Entwicklung eines Tracking-Triggers für Magnetspektrometer und Messung der K^+- und K^--Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von 1-2 AGeV

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

dem
Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

Marc Menzel
aus Köln

Marburg/Lahn 2000

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg als Dissertation
angenommen am: 8.8.2000

Erstgutachter : Prof. Dr. F. Pühlhofer
Philipps-Universität Marburg

Zweitgutachter : Prof. Dr. H. Ströbele
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt a.M.

Tag der mündlichen Prüfung am: 9.8.2000

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung eines neuen Triggers für das Kaonen-Spektrometer, das am Schwerionen-Synchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionen Forschung (GSI) in Darmstadt betrieben wird, beschrieben. Anders als klassische Trigger-Konzepte, die auf der Auswertung von Flugzeiten oder Multiplizitäten beruhen, soll dieser Trigger durch die Rekonstruktion der Teilchenflugbahnen im Spektrometer eine komplexere Bedingung an die aufzuzeichnenden Ereignisse stellen. Der Sinn eines solchen Tracking-Triggers liegt darin, daß der unvermeidliche Untergrund reduziert wird und man dadurch in der vorgegebenen Meßzeit mehr "gute" Ereignisse aufzeichnen kann, wodurch die statistische Signifikanz dieser Messungen verbessert wird. Das Kaonen-Spektrometer wurde hauptsächlich für die Messung der Kaon-Produktion in Schwerionen-Stößen konstruiert, wobei besonders die Messungen bei Strahlenergien, die bis zu 60% unterhalb der Schwelle für die K-Mesonen-Produktion in NN-Stößen liegen, interessant sind. Hierbei werden Kaonen ausschließlich über Mehrfachstöße produziert und sind somit entsprechend selten. Das Problem dieser Messung liegt neben der niedrigen Erzeugungsrate in dem hohen Hintergrund anderer Teilchen (typischerweise 1 Kaon auf 1.000 Pionen und 10.000 Protonen), die ebenfalls bei Schwerionenstößen emittiert werden und die das Kaonen-Signal überdecken. Besonders stören natürlich solche Ereignisse in denen zwei oder drei unkorrelierte Teilchen ein Kaon vortäuschen.

Um in das Meßsystem des Spektrometers eingebaut werden zu können, darf der Tracking-Trigger maximal 150 ns für die Beurteilung eines Ereignisses brauchen, wodurch die üblichen Mikro-Prozessor gestützten Lösungen ausscheiden und eine Lösung auf Basis von schnellen Lookup-Tabellen gewählt wurde. Die Konstruktion und der erfolgreiche Test des Tracking-Triggers werden beschrieben. Mittlerweile wurde er auch in einer Messung erfolgreich eingesetzt.
Außer dieser technischen Entwicklung behandelt diese Arbeit die Mesonen-Produktion im Stoßsystem ^{58}Ni+^{58}Ni.[1] In einer Strahlzeit im November 1997 wurden Daten bei 1.1 AGeV, 1.5 AGeV und 1.93 AGeV Strahlenergie aufgenommen, die im Fall der 1.93 AGeV Messung über 4 Winkel verteilt sind. Aus diesen Daten ließen sich spektrale Verteilungen für die positiv und negativ geladenen Kaonen, und entsprechende Teilchenverhältnisse gewinnen.
Zusammen mit älteren Daten, die ebenfalls am Kaon-Spektrometer gewonnen wurden [Ba97],[Mü97],[Wa97] und Daten der FOPI-Kollaboration ([Ho98], [Pe97],[Be97]), erhält man eine systematische Untersuchung dieses Stoßsystems. Die Kaonen-Produktion hängt, bei schwellennahen Einschußenergieen empfindlich von der Dich-

[1] Bei einigen Messungen mußte, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten, ein dickeres Target aus $^{nat.}$Ni benutzt werden.

te und Temperatur der Reaktionszone ab, wodurch die Messung der Kaonen-Produktionsraten Aufschluß über diese Größen ergibt. Der Vergleich der Ni+Ni Daten mit Daten die aus C+C Stößen [St00],[La98], bzw. Au+Au Stößen [St00] gewonnen wurden, ergibt für die K^+-Produktion ein eindeutiges Bild, das die nukleare Zustandsgleichung (engl. equation of state kurz EOS) auf eine "weiche" Kompressibilität festlegt.

Besonders die Ergebnisse der Anti-Kaonen Messung überraschen, da eine deutlich kleinere Produktionsrate gemessen wurde, als ältere Messungen erwarten ließen. Die neuen K^+/K^- Verhältnisse lassen sich sowohl in einem thermischen Modell erklären, bzw. wurden sogar in [Cl98], vorausgesagt, als auch durch mikroskopische Transport-Rechnungen beschreiben [Ca99],[Li97], [Li98],[Ai00]. Besonders für die mikroskopischen Transport-Rechnungen ergeben sich mit diesen neuen, genaueren und über einen großen Teil des verfügbaren Phasenraums hinweg gemessenen K^--Daten engere Einschränkungen für die Bandbreite möglicher Kernmedium-Effekte.

Für die höchste Einschußenergie wurde die Anisotropie der polaren Winkelverteilung bestimmt. Es konnte klar gezeigt werden, daß die Stärke der Anisotropie vom Stoßparameter abhängig ist. In verschiedenen Modellen wird dies einerseits als Folge der Wechselwirkung der Kaonen mit der Kernmaterie und andererseits als Folge der Produktionsprozesse, die der Kaonemission vorausgehen, erklärt.

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation

Die Kenntnis hadronischer Materie unter extremen Bedingungen ist noch weitgehend lückenhaft. Zwei Fragen, deren Klärung notwendig für die Beschreibung hadronischer Materie ist, sind die Frage nach der Wirkung der Kaon-Nukleon-Potentiale in dichter Kernmaterie und die Bestimmung der Form der nuklearen Zustandsgleichung. Beide Fragen lassen sich gut durch die Messung von Kaon-Produktionsraten in Schwerionenstößen untersuchen. Besonders die Kaon- und Antikaon-Produktion bei Einschußenergien unterhalb der Energie, die in einem Nukleon-Nukleon-Stoß für die Produktion eines Kaons (bzw. Antikaons) notwendig ist, hängt sehr sensitiv von der Hadronen-Dichte und den effektiven K^+/K^--Nukleon-Potentialen ab. Bei Einschußenergien von 1 bis 2 AGeV wird für einen relativ langen Zeitraum von ca. 15 fm/c die 2- bis 3-fache Dichte von normaler Kernmaterie erreicht [Fa94]. Deshalb ist dieser Energiebereich besonders interessant.

Speziell die Frage nach einer Absenkung der effektiven Antikaonenmasse in dichter Kernmaterie läßt sich gut untersuchen, da zusätzlich die effektive Masse des Kaons unter dem Einfluß des Potentials angehoben werden sollte und sich daher das K^+/K^- Verhältnis zur Untersuchung anbietet. Außerdem kürzen sich hierbei systematische Fehler sowohl im Experiment als auch in den theoretischen Modellen, die zum Vergleich herangezogen werden, heraus. Experimente dazu sind besonders von astrophysikalischem Interesse, da eine Absenkung der effektiven Antikaonen-Masse, wie in [Br94] beschrieben, zu einer Absenkung der maximal möglichen Neutronenstern-Masse führen würde. Dies wäre eine Folge davon, daß in Neutronensternen das elektrochemische Potential größer als die effektive Kaonenmasse wird und ein K^--Bose-Kondensat gebildet würde. Die große K^--Zahl bewirkte dann, daß die Umwandlung von Protonen in Neutronen unterbleibt und so die Sternmaterie nahezu p-n-symmetrisch bliebe. Solche "Nukleonen"-Sterne hätten dann eine höhere Kompressibilität als reine Neutronensterne. Dieser Mechanismus hätte zur Folge, daß ein derartiger Sternenrest schon bei einer Masse von 1.5 Sonnenmassen und nicht erst bei 2.0 Sonnenmassen in ein schwarzes Loch kollabieren würde und entsprechend die Zahl der schwarzen Löcher im Universum deutlich höher als bisher anzunehmen wäre.

Die zweite Frage ist ebenfalls von astrophysikalischem Interesse, da die nukleare Zustandsgleichung (equation of state, kurz EOS) Bestandteil von Modellen der Sternenbildung und -Evolution ist. Hierzu ist speziell die Messung der Anregungsfunktion der K^+-Produktion in verschiedenen schweren Systemen wie C, Ni und Au und deren Vergleich eine Möglichkeit Aussagen über die "Härte" oder "Weichheit" der EOS zu gewinnen. Für die Existenz einer weichen EOS spricht z.B., daß das Verhältnis der K^+-Produktion in Au+Au und C+C Reaktionen unterhalb 1 AGeV Einschußenergie stark ansteigt [St00], was von einer Transportmodell-Rechnung [Li95] vorhergesagt wurde.

Neben diesen astrophysikalischen Fragen ist natürlich auch die Reaktionsdynamik in Schwerionenstößen ein wichtiger Untersuchungsbereich. Besonders interessant ist, ob der nur wenige fm/c existierende Feuerball genug Zeit hat, zu äquillibrieren, oder ob in der spektralen- bzw. Winkel-Verteilung der Kaonen noch Spuren des Kaon-Formationsprozesses zu finden sind. Informativ ist hierbei insbesondere der Vergleich zwischen K^+ und K^- Verteilungen, da die mittlere freie Weglänge eines K^- in Kernmaterie deutlich kürzer ist als die eines K^+.

Das Hauptinteresse lag in den letzten Jahren in der Suche nach Hinweisen auf Änderungen der K^+ bzw. K^- -Eigenschaften im nuklearen Medium hoher Dichter, wie zuerst in Ni+Ni Reaktionen ([Sc94b],[Ri95],[Ba97]), dann in Au+Au Reaktionen ([Sh98]) und zuletzt in C+C Reaktion ([La99] untersucht. Die experimentellen Resultate und die Vergleiche mit Transportmodell-Rechnungen legen den Schluß nahe daß die K^--Produktion unterhalb der kinematischen Schwelle für den Prozeß $NN \rightarrow K^-K^+NN$ ($E^{Lab}_{Schwelle} = 2.5$ GeV) durch eine In-Medium-Massenreduktion der Antikaonen stark erhöht wird. Dagegen scheint die K^+-Produktion unterhalb der Schwelle für die Reaktion $NN \rightarrow K^+\Lambda N$ ($E^{Lab}_{Schwelle} = 1.58$ GeV) durch eine leichte Erhöhung der effektiven In-Medium-Masse etwas abzunehmen. Beide Effekte können durch die Annahme von $K^\pm$-N-Potentiale reproduziert werden (z.B.:[Br97],[Li97]). Ebenfalls erklärt ein repulsives K^+-N-Potential die in [Ri95] und [Sh98] gezeigten azimutalen K^+-Emissionsmuster ([Li96b]).

Um die angesprochenen Punkte zu untersuchen, ist es wichtig ein Reaktionssystem zu wählen, mit dem man einen weiten Energiebereich von 0.8 bis 2.0 AGeV mit dem SIS-Beschleuniger der GSI überstreichen kann und in dem genügend $K^\pm$-Mesonen produziert werden. Die Reaktion Ni+Ni stellt hierbei eine gute Wahl dar. Einerseits sind bereits in einer früheren Strahlzeit vor allem die niederen Energien gemessen worden [Ba97]. Andererseits sind für Ni bis zu 1.93 AGeV Strahlenergie verfügbar, wobei Strahlströme von über 10^8 Teilchen pro Spill (8 s) erreicht werden können. Dies garantiert, daß speziell bei der höchsten Energie Kaonen mit einer relativ hohen Rate gemessen werden können.

Damit ist es möglich die $K^\pm$-Produktion über einen großen Teil des zur Verfügung stehenden Phasenraumes hinweg zu untersuchen. Angestrebt wird deshalb eine systematische Untersuchung der Erzeugung “seltsamer”-Mesonen als Funktion des Impulses, der Rapidität, des polaren und azimutalen Emissionswinkels und der Zentralität des Stoßes im System Ni+Ni bei 1.93 AGeV. Insbesondere sollen Analyse-Methoden entwickelt werden, um die vom Kaon-Spektrometer gemessenen Teile des Phasenraumes zu einem Gesamtphasenraun zusammenfügen zu können. Dies ist für Vergleiche der Messdaten mit anderen Experimenten und theoretischen Vorhersagen von großem Interesse und wichtig für die Auswertung andere KaoS-Experimente.

Neben der Messung bei der höchsten Energie, sind Experimente bei niedrigeren Einschußenergien nötig, um die Kaon-Produktion über Mehrfachstöße untersuchen zu können. Diese sequentiellen Prozesse, bei denen Δ- und π-Teilchen die Rolle von intermediären Energiespeichern übernehmen, hängen besonders empfindlich von der Baryonendichte ab, sodaß die Kaonproduktion stark von der Kompressibilität der Kernmaterie abhängt. Dazu wurden 1.1 und 1.5 AGeV als Einschußenergie gewählt, bei denen eine z.T. sehr geringe Kaonen-Ausbeute erwartet wird. Bei einer Einschußenergie von 1.5 AGeV wird z.B. nur maximal ein K^- im Messbereich des Kaon-Spekrometers pro 150.000 Ni+Ni Reaktionen erwartet. Mit der K^--Messung bei 1.5 AGeV und 1.93 AGeV steht zu erstenmal auch eine Antikaonen Anregungsfunktion für einen schweren Kern unterhalb der Schwelle zur Verfügung.

Das Problem dieser Messungen besteht darin, daß das Kaonsignal im Untergrund der gleichzeitig produzierten Pionen und Protonen zu verschwinden droht. Bei 1.1 AGeV kommt ein K^+ auf 1.000 Pionen und 10.000 Protonen.

Neben dem Problem des Untergrundes besteht noch zusätzlich die Notwendigkeit, die Kaonen in den gemessenen Daten anzureichern, um eine für die Analyse genügende Anzahl von Kaonen in einer bewältigbaren Datenmenge zu bekommen. Vor allem um letzteres zu erreichen, wurde bisher am Kaon-Spektrometer ein Flugzeit-Trigger verwendet, der Protonen und Pionen wirkungsvoll reduziert, sodaß nur Kaonen und der darunterbefindliche Untergrund zur Weiterverarbeitung von der Datenaufnahme aufgezeichnet wurde. Der Untergrund wurde dann in einer Offline-Auswertung reduziert, wobei besonders die Verfolgung der Teilchen-Trajektorien wirkungsvoll ist. Um die Kaon-Ausbeute pro Meßzeit zu steigern, ist ein zusätzlicher Trigger gebaut worden, der den Untergrund durch eine Trajektorien-Verfolgung bereits online reduziert. Bei dieser Aufgabe bestand vor allem die Herausforderung, daß der neue Trigger mit dem bestehenden Flugzeittrigger und dem Datenaufnahmesystem zusammenarbeiten muß. Daraus ergibt sich die stark eingrenzende Randbedingung, daß maximal 150 ns Zeit für die Tracking-Trigger-Entscheidungsfindung zur Verfügung stehen. Diese Einschränkung schließt "standardisierte" 2^{nd}-Level-Trigger-Ansätze aus und erfordert unkonventionelle Ansätze wie die Benutzung gestaffelter Lookup-Tabellen.

2 KaoS-Experiment

2.1 Kaonen-Spektrometer

Das doppelfokussierende Kaonenspektrometer [Se93], das im Cave C am SIS-Beschleuniger der GSI steht, dient zur Messung leichter Reaktionsprodukte (π,K,p) aus Kern-Kern-Kollisionen. Es enthält als dispersives Element einen Dipolmagneten, der die geladenen Teilchen in Abhängigkeit ihres Impulses ablenkt (siehe Abb.1). Durch Variation des Dipolfeldes können unterschiedliche Impulsbereiche überstrichen werden. Die üblichen Werte sind zusammen mit den abgedeckten Impulsintervallen in Tab.1 aufgelistet. Je nach Polarität des Magnetfeldes werden entweder negativ oder positiv geladene Teilchen gemessen. Durch entsprechende Formgebung der Feldkanten wird eine Fokussierung in der dispersiven (=horizontalen) Ebene erreicht. Der vor dem Dipol stehende Quadrupolmagnet sorgt für eine Fokussierung in der vertikalen Ebene.

Magnetfeld [T]	Impulsinterval [MeV/c]
0.35	160 - 280
0.6	270 - 480
0.9	410 - 720
1.4	640 - 1120

Tab.1: Impulsbereiche des Spektrometers für verschiedene Dipol-Magnetfeldstärken

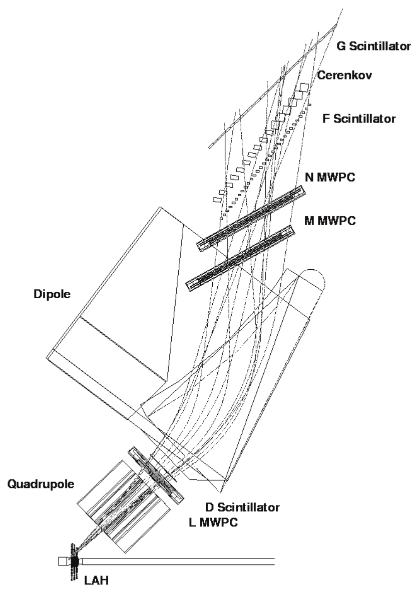


Abb.1: Aufsicht auf das Kaon-Spektrometer mit einigen von GEANT simulierten Teilchen-Trajektorien.

Das Spektrometer deckt impulsabhängig einen Raumwinkel von 15-35 msr ab und kann, um verschiedene Bereiche des Phasenraums der emittierten Teilchen zu messen, auf einer Lafette um den Targetort herum gefahren werden.

Zur Messung der emittierten Teilchen sind diverse Detektorsysteme installiert:

- Die drei Time-Of-Flight **(TOF-) Detektoren** bestehen jeweils aus einer Anzahl senkrecht stehender Einzeldetektoren, die aus einem Plastik-Szintillatorstreifen bestehen, der am oberen und unteren Ende über Lichtleiter an Photomultiplier gekoppelt ist. Diese Einzeldetektoren werden auch als Paddles bezeichnet. Der D-Detektor ist zwischen Dipol und Quadrupol aufgestellt und besteht aus 16 Paddles. Er dient als Startdetektor für den TOF-Trigger (siehe Abschnitt 2.2). Da die Kleinwinkelstreuung vor dem Dipol möglichst klein gehalten werden soll, sind die Szintillatoren nur 4 mm dick ($\times 220 \times 30 mm^2$), wodurch, aufgrund des niedrigen Energieverlustes der durchfliegenden Teilchen, nur eine intrinsische Zeitauflösung von 320 ps erreicht wird.

  Der das Stop-Signal liefernde F-Detektor, steht in der Fokalebene und besteht aus 30 Paddles, die mit 2 cm dicken, 3,7 cm breiten und 38 cm hohen Pilot-F-Szintillatoren, eine intrinsische Zeitauflösung von 100 ps (FWHM) erreichen. Da die Paddles in der Fokalebene stehen, kann alleine durch die Kenntnis des getroffenen F-Paddles der Impuls auf 4 % genau definiert werden. Für den TOF-Trigger werden nur die ersten 24 Paddles genutzt. Genauere Angaben zu Konstruktion und Leistungsvermögen des Stop-Detektors finden sich in [Pö93].

  Hinter der Fokalebene steht der G-Detektor, der als dritte Flugzeitwand im Hinblick auf den Tracking Trigger 1997 hinzugekommen ist. Dieser Detektor besteht ebenfalls aus 30 Paddles, deren Szintillatoren $47 \times 7.4 \times 2cm^3$ groß sind. Ihre gute Flugzeitauflösung von 180 ps (FWHM), ermöglicht es, neben dem Vergleich der Flugzeit zwischen D-Detektor und F-Detektor und der Flugzeit zwischen T-Detektor und F-Detektor, einen weiteren Flugzeitvergleich anzustellen, der eine deutliche Reduktion des Untergrundes liefert. Näheres zum G-Detektor und zu den Flugzeitvergleichen ist in [Bö00] nachzulesen.

  Die Signalverarbeitung ist für alle TOF-Detektoren gleich. Die Signale jedes Paddles werden in sogenannte Sum-Split-Karten gegeben, die sie aufspalten. Und zwar in jeweils ein Signal mit 10% der Ursprungsamplitude, das nach einer Verstärkung um den Faktor 10 zur Messung des Energieverlustes an QDCs (Charge -**Q**- to **D**igital **C**onverter) gegeben wird und ein Signal mit 90% der Ursprungsamplitude, das über Constant-Fraction-Diskriminatoren und TDCs (**T**ime to **D**igital **C**onverter) zur Bestimmung der Flugzeit verwendet wird. Zusätzlich liefern die Sum-Split-Karten noch ein Signal, das proportional zur Summe aus beiden Ursprungssignalen ist mit der Eigenschaft das Laufzeitunterschiede zwischen oberem und unterem Photomultiplier ausgeglichen werden.

Dieses Signal ist damit zur Gewinnung der Trigger-Information geeignet. Diese Summensignale werden an Constant-Fraction-Diskriminatoren gegeben, deren Ausgänge zum einen direkt an den Tracking-Trigger (siehe Kapitel 3) und zum anderen an den TOF-Trigger gegeben werden. Für den TOF-Trigger werden jeweils die 16 Summen-Signale des D-Detektors und die ersten 24 Summen-Signale des F-Detektors logisch “verodert”.

- **Cerenkov-Detektoren**
  Da bei einem Magnetfeld von 1.4 T die Flugzeiten von Protonen und Kaonen zu überlappen beginnen , bzw. der Abstand zwischen den Flugzeiten in den Bereich der Auflösung der Trigger-Elektronik kommt, sind für dieses hohe Magnetfeld zusätzliche Detektoren installiert. Sie nutzen die hohe Geschwindigkeit der Pionen und Kaonen aus. Diese Mesonen erzeugen in Plexiglas bzw. Wasser Cerenkov-Strahlung, was für Protonen mit den gleichen Impulsen nicht der Fall ist. Dadurch ist eine Separation der Mesonen möglich. [Mi94]

- **MWPC-Kammern**
  Zur genauen Rekonstruktion der Trajektorien der durch das Spektrometer geflogenen Teilchen sind drei großflächige Vieldraht-Proportional-Kammern (**M**ulti-**W**ire-**P**roportional-**C**hamber) aufgestellt. Eine Kammer (L-Kammer) steht zwischen Quadrupol und Dipol und zwei Kammern (N- und M-Kammer) stehen hinter dem Dipol vor der Fokalebene. Die Kammern arbeiten mit einem Pregap, das eine Ladungsvorverstärkung um den Faktor 100 bewirkt. Jeweils fünf Kathoden-Drähte werden zusammen ausgelesen. Die Vorverarbeitung der Daten leistet ein Transputer-Netzwerk, das nur noch Positionen und Amplituden an die Daten-Aquisition liefert. Durch die gute Ortsauflösung von ca. 0.5 mm (FWHM) ist es möglich, gestreute Teilchen, die durch einen falsch zugeordneten Impuls, Untergrund darstellen, zu identifizieren und abzutrennen. Der Untergrund unter den Kaonen läßt sich allein durch das sogenannte “Tracking” um bis zu eine Größenordnung reduzieren.

- Das **Großwinkelhodoskop**, auch Target-Detektor oder kurz T-Detektor genannt, besteht aus 96 Plastik-Szintillations-Detektoren, die in drei Ringen um das Target herum einen Laborwinkel von 12^o bis 48^o abdecken. Die Entfernungen vom Targetort betragen 8 cm, 10.5 cm bzw. 13 cm. Um die Richtung des Spektrometers nicht abzuschatten wurden dort in jedem Ring 4 Detektoren ausgebaut. Um den Untergrund der δ-Elektronen zu unterdrücken ist jedes Modul mit 0.75 mm Blei abgeschirmt. Die einzelnen Module liefern jeweils eine Zeit- und eine Energieinformation. Insbesonders die gemittelte Zeitinformation des Gesamtdetektors ist wichtig, da sie den Reaktionszeitpunkt definiert. Die Zeitauflösung beträgt ca. 180 ps (FWHM).

  Neben der Definition des Reaktionszeitpunktes stellt die im T-Detektor gemessene Multiplizität geladener Teilchen eine wichtige Meßgröße dar, da diese proportional zur Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen (Partizipanten) ist. Aus dieser Größe läßt sich der Stoßparameter der Reaktion ableiten, der die Zentralität der Kollision definiert, wodurch man ein wichtiges Ereignis-Charakteristikum erhält.

- Das **Kleinwinkelhodoskop** ist das zweite Detektor-Array am Kaon-Spektrometer welches neben dem T-Detektor, zur Eventcharakterisierung dient. Da die nicht an der Reaktion beteiligte Nukleonen (Spektatoren) in der Reaktionsebene abgelenkt werden, kann durch ihren Nachweis, die Reaktionsebene gemessen werden. Dabei nutzt man aus das sich die Spektatoren durch ihre relativ zu den Partizipanden höhere Geschwindigkeit auszeichnen. Dazu besteht das Kleinwinkelhodoskop aus 380 Plastik Szintillatoren, die eine Fläche von 1,9 m x 2,2 m abdecken. Es ist 7 m hinter dem Target aufgestellt. Der abgedeckte Laborwinkel beträgt $0,5^o$ - 7^o. Die einzelnen Module des Hodoskops liefern jeweils Zeit- und Energieinformationen. Nähere Einzelheiten über diesen Detektor sind in [Sh98] zu finden. Die Auswertung der Kleinwinkelhodoskop-Daten der Ni+Ni Strahlzeit sind in [Uh01] zu finden.

- **Strahlstrom-Monitore**
  Um Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, muß man exakt die Intensität des Primärstrahles messen. Für niedrige Intensitäten bis zu $1 \cdot 10^6$ Teilchen pro Spill kann einfach ein Szintillationsdetektor in den Strahl gefahren werden, der die durchfliegenden Strahlteilchen mißt. Für höhere Strahlströme ist eine indirekte Methode notwendig, da sonst Pileup-Effekte zu unkorrigierbaren Fehlern führen. Um für die bis zu $3 \cdot 10^8$ Teilchen/Spill, die das SIS liefert, eine Strahlstromnormierung zu haben sind unter einem Laborwinkel von 110^o links und rechts von der Targetkammer zwei Detektor-Teleskope aus jeweils 3 Szintillationsdetektoren aufgebaut. Die Teleskope werden in 3-fach-Koinzidenz betrieben, wodurch der Untergrund von zufälligen Koinzidenzen vernachlässigbar ist und nur die Zählrate der Teilchen, gezählt wird (meist Protonen und Pionen), die durch den Raumwinkel der Teleskope geflogen sind. Die Zählrate der Monitore ist proportional zum Strahlstrom. Der Proportionalitätsfaktor wird in Eichmessungen dadurch bestimmt, daß man bei niedriger Strahlintensität (einige 10^5 Teilchen/Spill) gleichzeitig die Monitore und einen Detektor im Strahl betreibt. Eine Ausführliche Beschreibung ist in [Be93] zu finden.

2.2 Flugzeit-Trigger

Die Messung von Kaonen, die in Schwerionenstößen bei Energien unterhalb der Kaonenschwellen in N-N-Stößen produziert werden, hat vor allem das Problem, daß z.B. bei einer Messung bei 1 AGeV ein Kaon in einem Untergrund von 10.000 Protonen und 1.000 Pionen zu finden ist. Um die 'interessanten' Kaonen-Ereignisse in den aufgezeichneten Daten anzureichern, wird ausgenutzt, daß sich die Teilchensorten durch die begrenzte Impulsakzeptanz in ihren Fluggeschwindigkeiten unterscheiden. Abb.2 zeigt die Flugzeiten zwischen D- und F-Detektor für verschiedene Magnetfelder. Die Flugzeitbänder entstehen durch die unterschiedlichen Wegstrecken, die Teilchen gleichen Impulses (also gleichen F-Paddles) aber unterschiedlichen Emissionswinkels (D-Paddles), zurücklegen. Man erkennt sehr gut das für $B_{Dipol} = 0.6T$ die Kaonflugzeit von den anderen Teilchensorten zu trennen ist und für $B_{Dipol} = 0.9T$ die Pionen bereits nicht mehr sauber abzutrennen sind. Bei $B_{Dipol} = 1.4T$ ist die Trennung von Pionen und Kaonen nicht mehr über die Flugzeit möglich, so daß für eine saubere Abtrennung der Protonen die Information der Cerenkov-Detektoren notwendig ist.

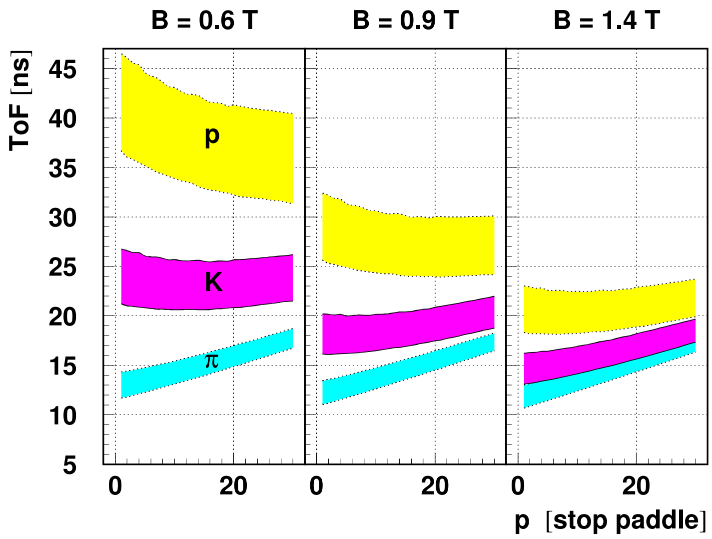


Abb.2: Flugzeiten zwischen Start- (D-) und Stop- (F-) Detektor für verschiedene Teilchensorten und Magnetfelder, in Abhängigkeit vom F-Paddle (gleichbedeutend mit Teilchenimpuls)

In Abb.3 ist schematisch die Realisierung des Flugzeittriggers dargestellt. Um die Triggerinformation zu gewinnen, werden aus dem Signal des Start-Detektors zwei verschieden lange Signale erzeugt, die mit dem Signal des Stop-Detektors verglichen werden. Kommt es zu einem Überlapp zwischen dem kurzen Start-Signal und dem Stop-Signal, so handelt es sich um ein Pion und es wird kein Trigger generiert. Überlappen das lange Start-Signal und das Stop-Signal, so handelt es sich um ein Kaon und es wird ein Trigger generiert. Ein Proton erzeugt keinen Überlapp zwischen einem Start und einem Stopp-Signal und so wird kein Trigger ausgelöst. Zusätzlich kann noch die Cerenkov-Information in die Trigger-Entscheidung eingehen.

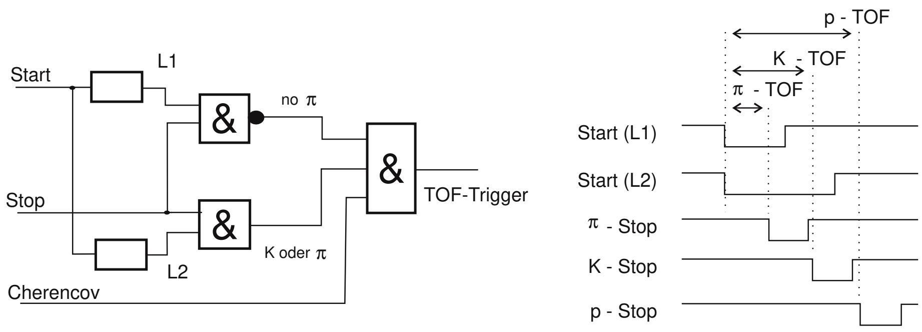


Abb.3: Schematische Wiedergabe der TOF-Trigger Logik und des Schaltungstiming

Die Wirkung des TOF-Triggers kann man in folgendem Bild (Abb.4) sehen, in dem Massenspektren gezeigt werden, die einmal mit DF-Trigger[2] und einmal mit TOF-Trigger gemessen wurden. Die gezeigten Daten beziehen sich jeweils auf die gleich große Menge Daten. Deutlich erkennbar ist die signifikante Reduzierung der Protonen- und Pionenzählrate.

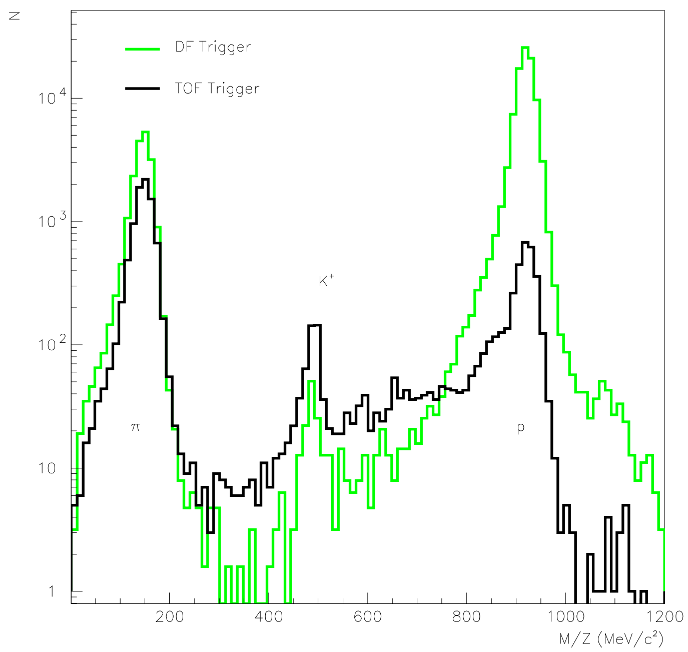


Abb.4: Massenspektren die mit DF bzw. TOF Trigger bei einem Magnetfeld $B_D = 0.9T$ gewonnen wurden. (jeweils bezogen auf eine gleiche (Roh-) Datenmenge)

[2]dieser Trigger läßt alle Flugzeiten zu

2.3 Datenerfassung

Abb.5 zeigt eine Übersicht der Datenaquisition des Kaonen-Spektrometers, wie sie im November 1997 zum Einsatz gekommen ist. Das System gliedert sich in Datenzweige, die jeweils die Daten einer Gruppe von Detektoren sammeln.

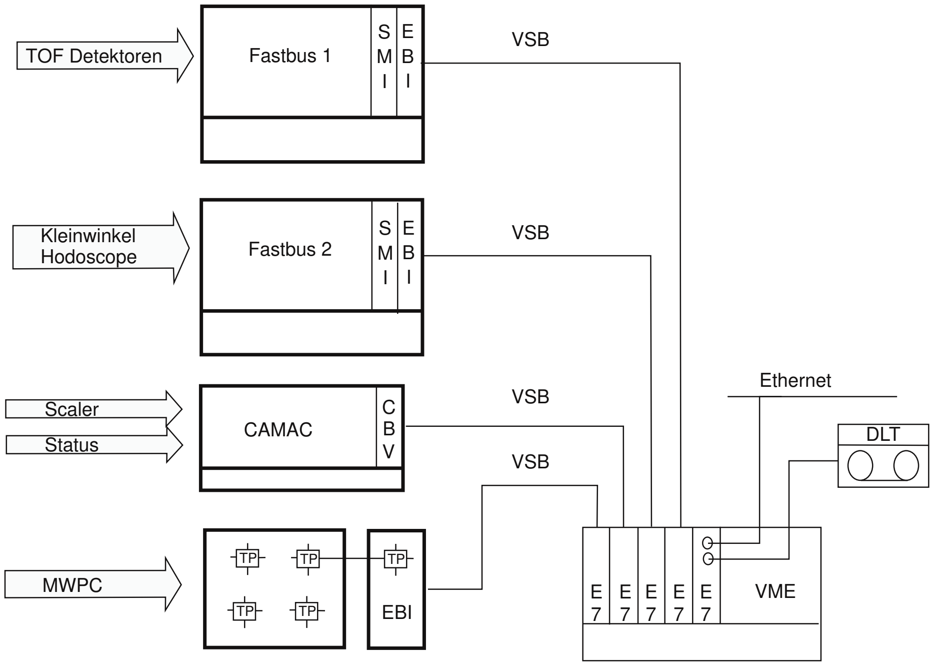


Abb.5: Blockschaltbild des KaoS-Datenaquisitionssystems

Die Energieverlust- bzw. Zeit-Signale der TOF-Detektoren werden in Fastbus QDC's (LeCroy 1885) bzw. Fastbus TDC's (LeCroy 1875) digitalisiert. Diese Daten werden über eine SMI-Einheit, die die Pedestals (Sockelwerte) der ADC's abzieht, ausgelesen. Alle Daten die dann über programmierbaren Schwellen liegen, werden an ein EBI (Eventbuilder-VSB-Interface) weitergegeben, welches die Daten durch eine VSB-Verbindung (VME-Serial-Bus) an eine E7-VME-Prozessor-Karte übergibt. In vollkommen analoger Weise werden die Daten des Kleinwinkel-Hodoskops aufgenommen.

Für die MWPC's werden die Signale direkt an den Kammern durch schnelle Flash-ADCs digitalisiert. Die auf den Kammern sitzenden Transputer-Netze (TP) verarbeiten diese Information, so daß nur noch Positionen und zugehörige Signal-Amplituden an einen spezielles EBI weitergegeben werden.

Der CAMAC-Zweig der Datenaquisition zeichnet vor allem Status-Informationen, wie z.B. Trigger-Typ und Trigger unabhängige Informationen, wie z.B. die Zählrate von Monitor-, oder Halo-Detektoren, auf. Das CAMAC-Crate wird über einen Controller mit direkter VSB-Schnittstelle ausgelesen.

Die E7-VME-Prozessoren generieren für jeden Zweig ein Subevent und speisen dieses in ein VME-System ein. Hier verbindet eine Master-E7 die Subevents der einzelnen Zweige zu einem Gesamtevent und speichert es auf ein DLT-Tape, bzw. stellt es über eine Ethernetverbindung anderen Rechnern zur Online-Analyse zur Verfügung.

Die durch das Datenaufnahmesystem verursachte Totzeit beträgt ca. $800\mu s$, wodurch bis zu 1.200 Events/s aufgezeichnet werden können. Bei der maximalen Aufzeichnungsgeschwindigkeit fallen bis zu 1,5 MB Daten pro Sekunde an.

2.4 Experiment Ni+Ni (Nov. 1997)

Vom Schwerionen-Synchrotron (SIS) der GSI-Darmstadt wurde ein ^{58}Ni-Strahl mit 1.1, 1.5 bzw. 1.93 GeV/Nukleon mit Spill-Längen zwischen 5 und 8 s geliefert. Die Spills waren durch Pausen von 6 - 10 s Länge unterbrochen. Die Intensität am Targetort betrug maximal. $3 \cdot 10^8$ Teilchen/Spill. Als Targets wurden ein isotopenreines ^{58}Ni-Blech von 0.8 mm Dicke und ein 2 mm dickes Blech aus Ni in natürlicher Isotopen-Zusammensetzung verwendet. Die Strahllage und Fokusierung des Strahl wurde durch vier Halo-Szintillations-Detektoren vor dem Target und zwei Leuchttargets, die in den Strahl gefahren werden konnten, kontrolliert.

Die Datenaufnahme wurde geringfügig erweitert, um die Tracking-Trigger-Information aufzuzeichnen, d.h. seine Antworten auf die aufgezeichneten Events mit zu erfassen. Da die Verwendung des Tracking-Triggers im Trigger-Prozeß einen größerer Umbau notwendig machte (siehe dazu 3.3 und 3.3.3), wurde der kurz vor Strahlzeitbeginn fertiggestellte Trigger erst in den folgenden Stahlzeiten zum Triggern der Datenaufnahme verwendet.

Die Totzeit der Datenaufnahme wurde durch Regulierung der Strahlintensität und der Targetdicke auf unter 50% gehalten.

Während der Messung wurden mit Hilfe einer Online-Analyse laufend die einwandfreie Funktion aller Detektoren und der Datenaufnahme überwacht.

Bei 1.1 und 1.5 AGeV wurde das Spektrometer ausschließlich auf einen Laborwinkel von 40^o gefahren. Bei 1.93 AGeV wurden unter 32^o, 40^o, 50^o und 60^o gemessen. Für diese Winkel zeigt Abb.6 die Überdeckung des Phasenraumes für die Kaonen-Messung Rapiditäts (y) - Transversal-Impuls (p_t) - Ebene[3].

[3]Die Rapidität y ist als $y = \frac{1}{2} ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ definiert. Weiteres siehe 4.2.4.

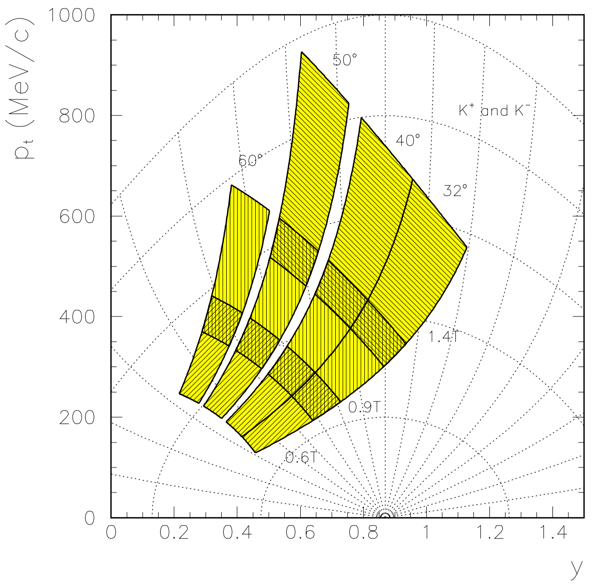


Abb.6: Akzeptanz des Kaonen-Spektrometers für Kaonen bei einer Stahlenergie von 1.93 AGeV unter den im November 1997 gemessenen Winkeln.

Kaonen wurden immer mit dem unter 2.2 beschrieben Flugzeittrigger gemessen (TOF1). Zur Messung von Pionen wurde ein modifizierter TOF-Trigger verwendet, der nur lange Flugzeiten abschneidet (TOF2). Für einige Messungen wurde ein Trigger verwendet, der nur eine Koinzidenz zwischen einem Treffer im D-Detektor und einem Treffer im F-Detektor verlangt, ohne an die Flugzeit irgendwelche Bedingungen zu stellen (DF-Trigger).

Weiter gab es noch einen sogenannten "Minimum-Bias-Trigger", der immer dann ansprach, wenn mindestens drei koinzidente Treffer im T-Detektor aufgetreten sind. Dieser Trigger spricht bei ca. 99% aller überhaupt im Target stattfindenden hadronischen Reaktionen an. (MB-Trigger)

Zur Kontrolle der Kaonen-Messung wurden in den Datenfluß der mit TOF1 getriggerten Events mit einer niedrigen Rate Events hineingemischt, die mit TOF2, DF oder MB getriggert wurden. Anhand der mitgeschrieben Status-Informationen können diese Events später in der Analyse aus dem TOF1-Datenstrom herausgefiltert und gesondert ausgewertet werden.

Pionen wurden mit 4 Magnetfeldeinstellungen von p_{lab} = 160 MeV/c bis zu 1100 MeV/c gemessen während Kaonen mit 3 Magnetfeldeinstellungen von p_{lab} = 270 MeV/c bis zu 1100 MeV/c aufgezeichnet wurden. Aufgrund des Kaonenzerfalls im Flug ist es nicht möglich Kaonen mit niedrigeren Impulsen zu messen.

Aufgrund von Meßzeitbegrenzungen war es bei der höchsten Energie nicht immer bei allen Winkeln möglich, mit allen Magnetfeldern zu messen.

3 Der Tracking-Trigger

3.1 Funktionsprinzip

3.1.1 Anforderungsprofil und Randbedingungen

Der zuvor beschriebene Experimentaufbau ist bereits in mehreren Strahlzeiten eingesetzt worden und "garantiert" eine erfolgreiche Messung von Kaonen auch weit unterhalb der Schwelle die für die Produktion eines Kaons in Nukleon-Nukleon Stößen. Um aber die Ausbeute an Kaonen pro Meßzeit zu erhöhen und dadurch die statistische Signifikanz der Messung zu verbessern, war schon früh klar, daß neben dem Flugzeittrigger ein weiterer Trigger notwendig ist ([Ah93]). Da das SIS der GSI im Laufe der Jahre durch vielfältige Verbesserungen immer intensivere Schwerionenstrahlen lieferte, wurde eine solche Verbesserung immer notwendiger, um bei gleicher Totzeit die höheren Strahlintensitäten nutzen zu können.

Da zur Teilchenidentifizierung im Kaon-Spektrometer vor allem Flugzeit und Teilchen-Impuls eingehen (die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld), liegt es nahe, den Flugzeittrigger durch einen Spurverfolgungs-Trigger zu ergänzen.

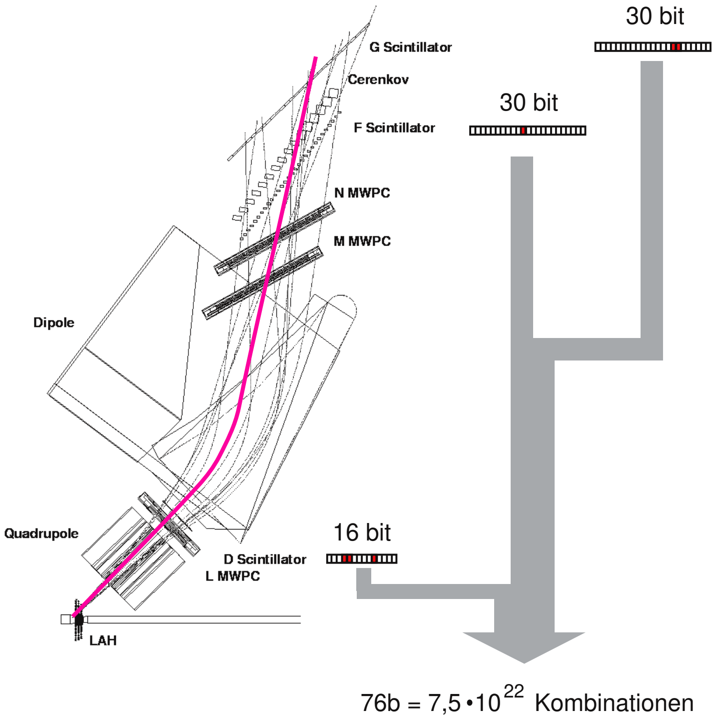


Abb.7: Aufsicht auf das Kaonen-Spektrometer mit einigen von GEANT simulierten Teilchentrajektorien. Neben D-, F- und G-Detektor sind typische Treffermuster eines Einzelevents eingezeichnet.

Um das bestehende Meßsystem nicht zu verändern, muß der neue Trigger so schnell seine Entscheidung treffen, daß die Drahtkammerauslese noch rechtzeitig die Signale der Kathoden/Anoden-Drähte aufnehmen kann. Dies ist nötig, da die MWPC-Auslese nicht über die Möglichkeit eines Abbrechens des Auslesevorganges verfügt und zudem neben der Auslese des CAMAC-Crates das langsamste Modul in der KaoS-Datenaquisition darstellt. Nach der Optimierung des bisherigen Triggertimings bleibt damit nur ein Zeitfenster von 150 ns, in denen ein Tracking-Trigger die Daten der Spuren sammeln und bewerten muß. Deshalb ist klar, daß nur die Informationen der Szintillations-Detektoren (D,F und G) genügend früh zur Verfügung stehen, um Aussagen über die horizontale Komponente der Flugbahn von Teilchen zu gewinnen.

Die vertikale Koordinate der Teilchen-Durchstoßpunkte ist aus den Szitillationsdetektoren nur durch Vergleich der Amplituden der oberen und unteren Photomultipliern, bzw. durch Messung der Laufzeitdifferenzen zwischen diesen, zu gewinnen. Diese Signale müßten nach einer entsprechenden Formung zunächst digitalisiert werden, bevor ein vertikales Tracking möglich wäre. Ein solches Vorgehen würde mindestens zusätzlich 50 ns erfordern, wodurch die Information zu spät zur Verfügung steht. Zusätzliche Detektoren mit vertikal angeordneten Paddles würden dieses Problem nicht besitzen, allerdings hat sich in Offline-Analysen gezeigt, daß das ein kombiniertes vertikales und horizontales Tracking keine wesentliche Verbesserung gegenüber einem reinen horizontalen Tracking besitzt.

Die Signale aus den Photomultipliern, welche über Sum-Split-Karten und Constant-Fraction-Diskriminatoren aufbereitet wurden, erzeugen pro Detektorpaddle eine 1-Bit Information. Somit liefern die 16 D-Paddles, die 30 F-Paddles und die 30 G-Paddles insgesamt $2^{76} = 7.5 \cdot 10^{22}$ verschiedene mögliche Treffermuster. (siehe Abb.7)

Um zu sehen, wie eine Spurverfolgung, die nur auf der groben Information der Detektorpaddles basiert, den Untergrund reduziert, wurde eine GEANT-Simulation für Protonen durchgeführt [Sp97]. Die Daten der Simulation wurden einmal mit und einmal ohne eine Tracking-Bedingung ausgewertet. Die Bedingungen an die Spuren wurden so gewählt, daß nur 5% der richtig identifizierten Teilchen verworfen wurden. Die Auswahl der Spuren erfolgte durch Vergleich, der in einem Event aufgetretenen Treffermuster mit einer Tabelle der 95 % wahrscheinlichsten Treffermuster von richtig identifizierten Teilchen. Um eine Beeinflussung der spektralen Verteilung durch die Spektrometerakzeptanz zu vermeiden, wurde bei der Erstellung der Tabelle die Akzeptanz als Gewichtungsfaktor bei der Wahrscheinlichkeitsbestimmung berücksichtigt. Die Tabelle beinhaltete 1119 Spuren deren Bestimmung in [Bö00] beschrieben ist.

Das Ergebnis der Simulation ist in Abb.8 zu sehen. Eine Unterdrückung von falsch identifizierten Protonenevents im Bereich der Kaonenmasse um einen Faktor vier ist das Resultat.

Neben Protonen produzieren auch Pionen einen Untergrund im Bereich der

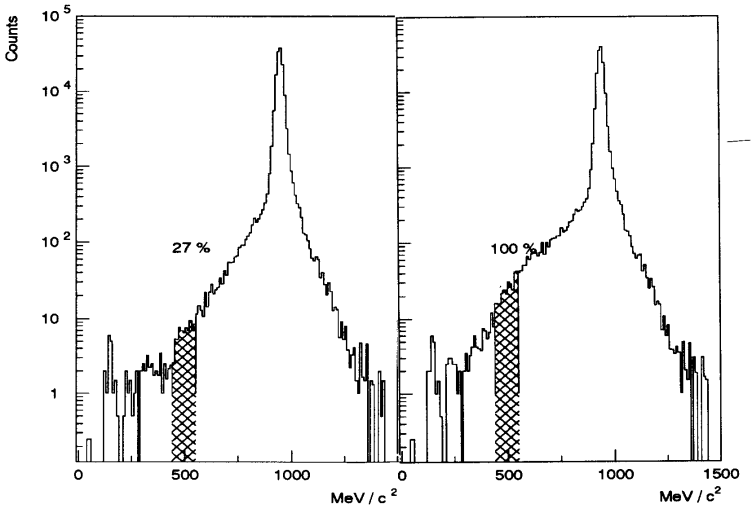


Abb.8: Ergebnis einer GEANT-Simulation [Sp97], die die erwartete Unterdrückung von gestreuten Protonen in der Region der Kaonenmasse zeigt. Rechts Massenspektrum mit DF-Trigger, linkes mit Tracking-Trigger.

Kaonenmasse, wobei das Mischungsverhältnis vom Spektrometerwinkel, der Einschussenergie, der Systemgröße und vor allem von der Flugzeittrigger-Einstellungen abhängig ist. Diese Parameter sind nicht vollständig simulierbar, weshalb zu erwarten ist, daß reale Messungen sich von dieser Simulation unterscheiden.

3.1.2 Funktionsprinzip

In dem engen Zeitfenster von 150 ns ist selbst mit modernen Mikroprozessoren keine sichere Lösung des Vergleichs der 1119 Spuren mit den Treffermustern möglich. Selbst mit 200 MHz getaktete Signal-Prozessoren können nur ca. 100 Maschinenbefehle in dieser Zeit abarbeiten, die zwar zum Teil mehrere Daten gleichzeitig bearbeiten, welche aber nur maximal 64 bit breit sein dürfen. Auch wenn berücksichtigt wird, daß in 90% aller Events im F- und G-Detektor nur ein oder 2 Paddles getroffen wurden und man nur diese Events bewertet, so bleibt das Problem wegen seiner für Prozessoren unhandlichen Datenbreite schwierig zu behandeln.

Als Alternative zu dem 1992/93 am Kaonen-Spektrometer installierten Zusatztrigger, der Prozessor basiert war, wurde eine Konzept entwickelt, das auf Lookup-Tabellen beruht. Diese werden in SRAM-Speicher abgelegt und können in 15 - 20 ns abgerufen werden. Das weitere Kapitel wird diesen neuen Ansatz beschreiben.

Das Treffer Muster des F- und G- Detektors wird jeweils in zwei 15-bit breite Daten-Worte aufgespalten, die als Adresse an jeweils einem 32k X 7b RAM anliegen. Der Daten-Output der RAMs, der vom 1^{st}-Level-Trigger veranlaßt wird, besteht aus einer für das jeweilige Input-Muster charakteristischen Zahl, die vor Beginn des Experimentes in die jeweilige Adresse einprogrammiert wurde. Die Anzahl der möglichen

Musterkombinationen wird durch diesen Schritt von 2^{60} auf 2^{28} reduziert. Die zweite Stufe, bei der die Teilinformationen der einzelnen Detektoren zusammengefaßt werden, funktioniert auf die gleiche Weise, wobei die Anzahl der möglichen Adressen auf 2^{18} reduziert wird. Das 18 bit breite Ausgabewort der zweiten Stufe kodiert eindeutig alle möglichen 1- und 2-Treffermuster. Diese Zahl wird wieder als Adresse auf eine 256k X 16b Memory-Lookup-Unit (MLU) gegeben, die als Ausgabe das aus der Kenntnis der F- und G-Muster zu erwartende Treffermuster des D-Detektor liefert. Die Ausgabe der MLU wird dann mit dem gemessenen D-Muster über ein bitweises AND verglichen. Für den Fall, daß eine Übereinstimmung gefunden wurde, wird ein 2^{nd}-Level-Signal generiert. Ein Blockdiagramm dieser Logik ist in Abb. 9 zu sehen, indem die realisierten Durchlaufzeiten für die einzelnen Stufen angegeben sind.

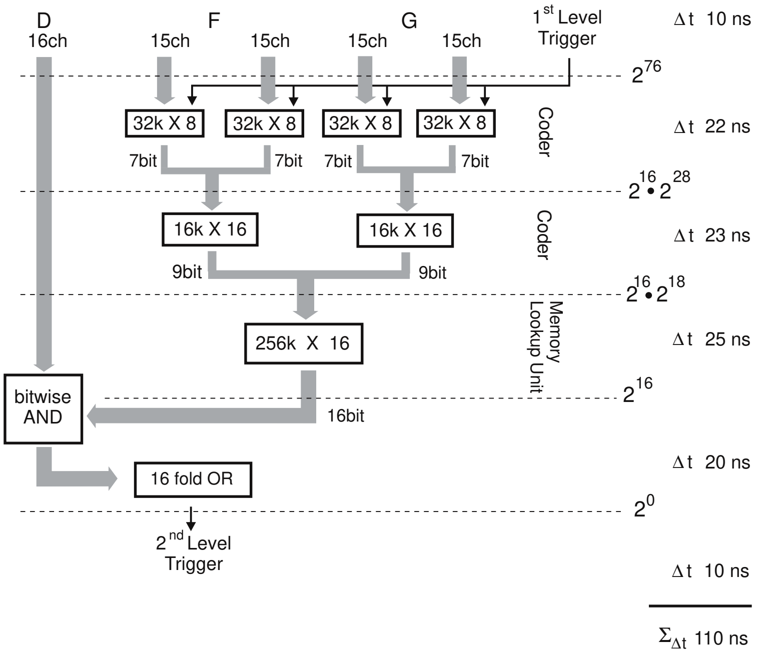


Abb.9: Blockdiagramm der Tracking-Trigger-Logik, Rechtecke symbolisieren schnelle SRAM-Arrays.

3.1.3 Programmierung der RAMs

Die Speicher der Kodiererstufen (Coder in Abb.8) müssen aus technischen Gründen in jeder Adresse jeweils im hochwertigsten Bit eine 1 stehen haben. In alle Adressen der ersten Stufe, die mehr als zwei gesetzte Bit haben, bei denen also mehr als 2 Detektoren getroffen wurden, wird eine 11111111b als Kennzeichen dafür eingeschrieben, daß solche Events ohne Bewertung weitergereicht werden. In Adresse 0 wird eine 10000000b einprogrammiert. In die 120 Adressen, die ein oder zwei gesetzte Bits haben, wird eine eindeutige Zahl zwischen 10000001b und 11111001b einprogrammiert. Für die Adressen der zweiten Stufe sind folgende Kombinationen möglich:

- In einer Hälfte haben mehr als zwei Detektoren angesprochen
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0xFFFF
- In der ersten Hälfte haben zwei Detektoren angesprochen, in der zweiten Hälfte haben zwei Detektoren angesprochen
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0xFFFF
- In der ersten Hälfte haben zwei Detektoren angesprochen, in der zweiten Hälfte hat ein Detektor angesprochen
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0xFFFF
- In der ersten Hälfte hat ein Detektor angesprochen, in der zweiten Hälfte haben zwei Detektoren angesprochen
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0xFFFF
- In der ersten Hälfte des Detektors ein oder zwei Treffer, kein Treffer in der zweiten Hälfte
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0x8001 - 0x8079
- In der zweiten Hälfte des Detektors ein oder zwei Treffer, kein Treffer in der ersten Hälfte
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0x807A - 0x80F2
- In der ersten Hälfte des Detektors ein Treffer, ein Treffer in der zweiten Hälfte
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0x80F3 - 0x81D3
- Kein Treffer in der ersten Hälfte des Detektors, kein Treffer in der zweiten Hälfte des Detektors
  $\Rightarrow$ Ausgabe: 0x0000
  (Dieser Fall ist experimentell nicht möglich)

In der MLU sind die Treffermuster der Definitionsspuren im Detektor abgespeichert. Um diese Muster zu generieren, bildet man die Kodiererstufe für den F- und G-Detektor als Software-Module nach und übergibt diesen die F- und G-Muster der Definitions-Spuren als Eingabeadressen. Die Ausgaben dieser Kodierer werden als Adresse der MLU genommen, in welche das D-Detektormuster eingeschrieben wird. Da es Spuren gibt, die gleiche F- und G-Muster aber unterschiedliche D-Muster haben, muß man beim Abspeichern das neue Muster mit einem eventuell schon vorhandenen Muster durch ein logisches "Oder" verknüpfen, um keine Information zu verlieren. In der höchsten Adresse, die jeweils ausgelesen wird, wenn in einem Detektor mehr als 2 Treffer registriert wurden, wird 0xFFFF gespeichert, wodurch jeder Treffer im D-Detektor einen Trigger auslöst.

Ein in 'C' geschriebenes Programm, generiert aus einer Datei mit Definitionsspuren, die Tabellen für alle 7 Lookup-Tabellen. Dabei wird sofort eine Zerlegung in 14 Einzeltabellen vorgenommen, da die Lookup-Tabellen der zweiten Stufe und die MLU aus mehreren separat zu programmierenden SRAM-Bausteinen bestehen.

3.2 Konstruktion

3.2.1 Anbindung an den CAMAC-Bus

Die Datenaufnahme-Elektronik für KaoS steht direkt am Experiment und ist während einer Messung nur durch eine zeitaufwendige Strahlunterbrechung zugänglich. Aus diesem Grund muß der Trigger fernsteuerbar sein, d.h. er muß ein- und auszuschalten sein, seine Speicher müssen geschrieben und gelesen werden können, ohne das es zu einer Strahlunterbrechung kommt. Als Standard hat sich für solche Aufgaben in kernphysikalischen Experimenten der CAMAC-Bus ([Es83],[St75],[Wi95]) etabliert. Am KaoS-Experiment werden über den CAMAC-Bus bereits die Constant-Fraktion-Diskriminatoren und der TOF-Trigger gesteuert.

Der CAMAC-Bus besteht aus 24 Leseleitungen, 24 Schreibleitungen, 17 Controlleitungen und 2 "Strobe"-Leitungen. Weiterhin stellt der Bus 9 verschiedene Spannungen ($\pm$ 6 V, $\pm$ 12 V, $\pm$ 24 V, 0 V, 115 V, 200 V) auf 14 weiteren Leitungen zur Verfügung. Als Besonderheit verfügt jede der maximal 23 Stationen eines CAMAC-Rahmens über eine exklusive "N"-Leitung. Über diese wird ihr vom CAMAC-Controller signalisiert, daß der folgende Befehl für sie bestimmt ist. Daneben hat jede Station eine exklusive "LAM"-Leitung (Look-At-Me), mit der jede Station dem CAMAC-Controller (in jedem Rahmen auf den Positionen 24 und 25) signalisieren kann, daß sie die Unterstützung durch den Controller braucht. Daß ist z.B. der Fall wenn Daten konvertiert wurden, oder ein Zähler (meist als Scaler bezeichnet) übergelaufen ist, etc. .

Da moderne Speicher-Chips immer bidirektionale Datenbusse verwenden, werden im Tracking-Trigger-Modul die 48 Schreib- und Leseleitungen durch 6 Treiber-ICs auf einen 24 bit breiten internen, bidirektionalen Daten-Bus umgesetzt. Statt der in der alten CAMAC-Norm vorgesehenen Open-Collector-Treiber werden jetzt moderne Tri-State-Treiber verwendet ([Ho97]), die den Vorteil des geringeren Platzbedarfes und des niedrigeren Stromverbrauches aufweisen. Um die eventuell große Kapazität der Busleitungen zu überwinden wurden 74ACT540 Bausteine verwendet ([Bo97]), die bis zu 24 mA Strom pro Leitung liefern können.

Die gesamte Logik des CAMAC-Busses wurde mit TTL-Bausteinen aufgebaut, wobei entweder ACT- oder F-Bausteine verwendet wurden. Es war nur nötig, zwei der möglichen 32 CAMAC-Befehle zu implementieren, da nur der Lese- und Schreibbefehl für 14 der 16 möglichen CAMAC-Subadressen nötig ist.

Um die maximal $2^{18} = 262144$ Adressen der SRAM's ansprechen zu können, wurde ein 24 bit Adreß-Register gebaut, das die CAMAC-Subadresse 14 belegt, und die RAM-Adresse, die angesprochen werden soll zwischenspeichert. Durch diese Konstruktion sind für den Zugriff auf eine SRAM-Adresse immer zwei CAMAC-Befehle notwendig, einer um die Adresse in das Register zu schreiben und einer, um das Datenwort in das SRAM zu schreiben.

Die SRAMs des F-Kodierers belegen die Subadressen 0 bis 3. Auf Adresse 0 liegt das RAM das für die erste Stufe und die ersten 15 Detektorkanäle zuständig ist, auf Adresse 1 liegt das RAM für die Detektorkanäle 16 bis 30 der ersten Stufe. Auf Adresse 2 liegt das RAM, das die niederwertigen 7 Bit der zweiten Stufe enthält und auf Adresse 3 das RAM, das die beiden höherwertigen Bits enthält. Als SRAMs fanden immer Bausteine vom Typ 62256 mit 15 ns Zugriffszeit Verwendung. Die SRAMs des G-Kodierers belegen analog die Subadressen 4 bis 7.

Die MLU ist aus 4 SRAMs vom Typ 621024 aufgebaut, wieder mit 15 ns Zugriffszeit, die die CAMAC-Subadressen 8 bis 11 belegen und die jeweils 128 kB Speicher bereitstellt. Subadresse 8 und 9 bilden die untere Adreßhälfte der MLU, Subadresse 10 und 11 bilden die obere. Adresse 9 und 11 stellen jeweils das MSB (Most Significant Byte) der MLU dar.

Auf CAMAC-Subadresse 15 liegt ein 8 bit breites Control-Register, dessen Bit “0” kontrolliert ob externe Trigger zur Weiterverarbeitung zugelassen sind oder nicht. Beim CAMAC-Zugriff auf die SRAMs, z.B. bei Einstellungen oder Kontrollen, dürfen keine externen Trigger zugelassen werden.

3.2.2 Eingangssynchronisierung und Platinenaufbau

Eine wichtige Frage bei der Konstruktion des Tracking-Triggers ist die Behandlung der 76 Detektoreingänge. Einerseits müssen sich alle Eingänge im Moment der Informationsabfrage in einem stabilen elektronischen Zustand befinden, (z.B indem sie zuvor durch sogenannte Latches festgehalten werden) aber andererseits dürfen nicht durch verfrühtes Festhalten der Detektorinformationen falsche Muster bewertet werden. Außerdem darf diese Synchronisierung nicht zu einer Verzögerung in der Trigger-Generierung führen. Weiter ist zu berücksichtigen, daß die Ausgangssignal der Constant-Fraktion-Diskriminatoren nur eine Breite von 50 ns haben. Da eine externe Generierung eines ”Festhalte-Triggers” zu lange dauert, muß dies im Tracking-Trigger geschehen.

Zusammengefaßt bedeuten die genannten Forderungen, daß man ein einfach zu generierendes, schnell zur Verfügung stehendes Signal braucht. Es muß eine genügende Selektivität besitzen, damit die festgehaltenen Eingangszustände zu dem 1^{st}-Level-Trigger gehören, der die eigentliche Verarbeitung in Gang setzt. Als “Festhalte-Trigger” wurde deshalb die Veroderung aller F-Detektor Eingänge gewählt, da diese Information innerhalb von nur 20ns gewonnen werden kann. Sie kann auch mit nur wenigen ns Zeitverlust im Tracking-Trigger verteilt werden, um alle 76 Eingänge festzuhalten. Damit steht ca. 50ns, bevor von der externen Elektronik ein Trigger ausgelöst werden kann ein “Festhalte-Trigger” zur Verfügung. Da schon ein Treffer im F-Detektor für einen Teilchen-Trigger ein notwendiges Kriterium ist, stellt diese Bedingung kein zusätzliches Kriterium für Teilchenereignisse dar.

Um die Flugzeit der Teilchen zwischen den unterschiedlichen Flugzeitwänden zu berücksichtigen, wird im Falle des weiter hinten stehenden G-Detektors der “Festhalte-Trigger” um 20ns verzögert. Für den zwischen Quadrupol und Dipol stehenden D-Detektor werden die Signale durch ein Kabel-Delay um 40ns verzögert (8m externes Kabel).

Das CAMAC-Interface ist zusammen mit den Latches für den F-Detektor, 8 Eingangskanälen des D-Detektors, der Logik zur Erzeugung des “Festhalte- Triggers” und den notwendigen ECL-TTL Konvertern auf der Grundplatine, untergebracht, die das Format einer CAMAC-Standard Platine hat (Abb.10). Auf dieser Platine sitzt, durch Pfostenstecker verbunden, eine zweite Platine, die die eigentliche Triggerlogik mit den Lookup-SRAMs enthält. Diese Platine hat das Format 270 X 167 mm^2 und ist damit in jeder Dimension ca. 15 mm kleiner als die Grundplatine. (Abb.11) Die Latches des G-Detektors sind zusammen mit 8 Kanälen des D-Detektors und den ECL-TTL Konvertern für diese Eingänge auf einer weiteren Platine untergebracht, die wiederum mit Hilfe von Pfostenstecker-Verbindungen auf der Trigger-Platine sitzt. Diese Platine hat das Format 166 X 115 mm^2 (Abb.12). In Abb.13 ist das zusammengesetzte Trigger-Modul zu sehen.

Alle Platinen sind in 10 mil Feinleiter Technik geroutet und vierlagig ausgeführt. Die beiden mittleren Platinen-Schichten wurden als reine Masse bzw. Versorgungsspannungs Schicht konzipiert, nur im Falle der Trigger-Platine war es notwendig, auch in diesen Platinen-Schichten Signalleitungen zu verlegen [Bo97]. Alle Platinen wurden von der Firma M&V Breidenbach hergestellt. ([MV97])

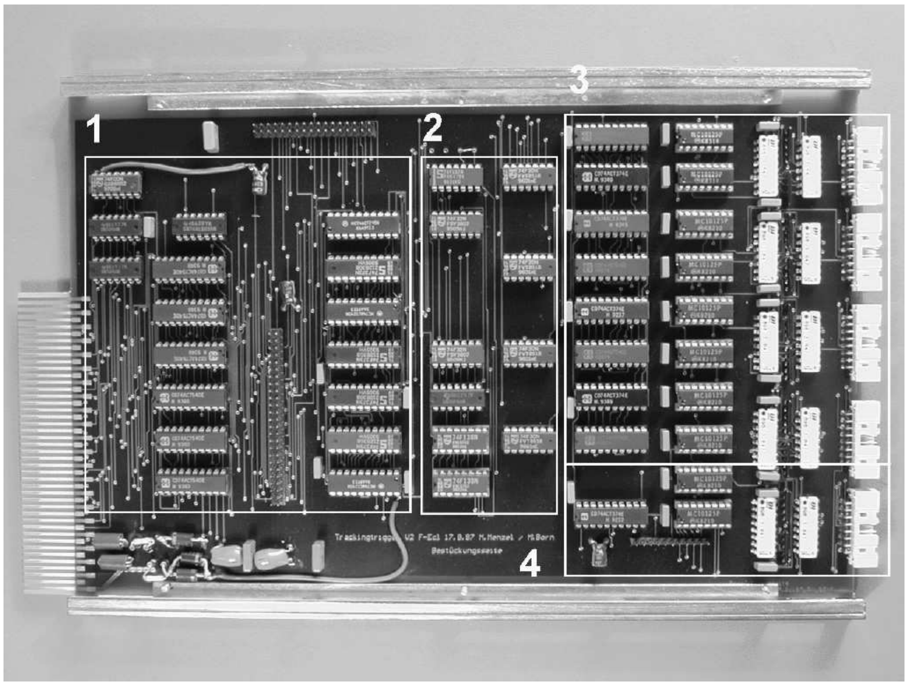


Abb.10: CAMAC-Logik (1), “Festhalte-Trigger” (2), F-Detektoreingänge (3) und D-Detektoreingänge (4) auf der Grundplatine.

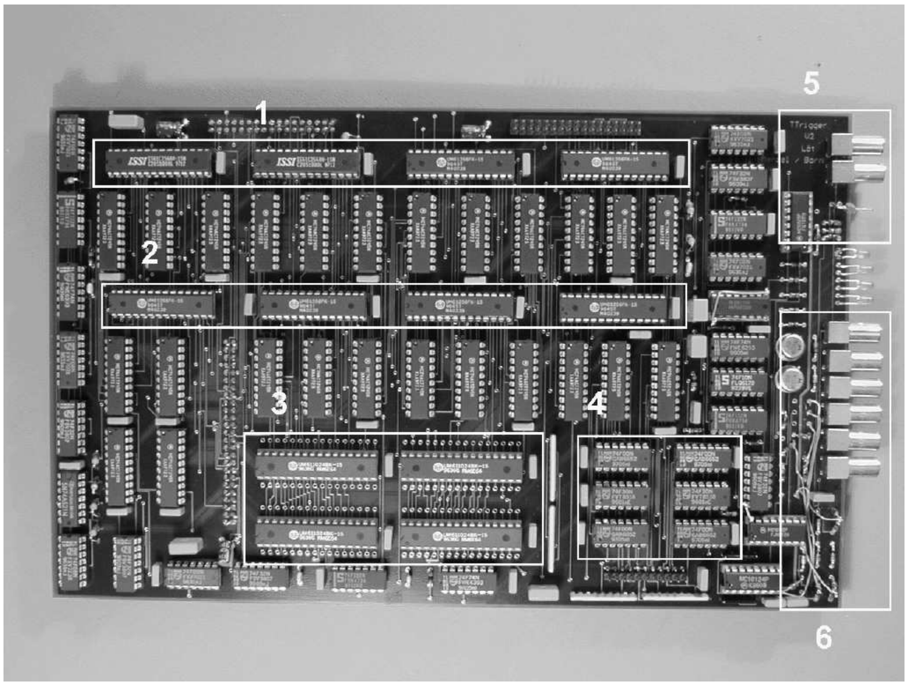


Abb.11: Die Tracking-Trigger Logik auf der zweiten Platine
SRAM´s der ersten Stufe (1), SRAM´s der zweiten Stufe (2), MLU (3), Vergleich mit dem D-Detektor (4), Eingangs-Treiber für TTL und ECL (5), Ausgangs-Treiber für TTL und NIM (6).

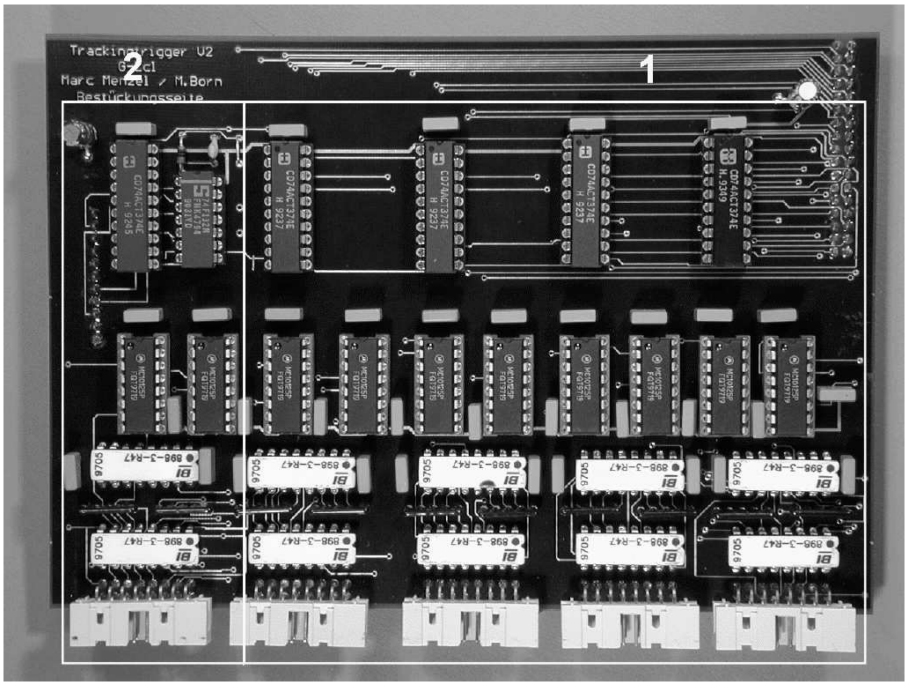


Abb.12: G-Detektoreingänge (1) und D-Detektoreingänge (2) auf der dritten Platine.

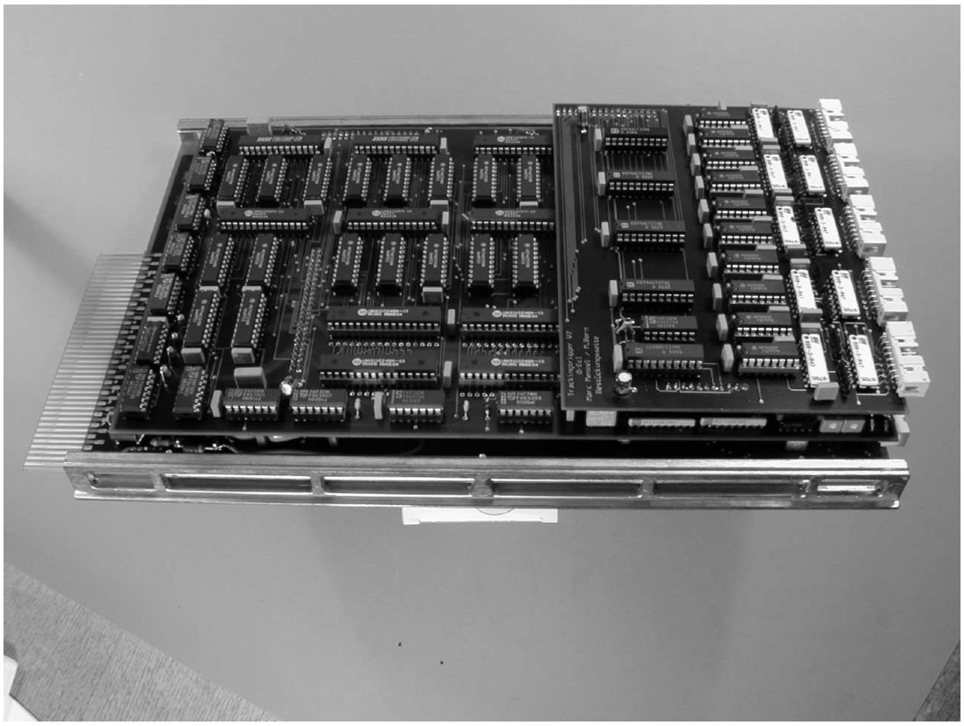


Abb.13: Das zusammengesetzte Trigger Modul ohne Gehäuse.

3.2.3 Trigger-Weitergabe

Ein interessantes Detail der Konstruktion, findet man in der Weitergabe der Triggerinformation von einer RAM-Stufe zur nächsten (Abb. 14):

Um zu gewährleisten, daß alle Adreßleitungen an der nächsten Stufe stabil anstehen, wenn der Trigger für diese Stufe startet, wird in jedem verwendeten RAM-IC das MSb (**M**ost **S**ignificant **b**it) fest auf 1 programmiert. Die MSb's der ICs, die zusammen eine Adresse bilden sollen, werden über ein AND verknüpft. Unabhängig von Timing-Differenzen zwischen den Ausgaben der einzelnen ICs wird der Trigger für die nächste Stufe erst dann durch ein FlipFlop generiert, wenn beide MSb´s am AND anliegen. Über eine Tiefpass/Schmitt-Trigger Kombination, die ein Delay von 50 ns bewirkt, wird das Flip-Flop resetet, wodurch eine definierte Triggerlänge für die zweite Stufe garantiert ist.

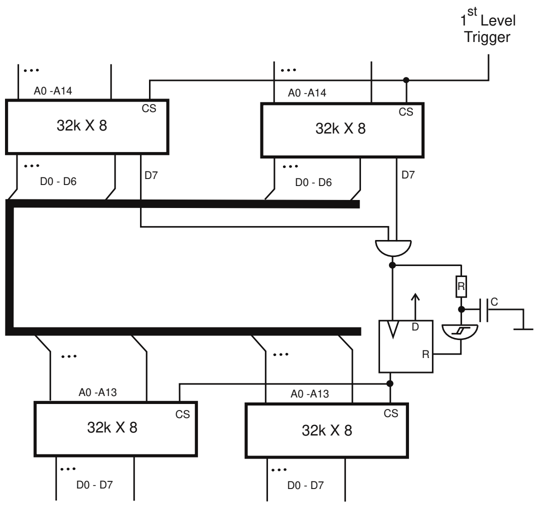


Abb.14: Detail der Hardware Schaltung welche die Generierung des Triggers für die zweite Reihe der RAMs zeigt. Der Trigger wird dabei aus der Ausgabe der ersten Reihe gewonnen.

3.3 Funktionsüberprüfung

3.3.1 Tests im Labor

Nach dem Aufbau der Schaltung erfolgten zunächst einfache Tests, die die korrekte Anbindung der SRAM-Bausteine an die internen Busse und deren Verbindung an den CAMAC-Bus überprüften. Dazu stand ein Testsystem zur Verfügung, das aus einem CAMAC-Rahmen mit Spannungsversorgung, Bus-Zustandsanzeige (CAMAC-Dataway-Display), Bus-Raiser-Card, einem CAMAC-Controller (manuell bedienbar) und einem CVC-CAMAC-Controller bestand.

Nach Überprüfung des CAMAC-Timings wurden Testprogramme auf dem CVC-Controller geschrieben, die verschiedene Bit- und Byte-Muster in die einzelnen SRAMs schreiben und wieder zurücklesen, um die Funktionstüchtigkeit der Bausteine und der Busanbindung zu überprüfen. Weiter wurde ein Programm geschrieben, das die Kodierer- und MLU-Tabellen in die SRAMs einschreibt und testet. Diese Tabellen wurden wie unter 3.1.3 beschrieben bestimmt. Langzeittests zeigten, daß die Informationen stabil gespeichert bleiben. [4]

Nach Feststellung der korrekten Busanbindung der SRAMs wurde anschließend die Triggerweiterleitung überprüft und die richtige Dimensionierung der Tiefpass-RC-Glieder (siehe 3.2.3) bestimmt. Die erreichten bzw. eingestellten Durchlaufzeiten durch die einzelnen Stufen des Triggers sind in Abb.9 zu sehen. Insgesamt wurde eine Durchlaufzeit von 110 ns erreicht.

Nachdem die technische Überprüfung angeschlossen war, konnte die logische Überprüfung der Schaltung beginnen. Dazu wurden ausgewählte Treffermuster und ein Triggersignal auf die Eingänge des Tracking Triggers gegeben und sowohl die Antwort der Tracking-Triggers als auch internen Abläufe im Modul beobachtet. Die zeitliche Abfolge der simulierten Detektorsignale und des Triggers wurden so gewählt, wie sie im echten Experiment vorkommen, um möglichst experimentnahe Tests des Moduls durchzuführen. Nach der problemlosen Behebung einiger kleiner Schaltungsfehler funktionierte das Modul, wie es konzipiert und hier beschrieben wurde.

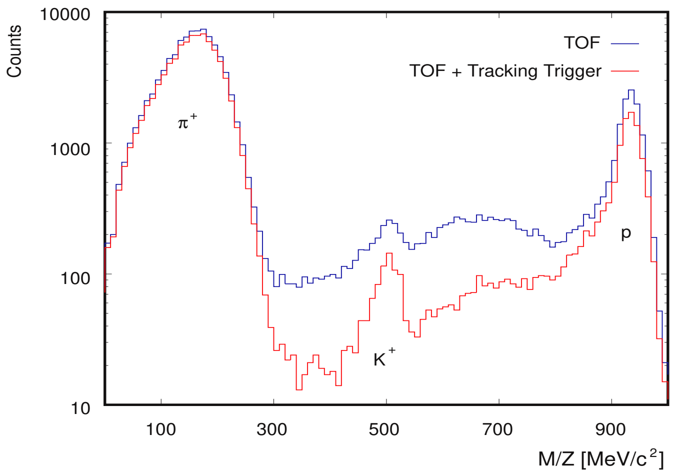
3.3.2 Erste Messung mit Strahl

Im November 1997 wurde der Tracking-Trigger in die KaoS-Datenaquisition eingebaut und während der gesamten Strahlzeit betrieben. Das Modul bekam 72 Signale der D-, F- und G-Detektoren, welche durch CF-Diskriminatoren aus den “Summensignalen” der Sum-Split-Karten (siehe 2.1) gewonnen wurden. Als 1^{st}-Level-Trigger für den Tracking-Trigger wurde eine Koinzidenz zwischen der Summe aller D-Paddle-Signale und der Summe alle F-Paddle-Signale (DF-Trigger) verwendet. Das Ausgangssignal des Tracking-Triggers wurde mit dem Ausgang des TOF-Triggers durch ein logisches UND verknüpft. Da das Triggermodul erst kurz vor Beginn der Strahlzeit fertig gestellt wurde, konnte der Tracking-Trigger nicht so in die Datenaquisition einbezogen werden, daß seine Entscheidung über die Aufzeichnung eines Ereignisses entscheidet. Dies hätte erhebliche Umbauten an der Elektronik des Datenaufnahmesystems verlangt (siehe 3.3.3). Die Ausgabe der Koinzidenz von TOF- und Tracking-Trigger, welche die Ausgabe des 2^{nd}Level Triggers darstellt, wurde bei jedem Event mitgeschrieben. Weiter wurden die Zählrate der Trigger Eingänge und Ausgänge des

[4] Die Stabilität der Informationsspeicherung ist im Experiment nicht mehr uneingeschränkt gegeben, da infolge der Strahlung einige Bits ihre Information verlieren. Es ist daher notwendig, alle 24 Stunden die SRAMs neu mit den richtigen Informationen zu laden

Tracking-Triggers gezählt.

Anhand der mitgeschriebene 2^{nd}-Level-Trigger Ausgabe konnte in der Analyse der aufgezeichneten Daten simuliert werden, wie die Ergebnisse aussehen würden wenn die Information des Tracking-Triggers in die Generierung des Datenaufnahme-Triggers eingeflossen wäre. Die beiden folgenden Abbildungen (Abb.15) zeigen Massenspektren, die in der sogenannten Online-Analyse gewonnen wurden. Man erkennt deutlich das die Peaks der Pionen, Kaonen und Protonen nahezu unangetastet bleiben während der Untergrund zwischen ihnen deutlich reduziert wird. Besonders im Fall der Messung der negativen Kaonen wird der Untergrund stark reduziert, und zwar um einen Faktor 8.



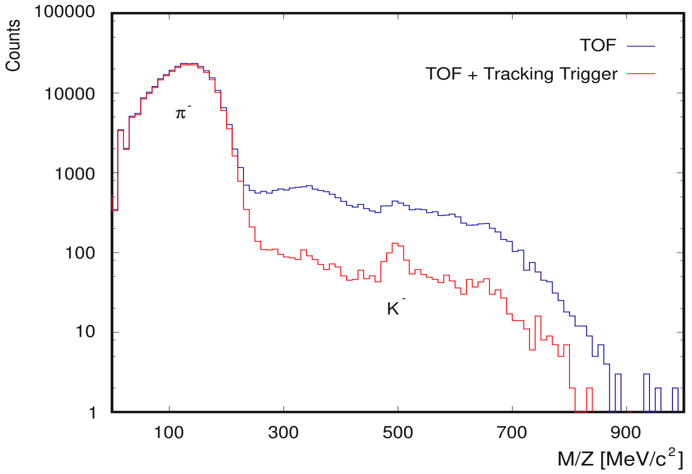


Abb.15: Online gewonnene Massenspektren jeweils mit und ohne Tracking-Trigger. Oben: Positiv geladener Teilchen bei 1.5 AGeV, B=+1.4T und $\Theta_{lab} = 40^o$ in Ni+Ni gemessen. Unten: Negativ geladener Teilchen bei 1.93 AGeV, B=-0.9T und $\Theta_{lab} = 40^o$ gemessen.

Die folgende Abb.16 zeigt die Zählrate von sogenannten "Pseudokaonen"[5] aufgetragen gegen den Laborimpuls, einmal mit, und einmal ohne Tracking-Trigger. Das untere Bild zeigt das Verhältnis der Zählraten von Pseudokaonen mit und ohne Tracking-Trigger. Die Abhängigkeit der Effizienz vom Impuls der Teilchen ist klein und korrigierbar, die integrale Effizienz beträgt 94%.

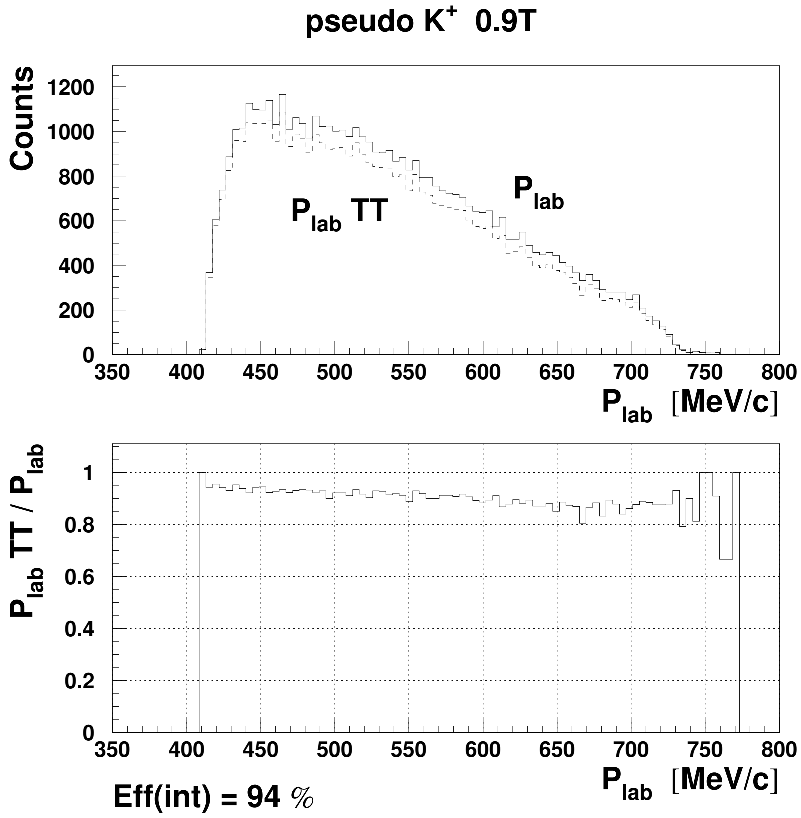


Abb.16: Effizienz des Tracking-Triggers aufgetragen gegen den Laborimpuls der Teilchen, im Bereich der Kaon-Masse.
(P_{Lab} ohne Tracking-Trigger, $P_{Lab}TT$ mit Tracking-Trigger)

Alle Tests ergaben somit das konsistente Bild, daß die gestellten Anforderungen an den Tracking-Trigger erreicht wurden und der neue Trigger keine Probleme bei der Analyse gemessener Daten erzeugt. Entsprechend wurde von der KaoS-Kollaboration der Entschluß gefaßt die Meßelektronik für den aktiven Einsatz umzubauen, um den Tracking-Trigger in den folgenden Strahlzeiten zu nutzen.

[5]"Pseudokaonen" sind Protonen mit einem magnetischen Feld gemessen wurden, sodaß sie die gleiche Geschwindigkeit wie Kaonen haben. Pseudokaonen die bei 1.71 T gemessen wurden, haben z.B. die gleichen Geschwindigkeiten wie Kaonen die bei 0.9T gemessen wurden

3.3.3 Einbau des Tracking-Triggers

Beim Einbau des Tracking-Triggers bestand ein Problem darin, daß die Energieverlustsignale der Szintillationsdetektoren zum Teil bereits nach nur ca. 120 ns nach Erzeugung der Ausgangssignale der Constant-Fraction-Diskriminatoren, von den QDCs integriert werden müssen. Diese kurze Zeit ist insbesondere im Fall der Detektoren des Kleinwinkel-Hodoskopes nur mit einem enormen Aufwand zu verlängern, da bei diesem Detektorsystem 384 Kabel von 96m Länge als Verzögerungsleitungen verwendet werden, die alle deutlich verlängert werden müßten um mehr Zeit für die Berücksichtigung des Tracking-Triggers zu gewinnen. Da ca. 90 ns von den zur Verfügung stehenden 120 ns allein für die Generierung des TOF-Triggers verwendet werden ist eine Änderung des für die QDCs notwendigen Timings nicht möglich. Abhilfe schafft hier die Möglichkeit eines sogenannten "Fast-Clear" der gesamten Fastbus-Crates. Dieses Fast-Clear bedeutet das die QDCs und TDCs, durch den TOF-Trigger mit dem "alten Timing" getriggert werden, die Verarbeitung der Signale beginnen und durch ein Fast-Clear Signal in maximal 650 ns in ihren Ausgangszustand zurückversetzt werden, falls der Tracking-Trigger das entsprechende Ereignis verwirft,

Komplizierter ist die Situation bei der Auslese der MWPCs, da diese keine Möglichkeit für den Abbruch eines Ausleseprozesses besitzen. Da die MWPCs mehr als 150 μs Zeit brauchen um eine Auslese zu beenden, dürfen diese erst dann getriggert werden, wenn das Ereignis sowohl vom TOF- als auch vom Tracking-Trigger akzeptiert wurde. Die Betriebsparameter und die verwendete Gasmischung bedingen eine Ladungsdriftzeit von ca. 600 ns. Damit stehen maximal 570 ns vom Durchflug des Teilchens durch die Detektoren bis zum Auslösen eines MWPC-Triggers zur Verfügung. Durch ein schnelleres Timing der MWPC-Trigger-Elektronik konnte diese Anforderung unter Einbeziehung des Tracking-Triggers erfüllt werden.

Weiter war bei dem Umbau der KaoS-Trigger-Elektronik darauf zu achten, das das Timing für DF- und Minimum-Bias-Trigger-Ereignisse, die mit untersetzter Zählrate stets mitgemessen werden, unverändert blieb, um weiterhin auf diese wichtigen Diagnose-Daten zurückgreifen zu können.

Insgesamt konnten alle Anforderungen mit der in Abb.17 gezeigten Trigger-Logik erfüllt werden.

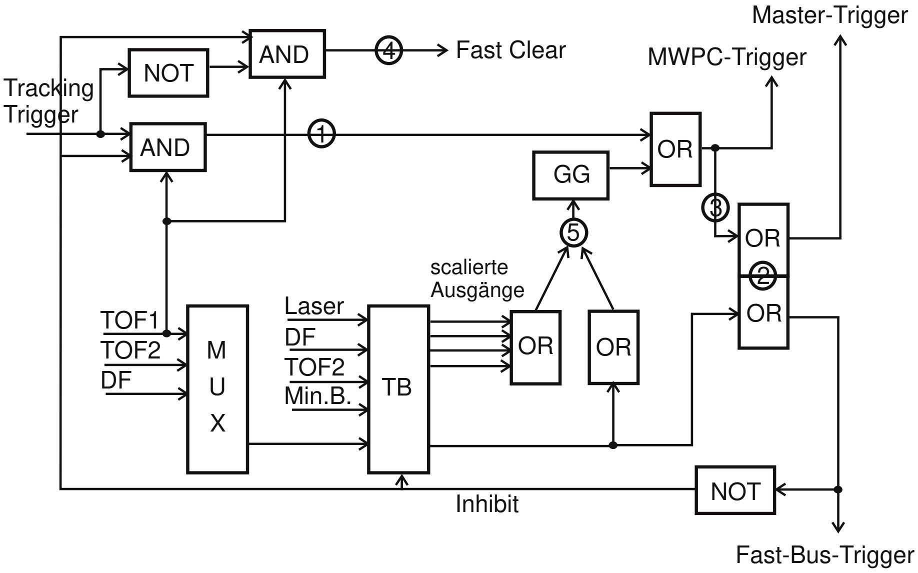


Abb.17: Trigger Logik am KaoS mit Einbau des Tracking-Trigger-Moduls. Die numerierten Kreise stellen die Punkte dar, an denen die Elektronik umgebaut werden muß, um den Tracking-Trigger ein- und auszubauen.

Die Bezeichnung MUX steht für einen CAMAC-Signal-Multiplexer, welcher fernsteuerbar eines von vier Signalen weiterleitet. Die Abkürzung TB steht für eine GSI-Trigger-Box, welche untersetzte DF-, Laser- TOF2-, und Minimum-Bias-Trigger "zumischt". Die Abkürzung GG wird für Gate-Generatoren verwendet, OR, NOT und AND bezeichnen entsprechende Logik-Module. Es wurde besonderer Wert auf eine schnelle Deaktivierbarkeit des Tracking-Triggers gelegt, für den Fall unerwarteter Probleme mit dem neuen Trigger. Die numerierten Kreise zeigen die wenigen Punkte an, an denen für eine solche Aktion in die Elektronik eingegriffen werden muß. An Punkt 1, 3 und 4 wird für die Benutzung des Standart-Triggers einfach die Verbindung unterbrochen. An Punkt 5 wird statt des Ausganges des Moduls, daß die skalierten Ausgänge der Trigger-Box verodert, der Ausgang eines Oder-Moduls (Verzögerung des Trigger-Box-Summenausgangs), zur Ansteuerung eines Gate-Generators verwendet. An Punkt 2 wird für die alten Trigger ein Modul in einen 16-fach-Oder Modus geschaltet; für den neuen Trigger bilden die obere und untere Hälfte jeweils ein 8-fach-Oder.

Für den Tracking-Trigger arbeitet diese Schaltung so, daß ein TOF1-Trigger den Fast-Bus-Trigger auslöst. Wenn das dazugehörige Event vom Tracking-Trigger akzeptiert wurde, so wird einerseits kein Fast-Clear ausgelöst und andererseits ein MWPC-Trigger und ein Master-Trigger generiert, wodurch die Datenaufnahme das Ereignis aufzeichnet. Ein Inhibit-Signal verhindert, daß in dieser Zeit weitere Trigger ausgelöst werden können, da dies zu unkontrollierbaren Vermischungen der Daten führen würde. Die von der Trigger-Box "zugemischten" Ereignisse lösen einerseits über den Summenausgang der Triggerbox einen Fast-Bus-Trigger aus, andererseits wird über das Oder der scalierten Ausgänge ein MWPC- und ein Master-Trigger ausgelöst, wodurch eine vollständige Datenaufnahme gewährleistet ist.

Für den Fall des Rückbaus löst jeweils der durch den Multiplexer ausgewählte Trigger alle notwendigen Trigger aus. Dabei wird die Möglichkeit für das Auftreten von zufällige Fast-Clear-Signale durch das Unterbrechen der Leitung 4 verhindert.

3.3.4 Endgültiger Einsatz des Tracking-Triggers

Der Tracking-Trigger wurde bisher in zwei Strahlzeiten in der in Abb.17 gezeigten Trigger-Logik eingesetzt. Im August 1998 wurden wurde mit hoher Strahlintensität die Protonen-induzierte Kaonen-Produktion in schweren Kernen gemessen. Sowohl Kaonen wie auch Antikaonen wurden bei 1.6, 2.5 und 3.5 GeV Stahlenergie unter verschiedenen Laborwinkeln gemessen. Der größte Teil der Messungen wurde mit aktiviertem Tracking-Trigger durchgeführt. Die Auswertung dieser Daten findet momentan im Forschungszentrum Rossendorf statt ([Sc01]). Die vorläufige Auswertung eines Teils der Daten zeigt, daß das neue Triggersystem um den Faktor 2 bis 6 effektiver arbeitete, als das bisherige System. In der Analyse der Daten zeigten sich bisher keine Probleme die auf den Tracking-Trigger zurückzuführen sind.

Im Juli 1998 wurde die beschriebene Trigger Elektronik im Rahmen einer KaoS-Produktionsstrahlzeit benutzt. Es wurden wurde mit Au-Ionen von 1.5 GeV/u Energie auf eine Au-Target von 0.5 mm Dicke geschossen. In diesem Experiment mußte die Strahlintensität auf etwa $4 \cdot 10^7$ Teilchen/Spill (6s) begrenzt werden, da es bei höheren Intensitäten zu Sättigungseffekten in einzelnen Detektoren des Kleinwinkel-Hodoskopes kam. Daher wurde das neue System nur kurz eingesetzt. Hierbei stand das Spektrometer unter einem Laborwinkel von 32^o und es wurde mit Magnetfeld-Einstellungen von +0.6 und +0.9 Tesla gemessen. Das Detektor-Setup und die Datenaufnahme entsprachen, bis auf die neue Trigger-Generierung, der in Kapitel 2 beschriebenen Situation. Die Daten wurden, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, ausgewertet.

Die Datenaufnahme akzeptierte erfolgreich die neue Triggergenerierung und auch die Benutzung des Fast-Clear war problemlos. Durch den Tracking-Trigger wurde die Triggerrate um etwa den Faktor 2 gesenkt. Dies entspricht nicht den Ergebnissen aus der Ni-Stahlzeit, aber angesichts des erheblich schwereren Strahl/Target-Systems und des starken Vorwärtswinkels des Spektrometers liegt es im erwarteten Bereich. Die ausgewählte Meßsituation stellte für den Tracking-Trigger den ungünstigsten Fall dar, da die große Zahl der frei werdenen Reaktions-Produkte die Treffer Multiplizität in den Szintillations-Detektoren ansteigen läßt. Das führt dazu das viele Ereignisse gar nicht bewertet werden, da die Multiplizität im F- oder G-Detektor größer als zwei ist. Dazu kommt weiterhin, das nur positive Felder gemessen wurden, im Fall negativer Felder ist die Identifikation von falschen Spuren effektiver.

Die detaillierte Auswertung der Daten zeigte deutliche Unterschiede zwischen der Messung bei 0.6T und bei 0.9T. Im Falle des 0.6T-Feldes, in dem Pionen und Protonen effektiv von dem TOF-Trigger unterdrückt wurden, konnten doppelt so viele

Kaonen pro aufgezeichnetem Megabyte Rohdaten gefunden werden wie in einer Vergleichsmessung (siehe Abb.18). Diese wurde unmittelbar vorher nur mit TOF-Trigger aufgezeichnet wurde. Der Beschleuniger konnte allerdings nicht genügend Strahl liefern, um im Fall der Messung mit aktiviertem Tracking-Trigger die gleiche Totzeit zu erreichen, so daß der Gewinn eigendlich noch größer ist.

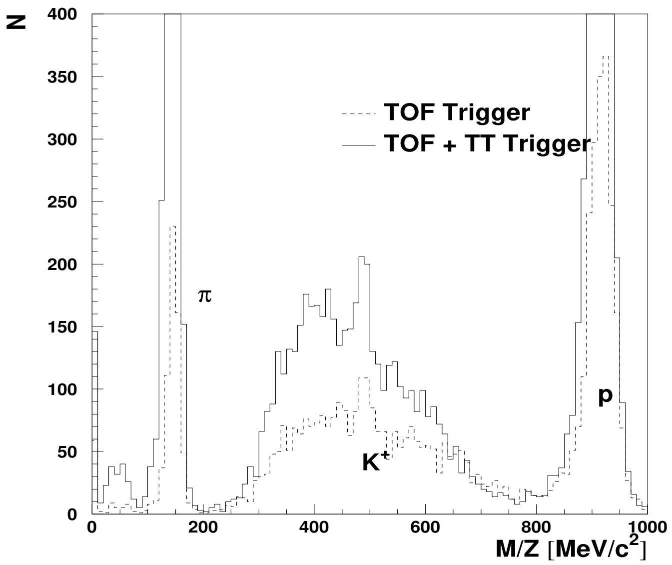


Abb.18: Massenspektrum positiv geladener Teilchen, jeweils mit und ohne Tracking-Trigger (1.5 AGeV, Au+Au, B=+0.6T, $\Theta_{lab} = 32^o$) Man erkennt in der Messung mit Tracking-Trigger doppelt so viele K^+ als in der Messung ohne Tracking-Trigger.

Im Falle des 0.9T Feldes sind nur 30% mehr Kaonen pro Megabyte zu finden, da wie zuvor ausgeführt, der Anteil an Untergrund in dieser Messung kleiner ist (Abb.19), was näher erläutert werden soll: Der TOF-Trigger für das 0.9T-Feld hatte ein relativ weit offenes Fenster erlaubter Flugzeiten, wodurch die Unterdrückung von Pionen und Protonen schwach war. Der Anteil des zu unterdrückenden Untergrundes an der Gesamtmenge der aufgezeichneten Daten war daher relativ klein, also konnte der integrale Gewinn durch den Einsatz des Tracking-Triggers ebenfalls nur klein sein kann.

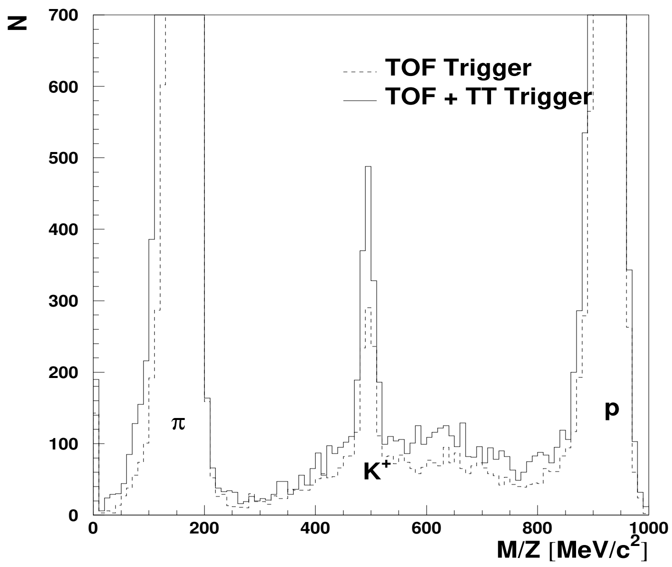


Abb.19: Massenspektrum positiv geladener Teilchen, jeweils mit und ohne Tracking-Trigger (1.5 AGeV, Au+Au, B=0.9T, $\Theta_{lab} = 32^o$) Der K^+-Zählraten-Gewinn der Messung des Tracking-Trigger beträgt nur ca. 30%, da der TOF-Trigger ineffektiv eingestellt war.

Um festzustellen ob die weitere Auswertung der Tracking-Trigger-Daten unerwartete Probleme bereiten könnte und ob die Korrektur der Trigger-Effizienz fehlerfrei möglich ist, wurden die spektrale Verteilungen für die identifizierten Kaonen ausgewertet. Die Auswertung wurde analog zur der in Kapitel 4.1 beschrieben Prozedur durchgeführt, einzig bei der Bestimmung der Trigger-Effizienz mußte neben der aus "Pseudo-Kaonen"-Messungen bestimmten Effizienz die in der Ni-Strahlzeit bestimmte Effizienz der Tracking-Triggers hinzu genommen werden. Dies war nötig, da während der "Pseudo-Kaonen"-Messung der Cherenkov-Detektor vor dem G-Detektor montiert war, was die Effizienz des Tracking-Triggers deutlich reduziert. In allen weiteren Messungen mit Tracking-Trigger war der Cerenkov-Detektor demontiert. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abb.20 zu sehen. Die Übereinstimmung zwischen der mit TOF-Trigger gemessen bzw. der mit TOF- und Tracking-Trigger gemessenen spektralen Verteilung ist sehr gut.

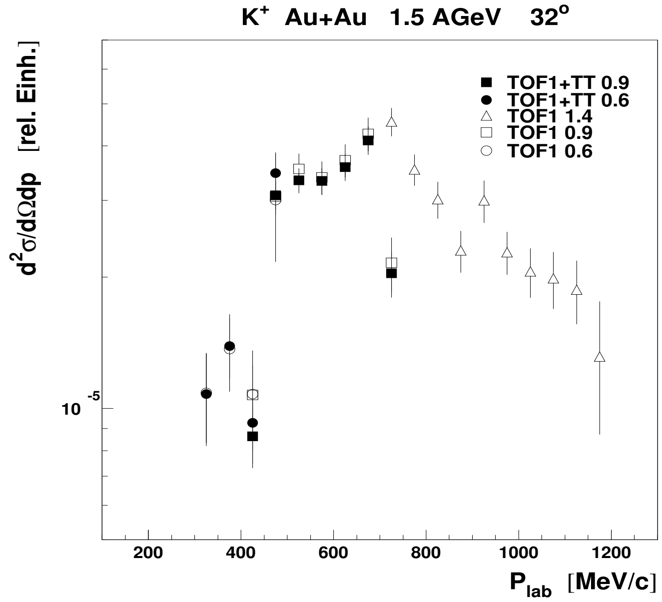


Abb.20: Spektrale Verteilung der gemessenen Kaonen, aufgetragen gegen p_{lab} mit und ohne Tracking-Trigger. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistische Schwankungsbreite und die Fehler des Untergrundabzuges.

Alle Messungen mit aktiviertem Tracking-Trigger haben gezeigt, daß hiermit ein einfach zu benutzendes Instrument zur Vermehrung der aufgezeichneten Kaonen-Ereignisse zur Verfügung steht. Die Auswertung der Daten ist unproblematisch und kann mit den bisherigen Methoden durchgeführt werden. Vergleichbare Messungen, die mit und ohne Tracking-Trigger gemessen wurden, ergeben identische Resultate.

4 Experimentelle Ergebnisse

4.1 Auswertung der Daten

Die im November 1997 aufgenommenen Daten wurden in Dateien von je 150 MB Größe gespeichert. Insgesamt wurden ca. 1400 Files, also etwa 200 GB Daten, aufgenommen. Die Rohdaten enthalten die digitalisierten Detektorantworten, die über den programmierten Schwellen der Null-Unterdrückungslogik in den einzelnen Zweigen der Datenaufnahme lagen. Diese Rohinformationen müssen zunächst geeicht werden, wobei einerseits die Detektorinformationen in physikalische Größen überführt (Zeitmessungen z.B. werden von TDC-Kanälen in ns umgerechnet) und andererseits die Informationen ganzer Detektor-Gruppen zusammengefaßt werden. So werden z.B. die Informationen der einzelnen T-Detektor-Elemente zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Diese zeichnen sich dadurch aus, daß in einem engen zeitlichen Abstand, von wenigen Kanälen, mehrere Treffer in verschiedenen T-Detektor-Elementen registriert werden, wie dies für eine Schwerionen-Reaktion zu erwarten ist. Für einen Cluster werden dann nur noch Größe, d.h. Anzahl der beteiligten Elemente, und Zeitpunkt festgehalten.

Die so komprimierten und geeichten Daten werden dann als sogenannte Data-Summary-Tape-Files, kurz DST-Files, abgespeichert. Diese DST-Files die noch die komplette Detektorinformation aller Events besitzen sind im Vergleich zu den Rohdaten-Files bereits etwa um den Faktor 3 kleiner. Als Referenzwerte für die Eichung der Detektoren wurde eine kurze Messung mit negativem Magnetfeld von 0.6 T verwendet, da sich in einer solchen Messung nahezu ausschließlich Pionen befinden, also keine Teilchenidentifizierung notwendig ist. (Eine genauere Beschreibung der DST-Generierung ist in [La99] und [Wa97] zu finden)

In einem zweiten Schritt werden die einzelnen Detektorinformationen zueinander in Beziehung gesetzt, um erstens "falsche" Ereignisse, auszuschließen, die nicht von einem Teilchen im Spektrometer ausgelöst wurden. Um zweitens die Doppeldeutigkeiten, die dadurch das mehrere Teilchen durch das Spektrometer geflogen sind aufzulösen. Und um drittens "falsche" Detektorinformationen (Rauschen etc.) aus den Daten heraus zu filtern, die neben den Informationen eines echten Teilchen-Ereignisses aufgezeichnet wurden. Hierbei werden in erster Linie die Spuren der Teilchen durch die Detektoren rekonstruiert und alle zu einer solchen Spur gehörenden Informationen in sogenannten N-Tupel-Files gespeichert. Dieses sogenannte "Tracking" reduziert das Datenvolumen auf ca. 10% der ursprünglichen Rohdatenmenge. Die genaue Tracking-Prozedur ist in [Ma97] und [Wa97] beschrieben.

Die Programme, die die beschriebene Eichung und das Tracking bewerkstelligen, wurden weitgehend unverändert aus den Programm-Bibliotheken der KaoS-Kollaboration entnommen.

4.1.1 Schnitte und Bedingungen

Aus den N-Tupel-Daten wird in einem letzten Auswahlschritt die endgültige, zur Analyse herangezogene, Menge an Ereignissen gewonnen, indem einige weitere Bedingungen an die Spuren und die dazugehörigen Ereignisse gestellt werten. Als erstes wird der Raumwinkel auf den Bereich von D-Detektor-Paddle 2 bis 15 eingeschränkt. Weiterhin wird der gemessene Impulsbereich auf die Ereignisse im Bereich von F-Detektor-Paddle 2 bis 23 reduziert. Der Grund für diese geometrischen Bedingungen liegt darin, daß die GEANT-Simulation der durch Randbereiche der Magnetfelder fliegende Teilchen für die Akzeptanz-Korrektur (siehe [4.1.3]) zu schlecht ist. Da die Akzeptanz aber an den Rändern der Magnetfelder klein ist, verliert man durch diese geometrischen Schnitte nur wenige Prozent der Ereignisse.

In den Daten ist selbst nach dem Tracking noch ein gewisser Anteil an Ereignissen enthalten, in denen gemessene Flugzeit und Impuls nicht zu einer Teilchenmasse passen, sondern den sogenannten "Untergrund" bilden. Besonders im Bereich der Kaonenmasse stellt der Untergrund einen großen Anteil der Ereignisse, bedingt durch den TOF-Trigger, dar. Für das Auftreten dieses Untergrundes gibt es verschiedene Ursachen, so treten z.B. Ereignisse auf, die von (z.B. im Eisen des Quadrupolmagneten) gestreuten Protonen stammen, oder die von mehreren Teilchen erzeugt wurden. Bei solchen Ereignissen besteht natürlich zwischen Teilchenmasse einerseits und Flugzeit und Impuls andererseits kein Zusammenhang.

Um solche Ereignisse stärker zu unterdrücken werden weitere Bedingungen an die Daten gestellt - es werden sogenannte Schnitte gemacht. Zum einen wird die aus den hinteren Detektoren gewonnene Projektion der Teilchenspuren auf die X-Ebene des L-Detektors mit der X-Koordinate des Treffers in diesem Detektor verglichen. Dies geschieht indem man von der X-Koordinate des Treffers die X-Koordinate der Projektion abzieht und alle Ereignisse verwirft, die außerhalb eines bestimmten Intervalls liegen. (siehe Abb.21) Dieses Akzeptanzintervall wird bestimmt, indem in dem entsprechenden Differenzspektrum aus Pseudokaonen-Daten das Intervall von ca. $\pm 3\sigma$ um den Mittelwert dieser Verteilung festgestellt wird. Dieser Schnitt wird mit L_x-Cut bezeichnet.

Außer dem L_x-Cut kann besonders wirkungsvoll ein sogenannter Flugzeitvergleich zur Unterdrückung von Untergrundereignisse verwendet werden. Bei diesem sogenannten β-Cut wird ausgenutzt, daß drei Flugzeitdetektoren zur Flugzeitbestimmung benutzt werden können, nämlich der T-, der D- und der F-Detektor. Man rechnet dazu eine Teilchenmasse aus der Flugzeit des Teilchens zwischen dem T- und dem D-Detektor aus und eine andere aus der Flugzeit zwischen dem D- und dem F-Detektor. Diese beiden Massen werden dann analog zum L_x-Cut miteinander verglichen.

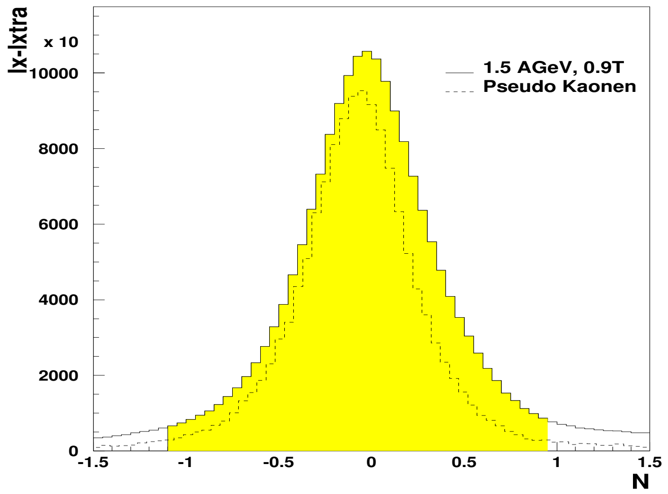


Abb.21: Differenzspektrum der Trefferverteilung zwischen der X-Koordinaten des L-Detektors und der X-Projektion der rekonstruierten Teilchenspuren. Der Bereich der akzeptierten Ereignisse ist grau eingezeichnet.

Auf einen Schnitt auf den Energieverlust wird verzichtet, da ein solcher zwar sehr effektiv Pionen und Protonen erfaßt aber gerade im Bereich der Kaonenmasse (400-600 MeV/c) den Untergrund nur schwach reduziert. Wenn bereits ein Flugzeitvergleich durchgeführt wurde, ist ein ΔE-Cut so gut wie wirkungslos.

Die Wirkung der einzelnen Schnitte kann man in Abb.22 sehen, in dem die Massenspektren jeweils nach Hinzufügen einer weiteren Bedingung zu sehen sind.

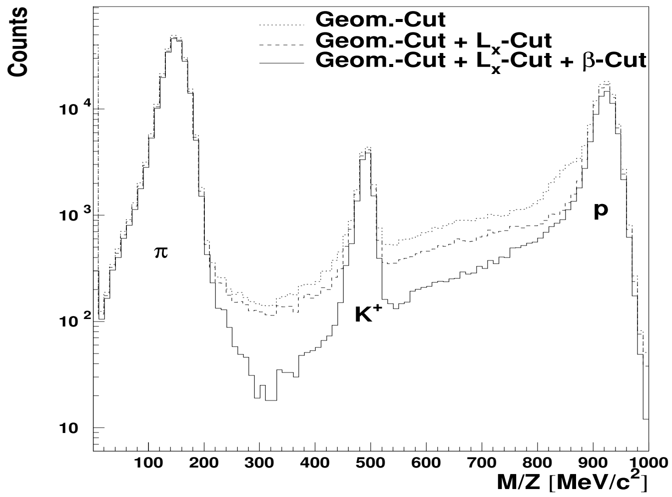


Abb.22: Massenspektren für π^+, K^+ und p, gemessen unter $\Theta_{lab} = 40^o$ bei 1.93 AGeV. Die einzelnen Spektren zeigen die verschiedenen Stufen der Eventselektion, die den Untergrund um ca. einen Faktor 10 reduzieren.

4.1.2 Teilchenidentifikation

Die einzelnen Teilchensorten werden, bei gleicher Ladung Z, im M/Z-Spektrum anhand ihrer Masse identifiziert. Während Protonen bei 938 MeV/c^2 und Pionen bei 129 MeV/c^2 eindeutig zu identifizieren sind und nur vernachlässigbaren Untergrund aufweisen, sind die Kaonen bei 493 MeV/c^2 mit zum Teil erheblichem Untergrund verunreinigt. Um trotzdem die Kaonenzählrate bestimmen zu können, wird der Beitrag des Untergrundes durch eine Interpolation bestimmt. Für diese Interpolation wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Funktion an einen Bereich des Massenspektrums um die Kaonenmasse herum angepaßt. Diese Funktion besteht aus einer Gauß-Funktion, die den Kaonenpeak beschreibt und einem Polynom oder einer Exponentialfunktion welche den Untergrund beschreibt. Die Kaonenzählrate wird bestimmt, indem die Zählrate in einem Bereich von $\pm$ 50 MeV/c^2 um die Kaonenmasse gezählt wird. Von dieser Zählrate wird das Integral der angepaßten Untergrundfunktion in diesem Massenbereich abgezogen. (siehe Abb.23)

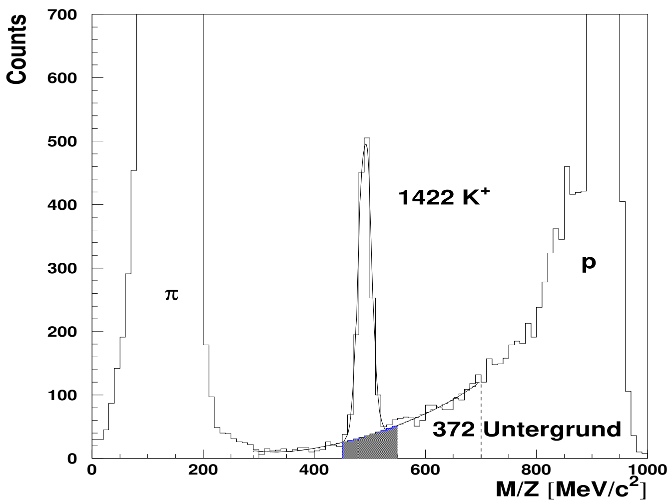


Abb. 23: Massenspektrum im Bereich der Kaonenmasse, gemessen unter $\Theta_{lab} = 40^o$ bei 1.93 AGeV ($650 < p_{lab} < 700$ MeV/c). Es ist die angepaßte Interpolationsfunktion und der bei der Zählratenbestimmung abgezogene Untergrund zu sehen.

Um die Abhängigkeit der Kaonenproduktion vom Kaonenimpuls zu untersuchen wird für jeden Impulsbereich ein Massenspektrum generiert und mit diesem dann die oben beschriebene Prozedur durchgeführt.

Die Güte der Zählratenbestimmung hängt entscheidend von der Form des Untergrundes ab. Da “scharfe Kanten” im Untergrund nicht genügend genau durch eine einfache Funktion beschrieben werden können ist die Interpolation abhängig von Parametern wie der Breite des Massenbereiches und den Startwerten für die Funktionsparameter. Entsprechend ist in der Fehlerbestimmung nicht nur die statistische Schwankung der Kaonenzählrate und der Untergrundzählrate, sondern auch noch die Schwankung des Untergrundabzuges zu berücksichtigen, die durch die Interpolation hervorgerufen wird. Da die Form des Untergrundes vom Impulsbereich, Magnetfeld, Spektrometerwinkel, vom verwendeten Trigger und von den angewendeten Cuts abhängig ist, wurde die Zählratenschwankung durch Variation der Startwerte, der Massenfenster und der Untergrundfunktion abgeschätzt. Dabei ergibt sich für ungünstige Situationen, (wenige Kaonen auf einem steilen, aber nicht monoton abfallendem Untergrund), eine Schwankung der Kaonenzählrate die etwa genauso groß ist wie die statistische Schwankung.

4.1.3 Korrekturen

Die Kaonenzählrate pro Impulsintervall enthält noch einige systematische Fehler, die korrigiert werden müssen. Als erstes ist hier die Akzeptanz des Spektrometers zu nennen. Um diese zu bestimmen, wird eine Monte-Carlo-Simulation benutzt, die auf GEANT aufbaut und eine detailierte Beschreibung des Kaonen-Spektrometers enthält. In dieser Simulation werden vom Targetort aus gleichförmig im Impuls und Raumwinkel verteilte Kaonen abgeschickt, wobei darauf geachtet wird, daß die Akzeptanz vollständig ausgenutzt wird. In der Simulation werden für jeden getroffenen Detektor Energieverluste etc. generiert, die eventweise abgespeichert werden. Diese Simulationsdaten werden mit der gleichen Analyse-Software ausgewertet wie die experimentellen Daten. Da die exakte Anzahl der pro Impulsinterval und Raumwinkelelement losgeschickten Kaonen bekannt ist, erhält man durch das Verhältnis der primären Kaonen-Zahl zu der Zahl der analysierten Simulations-Kaonen die Akzeptanz des Kaonen-Spektrometers. In der Simulation ist auch der Zerfall der Kaonen berücksichtigt, weshalb keine weitere Zerfallskorrektur nötig ist. Das Ergebnis dieser Simulationen ist in Abb. 24 zu sehen.

Die nächste wichtige Korrektur ist die Totzeitkorrektur. Sie zählt die 'verpaßten' Ereignisse, die während der Aufzeichnung eines vorangegangenen Ereignisses aufgetreten sind, zur Zahl der erfaßten und damit analysierten Ereignisse hinzuzählt. Um den Korrekturfaktor bestimmen zu können, werden während der Messung sowohl die Zahl der Trigger gezählt, die nicht von dem Totzeitsignal der Datenerfassung unterdrückt werden ('Trigger before Inhibit'), als auch die Trigger, die zu einem dann erfaßten Ereignis gehören ('Trigger after Inhibit'). Das Verhältnis dieser beiden Zählraten ergibt den Totzeit-Korrektur-Faktor.

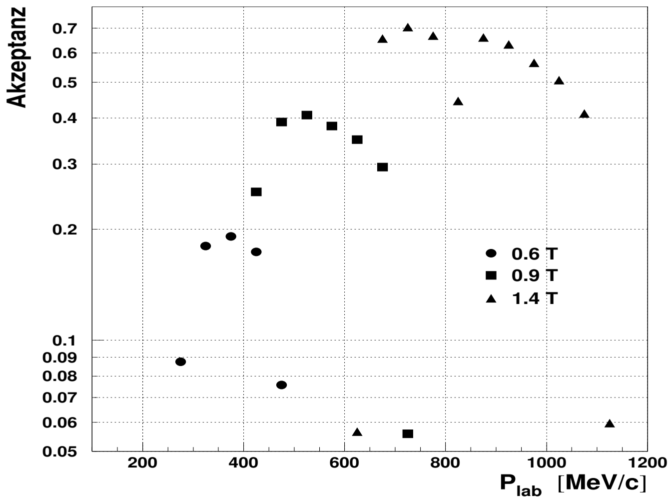


Abb. 24: Die Akzeptanz des Kaonen-Spektrometers für Kaonen bei Magnetfeldeinstellungen von 0.6T, 0.9T und 1.4T. Deutlich ist ein 'Loch' in der Akzeptanz zu erkennen, hervorgerufen im Fall des 1.4T Feldes durch das Herausnehmen des F-Detektor-Paddles Nr.10.

Die Drahtkammern besitzen für die z.T. minimalionisierenden Pionen und Kaonen keine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 %, entsprechend muß diese Nachweiswahrscheinlichkeit in der Datenanalyse berücksichtigt werden. Dazu wird in Ereignissen, die sich allein aus den Informationen des D- und des F-Detektors rekonstruieren lassen, (d.h. ein Teilchen ist durch das Spektrometer geflogen) die Anzahl der Pionen und Protonen gezählt. Das Verhältnis dieser Pionen und Protonen ohne und mit Benutzung der Drahtkammerinformationen ist dann die sogenannte MWPC-Effizienz. Um die Effizienz für Kaonen zu bestimmen wird das geometrische Mittel aus Protonen- und Pionen-MWPC-Effizienz gebildet. Da im Experiment die Drahtkammer so eingestellt wurden das die Effizienz für Protonen $\geq$ 99.9 % beträgt, gewinnt man die Kaoneneffizienz einfach als : $\mathrm{Eff}_K = \sqrt{\mathrm{Eff}_\pi}$

Weiter ist noch zu beachten, daß die Spurrekonstruktion durch den Tracking-Algorithmus aufgrund zufälligen Untergrundes und Mehrdeutigkeiten, durch mehrere gleichzeitig das Spektrometer durchfliegende Teilchen erzeugt, nicht mit einer 100 prozentigen Effizienz funktioniert. Um die Effizienz des Trackings zu bestimmen, ermittelt man in jeder Meßsituation (Magnetfeld,Winkel) die Häufigkeit der einzelnen Eventklassen. Die Eventklassen bestimmen sich durch die Anzahl der durch das Tracking pro Event gefunden Spuren und die Anzahl der weiteren, nicht zugeordneten Detektortreffer, jeweils vor und hinter dem Dipol. Für jede Eventklasse wurde mit einer Simulation eine Tracking-Effizienz bestimmt, die dann nach ihrer Häufigkeit gewichtet gemittelt wurden. Für die Strahlzeit vom November 1997 schwankte die Trackingeffizienz zwischen 93.7% und 98.3%. Sie war bei der Messung negativ geladener Teilchen jeweils 0.5 bis 1 Prozentpunkt höher als bei der Messung positiver

Teilchen, da vorallem die Protonen aus dem Spektrometer ferngehalten wurden und entsprechend weniger Mehrdeutigkeiten auftraten.

Um die Effizienz des TOF-Triggers zu bestimmen werden, im Experiment mit jedem Event Trigger-Bits aufgezeichnet, in denen der Zustand des TOF-Triggers festgehalten ist. In einer speziellen Pseudo-Kaonen-Messung mit DF-Trigger werden unter der Bedingung, daß das TOF-Trigger-Bit gesetzt ist, pro Impulsintervall Pseudeo-Kaonen gezählt. Das Verhältnis dieser Zählrate zur ursprünglichen Zählrate ergibt die Trigger-Effizienz in jedem Impulsbereich. Alle Trigger-Effizienzen liegen zwischen 93% und 98%. Durch den unterschiedlichen Zeitabgleich der D- und F-Paddles, der auf ca. 0.5 ns genau ist, ergibt sich je nach Breite des Flugzeitfensters eine Struktur, die maximal um 3% schwankt. Wurde noch zusätzlich der Cerenkov-Detektor als Trigger benutzt so muß dessen Status zusätzlich abgefragt werden, um die richtige Trigger-Effizienz zu bekommen. Analog wird die Effizienz der Schnitte, die während der abschließenden Analyse eingesetzt werden, bestimmt. Die Schnitte wurden so gewählt, daß jeweils eine Effizienz von mindestens 95% erreicht wurde.

4.1.4 Normierung und Wirkungsquerschnitt

Um aus den gewonnenen Kaonenzählraten Wirkungsquerschnitte zu gewinnen, müssen die Zählraten auf die Anzahl der Targetatome und auf die Anzahl der Projektilteilchen normiert werden. Die Anzahl der Targetteilchen ergibt sich einfach aus der Targetdicke und der materialspezifischen Dichte, die für Nickel 0.848 g/cm^3 beträgt und für das 0.8 mm Target eine Teilchenzahldichte von $7.04 \cdot 10^{21}$ Targetteilchen/cm^2 bedeutet. (2 mm Target: $1.76 \cdot 10^{22}$ 1/cm^2)

Die Anzahl der Projektilteilchen erhält man aus den Zählraten der Monitordetektoren (siehe auch Abschnitt Strahlstrom-Monitore in Kapitel 2.1).

Insgesamt erhält man folgende Formel um den Wirkungquerschnitt pro Impuls- und Raumwinkelintervall zu bestimmen: (doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt im Laborsystem)

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = N_K \cdot \frac{K_{\mathrm{Totz}} \cdot K_{\mathrm{Trig}} \cdot K_{\mathrm{Cut}}}{MWPC_{\mathrm{eff}} \cdot Track_{\mathrm{eff}} \cdot N_{\mathrm{Proj}} \cdot N_{\mathrm{Target}} \cdot K_{\mathrm{Akz}}}$$

mit

$$\begin{aligned} N_K &= \text{Kaonenzählrate} \\ K_{\mathrm{Totz}} &= \frac{N_{\mathrm{bef}}^{\mathrm{Trig}}}{N_{\mathrm{aft}}^{\mathrm{Trig}}} \\ K_{\mathrm{Trig}} &= \frac{n_{\mathrm{DF}}}{n_{\mathrm{TOF}}} \\ K_{\mathrm{Cut}} &= \frac{n_{\mathrm{noCut}}}{n_{\mathrm{Cut}}} \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
MWPC_{\text{eff}} &= \text{Effizienz der MWPCs} \\
Track_{\text{eff}} &= \text{Effizienz des Trackings} \\
N_{\text{Proj}} &= EF \cdot \frac{N_{\text{Mr}} + N_{\text{Ml}}}{2} \\
N_{\text{Target}} &= 7.04 \cdot 10^{21} 1/cm^2 \text{oder} 1.76 \cdot 10^{22} 1/cm^2 \\
K_{\text{Akz}} &= \frac{N_{K,\text{Geant}} \cdot \Delta p \cdot \Delta\Omega}{N_{K,0}} \\
EF &= \frac{2 \cdot N_{\text{B1}}}{N_{\text{Mr,B1}} + N_{\text{Ml,B1}}}
\end{aligned}
$$

Hierbei sind $N_{\text{bef}}^{\text{Trig}}$ die Anzahl der Triggerereignisse ohne Beachtung der Datenaufnahme-Totzeit und $N_{\text{aft}}^{\text{Trig}}$ die Anzahl der Trigger die wirklich zu einem Speichern der Detektordaten gehören. N_{DF} und N_{TOF} sind die Anzahl der Pseudokaonen im auszuwertenden Impulsintervall, einmal unter der DF-Trigger Bedingung bzw. mit TOF-Triggers-Bedingung. N_{noCut} und N_{Cut} sind die Anzahl der Pseudokaonen im ausgewählten Impulsinterval einmal ohne und einmal mit Schnittbedingung. N_{MR} und N_{ML} sind die Zählraten des rechten bzw. linken Monitor-Detektors. $N_{K,\text{Geant}}$ ist die Anzahl der von GEANT simulierten Kaonen im Impulsintervall, die von den Detektoren auswertbar erfaßt wurden. Δp ist die Breite des Impulsbereiches und $\Delta\Omega$ ist der nach 2π extrapolierte Raumwinkel, für die von GEANT simulierten Kaonen. $N_{K,0}$ ist die Gesamtanzahl der von GEANT simulierten Kaonen. N_{B1} ist die Zählrate des B1-Detektors in einer Eichmessung und $N_{\text{MR,B1}}$ und $N_{\text{ML,B1}}$ sind die gleichzeitig gemessenen Zählraten des rechten bzw. linken Monitor-Detektors.

Abschließend werden die Meßwerte in den Impulsbereichen in denen sich die Messungen mit dem 0.6 T und 0.9 T Magnetfeld (bzw. dem 0.9 T und dem 1.4 T Feld) überlappen, fehlergewichtet gemittelt.

4.1.5 Zentralitätsbestimmung

Die Geometrie eines Schwerionenstoßes beeinflußt sowohl Produktion wie auch Propagation aller daran teilnehmenden Teilchen. Das wesentliche Maß ist hierbei der Stoßparameter b, der durch die verlängerten Trajektorien der Zentren von Projektil und Targetkern vor der Reaktion, definiert ist. (siehe Abb.25)

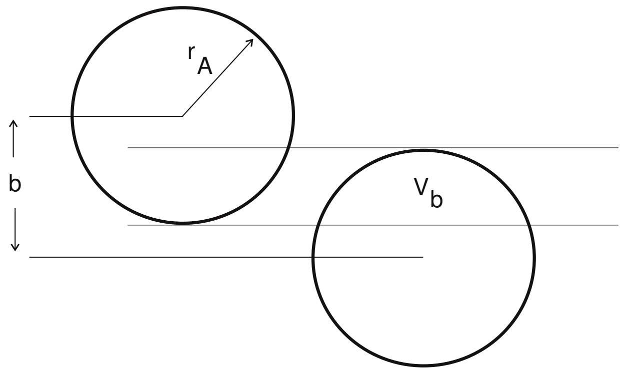


Abb. 25: Schematische Geometrie eines Schwerionen-Stoßes. b bezeichnet den Stoßparameter, V_b das an der Reaktion teilnehmende Volumen eines Kernes und r_A den Radius der Kerne.

Je zentraler ein Stoß desto größer ist die Zahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen, Partizipanten genannt (kurz A_{Part}). Die Multiplizität der Partizipanten ist, da b nicht direkt gemessen werden kann, ein wichtiges Maß für die Zentralität eines Stoßes. Am Kaonen-Spektrometer kann mit dem Großwinkelhodoskop (T-Detektor) die Zahl der geladenen Partizipanten gemessen werden. Entsprechend wird für die Einteilung in die verschiedenen Zentralitätsklassen die Treffermultiplizität im Hodoskop verwendet. Es gilt je zentraler ein Stoß war desto größer ist die Multiplizität. In Abb. 26 ist die Verteilung der T-Detektor-Multiplizität (kurz T_{MUL}) einer Messung (Ni+Ni, 1.93 AGeV) mit Minimum-Bias-Trigger zu sehen.

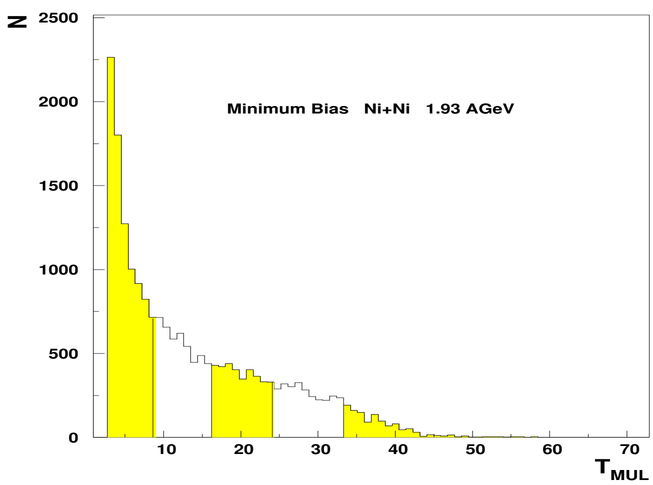


Abb. 26: T-Detektor-Multiplizität für Minimum-Bias Ereignisse. Die eingezeichneten Bereiche entsprechen den in der Auswertung verwendeten Multiplizitätsklassen.

Für jede Einschußenergie wurde eine individuelle Klasseneinteilung vorgenommen, die jeweiligen Grenzen sind in Tab.2 zu sehen. Die Einteilung ist an die von [Do86] vorgeschlagene Methode angelehnt, daß die Grenze von MUL5 durch den Abfall der Verteilung auf die Hälfte ihres Plateauwertes gefallen ist. Der weitere T_{MUL}-Bereich wird in 4 gleich breite Abschnitte geteilt. Da in dem leichten System Ni+Ni kein ausgeprägtes Plateau in der Minimum-Bias-Verteilung zu finden ist wurde die MUL5-Grenze relativ willkürlich festgelegt.

Einschußenergie [AGeV]	MUL1	MUL2	MUL3	MUL4	MUL5
1.1	1-7	8-13	14-20	21-26	27-80
1.5	1-8	9-16	17-24	25-31	32-80
1.93	1-8	9-16	17-24	25-32	33-80

Tab.2: T_{MUL}-Grenzen für jede Einschußenergie.

Um die experimentellen Zentralitätsklassen mit physikalisch interpretierbaren Größen zu verbinden wurden die Wirkungsquerschnitte für alle Klassen ermittelt und mit Hilfe eines einfachen geometrischen Modells den Grenzen entsprechende Stoßparameter b bestimmt. Dieses Partizipant-Spektator-Modell geht wie bei [Go77] von der Annahme aus, daß Target- und Projektilkern gleich groß (d.h. gleiche Nukleonenzahl), sphärisch und scharf begrenzt sind. Weiter wird davon ausgegangen, daß bei den hier betrachteten Energien, jede "Berührung" der Kerne zu einer Reaktion führt, die im T-Detektor nachgewiesen wird.

Die gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitte für $T_{Mul} > T_{Mul,Grenze}$ werden als geometrischer Wirkungsquerschnitt betrachtet, für welche gilt: $\sigma_{Reak} = \pi \cdot b^2$. Auf die Bestimmung des Reaktionswirkungsquerschnittes wird in Abschnitt 4.3 genauer eingegangen. In Tabelle 3 ist zusammengestellt, welchen Stoßparametern b die fünf Zentralitätsklassen entsprechen. Der Fehler der Stoßparameter wird jeweils zu $\pm$ 0.5 fm abgeschätzt. Im Rahmen dieses Fehlers besteht zwischen den Messungen bei verschiedenen Einschussenergien kein Unterschied in der Einteilung der Stoßparameter-Intervalle.

T_{MUL} Bereich	b [fm]
1	> 7.0
2	5.5-7.0
3	4.0-5.5
4	2.3-4.0
5	< 2.3

Tab.3: Zuordnung derT_{Mul} Bereiche zu einem mittleren Stoßparameter. Der Fehler der Stoßparameterangaben beträgt ca. $\pm$ 0.5 fm.

Mit dem gleichen Modell kann den T_{MUL}-Schwerpunkten der einzelnen Zentralitätsintervalle ein Stoßparameter zugeordnet werden. Unter der weiteren Annahme, daß die

Anzahl der an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen proportional zu dem Überlappvolumen der Kerne ist, kann A_{Part} für Kerne mit der Nukleonenzahl A bestimmt werden zu:

$$A_{Part} = 2 \cdot A \frac{V(b)}{V_A} (\mathrm{mit} V_A = \pi r_0 A^{1/3})$$

V(b) kann man wie in [Go77] mit diesem einfachen Modell bestimmen sobald b bekannt ist.

4.2 Ergebnisse für die Kaonen-Produktion

4.2.1 Spektrale Verteilung

Die Ergebnisse der vorher beschriebenen Auswertung für die K^+ Produktion aus nicht zentralitäts-selektierten Daten[6] sind in Abb.27 zu sehen. Aufgetragen ist jeweils der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Laborimpules. Jedes Spektrum ist aus den drei Einzelspektren zusammengesetzt, die bei 0.6T, 0.9T und bei 1.4T gemessen wurden, wobei die Daten in den Überlappbereichen fehlergewichtet gemittelt wurden. Für jedes Spektrum ist im Schwerpunksystem eine Boltzmann-Verteilung angepaßt worden, deren Kenngrößen, in Tab. 4 und Tab. 5 aufgelistet sind. Der Steilheitsparameter T kann als "Temperatur" identifiziert werden und der Flächeninhalt unter den Kurven entspricht dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Die Boltzmann-Funktion, die die Impulsverteilung eines klassischen idealen Gases darstellt, ist im Schwerpunktsystem gegeben durch:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3}|_{cm} = \frac{1}{p^2}\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}|_{cm} = C \cdot e^{-\frac{E_{cm}}{T}}$$

Dabei ist E_{cm} die Teilchenenergie im Schwerpunktsystem , und T den Steilheitsparameter, der einer Temperatur entspricht. Die Parameter C und T werden durch einen Fit angepaßt.

Um die Meßdaten aus dem Laborsystem ins Schwerpunktsystem zu transformieren, wird der Wirkungsquerschnitt zunächst als Lorentz-invariante Größe

$$\sigma_{inv} = E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p^2}\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$$

berechnet. Wodurch man in einem zweiten Schritt den Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem als

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}|_{cm} = \frac{p_{cm}^2}{E_{cm}} \cdot \sigma_{inv}$$

erhält. An die so erhaltene Verteilung im Schwerpunktsystem wird dann die oben genannte Boltzmann-Verteilung angepaßt, die dann zur Gewinnung des Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ über alle Impulse integriert wird. In Tab. 4 und 5 wurden die Wirkungsquerschnitte mit 4π multipliziert, was bei Annahme einer isotropen Emission einer Integration über alle Raumwinkel entspricht. Die erhaltenen Werte entsprechen also totalen Wirkungsquerschnitten und sind somit mit anderen Quellen (z.B.: [Be97], [La98], etc.) vergleichbar.

[6]nicht zentralitäts-selektierte Daten werden in dieser Arbeit als "inklusive" Daten bezeichnet

E_{Beam} [AGeV]	$4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [mb]	T [MeV]
1.1	4.2 ± 0.13	80 ± 2
1.5	22.2 ± 0.5	88 ± 2
1.93	76 ± 1	91 ± 2

Tab.4: Ergebnisse für die K^+ Produktion (inklusiv) in Ni+Ni bei $\Theta_{lab} = 40^o$ (dies entspricht ungefähr $y = y_{CM}$)

Θ_{lab}	$4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [mb]	T [MeV]
32^o	66 ± 1	90 ± 2
40^o	76 ± 1	91 ± 2
50^o	88 ± 1	90 ± 2
60^o	96 ± 2	91 ± 3

Tab.5: Ergebnisse für die K^+ Produktion in Ni+Ni bei $E_{Beam} = 1.93 AGeV$ (inklusiv)

Der Vergleich der bei verschiedenen Einschußenergien unter jeweils $\Theta_{Lab} = 40^o$ gemessen Steilheitsparameter ist nicht ohne weiteres möglich, da bei jeder Messung ein anderer Rapiditätsbereich überstrichen wurde. Aus einer Simulation (siehe 7.1) ist bekannt, daß die Steilheitsparameter immer kleinere Werte zeigen, verglichen mit der wahren Temperatur der Emissionsquelle, je höher die Einschußenergie ist. Die Temperatur der 1.93 AGeV Messung ist also stärker durch die Spektrometerakzeptanz verfälscht, als die der 1.1 AGeV Messung.

Alle in den Spektren gezeigten Fehler stellen nur die Unsicherheit der Zählratenbestimmung dar, wie sie in 4.1.2 beschrieben ist. Die Fehler für die Wirkungsquerschnitte und die "Temperatur" werden durch das Fit-Programm (MINUIT) bestimmt und spiegeln ebenso nur den "statistischen" Fehler wieder. Für alle Datenpunkte und den integrierten Wirkungsquerschnitt sind noch folgende systematische Fehler zu berücksichtigen :

- 3% Unsicherheit in der Strahlnormierung
- 3% Unsicherheit in der Bestimmung der MWPC-Effizienz
- 5% Fehler in der Bestimmung der Impuls- und Winkelakzeptanz durch die GEANT-Simulation
- 3% Fehler in der Bestimmung der Cut-Effizienz
- 5% Unsicherheit in der Bestimmung der Trigger-Effizienz
- 2% Unsicherheit in der Bestimmung der Tracking-Effizienz

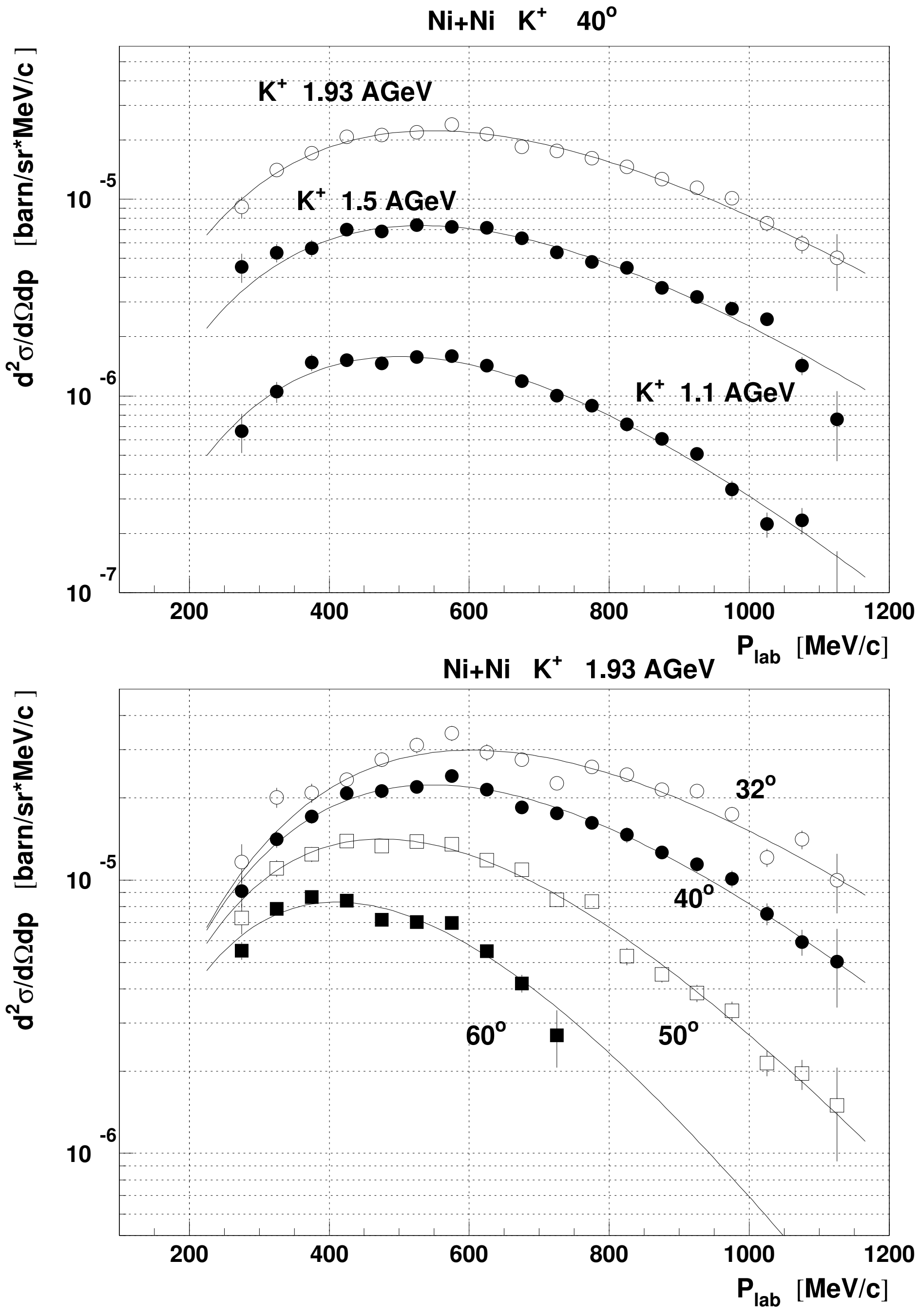


Abb.27: Spektrale Verteilung der gemessenen Kaonen für drei Einschußenergien (oben) und vier Winkel (unten). Aufgetragen jeweils der doppelt-differentielle inklusive Wirkungsquerschnitt im Laborsystem gegen p_{lab}. Es wurden jeweils Boltzmann-Funktionen an die Daten angepaßt.

Da alle Fehler unabhängig voneinander sind, ergibt sich der Gesamtfehler zu $\Delta Syst. = \sqrt{\Sigma(\Delta Syst._i)^2} = 9\%$ ein entsprechender Einfluß auf die Fehler der "Temperatur" wird zu ± 5 MeV abgeschätzt.

In vollkommen gleicher Weise wurden die Wirkungsquerschnitte für die Antikaonen ausgewertet, deren Verteilungen in Abb.28 zu sehen sind. Die Kenngrößen der angepaßten Boltzmann-Funktionen sind in Tab.6 und Tab.7 zu finden.

E_{Beam} [AGeV]	$4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [mb]	T [MeV]
1.5	0.56 ± 0.03	79 ± 5.0
1.93	2.4 ± 0.1	$80 \pm 2.$

Tab.6: Ergebnisse für die K^- Produktion (inklusiv) in Ni+Ni bei $\Theta_{lab} = 40^o$ (dies entspricht ungefähr $y = y_{CM}$)

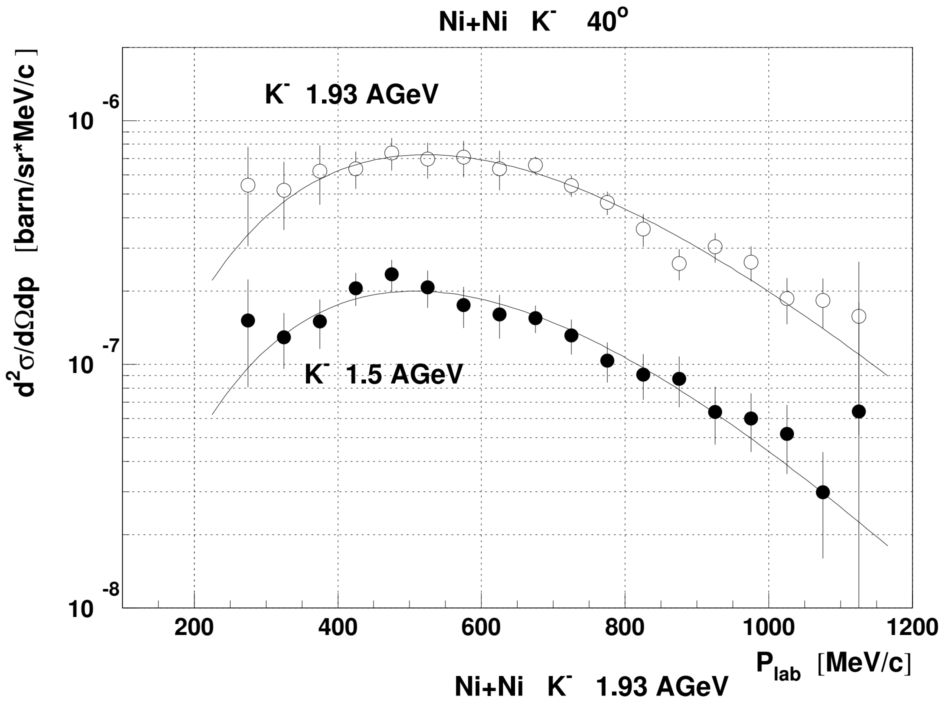
Θ_{lab}	$4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [mb]	T [MeV]
32^o	2.0 ± 0.1	74 ± 4
40^o	2.4 ± 0.1	80 ± 2
50^o	2.5 ± 0.1	84 ± 7
60^o	3.1 ± 0.1	81 ± 5

Tab.7: Ergebnisse für die K^- Produktion in Ni+Ni bei $E_{Beam} = 1.93 AGeV$ (inklusiv)

Sowohl die K^+- als auch die K^--Produktion zeigen, daß offensichtlich keine isotrope polare Winkelverteilung vorliegt, da in diesem Fall die unter verschiedenen Laborwinkel gemessenen $4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ Werte gleich sein müßten. Aber selbst wenn man den vollen systematischen Fehler mitberücksichtigt,[7] bleibt eine winkelabhängige Variation der Meßwerte außerhalb der Fehlerbalken übrig.

Eine weitergehende Interpretation der $4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ Wirkungsquerschnitte ist ohne weitere Auswerteschritte nicht möglich, da in jedem dieser unter einem festem Laborwinkel gemessenen Verteilungen ein z.T. großer Bereich von Rapiditäten bzw. Schwerpunktswinkeln überstrichen wird. (Weiteres hierzu ist in Abschnitt 4.2.3 zu finden)

[7] Es ist in diesem Fall nicht angebracht den vollen systematischen Fehler anzuwenden, da z.B. die Akzeptanzkorrektur und teilweise auch die Bestimmung der Strahlstromnormierung für alle Winkel gleich ist



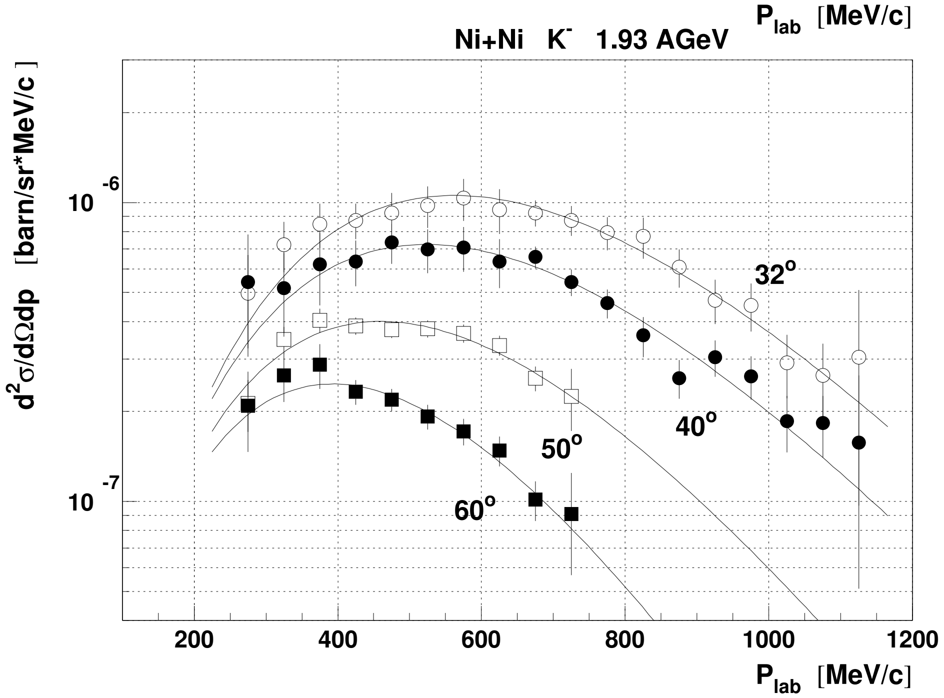


Abb.28: Spektrale Verteilung der gemessenen Antikaonen für zwei Einschußenergien (oben) und vier Winkel (unten). (inklusiv) Es wurden jeweils Boltzmann-Funktionen im Schwerpunktsystem an die Daten angepaßt.

4.2.2 Anregungsfunktion

Die Kaonenproduktion in Schwerionenstößen im Bereich der kinematischen Schwelle eröffnet die Möglichkeit die Kompressibilität der Kernmaterie zu untersuchen. Da unterhalb der Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon-Stoß Kaonen nicht mehr durch eine einzelne Kollision produziert werden können, sondern nur noch über Mehrfachstöße wie z.B.:

1. $N + N \rightarrow N + \Delta$
2. $\Delta + N \rightarrow K^+ + \Lambda + N$

Die Wahrscheinlichkeit für solche Mehrfachstöße wächst drastisch mit der Verdichtung der Kernmaterie an. Entsprechend deutet eine steile Anregungsfunktion auf eine geringe Kompressibilität der Kerne hin, während eine flache Anregungsfunktion auf eine hohe Kompressibilitität und damit eine weiche "Equation of State" hindeutet. Besonders deutlich wird die Kompressibilität der nuklearen Materie, wenn man verschieden große Stoßsysteme betrachtet, da aus Modelrechnungen ([Fu00],[Li95]) bekannt ist das die EOS nur für große Stoßsysteme die Form der Anregungsfunktion beeinflußt.

Um Informationen über die EOS zu gewinnen sind speziell die K^+ Anregungsfunktionen interessant, da K^+ durch ihre große mittlere freie Weglänge in Kernmaterie eine ungestörte Proben der Hochdichte-Phase des Feuerballs darstellen.

Die Anregungsfunktion der Kaonen Produktion in Ni+Ni Stößen ist in Abb.29 zu sehen, wobei neben den Daten dieser Arbeit noch ältere Daten aus [Ba97] und [Gi97] gezeigt werden. Weiter werden zum Vergleich noch Daten aus C+C Stößen ([La98]) gezeigt. Die Schwelle für die K^+-Produktion in einem Nukleon-Nukleon Stoß liegt bei 1.58 GeV die Schwelle für die Produktion eines K^- liegt bei 2.5 GeV. Es wurden jeweils Exponential-Funktionen $\sigma \propto E_{Beam}^a$ an die Daten angepaßt. Für Ni+Ni ergeben sich folgende Parameter:

$$a_{K^+}^{Ni} = 5.2 \pm 0.2, \qquad a_{K^-}^{Ni} = 5.8 \pm 1.9$$

Für C+C erhält man:

$$a_{K^+}^{C} = 6.0 \pm 0.1, \qquad a_{K^-}^{C} = 8.6 \pm 1.8$$

Bezogen auf die C+C Anregungsfunktion steigt die Ni+Ni Anregungsfunktion flacher an, dies bedeutet daß in niederenergetischen Stößen mehr Kaonen in Ni+Ni produziert werden können als in C+C Stößen bei der gleichen Energie, was ein Signal für eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstöße ist. Dies ist wiederum ist ein Zeichen für eine große Kompressibilität der Kernmaterie, bzw, eine "weiche" EOS. In [St00] wird diese Diskussion differenzierter geführt, wobei besonderer Wert darauf gelegt wird zu zeigen, daß nicht allein unterschiedliche Phasenraum-Volumen den gemessenen Effekt erklären.

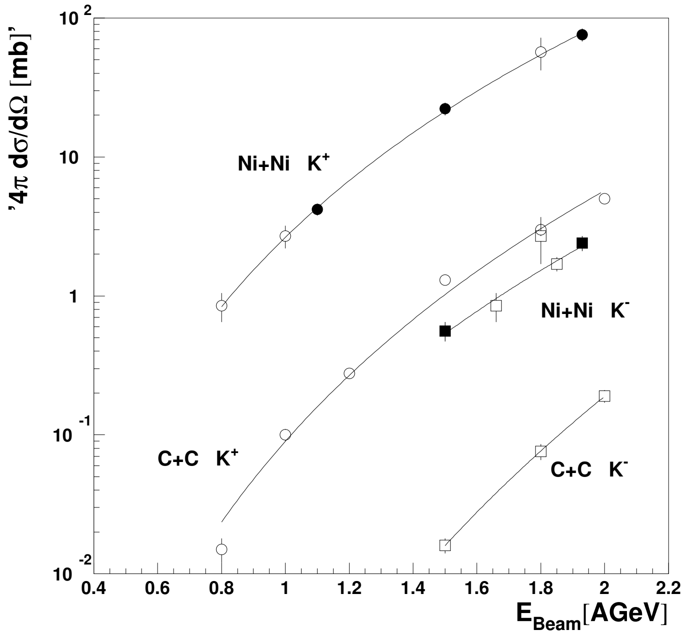


Abb.29: Anregungsfunktionen der Kaonen- und Antikaonen-Produktion. Daten dieser Arbeit sind durch ausgefüllte Symbole gekennzeichnet.

Das Verhältnis der K^--Anregungsfunktionen zeigt ein ähnliches Verhalten, das aber leider nicht statistisch signifikant ist.

4.2.3 Polare Winkelverteilung

Trägt man die unter Lorentz-Transformation invarianten Wirkungsquerschnitte gegen die kinetische Energie im Schwerpunktsystem auf, so müssen für den Fall, daß die Kaonenproduktion isotrop verläuft, die unter verschiedenen Laborwinkeln gemessenen Verteilungen auf einer gemeinsamen Geraden liegen. Wie in Abb.30 für Ni+Ni bei 1.93 AGeV zu sehen ist, ist dies nicht der Fall, sondern es zeigt sich eine klare Tendenz, daß die unter größeren Laborwinkeln gemessenen Wirkungsquerschnitte bei gleicher kinetischen Energie größer sind, als die unter kleineren Winkeln gemessenen. Dies gilt sowohl für die K^+ als auch für die K^-.

Ein solcher Befund deutet auf eine Winkelabhängigkeit der Kaonenemission hin. Um den totale Wirkungsquerschnitt der Kaonenproduktion zu bestimmen, ist also neben einer Messung bei $\Theta_{Lab} = 40^o \hat{=} \Theta_{cm} \approx 90^o$ noch die Kenntnis der Winkelabhängigkeit notwendig.

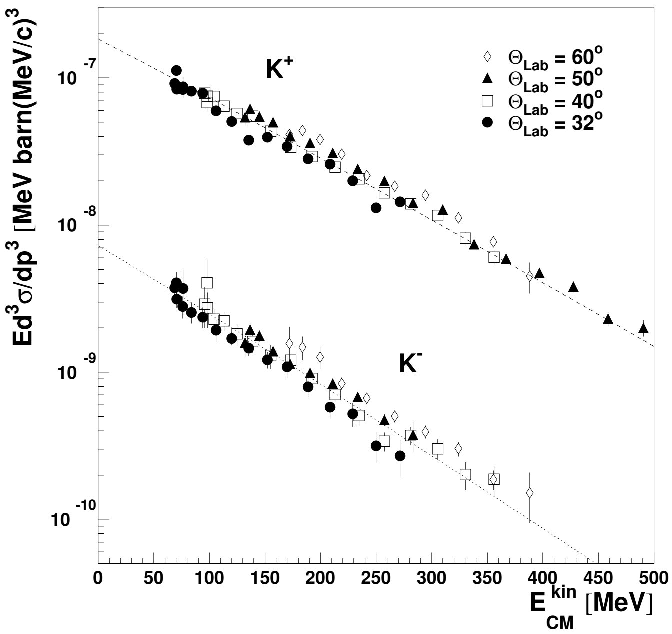


Abb.30: Invariante Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der kinetischen Schwerpunktsenergie der $K^{+/-}$-Produktion, gemessen bei 1.93 AGeV unter vier Laborwinkeln. (inklusiv)

Um die Stärke der Winkelabhängigkeit zu ermitteln, wurden die Meßwerte mit einer isotropen Winkelverteilung verglichen. Dazu wurde eine mittlere Boltzmann-Verteilung an die Daten angefittet, welche in Abb.30 zu sehen ist. Diese mittlere Verteilung stellt den Verlauf einer hypothetischen isotropen Wirkungsquerschnittsverteilung dar. Dann wurden alle Meßwerte durch den ihrer kinetischen Energie entsprechenden Wertes der angepaßten Funktion (σ_{inv}/fit) dividiert und gegen den Kosinus ihres Streuwinkels im Schwerpunktsystem aufgetragen. Das Ergebnis ist für K^+ in Abb.31 und für K^- in Abb.32 zu sehen. An die erhaltenen Verteilungen wurde eine Parabel angepaßt. Dies entspricht einer Winkelverteilung der Form

$$\sigma_{inv}(\Theta_{cm}) = (1 + a_2 \cos^2 \Theta_{cm}) \cdot \sigma_{inv}(90^o)$$

Für die K^+ Produktion wurde ein a_2-Faktor von 0.7 ± 0.1 gemessen und für die K^- Produktion ein a_2-Faktor von 0.7 ± 0.2.

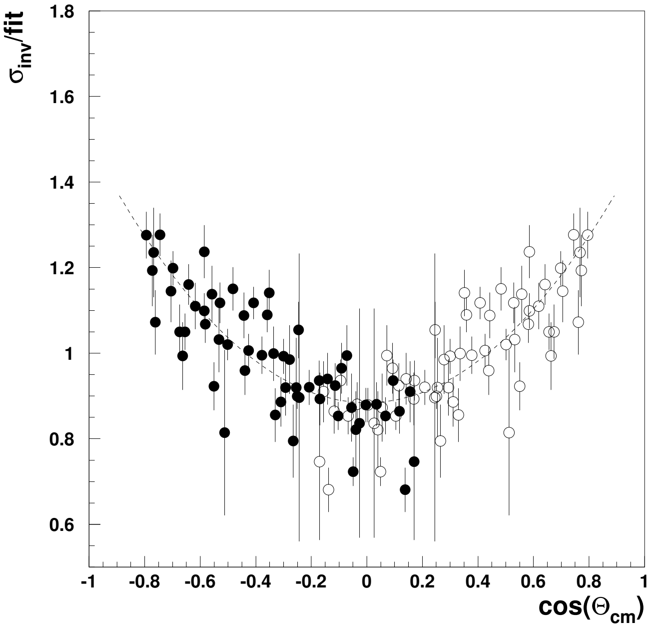


Abb.31: Polare Winkelverteilung der Kaonenemission, gemessen bei 1.93 AGeV. Offene Symbole stellen an $\Theta_{cm} = 90^o$ gespiegelte Daten dar. Die gestrichelte Kurve stellt einen Parabelfit an die Daten dar. (inklusiv)

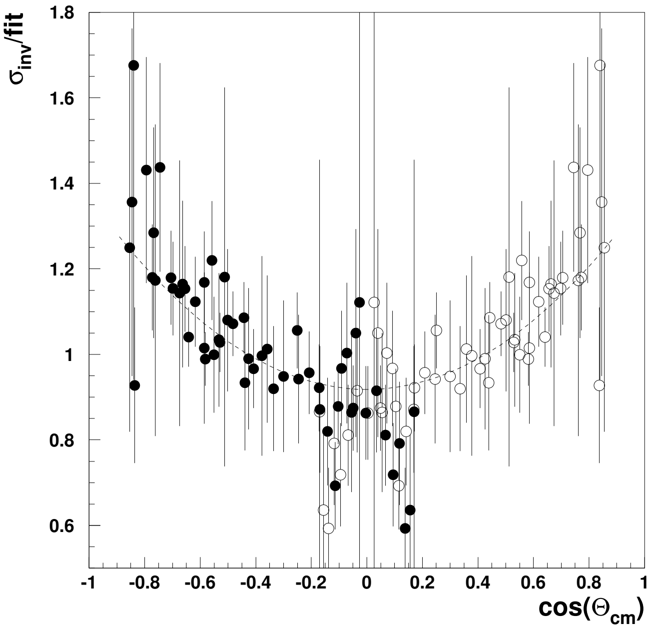


Abb.32: polare Winkelverteilung der Antikaonenemission, gemessen bei 1.93 AGeV. Offene Symbole stellen an $\Theta_{cm} = 90^o$ gespiegelte Daten dar. (inklusiv)

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration des winkel- und impulsdifferentiellen Wirkungsquerschnittes :

$$\sigma_{tot} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\Theta \int_0^{\infty} dp\ (1 + a_2 \cos^2(\Theta))\sigma(p) = 4\pi \cdot (1 + \frac{a_2}{3}) \cdot \int_0^{\infty} dp\sigma(p)|_{\Theta=90^o}$$

Um abschätzen zu können, wie die Winkelverteilung die unter konstantem Laborwinkel gemessenen Spektren beeinflußt, wurde eine Simulation benutzt, welche die geometrisch Akzeptanz des Kaonspektrometers berücksichtigt. (Nähere Erläuterungen hierzu sind im Anhang zu finden.) Diese Simulation erzeugt zu gegebener Temperatur und a_2-Parameter für jeden gemessenen Laborwinkel ein Spektrum, daß genau wie gemessene Daten weiterverarbeitet wurde. Aus dieser Simulation wurde ein Korrekturfaktor von 1.15 gewonnen, mit dem man den bei 40^o gemessenen $4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ Wert multiplizieren muß, um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten.

Um für die Kaonenproduktion bei 1.1 AGeV und 1.5 AGeV totale Wirkungsquerschnitte angeben zu können, wird davon ausgegangen, daß sich die Änderung der Winkelabhängigkeit mit der Einschußenergie wie in [La98] verhält. Für die K^+-Erzeugung bei 1.5 AGeV wird ein a_2 von 0.65 und für die K^- von 0.65 abgeschätzt. Für die K^+ bei 1.1 AGeV wird ein a_2 von 0.5 geschätzt. Der Fehler für diese Werte beträgt jeweils $\pm$ 0.2.

Damit ergeben sich die totalen Wirkungsquerschnitte:

E_{Beam} [AGeV]	σ_{tot} [mb]
1.1	4.6 ± 0.4
1.5	24 ± 2
1.93	87 ± 4

Tab.8: Totale Wirkungsquerschnitte für die K^+ Produktion

E_{Beam} [AGeV]	σ_{tot} [mb]
1.5	0.6 ± 0.1
1.93	2.8 ± 0.3

Tab.9: totale Wirkungsquerschnitte für die K^- Produktion

4.2.4 Rapiditätsverteilung

Eine Winkelabhängigkeit der Kaonemission stellt sich in einer Rapiditätsverteilung[8] als eine Verbreiterung gegenüber einer Rapiditätsverteilung dar, die einer isotropen Emission entspricht. In einer Simulation (siehe Anhang), die die geometrische Akzeptanz des Kaonen-Spektrometers berücksichtigt, verbreitert sich die Rapiditätsverteilung von $\sigma = 0.42$ auf $\sigma = 0.50$, wenn, bei gleicher Temperatur, statt einer isotropen Emission eine Winkelverteilung der obigen Form mit einem a_2 Parameter von 0.7 angenommen wird.

Um aus den gemessenen Daten eine Rapiditätsverteilung zu gewinnen, wurden die gemessenen invarianten Wirkungsquerschnitte in 6 Rapiditätsintervalle eingeteilt und gegen die Tranzversalkomponente des Impulses (p_T) aufgetragen. An diese Verteilungen wurde jeweils eine Boltzmannfunktion angepaßt:

$$\sigma_{inv} = \frac{d^2\sigma}{2\pi\ m_T\ dm_T dy} = c(y) \cdot m_T \cdot e^{-\frac{m_T}{T_B}}$$

hierbei ist $m_T = \sqrt{m_K^2 + p_T^2}$ mit m_K =493.7 MeV = Ruhemasse des Kaons. Der Parameter T_B verhält sich als Funktion der Rapidität y wie $T_B = \frac{T_{CM}}{\cosh(y-y_0)}$. Dies gilt streng nur für thermische also isotrope Emission, in Simulationen stellte sich aber heraus, daß polare Winkelverteilungen dieses Verhalten nicht stören. Die Konstante T_{CM} kann als Temperatur der Emissionsquelle interpretiert werden und aus der gemessenen T_B-Verteilung durch einen Fit bestimmt werden. Da die Akzeptanz zu einer ungleichmäßigen Belegung des Phasenraumes in den einzelnen Rapiditätsintervallen sorgt, müssen die Daten bei der Darstellung oder einem Fit jeweils am Schwerpunkt des jeweiligen Intervalls ausgewertet werden. Dieser Schwerpunkt weicht speziell für die beiden Rand-Intervalle deutlich von der jeweiligen Intervallmitte ab (siehe Tab.10).

Δy_{CM}	$< y_{CM} >$
-0.69 - -0.54	-0.589
-0.54 - -0.39	-0.474
-0.39 - -0.24	-0.314
-0.24 - -0.09	-0.177
-0.09 - +0.06	-0.029
+0.06 - +0.21	+0.110

Tab.10: Rapiditätsintervalle und deren Schwerpunkte

[8] Die Rapidität y ist als $y = \frac{1}{2} ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ definiert, wobei E die totale Energie und p_z die longitudinale Komponente des Impulses (parallel zur Stahlachse) eines Teilchens ist. Die Rapidität verhält sich unter Lorentztransformation additiv, d.h. um die Rapidität im transformierten System zu erhalten muß nur eine Konstante, nämlich die Rapidität des Urspungssystems im transformierten System, addiert werden. Also $y_{CM} = y_{Labor} - y_0$ wobei y_0 die Rapidität eines Teilchens bezeichnet das im Schwerpunktsystem ruht. Für 1.93 AGeV gilt y_0=0.89.

Für die K^+-Daten wurde ein $T_{CM} = 97 \pm 4MeV$ bestimmt und für die K^--Daten ein $T_{CM} = 89 \pm 4MeV$.

Da in den Randbereichen der Spektrometer-Akzeptanz nur kurze p_T-Spektren möglich sind, ist in diesen Bereichen die Anpassung der Boltzmann-Funktionen mit großen Unsicherheiten belastet. Deshalb wurde zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dY}$ durch Integration der angepaßten Boltzmannfunktion in einem zweiten Durchgang erneut Boltzmannfunktionen an die Daten angepaßt, mit dem Unterschied das die T_B-Parameter gemäß $T_B = \frac{T_{CM}}{\cosh(y-y_0)}$ bestimmt und festgehalten wurden. Die Kaonen-Rapiditätsdichte $\frac{dN}{dY}$ ergibt sich dann aus dem durch Integration gewonnenen $\frac{d\sigma}{dY}$ Werten durch Normierung auf den Reaktionswirkungsquerschnitt von 2.9 barn. Die Ergebnisse sind in Abb.33 und Abb.34 zu sehen.

An die Daten wurde jeweils eine Normalverteilung angepaßt. Für K^+ wurde ein Breite von $\sigma = 0.49 \pm 0.04$ und für K^- ein $\sigma = 0.43 \pm 0.03$ bestimmt. Beide Werte sind jeweils durch eine Simulation reproduzierbar, wenn jeweils die genannten Temperaturen und ein a_2-Parameter von 0.7 angenommen wird.

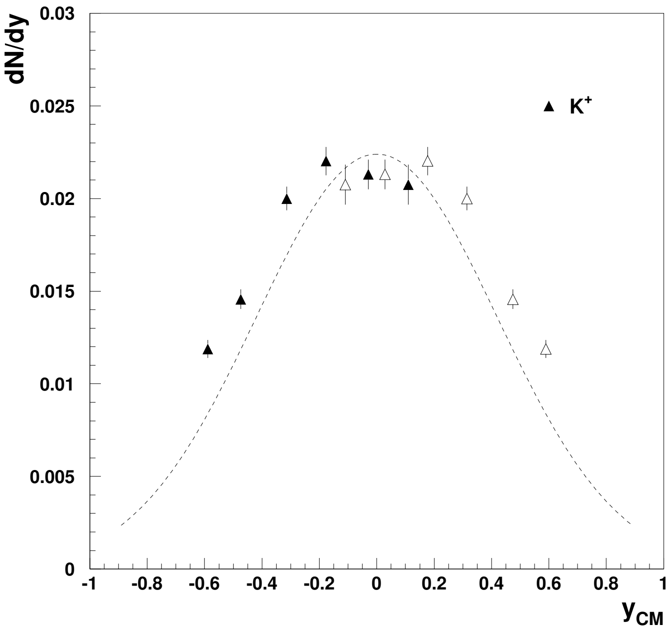


Abb.33: Rapiditätsverteilung der Kaonen-Produktion, gemessen bei 1.93 AGeV. Offene Symbole stellen an $\Theta_{cm} = 90^o$ gespiegelte Daten dar. Die gestrichelte Kurve entspricht einer thermischen (isothropen) Verteilung mit $T_{CM} = 97$ MeV.

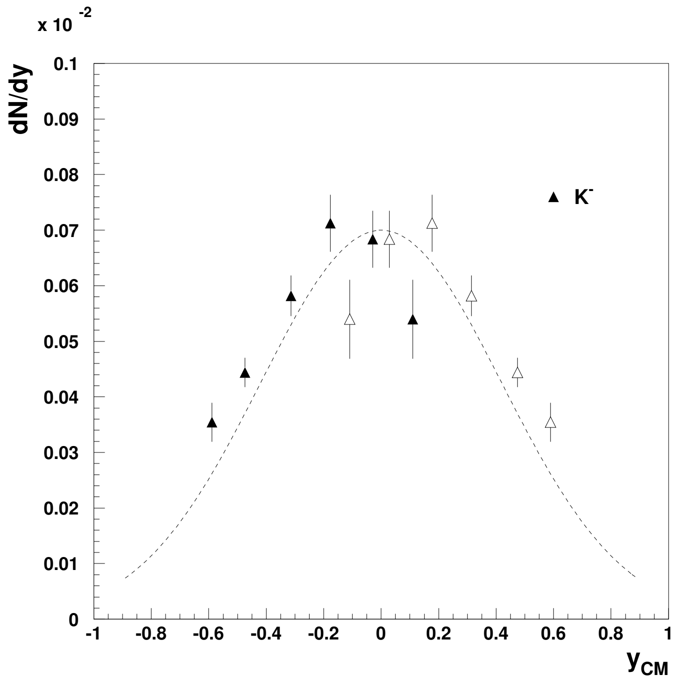


Abb.34: Rapiditätsverteilung der Antikaonen-Produktion, gemessen bei 1.93 AGeV. Offene Symbole stellen an $\Theta_{cm} = 90^o$ gespiegelte Daten dar. Die gestrichelte Kurve entspricht einer thermischen (isothropen) Verteilung mit $T_{CM} = 89$ MeV.

4.3 Stoßparameterabhängigkeit der Kaonen-Produktion

Wie in Abschnitt 4.1.5 beschrieben, wurden die Daten in fünf Zentralitätsintervalle MUL1 bis MUL5 eingeteilt und Wirkungsquerschnitte für jedes Intervall bestimmt. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind für die K^+-Produktion in Abb.35 zu sehen. Da die Anzahl der K^- pro Impulsintervall für eine zuverlässige Auswertung zu gering ist, mußten in dieser Auswertung 100 MeV/c breite, statt 50 MeV/c breite, Impulsintervalle verwendet werden (siehe Abb.36). An jede dieser Verteilungen wurde eine Boltzmannfunktion angepaßt, deren Steilheitsparameter und die durch Integration erhaltenen Wirkungsquerschnitte in Tab.11 für die K^+ und in Tab.12 für die K^- zusammengestellt sind.

Energie [AGeV]	T_{MUL} Bereich	$4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [mb]	T [MeV]
1.1	1	0.26 ± 0.02	52 ± 2
	2	0.68 ± 0.03	61 ± 1
	3	1.00 ± 0.04	87 ± 3
	4	1.04 ± 0.04	84 ± 2
	5	0.96 ± 0.04	94 ± 3
1.5	1	2.3 ± 0.2	54 ± 1
	2	4.5 ± 0.2	78 ± 2
	3	6.2 ± 0.2	94 ± 4
	4	7.2 ± 0.2	102 ± 2
	5	3.3 ± 0.2	99 ± 3
1.93	1	7.5 ± 0.4	59 ± 3
	2	14.6 ± 0.5	71 ± 3
	3	18.0 ± 0.5	88 ± 3
	4	21.3 ± 0.6	91 ± 2
	5	14.7 ± 0.5	98 ± 2

Tab.11: Ergebnisse der Anpassung von Boltzmann-Funktionen an die spektralen Verteilungen für die K^+ Produktion für $\Theta_{Lab} = 40^o$.

Energie [AGeV]	T_{MUL} Bereich	$4\pi\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [mb]	T [MeV]
1.5	1	0.06 ± 0.01	33 ± 2
	2	0.10 ± 0.01	71 ± 3
	3	0.13 ± 0.01	72 ± 3
	4	0.13 ± 0.01	83 ± 4
	5	0.07 ± 0.01	91 ± 7
1.93	1	0.32 ± 0.05	42 ± 2
	2	0.45 ± 0.05	67 ± 3
	3	0.53 ± 0.04	83 ± 4
	4	0.56 ± 0.04	100 ± 5
	5	0.45 ± 0.04	81 ± 4

Tab.12: Ergebnisse der Anpassung von Boltzmann-Funktionen an die spektralen Verteilungen für die K^- Produktion.

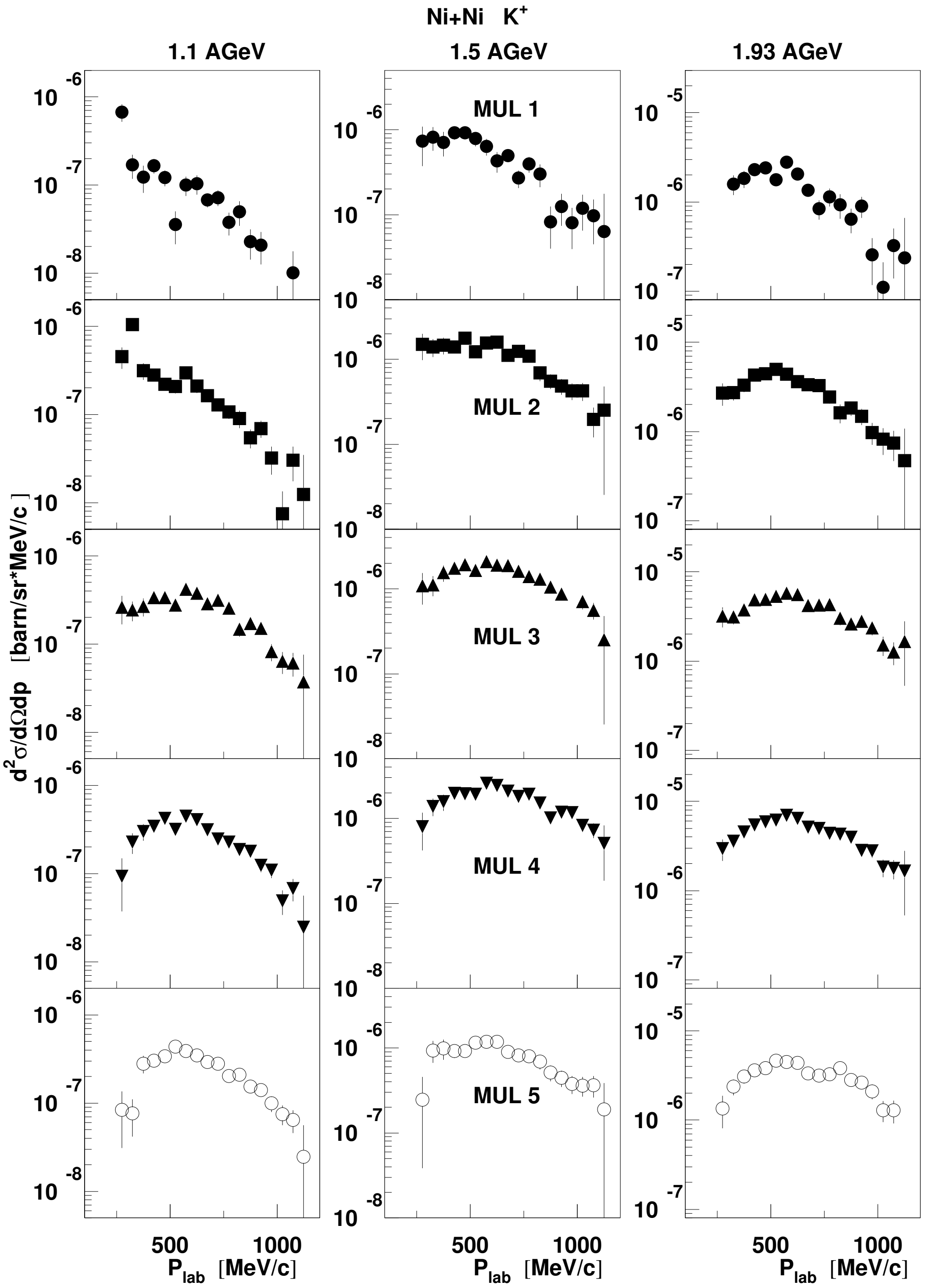


Abb.35: Spektrale Verteilung der Kaonen-Produktion für fünf Zentralitätsbereiche, gemessen für drei Einschußenergien bei $\Theta_{Lab} = 40^o$. Aufgetragen ist der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt gegen den Laborimpuls.

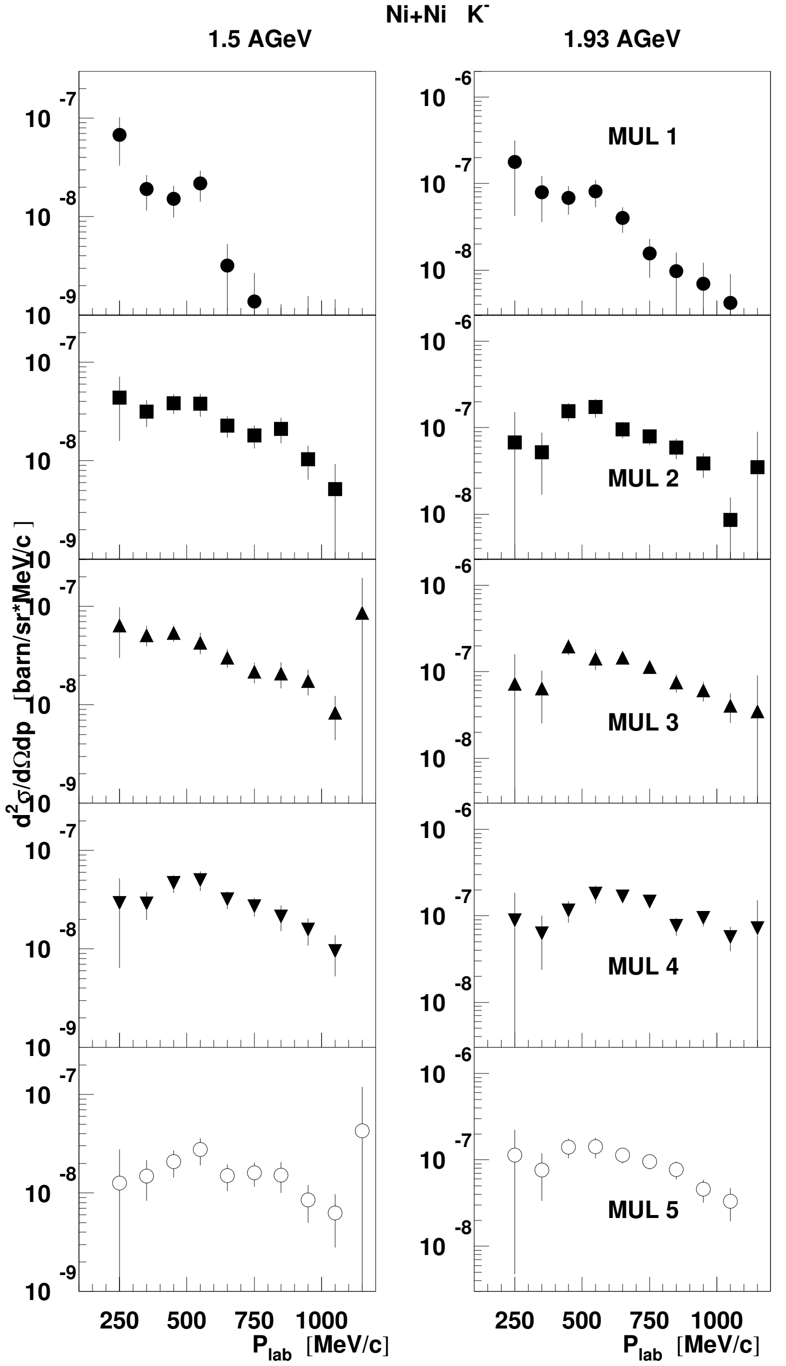


Abb.36: Spektrale Verteilung der Antikaonen-Produktion für fünf Zentralitätsbereiche, gemessen für zwei Einschußenergien bei $\Theta_{Lab} = 40^o$. Aufgetragen ist der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt gegen den Laborimpuls.

Wie bei der Diskussion der Steilheitsparamter der inklusiven Spektren ist auch hier zu bemerken, daß diese bei verschiedenen Einschußenergieen nicht vergleichbar sind, da jeweils unterschiedliche Phasenraumbereiche gemessen wurden. Bei allen Einschußenergien sieht man jedoch, sowohl bei K^- als auch bei K^+, daß die Temperatur sehr schnell von MUL1 auf MUL3 um 50-100% steigt, während sie von MUL3 zu MUL5 nur noch um 10-20% anwächst. Damit ist die Temperatur offensichtlich nicht linear vom Stoßparameter oder A_{Part} abhängig. Weiter ist auffällig, daß sich die Temperaturen von K^+ und K^- mit zunehmender Zentralität stark annähern, also sich Unterschiede in der Kaonen- und Antikaonen-Produktion nur in nicht zentralen Stößen zeigen.

Um die Abhängigkeit der Kaonenmultiplizität von der Zentralität zu bestimmen, wurde die mittlere Multiplizität $M_{K^+} = \frac{\sigma_K}{\sigma_{Reakt}}$ bestimmt. σ_{Reakt} ist hierbei der totale hadronische Reaktionswirkungsquerschnitt. Dieser wurde aus den Minimum-Bias T_{MUL}-Verteilungen bestimmt (Abb.26), wobei als besonderes Problem die Extrapolation des Reaktionswirkungsquerschnittes $\sigma_{reac.}$ für $T_{MUL} = 1$ bis $T_{MUL} = 5$ bestand. Dieser sind einerseits durch den Trigger nicht gemessen worden und andererseits stark durch Knock-On-Elektronen aus dem Target verunreinigt. Letzteres gilt besonders für die Messung bei 1.93 AGeV. An die T_{MUL} Verteilung wurde von T_{MUL}=6 bis T_{MUL}=30 eine Exponential-Funktion angepaßt, die dann zur Extrapolation verwendet wurde. Da andere Extrapolationsmethoden das Ergebnis bis zu 10% verändern ist der totale Wirkungsquerschnitt leider nicht besser zu bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tab. 13 aufgeführt.

E_{Beam} [AGeV]	σ_{Reak} [barn]
1.1	2.6 ± 0.3
1.5	3.0 ± 0.3
1.93	3.0 ± 0.3

Tab.13: totale hadronische Wirkungsquerschnitte für Ni+Ni-Reaktionen.

Um die Daten der KaoS-Kollaboration vergleichbar zu halten wurde wie in [Wa96] $\sigma_{Reakt} = 2.9$ barn gesetzt. Dieser Wert wurde aus $\sigma_{geom}^{Ni+Ni} = \pi r_0^2 (A_{Proj.}^{1/3} + A_{Targ.}^{1/3})^2$ gewonnen. $r_0 = 1.24$ fm ergibt sich aus den Proton-Kern-Streudaten der Particle Data Group (1994). Die Zentralitätsabhängigkeit wurde aus den Minimum-Bias T_{Mult}-Verteilungen gewonnen.

Weiter wurde, wie in Abschnitt 4.1.5 erwähnt, aus den Daten der Minimum-Bias-T_{MUL}-Verteilung die mittleren Stoßparameter jeder Klasse bestimmt und daraus die mittlere Anzahl der Reaktionsteilnehmer ausgerechnet. Die entsprechenden Daten sind in Tab.14a und Tab.14b zu sehen:

Einschußenergie [AGeV]	MUL1	MUL2	MUL3	MUL4	MUL5
1.1	7.7	6.2	5.1	3.9	2.2
1.5	7.4	6.1	4.6	3.3	1.8
1.93	6.7	5.7	4.5	3.1	1.8

Tab.14a: mittlere Stoßparameter für jede Zentralitätsklasse und jede Einschussenergie.

Einschußenergie [AGeV]	MUL1	MUL2	MUL3	MUL4	MUL5
1.1	12	33	53	74	100
1.5	19	36	61	83	104
1.93	26	42	63	87	104

Tab.14b: mittleres A_{Part} für jede Zentralitätsklasse und jede Einschußenergie.

Die Kaonenmultiplizität pro A_{Part} wurde gegen A_{Part} aufgetragen und jeweils eine Funktion $M_K(A_{Part}) = c \cdot A_{Part}^{\alpha}$ angepaßt. Ein Exponent $\alpha = 1$ ist gleichbedeuten mit einem proportionalen Anstieg der Kaonenproduktion mit A_{Part}. Die Ergebnisse sind in Abb.37 zu sehen und Tab.15 beinhaltet die Ergebnisse der Anpassung.

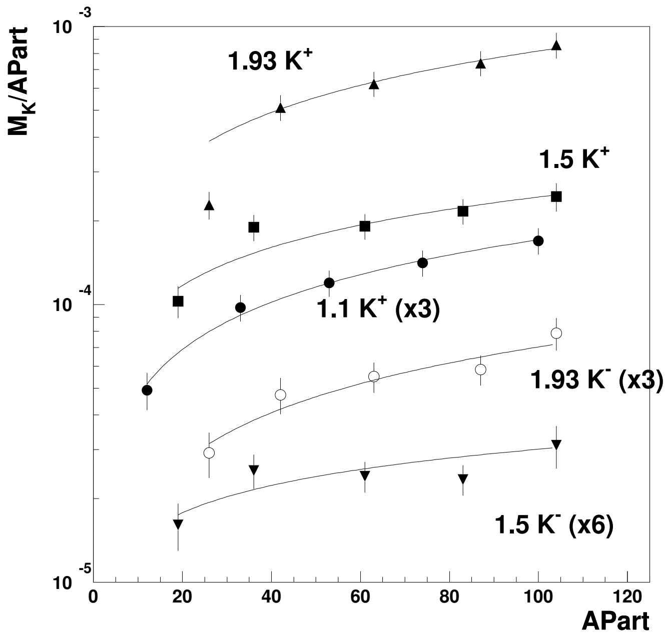


Abb.37: Abhängigkeit der Kaonen- und Antikaonen-Produktion pro Partizipantenzahl von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen.

E_{Beam} [AGeV]	$\alpha(K^+)$	$\alpha(K^-)$
1.1	1.5 ± 0.2	-
1.5	1.5 ± 0.2	1.3 ± 0.3
1.93	1.6 ± 0.2	1.7 ± 0.3

Tab.15: Exponenten der Potenz-Abhängigkeit der Kaonenmultiplizität von A_{Part}

Es zeigt sich an den Exponenten α in der Tabelle, daß die Kaonproduktion überproportional stark mit der Zentralität des Stoßes ansteigt. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da die Kaonenproduktion bei den hier untersuchten Energien überwiegend über Mehrfachstöße läuft. Diese Stöße werden umso wahrscheinlicher, desto höher die Kernmaterie komprimiert wird, also je zentraler ein Stoß ist. Entsprechend erwartet man auch, daß die A_{Part}-Abhängigkeit der Kaon-Produktion umso steiler ist, je niedriger die Einschußenergie ist. Dies kann jedoch weder in dieser Messung noch in [Ba97] beobachtet werden. Ebenso wird wie in [Ba97] kein Unterschied zwischen K^+- und K^--Produktion festgestellt. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich in der groben Bestimmung der an der Reaktion teilnehmenden Zahl der Nukleonen, die eventuelle Unterschiede in den A_{Part}-Abhängigkeiten verwischt, also nur starke Unterschiede in der A_{Part}-Abhängigkeiten sichtbar würden. In den schweren Stoßsystemen Au+Au [Ma97] und Bi+Pb [Ci95] wurden größere α-Werte gefunden.

4.3.1 Stoßparameterabhängigkeit der Winkelverteilung

Neben der Variation der Produktionswahrscheinlichkeit mit der Zentralität des Stoßes ist die Variation der Winkelverteilung

Die Abhängigkeit der polaren Winkelverteilung von der Zentralität des Stoßes stellt eine sehr interessante Observable dar. Sie liefert zum einem eine Korrektur nur unter einem Laborwinkel gemessenen Daten liefert und zum anderen ermöglichen sie einen Blick auf die Propagation der Kaonen in den die Reaktionszone umgebenden Spektatoren. Zentrale Stößen stellen hierbei den Grenzfall einer ungestörten Emission dar, da keine oder nur kleine Spektatoren die Teilchen beeinflussen können, während Daten aus semizentralen oder peripheren Stößen die Wirkung der Spektatoren auf die Kaonen zeigen sollten.

Da zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit Daten mit guter Statistik notwendig sind, konnten - insbesondere die K^--Daten - nur in zwei Stoßparameterbereiche eingeteilt werden. Es wurden alle bei 1.93 AGeV gemessenen Daten in zentrale und nichtzentrale Ereignisse aufgeteilt und diese ausgewertet.

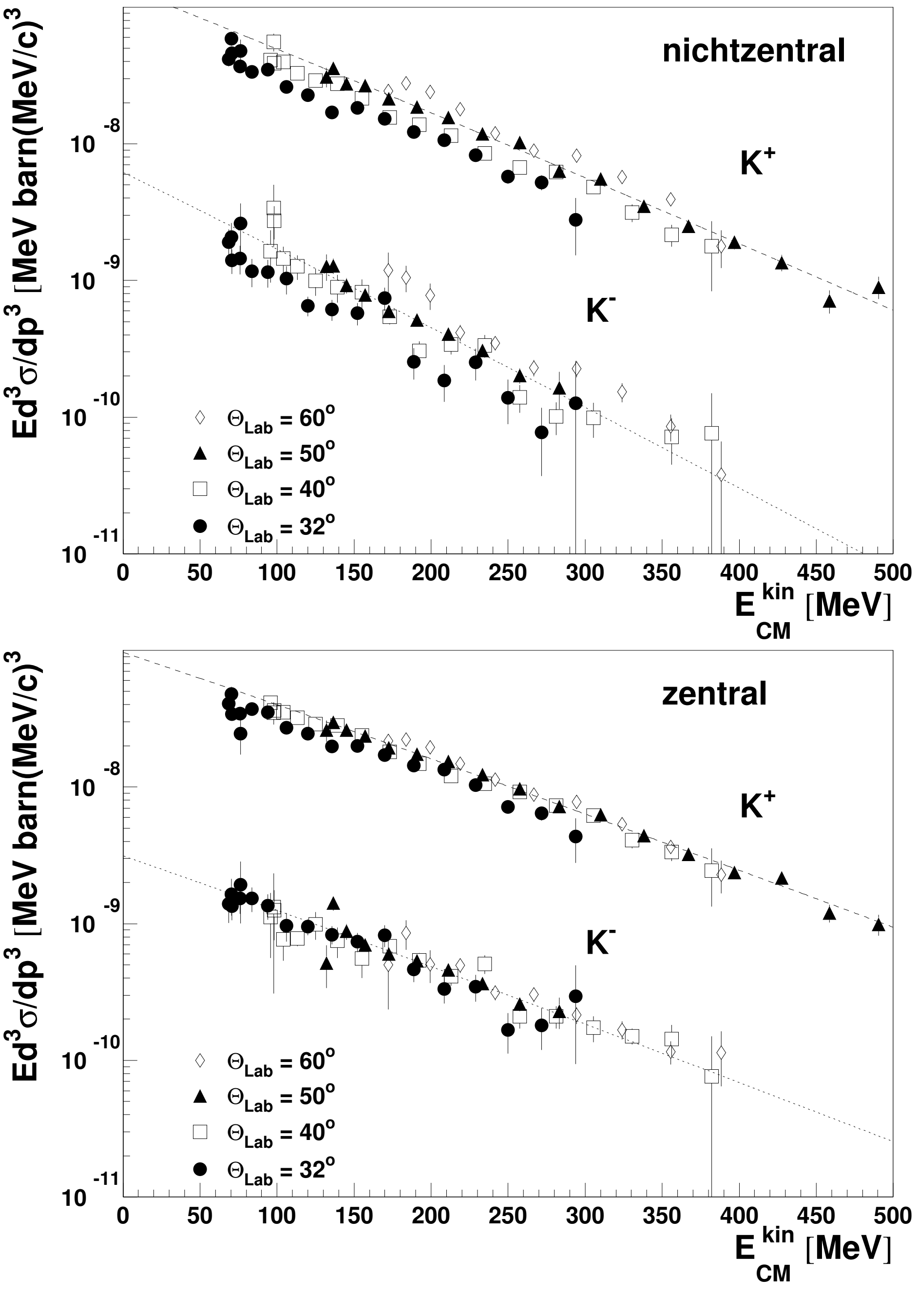


Abb.38: Invariante Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der kinetischen Schwerpunktsenergie der $K^{+/-}$-Produktion, gemessen bei 1.93 AGeV unter je vier Laborwinkeln für zentrale und nichtzentrale Stöße.

Die Einteilung wurde so gewählt, daß ungefähr gleich viele Kaonen pro Bereich zu finden sind. Als zentrale Ereignisse gelten diejenigen bei denen die Multiplizität im T-Detektor größer als 23 ist, alle anderen wurden als nichtzentral eingeordnet. Die Grenze von T_{MUL}=23 entspricht einem Anteil von 21.4% des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes von $= 620 \pm 30mb$ oder einen (geometrischen) Stoßparameter von 4.4 fm.

Die Ergebnisse der Auswertung sind in Abb.38 zu sehen, in der für nichtzentrale (oben) und zentrale (unten) Stöße und jeweils 4 Laborwinkel der invariante Winkungsquerschnitt gegen die kinetische Energie im CM-System aufgetragen ist. Deutlich ist eine größere Aufspreizung der nichtzentralen Spektren zu sehen, die besonders stark bei den K^-Daten auffällt. Um diesen Eindruck zu quantifizieren, wurden wie in Abschnitt 4.2.3 die Daten mit einer mittleren Verteilung verglichen, die einer isotropen Winkelverteilung entspricht. Das Ergebnis ist in Abb.38 zu sehen. Es wurde wieder jeweils eine Parabel an die Daten angepaßt.

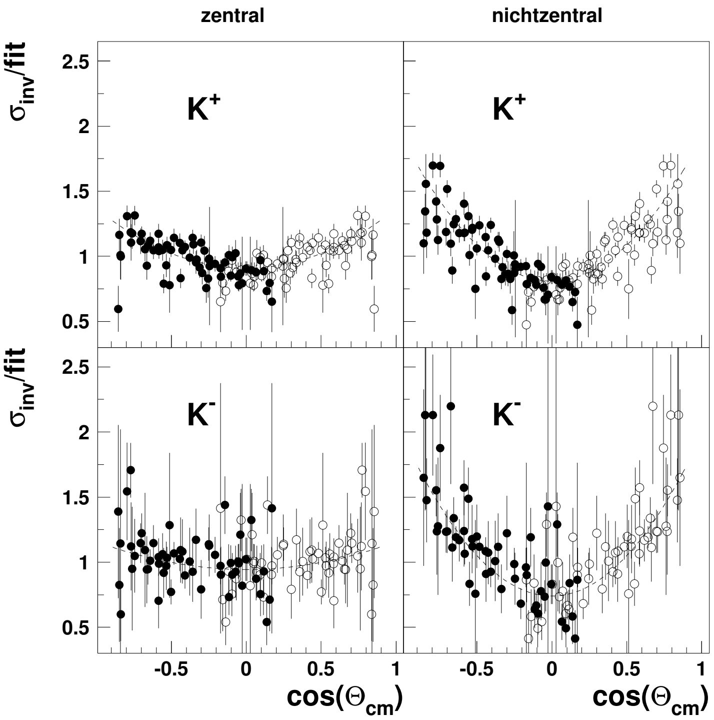


Abb.39: Polare Winkelverteilung der Kaonen und Antikaon-Emission, gemessen bei 1.93 AGeV, für zentrale und nichtzentrale Stöße. Offene Symbole stellen an $\Theta_{CM} = 90^o$ gespiegelte Daten dar. Die eingezeichneten Kurven sind Parabelfits an die Daten.

Für zentrale K^+-Ereignisse wurde ein a_2-Parameter von 0.5 ± 0.1 bestimmt, für nichtzentrale K^+ ein a_2 von 1.4 ± 0.2. Noch stärker ist der Unterschied zwischen $a_2 = 0.2 \pm 0.2$ für zentrale K^- und $a_2 = 1.7 \pm 0.3$ für nichtzentrale K^--Ereignisse. Das Ergebnis für die in nichtzentralen Stößen produzierten Kaonen mit der drei bis fünf mal stärkere Winkelverteilung als in zentralen Stößen, deutet besonders im Fall der K^- auf Absorption oder Streuung an den Spektatoren hin, die eine Verstärkung der Winkelverteilung bewirken. Das die Winkelabhängigkeit für Daten mit b<4.4 fm nicht verschwindet liegt daran, daß ein Stoßparameter von 4.4 fm bedeutet, daß nicht zu vernachlässigende Spektatoren noch in diesem Bereich zu finden sind.

4.3.2 Stoßparameterabhängigkeit der Rapiditätsverteilung

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Effekte in den Winkelverteilungen müssen sich als Verbreiterung in der Rapiditätsverteilung bemerkbar machen. Man erwartet eine Zunahme der Kaonenproduktion bei Rapiditäten kleiner und größer als die Rapidität des Schwerpunktsystems, relativ zu einer isotropen Emission entsprechenden Verteilung. Die Daten aus zentralen Ereignisse müssen dann eine deutlich kleinere Abweichung als die aus nichtzentralen Stößen gewonnen, zeigen. Entsprechend dem in Abschnitt 4.2.3 beschrieben Verfahren wurden die Daten ausgewertet. In Abb. 40 sind die Wirkungsquerschnitt-Verteilungen der einzelnen Rapiditätsintervalle zu sehen. Die Daten sind gegen $m_T - m_K = \sqrt{m_K^2 + p_T^2} - m_K$ aufgetragen. Das sechste Rapiditätsintervall (Tab.10) enthält aufgrund der Akzeptanz des Kaon-Spektrometers nur einige wenige Punkte bei großen Tranzversalimpulsen p_T, wodurch eine Extrapolation zu kleine p_T, bei denen das Maximum der Kaonenhäufigkeit liegt, sehr unsicher wird. Entsprechend ist die Bestimmung der Kaonenmultiplizität, die durch Integration der Extrapolationskurve vorgenommen wird, mit großen Unsicherheiten behaftet und es wird hier auf eine Darstellung dieser Daten verzichtet. Die eingezeichneten Geraden in Abb.40 entsprechen Boltzmann-Funktionen $\frac{d\sigma}{dm_T} = \text{const.} \cdot m_T^2 \cdot e^{-\frac{m_T}{T_B}}$, die unter der Bedingung $T_B = \frac{T_{CM}}{cosh(y-y_0)}$ angepaßt wurden.
Die resultierenden Rapiditätsverteilungen sind in Abb.41 zu sehen, in der jeweils die Rapiditätsdichte $\frac{dN}{dy}$ als Funktion von y_{CM} aufgetragen ist. Als Vergleich wurden die im gleichen Reaktionssystem von der FOPI-Kollaboration bei gleicher Einschußenergie und ähnlicher Zentralitätswahl gemessenen $\frac{dN}{dY}$-Werte ([Be97]) eingezeichnet. Beide Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung. Um Abweichungen der Daten von einer isotropen Verteilung beurteilen zu können, wurde zu jedem Datensatz jeweils eine Verteilung eingezeichnet, die einer isotropen, thermischen Verteilung entspricht, welche die gleiche Temperatur T_{CM} wie die Meßdaten hat. Für zentrale K^+ wurde ein $T_{CM} = 101 \pm 5$ MeV bestimmt. Die zentralen K^- zeigen mit $T_{CM} = 99 \pm 5$ MeV fast die gleiche Temperatur wie die K^+, was die Vermutung eines gemeinsamen "freeze-out" nahelegt. Ein solcher gemeinsamer "freeze-out" wäre ein starkes Argument für die Beschreibung von Schwerionenreaktionen durch ein thermisches Modell (siehe auch Abbschnitt 5.1). Die nichtzentralen Stöße zeigen mit $T_{CM} = 92 \pm 5$ MeV für K^+ und $T_{CM} = 80 \pm 5$ MeV für K^- deutlich unterschiedliche Temperaturen, was die Beobachtungen aus 4.3 bestätigt. Es bestätigt sich, daß die Kaonen-Emission aus zentralen Stößen fast isotrop ist, während sie in nichtzentralen Stößen unter Vorwärts- und Rückwärtsrapiditäten erhöht ist.

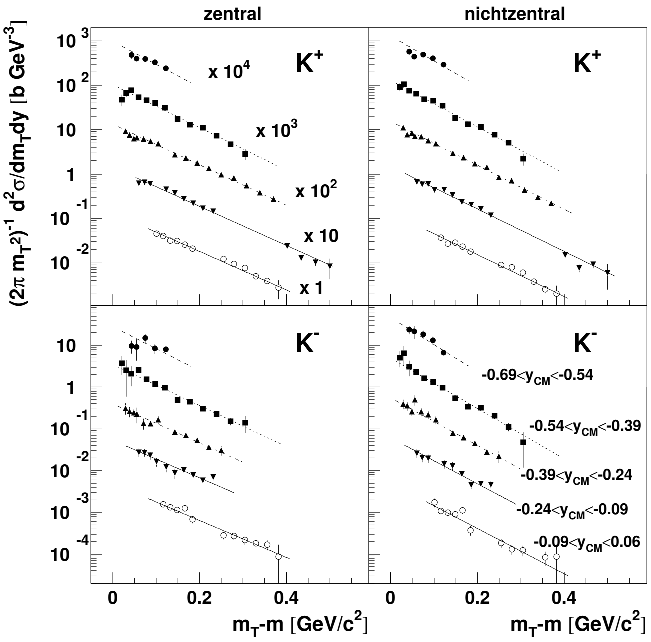


Abb.40: Wirkungsquerschnitte der Kaonen und Antikaon-Produktion, gemessen in Ni+Ni,bei 1.93 AGeV, für zentrale und nichtzentrale Stöße für 5 Rapiditätsintervalle. Die Daten für die einzelnen Intervalle sind für eine übersichtliche Darstellung um jeweils eine Größenordnung verschoben.

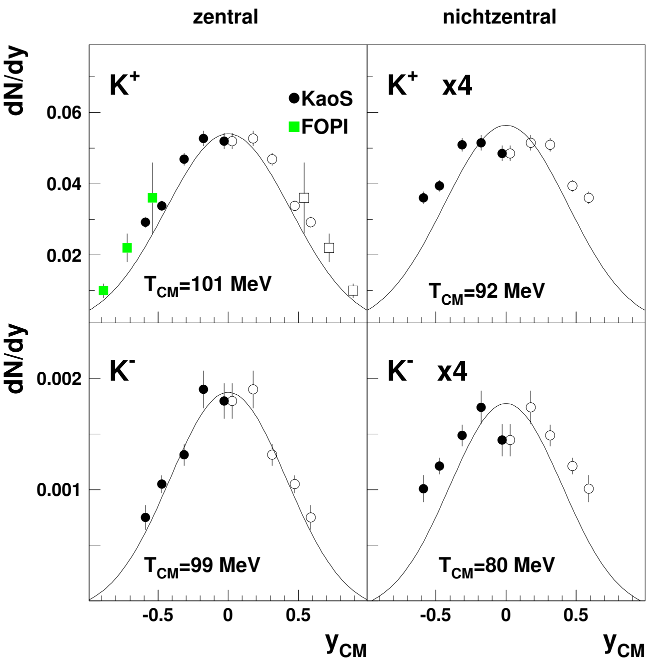


Abb.41: Rapiditätsverteilung der Kaonen und Antikaon-Produktion, gemessen bei 1.93 AGeV, für zentrale (links) und nichtzentrale Stöße (rechts). Die Daten der nichtzentralen Stößen wurden der besseren Übersichtlichkeit mit 4 multipliziert. Offene Symbole stellen an y_{CM}=0 gespiegelte Daten dar. Die FOPI-Daten stammen aus [Be97].

4.4 Vergleich mit den Systemen C+C und Au+Au

Ein großer Vorteil der insgesamt vom Kaon-Spektrometer aufgenommenen Daten besteht darin, daß sowohl die Einschußenergie systematisch variiert und dabei der komplette Stossparameterbereich ausgeschöpft wurde, als auch sehr verschiedene Stossysteme untersucht wurden. So gibt es eine ausführlich gemessene Systemabhängigkeit für die K^+-Produktion bei 1.0 AGeV. (siehe z.B. [Se98]) Mit den Daten aus [La98] und [Fö01], zusammen mit den in dieser Arbeit gezeigten Daten, gibt es jetzt sowohl für K^+ wie für K^- einen solchen Datensatz der bei 1.5 AGeV Einschußenergie gemessen wurde. In Abb.42 ist die Abhängigkeit der Kaonen-Multiplizität pro mittlere Anzahl der partizipierenden Nukleonen als Funktion von der mittleren Anzahl der partizipierenden Nukleonen aufgetragen.

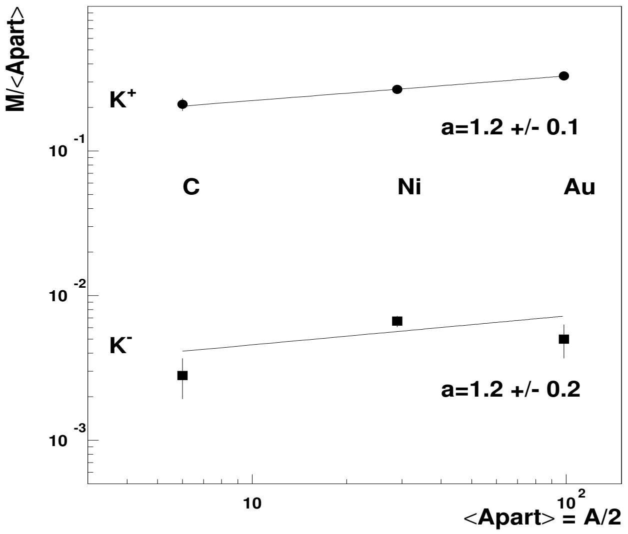


Abb.42: Vergleich der Kaonmultiplizität verschiedener symmetrischer Stoßsysteme, gemessen bei 1.5 AGeV. Die C+C Daten stammen aus [La98], die (vorläufigen) Au+Au Daten stammen aus [Fö01].

Als mittleres A_{Part} der Stoßparameter-inklusiv-gemessenen Daten wurde jeweils $\frac{A}{2}$ angenommen. An diese Daten wurde jeweils eine Funktion angepaßt: $\frac{M_K}{A_{Part}} \approx c \cdot A_{Part}^{a-1}$. Für die K^+ Multiplizität wurde ein a von1.2 $\pm$ 0.1 bestimmt und für die K^- Multiplizität eines 1.2 $\pm$ 0.2. Im Gegensatz zu [La98] kann kein Unterschied zwischen der Massenabhängigkeit der K^+-Produktion zu der K^--Produktion festgestellt werden, wobei aber die bei 1.5 AGeV gemessene K^+-Massenabhängigkeit exakt der dort bei 1.8 AGeV gemessenen entspricht. Die gleich starke Abhängigkeit der K^+ und der K^--Produktion von der Größe des Reaktionssystems bestätigt allerdings die Beobachtung aus 4.3. Dieses Ergebnis ist durchaus überraschend, da Anti-Kaonen durch Strangeness-Austausch-Reaktionen wie z.B. $K^-N \rightarrow \Lambda N$ stark absorbiert werden und die Wahrscheinlichkeit einer Absorption sehr stark mit der Systemgröße zunimmt (siehe hierzu auch 5.2).

5 Vergleich der Meßdaten mit Modellen

Um Aussagen über die nukleare Zustandsgleichung, die Reaktionsdynamik einer Schwerionenreaktion oder die Wechselwirkung von Kaonen und Nukleonen in verdichteter Kernmaterie machen zu können, ist man auf den Vergleich der gemessenen Observablen mit Vorhersagen von Modellen angewiesen. Von diesen gibt es zwei Klassen. Zum einen sind das thermische Modelle, die mit statistischen Methoden die Teilchenproduktion einer Schwerionenreaktion beschreiben. Zum anderen gibt es mikroskopische Modelle, die die Physik einzelner Teilchenstöße in der Kernmaterie berücksichtigen und versuchen eine Schwerionenreaktion in ihrer zeitlichen Entwicklung im Detail zu beschreiben.

Ein Problem der thermischen Beschreibung besteht vorallem darin, daß in peripheren Stößen große Spektatoren auftreten, die solche Reaktionen stark beeinflussen, ohne daß dies mit statistischen Methoden zu beschreiben ist. Eine Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Modelle zur Beschreibung einer Kernreaktion ist die Annahme daß die Anzahl der an der Reaktion teilnehmenenden Teilchen (das physikalische Ensemble) und die Zahl der Wechselwirkungen ausreicht, um die individuellen Freiheitsgrade der einzelnen Teilchen statistisch zu besetzen.[9]

Der Vorteil der thermischen Modelle besteht darin, daß sie nicht detailiert die Kaonenproduktion modellieren müssen, also keine weiteren Informationen, wie z.B. die elementaren Kaon-Produktions- Wirkungsquerschnitte, brauchen. Diese Informationen sind aber sehr wichtige Eingangsparameter für die mikroskopischen Transport-Modelle. Besonders die Wirkungsquerschnitte für Reaktionen vom Typ $\pi + N \rightarrow K + X$ und $\Delta + N \rightarrow K + X$ sind teilweise experimentell schwer zu bestimmen. Da aber gerade diese Reaktionen in Mittelenergie-Schwerionen-Stößen die meisten Kaonen produzieren, stellen die dazu erforderlichen Extrapolationen zur Zeit eine gravierende Unsicherheit dar.

Ein zweites Problem der mikroskopischen Transport-Modelle besteht darin, daß die Wechselwirkung der Kaonen mit der sie umgebenden komprimierten Kernmaterie weitgehend unbekannt ist und somit die Propagation der Kaonen in der Materie stark von der Extrapolation von der Grundzustandsdichte her abhängig ist.

5.1 Vergleich mit thermischen Modellen

Neben der Präsentation einiger einfacher Vorstellungen, die den Einsatz eines statistischen Modells motivieren sollen, werden in diesem Abschnitt die gemessenen Daten mit einem Modell, das ein thermisches und insbesondere baryochemisches Gleichgewicht annimmt, verglichen.

[9] Aus der Festkörperphysik ist bekannt, daß Kristalle, die nur aus 50-500 Atomen bestehen, andere magnetische, elektrische und optische Eigenschaften besitzen als makroskopische Kristalle derselben Substanz.

Um auf die unterschiedlichen Phasenraumvolumina, welche Pionen, Kaonen und Antikaonen zur Verfügung haben, (grob) zu korrigieren, kann man die Methode von [Sh89] anwenden. Man trägt die gemessenen invarianten Wirkungsquerschnitte gegen die totale Energie $E_{tot} = E_{kin}^{cm} + E_S$ auf wobei E_S die Teilchenproduktions-Schwelle im freien Nukleon-Nukleon-Stoß ist. Für Pionen gilt $E_{S,\pi} = m_\pi$, für Kaonen $E_{S,K^+} = m_{K^+} + m_\Lambda - m_N$ und für Antikaonen $E_{S,K^-} = m_{K^+} + m_{K^-}$. Die totale Energie soll berücksichtigen, daß neben der kinetischen Energie des produzierten Teilchens auch die Energie für seine Masse und die des assoziiert produzierten Teilchens aufgebracht werden mußten.

Wie in Abb.43 zu sehen, liegen alle Teilchensorten, unabhängig von der Einschußenergie tendenziell auf einer gemeinsamen exponentiell abfallenenden Geraden.

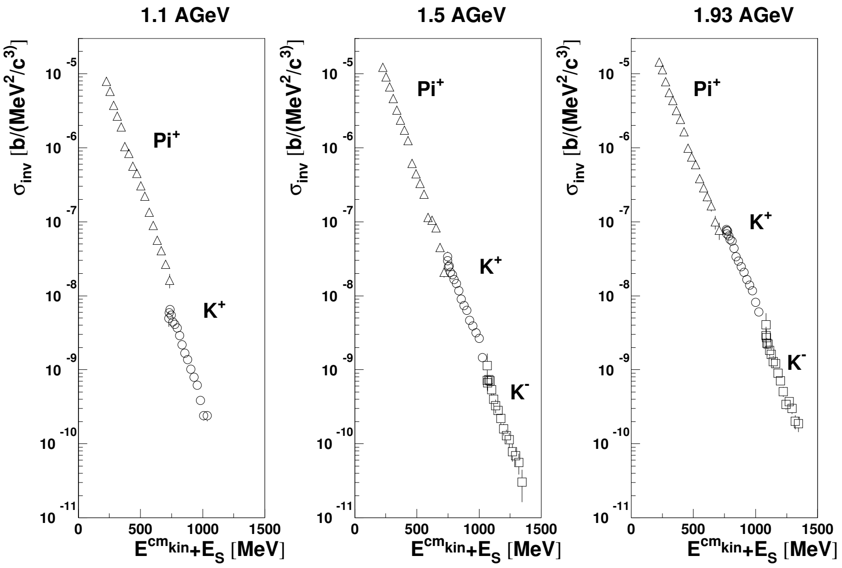


Abb.43: Auftragung des invarianten Wirkungquerschnittes gegen die kinetische Energie, die um die Energie der Schwelle im freien Nukleon-Nukleon-Stoß korrigiert wurde (Shor-Plot). Alle Daten sind jeweils unter einem Laborwinkel von 40^o gemessen.

Dieses Ergebnis legt nahe, daß die Teilchenproduktion durch die Annahme eines thermischen Gleichgewichtes beschreibbar ist.

Allerdings ist zu bemerken, daß die K^+ sichtbar von der durch die Pionen vorgegebenen Linie abweichen und die K^- einen steileren Abfall zeigen. Besonders die Abweichung der K^+ zeigt eine energieabhängige Tendenz, da bei 1.1 AGeV die Kaonen unter den Pionen liegen und bei 1.93 darüber.

Als besonders interessant hat sich in vorangegangenen Experimenten der Vergleich der totalen inklusiven Wirkungsquerschnitte von Kaonen und Antikaonen bei gleichem

Abstand zu ihrer Produktionsschwelle herausgestellt.[10]. [La98],[Ba97]

Hierbei ließen vorallem Daten aus Ni+Ni Kollisionen vermuten, daß Kaonen und Antikaonen bei gleichem Abstand zu ihrer Schwelle gleich häufig produziert werden, leider war die Meßgenauigkeit nicht ausreichend, um diesen Befund genauer zu untersuchen. Die neuen Daten werden zusammen mit den Daten aus [Ba97] und [Gi97] in Abb.44 gezeigt, wobei hierbei die totalen, inklusiven Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^- gegen die Excess-Schwerpunkt-Energie $\sqrt{S}-\sqrt{S_{th}}$ aufgetragen. Mit

$$\begin{aligned} \sqrt{S} &= \sqrt{m_N^2 + m_N^2 + 2 \cdot E_{beam}^{kin} \cdot m_N} \\ \sqrt{S_{th,K^+}} &= \sqrt{m_N + m_\Lambda + m_{K^+}} \\ \sqrt{S_{th,K^-}} &= \sqrt{2 \cdot m_N + m_{K^+} + m_{K^-}} \end{aligned}$$

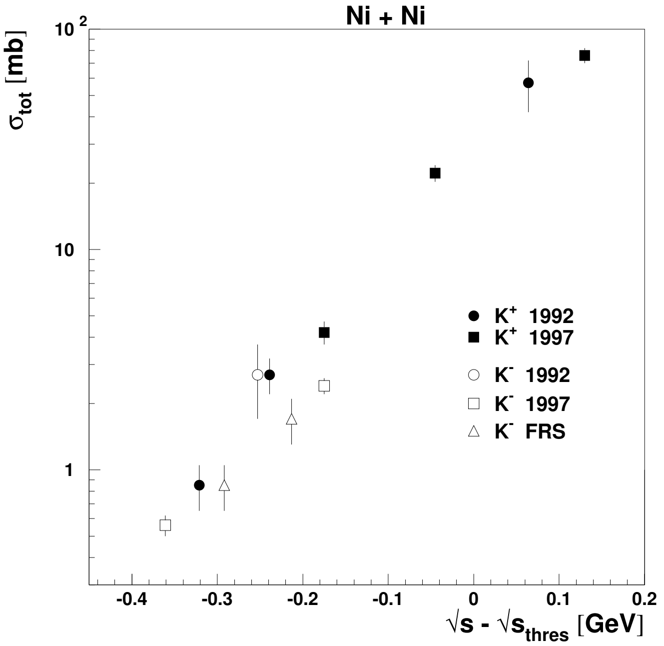


Abb.44: $K^\pm$-Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Exess-Energie in Ni+Ni Stößen.

Das bisherige Ergebnis, der K^- Untersuchung bei 1.8 AGeV ist aufgrund der neueren Daten nicht im vollem Umfang aufrecht zu erhalten, wie auch die bei 1.66 und 1.85

[10]gemeint ist die Produktionsschwelle von Kaonen und Antikaonen in freien Nukleon-Nukleon-Stößen

AGeV unter 0^o gemessenen Punkte aus [Gi97] vermuten lassen.[11] Dennoch bleibt eine Diskrepanz zu den aus Proton-Proton-Stößen bekannten K^--Daten, da bei gleichem Abstand zur Produktionsschwelle in Proton-Proton-Stößen mindestens 10 mal mehr K^+ produziert werden als K^- (siehe Abb.45). In den vorliegenden Daten werden maximal doppelt so viele K^+ wie K^- produziert.

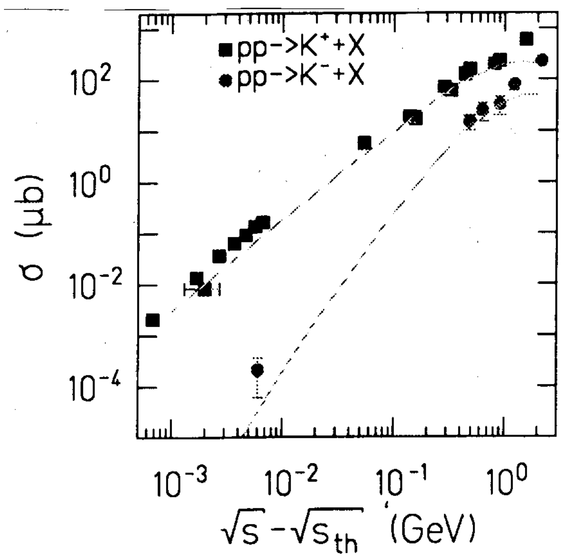


Abb.45: $K^{\pm}$-Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie in Proton-Proton-Stößen. (Bild aus [Se98])

Um diese Effekte zu erklären, werden neben mikroskopischen Modellen, auf die unter 5.2 eingegangen wird, thermische Modelle angewendet. Sie gehen von einer thermalisierten Teilchenquelle aus, in der ein thermisches und baryochemisches Gleichgewicht herrscht.

Der einfachste Ansatz, um in einem thermischen Modell die produzierte K^+-Rate zu bestimmen besteht in einer großkanonischen Abschätzung: $n_{K^+} \sim exp(-\frac{m_K}{T})$ Dieser Ansatz läßt aber die Strangeness-Erhaltung außer Acht, die erzwingt, daß mit jedem Kaon zusammen ein Λ oder ein Antikaon (oder ein anders Teilchen, das ein s-Quark enthält) erzeugt wird. Da die Erzeugung eines Kaon-Antikaon-Paares um mindestens einen Facktor 10 seltener ist als die eines $K^+ - \Lambda$-Paares gilt in guter Näherung ([Cl98]):

$$n_{K^+} \sim exp(-\frac{E_K}{T}) g_\Lambda \cdot V \cdot \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} exp(-\frac{E_\Lambda - \mu_b}{T})$$

Wobei T die Temperatur, μ_b das baryochemische Potential, g der Entartungsfaktor und V das Korrelationsvolumen ist.

[11] Die unter 0^o gemessenen Daten wurde unter Berücksichtigung der näherungsweise bekannten polaren Winkelverteilung korrigiert, damit sie mit den KaoS-Messwerten vergleichbar sind

Dieser kanonische Ansatz reduziert n_{K^+} stark gegenüber der großkanonischen Näherung und macht die K^+ Dichte von der Systemgröße abhängig. Diese Größenabhängigkeit bedeutet wiederum, daß bei höheren Energien, wie sie z.B. durch den SPS-, oder AGS-Beschleuniger am CERN bzw. in Brookhaven erreicht werden, die exakte Behandlung der Strangness-Quantenzahlen zur richtigen Berechnung der K^+-Rate nicht mehr erforderlich ist.

Der Unterschied zwischen der großkanonischen und der kanonischen Beschreibung, kann durch einen kanonischen Strangeness-Unterdrückungsfaktor F_s ausgedrückt werden, wie er in Abb.47 aufgetragen ist.

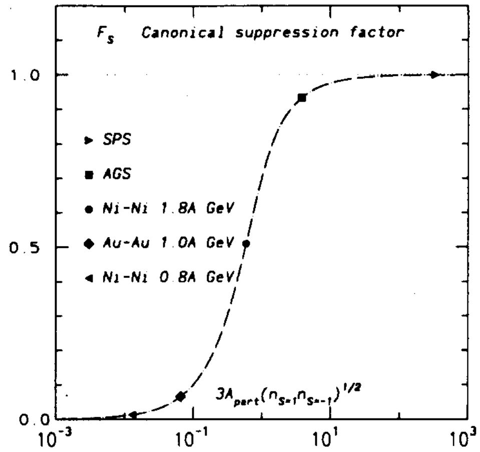


Abb.47: Der kanonische Strangeness-Unterdrückungs Faktor (aus [Cl98] entnommen)

In [Cl98] werden unter exakter Berücksichtigung der Strangeness-Erhaltung, in Abhängigkeit von Teilchen-Verhältnissen, $T(\mu_b)$-Abhängigkeiten bestimmt. In einer Kern-Kern-Kollision produzierte Teilchen müssen, wenn das thermodynamische Bild stimmen soll, alle Teilchen bei gleichem T und gleichem baryochemischen Potential μ_B produziert werden, also müssen sich die Kurven für alle gemessenen Teilchenverhältnisse in einem Punkt schneiden, wie dies exemplarisch für Ni+Ni bei 1.8 AGeV in Abb.48 zu sehen ist. (Die Fehlerbänder der experimentell bestimmten Teilchenverhältnisse sind nicht eingezeichnet) Einzig das $\frac{\eta}{\pi^0}$ Verhältnis scheint nicht durch dieses Modell beschreibbar zu sein.

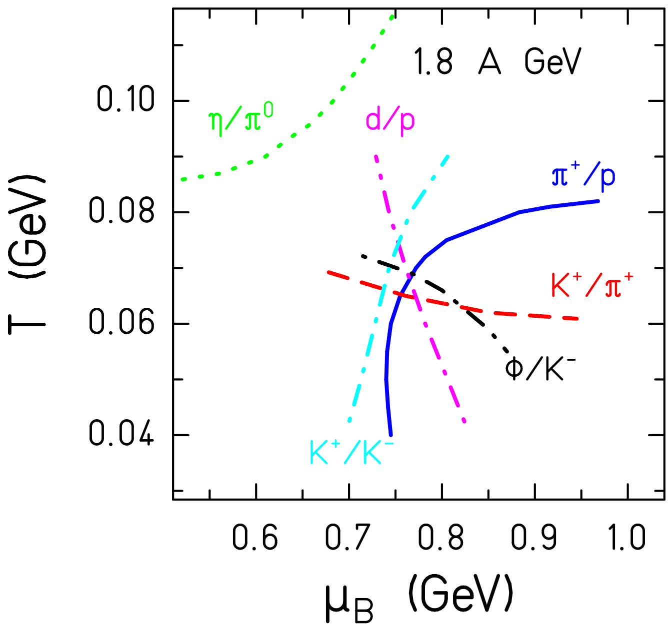


Abb.48: Temperaturen in Abhängigkeit des baryochemischen Potentials für verschiedene bei 1.8 AGeV in Ni+Ni Stößen gemessene Teilchen-Verhältnisse. Das K^+/K^--Verhältniss wurde aus den Anregungsfunktionen ([4.2.2]) bestimmt (aus [Oe00]).

Der Schnittpunkt der der $T(\mu_b)$-Kurven entspricht einem Korrelationsvolumen, das einen Radius von 4 fm hat. Wendet man dieses Modell auf Ni+Ni Kollisionen bei 1.5 und 1.93 AGeV an [Oe00], so läßt sich für 1.5 AGeV ein K-/K+ Verhältnis von 0.019 ± 0.002 erwarten und für 1.93 AGeV ein K-/K+ Verhältnis von 0.033 ± 0.003. Besonders der Wert für die hohe Energie stimmt gut mit dem experimentellen Befund von 0.032 ± 0.004 überein.

5.2 Vergleich mit mikroskopischen Modell-Rechnungen

Wie im vorangegangenen Abschnitt wird auch bei dem Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit mikroskopischen Modell-Rechnungen besonderer Wert auf das Verständnis der K^--Produktion gelegt. Weiterhin soll die Fähigkeit dieser Modelle, nichtzentrale Stöße zu beschreiben, dazu genutzt werden, den Ursprung der Polarwinkelverteilung zu verstehen.

Um die Erhöhung der K^--Produktion zu quantifizieren und um "triviale" Effekte wie Produktions-Phasenraumgröße etc. zu berücksichtigen, kann man sie mit der Produktion der K^+ bei der gleichen Energie unter der Produktionsschwelle vergleichen. Dies bedeutet die K^- Messung bei 1.93 AGeV mit der K^+-Messung bei 1.1 AGeV zu vergleichen, da in dieser Messung die Einschussenergie genauso weit von der Schwelle der K^+-Produktion in einem freien NN-Stoß entfernt ist, wie 1.93 AGeV von der K^--Schwelle. Das gemessene K^-/K^+ Verhältnis beträgt $\frac{\sigma_{K^-}}{\sigma_{K^+}} = 0.57 \pm 0.03$. Um auf das primordiale K^-/K^+-Produktionsverhältnis zu kommen, muß noch die starke K^--Absorption im Kern berücksichtigt werden. Diese Absorption läuft vornehmlich über Strangeness-Austausch Reaktionen vom Typ $K^-N \rightarrow Y\pi$, wobei die ungeladenen $Y = \Lambda$ oder $Y = \Sigma$ produziert werden. Der impulsabhängige Wirkungsquerschnitt wird mit $\sigma_{abs}^{K^-} \approx 0.23/p \frac{mb\, c}{GeV}$ angegeben [Do82]. Mit einem gemessenen $p_{max}^{CM} \approx 0.3\ GeV/c$ bei den K^- ergibt sich die Absorptionswahrscheinlichkeit, mit der Annahme einer Quelle der Größe eines Ni-Kerns und der Dichte $\rho = 2 \cdot \rho_0$ zu:

$$P_{abs} = 1 - e^{-r_0 \cdot A^{1/3} \cdot \sigma_{abs} \cdot \rho} = 0.72$$

Da es keine tiefliegenden baryonischen Resonanzen mit $\bar{s}$-Gehalt gibt, können K^+-Mesonen nicht über eine solche Reaktion absorbiert werden. Außerdem beeinflußt die Ladungsaustauschreaktionen $K^+n \rightarrow K^0p$ nicht die K^+ Zahl, da aus K^0 genauso häufig K^+ produziert werden wie umgekehrt. Um das primordiale K^-/K^+-Verhältnis zu berechnen muß einfach der K^--Produktionswirkungsquerschnitt korrigiert werden. Das Ergebnis ist: $\frac{K^-}{K^+}_{Prim.} = 2.0 \pm 0.1$. Vergleicht man dies mit dem aus Abb.45 abzulesenden Ergebnis für Nukleon-Nukleon Stöße von $\frac{K^-}{K^+} < 0.1$, so muß man feststellen, daß offensichtlich nicht triviale Effekte eine Erhöhung der K^--Produktion im dichten Kernmedium hervorrufen.

Um das Verhalten von seltsamen Mesonen in dichter Kernmaterie zu untersuchen, werden verschiedene theoretische Modelle verwendet, zum einen versucht man eine Behandlung des Problems mit einer chiralen Störungstheorie [Br94b], zum anderen im Rahmen einer Mean-Field Theorie [Sc94] oder mit einem Ansatz mit gekoppelten Kanälen [Wa96]. Ein wichtiges Ergebnis all dieser Ansätze besteht darin, das ein Kaon-Nukleon Potential angenommen werden muß. Dies wiederum hat zur Folge, daß die effektive Masse der Kaonen leicht mit steigender Baryonendichte angehoben wird, während die effektive Masse der Antikaonen stark sinkt. Daraus resultiert das in komprimierter Kernmaterie bei $\frac{\rho}{\rho_0} \approx 2$, wie es etwa in Ni+Ni Stößen bei 1.93 AGeV erreicht werden soll, die Antikaonen-Produktion um ca. 100% erhöht wird. Dieser Effekt kann das unter 5.1 gezeigte Skalierungsverhalten (Shor-Plot)der Meson-Produktion in Schwerionenstößen erklären. In Abb.49 ist ein Vergleich verschiedener Theorien zu sehen, der aus [Sc94] entnommen wurde.

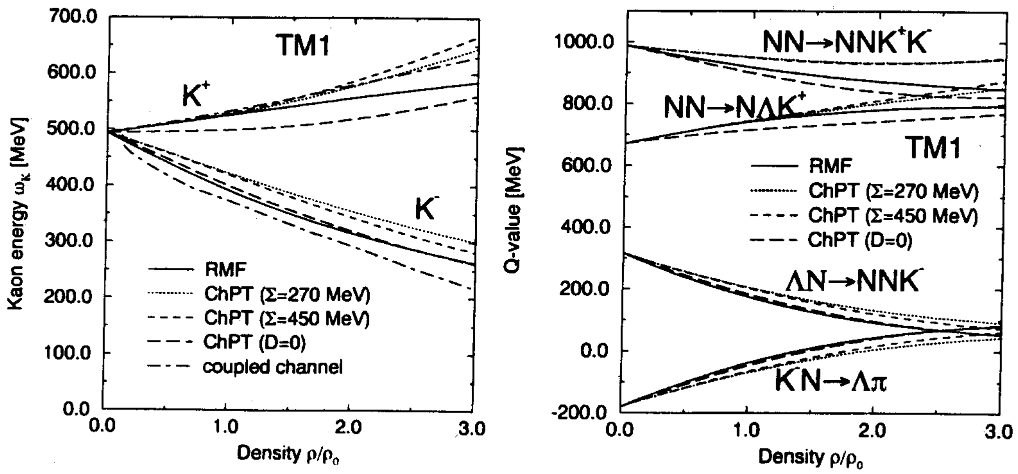


Abb.49: Modifikation der effektive K^+- und K^--Energien ω_k als Funktion der Baryonendichte ρ/ρ_0 und die daraus resultierenden Q-Werte für die wichtigsten Produktions und Absorptionsprozesse. Gezeigt werden Resultate einer relativistischen Mean-Field Theorie (RMF) [Sc94], einer chiralen Pertubationstheorie ChPT [Br94b] (für verschiedene Kaon-Nukleon-Potentiale) und eine Rechnung mit gekoppelten Kanälen [Wa96].

Die Abnahme der effektiven K^--Masse um ca. 200 MeV bewirkt in den Modellrechnungen eine Zunahme der Produktions-Wahrscheinlichkeit um 100-400%, je nach Modell, Einschußenergie und Kaonenimpuls. Entsprechende Rechnungen können sehr erfolgreich die Impulsabhängigkeit und die Phasenraum-Belegung der Kaonen-Produktion vorhersagen, wie z.B. in Abb.50 und Abb.51 gezeigt wird. In Abb. 50 ist der doppelt differentielle K^+-Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse aufgetragen. Es werden jeweils experimentelle und simulierte Daten verglichen, die aus Kaonen, die um Midrapidität emittiert wurden, gewonnen wurden. Der Rapditätbereich der experimentellen Daten ist hierbei kleiner als der der theoretischen Daten. Deutlich favorisieren die experimentellen Ergebnisse die Simulation mit KN-Potential, d.h. die Simulation die unter Berücksichtigung eines Mediumeffektes auf die Kaonenmasse durchgeführt wurden. Das zeigt auch der entsprechende Vergleich für die Rapiditätsdichten, der in Abb. 54 (oben) gezeigt wird.

Ein sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt das Ergebnis einer neueren QMD-Rechnung mit KN-Potential [Ai00] (Abb.51).

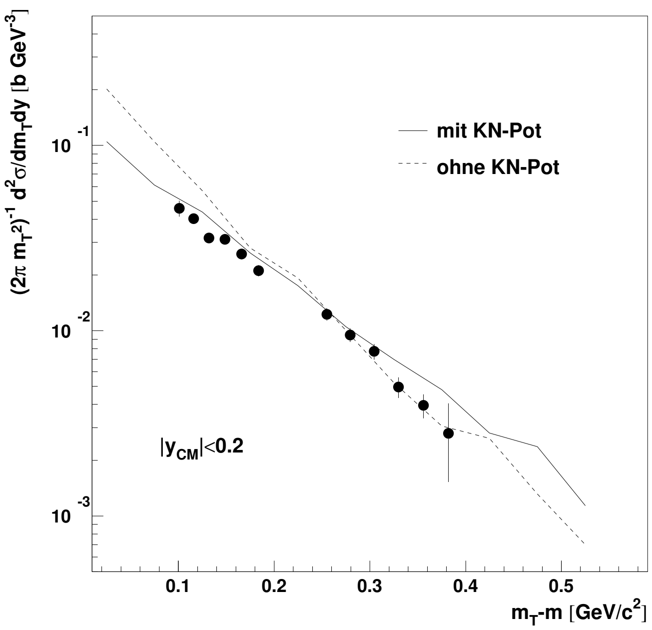


Abb.50: Vergleich der gemessenen Tranzversalverteilung der K^+ in Ni+Ni bei 1.93 AGeV, $b < 4$ fm mit einer Vorhersage einer RBUU-Rechnung ([Li97]).

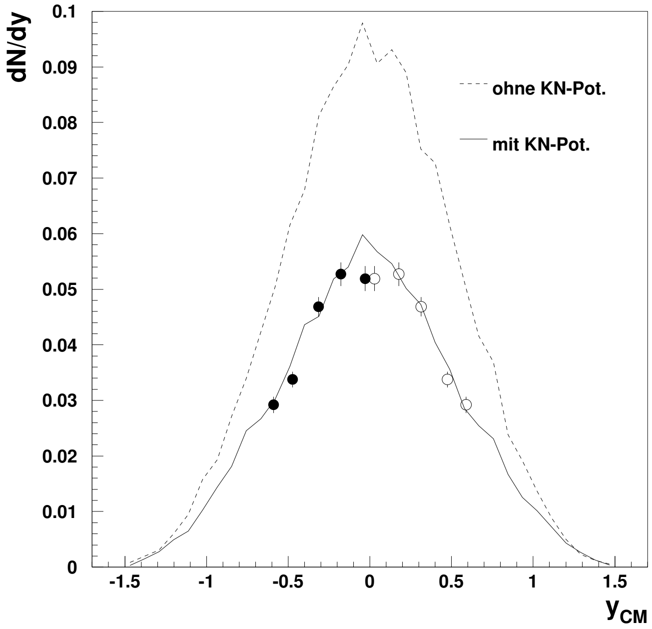


Abb.51: Vergleich der gemessenen K^+-Rapiditätsverteilung in Ni+Ni bei 1.93 AGeV, $b < 4$ fm mit einer QMD-Rechnung ([Ai00]).

Ein interessanter neuer Aspekt, der neben dem Produktionsprozeß vor allem die Propagation der Kaonen in der Kernmaterie beleuchtet und Rückschlüsse auf die Kaon-Nukleon-Wechselwirkung erlaubt, ist die Frage der Winkelverteilung. Das Ergebnis einer mikroskopischen Transport-Modell-Rechnung die auf einer UrQMD-Theorie (Ultra-relativistic Quantum-Molecular Dynamics) aufbaut, ist in Abb.52 zu sehen ([So99]). Bei dieser Rechnung wird die Kaonenproduktion, im Gegensatz zu anderen Transport-Rechnungen, durch die Bildung von Resonanzen wie $N^*(1650)$, $\Delta^*(1920)$ etc und deren Zerfall zusätzlich beeinflußt.

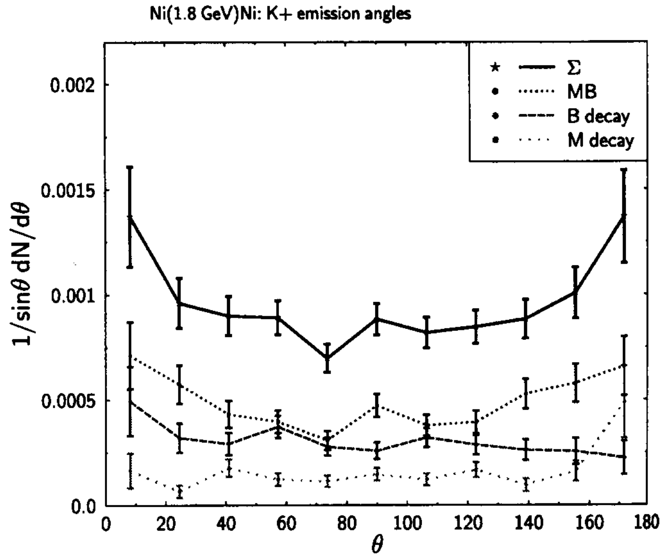


Abb.52: Polare Winkelverteilung von K^+ für Ni+Ni Stöße bei 1.8 AGeV ohne Zentralitätsselektion, gewonnen aus einer UrQMD-Rechnung [So99]. Der anisotope Anteil des totalen Wirkungsquerschnittes beträgt ca. 30%.

Neben dem Summenspektrum für die K^+-Produktion in Ni+Ni Stößen bei 1.8 AGeV, sind auch die Spektren für einzelne Produktionskanäle eingezeichnet. Dominierend ist die Produktion in Meson-Nukleon-Stößen (MB), die auch für die anisotrope Winkelverteilung verantwortlich ist und eine vorwärts-rückwärts Anisotropie von ca. 30% erzeugt. Der Beitrag der Meson-Resonanz-Zerfälle (M decay) und der Baryon-Resonanz-Zerfälle (B decay) sind im Rahmen der statistischen Genauigkeit der simulierten Schwerionen Stöße isotrop. Der anisotope Anteil des totalen Wirkungsquerschnittes entspricht ungefähr dem experimentellen Befund bei der etwas höheren Energie von 1.93 AGeV.

Die Anisotropie der in Meson-Nukleon-Stößen produzierten Kaonen läßt darauf schließen, daß die direkt produzierten Pionen, die frühzeitig auftreten (andere Mesonen spielen in dem betrachteten Energiebereich keine Rolle) eine bevorzugte Ausrichtung entlang der Stoßrichtung der Schwerionen-Kollision besitzen. Dieses Verhalten, das auch von anderen Modellrechnungen vorhergesagt wird, ist auch in Messungen beobachtet worden [Pe97].

Neben der Winkelverteilung der Pionen ist weiterhin auch die Streuung der Kaonen an der umgebenden Kernmaterie für die Winkelverteilung der Kaonen verantwortlich, wie sowohl in Abschnitt 4.3.1 experimentell gefunden wurde und wie es auch auch in Modellrechnungen gezeigt wird. Abb.53 zeigt die Ergebnisse einer Rechnung für die K^+-Produktion in Au+Au Stöße bei 1 AGeV, bei der einmal mit und einmal ohne Streuung der Kaonen an Kernmaterie Kernstöße simuliert wurden [Br97]. (Der Effekt ist allerdings bei höherer Energie und einem kleineren System weniger ausgeprägt.)

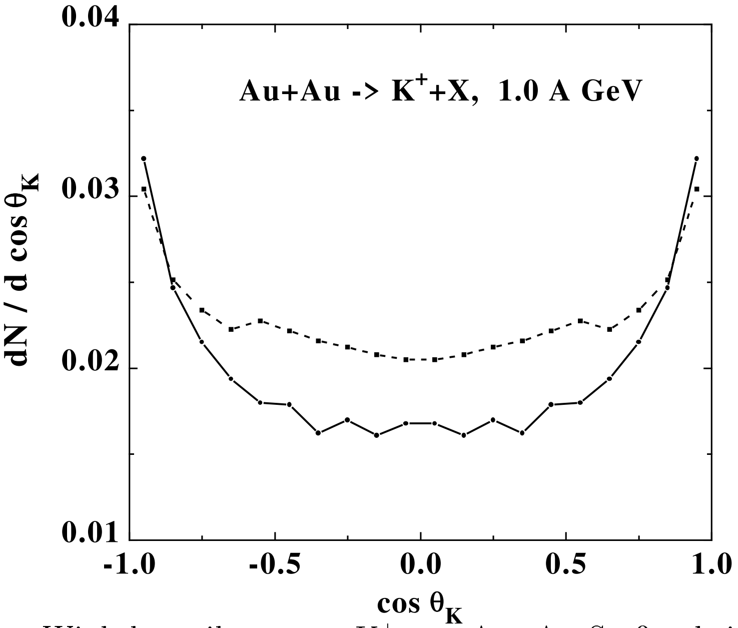


Abb.53: Polare Winkelverteilung von K^+ aus Au+Au Stößen bei 1.0 AGeV, ohne Zentralitätsselektion gewonnen aus einer RBUU-Rechnung [Br97]. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Rechnung mit eingeschalteter K^+-Streuung, die gebrochene Linie das Ergebnis einer Rechnung ohne diese.

Für beide angeführten Ursachen der Anisotropie finden sich in den Daten Hinweise (siehe 4.3.1). Zum einen sieht man in den zentralen Stößen eine Anisotropie in der Winkelverteilung, sowohl für die K^+ als auch die K^-, und zum anderen ist die Winkelverteilung für semizentrale und periphere Stöße stark ausgeprägt. Die Antikaonen zeigen hierbei eine erheblich größere Steigerung des anisotropen Anteils der Produktion. Dieser starke Anstieg kann als ein Hinweis auf eine stärkere Antikaon-Nukleon-Wechselwirkung gedeutet werden, da eine solche starke Wechselwirkung zu Absorption oder Streuung an den Spektatoren führt, was eine Verstärkung der Anisotropie bewirkt.

Die Konsequenzen einer Annahme eines KN-Potentials werden besonders deutlich wenn man gleichzeitig die K^+ und die K^--Daten mit theoretischen Rechnungen vergleicht, die sowohl mit diesen Potentialen als auch ohne sie durchgeführt wurden.

Wie gut die gemessenen Produktionswahrscheinlichkeiten zum Teil von mikroskopischen Modellrechnungen reproduziert werden können, zeigt Abb.54. Man sieht in den beiden oberen Verteilungen die Rapiditätsverteilungen von K^+ und K^- für zentrale Stöße bei 1.93 AGeV und im dritten Abschnitt wurde das Verhältnis der Meßdaten gebildet und um die entsprechenden Daten der FOPI-Kollaboration ergänzt. Weiter sind die Ergebnisse zweier RBUU-Rechnungen zu sehen, die jeweils einmal mit und einmal ohne Annahme eines Kaon-Nukleon-Potentials gerechnet worden sind ([Li97/Li98],[Ca99]). Die Ergebnisse von [Li97/Li98] mit Medium-Effekten sind mit durchgezogenen, grauen Linien eingezeichnet, ohne Effekt sind sie punktiert. Die durchgezogenen schwarzen Linien stammt aus [Ca99] und sind das Ergebnis einer Rechnung mit Medium-Effekten, während die gebrochenen schwarzen Linien die gleiche Rechnung, nur ohne Medium-Effekte, darstellen. In beiden Rechnungen wurde für die Kaonen ein repulsives Potential von 20-30 MeV und für die Antikaonen ein attraktives Potential von 110-120 MeV angenommen.

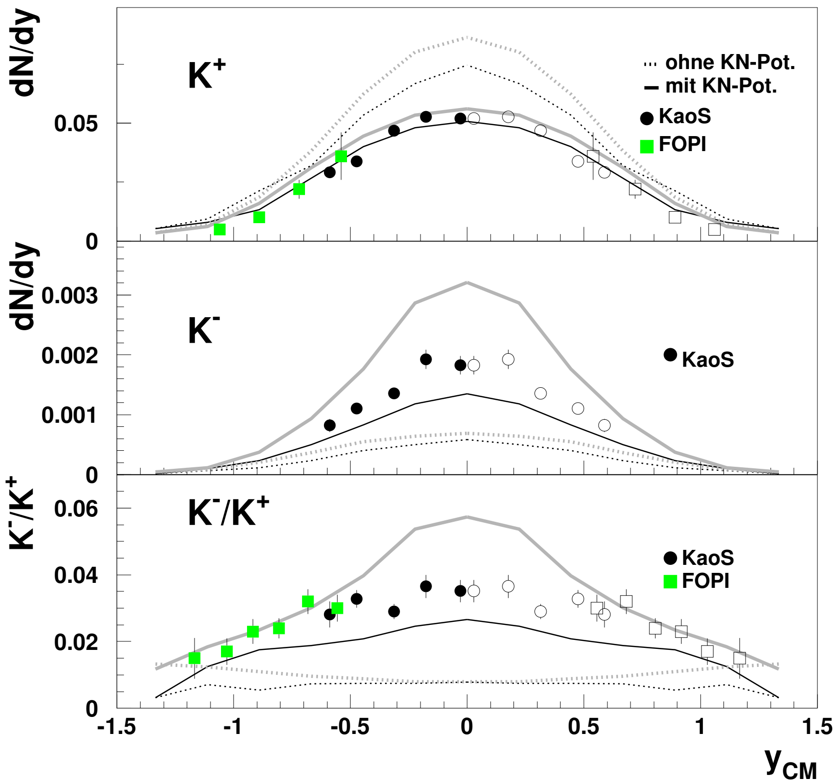


Abb.54: Vergleich der gemessenen K^-/K^+-Verhältnisse, in zentralen Ni+Ni Stößen, mit zwei RBUU-Rechnungen: [Li97/Li98] (graue Linien) und [Ca99] (dünne, schwarze Linien) bei der der Einfluß von "In-Medium-Effekten" untersucht wurde. Offene Symbole zeigen immer gespiegelte Daten an. Die zur Ergänzung eingezeichneten Daten der FOPI-Kollaboration stammen aus [Be97] und [He99].

Deutlich erkennbar ist der Rückgang der K^+-Produktion und der Anstieg der K^- Produktion bei Annahme eines KN-Potentials. Überraschenderweise unterscheiden sich diese ähnlichen Modelle in der Vorhersage der K^-- Produktion zum Teil erheblich, während die K^+-Produktion sowohl von [Ca99] als auch [Li97/Li98] mit KN-Potential beschrieben wird. Die Beschreibungen der Antikaonen durch beide Modelle sind ohne Annahme eines KN-Potentials konsistent aber nicht mit den Daten verträglich, die experimentellen Daten werden um einen Faktor drei unterschätzt. Leider sind auch die Beschreibungen mit Annahme eines Potentials nicht mit den Daten in Übereinstimmung zu bringen. Es ist aber deutlich das nur durch die Rechnungen, die unter der Annahme einer im Medium abgesenkten effektiven Antikaonen Masse, durchgeführt wurden, die Daten qualitativ richtig beschreiben. Dies wird besonders deutlich wenn man sich das K^-/K^+-Verhältnis ansieht.

5.3 Astrophysikalische Konsequenzen

Interessant sind die astrophysikalischen Konsequenzen dieser Modelle. Wenn ein Stern ausgebrannt ist, also seinen Vorrat an Wasserstoff durch Kernfusion zu Helium - und bei massenreichen Sternen auch schwereren Elementen - verbrannt hat, so erlischt die Energieerzeugung und die Sternenmaterie gibt dem gravitativen Druck nach. In schweren Sternen hat sich zu diesem Zeitpunkt im Inneren ein Eisenkern von 1.3 - 2.5 M_{Sonne} gebildet. Auf diesen Eisenkern stürzt nun die restliche Sternmaterie zusammen. Dabei steigt die Fermi-Energie der Elektronen im Kern so stark an, daß sie die Schwelle zum Elektroneneinfang überschreitet, es entsteht ein Neutronenstern. Da die Neutronisation im Kern eines Sternes stattfindet und in ca. 1 s abläuft, stürzt die restliche Sternenmaterie auf einen harten Neutronenmaterie-Kern und wird reflektiert. (Supanova vom Typ II) Es bleibt ein "nackter" Neutronenstern zurück. Wenn jedoch die reflektierte Stoßwelle durch weitere Materie (d.h. der ursprüngliche Stern war sehr massereich) gebremst wird, kann die Materie nicht entkommen und wird auf den Neutronenstern zurückgezogen, wodurch dieser genügend Masse für die Bildung eines schwarzen Loches ansammeln kann.

Damit die Anzahl von Neutronensternen und schwarzen Löchern abgeschätzt werden kann[12], ist es wichtig die genaue maximale Masse eines Neutronensterns zu kennen. Dafür muß einerseits die Kompressibilität von Kernmaterie bekannt sein und andererseits muß beachtet werden, daß bei der zwei- bis dreifachen Dichte von Kernmaterie und den hohen, durch Pauli-Blocking entstehenden, Elektronen-Energien Antikaonen produziert werden können. Da Kaonen Bosonen und nicht wie Elektronen Fermionen sind, steigt die Elektronen-Fermie-Energie nicht weiter und es werden keine Protonen in Neutronen umgewandelt - es entsteht also ein "Nukleonenstern". Die Kompressibilität reiner Neutronenmaterie ist kleiner als die von Nukleonenmaterie.

Da die K^--Produktion in dichter Kernmaterie, wie in dieser Arbeit gezeigt, gegenüber

[12] die Zahl der schwarzen Löcher und Neutronensterne ist eine wichtige Größe, um die Masse der unsichtbaren, d.h. nicht strahlenden, Materie im All abzuschätzen

der Produktion im Vakuum deutlich erleichtert ist, muß bei der Simulation einer Supernova dieser Effekt berücksichtigt werden.

Abb.55 zeigt das Ergebnis einer Modellrechnung [Li97], die die K^--Bildung in einem Neutronenstern berücksichtigt. Das nach diesem Modell berechnete maximale Masse eines Neutronensternes von 1.5 M_{Sonne} ist mit bekannten Meßdaten gut verträglich. Wogegen die Hinweise auf Neutronensterne mit einer Masse von mehr als 1.5 M_{Sonne} mit großen Unsicherheiten behaftet sind.

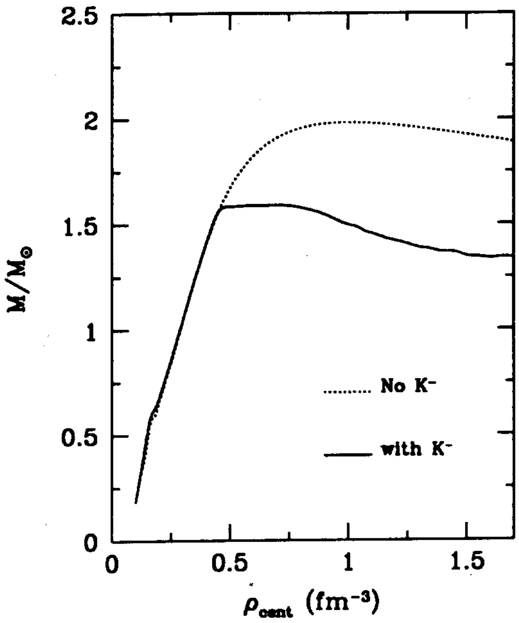


Abb.55:Maximale Neutronensternmasse als Funktion der zentralen Dichte unter Annahme eines K^--Kondensates (durchgezogene Line) und ohne diese Annahme (gebrochene Linie). ([Li97])

6 Zusammenfassung und Ausblick

Der erste Teil dieser Arbeit beschreibt die Entwicklung eines neuen Trigger-Konzeptes, das in nur 110 ns die Flugbahn von Teilchen, die durch das Kaonen-Spektrometer fliegen, bewertet und entsprechende Triggerinformationen generiert. Das Konzept wurde anschliessend in einem CAMAC-Modul realisiert. In ausführlichen Erprobungen hat dieser Trigger seine uneingeschränkte Tauglichkeit, auch im Zusammenspiel mit dem bereits vorhandenen Flugzeittrigger, gezeigt. Im August 1998 wurde er zur Messung von $p + A \rightarrow X + K$ Reaktionen benutzt, wobei durch den Einsatz des Triggers ungefähr 2- bis 6-mal so viele Kaonen gemessen werden konnten, wie im Vergleich zu einer Messung ohne den neuen Trigger.

Eine weitere Verbesserung des KaoS-Triggersystems wäre durch ein fernsteuerbares Verzögerungsmodul mit 30 Kanälen möglich. Ein solches Delay könnte die Flugzeitunterschiede ausgleichen, die sich durch die unterschiedlichen Impulsbereiche der 30 F-Detektor-Paddles ergeben. Dies würde speziell bei Messungen mit Magnetfeldern von 0.9 T und 1.4 T eine effektivere Unterdrückung der Pionen und Protonen durch den Flugzeittrigger ermöglichen. Diese Massnahme würde dazu führen, daß sich die Reduktion des "Untergrundes" im Bereich der Kaonenmasse durch den Tracking-Trigger voll auswirken würde und man eine noch größere Ausbeute an Kaonen pro Meßzeit aufzeichnen könnte.

Weiterhin wurde in dieser Arbeit die Kaonen-Emission der Reaktion Ni+Ni bei 1.1, 1.5 und 1.93 GeV/u Einschußenergie systematisch gemessen und ausgewertet. Aufgrund der hohen Ausbeute an Kaonen wie auch an Antikaonen bei 1.93 AGeV und der guten Phasenraum-Überdeckung konnte erstmals die Winkel- und Rapiditätsverteilung der K^+- als auch der K^-- Mesonen gemessen werden. In theoretischen Modellen werden die Daten durch das Zusammenspiel verschiedener Mechanismen erklärt. Zum einen dadurch, daß viele Kaonen durch sekundäre Reaktionen von Typ $\pi + N \rightarrow K + X$ erzeugt werden, wobei die Stoßachse der π-N-Stöße überwiegend parallel zur Strahlachse ausgerichtet sind [So99] und zum zweiten durch die Streuung von Kaonen an Partizipanten- und Spektator-Kernmaterie [Br97]. Insbesonders der letzte Aspekt ist nach der hier gezeigten Untersuchung der Stoßparameterabhängigkeit der Winkelverteilung die dominierende Quelle der polaren Anisotropie. Die zuletzt genannte Untersuchung, liefert auch einen Hinweise auf unterschiedlich starke K^+N- und K^-N-Wechselwirkungen, da die K^--Produktion deutlich stärker vom Stoßparameter abhängig ist als die K^+-Produktion.

Außerdem wurde die Anregungsfunktion der Kaonen-Produktion in Abhängigkeit vom Stoßparameter untersucht, wobei sich eine überproportional starke Abhängigkeit von der Anzahl der an der Reaktion partizipierenden Nukleonen ergab, die für K^+ und K^- unabhängig von der Einschußenergie war. Dieses Ergebnis war nicht zu erwarten, da bei den niedrigen Einschußenergien die Kaonen-Produktion in erster Linien über sekundäre Reaktionen erfolgt und daher die Überproportionalität mit sinkender Einschußenergie zunehmen sollte.

Der Vergleich der totalen Wirkungquerschnitte mit anderen Messungen ergibt, wie in [St00] ausführlich diskutiert wird, einen klaren Hinweis auf eine "weiche" nukleare Zustandgleichung und damit für eine große Kompressibilität von Kernmaterie. Inwiefern diese Beobachtungen, auf die Berechnung der maximale Masse von Neutronensternen Einfluß hat, ist noch unklar.

Da die theoretisch berechnete azimutale Winkelverteilung empfindlich auf Kaon-Nukleon-Wechselwirkungen reagiert, wird in [Uh01] besonders der bei 1.93 AGeV gemessene Datensatz unter Zuhilfenahme des Kleinwinkel-Hodoskopes ausgewertet. Ein vergleichbarer Datensatz ist aus der Au+Au Strahlzeit vom Juli 1998 zu erwarten ([Fö01]). Zur Zeit wird erwogen ein weiteres Experiment mit dem System Au+Au bei 1.5 AGeV Einschußenergie und hoher Stahlintensität durchzuführen, um speziell die Zählrate der Antikaonen deutlich zu erhöhen.

Um die Massen- und Energiesystematik der Kaonenproduktion zu vervollständigen wurde 1998 noch p+C, p+Ni und p+Au bei 1.8, 2.5 bzw. 3.5 GeV gemessen.

Die Ergebnisse dieser Messungen stellen zusammen mit [La98],[St00],[Bö00] und den in dieser Arbeit vorgestellten Daten eine weitgehend vollständige systematische Untersuchung der Produktion und Propagation von Kaonen und Antikaonen bei schwellennahen Energien dar.

7 Anhang

7.1 Test der Auswertemethoden

Um die Empfindlichkeit der Auswertemethoden speziell im Zusammenhang mit der Auswertung der Winkelabhängigkeit der Kaonen-Produktion und deren Rapiditätsverteilungen zu testen, wurde ein Simulationsprogramm entwickelt. Hierbei handelt es sich nicht um eine Monte-Carlo-Simulation, da nur Effekte unterschiedlicher Phasenraumbelegungen überprüft werden sollten, was einfacher und schneller durch eine analytische Beschreibung der Belegung möglich ist.

Als Impulsabhängigkeit wurde eine Boltzmann-Verteilung und als Winkelverteilung eine Parabel gewählt, so das sich der Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem als

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = c \cdot (1 + a_2 cos^2(\theta)) \cdot p^2 \cdot exp(\frac{-E}{T})$$

schreiben läßt. Die Parameter sind: c für die Amplitude, die hier beliebig anpaßbar ist, a_2 als Parameter für die Anisotropie und T als Temperatur, die die Steilheit der p-Abhängigkeit definiert. Ein Beispiel für eine solche Verteilung ist in Abb.56 zu sehen. Die Parameter wurden so gewählt, daß Temperatur und Anisotropie den gemessenen Werten der inklusiven K^+-Produktion entsprechen.

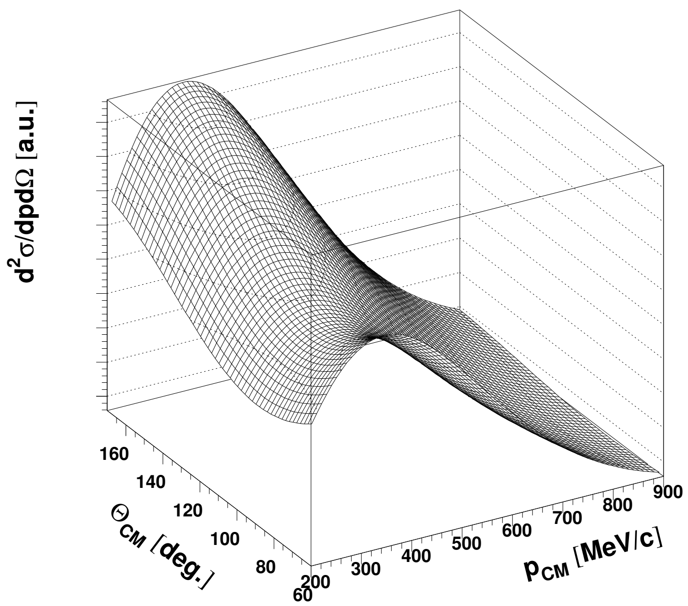


Abb.56: Darstellung des doppelt-differentiellen Kaonen-Wirkungsquerschnittes, aufgetragen gegen p_{CM} und θ_{CM}, für eine Temperatur von 100 MeV und einem a_2-Parameter von 0.7.

Aus der so berechneten Phasenraumabdeckung wurden dann an den Punkten, die den Meßpunkten des KaoS-Experimentes entsprechen, die Wirkungsquerschnitte ausgelesen. Diese Werte entsprechen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}|_{cm}$, die wie in Abschnitt 4.2.1 in das Laborsystem transformiert werden. In Abb.57 ist die Lage der ausgelesenen Punkte durch offene Kreise in der $y - p_t$-Ebene dargestellt. Daneben sind, als Dreiecke, die Lage der Meßpunkte zu sehen. In Abb.58 sind die gewonnenen "Laborspektren" der Simulation zu sehen, die dann mit den gleichen Programmen wie die echten Meßdaten ausgewertet werden können.

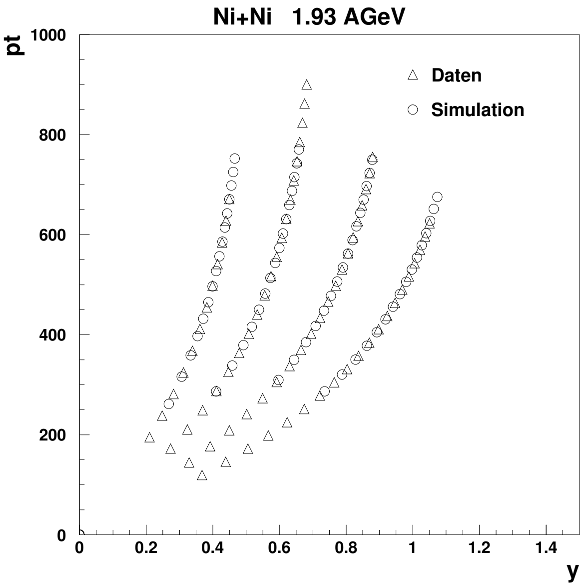


Abb.57: Vergleich der Positionen im Phasenraum der gemessen Daten mit den simulierten Daten, für vier Laborwinkel und 1.93 AGeV.

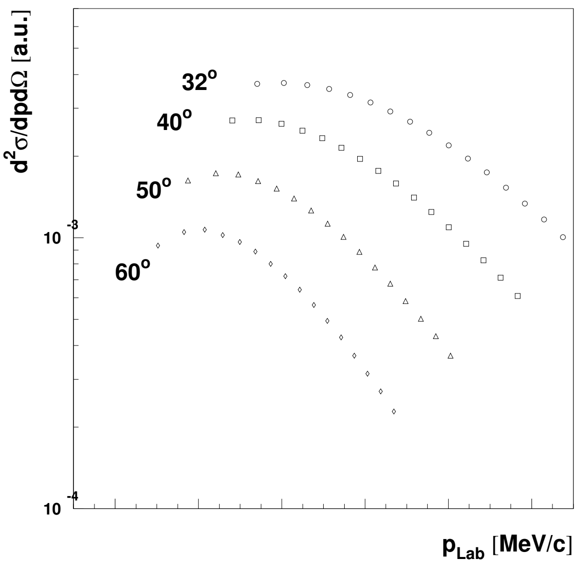


Abb.58: Simulierte "Laborspektren" für vier Spektrometerwinkel bei 1.93 AGeV

Die Auswertung der Winkelverteilung aus den simulierten Spektren geschieht wie unter 4.2.3 beschrieben. Das Ergebnis ist in Abb.59 zu sehen.

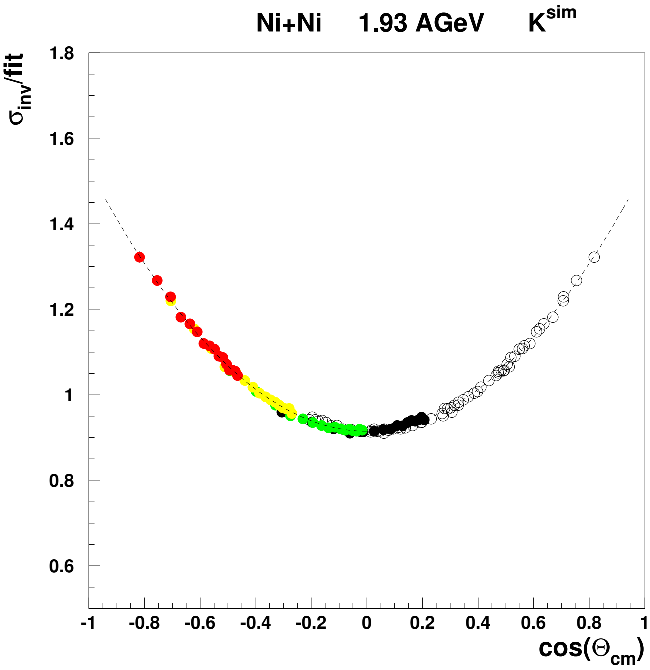


Abb.59: Die Winkelverteilung der simulierten Kaonen. $a_{2,Simulation} = 0.7, a_{2,Auswertung} = 0.68 \pm 0.02$ Verschiedene Graustufen entsprechen Daten aus "Messungen" verschiedener Laborwinkel. Offende Symbole stellen gespiegelte Daten dar.

Die Auswertung liefert für alle simulierten a_2-Parameter Ergebnisse die weniger als 5% von dem Sollwert entfernt sind (vgl. Abb.59). Sehr leicht können mit dieser Simulation auch die Ergebnisse der Auswertung getestet werden, wenn andere Winkel- und Impulsabhängigkeiten vorgegeben werden. So läßt sich z.B. eine Abhängigkeit der Anisotropie vom Kaonenimpuls simulieren, wie man dies z.B. erwarten würde, wenn die Anisotropie durch Absorption an Spektatoren erzeugt würde. Das Ergebnis einer solchen Simulation und die Anwendung der beschriebenen Auswertemethode besteht darin, daß ein gemittelter a_2-Parameter bestimmt wird, der dem Mittelwert der simulierten Anisotropie entspricht.

Um die Auswertemethode für eine Rapiditätsverteilung zu testen, wurde das Ergebnis einer isotropen Simulation mit der für diesen Fall bekannten analytischen Form der Rapiditätsverteilung verglichen.

$$\frac{dN}{dy} = c \cdot e^{-\frac{m}{T_B}} (2T_B^3 + 2mT_B^2 + m^2 T_B)$$

$$\text{mit: } T_B = \frac{T_{CM}}{cosh(y - y_0)}$$

Die in Abb.60 erkennbaren Abweichungen sind sehr klein und geben keinen Anlaß die Auswertemethode in Zweifel zu ziehen.

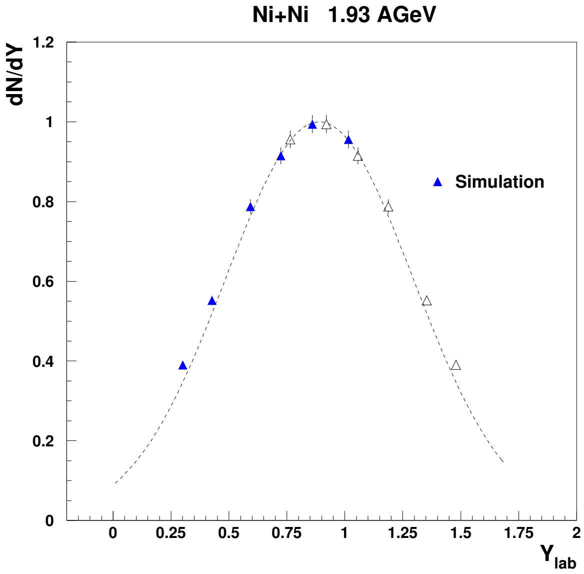


Abb.60: Vergleich einer simulierten y-Verteilung bei Annahme einer isotropen Emission mit der theoretischen berechneten y-Verteilung bei gleicher Temperatur. Offene Symbole stellen gespiegelte Daten dar.

Als letztes Bild ist in Abb.61 noch ein Vergleich zwischen den gemessenen Daten der K^+-Emission (inklusiv) und simulierten Daten gezeigt. Es wurden für die Simulation die Temperatur und der a_2-Parameter, welche aus den experimentellen Daten gewonnen wurde verwendet. Da die Phasenraumbelegung der Simulation etwas von der des Experimentes abweicht, sind die Schwerpunkte der einzelnen y-Bins etwas gegeneinander verschoben. Die Übereinstimmung der Rapiditätsverteilungen ist bis zu einem $y_{Lab} = 0.8$ sehr gut, darüberhinaus zeigt sich aber eine signifikante Abweichung der gemessenen Daten vom Modell die eventuell auf einen nicht equilibrierten Feuerball hinweisen.

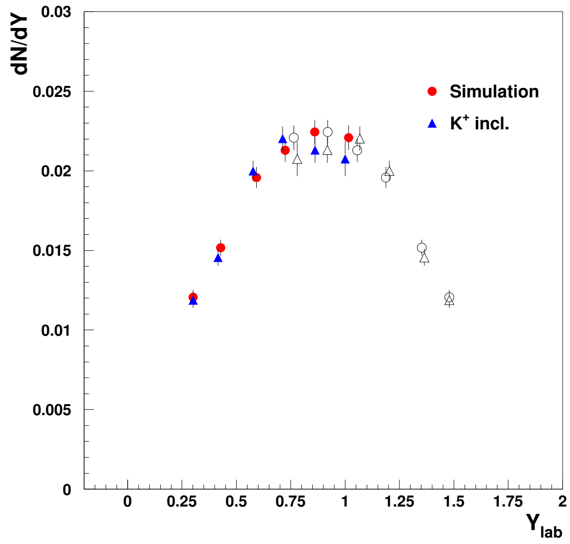


Abb.61: Vergleich der gemessen inclusiven K^+-y-Verteilung mit einer simulierten y-Verteilung mit gleicher Temperatur und Winkelverteilung. Offene Symbole stellen gespiegelte Daten dar. (Ni+Ni, 1.93 AGeV)

7.2 Inklusive Wirkungsquerschnitte (Meßdaten)

p_{Lab} [MeV/c]	32^o	40^o	50^o	60^o
275	1.164±0.189	0.912±0.118	0.726±0.092	0.551±0.041
325	2.008±0.170	1.410±0.099	1.105±0.077	0.785±0.034
375	2.085±0.166	1.709±0.103	1.244±0.078	0.867±0.034
425	2.328±0.141	2.077±0.078	1.390±0.057	0.842±0.028
475	2.755±0.163	2.121±0.076	1.332±0.054	0.715±0.029
525	3.114±0.198	2.191±0.085	1.385±0.059	0.703±0.034
575	3.443±0.216	2.399±0.090	1.352±0.059	0.696±0.035
625	2.935±0.203	2.139±0.088	1.185±0.058	0.550±0.032
675	2.763±0.106	1.842±0.062	1.092±0.037	0.419±0.031
725	2.264±0.104	1.755±0.078	0.849±0.037	0.270±0.064
775	2.591±0.118	1.620±0.081	0.833±0.040	-
825	2.427±0.140	1.464±0.094	0.526±0.039	-
875	2.145±0.108	1.264±0.072	0.451±0.029	-
925	2.113±0.109	1.141±0.070	0.386±0.028	-
975	1.744±0.105	1.012±0.072	0.332±0.027	-
1025	1.211±0.093	0.753±0.069	0.214±0.023	-
1075	1.408±0.111	0.593±0.065	0.196±0.025	-
1125	1.000±0.245	0.503±0.161	0.150±0.056	-

Tab.16: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^+$-Wirkungsquerschnitte, für Ni+Ni, 1.93 AGeV, ohne Zentralitätsselektion, in 10^{-5} b/(sr MeV/c).

p_{Lab} [MeV/c]	32^o	40^o	50^o	60^o
275	4.965±1.711	5.425±2.380	2.129±0.418	2.093±0.628
325	7.225±1.386	5.172±1.608	3.477±0.365	2.643±0.488
375	8.474±1.420	6.212±1.689	4.034±0.376	2.870±0.487
425	8.718±1.182	6.357±1.109	3.862±0.257	2.327±0.221
475	9.218±1.566	7.357±1.134	3.757±0.238	2.190±0.190
525	9.759±1.549	6.957±1.163	3.788±0.256	1.923±0.180
575	10.340±1.649	7.068±1.202	3.649±0.257	1.716±0.175
625	9.464±1.608	6.356±1.186	3.329±0.256	1.482±0.169
675	9.237±0.929	6.571±0.554	2.583±0.247	1.015±0.153
725	8.724±0.996	5.416±0.546	2.249±0.527	0.907±0.340
775	7.937±1.007	4.608±0.507	-	-
825	7.699±1.215	3.592±0.552	-	-
875	6.074±0.883	2.589±0.383	-	-
925	4.716±0.795	3.033±0.424	-	-
975	4.529±0.825	2.625±0.431	-	-
1025	2.912±0.696	1.859±0.400	-	-
1075	2.643±0.734	1.829±0.423	-	-
1125	3.034±2.064	1.575±1.063	-	-

Tab.17: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^-$ -Wirkungsquerschnitte, für Ni+Ni, 1.93 AGeV, ohne Zentralitätsselektion, in 10^{-7} b/(sr MeV/c).

p_{Lab} [MeV/c]	K^+	K^-
275	4.523±0.771	0.152±0.071
325	5.333±0.560	0.129±0.034
375	5.630±0.552	0.150±0.035
425	6.998±0.418	0.205±0.032
475	6.859±0.402	0.234±0.035
525	7.400±0.453	0.207±0.036
575	7.243±0.463	0.175±0.034
625	7.168±0.473	0.160±0.033
675	6.334±0.483	0.154±0.020
725	5.374±0.215	0.131±0.022
775	4.795±0.216	0.103±0.019
825	4.485±0.260	0.091±0.019
875	3.542±0.209	0.087±0.020
925	3.191±0.195	0.064±0.017
975	2.766±0.180	0.060±0.016
1025	2.455±0.182	0.052±0.016
1075	1.425±0.152	0.030±0.014
1125	0.762±0.296	0.064±0.115

Tab.18: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^{\pm}$ -Wirkungsquerschnitte, für Ni+Ni, 1.5 AGeV, $\Theta_{Lab} = 40^o$, ohne Zentralitätsselektion, in 10^{-6} b/(sr MeV/c).

p_{Lab} [MeV/c]	$10^5 \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$
275	0.662±0.149
325	1.051±0.128
375	1.481±0.146
425	1.522±0.093
475	1.464±0.086
525	1.575±0.096
575	1.592±0.097
625	1.427±0.095
675	1.191±0.051
725	1.005±0.055
775	0.893±0.053
825	0.718±0.058
875	0.604±0.044
925	0.507±0.041
975	0.335±0.036
1025	0.223±0.033
1075	0.234±0.036
1125	0.099±0.063

Tab.19: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^{+}$ -Wirkungsquerschnitte, für Ni+Ni, 1.1 AGeV, $\Theta_{Lab} = 40^o$, ohne Zentralitätsselektion, in 10^{-6} b/(sr MeV/c).

7.3 Zentrale Wirkungsquerschnitte

p_{Lab} [MeV/c]	32^o	40^o	50^o	60^o
275	0.329±0.097	0.469±0.087	0.348±0.062	0.291±0.031
325	0.856±0.108	0.742±0.074	0.533±0.052	0.398±0.025
375	0.926±0.107	0.824±0.073	0.592±0.053	0.443±0.025
425	0.947±0.088	0.973±0.055	0.657±0.038	0.412±0.019
475	1.137±0.102	1.054±0.055	0.639±0.037	0.372±0.020
525	1.418±0.131	1.105±0.062	0.667±0.040	0.336±0.021
575	1.537±0.141	1.225±0.066	0.669±0.041	0.339±0.022
625	1.335±0.134	1.166±0.067	0.603±0.041	0.263±0.020
675	1.335±0.073	0.983±0.046	0.530±0.025	0.198±0.019
725	1.185±0.074	0.889±0.056	0.431±0.026	0.136±0.037
775	1.306±0.080	0.785±0.055	0.411±0.027	-
825	1.212±0.078	0.746±0.054	0.312±0.024	-
875	1.090±0.076	0.699±0.053	0.245±0.021	-
925	1.090±0.077	0.598±0.051	0.194±0.019	-
975	0.895±0.074	0.536±0.052	0.189±0.020	-
1025	0.657±0.067	0.378±0.049	0.110±0.016	-
1075	0.625±0.072	0.328±0.048	0.097±0.017	-
1125	0.447±0.161	0.252±0.114	0.085±0.042	-

Tab.20: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^+$ -Wirkungsquerschnitte, gemessen bei 1.93 AGeV, zentrale Stöße (b<4 fm), in 10^{-5} b/(sr MeV/c).

p_{Lab} [MeV/c]	32^o	40^o	50^o	60^o
275	2.577±1.233	1.773±1.361	0.689±0.238	0.670±0.355
325	2.921±0.881	2.003±1.001	2.531±0.311	1.522±0.370
375	3.169±0.869	2.854±1.145	1.996±0.264	1.141±0.307
425	3.713±0.771	2.129±0.642	1.940±0.166	1.375±0.170
475	5.033±1.157	2.570±0.316	1.977±0.153	1.033±0.130
525	5.853±1.200	3.778±0.857	2.053±0.163	1.162±0.140
575	5.900±1.246	3.268±0.818	2.011±0.166	0.937±0.129
625	4.756±1.140	2.734±0.778	1.786±0.163	0.821±0.126
675	5.166±0.694	3.736±0.418	1.407±0.158	0.631±0.121
725	4.975±0.752	3.230±0.422	1.371±0.357	0.680±0.295
775	4.823±0.785	2.690±0.388	-	-
825	5.837±1.058	3.589±0.552	-	-
875	3.515±0.672	1.600±0.301	-	-
925	2.723±0.604	1.709±0.318	-	-
975	3.002±0.672	1.508±0.327	-	-
1025	1.538±0.506	1.389±0.183	-	-
1075	1.762±0.599	1.399±0.370	-	-
1125	3.034±2.064	0.788±0.752	-	-

Tab.21: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^-$ -Wirkungsquerschnitte, gemessen bei 1.93 AGeV, zentrale Stöße (b<4 fm), in 10^{-7} b/(sr MeV/c).

7.4 Nicht-zentrale Wirkungsquerschnitte

p_{Lab} [MeV/c]	32^o	40^o	50^o	60^o
275	0.637±0.135	0.746±0.110	0.413±0.067	0.326±0.033
325	1.047±0.119	0.733±0.073	0.640±0.057	0.496±0.028
375	0.941±0.108	0.883±0.076	0.624±0.054	0.542±0.028
425	1.278±0.102	1.100±0.058	0.741±0.041	0.498±0.021
475	1.215±0.106	1.083±0.056	0.705±0.038	0.392±0.020
525	1.285±0.124	1.113±0.063	0.714±0.041	0.341±0.021
575	1.520±0.140	1.204±0.066	0.682±0.042	0.356±0.022
625	1.276±0.131	1.056±0.063	0.580±0.040	0.281±0.021
675	1.237±0.070	0.851±0.043	0.556±0.026	0.214±0.020
725	1.017±0.069	0.829±0.054	0.379±0.025	0.107±0.033
775	1.196±0.076	0.749±0.053	0.363±0.025	-
825	1.077±0.073	0.602±0.048	0.248±0.021	-
875	0.930±0.070	0.512±0.046	0.191±0.019	-
925	0.865±0.069	0.505±0.047	0.156±0.017	-
975	0.720±0.066	0.419±0.046	0.118±0.016	-
1025	0.532±0.060	0.289±0.042	0.066±0.013	-
1075	0.511±0.066	0.211±0.039	0.088±0.016	-
1125	0.286±0.129	0.183±0.097	0.061±0.035	-

Tab.22: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^+$ -Wirkungsquerschnitte, gemessen bei 1.93 AGeV, nicht-zentrale Stöße (b>4 fm), in 10^{-5} b/(sr MeV/c).

p_{Lab} [MeV/c]	32^o	40^o	50^o	60^o
275	3.485±1.434	4.549±2.180	1.704±0.374	1.590±0.547
325	3.717±0.994	2.937±1.211	2.292±0.296	1.882±0.412
375	4.339±1.016	6.215±1.689	2.095±0.271	1.766±0.382
425	3.890±0.789	4.015±0.881	2.171±0.155	1.153±0.156
475	4.779±1.127	4.184±0.855	1.958±0.152	1.149±0.138
525	4.454±1.046	3.819±0.862	1.961±0.159	0.881±0.122
575	5.006±1.147	3.907±0.894	1.771±0.155	0.990±0.133
625	5.060±1.176	4.032±0.945	1.515±0.150	0.752±0.120
675	3.569±0.577	2.964±0.372	1.100±0.140	0.466±0.104
725	3.671±0.646	1.831±0.318	0.987±0.303	0.227±0.170
775	3.767±0.693	2.227±0.353	-	-
825	5.261±1.005	2.376±0.449	-	-
875	1.934±0.498	1.064±0.245	-	-
925	1.509±0.450	0.825±0.221	-	-
975	2.195±0.575	0.863±0.247	-	-
1025	1.281±0.462	-	-	-
1075	0.755±0.392	0.699±0.262	-	-
1125	1.300±1.351	0.788±0.752	-	-

Tab.23: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}K^-$ -Wirkungsquerschnitte, gemessen bei 1.93 AGeV, nicht-zentrale Stöße (b>4 fm), in 10^{-7} b/(sr MeV/c).

7.5 Rapiditätsverteilungen

y_{CM}	dN/dY (K^+)	dN/dY (K^-)
-0.589	0.0119 ± 0.0005	0.35E-03 ± 0.04E-03
-0.474	0.0146 ± 0.0005	0.44E-03 ± 0.03E-03
-0.314	0.0200 ± 0.0006	0.58E-03 ± 0.04E-03
-0.177	0.0220 ± 0.0008	0.71E-03 ± 0.05E-03
-0.029	0.0213 ± 0.0008	0.68E-03 ± 0.05E-03
+0.110	0.0208 ± 0.0011	0.54E-03 ± 0.07E-03

Tab.24: $\frac{dN}{dY}$ Verteilung, gemessen bei 1.93 AGeV, Ni+Ni, inklusiv.

y_{CM}	dN/dY (K^+)	dN/dY (K^-)
-0.589	0.029 ± 0.002	0.0008 ± 0.0001
-0.474	0.034 ± 0.001	0.0011 ± 0.0008
-0.314	0.047 ± 0.002	0.0014 ± 0.0009
-0.177	0.053 ± 0.002	0.0019 ± 0.0002
-0.029	0.052 ± 0.002	0.0018 ± 0.0002
+0.110	0.049 ± 0.003	0.0014 ± 0.0002

Tab.25: $\frac{dN}{dY}$ Verteilung, gemessen bei 1.93 AGeV, Ni+Ni, zentrale Stöße (b<4 fm).

y_{CM}	dN/dY (K^+)	dN/dY (K^-)
-0.589	0.0090 ± 0.0004	0.27E-03 ± 0.03E-03
-0.474	0.0100 ± 0.0004	0.32E-03 ± 0.02E-03
-0.314	0.0127 ± 0.0005	0.38E-03 ± 0.02E-03
-0.177	0.0129 ± 0.0005	0.44E-03 ± 0.04E-03
-0.029	0.0121 ± 0.0005	0.37E-03 ± 0.03E-03
+0.110	0.0113 ± 0.0008	0.29E-03 ± 0.05E-03

Tab.26: $\frac{dN}{dY}$ Verteilung, gemessen bei 1.93 AGeV, Ni+Ni, nicht-zentrale Stöße (b>4 fm).

7.6 KaoS-Kollaboration

Im Mai 2000 bestand die KaoS-Kollaboration aus folgenden Personen und Arbeitsgruppen :

Universität Marburg:
I.M.Böttcher, B.Kohlmeyer, M.Menzel,F.Pühlhofer

GSI Darmstadt:
P.Koczon, P.Senger

Technische Universität Darmstadt:
A.Förster, H.Oeschler, Ch.Sturm, F.Uhlig

Universität Frankfurt:
E.Schwab, Y.Shin, H.Ströbele

Universität Kraków:
G.Surowka , W.Waluś

Forschungszentrum Rossendorf:
M.Dębowski, E.Grosse, L.Naumann, W.Scheinast, A.Wagner

8 Literaturverzeichnis

[Ah93] W. Ahner
"Aufbau eines intelligenten Triggersystems für Kaonen und Untersuchung der K^+-Produktion im System Ne+NaF bei 1 GeV/u"
Dissertation, Universität Heidelberg, 1993

[Ai00] J. Aichelin
priv. Mitteilung

[An96] J.R.M. Annand et al.
"ACQU a data acquisition and analysis system for medium energy physics experiments"
Nucl. Inst. + Meth. in Phys. Res. 385, A368 (1996)

[Ba97] R. Barth and the KaoS Collaboration
"Subthreshhold production of Kaons and Antikaos in nucleus-nucleus collisions at equivalent beam energies"
Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 4007

[Be93] P. Beckerle
"Aufbau und Test eines Detektorsystems zur Bestimmung der Strahlintensität für Messungen am Kaon-Spektrometer"
Diplomarbeit, Universität Frankfurt

[Be97] D. Best and the FOPI-Collaboration
"K^+ production in the reaktion ^{58}Ni+^{58}Ni at incident energies from 1 to 2 AGeV"
Nuc. Phys. A 625 (1997) 307

[Bo97] M. Born
priv. Mitteilung

[Bö00] I.-M. Böttcher
"Produktion und Propagation von Kaonen in Kern-Kern-Kollisionen weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwellenergie"
Dissertation, Universität Marburg, 2000

[Br94] G.E. Brown, H.A. Bethe
"A scenario for a large number of low-mass black holes in the galaxy"
AJ 423:659-664 (1994)

[Br94b] G.E. Brown, J.C.Weingartner, R.A.M. Wijers
"From kaon-nuclear interaction to kaon condensation"
Nuc. Phys. A 567 (1994) 937

[Br97] E.L.Bratkovskaya, W. Cassing, U. Mosel
"Analysis of Kaon Production at SIS Energies"
Nuc.Phys. A 622 (1997) 593

[Br98] E.L.Bratkovskaya, W. Cassing, U. Mosel
"Meson m_T-scaling in heavy-ion collisions at SIS Energies"
Phys.Rev.Lett. B 424 (1998) 244

[Ca96] Cadsoft Computer GmbH
EAGLE Handbuch Version 3.5

[Ca98] W. Cassing
"Meson Production and Meson Properties at Finit Nuclear Density"
Acta.Phys.Polon. B 29 (1998) 3175

[Ca99] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya
priv. Mitteilung

[Cl98] J.Cleymans, H.Oeschler, K.Redlich
"Influence of impact parameter on thermal description of relativistic heavy ion collions at GSI/SIS"
Phys.Rev. C59 (1999) 1663

[Ci95] M. Cislak
"Subthreshold K^+-Meson Production in ^{209}Bi+^{nat}Pb Collisions at 0.8 GeV/u"
Dissertation, Universität Krakau, 1995

[Do82] C.B.Dover, G.E.Walker
"The Interaction of Kaons with Nucleos and Nuclei"
Phys.Rep. 89 (1982) 1

[EE99] E866 Collaboration, E917 Collaboration
"Excitation Function of K^+ and π^+ Produktion at 2-10 AGeV"
Phys.Lett. B476 (2000) 1

[Es83] Esone comittee, Brüssel
"EUR 8500 - CAMAC"
Updated specification, 1983

[Fa94] X.S.Fang, C.M.Ko, G.Q.Li, Y.M.Zeng
Nuc.Phys.A 575 (1994) 766

[Fö01] A. Förster
"systemetische Untersuchung der Kaonen- und Antikaonen
Produktion in Au+Au Stößen bei 1.5 AGeV
Dissertation, Technische Universität Darmstadt, voraussichtlich 2001

[Fu00] Ch. Fuchs
"Sensitivity of kaon production on the nuclear EOS"
GSI Scientific Report 1999, 2000-1

[Gi97] A.Gillitzer, P.Kienle
Proc. of the int Conf. "Structure of Vakuum & Elementary
Matter", Wilderness, South Africa, March 1996
World Scientific 1997

[Go77] J.Gosset et al.
"Central Collisions of Relativistic Heavy Ions"
Phys.Rev.C 16(1977)629

[He99] N. Hermann
priv. Mitteilung

[Ho83] J. Hoffmann
LA8000 GSI Manual

[Ho97] J. Hoffmann
priv. Mitteilung

[Ho98] B.Hong and the FOPI-Collaboration
"Stopping and Flow in Heavy-Ion-Collisions"
Phys.Rev.C 57(1998)244

[Ko97] P. Koczon
priv. Mitteilung

[Ko00] B. Kohlmeyer
priv. Mitteilung

[La98] F. Laue
"Effekte von dichter Kernmaterie auf die Kaon Produktion in C+C Schwerionenstößen"
Dissertation, Universität Frankfurt, 1998

F. Laue and the KaoS Collaboration
"Medium effects in kaon and antikaon production in nuclear collisions at subthreshold beam energies"
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 1640

[Li95] G.Q. Li, C.M. Ko
"Subthreshold kaon-production and the nuclear equation of state"
Phys. Lett. B 394 (1995) 405

[Li96] G.Q. Li, C.M. Ko
"Antikaon flow in heavy-ion collions: Effects of adsoption and mean-field potential"
Phys. Rev. C 54,R2159 (1996)

[Li96b] G.Q. Li, C.M. Ko, G.E.Brown
"Kaon azimutal distribution in heavy-ion collisions"
Phys. Lett. B 381 (1996) 17

[Li97] G.Q. Li, C.H. Lee, G.E. Brown
"Kaon produktion in heavy ion collions and maximum mass of neutron stars"
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 5214

[Li98] G.Q. Li, G.E. Brown
"K^-/K^+ ratios in relativistic heavy-ion collisions"
Phys. Rev. C 58,1698 (1998)

[Ma97] M. Mang
"Produktion von K^+-Mesonen in ^{197}Au+^{197}Au Stößen bei 1 GeV/Nukleon"
Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1997

[Mi94] D. Miskowiec, E. Grosse, P. Senger, W. Walus
"Threshold Cherenkov detectors for a meson trigger in a magnetic spectrometer"
Nucl. Inst. + Meth in Phys. Res. 174 A350 (1994)

[Mü97] Ch. Müntz and the KaoS Collaboration
"Pion production in mass-symmetric heavy ion collisions at
0.8 - 1.8 AGeV"
Z. Phys. A 357 399-409(1997)

[MV97] Firma M&V Breidenbach
Gillwiese 10, 56355 Bettendorf

[Oe00] H. Oeschler
priv. Mitteilung

H. Oeschler, J. Claymans, K. Redlich
Proceedings of the International Workshop XXVIII on Gross
Properties of Nuclei and Nuclear Exitations
Hirschegg, Austria, January 16 - 22, 2000, p.265

[Pa99] A. Palmeri
"Pion Shadowing as a tool to Study the Topology of
Heavy Ion Collions"
Nuc. Phys. News Vol.9 No.2 1999

[Pe97] D. Pelte and the FOPI Collaboration
"Charged pions from Ni on Ni collisions between 1 and 2 AGeV"
Z. Phys. A 359, 55-64 (1997)

[Pö93] H. Pöppl
"Messung der Emission von Protonen und leichten Kernen in der
Reaktion ^{197}Au+^{197}Au bei 1 GeV/u Strahlenergie"
Dissertation, Universität Marburg, 1993

[Ri95] J.L.Ritman and the FOPI Collaboration
"On the transverse momentum distribution of strange
hadrons produced in relativistic heavy ion collisions"
Z. Phys. A 352, 355-357 (1995)

[Ro93] A. Roth
" 74 Logic-Dictionary
TTL und CMOS"
IWT Verlag 1993
ISBN : 3-88322-437-5

[Sc01] W. Scheinast
"Untersuchung der Protonen-induzierten Kaonen-Produktion in schweren Kernen"
Dissertation, Technische Universität Dresden, vorraussichtlich 2001

[Sc94] J. Schaffner, A. Gal, I.N. Mishustin, H. Stöcker, W. Greiner
"Kaon effectiv mass and energy in dense nuclear matter"
Phys. Lett. B 334 (1994) 268

[Sc94b] A. Schröter et al.
Z. Phys. A 357 (1995) 355

[Se93] P. Senger and the Kaos Collaboration
"The kaon spectrometer at SIS"
Nucl. Inst. + Meth in Phys. Res. 393, A327 (1993)

[Se98] P.Senger, H.Ströbele
"Hadronic particle production in nucleus-nucleus collisions"
J. Phys. G 1998

[Sh89] A. Shor
"Subthreshold Antiprotonen K^-,K^+ and Energetic-Pion Production in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions"
Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2192

[Sh92] A. Shor
"Scaling patterns for particle production in relativistic nuclear collisions"
Phys. Lett. B 274 (1992) 11-15

[Sh98] Y.-H. Shin
"Azimutal anisotrope Emission von K^+ Mesonen in Au+Au Stößen bei 1 AGeV"
Dissertation, Universität Frankfurt, 1998

Y.-H. Shin and the KaoS Collaboration
"Enhanced out-of-plane emission of K^+-Mesons observed in Au+Au collisions at 1 AGeV"
Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1576

[So99] S.Soff et al.
"Strangeness Production within microscopic UrQMD model in HIC"
GSI Scientific Report 1998, 99-1

[Sp97] J. Speer
priv. Mitteilung

[St75] H.-J. Stuckenberg
"CAMAC for newcomers"
DESY internal document, 1975

[St95] Ch. Sturm
"Pionenproduktion im Massensystem Ni+Ni 1.8 AGeV und Auslese der Anodenebene einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonspektrometer"
Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, 1995

[St00] Ch. Sturm
"Systematische Untersuchung der Kaonen-Produktion in einem schweren und einem leichten symetrischen Stoßsytem"
Dissertation, Technische Universität Darmstadt, voraussichtlich 2000

[Te72] Texas Instruments Deutschland GmbH
"Das TTL Kochbuch"
1972

[Ti93] U.Tietze, Ch. Schenk
"Halbleiter-Schaltungstechnik"
10. Auflage
Springer- Verlag Berlin Heidelberg New York
ISBN: 3-540-56184-6

[Uh01] F. Uhlig
"Messung der azimutalen Winkelverteilung von Kaonen und Antikaonen in Ni+Ni Stößen"
Dissertation, Thechnische Universität Darmstadt voraussichtlich 2001

[Wa96] T. Waas, N. Kaiser, W. Weise
"Low-energie anti-K N interaction in nuclear matter"
Phys. Lett. B 365 (1996) 12

[Wa97] A.Wagner
"Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen
Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik"
Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1996

A.Wagner and the KaoS-Collaboration
"Evidence for different freeze-out radii of high- and low-energy pions emitted in Au+Au collisions at 1 AGeV"
Phys.Lett.B 420(1998)20-24

[Wi95] Wiener Plein & Baus GmbH
PC16 Manual

[Yo95] I.K. Yoo et al.
GSI Scientific Report 1994 (1995) 274

Lebenslauf

16.7.1970	geboren in Köln
1977 - 1981	Besuch der Gundschule "An St. Theresia" in Köln
1981 - 1990	Besuch des Hölderlin Gymnasiums in Köln
1990	Abitur
1990 - 1997	Studium des Physik an der Universität Köln
1995 - 1997	Studentische Hilfskraft im Institut für Kernphysik der Universität Köln
1997	Diplom in Physik
seit 1997	wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitgruppe Schwerionenphysik bei Prof. F. Pühlhofer, am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg