- Experimente bei SIS/GSI entdeckt [Bri93b, Ven93]. In [Bri97] wurde der elliptische Fluß der Pionen für das Reaktionssystem Bi + Bi bei $1\,AGeV$ ausführlich untersucht. Die Analyse des hier betrachteten Datensatzes führt zu den gleichen Ergebnissen wie in den oben zitierten Referenzen. Die Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefaßt werden: Anders als die Protonen und Fragmente zeigt der elliptische Fluß der Pionen nur eine schwache Stoßparameter-Abhängigkeit. Wie die Abbildung 5.7 zeigt, nimmt der elliptische Fluß mit wachsendem Transversalimpuls zu, um dann oberhalb von ca. $400\,MeV/c$ zu sättigen. Aus [Bri97] entnehmen wir, daß die positiv und negativ geladenen Pionen einen in Betrag und Richtung gleichen elliptischen Fluß zeigen und daß der elliptische Pionenfluß bei der Strahlenergie von $400\,AMeV$ ein Maximum hat.

In dieser Arbeit wird zusätzlich die Rapiditäts-Abhängigkeit untersucht (siehe Abbildung 5.14). Anders als die Nukleonen zeigen die Pionen einen nahezu konstanten Verlauf in der Rapidität. Dies zeigt deutlich, daß der elliptische Fluß der Pionen eine andere Ursache hat als der der Nukleonen, deren Flußstärke von der Schwerpunktrapidität aus in Richtung Target- bzw. Projektilrapidität nahezu linear abnimmt.

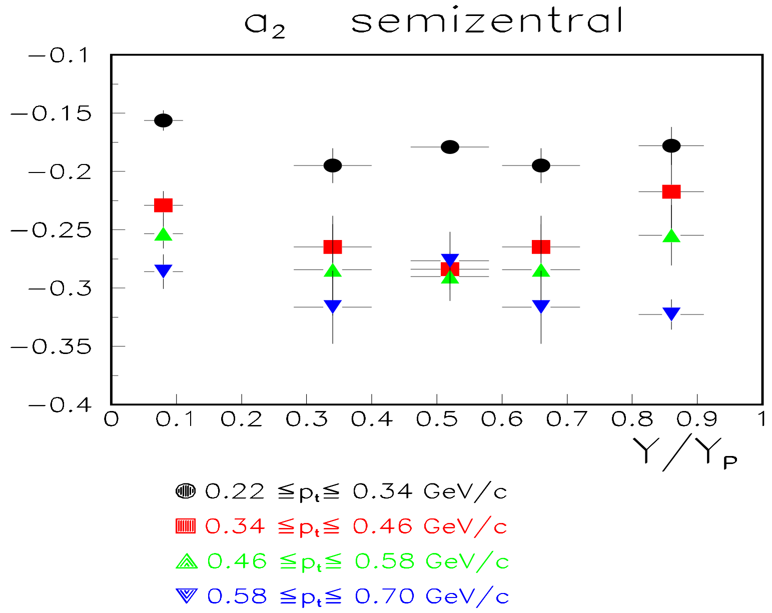

Abbildung 5.14: *Squeeze Out Stärke als Funktion von $p_\perp$ und y für positiv geladene Pionen.*

Im Vergleich zu den Pionen zeigen die a_2 Parameter der Kaonen eine ähnliche Rapiditäts-Abhängigkeit. Ihre Stoßparameter-Abhängigkeit ist aber unterschiedlich. Die Pionen haben in semizentralen Stößen ein Maximum der azimutalen Asymmetrie, während der Effekt für die Kaonen mit wachsendem Stoßparameter, d. h. mit wachsender Spektatorgröße zuzunehmen scheint.

Die Stärke der azimutalen Asymmetrie ist zwischen den Pionen und Kaonen ähnlich, zeigt aber eine andere Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Im Gegensatz zu Pionen steigt die Asymmetrie der Kaonen nicht mit dem wachsenden Transversalimpuls.

Nach den QMD- und BUU-Modellrechnungen wird der elliptische Fluß der Pionen durch die Abschattung der Pionen aus dem Reaktionsvolumen durch die Spektatormaterie in der Reaktionsebene verursacht aufgrund der Streuung und Absorption durch die Δ-Resonanz [Bas93, Bas95, Li94]. Es ist aber schwer anzunehmen, daß der Abschattungseffekt auch für die Kaonen zutreffen würde. Dies wird aus der Überlegung der Streuwahrscheinlichkeit von beiden Mesonen und aus den RBUU- und QMD-Modellrechnungen deutlich. Im Rahmen der Modellrechnungen ist das KN-Potential verantwortlich für die unerwartet starke azimutale Anisotropie der Kaonen. Der elliptische Fluß der Kaonen ist damit eine Observable, die sensitiv auf das KN-Potential im Medium ist.

6 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

Mit dem Kaonen-Spektrometer *KaoS* am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI wurden Reaktionen zwischen Goldkernen bei der Einschußenergie von $1AGeV$ studiert. Dabei wurden in Rahmen dieser Dissertation die Energiespektren und die azimutale Winkelverteilungen der K^+ Mesonen gemessen und analisiert.

Um die Abhängigkeit der Energiespektren und Azimutverteilungen von der Zentralität der Schwerionenreaktion zu untersuchen, wurden Stoßparameter und Anzahl der partizipierenden Nukleonen experimentell bestimmt. Dazu wurden die Teilchenmultiplizität, gemessen mit dem Großwinkel-Hodoskop nahe dem Target, und die Ladungssumme der Projektilspektatoren, gemessen mit dem Kleinwinkel-Hodoskop in etwa $7\,m$ Abstand hinter dem Target, benutzt.

Der Nachweis der Projektilspektatoren mit dem Kleinwinkel-Hodoskop erlaubt ferner, für jedes Ereignis die Reaktionsebene einer Schwerionenreaktion zu bestimmen. Dazu wurde analog zur sogenannten Transversalimpuls-Analyse [Dan85] die Transversalgeschwindigkeit der Projektilspektatoren analisiert, da ihre Massen nicht gemessen werden konnten. Der Emissionswinkel der positiv geladenen Kaonen konnte dann in Bezug auf die Reaktionsebene untersucht werden.

Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts für die Produktion der K^+ Mesonen war eine vollständige Trennung von Signal und Untergrund nicht immer möglich, so daß die Azimutverteilung der Kaonen von Untergrundereignissen kontaminiert ist (ca 20 %). Eine Zusätzliche Schwierigkeit lag darin, daß das Streufeld des Quadrupols des Spektrometers den Strahl hinter dem Target abgelenkt hat. Dadurch verschob sich der Koordinatenursprung zur Bestimmung der Azimutwinkel horizontal vom Mittelpunkt des Kleinwinkel-Hodoskops. Die dadurch bewirkte Verschiebung des Koordinatenursprungs zur Bestimmung der Azimutwinkel wurde untersucht und korrigiert.

Um Energiespektren der Kaonen im Schwerpunktsystem studieren zu können, wurden die Daten, gemessen bei vier verschiedenen Laborwinkeln, nach Schwerpunktwinkeln und Rapiditäten sortiert. Die Energiespektren bei $\Theta_{CM} \approx 90^\circ$ und $\Theta_{CM} \approx 130^\circ$ für den zentralen Stoßparameterbereich zeigen einen Steigungsparameter (Temperatur) von etwa $87 MeV$. Die transversalen kinetischen Energiespektren in vier verschiedenen Rapiditätsintervallen und zentralem Stoßparameterbereich zeigen Steigungsparameter von etwa $90 MeV$ und keine Abweichung von einem thermischen Verhalten innerhalb der Meßgenauigkeit. Die Ausbeuten sind dagegen unterschiedlich. Bei Rückwärtswinkel bzw. bei Targetrapidität wurde ein fast doppelt so großer Wirkungsquerschnitt wie bei Schwerpunktrapidität gemessen. Die polare Winkelverteilung der positiv geladenen Kaonen ist also nicht isotrop. Dies ist nach Modellrechnungen darauf zurückzuführen, daß die Kaonen zum großen Teil über den Kanal $\pi N \to K^+Y$ produziert werden und die πN-Stöße überwiegend parallel zur Strahlachse ausgerichtet sind. Die elastische Streuung der Kaonen an den Spektatoren trägt zusätzlich zur Asymmetrie der polaren Winkelverteilung bei [Bra97, Tei97].

In dieser Arbeit konnte zum ersten Mal der *elliptische Fluß* der positiv geladenen Kaonen senkrecht zur Reaktionsebene nachgewiesen werden. Die azimutale Anisotropie ist am stärksten für (1) periphere und semi-zentrale Stöße und (2) im Bereich der Schwerpunktrapidität. Im Gegensatz zu den Pionen zeigt die Stärke der Anisotropie keine Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Während im Falle der Pionen die azimutale Anisotropie auf die Abschattung durch die Spektatoren zurückgeführt wird, kann dieser Effekt die Kaonendaten nicht erklären, da die K^+ Mesonen eine große mittlere freie Weglänge in Kernmaterie besitzen. Mikroskopische Transportmodellrechnungen wie RBUU und QMD können den elliptischen Fluß der Kaonen nur unter Berücksichtigung des Kaon-Nukleon-Potentials im nuklearen Medium wiedergeben [Li97, Wan98a].

Als ein anderer experimenteller Hinweis auf das KN-Potential im Medium wurde das Verschwinden des gerichteten Seitwärtsflusses der Kaonen vorhergesagt [Li95a]. Die Analyse der experimentellen Daten in einem Rapiditätsintervall von $y/y_{Strahl} = 0.2 \sim 0.8$ zeigt keine in die Reaktionsebene gerichtete Flußkomponente.

Im Anschluß an dieser Arbeit wurden mehrere Experimente mit unterschiedlichen Einschußenergien und bei verschiedenen Reaktionssystemen am Kaonenspektrometer bei SIS/GSI durchgeführt.

Die verschiedenen Transportmodellrechnungen erwarten deutlich stärkere azimutale Asymmetrie der Kaonen im Target- bzw. Projektilrapiditätsbereich [Li96]. Um diese Effekte zu studieren, wurden am Kaonenspektrometer weitere Experimente mit hoher Statistik an den Reaktionssystemen Au + Au bei $1 AGeV$ im Targetrapiditätsbereich ($\Theta_{Lab} = 84°$) und Ni + Ni bei $1, 1.5$ und $1.93 AGeV$ im Targetrapiditäts- und Schwerpunktrapiditätsbereich durchgeführt. Bei den Experimenten mit Ni wurden nicht nur die positiv geladenen Kaonen, sondern auch die Antikaonen gemessen. Dies ist von besonderem Interesse, da für die Antikaonen besonders ausgeprägte In-Medium-Effekte aufgrund eines stark attraktiven K^-N-Potentials erwartet werden.

Literaturverzeichnis

[Aic85] J. Aichelin and C. M. Ko. *Physical Review Letters*, Vol. 55, p. 2661, 1985.

[Aic86] J. Aichelin and H. Stöcker. “Quantum-Molecular-Dynamics- A Novel Approach to N-Body Correlations in Heavy-Ion Collisions”. *Physics Letters B*, Vol. 176, p. 14, 1986.

[Aic88] J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenbauer, H. Stöcker, and W. Greiner. *Physical Review C*, Vol. 37, p. 2451, 1988.

[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*, Vol. 202, p. 233, 1991.

[App97] H. Appelshäuser et al. “Directed and Elliptic Flow in 158-GeV / Nucleon Pb + Pb Colliisons”. 1997. nucl-ex/9711001.

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

[Bar97] R. Barth, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, R. Stock, C. Ströbele, H. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. “Probing in-medium Effects by Observing K^+ and K^- Production in Ni+Ni Collisions at Equivalent Beam Energies”. *Physical Review Letters*, Vol. 78, pp. 4007–4010, 1997.

[Bas93] S. Bass. *Kollektive Effekte von Pionen bei SIS-Energien*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1993.

[Bas94] S. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker, and W. Greiner. “Participant Nucleons: Problems with the geometric interpretation.”. GSI Scientific Report 1993, 1994.

[Bas95] S. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker, and W. Greiner. “Azimuthal Correlations of Pions in Relativistic Heavy Ion Collisions at 1 GeV/Nucleon”. *Physical Review C*, Vol. 51, p. 3343, 1995.

[Bas97] S. Bass. *Eigenschaten heißer dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen*. PhD thesis, Universität Frankfurt (D), 1997.

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

[Bel66] R. Bell. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 42, p. 211, 1966.

[Ber84] G. Bertsch, H. Kruse, and S. Das Gupta. *Physical Review C*, Vol. 29, p. 673, 1984.

[Ber88] G. Bertsch and S. Das Gupta. “A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collisions”. *Physics Reports*, Vol. 160, p. 189, 1988.

[Bra97] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel. “Analysis of Kaon Production at SIS Energies”. 1997. nucl-th/9703047.

[Bri93a] D. Brill. *Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1993.

[Bri93b] D. Brill, W. Ahner, P. Baltes, R. Barth, C. Bormann, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. “Azimuthally Anisotropic Emission of Pions in Symmetric Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 71, pp. 336–339, 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. “Study of the Out-of-Plane Emission of Protons and Light Fragments in Symmetric Heavy-Ion Collisions”. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 355, pp. 61–68, 1996.

[Bri97] 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 pions in symmetric heavy ion collisions". *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 357, p. 207, 1997.

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

[Bro87] G. E. Brown, K. Kubodera, and M. Rho. "Strangeness Condensation And Clearing of the Vacuum". *Physics Letters B*, Vol. 193, p. 273, 1987.

[Bro91] G. Brown, C. Ko, Z. Wu, and L. Xia. "Kaon Production from Hot and Dense Matter Formed in Heavy-Ion Collisions". *Physical Review C*, Vol. 43, p. 1881, 1991.

[Cav90] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D. L'Hôte, J. Poitou, and O. Valette. "Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions". *Physical Review C*, Vol. 42, p. 1760, 1990.

[Cro96] P. Crochet. PhD thesis, Universität Strassbourg, 1996.

[Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani, and J. Vandermeulen. "Equilibration in Relativistic Nulear Collisions, A Monte-Carlo Calculation". *Nuclear Physics A*, Vol. 351, p. 505, 1981.

[Dan85] P. Danielewicz and G. Odyniec. "Transvers Momentum Analysis of Collectiv Motion in Relativistiv Nuclear Collisions". *Physics Letters B*, Vol. 157, p. 146, 1985.

[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*, Vol. 241, p. 476, 1990.

[Dos86] K. Doss, H. Gustafsson, H. Gutbrod, K. Kampert, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A. Poskanzer, H. Ritter, H. Schmidt, and H. Wieman. "Nuclear Collective Flow as a Function of Projectile Energy and Mass". *Physical Review Letters*, Vol. 57, p. 302, 1986.

[Ess91a] H. Essel, J. Hoffmann, M. Richter, D. Schall, H. Sohlbach, and W. Spreng. Real Time '91, Computer applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics, Jülich, 1991.

[Ess91b] H. Essel, J. Hoffmann, M. Richter, D. Schall, H. Sohlbach, W. Spreng, and T. Batsch. Real Time ’91, Computer applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics, Jülich, 1991.

[EUR83] EUR 8500 – CAMAC: Updated specification. Esone committee, Brüssel, 1983.

[Fai86] G. Fái and J. Randrup. “FREESCO: Statistical Event Generator for Nuclear Collisions”. *Computational Physics Communications*, Vol. 42, p. 385, 1986.

[Fai87] G. Fái and W. Zhang. “Optimizing heavy ion experiments to probe dense nuclear matter”. *Physical Review C*, Vol. 36, p. 597, 1987.

[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*, Vol. 575, p. 766, 1994.

[Gos77] J. Gosset, H. Gutbrod, W. Meyer, A. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, and G. Westfall. “Central Collisions of Relativistic Heavy Ions”. *Physical Review C*, Vol. 16, p. 629, 1977.

[Gos90] J. Gosset, M. Demoulins, R. Babinet, C. Cavata, H. Fanet, D. l’Hôte, B. Lucas, J. Poitou, O. Valette, M.-C. Lemaire, J. Alard, J. Augerat, N. Bastid, P. Charmensat, P. Dupieux, L. Fraysse, J. Marroncle, G. Montarou, M. Parizet, D. Qassoud, A. Rahmani, F. Brochard, P. Gorodetzky, and C. Racca. “Nuclear Collective Flow from Gaussian Fits to Triple Differential Distributions”. *Physics Letters B*, Vol. 247, p. 233, 1990.

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

[Gut83] H. Gutbrod, H. Löhner, A. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, Ritter, A. Warwick, F. Weik, and H. Wieman. *Physics Letters B*, Vol. 127, p. 317, 1983.

[Gut89] H. Gutbrod, K. Kampert, B. Kolb, A. Poskanzer, H. Ritter, and H. Schmidt. “A New Component of the Collective Flow in Relativistic Heavy-Ion Collisions”. *Physics Letters B*, Vol. 216, p. 267, 1989.

[Gut90] H. Gutbrod, K. Kampert, B. Kolb, A. Poskanzer, H. Ritter, R. Schicker, and H. Schmidt. “Squeeze-Out of Nuclear Matter as a Function of Projectile Energy and Mass”. *Physical Review C*, Vol. 42, p. 640, 1990.

[Hag63] Hagedorn, R. *Relativistic Kinematics*. W.A.Benjamin, INC., Massachusetts, 1963.

[Har87] J. Harris, G. H. Odyniec, H. Pugh, L. Schroeder, M. Tincknell, W. Rauch, R. Stock, R. Bock, R. Brockmann, A. Sandoval, H. Ströbele, R. Renfordt, D. Schall, D. Bangert, J. Sullivan, K. Wolf, A. Dacal, C. Guerra, and M. Ortiz. "Pion Production in High-energy Nucleus-Nucleus Collisions". *Physical Review Letters*, Vol. 58, p. 463, 1987.

[Har94] C. Hartnack, J. Jaenicke, L. Sehn, H. Stöcker, and J. Aichelin. "Kaon produktion at subthreshold energies". *Nuclear Physics A*, Vol. 580, p. 643, 1994.

[Har95] J. Harris. In: *Proceedings of the 12th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Snowbird, Utah*, 1995.

[IEC90] IEC. "Norm 935/1990". 1990.

[IEE86] IEEE Standard FASTBUS. "Modular High–Speed Data Aquisition and Control System". ANSI/IEEE Std. 960-1986, New York, 1986.

[Kap86] D. B. Kaplan and A. E. Nelson. "Strange Goings on in Dense Nucleonic Matter". *Physics Letters B*, Vol. 175, p. 57, 1986.

[Kar94] F. Karsch. "Hadron Properties in the Vicinity of T_C". In: *Proc. of the International Workshop on Multiparticle Correlations and Nuclear Reactions, Nantes, France*, 1994.

[Ko96] C. Ko and G. Li. "Medium Effects in high energy heavy-ion collisions". *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics*, Vol. 22, p. 1673, 1996.

[Koh90] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppl, B. Schlei, and F. Pühlhofer. "Status of the TOF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer at SIS". GSI Scientific Report 1989, 1990.

[Kru85] H. Kruse, B. V. Jacak, J. J. Molitoris, G. D. Westfall, and H. Stöcker. "Vlasov-Uehling-Uhlenbeck Theory of Medium-Energy Heavy Ion Reactions: Role of Mean Field Dynamics and Two Body Collisions". *Physical Review C*, Vol. 31, p. 1770, 1985.

[Lee95] C. H. Lee *et al.* "An Effective Chiral Lagrangian Approach to Kaon–Nuclear Interactions. Kaonic Atom and Kaon Condensation". *Nuclear Physics A*, Vol. 585, pp. 401–449, 1995.

[Li94] B. Li. *Nuclear Physics A*, Vol. 570, p. 797, 1994.

[Li95a] G. Q. Li and C. M. Ko. “Kaon flow in heavy-ion collisions”. *Nuclear Physics A*, Vol. 594, pp. 460–482, 1995.

[Li95b] G. Q. Li and C. M. Ko. “Subthreshold kaon production and the nuclear equation of state”. *Physics Letters B*, Vol. 349, p. 405, 1995.

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

[Li97] G. Q. Li. “Private communication”. 1997.

[Man97] M. Mang. *Produktion von K^+-Mesonen in ^{197}Au+^{197}Au Stößen bei 1 GeV/Nukleon*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1997.

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

[Ogi90] C. Ogilvie et al. *Physical Review C*, Vol. 42, p. , 1990.

[Par95] M. Partlan and the EOS-Collaboration. “Fragment Flow in Au + Au Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 75, p. 2100, 1995.

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

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

[Rei97] W. Reisdorf and H. G. Ritter. “Collectiv Flow in Heavy-Ion Collisions”. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 47, p. 663, 1997.

[Ren84] R. Renfordt, D. Schall, R. Bock, R. Brockmann, D. Bangert, W. Rauch, G. Odyniec, H. Pugh, and L. Schroeder. “Stopping Power and Collective Flow of Nuclear Matter in the Reaction Ar+Pb at 0.8 GeV/u”. *Physical Review Letters*, Vol. 53, p. 763, 1984.

[Ris96] D. H. Rischke. “Hydrodynamics and collective behaviour in relativistic nuclear collisions”. In: *Quark Matter ’96*, p. 88, 1996.

[Rit95] J. Ritman et al. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 352, p. 355, 1995.

[Sch74] W. Scheid, H. Müller, and W. Greiner. *Physical Review Letters*, Vol. 32, p. 741, 1974.

[Sch93] H. Schmidt and J. Schukraft. "The Physics of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions". *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics*, Vol. 19, p. 1705, 1993.

[Sch94] A. Schroeter et al. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 350, p. 101, 1994.

[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*, Vol. 327, p. 393, 1993.

[Ser86] B. D. Serot and J. D. Walecka. "The Relativistic Nuclear Many–Body Problem". In: J. W. Negele, Erich Vogt, Ed., *Advances in Nuclear Physics*, pp. 1–327, Plenum Press, New York – London, 1986.

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

[Sto80] R. Stock et al. *Physical Review Letters*, Vol. 44, p. 1243, 1980.

[Stö80] H. Stöcker, J. A. Maruhn, and W. Greiner. *Physical Review Letters*, Vol. 44, p. 725, 1980.

[Stö82] H. Stöcker, L. Csernai, G. Graebner, G. Buchwald, H. Kruse, R. Cusson, J. Maruhn, and W. Greiner. "Jets of Nuclear Matter from High Energy Heavy Ion Collisions". *Physical Review C*, Vol. 25, p. 1873, 1982.

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

[Stö86] H. Stöcker and W. Greiner. "High Energy Heavy Ion Collisions - Probing the Equation of State of Highly Excited Hadronic Matter.". *Physics Reports*, Vol. 137, p. 277, 1986.

[Tei97] S. Teis, W. Cassing, M. Effenberger, A. Hombach, U. Mosel, and G. Wolf. "Pion production in heavy ion collisions at SIS energies". *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 356, p. 421, 1997.

[Val87] Valvo. "Datenbuch". Hamburg, 1987.

[Ven93] L. B. Venema et al. *Physical Review Letters*, Vol. 71, p. 835, 1993.

[Vol96] S. Voloshin and Y. Zhang. “Flow study in relativistic nuclear collisions by fourier expansion of azimuthal particle distributions”. *Zeitschrift für Physik C, Hadrons and Nuclei*, Vol. 70, p. 665, 1996.

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

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

[Wan97] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. Uma Maheswari, and D. Kosov. “Anisotropie of Subthreshold K^+ Emission in Heavy Ion Reaction”. *PRL*, Vol. 79, p. 4096, 1997.

[Wan98a] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. Uma Maheswari, and D. Kosov. “Private communication”. 1998.

[Wan98b] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. Uma Maheswari, and D. Kosov. “Role of the Coulomb interaction in the flow and the azimuthal distribution of kaons from heavy ion reactions”. *NPA*, Vol. 628, p. 151, 1998.

[Wei84] W. Weise. “Quarks, Chiral Symmetry and Dynamics of Nuclear Constituents”. In: Weise, W., Ed., *International Review on Nuclear Physics, Vol. 1*, p. 58, World Scientific, Singapore - Philadelphia, 1984.

[Wei93] W. Weise. “Nuclear Aspects of Chiral Symmetry”. *Nuclear Physics A*, Vol. 553, p. 59c, 1993.

[Wie96] T. Wienold et al. “Stopping and Collectiv Effects at SPS Energies”. In: *Quark Matter ’96*, p. 76, 1996.

[Yar79] Y. Yariv and Z. Fraenkel. “Intranuclear Cascade Calculations of Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review C*, Vol. 20, p. 2227, 1979.

Danksagung

Für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre Unterstützung bin ich Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele zu großem Dank verpflichtet.

Weiterhin gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. Peter Senger (GSI) für die stetige Hilfsbereitschaft und kritische Diskussionen. Ferner möchte ich mich Dr. Dieter Brill und Dr. Jürgen Speer für die anregende Diskussionen und aufmunternde Gespräche bedanken.

Meine Frau Jungsook und mein Sohn Jaewoo waren mir immer eine liebevolle Unterstützung.
Vor allem bedanke ich mich herzlich bei meinen Eltern in Seoul für das Ermöglichen meines Studiums in Deutschland.

Allen Mitgliedern der KaoS Kollaboration gebührt mein Dank für die hervorragende Arbeitsatmosphäre:

Ch. Bormann, D. Brill, R. Stock, H. Ströbele (Univ. Frankfurt), R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczon, F .Laue, M. Mang, D. Miśkowiec, E. Schwab, P. Senger, G. Surówka (GSI Darmstadt), P. Baltes, A. Förster, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, F. Uhlig, A. Wagner (TU. Darmstadt), W. Prokopowicz, W. Waluś (Univ. Kraków), I. M. Böttcher, B. Kohlmeyer, M. Menzel, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel (Univ. Marburg).