Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern–Kern Stößen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Frank Laue
aus Frankfurt am Main

Frankfurt (1998)
(DF1)

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

Dekan : Prof. Dr. Jelitto
1. Gutachter : Prof. Dr. Grosse (TU Dresden, FZ Rossendorf)
2. Gutachter : Prof. Dr. Ströbele
Datum der Disputation : 22.2.1999

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Motivation

Im Jahre 1947, in dem auch das Pion entdeckt wurde, beobachteten G. D. Rochester und C. C. Butler in einer Wilson–Nebelkammer Teilchen, die in ein Nukleon und ein Pion zerfielen ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$). Die Tatsache der ausschließlich gemeinsamen Erzeugung dieser *Hyperonen* genannten Teilchen (das heutige Λ–Hyperon) zusammen mit einer weiteren leichteren Teilchensorte führte zu dem Begriff assoziierte Produktion. Das leichtere Teilchen dieser assoziierten Produktion wurde K–Meson oder Kaon genannt. Schnell stellte sich heraus, dass zwei geladene Zustände und neutrale Kaonen existieren, die mit $I = 1/2$ das Isospindublett (K^+, K^0) und das dazugehörige Antiteilchendublett $(K^-, \bar{K^0})$ bilden. Die Produktion von $p\pi^- \rightarrow \Lambda^0 K^0$ mit Wirkungsquerschnitten der Größenordnung mb ist typisch für die starke Wechselwirkung, während die Zerfallszeiten in der Größenordnung von $10^{-10} sec$ charakteristisch für die schwache Wechselwirkung sind. Kaonen und Hyperonen werden also stark erzeugt, zerfallen aber schwach. Gelöst wurde dieser scheinbare Widerspruch durch Pais, der als erster die paarweise Erzeugung vorschlug, und durch Gell-Mann und Nishijima, die beide eine neue Quantenzahl einführten. Gell-Mann nannte sie Strangeness (*engl. Seltsamkeit, Fremdartigkeit*), und dieser Name setzte sich durch.

Bereits wenige Jahre nach der Entdeckung der Kaonen ließ sich durch ihre Zerfälle in zwei oder drei Pionen zum ersten Mal die Brechung einer fundamentalen Symmetrie beobachten, deren Entdeckung und theoretische Beschreibung zu zwei Nobelpreisen führte:

– 1957 für T. D. Lee und C. N. Yang, die aus den Zerfällen $K^+ \rightarrow 2\pi$ und $K^+ \rightarrow 3\pi$ auf die Paritätsverletzung schlossen (Verletzung der Spiegelsymmetrie).

– 1980 für J. W. Cronin und V. L. Fitch, die im Zweipionen–Zerfall der langlebigen Komponente des neutralen Kaon $K_0^L \rightarrow \pi^+\pi^-$ die Brechung der CP–Symmetrie (C Ladungskonjugation, P Parität) entdeckten und somit den Begriffen *rechts, links* und *Materie, Antimaterie* absolute Bedeutung gaben.

Doch auch heute ist das Interesse an den Kaonen groß. So wird erhofft, dass sie durch ihre geringe Wechselwirkung mit *normaler*, nicht-seltsamer Kernmaterie Informationen aus dem hochverdichteten Inneren von Schwerionenreaktionen heraustragen.
Eine besonders elegante und vielversprechende Methode zum Studium komprimierter Kernmaterie ist die Untersuchung der Kaonproduktion unterhalb der Nukleon–Nukleon–Schwelle, der sich die an der *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (**GSI**) in Darmstadt experimentierende ***KaoS***–Kollaboration verschrieben hat. In ihrem Rahmen ist diese Arbeit entstanden. „Produktion unterhalb der Nukleon–Nukleon–Schwelle" bedeutet hier, dass die pro Nukleon normierte kinetische Energie der stoßenden Kerne geringer ist als die in einem Nukleon–Nukleon–Stoß zur Erzeugung eines Kaons minimal benötigte Energie. Diese Energieschwelle $\sqrt{s_{th}}$ liegt, durch die oben bereits erwähnte assoziierte Produktion bedingt, bei $\sqrt{s_{th}^{K^+}} = 2.55GeV$ ($\sqrt{s_{th}^{K^-}} = 2.86GeV$) für die Produktion eines Kaon K^+ (Antikaon K^-). Werden nun Kaonen unterhalb dieser Schwelle erzeugt, kann dies über mehrstufige Prozesse, in denen Energie in Resonanzen akkumuliert wird, vonstatten gehen, z. B.

$$\begin{aligned} N + N &\rightarrow \Delta + N \\ N + \Delta &\rightarrow K^+ + N + Y, \qquad Y = \Lambda, \Sigma. \end{aligned}$$

Die Bildung von Kaonen und Antikaonen selbst ist somit emfindlich auf die Eigenschaften des zu untersuchenden Mediums und macht diese unterhalb der Schwelle produzierten Teilchen zu idealen Sonden komprimierter Kernmaterie. Dabei sind besonders die K^+ und die K^0 zu erwähnen, die bei einer mittleren freien Weglänge von etwa $5fm$ in normaler Kernmaterie kaum mit den nicht an der eigentlichen Kernreaktion teilnehmenden Nukleonen, den Spektatoren, wechselwirken und so ihre Informationen über die Hochdichtephase der Kernreaktion nicht durch Streuung verlieren.
Für die K^- und $\bar{K^0}$ hingegen wird erwartet, dass sich ihre Eigenschaften als Reaktion auf das sie umgebende Medium selbst verändern. So wird von einer von der Baryondichte abhängigen Massenmodifikation gesprochen. Für die K^+ wird zwar ebenfalls eine Massenmodifikation erwartet, doch wird diese im Vergleich zu der der K^- als schwach vorhergesagt.
Der Untersuchung der Kaon– und Antikaonproduktion in Kern–Kern Stößen unterhalb der Nukleon–Nukleon Produktionsschwelle ist diese Arbeit gewidmet.

Kapitel 2

Der Experimentaufbau

Das Kaonenspektrometer, skizziert in Abbildung 2.1, ist ein doppelfokussierendes Spektrometer, bestehend aus je einem Quadrupol- und Dipolmagneten. Für eine Magnetfeldeinstellung deckt es bei einer Impulsakzeptanz von $p_{max}/p_{min} \approx 2$ einen impulsabhängigen Raumwinkel von $15 - 35msr$ ab. Da es auf einer um den Ursprung der Kernreaktionen (*Vertex*) drehbaren Lafette steht, kann nahezu der gesamte Phasenraum vermessen werden.
Abbildung 2.2 zeigt die Überdeckung des Phasenraums für Kaonen bei einer Einschussenergie von $1.8AGeV$ durch verschiedene Laborwinkel und Magnetfelder.

2.1 Detektoren des Kaonenspektrometers

Die einzelnen Detektoren des Kaonspektrometers lassen sich grob in vier Gruppen einteilen: Triggerdetektoren, Spurdetektoren, Detektoren zu Ereignischarakterisierung und Strahlmonitore.

2.1.1 Triggerdetektoren

Zunächst gibt es die sogenannten **Triggerdetektoren**, die eine schnelle Vorselektion der Ereignisse erlauben, so dass nicht alle Ereignisse von der Datenaufnahme erfasst werden. Dies geschieht über eine Flugzeitmessung mittels je einer Flugzeitstartwand und Flugzeitstoppwand, im folgenden **D-** und **F-Detektor** genannt, oder alternativ über eine Wand aus Cherenkovschwellendetektoren, die Teilchengeschwindigkeiten oberhalb einer minimalen Grenzgeschwindigkeit anzeigen.
Die Reduktion der von der Datenaufnahme verarbeiteten Zahl der Ereignisse dient der Anreicherung interessanter Ereignisse, d. h. solcher, die mit erhöhter

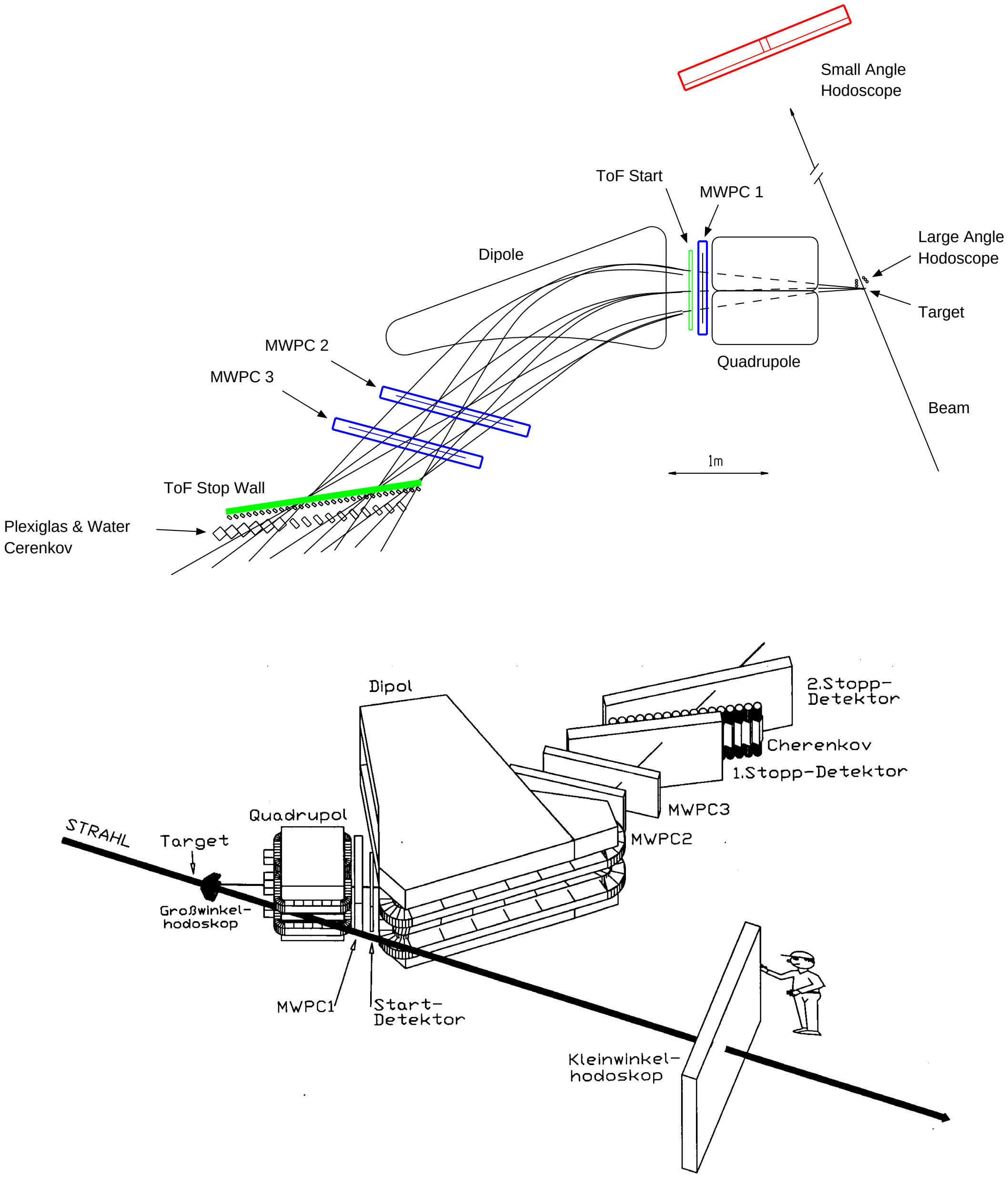


Abbildung 2.1: Skizzen des Spektrometeraufbaus
Oben: Aufsicht, Unten: Dreidimensionale Ansicht.
Vom Target weg befinden sich entlang der Teilchentrajektorien die folgenden Komponenten: Großwinkelhodoskop, Quadrupol, 1.Vieldrahtkammer (MWPC1 oder L–Kammer), Startdetektor (D-Detektor), Dipol, 2. und 3. Vieldrahtkammer (MWPC2,MWPC3 oder M–,N-Kammer), 1. Stoppdetektor (F-Detektor), Cherenkovdetektor und 2. Stoppdetektor (G-Detektor).

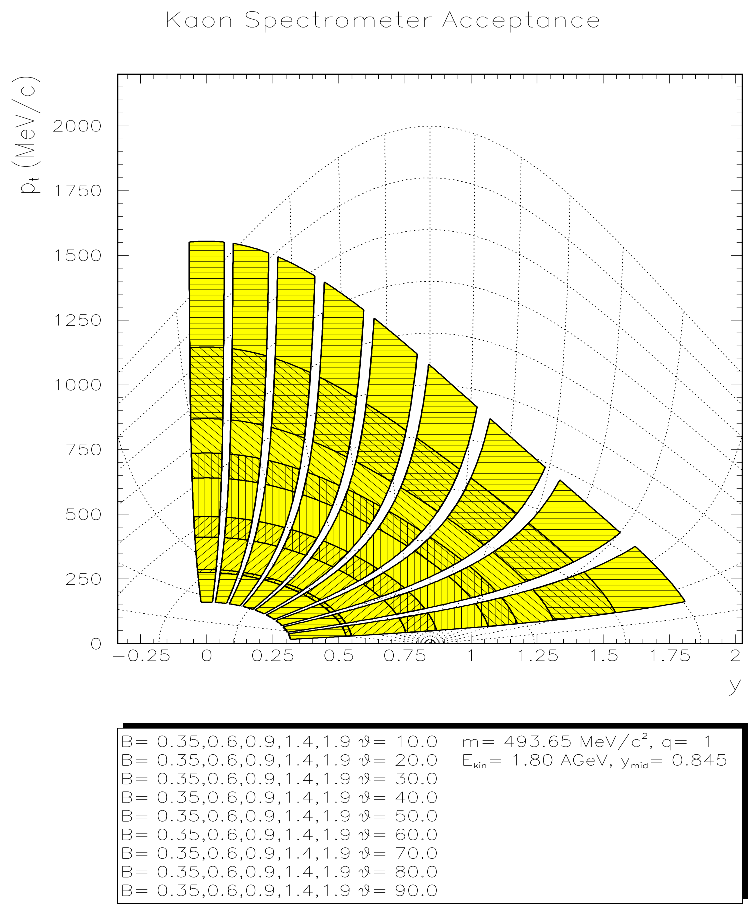


Abbildung 2.2: Kaonen–Akzeptanzbereiche des Spektrometers in der p_t, y–Ebene bei einer Einschussenergie von $1.8 AGeV$. Die „Bananen"zeigen von rechts nach links die Spektrometerwinkel $10^o, 20^o, ..., 90^o$; die unterschiedlichen Schraffuren innerhalb der „Bananen"geben die verschiedenen Magnetfeldeinstellungen an.

Wahrscheinlichkeit ein Kaon enthalten. Zusätzlich wird dabei die Totzeit reduziert, also der Zeitraum, in dem die Datenaufnahme mit der Verarbeitung eines Ereignisses beschäftigt ist und somit kein neuer Trigger generiert werden kann.

Der Flugzeitstartdetektor

Die Flugzeitstartwand (**D-Detektor**) besteht aus 16 zwischen Quadrupol und Dipol vertikal montierten Plastik-Szintillatorstreifen, die an beiden Enden mit Photoelektronenvervielfacherröhren ausgelesen werden. Die Abmessungen der einzelnen Streifen betragen $220 * 30 * 4mm^3$, was einer Massenbelegung von $413g/cm^2$ in Richtung der Teilchenbahnen entspricht. Sie resultieren aus einem Kompromiss zwischen einer hohen Lichtausbeute, um eine hohe intrinsische Zeitauflösung zu erhalten, und der Forderung nach geringer Kleinwinkelstreuung im Szintillatormaterial (NE104). Die Dicke von $4mm$ entspricht einer Kleinwinkelstreuung von etwa $5m$ Luft, der maximalen Länge der Teilchentrajektorien zwischen Start- und Stopwand. Es wird so eine Zeitauflösung von $\delta t_D = 320ps$ [Wag92] für minimal ionisierende Teilchen erreicht, während die Position hinter dem Quadrupolmagneten dafür Sorge trägt, dass vom Target stammende δ-Elektronen im Quadrupolfeld so weit abgelenkt werden, dass sie den D-Detektor nicht mehr erreichen. Somit ist eine Emissionswinkelbestimmung für Hadronen mit einer Genauigkeit von $10mrad$ möglich.

Der Flugzeitstoppdetektor

Dreißig, ebenfalls beidseitig auslesbare, vertikal stehende Plastik-Szintillatorstreifen bilden die sich in der Fokalebene befindende Flugzeitstoppwand (**F-Detektor**). Durch die im Vergleich zum Startdetektor wesentlich dickeren Szintillatorstreifen ($38 * 3.7 * 2cm^3$ Pilot F) wird ein fünfmal höherer Energieverlust und damit eine bessere Zeitauflösung $\delta t_F = \frac{1}{\sqrt{5}}\delta t_D$ erreicht [Koh90]. Für die Flugzeitmessung zwischen D– und F–Detektor ergibt sich eine von der Startwand dominierte totale Flugzeitauflösung von $\delta t_{TOF} = 400ps$ (FWHM).
Die Korrelation zwischen Teilchenimpuls und Ort in der Fokalebene (Granularität: Breite $3.7cm$ der Szintillatorstreifen) ermöglicht bei einer Dispersion der magnetischen Abbildung von $2.2cm/\%Impuls$ bereits eine Impulsbestimmung mit etwa 4% Genauigkeit allein durch die Kenntnis des getroffenen Stoppdetektorstreifens.
Die Ereignisselektion wird nun dadurch erreicht, dass die Datenaufnahme Ereignisse zurückweist, bei denen die gemessene Flugzeit zwischen der Start–

und Stoppwand nicht der erwarteten Flugzeit eines Kaons entspricht (siehe Abbildung 2.3).

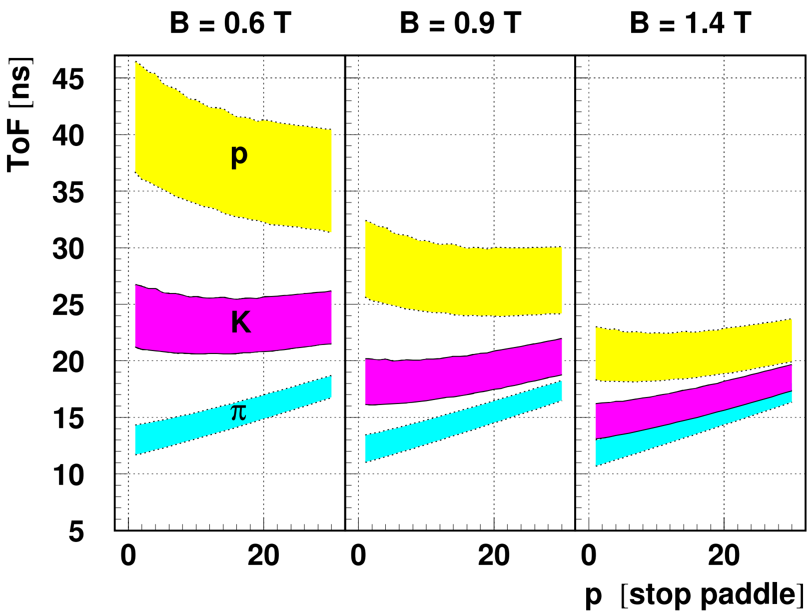


Abbildung 2.3: Flugzeiten zwischen Start– und Stoppwand für die verschiedenen Teilchensorten in Abhängigkeit des Detektorstreifens der Stoppwand. Von links nach rechts für die Magnetfeldeinstellungen $B_{Dipol} = 0.6, 0.9$ und $1.4T$.

Dazu benutzt man sogenannte Flugzeitfenster, die durch Koinzidenzschaltung der entsprechend verzögerten Start– und Stoppdetektormodule erzeugt werden. Werden die Daten mittels einer solchen Ereignisselektion aufgenommen, wird im folgenden auch vom *Kaonentrigger* oder *ToF–Trigger* (*engl. Time of Flight*) gesprochen. Sind die Flugzeitfenster nicht aktiv, genügt je ein Treffer in der Start– und Stoppwand, um einen Trigger auszulösen. Man spricht dann vom *DF–* oder *Teilchentrigger*.
Die Kombination des Emissionswinkels und des Orts in der Fokalebene wiederum determiniert die Länge der Trajektorie, und die simultane Messung von Impuls p, Flugzeit t_{ToF} (Time of Flight) und Trajektorienlänge l_{DF} erlaubt eine Identifikation der Teilchen durch die Bestimmung ihrer Masse m:

$$m = \frac{p}{\beta\gamma c} \qquad \text{mit} \qquad \beta = \frac{l_{DF}}{t_{ToF} * c}\, , \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2.1}$$

Der Cherenkovdetektor

Bei Magnetfeldern von mehr als $1 Tesla$, d. h. für hohe Teilchenimpulse, wird die Reduktion der Trigger mittels der Flugzeitfenster schwierig, da sich die Flugzeiten für verschiedene Teilchensorten angleichen (siehe Abbildung 2.3). Um dennoch die seltenen Kaon–Ereignisse gegenüber den Proton- und Pion–Ereignissen anzureichern, wurde hinter der Flugzeitstoppwand noch eine Wand aus Schwellencherenkovdetektoren aufgebaut [Mis91, Mis94b]. Ihre von der Geschwindigkeit abhängige Lichterzeugung diskriminiert schnelle von langsamen Teilchen. Bei durch das Spektrometer selektierten Impulsen erlaubt dies eine Separation zwischen leichten und schweren Teilchen.
Der Cherenkovdetektor besteht aus 10 Plexiglas- und 6 Wasser–Modulen für den Nieder- und Hochimpulsbereich der Spektrometerakzeptanz.
Jedes Plexiglas–Modul besitzt ein aktives Radiatorvolumen von $40*10*5cm^3$ aus dem Plexiglas GS218. Sie sind eingehüllt in acht Schichten $0.1mm$ dicker Teflonfolie, um das Cherenkovlicht zu reflektieren, das den Radiator nicht in Richtung der oben und unten montierten Photoelektronenvervielfacher verlässt. Mehrere Schichten aus schwarzem Klebeband bilden die äußere Hülle, die den Radiator vor von außen eindringendem Streulicht abschirmt. Bei einem Brechungsindex von $n = 1.49$ findet demnach für Teilchen mit Geschwindigkeiten größer $\beta_{th} = 0.67$ eine Lichtemission statt.
Ein Wassermodul besteht aus einem $40*10*10cm^3$ Aluminiumrohr mit $2mm$ Wandstärke. Gefüllt ist es mit entionisiertem Wasser und einem Additiv von $8mg/l$ Polyphenyl1 zur Wellenlängentransformation. Aus dem Brechungsindex von $n = 1.33$ folgt die Grenzgeschwindigkeit von 0.75.
Wie in Abbildung 2.4 dargestellt, ergibt sich eine Markierung von Kaonen mit Impulsen oberhalb von $400MeV/c$ und $600MeV/c$ durch die Plexiglas– bzw. Wassermodule des Cherenkovdetektors, während sie Protonimpulse bis zu $800MeV/c$ bzw. $1000MeV/c$ nicht „sehen“: ideale Voraussetzungen für einen Kaonen anreichernden Trigger.

2.1.2 Spurdetektoren

Als Spur- oder Trackingdetektoren stehen drei großflächige Vieldrahtproportionalkammern (**M**ulti-**W**ire-**P**roportional-**C**hamber) zur Verfügung. Sie messen die Koordinaten der Teilchentrajektorien an drei Raumpunkten. Eine, L-Kammer genannt, steht zwischen Quadrupol- und Dipolmagneten, also vor dem ablenkenden Analysefeld. Die beiden anderen (M- und N-Kammer) befinden sich hinter diesem in der Nähe der Fokalebene. Mittels dieser drei Kammern ist es möglich die Teilchenspuren zu rekonstruieren und Ereignisse, bei denen die Durchstoßpunkte durch die Drahtkammern keine vernünftige

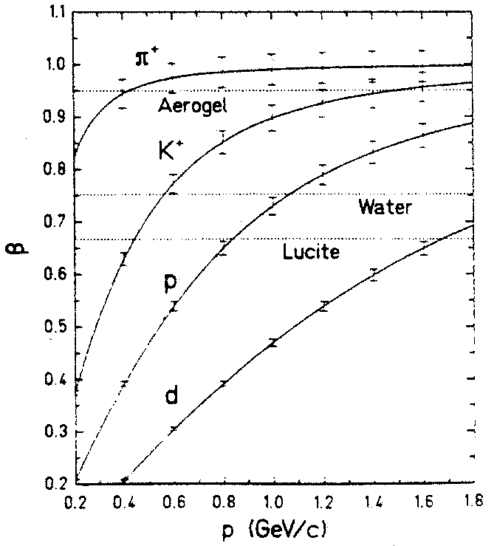


Abbildung 2.4: Teilchengeschwindigkeiten für Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen als Funktion der Impulse. Die gestrichelten Linien deuten die Schwellen der Plastik– (Lucite) und Wassermodule an. Eine zweite Wand von Aerogeldetektoren musste im benutzten Aufbaustadium der 2. Stoppwand weichen.

Spurrekonstruktion erlauben, zu verwerfen.
Bei allen drei MWPCs handelt es sich um *zweistufige Kammern*, die im Detektorlabor der **GSI** hergestellt worden sind. Der Begriff *zweistufig* kennzeichnet hier zwei Phasen der Signalverstärkung. Bei einer Feldstärke von $12kV/cm$ werden die von den die Kammer durchquerenden geladenen Teilchen erzeugten primären Ionisationselektronen zunächst im *pre-amplification*–Bereich um einen Faktor 100 verstärkt (siehe Abbildung 2.5). Der darauffolgende *Transfer*–Bereich ($150V/cm$) dient der Überführung der dabei erzeugten Elektronen in eine *gewöhnliche* Drahtkammer mit je einer x– und y–Kathodenebene (horizontal bzw. vertikal gespannte Drähte), die symmetrisch um eine Anode angeordnet sind. An den gegenüber der Anode um $\pm 45^0$ verdrehten Kathodendrähten findet die zweite Stufe der Gasverstärkung um einen weiteren Faktor 1000 statt. Das Prinzip dieser zweistufigen Signalverstärkung geht auf einen Entwurf von Charpak aus dem Jahre 1970 zurück [Cha70].
Ausgelesen werden die MWPCs mittels einer *Einzeldrahtauslese* [Bal93]. Zwar werden je 5 Drähte zu einem Kanal zusammengefasst, doch jeder Kanal besitzt eine separate Ausleseeinheit, bestehend aus einem ladungsempfindlichen Verstärker und einem 8-Bit Flash ADC (**A**nalog **D**igital **C**onverter).

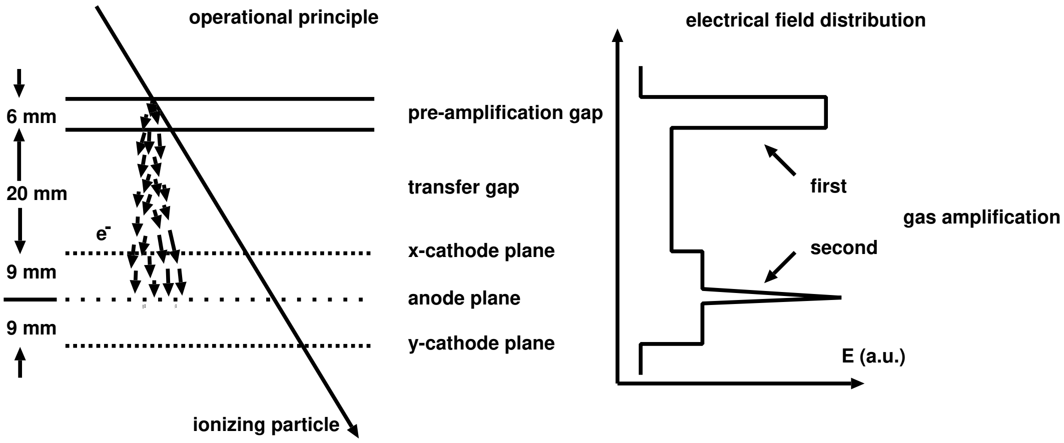


Abbildung 2.5: Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer mit zweistufiger Gasverstärkung (links). Feldstärkeverteilung in der Kammer (rechts). Beide Bilder wurden aus [Wag97] entnommen.

Diese Ausleseeinheiten sind direkt an die Kammerrahmen montiert und lesen alle Kanäle parallel aus. Gruppen von 16 Kanälen speisen mit ihren nunmehr digital vorliegenden Signalen je eine kettenartige Topologie von Transputern (**T225**) pro Kathodenebene (siehe Abbildung 2.6). Sie führen eine *Front-End-Datenreduktion*, also eine Datenreduktion direkt am Detektor, durch, indem sie nur Signale mit Amplituden oberhalb einer frei programmierbaren Schwelle akzeptieren. Die zwei Ketten für die **x**- und **y**–Ebenen einer jeden Kammer sind mit einem weiteren Transputer verbunden, dessen Aufgabe darin besteht, die Synchronisation der einzelnen Elemente der Ketten untereinander sowie die Generierung ihrer Trigger vorzunehmen. Zusätzlich fasst dieser Transputer die vorprozessierten Daten einer **x**- und der dazugehörigen **y**–Kette zu einem *Drahtkammerereignis* zusammen: ein logisches Konstrukt, das nur die relevanten Informationen einer Kammer enthält. Diese drei Drahtkammerereignisse werden nun in einem weiteren Transputermodul des Typs **T801** zu einem Gesamtereignis verknüpft und in einem sogenannten **Event-Builder-Interface** der Datenaufnahme zur Verfügung gestellt. Ebenso kommuniziert dieser Baustein mit dem **Trigger-Bus**, startet also die Drahtkammerauslese, wenn die Flugzeitwände ein Ereignis angezeigt haben.

2.1.3 Detektoren zur Ereignis-Charakterisierung

Schwerionenstöße lassen sich durch ihre Zentralität und Reaktionsebene charakterisieren: Größen, die durch die Multiplizität und die räumli-

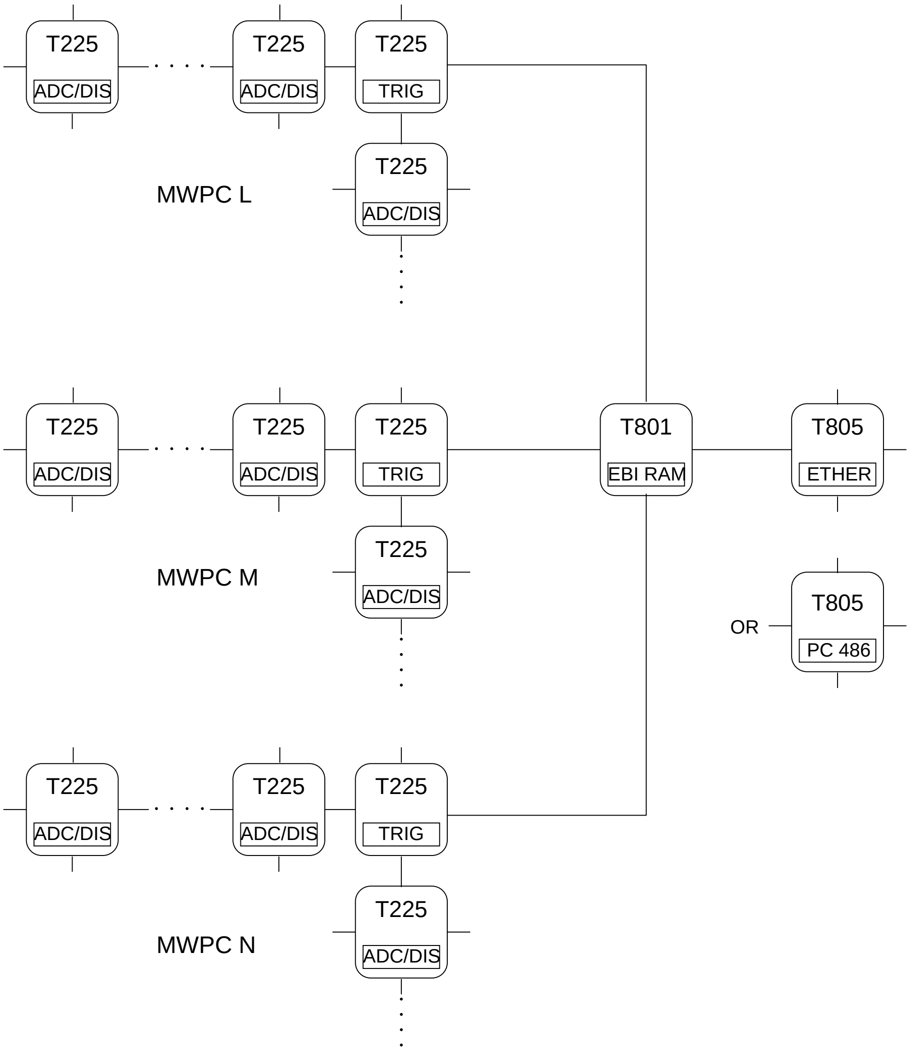


Abbildung 2.6: Topologie des Transputerauslesesystems

che Verteilung geladener Teilchen im Endzustand der Reaktion gemessen werden können. Dazu stehen dem **KaoS**–Spektrometer das Großwinkel– (bzw. Target–) und das Kleinwinkelhodoskop zur Verfügung. Da die in dieser Arbeit vorgestellten Daten jedoch nicht unter Zuhilfenahme des Kleinwinkelhodoskops ausgewertet wurden, sei hier nur eine rudimentäre Beschreibung gegeben, des weiteren auf [Bri93, Bri96a, Shi98a, Sen93] verwiesen. Der Grund dafür liegt in der geringen Anzahl von Nukleonen in dem hier hauptsächlich untersuchten Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$, die zu starken Fluktuationen in den Multiplizitäten der Hodoskope führt. Es kann daher weder die Zentralität noch die Reaktionsebene sicher determiniert werden.

Das Großwinkelhodoskop (Targethodoskop)

Das Targethodoskop besteht aus drei konzentrisch um die Strahlachse orientierten Ringen. Jeder Ring ist in 32 Segmente unterteilt, von denen 26, 28 und 30 (von innen nach außen) mit Plastik-Szintillatoren ausgestattet sind (siehe Abbildung 2.7).

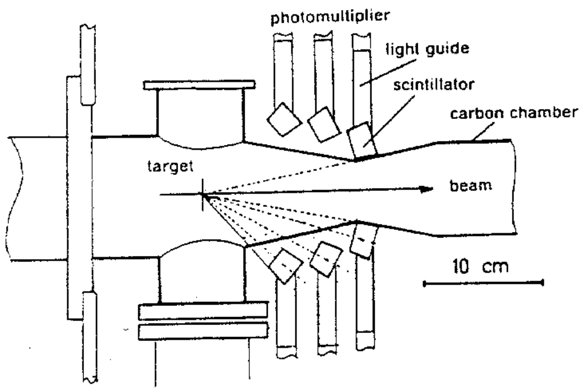


Abbildung 2.7: Skizze des Großwinkelhodoskops und der Targetkammer. Das Großwinkel– oder Targethodoskop deckt mit seinen drei Ringen von Szintillatoren einen Winkelbereich von $12^o < \theta < 48^o$ ab.

Die verbleibenden Segmente wurden bewusst freigelassen, da sie sonst den Raumwinkel in Richtung des Spektrometers abdecken würden. Die drei Ringe haben einen Abstand vom Target von $8cm$, $10.5cm$ und $13cm$ und messen geladene Teilchen in einem Laborwinkel von $12^o < \theta_{lab} < 48^o$. In diesen Winkelbereich werden im wesentlichen die Partizipanten, also die an der Reaktion beteiligten Nukleonen aus Projektil und Target, unter großen Winkeln gestreut, und aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt daher für schwere Reaktionssysteme eine Korrelation der T-Detektor–Multiplizität mit dem Überlappvolumen aus Target und Projektil (Abbildung 2.8): einem Maß für die Zentralität des Stoßes [Wag96, Man97].

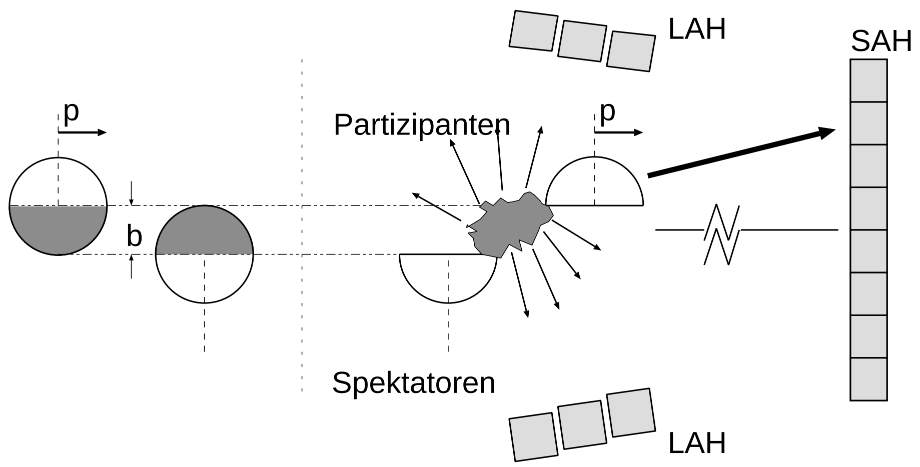


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Schwerionenstoßes.

Das Kleinwinkelhodoskop

Die Spektatoren, also die nicht am Stoß teilnehmenden Nukleonen außerhalb des Überlappvolumens, werden in der Reaktion lediglich abgeschert und erfahren nur einen kleinen Impulsübertrag. Die Projektilspektatoren sind deshalb unter kleinen Ablenkwinkeln zur Strahlachse im $7m$ strahlabwärts des Targets stehenden Kleinwinkelhodoskop messbar. Mit einer aktiven Fläche von $1.92 * 2.24m^2$ aus 380 Plastik–Szintillatoren deckt es den Winkelbereich $0.5^o < \Theta_{lab} < 10^o$ ab. Auf einer auf Eisenbahnschienen gelagerten Lafette, die auch den Strahlstopper trägt, lässt es sich geringfügig nach rechts oder links ($\pm 20cm$) zur Strahlachse bewegen, damit der durch das Streufeld des Quadrupols abgelenkte Primärstrahl auf das Kleinwinkelhodoskop zentriert werden kann. Das Kleinwinkelhodoskop dient zur Bestimmung der Reaktionsebene für *Flow*– und *Squeeze*–Untersuchungen [Bri93, Bri96b, Bri97, Shi98b] und gibt durch die Multiplizität der Projektilspektatoren Aufschluss über die Zentralität der Ereignisse [Man97, Wag98]. Für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse wurde es jedoch nicht benutzt.

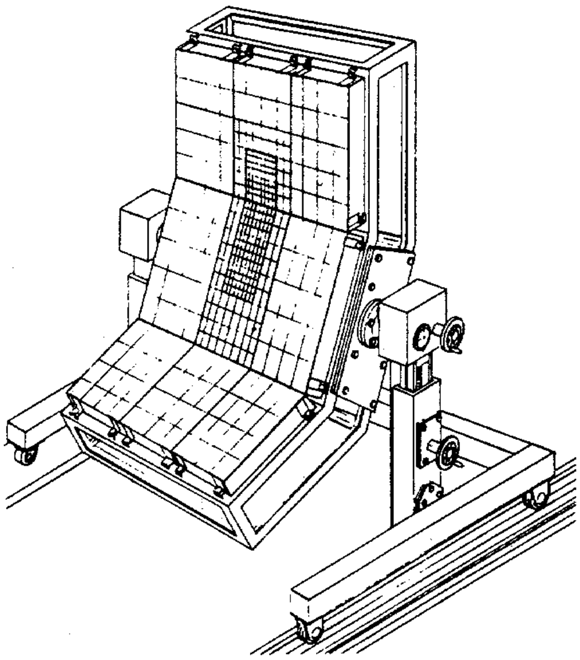


Abbildung 2.9: Skizze des Kleinwinkelhodoskops: Das $7m$ strahlabwärts befindliche Kleinwinkelhodoskop stellt mit seinen 384 Plastikszintillatoren eine aktive Fläche von $2.24*1.92m^2$ zur Verfügung, woraus eine Winkelabdeckung von $0.5^o < \Theta < 10^o$ resultiert. Um der um die Strahlachse zentrierten Spurdichte gerecht zu werden, nimmt die aktive Fläche der Szintillatoren von außen nach innen ab $(4*4cm^4, 8*8cm^2, 16*16cm^2)$, wobei die vier inneren Elemente entfernt wurden, um den Primärstrahl hindurchzuführen.

2.1.4 Detektoren zur Strahlanalyse

B1–Detektor und Monitorteleskope

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird die Kenntnis des Strahlstroms benötigt. Dieser kann jedoch bei typischen $5*10^9 Strahlteilchen$ während der ungefähr $8sec$ andauernden Extraktionsphase (Spill) des **SIS**–Beschleunigers nicht durch einen Szintillator im Strahlengang gemessen werden.
Um den Strahlstrom trotzdem während der Datenaufnahme mitprotokollieren zu können, wurde im Targetbereich ein zweiarmiges **Monitorteleskop** aufgebaut.
Je drei unter einem Winkel von $\pm 110^o$ zur Strahlachse und mit Targetabständen von $140mm$, $215mm$ und $290cm$ montierte Szintillatoren $(35*35*4mm^3)$ bilden die zwei Arme des Monitorteleskopes (Abbildung 2.10).

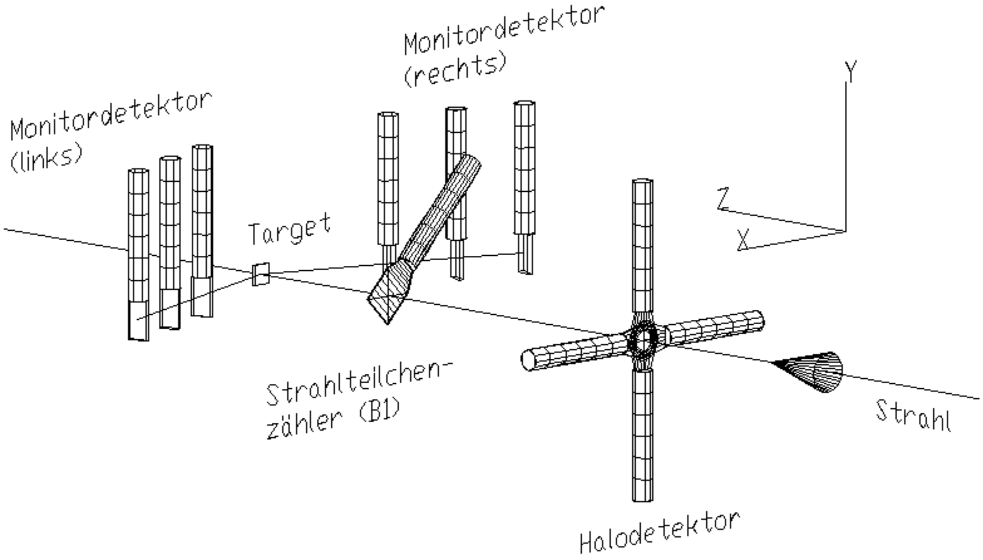


Abbildung 2.10: Skizze des Targetplatzes mit Monitor–, Halo– und Beamdetektor in in den Strahlengang gefahrener Position. Der vom Beschleuniger kommende Strahl verläuft von rechts nach links.

In Koinzidenz ($30ns$ Zeitfenster) geschaltet, messen sie vom Target zurückgestreute geladene Teilchen $N_{moni}^{links(rechts)}$, deren Anzahl proportional zur Zahl der Strahlteilchen ist. Um den mit dem Strahlstrom kubisch ansteigenden Einfluss zufälliger, nicht von einem einzigen vom Target stammenden Teilchen herrührender Koinzidenzen zu korrigieren, wird dabei eine zweite *zufällige* Koinzidenz mit künstlich um je $200ns$ verzögerten Signalen erzeugt. Die damit korrigierte mittlere Monitorzählrate

$$N_{moni}^{korr.} = \frac{(N_{moni}^{rechts} - {}^{zuf.}N_{moni}^{rechts}) + (N_{moni}^{links} - {}^{zuf.}N_{moni}^{links})}{2} \tag{2.2}$$

ist somit auch für hohe Strahlintensitäten proportional zum Strahlstrom.
Um die Proportionalitätskonstante zu bestimmen, befindet sich $30cm$ vor dem Target der sogenannte B1–Detektor. Er besteht aus Plastik-Szintillatoren der Größen $10*10*1mm^3$, $20*20*1mm^3$ sowie $40*40*5mm^3$, von denen während der *Strahlstromnormierung* bei niedriger Intensität ($< 5*10^4$ Teilchen/sec) wahlweise einer in den Strahlengang gefahren werden kann. Es wird so eine direkte Messung der Anzahl der Strahlteilchen

$N_{Strahl} = N_{B1}$ vorgenommen. Ist der Proportionalitätsfaktor

$$p = N_{B1}/N_{moni}^{korr.} \tag{2.3}$$

erst einmal bestimmt, kann mit seiner Hilfe bei aus dem Strahlengang entferntem B1–Detektor und maximaler Intensität die Anzahl der Strahlteilchen gemessen werden.

$$N_{Strahl} = p * N_{moni}^{korr.} \tag{2.4}$$

Die für diese Methode der Strahlstrommessung geforderte Unabhängigkeit des Proportionalitätsfaktors p gegenüber der Strahlintensität und gegenüber den verschiedenen Magnetfeldeinstellungen ist in [Bec93] gezeigt, ebenso der lineare Zusammenhang mit der Massenbelegung des Targets. Eine einmalige Bestimmung für jedes Stoßsystem und jede Strahlenergie reicht demnach aus. Abbildung 2.11 zeigt die für verschiedene Strahlenergien und Targetmaterialen ermittelten Proportionalitätskonstanten p.

Der Halo-Detektor

Zur Überprüfung der korrekten Lage und Größe des Strahlflecks auf dem Target gibt es zusätzlich noch einen in vier Segmente unterteilten ringförmigen Szintillations–Detektor (Abbildung 2.10). Er ist $55cm$ strahlaufwärts des Targets symmetrisch um die Strahlachse herum aufgebaut, wobei der äußere Radius $80mm$, der innere $20mm$ beträgt, um im Zentrum den Strahl hindurchzuführen. Zählratenvergleiche zwischen den einzelnen Segmenten (oben/unten bzw. rechts/links) lassen auf die Position des Strahlflecks schließen, die Gesamtzählrate aller 4 Elemente auf die Größe des Strahlflecks, der hier einen Durchmesser von etwa $10mm$ FWHM besitzt ($2 - 3mm$ am Target).

2.2 Das Laser– und Pulsersystem

Die Szintillator– und Cherenkovdetektoren sind an ein Lasersystem aus zwei gepulsten Stickstofflasern (Kleinwinkelhodoskop, alle restlichen Detektoren) der Wellenlänge $\lambda = 337nm$, die über $200\mu m$ dicke Lichtleiter aus Glasfasern an die einzelnen Module angekoppelt werden, angeschlossen.
Zum Testen der Drahtkammern können mit einem Pulsgenerator Signale auf alle Drähte kapazitiv eingekoppelt werden.
Man erhält damit sogenannte *Laser–* und *Pulser*ereignisse, bei denen jeder Szintillator bzw. jeder Kathodendraht ein Signal „sieht". Neben dem in Kapitel 3.1 vorgestellten Nullabgleich der Flugzeitwände sind dadurch auch Funktionalitätstests der elektronischen Kanäle möglich.

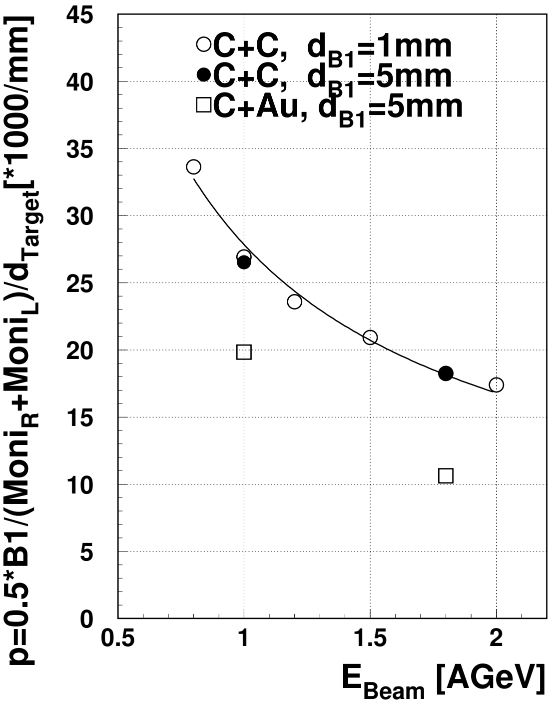


Abbildung 2.11: Der auf die Targetdicke $1mm$ normierte Proportionalitätsfaktor p in Abhängigkeit von der Strahlenergie E_{beam}. Die offenen bzw. geschlossenen Kreise stellen die für die Strahlzeiten November 1995 bzw. April 1997 ermittelten Werte dar (Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$), die Quadrate gelten für das Stoßsystem $^{12}C + ^{197}Au$.

Um eventuelle alters- oder strahlenbedingte Detektorschäden monitoren zu können, läuft das Laser–/Pulsersystem parallel zur Datenaufnahme mit einer Frequenz von $1Hz$. Das Verhältnis von physikalischen Triggern zu Laser– und Pulserereignissen beträgt ungefähr 0.2%.

Kapitel 3

Die Datenanalyse

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Analyse der während des Experiments aufgenommenen Daten und zeichnet den Weg vom Rohdatenereignis bis hin zum doppelt–differenziellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$ auf. Es lässt sich in die fünf Abschnitte *Detektorkalibration*, *Datenkompression*, *Teilchenidentifikation und Impulsverteilungen*, *Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen* und schließlich *Wirkungsquerschnitte* selbst unterteilen, die auch die Gliederung des Kapitels bestimmen.

3.1 Detektorkalibration

3.1.1 Bestimmung der Drahtkammerpositionen

Die Drahtkammern besitzen eine intrinsische Ortsauflösung von $< 200\mu m$ [Sar91, Wag96], doch muss zunächst ihre Position relativ zum globalen Koordinatensystem ermittelt werden, das im Target verankert ist. Dies wird mittels Experimentteilchen, also das Spektrometer durchquerenden, vom Target stammenden Teilchen bewerkstelligt. Man benutzt dazu Ereignisse, die sowohl in den Kammern als auch in den Flugzeitwänden nur einen einzigen Treffer hinterlassen. Es werden somit kombinatorische Vieldeutigkeiten ausgeschlossen. Alle Detektorsignale gehören also zu einer einzigen Spur, und durch die folgenden drei in Abbildung 3.2 schematisch dargestellten Schritte lässt sich eine konsistente Ortseichung der Kammern erreichen.

1. Aufgrund des geringen Abstands zwischen der Flugzeitstartwand (D-Detektor) und der L-Kammer sowie der Tatsache, dass diese von den Trajektorien fast senkrecht durchstoßen werden, existiert eine starke Korrelation zwischen der Nummer des getroffenen Streifens und der Position des Durchstoßpunktes in der L-Kammer. Die Differenz aus

der Nummer des getroffenen Startdetektorstreifens und dem entsprechenden aus dem L-Kammertreffer berechneten Wert $D_N - f_{D_N}(L_x)$ ist deshalb ein Maß für die Güte der Kammerpositionen im Analyseprogramm und wird zunächst minimiert (siehe Abbildung 3.1).

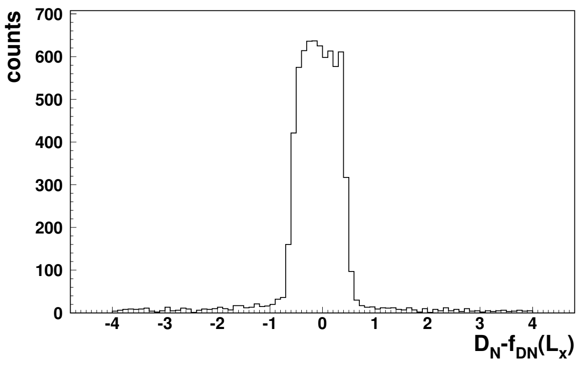


Abbildung 3.1: Ortseichung der Drahtkammern zwischen Quadru– und Dipol (L-Kammer): Verteilung der Differenzen aus der Nummer des getroffenen Startdetektorstreifens D_N und der entspechenden aus dem L-Kammerdurchstoßpunkt berechneten Nummer $f_{D_N}(L_X)$.

2. Da die Stoppwand (F-Detektor) und die zwei hinteren Drahtkammern (M und N) im feldfreien Raum stehen, entsprechen die Teilchentrajektorien hier Geraden. Analog zu oben wird mit den Drahtkammern die Nummer des Stoppdetektorstreifens $f_{F_N}(M_x, N_x)$ berechnet und mit dem gemessenen Wert F_N verglichen. Durch Minimieren der Differenz bestimmt man die relative Position der zwei hinteren Kammern zur Stoppwand.

3. Nachdem die Detektoren vor und hinter dem Dipol untereinander ortsgeeicht sind, muss noch ihre absolute Position relativ zum Targetkoordinatensystem gefunden werden. Dazu wird zunächst mittels einer *GEANT*–Simulation [CNA93] ein Spurmodell entwickelt, das die drei Drahtkammern miteinander verbindet, indem aus den Durchstoßpunkten der beiden hinteren Kammern der Durchstoßpunkt in der vorderen Kammer berechnet wird $f_{L_x}(M_x, N_x)$. Dieses Spurmodell auf die Experimentdaten angewandt, erlaubt durch erneute Minimierung der Differenz aus gemessenen und berechneten Werten $L_x - f_{L_x}(M_x, N_x)$ eine absolute Bestimmung der Kammerpositionen im Targetkoordinatensystem.

Die Positionen der Kammern im Analyseprogramm werden dann an die wahren Kammerpositionen angeglichen. Abbildung 3.2 verdeutlicht anhand einer schematischen Darstellung die soeben beschriebenen Schritte während der Ortseichung der Drahtkammern.

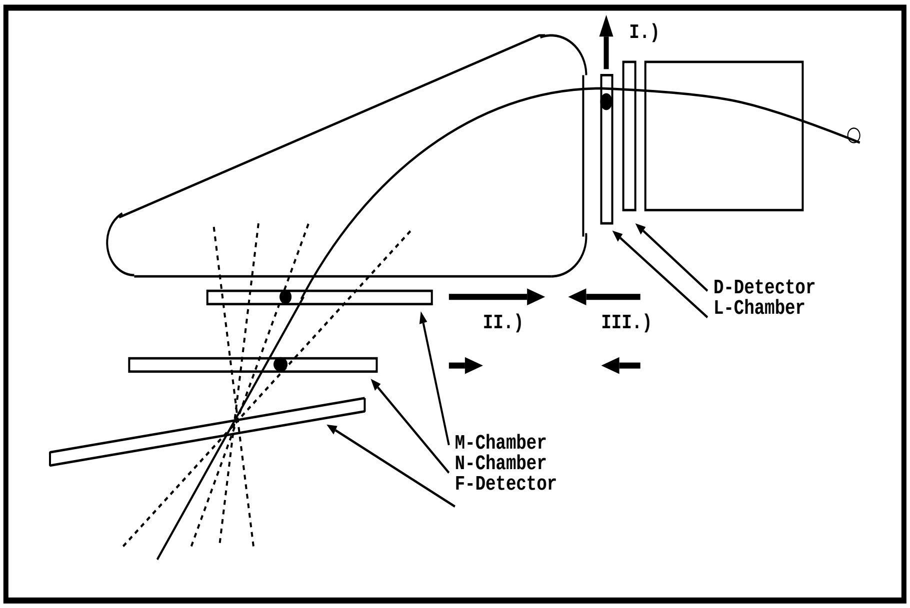


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Prozedur zur Drahtkammerpositionierung:
Die Pfeile symbolisieren die *Verschiebungen* der Kammern in den 3 Positionierungsphasen, die ausgefüllten Punkte die Durchstoßpunkte in den Kammern:
I. Positionierung der L–Kammer.
II. Positionierung der M- und N–Kammer gegenüber dem F–Detektor.
III. *Matching* zwischen der L-, M- und N–Kammer.

3.1.2 Zeiteichung der Flugzeitdetektoren

Um die Teilchen identifizieren zu können, muss neben dem aus der (D, F)–Streifenkombination ermittelten Impuls auch die Flugzeit bekannt sein. Ihre Kalibration ist unterteilt in den *Nullabgleich* der Streifen einer Flugzeitdetektorwand untereinander und die eigentliche Flugzeiteichung (**T**ime **o**f **F**light) der einzelnen Streifenkombinationen $ToF(D_N, F_N)$.

Der Nullabgleich wird mit sogenannten Laserereignissen, also Ereignissen, die durch das in 2.2 beschriebene Lasersystem erzeugt wurden, durchgeführt. Da alle Szintillatoren denselben Laserpuls durch gleichlange Lichtleiter sehen, sollte die Zeitspanne zwischen dem Triggerzeitpunkt $t^{Trigger} = 0$ und dem Laserpuls in allen Streifen etwa gleich sein ($\pm 1ns$). Die Zeitdifferenzen sind z. B. auf unterschiedlich gute Ankopplung der Lichtleiter an die Szintillatoren oder auf Laufzeitunterschiede in den einzelnen elektronischen Kanälen zurückzuführen. Pro Flugzeitwand wird das Zeitsignal eines Photovervielfachers willkürlich als Referenz ausgewählt und die Zeitdifferenz

$$\begin{aligned}\Delta t_{D_i} &= (t_{D_{ref}} - t^{Trigger}) - (t_{D_i} - t^{Trigger})\\ \Delta t_{F_j} &= (t_{F_{ref}} - t^{Trigger}) - (t_{F_j} - t^{Trigger})\end{aligned}$$

zu jedem anderen Kanal bestimmt. Mit den so gewonnenen Parametersätzen Δt_{D_i} und Δt_{F_j} gilt für *nullabgeglichene* Zeiten

$$\begin{aligned}t^0_{D_i} &= t_{D_i} - \Delta t_{D_i}\\ t^0_{F_j} &= t_{F_j} - \Delta t_{F_j},\end{aligned}$$

mit $i = 1, 2, ..., 32$ und $j = 1, 2, ..., 60$ für die je 2 Photoelektronenvervielfacher an den 16 D-Detektor– bzw. 30 F-Detektor–Paddles.
Zur Eichung der Flugzeiten zwischen den einzelnen (D,F)–Kombinationen bedarf es noch eines nur eine Teilchensorte enthaltenen Eichdatensatzes. Ist nämlich die Teilchensorte bekannt, kann aus den durch die (D,F)–Kombinationen gegebenen Impulse und Trajektorienlängen die Sollflugzeit eines Teilchens berechnet werden. Dieser Datensatz wird durch Reduktion auf Ereignisse mit nur jeweils einem Treffer in den Flugzeitwänden, *Single-Hit-Events* genannt, aus einer Messung mit einer Feldeinstellung von $B_{Dipol} = 0.6T$ extrahiert. Die Polarität wird dabei so gewählt, dass negative Ladungen in die Fokalebene gelenkt werden, wodurch, durch die mehrere Größenordnungen stärkere Produktionswahrscheinlichkeit für π^- gegenüber der von K^- bedingt, ein nur Pionen enthaltender Datensatz entsteht. Die niedrige Magnetfeldstärke korrespondiert zu niedrigen Impulsen, also langsamen Teilchen mit langen Flugzeiten ($\approx 15ns$), die bei einer festen intrinsischen Zeitauflösung der Flugzeitwände ($< 200ps$ FWHM) [Pop93] zu einer guten relativen Flugzeitauflösung verhelfen. Die Beschränkung auf die *Single-Hit-Events* verhindert eine falsche Zuordnung der D- und F–Streifen und damit eine „Verunreinigung"des Eichdatensatzes.
Die in ihm enthaltenen Ereignisse sind durch die Teilchensorte, die Spurlänge und die Sollflugzeit (aus den *GEANT*-Rechnungen) vollständig bestimmt, und es kann eine Korrekturtabelle zur Eichung der Flugzeitdetektorwände

erstellt werden. Hierzu werden zunächst die zwei Zeitsignale der zu einem Szintillator gehörenden Photovervielfacher durch Mittelwertbildung zu einem Kanal zusammengefasst

$$\begin{aligned} t_{D_i}^{meas.} &= \frac{1}{2} * (t_{D_i}^{0,up} + t_{D_i}^{0,down}) \\ t_{F_j}^{meas.} &= \frac{1}{2} * (t_{F_j}^{0,up} + t_{F_j}^{0,down}) \qquad \text{i=1..16; j=1..30,} \end{aligned}$$

die Flugzeit zwischen Start- und Stoppdetektor ermittelt

$$ToF_{(D_i,F_j)}^{\pi^-,meas.} = t_{F_j}^{meas.} - t_{D_i}^{meas.}$$

und die Differenz zur Sollflugzeit berechnet:

$$ToF_{(D_i,F_j)}^{corr.} = ToF_{(D_i,F_j)}^{\pi^-,GEANT} - ToF_{(D_i,F_j)}^{\pi^-,meas.}$$

Mit Hilfe dieser Korrekturtabelle $ToF_{(D_i,F_j)}^{corr.}$ werden die $16 * 30 = 480$ (D,F)-Kombinationen absolut geeicht, und eine Flugzeitmessung für alle Teilchensorten ist möglich. In der Analyse von Produktionsdatensätzen wird die Flugzeit eines Teilchens nun zu

$$ToF_{(D_i,F_j)} = ToF_{(D_i,F_j)}^{meas.} - ToF_{(D_i,F_j)}^{corr.} \tag{3.1}$$

bestimmt.

3.2 Datenkompression

Das Datenaufnahmesystem (*engl.* **D***ata* **Aq***uisition*) schreibt die während des Experiments anfallenden Daten auf **D**igital **L**inear **T**apes. Diese Magnetbänder zeichnen sich durch ihren hohen Datendurchsatz von $42 MByte/min$, eine Speicherkapazität von $20 GByte$ und einen heutigen Anschaffungspreis von etwa $50 DM$ zur Aufnahme und Haltung unkomprimierten Rohdaten aus. Ein Rohdatenfile auf diesen **DLT**-Bändern enthält in $150 MByte$ die Detektorinformationen aus etwa 10^5 Ereignissen. Dabei verfügen, wie im Kapitel 2 erläutert, die Drahtkammern als einzige Detektorfamilie über eine Front–End-Datenreduktion. Die komplette Information aller anderen Detektoren wird jedoch unkomprimiert auf Band geschrieben; lediglich eine *Null*–Unterdrückung, also eine Unterdrückung von Signalen im Bereich des statistischen Rauschens der Detektorelemente, wird durch die DAQ durchgeführt.

Das Zusammenfassen der Signale mehrerer Detektorelemente, z. B. benachbarter Szintillatorstreifen zu einem einzigen Treffer, ist Aufgabe eines Kompressionsschrittes zur Erzeugung von **D**ata **S**ummary **T**apes. Dabei wird zugleich eine Eichung der Analog-zu-Digital Konverter (Time-to-Digital TDC, Charge-to-Digital QDC) und eine Umrechnung von Drahtnummern in Positionen durchgeführt, so dass die DST–Files nicht mehr die Zahlenwerte aus den Konvertern bzw. Drahtnummern enthalten, sondern Detektorinformationen wie Zeit oder Länge in den entsprechenden Einheiten ns oder cm. Zusätzlich werden die sogenannten *Laser*– und *Pulser*ereignisse aussortiert, bei denen jeder Szintillatorstreifen bzw. Kathodendraht ein Signal „sieht", weshalb diese Ereignisse vom Datenvolumen sehr umfangreich sind. Je nach der von der Messeinstellung abhängigen Multiplizität in den Detektoren sowie dem Verhältnis von Pulser– und Laserereignissen zu *physikalischen* Ereignissen schrumpfen die DST-Files auf eine Größe von etwa $30-40\%$ der Rohdatenfiles.
Diese immernoch auf Basis von Ereignissen und Detektoren strukturierten DST-Files werden dann in einem zweiten Kompressionsschritt zu sogenannten **RZ**-Files verarbeitet. Die *RZ-Analyse* stellt den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Detektoren her und ermöglicht so die Rekonstruktion von Teilchenspuren. Sowohl Detektorsignale, die zu keiner Spur passen (z. B. Rauschen), als auch komplette Ereignisse, bei denen offensichtlich keine sinnvolle Spurrekonstruktion möglich ist, werden dabei zugleich verworfen, wodurch eine weitere vom Trigger und der Magnetfeldeinstellung abhängige Datenreduktion erreicht wird.
Das RZ-File basiert damit auf Spuren und enthält Informationen über Teilcheneigenschaften wie Impuls, Ladung und Masse. Seine Größe von etwa 1/10 bis 1/50 des entsprechenden Rohdatenfiles erlaubt die Datenhaltung auf Festplatten und gewährleistet einen flexiblen und komfortablen Zugriff während der weiteren Auswertung.

3.3 Teilchenidentifikation und Impulsverteilungen

Die Verteilung der aus Impuls und Flugzeit berechneten Massen

$$m = \frac{p}{\beta\gamma c} \tag{3.2}$$

lässt neben den klar erkennbaren Pionen, Protonen und anderen schwereren Fragmenten nur bei hohen Einschussenergien ($> 1.5 AGeV$) und Messung positiver Teilchen eine Anhäufung im Bereich der Kaonenmasse erkennen (Abbildung 3.3). Für niedrige Einschussenergien ($< 1.0AGeV$) oder Messung von Antikaonen ist die Produktionsrate so gering, dass trotz des *Kaonentriggers* im Massenspektrum keine Kaonen erkennbar sind.

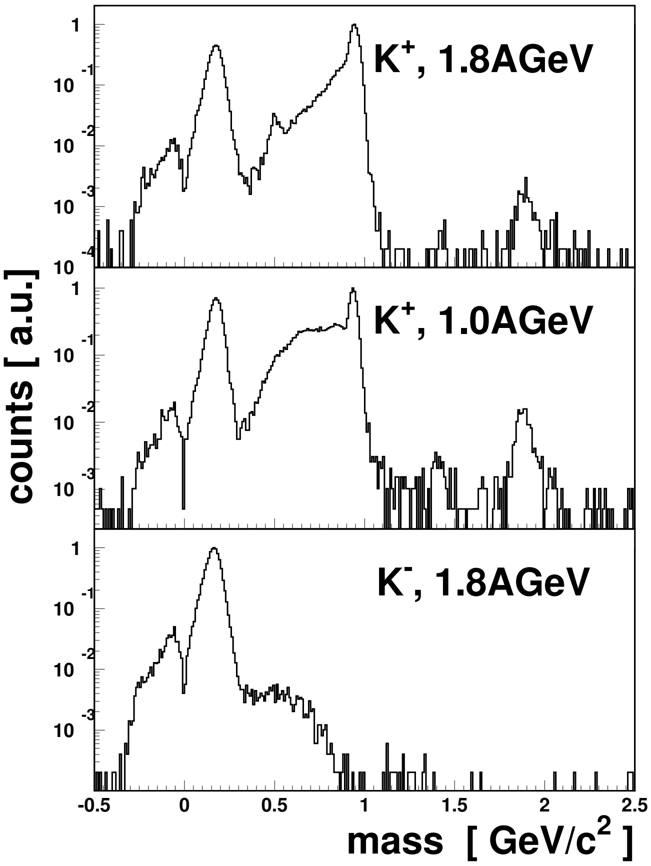


Abbildung 3.3: Häufigkeitsverteilung der berechneten Masse. Oben: Für eine K^+–Messung bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$. Mitte: Für eine K^+–Messung bei $E_{Beam} = 1.0AGeV$. Unten: Für eine K^-–Messung bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$. Alle drei Verteilungen wurden mit einem Magnetfeld von $D_{Dipol} = 0.9T$ bei aktiviertem „Kaonentrigger“aufgenommen.

Die Anhäufungen bei $1407GeV/c^2$ und $1876GeV/c^2$ resultieren von ^3He bzw. d– und α–Teilchen, die als Kernfragmente das Spektrometer durchlaufen haben. Da das Spektrometer in der Fokalebene das Verhältnis von Impuls zu Ladung $\frac{p}{Z}$ abbildet, während das Analyseprogramm immer mit $Z = 1$ rechnet, werden schwere Fragmente demnach fälschlich beim $\frac{Z}{A}$–fachen ihrer eigentlichen Masse eingetragen (Z gibt die Kernladungszahl an, A die Gesamtzahl der Nukleonen).

Die vielen Einträge in diese Massenverteilungen, die sich nicht einer Teilchensorte zuordnen lassen, rühren von Ereignissen her, bei denen gemessene Flugzeit und Impuls nicht zusammenpassen. Dafür sind im wesentlichen zwei Gründe anzuführen. Die Signale von Start– und Stoppdetektor können von einem z.B. im Eisen des Dipolmagneten gestreuten Teilchen oder von zwei verschiedenen Teilchen hervorgerufen worden sein. In beiden Fällen stellen die aus den (D,F)-Kombinationen entnommenen Impulse und Flugzeiten natürlich keine Eigenschaften von Teilchen dar, die das Spektrometer durchlaufen haben.
Solche Ereignisse und die daraus berechneten Massen werden im folgenden als Untergrund bezeichnet.
Den Untergrund im Massenbereich der Kaonen zu reduzieren und diese somit zu identifizieren, ist Aufgabe von Spurbedingungen, die die Güte der Spurrekonstruktion beurteilen und eine Separation zwischen *guten* Ereignissen und denen des Untergrundes erlauben. Wie bereits im Abschnitt 3.1 erwähnt, können mittels des Detektorsimulationsprogramms $GEANT$ Funktionen ermittelt werden, die die Abhängigkeiten der einzelnen Detektorsignale untereinander beschreiben. Lässt sich nun für Experimentdaten beispielsweise im feldfreien Raum zwischen M-Kammer und F-Detektor, wo eine geradlinige Propagation der Teilchen vorausgesetzt werden kann, der getroffene F–Streifen nicht aus den M- und N–Kammersignalen berechnen, so ist anzunehmen, dass die Treffer in den verschiedenen Detektoren zu einem Untergrundereignis im Sinne der obigen Definition gehören.
Für die Auswertung der in dieser Arbeit vorgestellten Daten wird die gemessene Nummer des angesprochenen D–, F-Detektor–Streifens (D_n, F_n) und die horizontale Komponente des Durchstoßortes in der L-Kammer (L_x) mit ihren jeweiligen berechneten Werten $d_n(L_x)$, $f_n(M_x, N_x)$ und $l_x(M_x, N_x)$ verglichen und für sogenannte *geometrische* Schnitte verwandt. Abbildung 3.4 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Differenzen $\Delta D, \Delta F$ und ΔL aus gemessenen und berechneten Werten für Teilchen im Bereich der Kaonenmasse $450MeV/c^2 < m < 550MeV/c^2$ für einen Datensatz zur Messung von Kaonen bei $1.8AGeV$ und einer Magnetfeldeinstellung von $D_{Dipol} = 0.9T$ im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$.
Die leichte Verschiebung der Maxima aller drei Verteilungen deutet auf einen geringen Fehler in der Ortseichung der Detektoren hin.
Die Asymmetrie des Untergrundes in den Verteilungen ΔF und ΔL resultiert daraus, dass es sich um eine Messung von positiven Kaonen handelt. Dadurch ist der Untergrund, wie aus Abbildung 3.3 zu ersehen, von gestreuten Protonen dominiert. Diese sind magnetisch steifer als die Kaonen, und es werden unter der Annahme der Kaonmasse in den Funktionen $f_n(L_x)$ und $f_n(M_x, N_x)$ im statistischen Mittel für die Untergrundereignisse zu kleine l_x

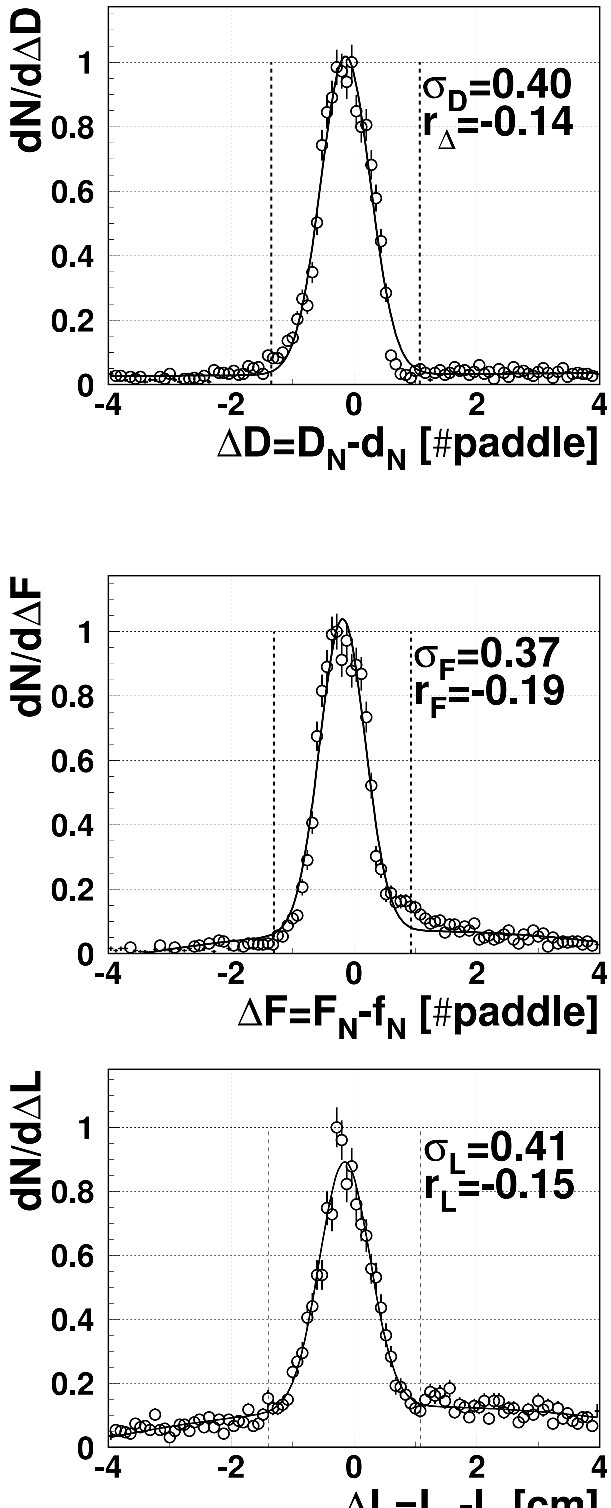


Abbildung 3.4: Häufigkeitsverteilungen zur Bestimmung der geometrischen Spurbedingungen

und f_n Werte berechnet, da kleine x-Positionen in den Drahtkammern und kleine Streifennummern der Stoppwand mit engen Bahnradien korrespondieren. Dies wird durch Abbildung 3.5 belegt, die die Differenz ΔL im Bereich der Pionenmasse $(140 \pm 50)MeV/c^2$ zeigt. Da hier kaum gestreute Protonen vorhanden sind, ergibt sich eine völlig symmetrische Verteilung.

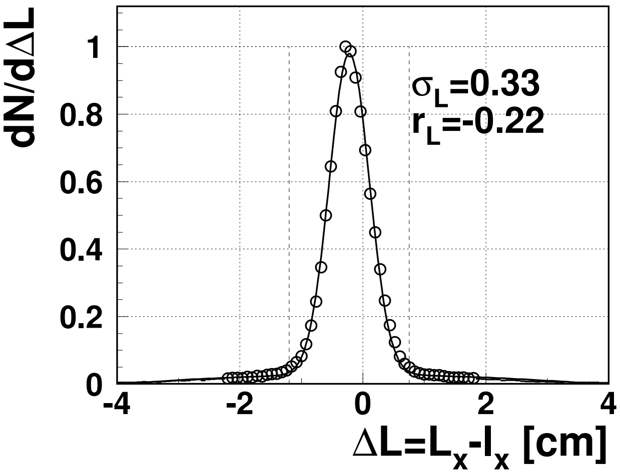


Abbildung 3.5: Häufigkeitsverteilungen der Differenz aus berechnetem und gemessenem Durchstoßpunkt in der L-Kammer. Nur für den Pionmassenbreich $m = (140 \pm 50)MeV/c^2$.

Zur Bestimmung eines Intervalls, das einer zu akzeptierenden Spur genügt, werden Gaußverteilungen angepasst und Differenzen, die um mehr als die x-fache Standardabweichung σ vom Mittelwert r der Gaußverteilung abweichen, als Kennzeichen für eine zu verwerfende Spur erachtet. x ist hierbei ein frei wählbarer Parameter, der die Schärfe der Spurbedingung bestimmt. Er wird bei starkem Untergrund klein, bei geringem Untergrund groß gewählt.
Es gilt:
Nur Spuren mit

$$\begin{aligned}
\Delta D = |(D_n - d_n(L_x) - r_D| &\leq x_D * \sigma_D \\
\Delta F = |(F_n - f_n(M_x, N_x) - r_F| &\leq x_F * \sigma_F \\
\Delta L_x = |L_x - l_x(M_x, N_x) - r_{L_x}| &\leq x_{l_x} * \sigma_{l_x}
\end{aligned}$$

werden akzeptiert. Diese Intervalle werden auch *Tracking*fenster oder Filter genannt.

Neben diesen *geometrischen* Schnitten wird noch ein Energieverlustschnitt und ein β–Vergleich zur Selektion von *guten* Spuren benutzt.
β–Vergleich bedeutet, dass zwei Flugzeitmessungen, nämlich $ToF_{D,F}$ zwischen D– und F-Detektor und $ToF_{T,F}$ zwischen T– und F-Detektor vorgenommen, diese auf die jeweilige Flugstrecke $l_{D,F}$ bzw. $l_{T,F}$ normiert und dann verglichen werden. Sofern l in Lichtnanosekunden $c * ns$ gemessen wird, ist ToF/l eigentlich der Kehrwert der Geschwindigkeit β, so dass es sich strenggenommen um einen $1/\beta$–Vergleich handelt. Der Quotient $\Delta\beta = \frac{1/\beta_{T,F}-1/\beta_{D,F}}{1/\beta_{D,F}}$ ist dabei ein Maß für die relative Differenz der beiden normierten Flugzeiten. Während im rechten Bild der β–Vergleich für den Bereich der Pionmasse wieder eine fast vollkommen symmetrische Verteilung ergibt, kommt in der linken Verteilung für den Bereich der Kaonmasse der protonendominierte Untergrund wiederum durch die Asymmetrie zum Ausdruck.
An die Häufigkeitsverteilung $dN/\Delta\beta$ (siehe Abbildung 3.6) wird wiederum eine Gaußverteilung angepasst, und die Bedingungen

$$\begin{aligned} |\Delta\beta - r_\beta| &\leq x_\beta * \sigma_\beta \text{ werden akzeptiert} \\ &\textit{und} \\ |\Delta\beta - r_\beta| &> x_\beta * \sigma_\beta \text{ werden verworfen} \end{aligned}$$

verwerfen Spuren von Untergrundereignissen.

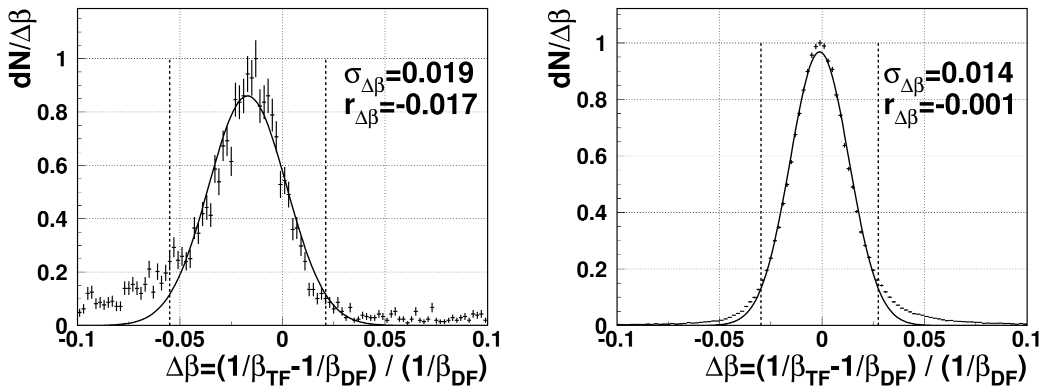


Abbildung 3.6: Häufigkeitsverteilung $dN/\Delta\beta$ zur Bestimmung der β–Vergleichsbedingung anhand von K^+ (links) und π^- (rechts) aus $^{12}C + ^{12}C$–Stößen bei 1.8AGeV.

Der Energieverlustschnitt, der eine Bedingung an den Energieverlust ΔE_F im F-Detektor stellt, wird analog zum β– und den geometrischen Schnitten bestimmt:

$$\begin{aligned} |\Delta E_F - r_{E_F}| &\leq x_{E_F} * \sigma_{E_F} \text{ werden akzeptiert} \\ |\Delta E_F - r_{E_F}| &> x_{E_F} * \sigma_{E_F} \text{ werden verworfen} \end{aligned}$$

Da nach der *Bethe–Bloch*–Gleichung [Bet30] der differentielle Energieverlust in Materie

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 NZ}{m_e \beta^2 c^2} * \left(\ln \frac{2m_e \beta^2 c^2}{I(1-\beta)} - \beta^2\right) \tag{3.3}$$

für Teilchen gleicher Ladung z im wesentlichen von der Geschwindigkeit β abhängt, ist ein mögliche Teilchenidentifikation mittels des Energieverlustes extrem stark mit der Magnetfeldeinstellung B_{Dipol} gekoppelt, die ja die Impulse in der Fokalebene und damit die teilchensortenabhängigen Geschwindigkeiten im F-Detektor definiert. Aus Abbildung 2.3 wird daher klar, dass eine Trennung der Kaonen vom aus Pionen und Protonen erzeugten Untergrund nur bei niedrigen Magnetfeldern, hier $B_{Dipol} = 0.6T$, möglich ist. Abbildung 3.7 zeigt die Energieverlustverteilung dN/dE für K^+ bei $B_{Dipol} = 0.6T$.

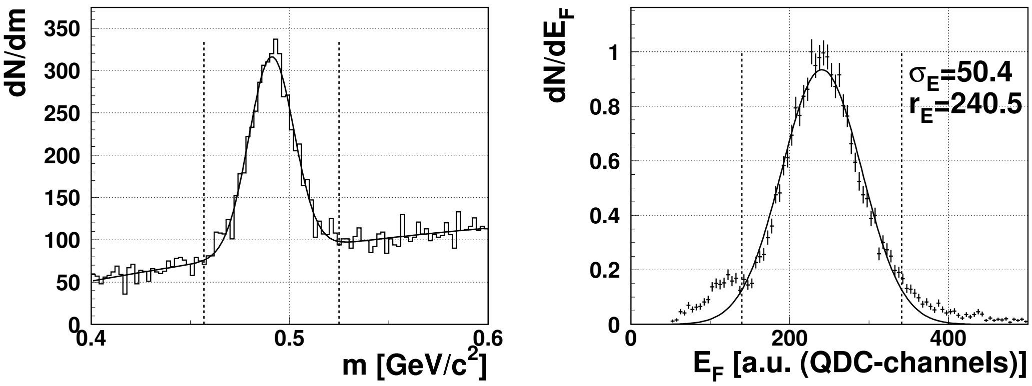


Abbildung 3.7: Bestimmung der Energieverlustbedingungen am Beispiel eines $C+C$–Messdatensatzes bei 1.8AGeV für das Magnetfeld $B_{Dipol} = 0.6T$. Links: Verteilung der mittels $m = \frac{p}{\beta\gamma}$ berechneten Massen. Die gestrichelten Linien zeigen den Kaonmassenbereich an, der zur Bestimmung der Energieverlustbedingung herangezogen wird.
Rechts: Energieverlustverteilung der Trajektorien aus dem Kaonenmassenbereich.

Für jede der soeben vorgestellten Spurbedingungen wird das Analysefenster stets mindestens zweimal so breit gewählt wie die Varianz σ der angepassten Normalverteilung. Im idealisierten Fall, dass die benutzten Differenzen

(z.B. $D_n - d_n(L_X)$) wirklich normalverteilt sind, bedeutet dies eine Effizienz jedes einzelnen Schnittes von mindestens 96%. Sämtliche Schnitte werden mittels positiver Kaonen bei hohen Strahlenergien ($1.8AGeV$ oder $2.0AGeV$) eingestellt, da hier die Anzahl der Untergrundereignisse gegenüber den positiven Kaonen K^+ gering ist. Es können so die Funktionen als auch die Schnittfenster überprüft werden, die dann auf Messungen mit stärkerem Untergrund übertragen werden können. Es wird dabei vorausgesetzt, dass sich ein Kaon im Spektrometer ebenso verhält wie ein Antikaon bei umgepoltem Feld, und dass die Fenster von der Strahlenergie und vom Spektrometerwinkel unabhängig sind.
Anhand von Abbildung 3.8 ist die Bedeutung dieser Untergrundunterdrückung für die Kaonenmessung klar zu erkennen. Dargestellt sind die berechneten Massenverteilungen ohne (links) und unter Berücksichtigung der oben angegebenen Analysebedingungen (rechts) für Kaonen (oben) und Antikaonen (unten) aus $^{12}C + ^{12}C$–Stößen bei 1.8AGeV, gemessen bei $B_{Dipol} = 0.9T$ unter dem Laborwinkel $\Theta_{Lab} = 40^o$. Alle Filter wurden auf eine Breite von 3σ der oben erläuterten Verteilungen eingestellt.
Um die Anzahl der Kaonen zu bestimmen, wird nach der Methode des minimalen χ^2 ein Untergrundpolynom und eine Gaußverteilung simultan an die Massenverteilung angepasst. Als *Kaonenfenster* wird der $\pm 3\sigma$–Bereich der Gaußverteilung definiert, und die Anzahl der Kaonen ergibt sich als Integral in diesem Kaonenfenster über dem Untergrund (siehe Abbildung 3.9).
Wird diese Prozedur für Massenverteilungen verschiedener Impulsintervalle durchgeführt (Impulse gemessen durch die (D,F)-Streifenkombination), kann eine Impulsverteilung

$$N^{K^-}(p) \tag{3.4}$$

gemessener und identifizierter Kaonen gewonnen werden, wie sie in Abbildung 3.10 am Beispiel von K^+–Messungen bei $1.8AGeV$ dargestellt ist.
Die verschiedenen Symbole repräsentieren die Magnetfelder $B_{Diplo} = 0.6T$(ausgefüllte Kreise),$B_{Diplo} = 0.9T$(offene Kreise) und $B_{Diplo} = 1.4T$(Dreiecke). Diese „rohen“ Impulsverteilungen identifizierter Kaonen enthalten jedoch weder die nötigen Akzeptanz– und Effizienzkorrekturen noch die Normierung auf den Strahlstrom; sie sind Gegenstand der folgenden Abschnitte.

3.4 Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen

Das in Abbildung 3.10 gezeigte Impulsspektrum spiegelt noch nicht die Verteilung der in den Stoßprozessen produzierten Antikaonen wider. Es ist

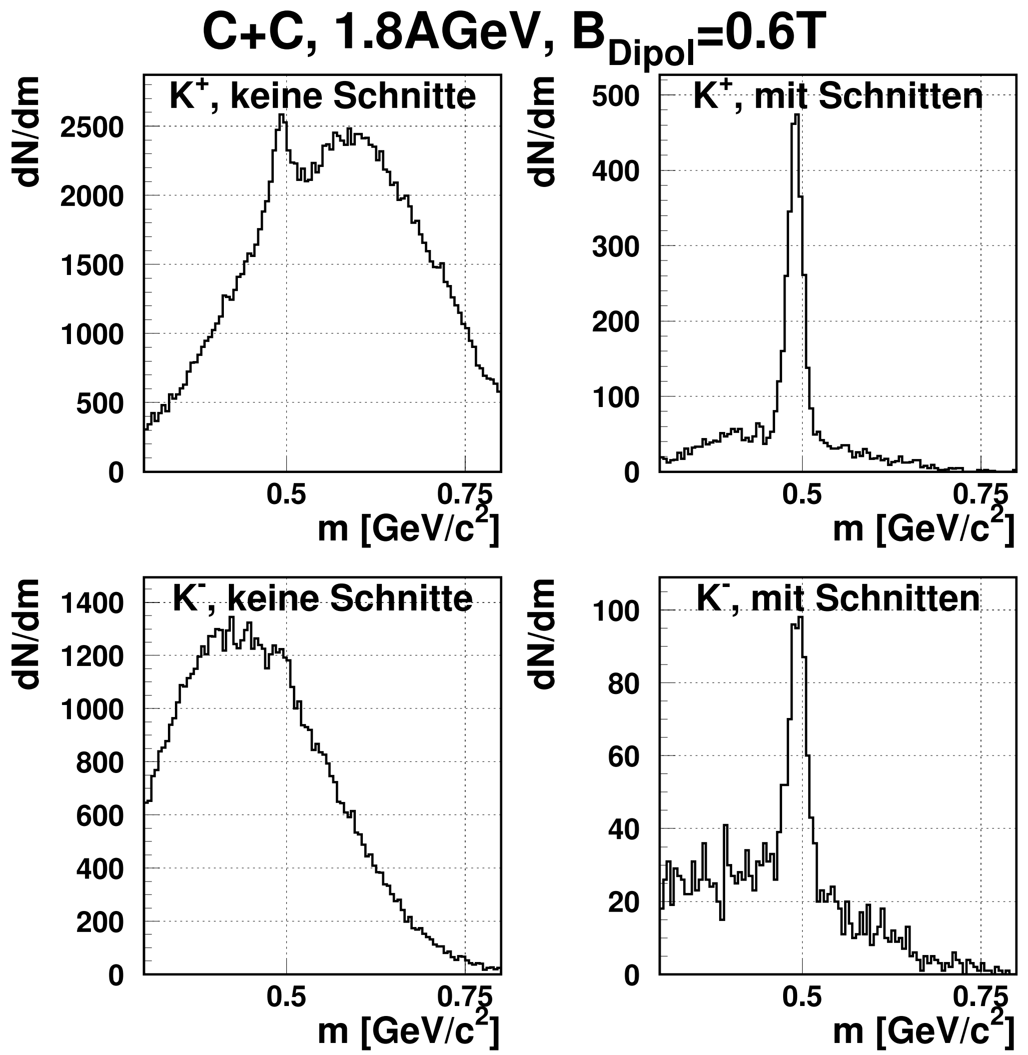


Abbildung 3.8: Unterdrückung des Untergrunds durch Analysefenster während der Spurrekonstruktion: Häufigkeitsverteilungen der berechneten Massen dN/dm für $^{12}C + ^{12}C$-Reaktionen bei einem Magnetfeld von $B_{Dipol} = 0.6T$. Die beiden rechten Figuren stellen die Verteilungen für Kaonen (oben) und Antikaonen (unten) dar, die unter Berücksichtigung der in den Abbildungen 3.4,3.6 und 3.7 angegebenen Analysebedingungen gefiltert sind. Auf der linken Seite sind die entsprechenden ungefilterten Verteilungen abgebildet. Alle Filter wurden auf eine Breite von 3σ eingestellt.

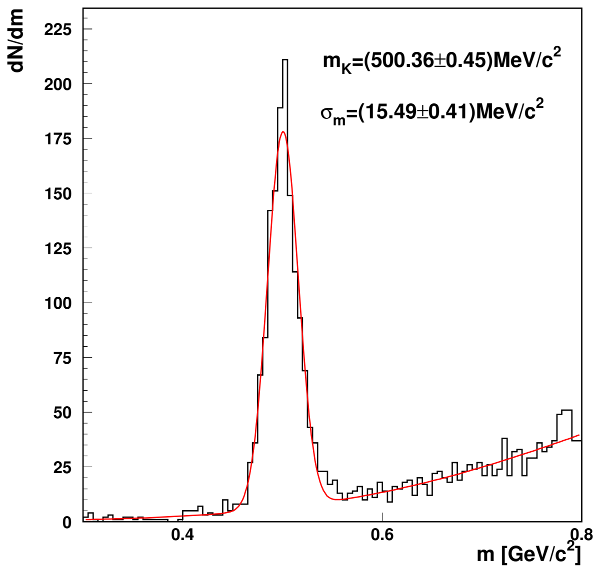


Abbildung 3.9: Bestimmung der Antikaonenausbeute: Eine Gaußverteilung und ein Untergrundpolynom werden simultan an die Massenverteilung angepasst. Im $\pm 3\sigma$–Kaonenfenster wird die K^-–Anzahl als Integral der Ereignisse über dem Untergrund bestimmt.

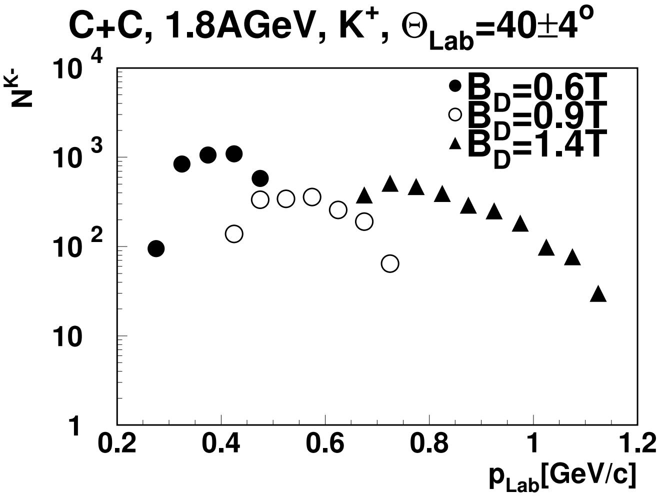


Abbildung 3.10: Impulsdifferentielle K^+–Ausbeute für das Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$. Gemessen unter $\Theta_{Lab} = 40^0 \pm 4^o$. Die unterschiedlichen Symbole stehen für die verschiedenen Magnetfeldstärken $B_{Dipol} = 0.6T$(ausgefüllte Kreise), $B_{Dipol} = 0.9T$(offene Kreise) und $B_{Dipol} = 1.4T$(Dreiecke).

zusätzlich noch mit der vom Impuls und Emissionswinkel abhängigen Spektrometerakzeptanz als auch verschiedenen Analyse- und Detektoreffizienzen gefaltet. Das Herausfalten der Akzeptanzen und Effizienzen (im folgenden Korrekturen genannt), um so von der Messapparatur unabhängig die spektralen Verteilungen der emittierten Kaonen zu erhalten, ist Gegenstand dieses Abschnitts.

3.4.1 Akzeptanzkorrektur

Um die Akzeptanzkorrektur durchzuführen, werden Kaonen einer im Impulsintervall Δp_{lab} und Emissionswinkelintervall $\Delta\Omega$ *„weißen“* Verteilung

$$N^{Sim.Input}(p) \qquad \text{(Eingabeverteilung)} \tag{3.5}$$

durch das mittels dem Detektorsimulationsprogramm *GEANT* nachgebildete Spektrometer *„geschickt“*. Ergebnis dieser Simulation ist ein unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung erzeugter Datensatz des im Abschnitt 3.2 beschriebenen DST-Formats, also ein Datensatz mit kalibrierten Detektorinformationen. Für diesen Datensatz wird eine Impulsverteilung dieser **Simulationskaonen**

$$N^{Sim.Output}(p) \qquad \text{(Ausgabeverteilung)} \tag{3.6}$$

nach exakt dem gleichen Verfahren gewonnen, wie es auch für Experimentdaten benutzt wird. Diese Impulsverteilung der *Simulationskaonen* sowie die Kenntnis der Anzahl der *Simulationskaonen* pro Impulsintervall in der ursprünglichen „weißen“ Verteilung erlaubt nun die Berechnung der impulsabhängigen Spektrometerakzeptanz als Quotient der Ausgabe– und Eingabeverteilung

$$\epsilon^{Acceptance}(p) = \frac{N^{Sim.Imput}(p)}{N^{Sim.Output}(p)} \qquad . \tag{3.7}$$

Die für die verschiedenen Feldeinstellungen ermittelten Akzeptanzen sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Korrektur der entsprechenden Impulsverteilungen gemessener Kaonen mit diesen Spektrometerakzeptanzen beinhaltet zusätzlich auch noch eine Korrektur auf den Kaonenzerfall. Er ist mit einer mittleren Lebensdauer von $c\tau = 3.713m$ wohl bekannt und wird in der *GEANT*-Simulation dementsprechend behandelt.

3.4.2 Effizienzkorrekturen

Unter den zusammenfassenden Begriff der Analyseeffizienz fallen die Effizienzen des Triggers, der Spurerkennung und der einzelnen Detektoren. Um sie

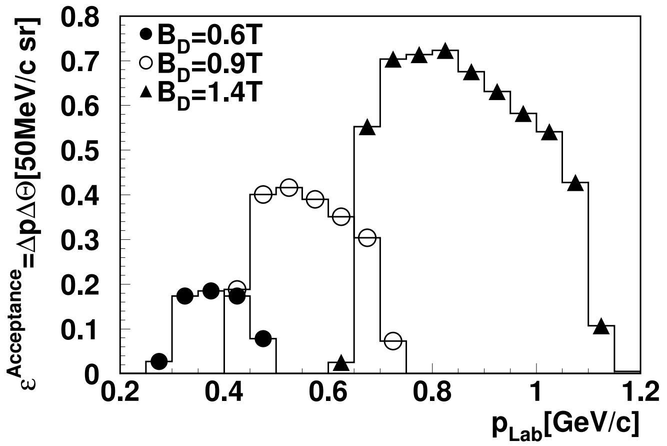


Abbildung 3.11: Impulsdifferentielle Kaonenakzeptanz des Spektrometers für die Magnetfelder $B_{Dipol} = 0.6T$ (offene Kreise), $B_{Dipol} = 0.9T$ (geschlossenen Kreise) und $B_{Dipol} = 1.4T (Dreiecke)$

bestimmen und korrigieren zu können, werden Datensätze mit sogenannten *Pseudokaonen* herangezogen. Unter Pseudokaonen sind Pionen und Protonen zu verstehen, bei deren Messung das Magnetfeld derart verstellt wurde, dass sich für sie die gleichen Flugzeiten zwischen Start- und Stoppwand ergeben wie für die Kaonen in den entsprechenden Messfeldern. Tabelle 3.1 stellt den Messfeldern für Kaonen die entsprechenden Felder für Pseudokaonen gegenüber.

$K^{\pm}$ bei	Pseudokaonen, simuliert durch
$0.6T$	π bei $1.14T$
$0.9T$	π bei $1.71T$
$1.2T$	p bei $0.336T$
$1.4T$	p bei $0.396T$

Tabelle 3.1: Magnetfelder für Kaonen und Pseudokaonen

Vom Zerfall und der leicht unterschiedlichen Kleinwinkelstreuung abgesehen, verhalten sich diese Pseudokaonen im Spektrometer also wie Kaonen und können daher dazu benutzt werden, Effizienzen zu untersuchen und zu korrigieren. Die Korrektur der unterschiedlichen Zerfallskinematik wird, wie bereits erwähnt, implizit durch die Akzeptanzkorrektur durchgeführt.

Die Triggereffizienz

Sind die Pseudokaonen mit dem *Teilchentrigger* (dieser Trigger stellt die geringsten Bedingungen an ein Ereignis, er verlangt nämlich nur mindestens je ein Signal in der Start- und Stoppwand) aufgenommen, so können daraus die Effizienzen der übrigen Trigger bestimmt werden.
Dies ist deshalb möglich, da die Datenaquisition die Ergebnisse der Triggerentscheidungen aller Trigger (Flugzeit, Cherenkov, usw.) mitprotokolliert, auch wenn die spezielle Trigger–Unterdrückung nicht aktiv ist. Für jedes mit dem Teilchentrigger aufgenommene Ereignis kann nachgeschaut werden, ob z.B. ein aktiver Cherenkovtrigger dieses Ereignis auch akzeptiert oder zurückgewiesen hätte.
Die impulsabhängige Triggereffizienz ergibt sich so als Verhältnis zwischen der Anzahl der jeweiligen Trigger zur Gesamttriggeranzahl

$$\epsilon^{Trigger}(p) = \frac{N^{Trigger}(p, a, b, c)}{N_{Teilchentrigger}(p)}. \tag{3.8}$$

a, b sind hier Parameter, die die Länge des Flugzeitfensters bzw. dessen zeitliche Lage relativ zum Flugzeitstart angeben. c ist ein *Schalter*, der im aktiven Zustand ein Ansprechen der Schwellencherenkovzähler verlangt. Während der Datenaufnahme zu dem hier vorgestellten Experiment wurden sechs verschiedenen Trigger benutzt, nämlich der Teilchentrigger (DF), der Flugzeittrigger (ToF1) und eine weitere modifizierte Variante des Flugzeittriggers (ToF2), jeweils kombiniert mit und ohne Cherenkovbedingung.
ToF1 und ToF2 unterscheiden sich dadurch, dass letzterer aufgrund seiner elektronischen Verschaltung nur Flugzeiten zurückweist, die länger als die zur entsprechenden (D,F)–Kombination gehörende Kaonenflugzeit sind. Wie leicht einzusehen, kann so eine Triggerreduktion nur bei p–, d–, α–, ^3He–, etc. und Untergrundereignissen erreicht werden, deren berechnete Massen $m = \frac{p}{\beta\gamma c}$ oberhalb der Kaonenmasse liegen. Anhand der Pseudokaonenmessungen sind in Abbildung 3.12 die Triggereffizienzen der unterschiedlichen Trigger bei den verschiedenen Magnetfeldern dargestellt.
Deutlich ist im mittleren Bild ($B_D = 0.9T$, ToF1) zu erkennen, dass das Flugzeitfenster für das Impulsintervall $0.45GeV < pc < 0.5GeV$ nicht richtig eingestellt war und somit der starke Effizienzverlust im Vergleich zu den benachbarten Impulsintervallen zustande kommt.
Alle $K^{\pm}$–Produktionsmessungen sind mit einer Triggereinstellung aufgenommen, so dass die Triggereffizienzen $\epsilon^{Trigger} > 0.80$ betragen.
Der relative Fehler der Triggereffizienzbestimmung wird als kleiner 5% abgeschätzt.

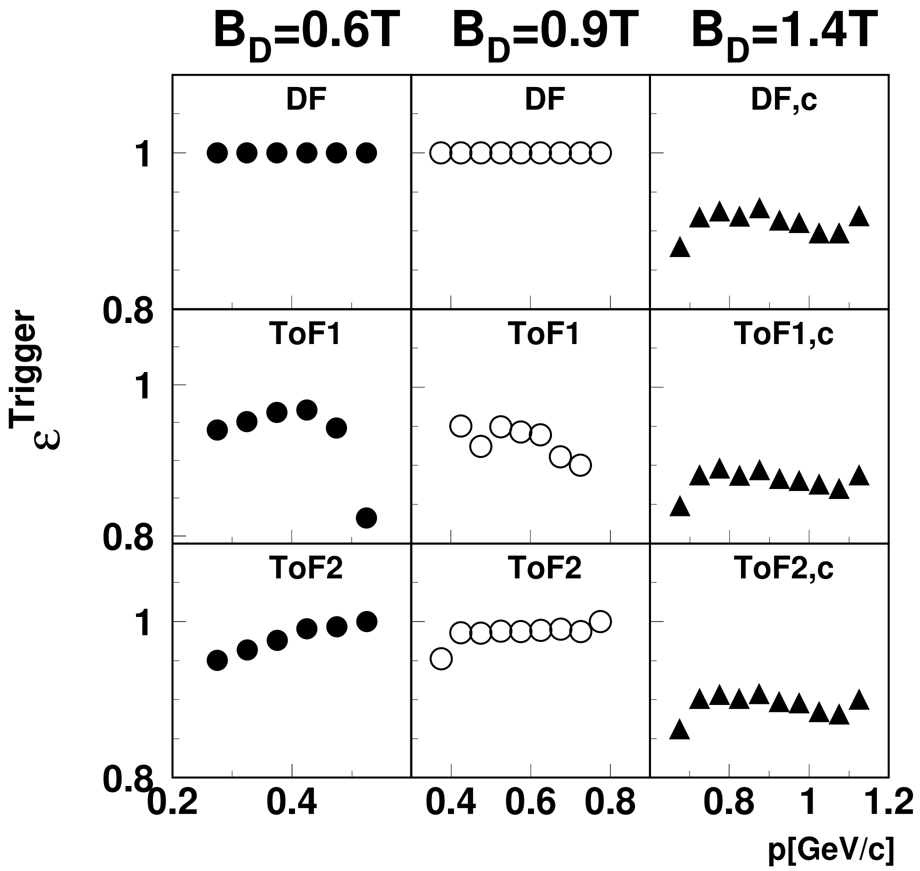


Abbildung 3.12: Die aus Pseudokaonen ermittelten impulsdifferentiellen Triggereffizienzen $\epsilon^{Trigger}$ für Kaonen bei verschiedenen Trigger– und Magnetfeldeinstellungen. Von oben nach unten: Teilchentrigger (DF), Flugzeittrigger (ToF1), Flugzeittrigger ohne Pionenunterdrückung (ToF2). Für das Magnetfeld $B_{Dipol} = 1.4T$ wurde zusätzlich noch das Ansprechen des Cherenkovdetektors verlangt.

Die Schnitteffizienz

Die Effizienzen der Schnitte zur Spurerkennung können ebenfalls aus den Impulsverteilungen der Pseudokaonen gewonnen werden. Analog zur Triggereffizienzbestimmung wird der impulsabhängige Quotient der geschnittenen und ungeschnittenen Zählraten gebildet:

$$\epsilon^{cut}(p) = \frac{N^{cut}(p)}{N(p)} \tag{3.9}$$

Um sicherzustellen, dass die mit den Pseudokaonen, die nicht in der Lage sind die Kleinwinkelstreuung von Kaonen zu simulieren, ermittelten Effizienzen auch den Kaonen gerecht werden, müssen diese anhand von echten Kaonen überprüft werden. Dazu sind in Abbildung 3.13 die Auswirkungen der Schnitte auf die Kaonenausbeute den impulsabhängigen Effizienzen gegenübergestellt. Die Figuren der linke Spalte zeigen die ermittelten Effizienzen als Funktion des Kaonenimpulses $\epsilon(p)$ für die einzelnen Spurbedingungen, während die Figuren auf der rechten Seite das Massenspektrum im Bereich der Kaonenmasse unter der jeweiligen Bedingung abbilden. Es wird hierbei eine K^+–Messung $^{12}C +^{12}C$ bei $1.8AGeV$ benutzt, da nur bei hohen Einschussenergien die K^+–Ausbeute derart hoch ist, dass die Kaonenanzahl auch schon ohne Spurbedingungen bestimmt werden kann. Der K^+–Datensatz wurde bei einem Magnetfeld von $B_{Dipol} = 0.9T$ aufgenommen, der Pseudokaonendatensatz entsprechend bei $B_{Dipol} = 1.71T$.
Sind alle Spurbedingungen aktiv, lässt sich die gemittelte Effizienz von $\epsilon_{cut} = 0.81$ ablesen, während sie sich aus dem Vergleich der Kaonenausbeuten zu $\epsilon^{N^K} = \frac{1771.75}{2125.05} = 0.83$ berechnet. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass die Methode der Schnitteffizienzkorrektur gut funktioniert und ihr systematischer Fehler etwa 3% beträgt.
Da das Spektrometer nur nach Impulsen selektiert und die verwendeten Detektoren nicht in der Lage sind, zwischen positiver und negativer Ladung zu unterscheiden, kann man annehmen, dass die so für K^+ ermittelten Schnitteffizienzen auch zur Korrektur der Verteilungen negativer Kaonen K^- benutzt werden können. Gleiches gilt für Datensätze, bei denen K^+ bei niedrigeren Strahlenergien aufgenommen wurden.

Die Detektoreffizienz

Für Detektoreffizienzuntersuchungen müssen nur die Szintillationsdetektoren und die Drahtkammer in Betracht gezogen werden, da die Effizienz der Cherenkovdetektoren implizit schon in der Bestimmung der Triggereffizienz unter Forderung des Cherenkov–Triggers enthalten ist.

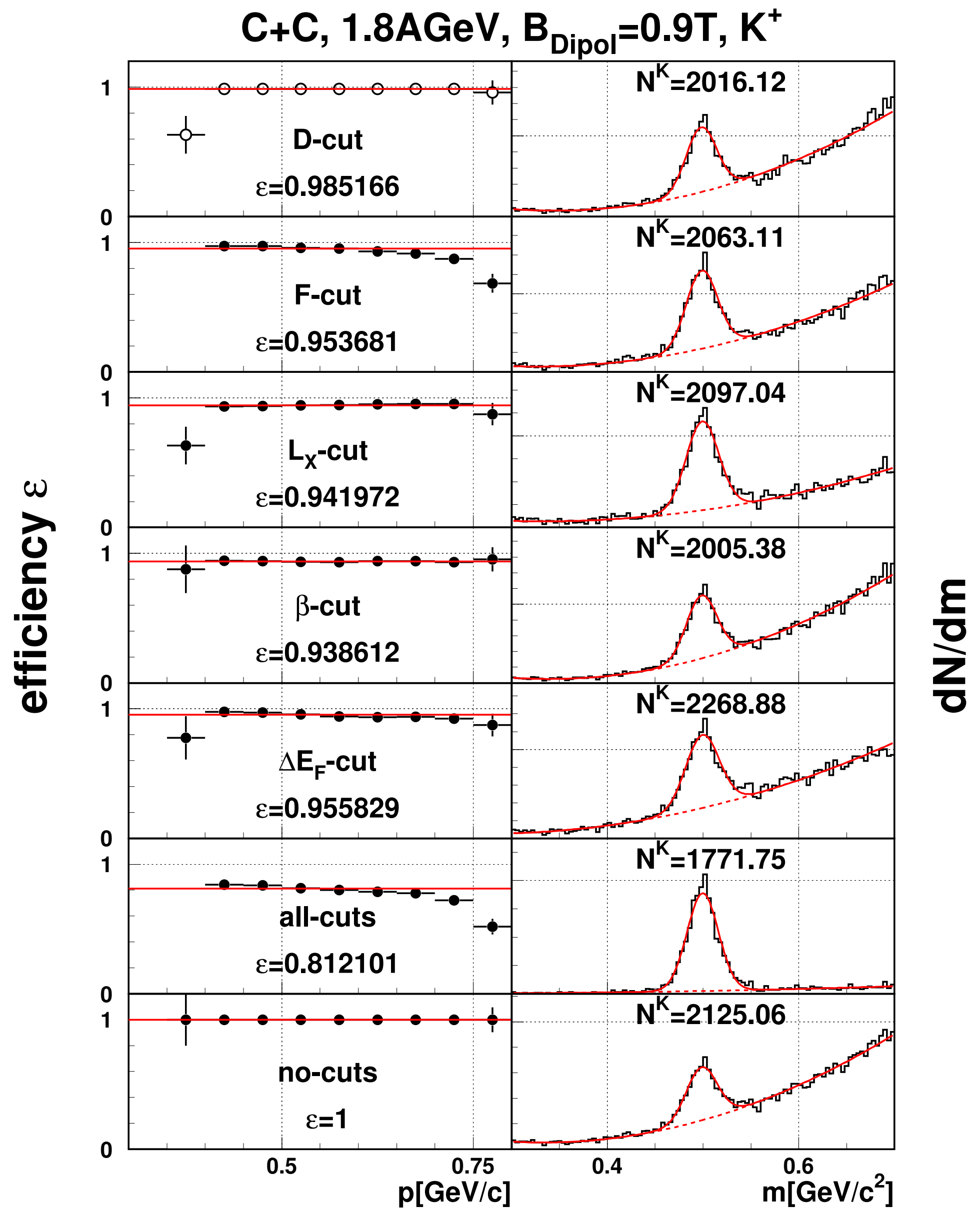


Abbildung 3.13: Impulsabhängige Effizienzen (links) und Massenverteilungen (rechts) im Bereich der Kaonenmasse für die verschiedenen *Spurbedingungen*. Von oben nach unten Schnitte auf: Nummer des getroffenen D-Detektor–Streifens, Nummer des getroffenen F-Detektor–Streifens, x-Position in der MWPC-L, Flugzeitvergleich, Energieverlust im F-Detektor, alle Schnitte zusammen, keine Schnitte.

Ausgehend von einer typischen Ausbeute für organische Szintillatoren von etwa einem Photon pro $100eV$ Energiedeposition im Szintillatormaterial, kann für ein minimal ionisierendes Teilchen mit ungefähr $2*10^4$ Photonen in einem $1cm$ dicken Szintillator gerechnet werden. Bei den $4mm$ und $20mm$ dicken Streifen der Start– bzw. Stoppwand führt dies zu von $8*10^3$ bzw. $4*10^4$ Photonen. Für minimal ionisierende $3MeV$ Elektronen aus einer kollimierten ^{106}Ru–Quelle mit $15mm$ Reichweite im Szintillatormaterial konnten dabei 574 ± 29 Elektronen in einer Vervielfacherröhre eines Streifen des Stoppdetektors gemessen werden. Auf die volle Streifenbreite von $20mm$ skaliert, bedeutet dies, dass ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $\beta = 1$ etwa 765 ± 38 primäre Elektronen erzeugt, was bei einer Quanteneffizienz von $\epsilon_\gamma = 27\%$ der Photoelektronenvervielfacherröhren 3060 ± 153 gemessene Photonen pro Röhre bedeutet [Koh98]. Die Quanteneffizienz ist ein Maß für die mittlere Anzahl von Photonen, die benötigt wird, um ein Elektron aus den Dynoden der Vervielfacherröhren auszulösen. Sie berechnet sich zu

$$\epsilon_\gamma = \frac{e}{n_\gamma}. \tag{3.10}$$

Entsprechend dieser hohen Quanteneffizienz und der Tatsache, dass die benutzten Vervielfacherröhren vom Typ Hamamatsu R 3487 in der Lage sind, ein einzelnes in der ersten Dynode herausgelöstes Elektron zu verstärken, kann von einer Effizienz der Szintillatorwände $\epsilon_{Szin.} = 1$ ausgegangen werden.

Für die Drahtkammern lässt sich die Effizienz für Pionen und Protonen nach einem in [Wag96] beschriebenen Verfahren aus dem Vergleich von Detektormultiplizitäten zwischen den Drahtkammern und den Flugzeitwänden bestimmen. Für alle hier untersuchten Datensätze wurden globale Kammereffizienzen

$$\epsilon_{MWPC} = \epsilon_{MWPC-L} * \epsilon_{MWPC-M} * \epsilon_{MWPC-N} \tag{3.11}$$

mit $\epsilon^{\pi}_{MWPC} > 0.90$ und $\epsilon^{p}_{MWPC} > 0.95$ gemessen und die Drahtkammereffizienz für Kaonen zu

$$\epsilon^{K}_{MWPC} = \sqrt{\epsilon^{\pi}_{MWPC} * \epsilon^{p}_{MWPC}} \tag{3.12}$$

abgeschätzt.

3.5 Wirkungsquerschnitte

Mittels dieser Korrekturen und der durch die in Kapitel 2 beschriebenen Methode zur Bestimmung des Strahlstroms lässt sich der doppelt–differenzielle Wirkungsquerschnitt als

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}(p_{lab}\Omega_{lab}) \quad = \quad & \frac{M}{N_A * d * N_{Beam}} \\ & * \frac{1}{\epsilon_{dead} * \epsilon_{MWPC} * \epsilon_{trig.} * \epsilon_{tracking} * \epsilon_{acc.}} \\ & * N_K(p_{lab}\Omega_{lab}) \qquad (3.13)\end{aligned}$$

ausdrücken.

Hierbei stellt der erste Term, der die Molmasse M und die Dicke des Targets d, die Avogadro–Zahl N_A sowie die Anzahl der Strahlteilchen N_{Beam} enthält, die Normierung auf den Strahlstrom und das Target dar.

Der zweite Term besteht aus den Korrekturen auf die Akzeptanzen und Effizienzen sowie der Totzeit ϵ_{dead} des Datenaufnahmesystems. Letztere wird redundant aus den Verhältnissen verschiedener Zählraten

$$\epsilon_{dead} = \frac{N^{open}}{N} \qquad (3.14)$$

bestimmt. N^{open} bedeutet, dass der ein bestimmtes Ereignis (z.B. eine Dreifachkoinzidenz in den Strahlmonitoren) zählende Baustein angehalten wird, solange das Datenaufnahmesystem noch arbeitet und somit kein erneuter Trigger akzeptiert werden kann. N hingegen wird dessen ungeachtet stets hochgezählt. Als solche Ereignisse werden neben verschiedenen Szintillatorzählraten (D-Detektor, F-Detektor, Strahlmonitore) auch die angebotenen Trigger selbst benutzt, und es wird während der Datenaufnahme darauf geachtet, dass die Totzeit nicht wesentlich unter $\epsilon_{dead} = 0.5$ fällt.

Der letzte Term aus Gleichung 3.13 stellt die Ausbeute gemessener und identifizierter Kaonen dar. Außer der nur vom Impuls und Emissionswinkel abhängigen geometrischen Akzeptanz $\epsilon_{acc.}$ werden alle weiteren Korrekturfaktoren und auch die Anzahl der Strahlteilchen für jeden einzelnen Datensatz separat bestimmt.

Die linke Figur in Abbildung 3.14 zeigt einen solchen doppelt–differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ für Antikaonen bei einer Strahlenergie von $1.8 AGeV$ und einem Laborwinkel von $\Theta_{Lab} = 40^o \pm 4^o$. Bei der rechten Figur handelt es sich um dieselben Daten, lediglich in der Form des Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts

$$\sigma_{inv} = E_{CM}\frac{d^3\sigma}{dp^3_{CM}} = E_{lab}\frac{d^3\sigma}{dp^3_{lab}} = \frac{E_{lab}}{p^2_{lab}}\frac{d^2\sigma}{dp^2_{lab}d\Omega} \qquad (3.15)$$

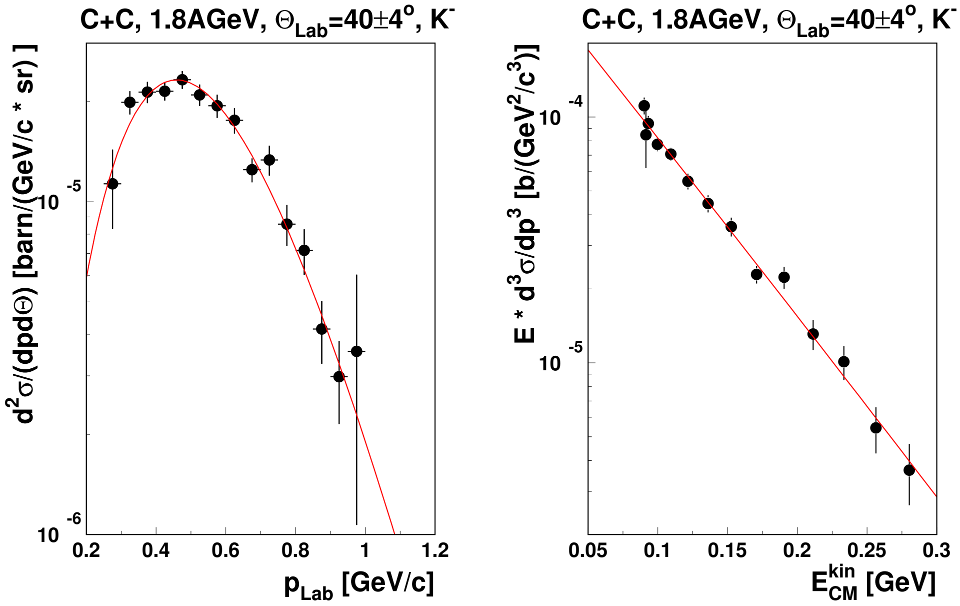


Abbildung 3.14: Produktionswirkungsquerschnitte für K^- aus ${}^{12}C + {}^{12}C$–Stößen bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$. Links: Doppelt–differentieller Produktionswirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$. Rechts: Lorentz-invarianter Produktionswirkungsquerschnitt $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ als Funktion der kinetischen Energie E_{CM}^{kin}.

als Funktion der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem E_{CM}^{kin}. Diese Darstellung zeichnet sich dadurch aus, dass sich in ihr Wirkungsquerschnitte unabhängig vom Lorentz-Boost und somit von der Strahlenergie oder dem gemessenen Laborwinkelbereich vergleichen lassen.
Unter der Annahme einer thermischen, isotrop emittierenden Quelle kann an den ins Schwerpunktsystem transformierten Wirkungsquerschnitt eine Maxwell–Boltzmann-Verteilung

$$\frac{d^3\sigma_{CM}}{dp_{CM}^3} = \frac{E_{lab}}{E_{CM}} \frac{d^3\sigma}{dp_{lab}^3} = C * e^{-\frac{E_{CM}}{T}} \tag{3.16}$$

angepasst und der totale Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot} = \int_0^\infty \int_0^{4\pi} dp_{Lab} d\Omega \, \frac{d^2\sigma}{dp_{Lab} d\Omega} = 4\pi * C * \int_0^\infty dp_{CM} \, e^{-\frac{E_{CM}}{T}} \tag{3.17}$$

als Integral über Impuls und Raumwinkel bestimmt werden. Der die Form des Spektrums bestimmende inverse Steigungsparameter T wird dabei in Anlehnung an eine klassische, thermalisierte Quelle auch häufig *Temperatur* genannt. Die in Abbildung 3.14 eingezeichneten Linien repräsentieren eine solche Anpassung. Da bei der Anpassung jedoch die Amplitude C und der inverse Steigungsparameter T nicht linear unabhängig sind, können die entsprechenden Fehler auf diesen Parametern und ihr Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt nur abgeschätzt werden. Dazu nimmt man zunächst die zweiparametrige Anpassung vor, dann anschließend wird ein Parameter festgehalten und durch eine erneute einparametrige Anpassung der Fehler des jeweils anderen Parameters ermittelt. Wird der Parameter, C oder T, dabei in den Grenzen seiner Anpassungsunsicherheiten variiert, so wird sein Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt σ vom anderen Parameter größtenteils kompensiert.
Um die Stabilität der Anpassung zu testen, wurde diese nun mehrfach wiederholt, wobei verschiedene Initialisierungswerte und Impulsintervalle benutzt wurden. Die systematischen Fehler von Wirkungsquerschnitt und inversen Steigungsparameter lassen sich somit zu $\Delta\sigma < 10\%$ und $\Delta T < 5\%$ abschätzen.
Als weiteres technisches Details sei hier angemerkt, dass sämtliche Anpassungen nach Transformation der durch Gleichung 3.16 beschriebenen Maxwell–Boltzmann–Verteilung ins Laborsystem durchgeführt wurden.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

4.1 Das Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$

4.1.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Als Ergebnis der im vorherigen Kapitel beschriebenen Datenanalyse zeigt Abbildung 4.1 doppelt–differentielle Produktionswirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ für Kaonen aus dem Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$.
Auf der linken Seite sind die unter einem Laborwinkel von $\Theta_{Lab} = 40^o \pm 4^o$ bei Strahlenergien von $E_{Beam} = 2.0$ und $1.8 AGeV$ aufgenommenen K^+–Verteilungen dargestellt, auf der rechten Seite die entsprechenden K^-–Verteilungen. Zusätzlich ist links noch das K^+–Spektrum für $1.0 AGeV$ und $\Theta_{Lab} = 44^o \pm 4^o$ eingezeichnet. Alle Laborwinkel wurden so gewählt, dass sie einen Phasenraumbereich um die Schwerpunktrapidität y_{CM} abdecken.
Die Rapidität

$$y = \frac{1}{2} * ln\left(\frac{E - p_{\|}c}{E + p_{\|}c}\right) \qquad E = \text{Energie},\ p_{\|} = \text{Longitudinalimpuls} \qquad (4.1)$$

ist ein unter Lorentz–Boost additives Maß für die longitudinale Geschwindigkeit. Für die Rapidität des Schwerpunkts bei Stößen mit einem ruhenden Target gilt:

$$y_{CM} = \frac{y_{Proj}}{2} \qquad \text{mit} \qquad y_{Proj} \text{ der Rapidität des Projektils nach (4.1)} \qquad (4.2)$$

Es kann gezeigt werden, dass $y_{CM} = (E_{Lab}^{Beam} + m_{Target})/E_{CM}$ ist, mit der Masse des Targetkerns m_{Target} und der Strahlenergie im Laborsystem E_{Lab}^{Beam}. E_{CM} ist die Gesamtenergie des Stoßsystems im Schwerpunktsystem (*engl.*

Center *of* **M**omentum), wie sie sich aus der Lorentz–Transformation

$$\begin{pmatrix} E_{CM} \\ p_{CM_{\parallel}}c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{Lab} \\ p_{Lab_{\parallel}}c \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

ergibt, mit der Geschwindigkeit β des Schwerpunktsystems und dem relativistischen Korrekturfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, gemessen im Laborsystem.
Abbildung 4.2 repräsentiert die gleichen Daten, lediglich in der Form des Lorentz–invarianten Wirkungsquerschnitts $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ als Funktion der kinetischen Schwerpunktsenergie E_{CM}^{kin}.

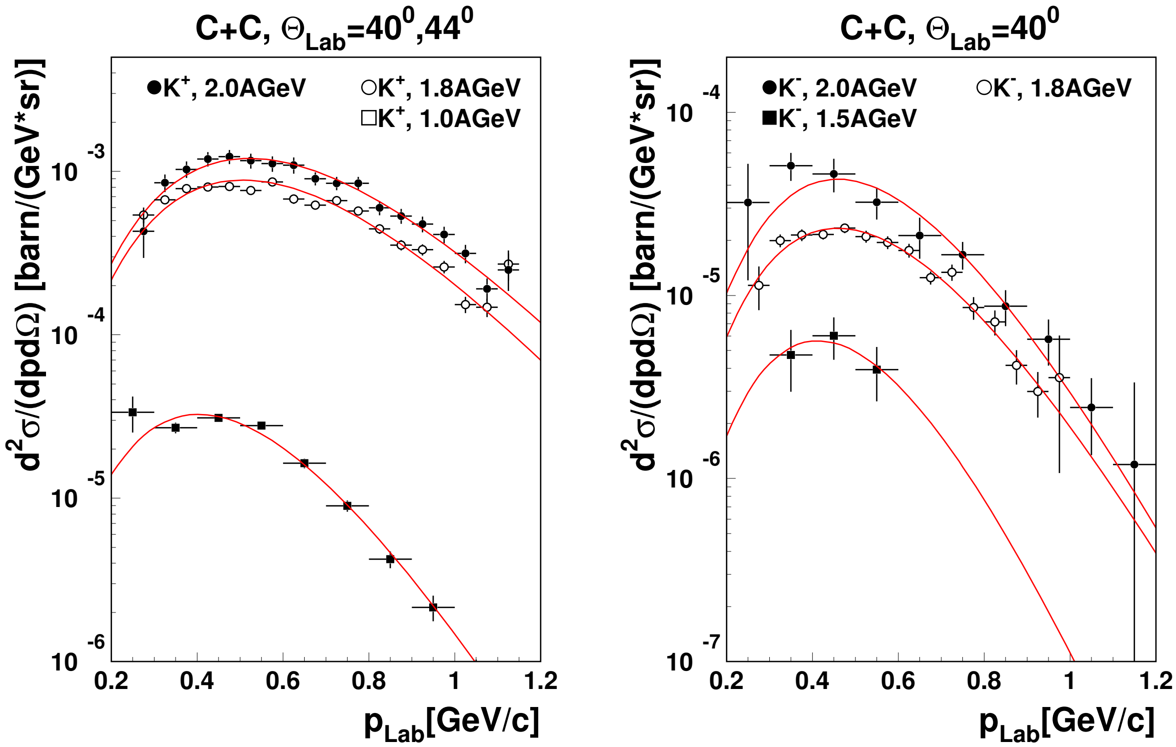


Abbildung 4.1: Doppelt-differentielle Produktionswirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ für Kaonen und Antikaonen im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei den Strahlenergien $2.0, 1.8, 1.5$ und $1.0 AGeV$. Die Linien repräsentieren im Schwerpunktsystem angepasste Maxwell–Boltzmann–Verteilungen.

Die über den Impuls p_{lab} integrierten und auf den gesamten Raumwinkel Ω extrapolierten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und die zugehörigen inversen Steigungsparameter T sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst, wie sie sich unter der Annahme einer thermischen, isotrop emittierenden Quelle ergeben.

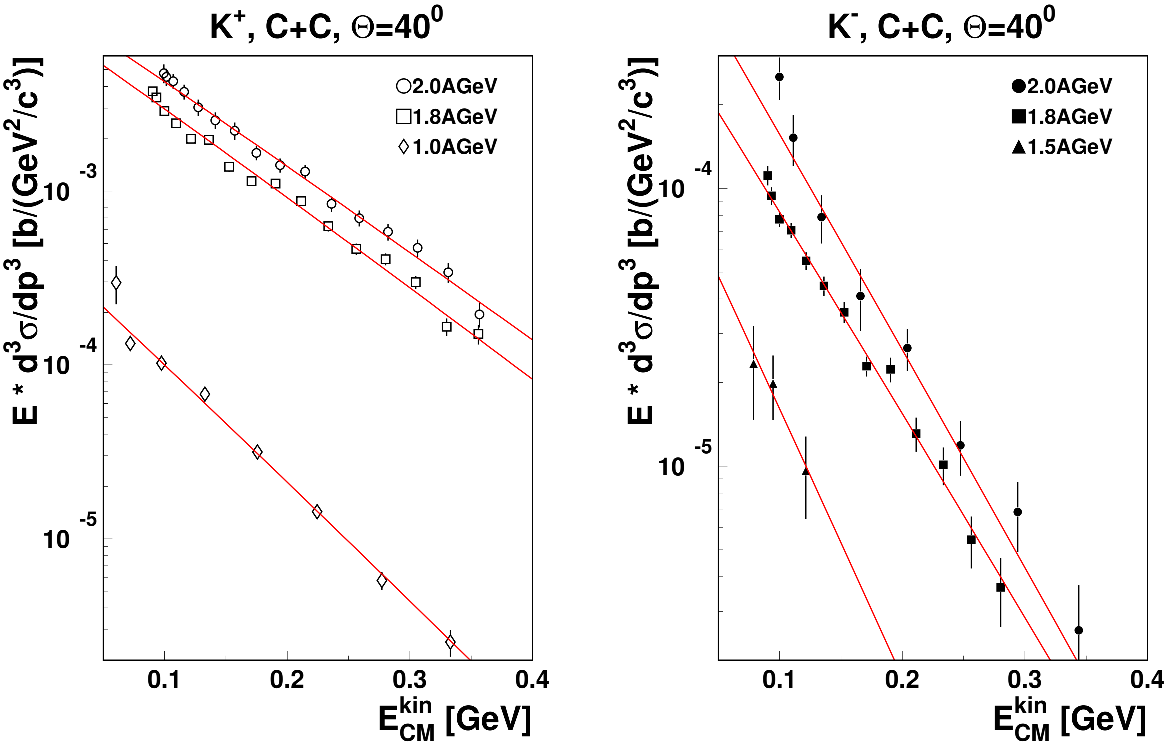


Abbildung 4.2: Lorentz–invariante Produktionswirkungsquerschnitte $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ für Kaonen und Antikaonen im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei den Strahlenergien $2.0, 1.8, 1.5$ und $1.0AGeV$. Die Linien repräsentieren angepasste Maxwell–Boltzmann–Verteilungen.

Inwiefern diese Annahme zutrifft, wird im folgenden Abschnitt diskutiert.
Die Abbildung 4.3 zeigt die aufgenommenen doppelt–differentiellen Labor– (links) und Lorentz–invarianten Wirkungsquerschnitte (rechts) für geladene Pionen.
Tabelle 4.2 enthält die entsprechenden Werte für die ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte und inversen Steigungsparameter, wobei die Pionenspektren mittels einer zweikomponentigen Verteilung

$$\sigma_{inv}^{\pi} = E_{CM} * \sum_{i=1}^{2} c_i * e^{-\frac{E_{CM}}{T_i}} \tag{4.4}$$

angepasst wurden.
Die Tabelle enthält auch die von [Ave97] und [For98] gemessenen Wirkungsquerschnitte für das gleiche Stoßsystem. Im Rahmen der Fehler stimmen die

$^{12}C + ^{12}C$

$E_{Beam}[AGeV]$	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
$K^+, \Theta_{Lab} = 40^0$		
2.0	4.0 ± 0.11	78.1 ± 1.3
1.8	2.92 ± 0.036	75.9 ± 1.2
1.0	0.087 ± 0.002	58.5 ± 1.2
$K^-, \Theta_{Lab} = 40^0$		
2.0	0.175 ± 0.03	$51.1 \pm 4.$
1.8	0.073 ± 0.003	54.8 ± 3.6
1.5	0.016 ± 0.005	42 ± 18

Tabelle 4.1: Integrierte und auf den gesamten Raumwinkel extrapolierte $K^{\pm}$–Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und inverse Steigungsparameter T für das $^{12}C + ^{12}C$-Stoßsystem. Bis auf die Werte für $E_{Beam} = 1.0 AGeV$, die bei einem Laborwinkel von $\Theta_{Lab} = 44^o$ gemessen wurden, stammen alle übrigen Werte aus Messungen unter $\Theta_{Lab} = 40^o$.

Messungen überein, für die $1.0 AGeV$ Messung wurde in dieser Arbeit allerdings ein etwa 20% höherer Wirkungsquerschnitt gemessen.

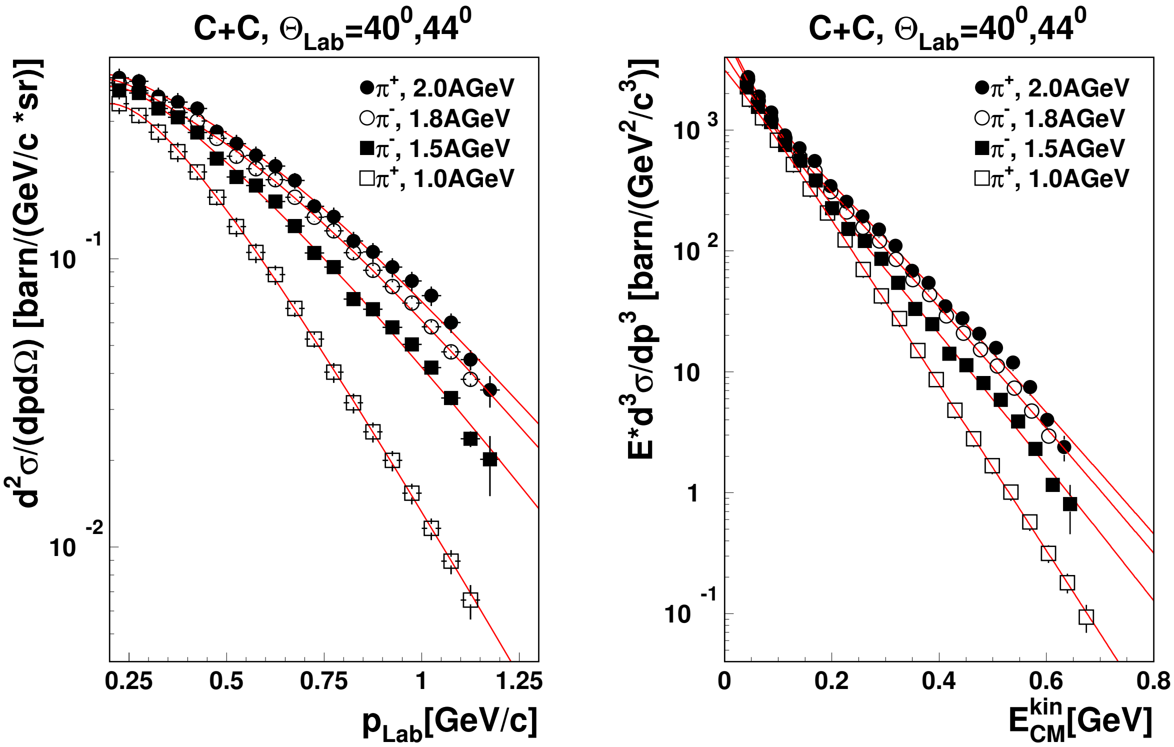


Abbildung 4.3: Produktionswirkungsquerschnitte für geladene Pionen im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei den Strahlenergien $2.0, 1.8, 1.5$ und $1.0 AGeV$.
Links: doppelt–differenzielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab} d\Omega_{lab}}$.
Rechts: Lorentz–invariante Wirkungsquerschnitte $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$.
Die Linien repräsentieren Anpassungen von zwei Maxwell–Boltzmann–Verteilungen (siehe Text).

$^{12}C + ^{12}C$

$E_{Beam}[AGeV]$	$\sigma[b]$	$T_1[MeV]$	$T_2[MeV]$	$\sigma[b]$ [Ave97]	$\sigma[b]$ [For98]
$\pi, \Theta_{Lab} = 40^o$					
2.0	0.75 ± 0.05	27.1 ± 1.3	85.7 ± 0.5	0.71 ± 0.07	0.74 ± 0.05
1.8	0.64 ± 0.08	28.1 ± 0.5	76.4 ± 0.2		
1.5	0.52 ± 0.06	37.2 ± 0.6	71.1 ± 0.3		
$\pi, \Theta_{Lab} = 44^o$					
1.0	0.41 ± 0.14	38.3 ± 2.0	57.0 ± 1.0	0.28 ± 0.02	0.33 ± 0.02

Tabelle 4.2: Integrierte und auf den gesamten Raumwinkel extrapolierte π–Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und inverse Steigungsparameter T für das $^{12}C + ^{12}C$-Stoßsystem. Bis auf die Werte für $E_{Beam} = 1.0 AGeV$, die bei einem Laborwinkel von $\Theta_{Lab} = 44^o$ gemessen wurden, stammen alle übrigen Werte aus Messungen unter $\Theta_{Lab} = 40^o$.

4.1.2 Winkelverteilungen der Kaonen und Pionen

Da sowohl Kaonen als auch Pionen unter mehreren Laborwinkeln gemessen wurden, ist es möglich, die zur Extraktion der obig angegebenen totalen Wirkungsquerschnitte vorausgesetzte Annahme der isotropen Emission zu überprüfen. Am einfachsten kann dies durch den Vergleich der Lorentz–invarianten Wirkungsquerschnitte geschehen, da diese Darstellung, wie bereits erwähnt, vom Messwinkel unabhängig ist.
Abbildung 4.4 zeigt diesen Vergleich für K^+ (links) und K^- (rechts) bei einer Strahlenergie von $E_{Beam} = 1.8AGeV$. Die Tatsache, dass die unter verschiedenen Laborwinkeln aufgenommenen Spektren nicht aufeinanderfallen, zeigt bereits, dass keine Isotropie vorherrscht. Gleiches gilt für die Pionen in Abbildung 4.5.
Tabelle 4.3 enthält für die bei verschiedenen Laborwinkeln aufgenommenen differentiellen Wirkungsquerschnitte den entsprechenden berechneten totalen Wirkungsquerschnitt, wenn von einer isotropen, thermischen Quelle ausgegangen wird.

	K^+, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
	Θ_{spec}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
$^{12}C + ^{12}C$	32	2.42 ± 0.61	76.1 ± 2.7
	40	2.92 ± 0.36	75.9 ± 1.2
	48	3.34 ± 0.13	76.1 ± 3.4
	60	3.63 ± 0.7	76.8 ± 1.8
	K^-, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
	Θ_{spec}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	0.073 ± 0.002	54.8 ± 3.6
	60	0.085 ± 0.008	56.2 ± 4.2

Tabelle 4.3: Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und *inverse–slope* Parameter T für das $^{12}C + ^{12}C$-Stoßsystem.

Um zu untersuchen, ob Kaonen und Antikaonen unterschiedliche polare Winkelverteilungen besitzen, kann das Verhältnis der bei $\Theta_{Lab} = 40^o$ und $\Theta_{Lab} = 60^o$ ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte betrachtet werden:

$$\frac{\sigma^{K^+}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab} = 40^0)}{\sigma^{K^+}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab} = 60^0)} = 0.77 \pm 0.04$$
$$\frac{\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab} = 40^0)}{\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab} = 60^0)} = 0.89 \pm 0.1$$

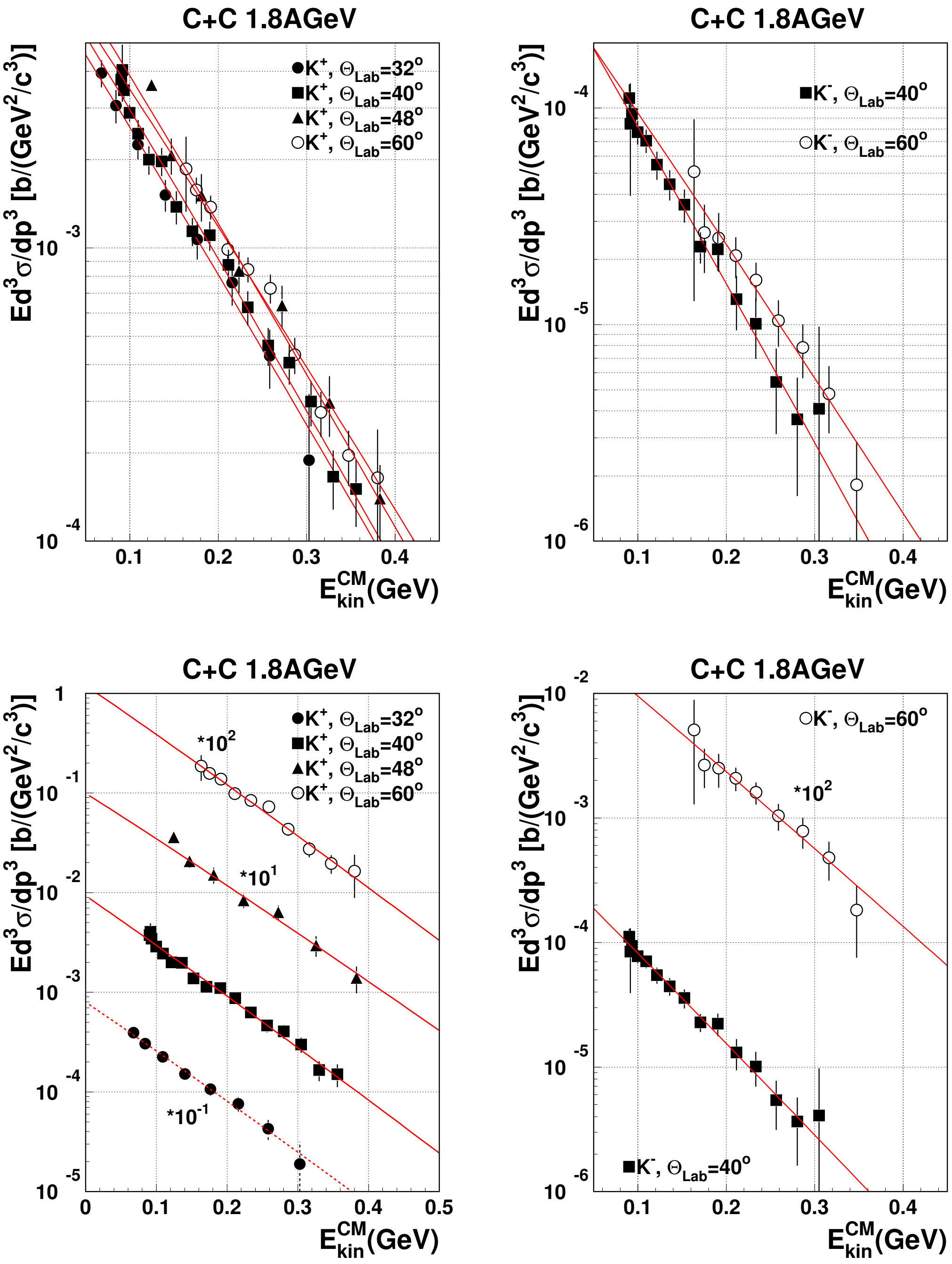


Abbildung 4.4: Vergleich der unter verschiedenen Laborwinkeln gemessenen Lorentz–invarianten Wirkungsquerschnitte im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei $1.8 AGeV$.
Links oben: K^+–Spektren der Laborwinkel $\Theta_{Lab} = 32^o, 40^o, 48^o, 60^o$.
Rechts oben: K^-–Spektren der Laborwinkel $\Theta_{Lab} = 40^o, 60^o$.
Unten: Die K^+– bzw. K^-–Verteilungen sind zur besseren Übersicht mit Potenzen von 10 skaliert.

Im Rahmen der Fehler scheinen bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$ die Kaonen und Antikaonen eine gleichstarke polare Anisotropie zu besitzen.
Dies bestätigt sich jedoch nicht in der in Anhang A beschriebenen ausführlicheren Untersuchung zur Bestimmung der Form und Stärke der Winkelverteilung. Aus ihr geht eine leicht stärkere polare Anisotropie für Antikaonen hervor.
Zur Ermittlung der bis dato vorgestellten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ wurden die Spektren vom Winkel unabhängig durch die Maxwell–Boltzmann–Verteilungen

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = c * e^{-\frac{E_{CM}}{T}} \tag{4.5}$$

beschrieben, integriert und durch Multiplikation mit 4π auf den gesamten Phasenraum extrapoliert. Dadurch wurde implizit eine polare Isotropie vorausgesetzt, die jedoch offensichtlich nicht vorliegt.
Um die wahren totalen Wirkungsquerschnitte σ^{tot} unter Berücksichtigung der polaren Anisotropie zu bestimmen, wurden nun die unter verschiedenen Laborwinkeln gemessenen Verteilungen simultan an eine Funktion der Form

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = c * (1 + a_2 * cos^2\Theta) * e^{-\frac{E}{T}} \tag{4.6}$$

angepasst.
Die zwischen $\Theta_{Lab} = (32 \pm 4)^o$ und $\Theta_{Lab} = (60 \pm 4)^o$ bei $1.8AGeV$ und $2.0AGeV$ gemessenen Kaonen decken impulabhängig Winkelbereiche im Schwerpunktsystem zwischen $60^o < \Theta_{CM} < 140^o$ ab. Für die $1.0AGeV$ Messungen ($\Theta_{Lab} = 44^o, 54^o, 70^o$) resultieren Laborwinkel von $\Theta_{Lab} \approx 75^o$ bis $\Theta_{CM} = 120^o$.
Während die Amplitude c und der $e^{-\frac{E}{T}}$–Term die übliche Boltzmann–Verteilung darstellen, wird die Winkelverteilung durch $(1 + a_2 * cos^2\Theta_{CM})$ repräsentiert. Sie ist zu $\cos\Theta_{CM}$ symmetrisch und erfüllt somit die Forderung nach Invarianz gegenüber Raumspiegelungen und geht mit $a_2 = 0$ in die isotrope Boltzmann–Verteilung über. $a_2 > 0$ deutet eine vorwärts–rückwärts Überhöhung an, während $a_2 < 0$ für eine bevorzugte Emission bei $\Theta_{CM} = 90^o$ stehen würde.
Sind die drei Parameter c, T und a_2 angepasst, ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt σ^{tot} durch Integration über Impuls p und Raumwinkel Θ_{CM}. $\frac{a_2}{3}$ stellt dann den nichtisotropen Anteil am Wirkungsquerschnitt dar.
Da die drei Anpassungsparameter stark korreliert sind, wird der Fehler auf dem Wirkungsquerschnitt dadurch ermittelt, dass jeweils ein Parameter im Rahmen seiner Anpassungsfehler variiert und in einer erneuten Anpassung der zwei verbleibenden Parameter der Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt untersucht wurde.

Als Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 die unter Berücksichtigung der Winkelverteilung ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte zusammengefasst.
Wird die simultane Anpassung für Pionen bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$ mit

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = (1 + a_2 * cos^2\Theta) * \sum_{i=1}^{2} c_i * e^{-\frac{E}{T_i}} \tag{4.7}$$

durchgeführt, ergeben sich die Parameter zu:

$$\begin{aligned} c_1 &= 1.800 \pm 0.330 \ , \ T_1 = (32 \pm 3)MeV \ , \\ c_2 &= 0.066 \pm 0.006 \ , \ T_2 = (78 \pm 2)MeV \text{ und} \\ a_2 &= -0.32 \pm 0.18 \end{aligned}$$

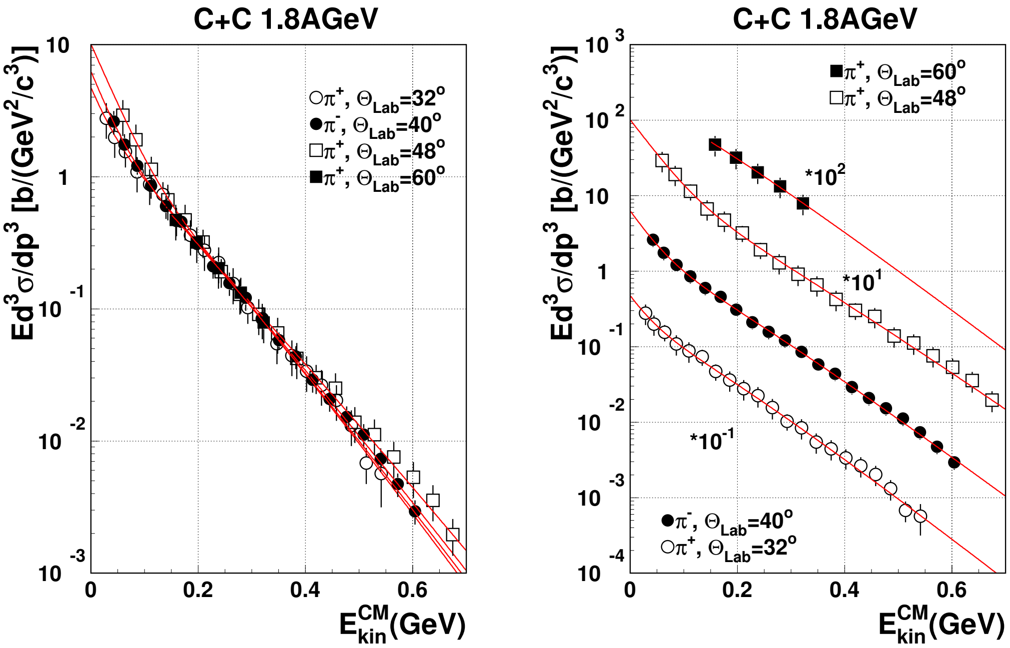


Abbildung 4.5: Links:Lorentz-invariante π–Wirkungsquerschnitte im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei $1.8AGeV$ für verschiedene Laborwinkel Θ_{Lab}.
Die durchgezogenen Linien entsprechen den an die einzelnen Spektren angepassten rein thermischen Verteilungen.
Rechts: Die gleichen Verteilungen mit Potenzen von 10 skaliert.

Mit einem χ^2 von 1.08 beschreibt das vorausgesetzte sehr einfache Modell die Daten sehr gut. Der negative Asymmetrieparameter $a_2 = -0.32 \pm 0.18$ deutet

$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^+, 2.0AGeV$	$32, 40, \text{sim.}$	4.0 ± 0.1	79 ± 3	0.08 ± 0.2
	$\Theta_{Lab}[deg]$	$4\pi * \frac{d\sigma}{d\Omega}[b*10^{-3}]$		
	32	4.17 ± 0.2		
	40	4.1 ± 0.2		
$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^+, 1.8AGeV$	$32, 40, 48, 60, \text{sim.}$	2.97 ± 0.23	76.0 ± 5	0.54 ± 0.25
	$\Theta_{Lab}[deg]$	$4\pi * \frac{d\sigma}{d\Omega}[b*10^{-3}]$		
	$32^\dagger$	2.42 ± 0.06		
	40	2.92 ± 0.03		
	$48^\dagger$	3.34 ± 0.01		
	60	3.63 ± 0.07		
$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^+, 1.5AGeV$	$32, 48, \text{sim.}$	1.3 ± 0.15	72 ± 2	0.6 ± 0.2
	$\Theta_{Lab}[deg]$	$4\pi * \frac{d\sigma}{d\Omega}[b*10^{-3}]$		
	$32^\dagger$	0.95 ± 0.1		
	$48^\dagger$	1.37 ± 0.13		
$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^+, 1.0AGeV$	$44, 54, 70, \text{sim.}$	0.0782 ± 0.015	67.0 ± 1.5	$0.34 \pm .2$
	$\Theta_{Lab}[deg]$	$4\pi * \frac{d\sigma}{d\Omega}[b*10^{-3}]$		
	44	0.086 ± 0.002		
	$54^\dagger$	0.115 ± 0.006		
	70	0.095 ± 0.006		
$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^-, 2.0AGeV$	40	0.16 ± 0.02	58 ± 3	
$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^-, 1.8AGeV$	$40, 60, sim.$	0.076 ± 0.01	55 ± 6	0.96 ± 0.14
	$\Theta_{Lab}[deg]$	$4\pi * \frac{d\sigma}{d\Omega}[b*10^{-3}]$		
	40	0.073 ± 0.002		
	60	0.085 ± 0.004		
$E_{Beam}[AGeV]$	$\Theta_{Lab}[deg]$	$\sigma^{tot}[b*10^{-3}]$	$T[MeV]$	a_2
$K^-, 1.5AGeV$	40	0.016 ± 0.005	42 ± 18	

Tabelle 4.4: Integrierte Wirkungsquerschnitte σ^{tot}, Anisotropieparameter a_2 und inverse Steigungsparameter T für das $^{12}C + ^{12}C$-Stoßsystem; bestimmt durch simultane Anpassung an die verschiedenen Messwinkel Θ_{Lab}. Die mit † gekennzeichneten Datensätze stammen aus [Stu99].

auf eine leichte Überhöhung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Richtung $\Theta_{CM} = 90^o$ hin. Dieser experimentelle Befund steht im Einklang mit der im Stoßsystemen $Ni + Ni$ bei $1.93 AGeV$ [Pel97] gemessenen Winkelverteilung, die zwar insgesamt eine vorwärts–rückwärts überhöhte Pionemission zeigt, jedoch für den hier abgedeckten Winkelbereich $60^o < \Theta_{CM} < 120^o$ ebenfalls eine leichte Überhöhung bei $\Theta_{CM} = 90^o$ zeigt (siehe Abbildung 4.6).

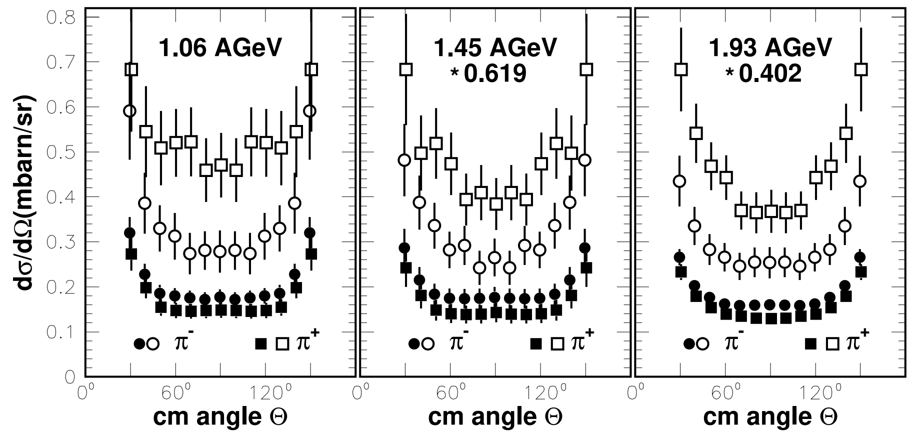


Abbildung 4.6: Pionwinkelverteilung $d\sigma/d\Omega$ als Funktion des Emissionswinkels im Schwerpunktsystem Θ_{CM} für ^{58}Ni+^{58}Ni–Stöße. Von links nach rechts für die Strahlenergien $E_{Beam} = 1.06, 1.45$ und $1.93 AGeV$. Die offenen Symbole repräsentieren periphere, die geschlossenen Symbole zentrale Stöße. Die Kreise zeigen negative Pionen, die Quadrate positive Pionen. Entnommen aus [Pel97].

4.2 Anregungsfunktionen der Kaon– und Antikaonproduktion

Unter dem Begriff Anregungsfunktion versteht man die Abhängigkeit der totalen Produktionswirkungsquerschnitte von der Einschussenergie. Abbildung 4.7 zeigt die Anregungsfunktionen für K^+ (links) und K^- (rechts).
Die eingezeichneten Linien stellen die Anpassungen

$$\sigma^{K^+} \propto (E_{Beam})^{6.17\pm0.1} \tag{4.8}$$
$$\sigma^{K^-} \propto (E_{Beam})^{8.6\pm0.18} \tag{4.9}$$

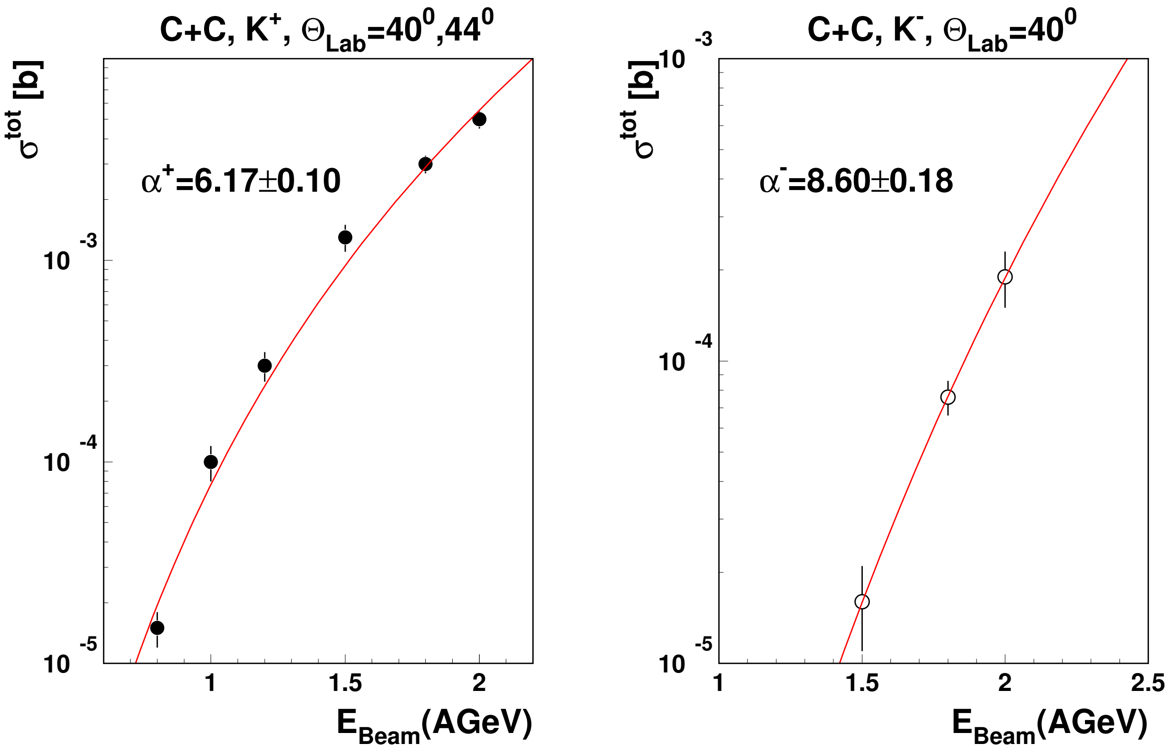


Abbildung 4.7: K^+ (links) und K^- (rechts) Anregungsfunktionen für das Stoßsystem $^{12}C +^{12}C$. Die Linien entsprechen Anpassungen an eine Potenzfunktion der Form $\sigma \propto (E_{Beam})^{\alpha}$. Die Wirkungsquerschnitte für K^+ bei $0.8, 1.2$ und $1.5 AGeV$ stammen aus [Stu99].

dar und verdeutlichen die steilere Anregungsfunktion der K^-. Als Grund dafür kann der größere Abstand zur freien NN-Schwelle angesehen werden. Für die K^+ Datenpunkte bei $0.8, 1.2$ und $1.5 AGeV$ aus [Stu99] bin ich Herrn Dipl.-Phys. C.Sturm dankbar.

4.3 Abhängigkeit $K^{\pm}$–Produktion von der Größe des Stoßsystems

Im folgenden soll untersucht werden, wie sich die Ausbeute von Kaonen und Antikaonen mit der Größe des Stoßsystems verändert. Die Variation der Größe wird durch Verwendung unterschiedlicher Kerne bewirkt. Man betrachtet die Multiplizität pro Partizipant, die sich durch

$$\frac{M}{A_{part.}} = \frac{\sigma}{\sigma_{reac.}A_{part.}} \quad \text{und} \tag{4.10}$$

$$\sigma_{reac.} = \pi r_0^2 (A_{Proj.}^{1/3} + A_{Target}^{1/3})^2 \tag{4.11}$$

berechnet. Mit dem Radiusparameter $r_0 = 1.2fm$ ergeben sich für die verschiedenen Stoßsysteme die in Tabelle 4.5 genannten Werte für die geometrischen Wirkungsquerschnitte σ_{reac}.

Stoßsystem	$\sigma_{reac}[b]$
$^{12}C + ^{12}C$	0.95
$^{20}Ne + ^{20}NaF$	1.33
$^{58}Ni + ^{58}Ni$	2.9
$^{12}C + ^{197}Au$	2.97
$^{197}Au + ^{197}Au$	6.1

Tabelle 4.5: Geometrische Wirkungsquerschnitte verschiedener Stoßsysteme

In Abbildung 4.8 ist die Kaonenmultiplizität pro Partizipant für verschiedene Stoßsysteme als Funktion der mittleren Partizipantenanzahl

$$\langle A_{part.}\rangle = \frac{A_{Target}A_{Proj.}^{2/3} + A_{Target}^{2/3}A_{Proj.}}{(A_{Target}^{1/3}A_{Proj.}^{1/3})^2} \tag{4.12}$$

dargestellt. Für symmetrische Systeme entspricht dies $\langle A_{part.}\rangle = \frac{A}{2}$.
Links ist bei einer Strahlenergie von $E_{Beam} = 1.0AGeV$ die K^+–Produktion für die Stoßsysteme $C + C, Ne + NaF, Ni + Ni$ und $Au + Au$ gezeigt. Die eingezeichnete Linie entspricht einer Anpassung an eine Potenzfunktion der Form

$$M^K \propto \langle A_{part.}\rangle^{\alpha} \Longleftrightarrow \frac{M^K}{\langle A_{part.}\rangle} \propto \langle A_{part.}\rangle^{\alpha-1} \tag{4.13}$$

Rechts ist die $K^{\pm}$–Produktion bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$ für $C+C$ und $Ni+Ni$ dargestellt. Trotz der großen Fehler der Anpassungen ist klar zu erkennen, dass die K^-–Produktion schneller als die K^+–Produktion mit $\langle A_{part.}\rangle$

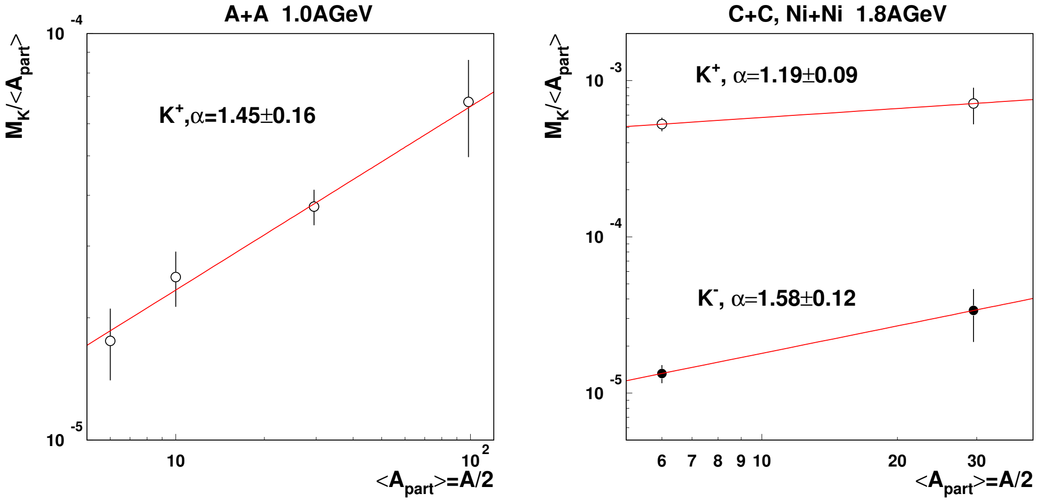


Abbildung 4.8: Normierte $K^{\pm}$–Multiplizität $M^K/A_{part.}$ als Funktion der mittleren Anzahl der Partizipanten $\langle A_{part.}\rangle = A/2$. Die eingezeichneten Linien entsprechen einer Anpassung an $M^K/\langle A_{part.}\rangle \propto \langle A_{part.}\rangle^{\alpha-1} = M^K \propto \langle A_{part.}\rangle^{\alpha}$.
Links: K^+ für die Stoßsysteme $^{12}C + ^{12}C, ^{20}Ne + ^{20}NaF$, $^{58}Ni + ^{58}Ni$ und $^{197}Au + ^{197}Au$ bei $E_{Beam} = 1.0AGeV$ [Mis91, Mis94a, Ahn93, Ahn97, Bar97].
Rechts: K^+ und K^- für die Stoßsysteme $^{12}C + ^{12}C$ und $^{58}Ni + ^{58}Ni$ bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$.

wächst. Dies ist ein erstaunlicher experimenteller Befund, wenn man bedenkt, dass K^- in Kernmaterie stark absorbiert werden, K^+ hingegen nicht. Die Antikaonenproduktion steigt beim Übergang vom leichten Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ zu $^{58}Ni + ^{58}Ni$ demnach stärker als die Absorption.
Im Vorgriff auf den Abschnitt 5.1 sei hier erwähnt, dass die K^+–Produktion bei $1.0AGeV$ genauso weit unterhalb der freien NN–Schwelle stattfindet wie die K^-–Produktion bei $1.8AGeV$. Dies erklärt die im Rahmen der Fehler vergleichbaren α–Parameter der entsprechenden Anpassungen.

4.4 Das asymmetrische Stoßsystem ^{12}C+^{197}Au

Abbildung 4.9 zeigt die aus ^{12}C+^{197}Au–Stößen unter $\Theta_{Lab} = 40^0$ und 44^o aufgenommenen Wirkungsquerschnitte für Kaonen und Antikaonen als Funktion des Laborimpulses.

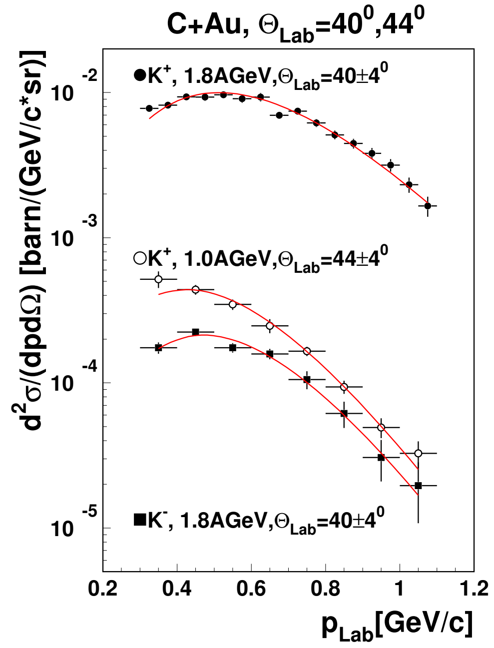


Abbildung 4.9: Doppelt–differentielle Produktionswirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ für Kaonen und Antikaonen im Stoßsystem ^{12}C+^{197}Au bei den Strahlenergien 1.8 und $1.0AGeV$. Die Linien repräsentieren im Nukleon–Nukleon–Schwerpunktsystem angepasste Boltzmann–Verteilungen.

Die Auswertung dieses asymmetrischen Stoßsystems wird dadurch erschwert, dass die Geschwindigkeit des Kaonen emittierenden Feuerballs wegen der Unkenntnis über die Anzahl von Target– und Projektilpartizipanten nicht bekannt ist. Ohne Kenntnis des Schwerpunktsystems können jedoch die durch Anpassung an Gleichung 3.16 gewonnenen integrierten Wirkungsquerschnitte und inversen Steigungsparameter nicht ermittelt werden.
Aus den Messungen lässt sich das Schwerpunktsytem leider nicht eindeutig bestimmen, da die Annahme einer falschen Schwerpunktsgeschwindigkeit sich auf die spektralen Verteilungen in gleicher Weise auswirkt wie eine anisotrope polare Winkelverteilung. Es liegen somit zwei Effekte vor, die sich in einer Observalen widerspiegeln. Die Winkelverteilung kann aber bei dem stark

asymmetrischen System durch Absorption und Streuung im Spektatormaterial als stark angenommen werden und darf daher nicht bei der Bestimmung des Schwerpunktsystems vernachlässigt werden.
Erst die Auswertung des im Juli 1998 gemessenen gespiegelten Stoßsystems $Au + C$ wird die Fragen nach dem Schwerpunktsystem und den totalen Wirkungsquerschnitten beantworten können. Es müssen dann aus Symmetriegründen die invarianten Wirkungsquerschnitte der Systeme $C + Au$ und $Au+C$ gleich sein und somit ist eine Bestimmung der Schwerpunktsgeschwindigkeit möglich. Diese Auswertungen sind jedoch noch nicht abgeschlossen.
Im folgenden sollen deshalb die Kaonwirkungsquerschnitte unter drei verschiedenen Hypothesen des Schwerpunktsystems vorgestellt werden.
Die erste Hypothese geht davon aus, dass die Kaonen im Nukleon–Nukleon–System emittiert werden.
Die zweite Hypothese geht von einem durch die sogenannte *straight-line Geometrie* [Huf77][Cug81] gebildeten Feuerball (Abbildung 4.10) aus.

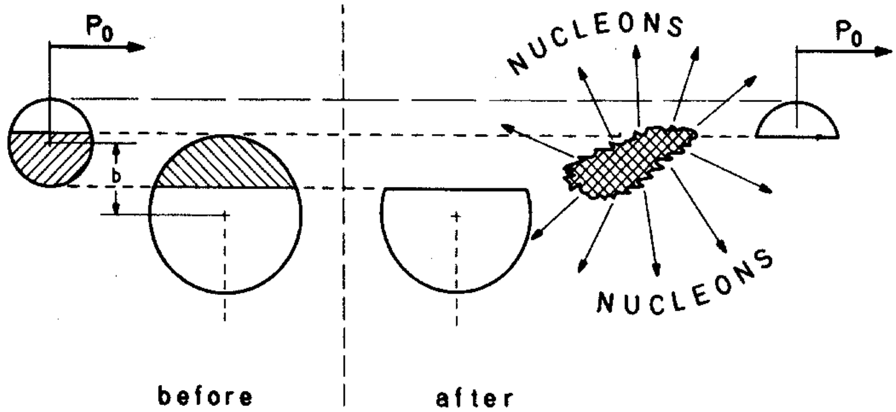


Abbildung 4.10: Skizze eines Schwerionenstoßes in der *straight-line geometry.* Die durch den Stoßparameter und die Kernradien bestimmten Partizipanten (schraffiert) bilden die teilchenemittierende Quelle, den Feuerball, während die übrigen Nukleonen nicht am Stoß teilnehmen.

In ihr kann die mittlere Anzahl der Partizipanten $A_{part.}$ durch

$$A_{part.} * \sigma^r_{A+B} = A\sigma^r_B + B\sigma^r_A \tag{4.14}$$

abgeschätzt und $A\sigma^r_B$ und $B\sigma^r_A$ als Target– bzw. Projektilanteil identifiziert werden. Mit den Reaktionsquerschnitten $\sigma^r_X = \pi * R^2_X$ und Kernradien $R = r_0 X^{1/3}$ ($r_0 = 1.12fm, X =$ Anzahl Nukleonen) folgt somit

$$A_{part.} = \frac{A_{Target}A^{2/3}_{Proj.} + A^{2/3}_{Target}A_{Proj.}}{(A^{1/3}_{Target}A^{1/3}_{Proj.})^2} \approx 22 \tag{4.15}$$

für das System ^{12}C+^{197}Au, mit $A^{C}_{part.} \approx 6$ und $A^{Au}_{part.} \approx 16$, wenn der erste und zweite Term aus Gleichung 4.15 als Projektil– bzw. Targetanteil interpretiert werden.
Die dritte Hypothese geht von einem durch die Nukleonenanzahl der Stoßpartner $12 + 197$ gebildeten Schwerpunktsystem aus. Sie kann sicherlich als nicht realistisch betrachtet werden und stellt deshalb keine gleichberechtigte Alternative zu den anderen Hypothesen dar. Sie soll hier nur „außer Konkurrenz"diskutiert werden, um die Bedeutung der genauen Kenntnis des Schwerpunktsystems zu unterstreichen.
Die Schwerpunktsgeschwindigkeiten β_{CM} der verschiedenen Stoßsystemhypothesen ergeben sich zu den in der nachfolgenden Tabelle angegebenen Werten.

	β_{CM}		
E_{Beam}	$n+n$	$6+16$	$12+197$
$1.8 AGeV$	0.70	0.49	0.14
$1.0 AGeV$	0.59	0.38	0.10

Tabelle 4.6: Schwerpunktsgeschwindigkeiten für das Stoßsystem $^{12}C+^{197}Au$ unter der Annahme unterschiedlicher Projektil– und Targetpartizipantenanzahlen.

Zu diesen drei Hypothesen ist qualitativ folgendes zu bemerken:
Die Nukleon–Nukleon–Hypothese würde dann zutreffen, wenn die Teilchenproduktion in der ersten Generation individueller $n + n$–Stößen stattfinden würde. Da dies jedoch bei unterhalb der freien NN–Schwelle produzierten Teilchen nicht zutrifft, ist zu erwarten, dass die Geschwindigkeit des Systems, das die Kaonen emittiert, höchstwahrscheinlich überschätzt wird.
Die $12 + 197$–Hypothese hingegen wird die Schwerpunktsgeschwindigkeit unterschätzen, da sie von einem zu kleinen Projektil– zu Targetpartizipanten–Verhältnis ausgeht. So wird zum Beispiel bei einem vollkommen zentralen Stoß, bei dem alle Nukleonen des Kohlenstoffkerns am Stoß teilnehmen, erwartet, dass aufgrund der großen Unterschiede in den Kernradien aus dem Goldkern nur eine Röhre von Partizipanten „*herausgestanzt* "wird. Der überwiegende Teil des Goldkerns verbleibt als Spektator zurück und trägt somit nicht zur der Bildung des Schwerpunktsystems bei.
Die Hypothese der straight–line–Geometrie berechnet hingegen gerade die über alle Stoßparameter gemittelte Anzahl der Target– und Projektilnukleonen, und es kann somit eine *gemittelte* Geschwindigkeit des Stoßsystems berechnet werden. Hierbei wird bewusst von *gemittelter Geschwindigkeit* gesprochen, denn diese wird sicherlich für zentrale und periphere Stöße un-

terschiedlich sein, während sie für symmetrische Stoßsysteme aus Symmetriegründen in jedem einzelnen Stoß der des Nukleon–Nukleon–Systems entspricht. Die Tatsache, dass die Kaonenproduktion vorwiegend in zentralen Stößen stattfindet (siehe [Man97]), soll hier unberücksichtigt bleiben, da für eine quantitative Betrachtung weder die nötigen Daten im Sinne von großer Phasenraumabdeckung und von gespiegelten Stoßsystemen noch entsprechende Modellrechnungen vorliegen.
Der Einfluss der unterschiedlich angenommenen effektiven Stoßsysteme auf die transformierten, Lorentz–invarianten Wirkungsquerschnitte ist in Abbildung 4.11 dargestellt.
Die Tabellen 4.7, 4.8 und 4.9 zeigen die zugehörigen auf den gesamten Raumwinkel extrapolierten Wirkungsquerschnitte und die inversen Steigungsparameter.

	Anpassung im $N+N$–Schwerpunktsystem		
	K^+, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	31.6 ± 0.9	78.3 ± 2.4
	60	67.2 ± 2.0	85.6 ± 4.0
	K^-, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
$^{12}C+^{197}Au$	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	0.66 ± 0.04	59.8 ± 4.0
	60	0.89 ± 0.09	72.6 ± 11.5
	K^+, $E_{Beam} = 1.0AGeV$		
	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	44	1.25 ± 0.044	67.0 ± 2.1
	70	1.47 ± 0.078	73.4 ± 4.5

Tabelle 4.7: Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und inverse Steigungsparameter T für das $^{12}C+^{197}Au$-Stoßsystem; gerechnet im $N+N$–Schwerpunktsystem.

Um zu verdeutlichen, dass die $^6X+^{16}Y$–Hypothese plausible Ergebnisse liefert, soll hier zunächt die Anzahl der Partizipanten anhand der in Abschnitt 4.3 vorgestellten Abhängigkeit der Kaonproduktion von der Stoßsystemgröße berechnet werden. Dies geschieht durch

$$\frac{M_K(C+Au)}{M_K(C+C)} \propto \frac{\sigma^{C+Au}/\sigma^{C+Au}_{reac}}{\sigma^{C+C}/\sigma^{C+C}_{reac}} \propto \left(\frac{A_{part.}(C+Au)}{A_{part.}(C+C)}\right)^{\alpha} \qquad (4.16)$$

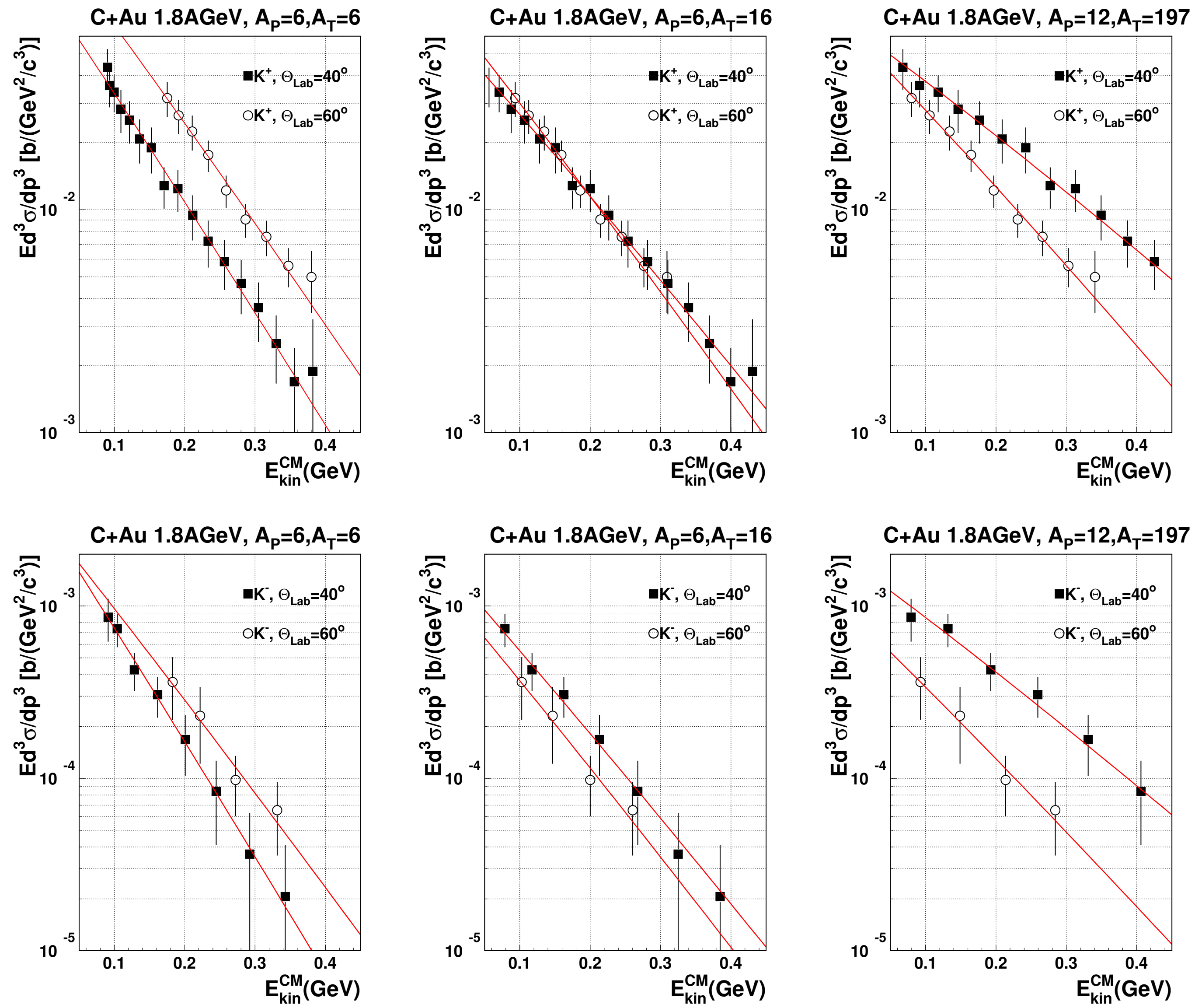


Abbildung 4.11: Invariante $K^{\pm}$–Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem $^{12}C+^{197}Au$ unter Annahme verschiedener Schwerpunksysteme bei einer Strahlenergie von $E_{Beam} = 1.8AGeV$. Oben: K^+, Unten: K^-, Links: Nukleon–Nukleon Schwerpunktsystem, Mitte: $^6X+^{16}Y$ Schwerpunktsystem, Rechts: $^{12}C+^{197}Au$ Schwerpunktsystem

	Anpassung im $^6X +^{16} Y$–Schwerpunktsystem		
	K^+, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	29.7 ± 0.1	99.9 ± 2.8
	60	30.8 ± 0.1	89.3 ± 4.0
	K^-, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
^{12}C+^{197}Au	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	0.53 ± 0.03	79.8 ± 4.5
	60	0.35 ± 0.04	75.6 ± 11.5
	K^+, $E_{Beam} = 1.0AGeV$		
	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	44	1.34 ± 0.05	80.6 ± 2.3
	70	0.73 ± 0.04	72.3 ± 4.4

Tabelle 4.8: Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und inverse Steigungsparameter T für das $^{12}C +^{197} Au$-Stoßsystem; gerechnet im $^6X +^{16} Y$–Schwerpunktsystem.

	Anpassung im ^{12}C+^{197}Au–Schwerpunktsystem		
	K^+, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	58.6 ± 1.7	139.4 ± 3.6
	60	32.6 ± 1.0	105.6 ± 4.5
	K^-, $E_{Beam} = 1.8AGeV$		
^{12}C+^{197}Au	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	40	1.1 ± 0.06	112.9 ± 5.8
	60	0.35 ± 0.04	89.8 ± 12.9
	K^+, $E_{Beam} = 1.0AGeV$		
	Θ_{Lab}[deg]	$\sigma^{4\pi}[10^{-3}b]$	$T[MeV]$
	44	2.4 ± 0.1	102.7 ± 2.8
	70	0.68 ± 0.04	78.7 ± 4.6

Tabelle 4.9: Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ und inverse Steigungsparameter T für das $^{12}C +^{197} Au$-Stoßsystem; gerechnet im $^{12}C +^{197} Au$–Schwerpunktsystem.

$$A_{part.}(C+Au) = 6 * \sqrt[\alpha]{\frac{\sigma^{C+Au}/\sigma^{C+Au}_{reac}}{\sigma^{C+C}/\sigma^{C+C}_{reac}}}. \tag{4.17}$$

Unter Vernachlässigung einer eventuell unterschiedlichen Winkelverteilung für $^{12}C + ^{12}C$ und $^{12}C + ^{197}Au$–Stoßsysteme ergeben sich mit den unter $\Theta_{Lab} = 40^o$ und 44^o berechneten Wirkungsquerschnitten folgende Partizipantenanzahlen:

$$\begin{aligned} A_{part.}(C+Au) &= 16.4 \pm 4.1 \text{ mit } \alpha = 1.19 \pm 0.09 \text{ aus } K^+ \text{ bei } 1.8AGeV, \\ A_{part.}(C+Au) &= 19.6 \pm 4.8 \text{ mit } \alpha = 1.45 \pm 0.16 \text{ aus } K^+ \text{ bei } 1.0AGeV \text{ und} \\ A_{part.}(C+Au) &= 10.0 \pm 2.2 \text{ mit } \alpha = 1.58 \pm 0.12 \text{ aus } K^- \text{ bei } 1.8AGeV. \end{aligned}$$

Die aus den K^+–Messungen ermittelten Partizipantenzahlen stimmen demnach etwa mit der Vorhersage des geometrischen Modells $A_{part.} = 22$ überein. Der aus der K^-–Messung berechnete Wert von 10.3 ± 2.2 ist ungefähr nur halb so groß. Dies kann qualitativ durch die starke Absorption von Antikaonen erklärt werden, während sich die Anzahl der positiven Kaonen durch Absorption nicht verändert (siehe Abschnitt 5.2.1).
Entsprechend Abschnitt 4.1.2 können die bei verschiedenen Winkeln gemessenen Wirkungsquerschnitte wiederum als Maß für die Stärke der Winkelverteilung gedeutet werden. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\frac{\sigma(40^o)}{\sigma(60^o)}$ $(1.8AGeV)$ und $\frac{\sigma(44^o)}{\sigma(70^o)}$ $(1.0AGeV)$ ist in Tabelle 4.10 für die drei Stoßsystemhypothesen angegeben.

Ratio	$n+n$	$^6X + ^{16}Y$	$^{12}C + ^{197}Au$
$\frac{\sigma^{K^+}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=40^0)}{\sigma^{K^+}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=60^0)}$	0.47 ± 0.02	0.96 ± 0.01	1.79 ± 0.08
$\frac{\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=40^0)}{\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=60^0)}$	0.74 ± 0.90	1.51 ± 0.20	3.14 ± 0.40
$\frac{\sigma^{K^+}_{1.0AGeV}(\Theta_{Lab}=44^0)}{\sigma^{K^+}_{1.0AGeV}(\Theta_{Lab}=70^0)}$	0.85 ± 0.05	1.83 ± 0.12	3.52 ± 0.25

Tabelle 4.10: Verhältnisse der auf 4π extrapolierten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ für die drei Stoßsystemhypothesen.

Demnach sind Winkelverteilungen für Kaonen und Antikaonen bei $1.8AGeV$ stärker verschieden als für K^+ bei $1.0AGeV$ und K^- bei $1.8AGeV$, bei denen die Kaonenproduktion jeweils $\approx 240MeV$ unterhalb der freien NN-Schwelle stattfindet.
Besonders deutlich wird dies durch die Bildung der in Tabelle 4.11 angegebenen Doppelverhältnisse, die die Winkelverteilungen für K^+/K^- bei gleichen Energien und bei gleichem Abstand zur Schwelle vergleichen.

Double ratio	$n+n$	$^{6}X+^{16}Y$	$^{12}C+^{197}Au$
$\frac{\sigma^{K^+}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=40^0)/\sigma^{K^+}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=60^0)}{\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=40^0)/\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=60^0)}$	1.57	1.57	1.75
$\frac{\sigma^{K^+}_{1.0AGeV}(\Theta_{Lab}=44^0)/\sigma^{K^+}_{1.0AGeV}(\Theta_{Lab}=70^0)}{\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=40^0)/\sigma^{K^-}_{1.8AGeV}(\Theta_{Lab}=60^0)}$	1.15	1.21	1.12

Tabelle 4.11: Doppelverhältnisse: Bei gleichem Abstand zur freien NN–Schwelle scheinen gleiche Winkelverteilungen vorzuliegen.

Dies kann als Hinweis darauf gedeutet werden, dass die Kaon– bzw. Antikaonproduktion bei $1.0AGeV$ bzw. $1.8AGeV$ im Mittel aus ähnlichen Ereignisklassen (z. B. Zentralitätsklassen) stammen.
Für die K^+–Produktion bei $1.8AGeV$ kann davon ausgegangen werden, dass sie im Mittel bei weniger zentralen Stößen stattfindet, da hier die Einschussenergie deutlich über der NN–Schwelle von $E^{K^+}_{Thres.} = 1.58AGeV$ liegt.
Die Produktionsmechanismen müssen demnach nicht zwingend Mehrfachstöße enthalten, die zentrale Ereignisse favorisieren. Diese Erklärung steht im Einklang mit der schwächeren Abhängigkeit der Kaonproduktion von der Systemgröße (siehe Abbildung 4.3) bei $1.8AGeV$ gegenüber den unterhalb der Schwelle produzierten Kaonen und Antikaonen, die wiederum ähnliches Verhalten zeigen.

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Kaon– zu Antikaonverhältnisse

Die Produktion von Kaonen und Antikaonen erfordert in freien Nukleon–Nukleon–Stößen Mindestenergien, die nicht nur durch die Masse des Kaons bzw. Antikaons bestimmt werden, sondern auch durch die Masse des assoziativ produzierten Partners. Für den jeweils energetisch günstigsten Produktionskanal der K^+– bzw. K^-–Produktion

$$\begin{aligned} N + N &\rightarrow K^+ + \Lambda + N \qquad \text{bzw.} \\ N + N &\rightarrow K^+ + K^- + N + N \end{aligned}$$

berechnen sich die Schwellenenergien zu

$$\sqrt{s_{th}^{K+}} = m_{Nukleon} + m_{\Lambda} + m_{K^+} = 2.55 GeV \text{ und} \tag{5.1}$$

$$\sqrt{s_{th}^{K-}} = 2 * m_{Nukleon} + m_{K^-} + m_{K^+} = 2.86 GeV, \tag{5.2}$$

wobei die pro Nukleonpaar normierte Gesamtenergie $\sqrt{s} = E_{NN}^{tot}$ des Stoßsystems durch die Lorentz-invariante Mandelstam–Variable

$$s = (\mathbf{p}_{Proj.} + \mathbf{p}_{Targ.})^2 = (E_{Proj.} + E_{Targ.})^2 - (p_{Proj.} + p_{Targ.})^2 \tag{5.3}$$

gemessen wird. $\mathbf{p} = (E, -p_x, -p_y, -p_z)$ steht dabei für den Vierer-Impuls. Im dem Lorentz–System, in dem das Target ruht, ergeben sich daraus kinetische Strahlenergien von mindestens

$$E_{Beam}^{K^+} \approx 1.58 AGeV \qquad \text{und} \tag{5.4}$$

$$E_{Beam}^{K^-} \approx 2.5 AGeV. \tag{5.5}$$

Findet in einer Kern–Kern Reaktion nun eine Teilchenproduktion statt, bei der die pro Nukleonpaar normierte Gesamtenergie $\sqrt{s} = E_{NN}^{tot}$ kleiner ist als die entsprechende Energieschwelle für NN-Stöße $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}} < 0$, so spricht man von Produktion unterhalb der Nukleon–Nukleon–Schwelle. Die Differenz $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}$ wird dabei Excess–Energie (*engl. für Überschussenergie*) genannt. Für die Kaon– und Antikaonproduktion bei identischen Strahlenergien sind die Excess–Energien unterschiedlich.

Die unterschiedlichen Schwellen führen auch dazu, dass die Kaonen und Antikaonen bei gleicher Einschussenergie unterschiedliche Produktionswirkungsquerschnitte besitzen, obwohl sie genau wie die π^- und π^+ gleiche Massen haben. Für letztere gilt in isospinsymmetrischen Systemen (z. B. $^{12}C + ^{12}C$) nämlich $\sigma^{\pi^+}/\sigma^{\pi^-} = 1$.

Für die drei Einschussenergien, bei denen Antikaonen gemessen wurden, ergeben sich K^+/K^-–Verhältnisse von:

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma^{K^+}(2.0AGeV)}{\sigma^{K^-}(2.0AGeV)} &= 26.3 \pm 6.1 \\
\frac{\sigma^{K^+}(1.8AGeV)}{\sigma^{K^-}(1.8AGeV)} &= 39.5 \pm 5.2 \\
\frac{\sigma^{K^+}(1.5AGeV)}{\sigma^{K^-}(1.5AGeV)} &= 81.2 \pm 28.3
\end{aligned}$$

Der Anstieg bei abnehmender Strahlenergie folgt aus der steileren Anregungsfunktion der K^- (siehe Abbildung 4.7).

Abbildung 5.1 zeigt dieses K^+/K^-–Verhältnis (links) sowie das differentielle K^+/K^-–Verhältnis als Funktion der kinetischen Energie der Kaonen bzw. Antikaonen für $E_{Beam} = 1.8AGeV$ (rechts).

Die folgenden zwei Abschnitte stellen nun Methoden vor, wie die Kaon– und Antikaonproduktion bezogen auf die unterschiedlichen Excess–Energien verglichen werden können.

5.1.1 Kaon– und Antikaonproduktion als Funktion der Excess–Energie

Eine Methode, eine solche „*Korrektur*“ durchzuführen, ist das *Konzept der äquivalenten Energien*. Darunter ist eine Wahl der Strahlenergien zu verstehen, bei der die Excess–Energien für K^+ und K^- gleich sind.

Für K^+ bei einer Strahlenergie von $E_{Beam} = 1.0AGeV$ ergibt sich die Excess–Energie zu

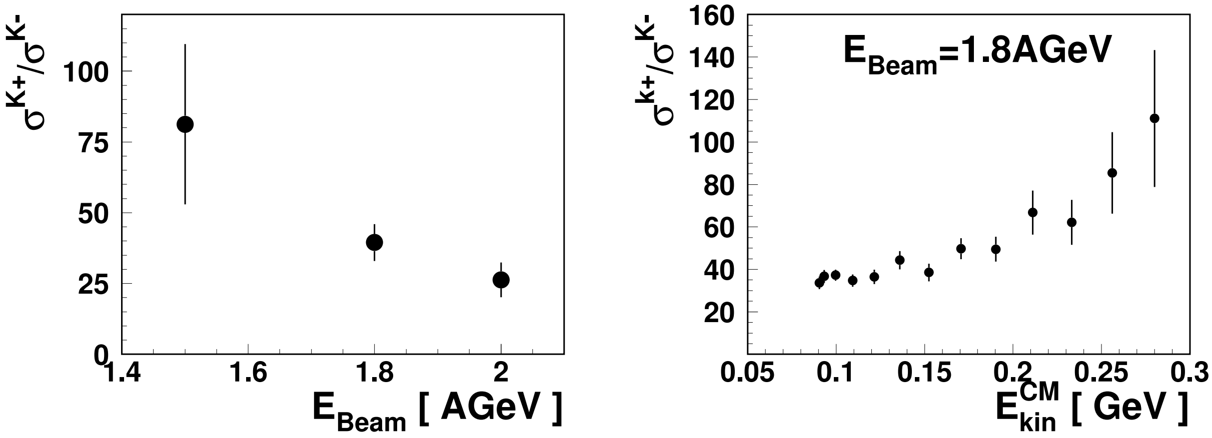


Abbildung 5.1: Verhältnis der Kaon– zu Antikaon Produktionswirkungsquerschnitte. Links: als Funktion der Strahlenergie $\frac{\sigma^{K^+}}{\sigma^{K^-}}$. Rechts: als Funktion der kinetischen Energie der Kaonen für die Strahlenergie $E_{Beam} = 1.8AGeV$

$$\begin{aligned} E_{Excess} &= \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}^{K^+}} \\ &= E_{tot}^{NN} - \sqrt{s_{th}^{K^+}} \\ &= \sqrt{m_N^2 + m_N^2 + 2 * E_{beam}^{kin} * m_N} - \sqrt{s_{th}^{K^+}} \\ &\approx -0.24 \ , \end{aligned}$$

und es lässt sich leicht zeigen, dass für die K^-–Produktion die gleiche Excess–Energie zu einer äquivalenten Strahlenergie von $E_{beam}^{kin} \approx 1.8AGeV$ führt. Hierbei ist E_{tot}^{NN} die Gesamtenergie pro Nukleonpaar und $m_N = 0.931GeV$ die um die Bindungsenergie pro Nukleon verringerte Masse des freien Nukleons.
Tabelle 5.1 zeigt die Excess–Energien für die verschiedenen gemessenen Strahlenergien.
Bei eben diesen äquivalenten Energien ergibt sich ein K^+/K^-–Verhältnis von

$$\frac{\sigma^{K^+}(1.0AGeV)}{\sigma^{K^-}(1.8AGeV)} = 1.3 \pm 0.3 \tag{5.6}$$

für $^{12}C + ^{12}C$ (siehe Tabelle 4.4). Für $^{58}Ni + ^{58}Ni$–Reaktionen aus [Bar97] berechnet sich sich der entsprechende Wert zu:

$$\frac{\sigma^{K^+}(1.0AGeV)}{\sigma^{K^-}(1.8AGeV)} = 1.0 \pm 0.4 \tag{5.7}$$

$E_{Beam}^{kin}[AGeV]$	$\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}\Big\|_{K^+}$ $[GeV]$	$\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}\Big\|_{K^-}$ $[GeV]$
0.8	-0.321	
1.0	-0.239	
1.2	-0.159	
1.5	-0.045	-0.361
1.8	$+0.064$	-0.253
2.0	$+0.135$	-1.82

Tabelle 5.1: Die Excess–Energien für die verschiedenen gemessenen Strahlenergien

Beide Werte sind im Rahmen der Fehler mit 1 verträglich.
Dieses nahezu identische Verhalten als Funktion der Excess–Energie zeigt sich jedoch nicht nur für die totalen Wirkungsquerschnitte, sondern auch in den spektralen Verteilungen in Abbildung 5.2.

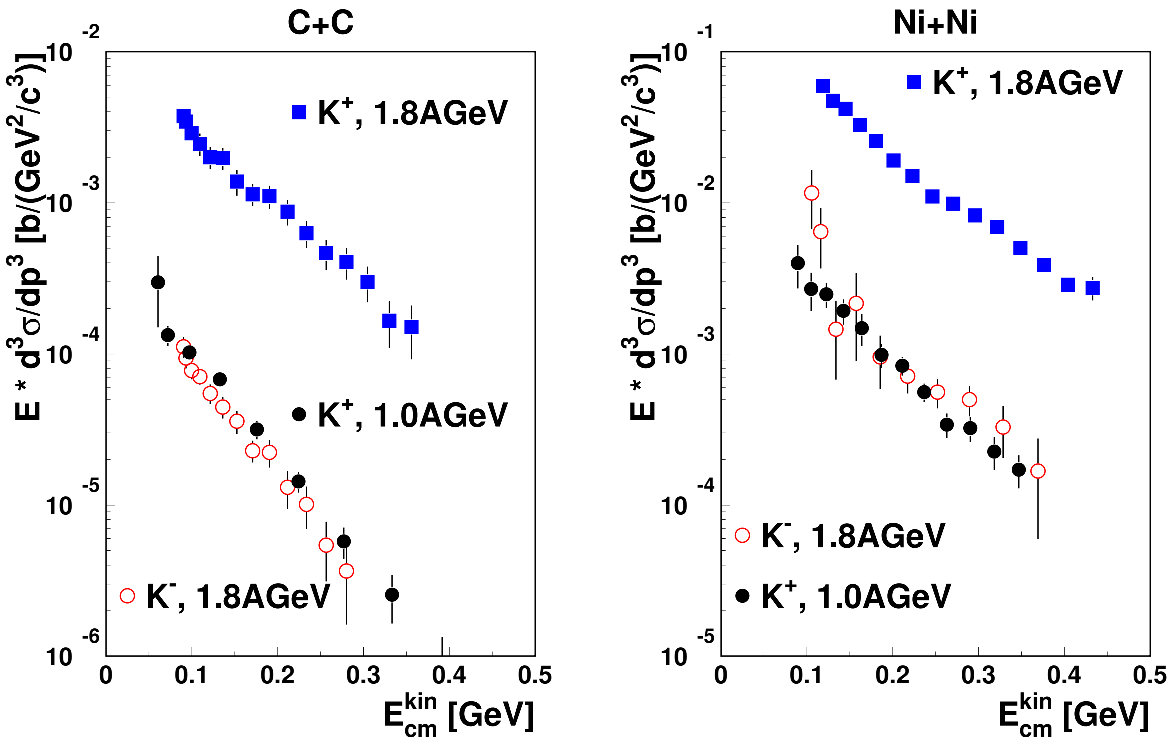


Abbildung 5.2: Invariante Kaonproduktionsquerschnitte als Funktion der kinetischen Energie. Geschlossene Symbole: K^+ bei $1.8 AGeV$ (Kreise), $1.0 AGeV$ (Quadrate). Offene Symbole: K^- bei $1.8 AGeV$. Links für $^{12}C + ^{12}C$–Reaktionen, rechts für das Stoßsystem $^{58}Ni + ^{58}Ni$.

Werden wie in Abbildung 5.3 (links) die Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess–Energie $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}$ aufgetragen, so ist zu erkennen, dass sich Kaonen und Antikaonen bezüglich dieser Observablen gleich verhalten, und es lässt sich die $K^{\pm}$–Produktion durch eine gemeinsame Anregungsfunktion

$$\sigma^{K\pm} \propto \left(m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}\right)^{4.4\pm0.1} \tag{5.8}$$

beschreiben.

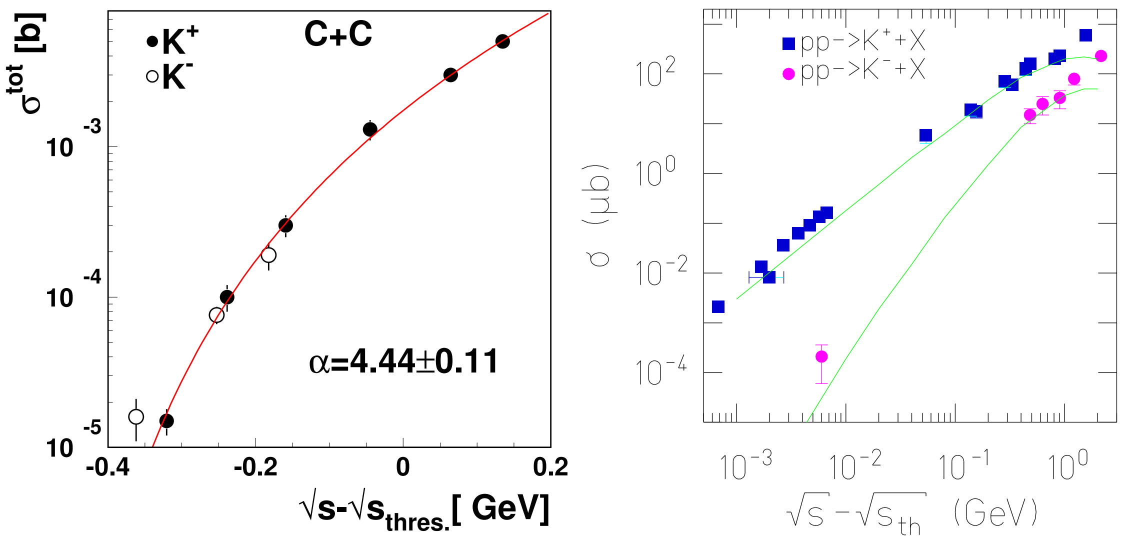


Abbildung 5.3: Die $K^{\pm}$–Produktionquerschnitte als Funktion der Excess–Energie. $\sigma^{tot}\left(\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}\right)$. Links im Stoßsystem $^{12}C +^{12}C$: Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die Querschnitte für K^+ bei den Strahlenergien $E_{Beam} = 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.8$ und $2.0 AGeV$, die offenen Symbole stellen die Werte für K^- bei $E_{Beam} = 1.5, 1.8$ und $2.0 AGeV$ dar. Die Linie stellt eine Anpassung an eine Potenzfunktion der Form $\sigma^{tot} \propto \left(m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}\right)^{\alpha}$ dar. Die Werte für K^+ bei $0.8, 1.2$ und $1.5 AGeV$ stammen aus [Stu99].
Rechts in elementaren Proton-Proton-Stößen.

Die Bedeutung dieses zunächst trivial erscheinenden experimentellen Befundes tritt erst durch den Vergleich mit der äquivalenten Darstellung für elementare Proton–Proton–Stößen (rechts) deutlich zu Tage.
Ebenfalls skalieren die inversen Steigungsparameter mit dem Abstand zur Schwelle (siehe Abbildung 5.4). Als Funktion der Excess–Energie aufgetragen, sind die inversen Steigungsparameter für K^+ und K^- wieder mit einer gemeinsamen Funktion mit $b^{\pm} = 66.4 \pm 14.5$ verträglich. Sie wurden durch Geraden

$$T = a + b * \left(\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}\right) \tag{5.9}$$

angepasst.

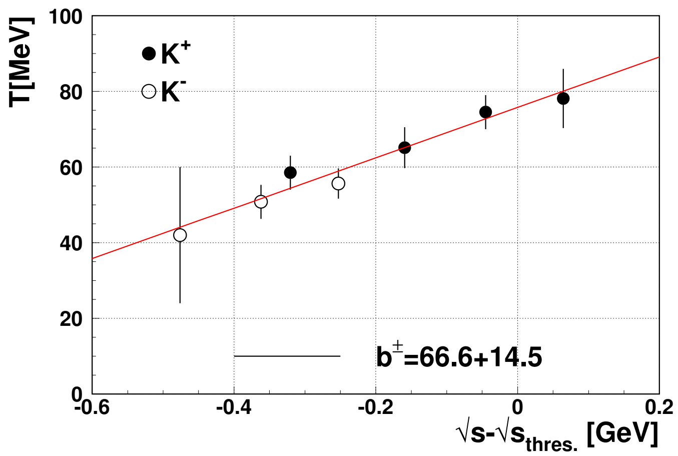


Abbildung 5.4: Rechts: Der inverse Steigungsparameter $T(\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}})$ als Funktion der Excess–Energie.

5.1.2 Skalierungsverhalten produzierter Teilchen

Ein weiterer Weg, die aufgenommenen Teilchenspektren auf die unterschiedlichen Excess–Energien zu korrigieren, besteht darin, die Teilchenspektren aus einer Reaktion bezüglich ihrer jeweiligen Schwellen darzustellen. Dazu wird nach einer erstmal von [Sho89, Sho92] vorgeschlagenen Methode der invariante Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der kinetischen Energie und der Schwellenenergie aufgetragen $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(E_{kin} + \sqrt{s_{th}})$. Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen diese Darstellung für die bereits angesprochenen $^{12}C + ^{12}C$– und $^{58}Ni + ^{58}Ni$–Systeme wie auch für $^{197}Au + ^{197}Au$–Reaktionen.
Es zeigt sich für alle Stoßsysteme und Strahlenergien in erster Näherung wiederum eine universeller, von der Teilchensorte unabhängiger Verlauf der Produktionswahrscheinlichkeiten, und es kann somit geschlossen werden:

> Im Energiebereich von $1AGeV < E_{Beam} < 2AGeV$ ist die Stärke der Teilchenproduktion im wesentlichen von der normierten Excess–Energie, also vom Abstand der pro Nukleonpaar verfügbaren Gesamtenergie zur freien NN–Schwelle, abhängig.

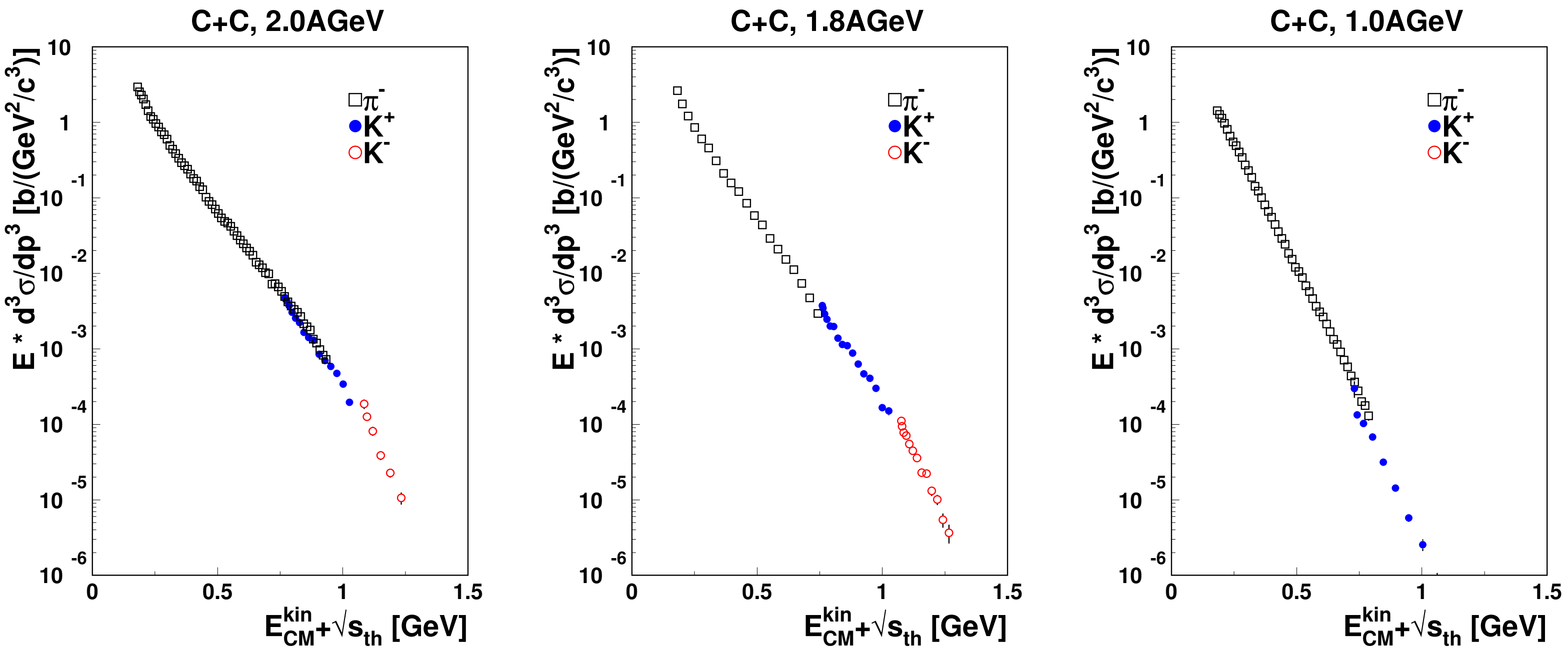


Abbildung 5.5: Pionen, Kaonen und Antikaonen im sogenannten *Shorplot* $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(E^{kin}+\sqrt{s_{th}})$ für das Stoßsystem C+C. Von links nach rechts für die Strahlenergien $E_{Beam}=2.0, 1.8$ und $1.0AGeV$.

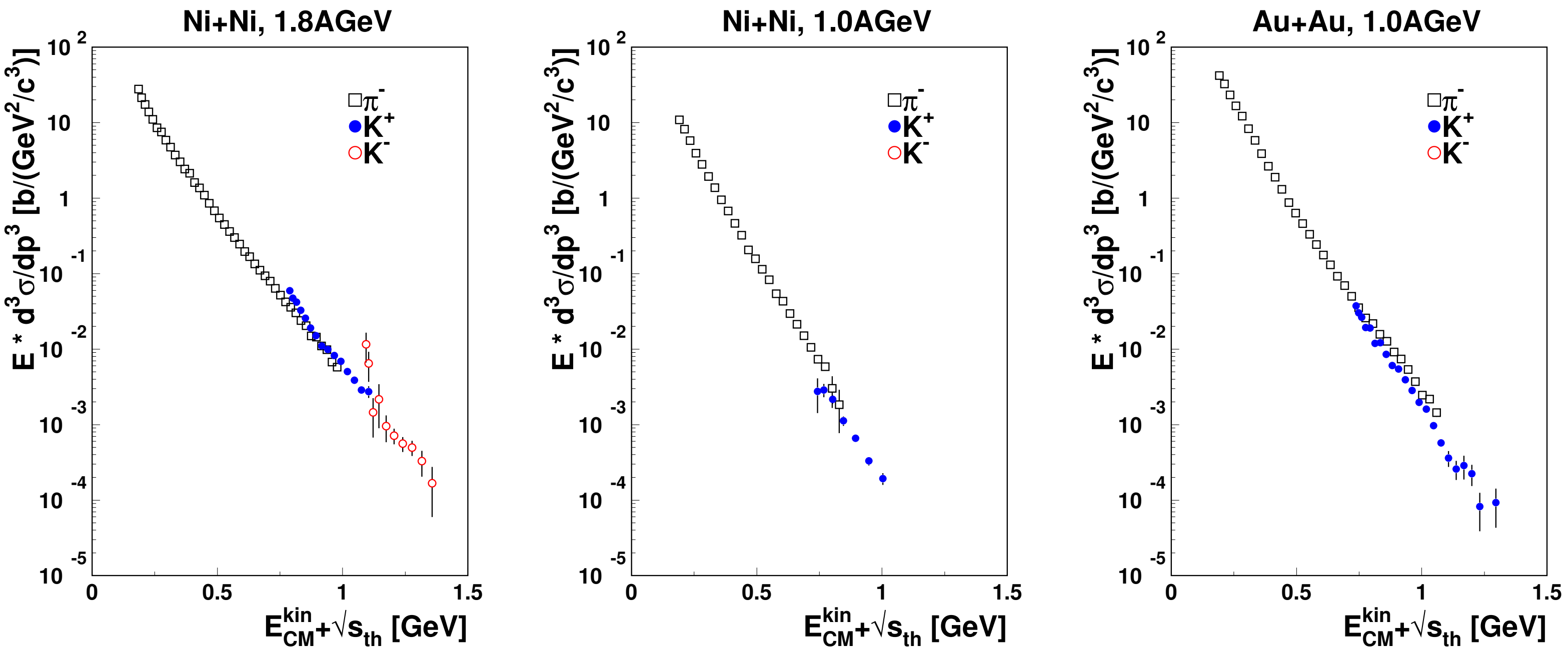


Abbildung 5.6: Pionen, Kaonen und Antikaonen im sogenannten *Shorplot* $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(E^{kin} + \sqrt{s_{th}})$. Von links nach rechts für die Reaktionen $^{58}Ni +^{58}Ni$ bei $1.8AGeV$, $^{58}Ni +^{58}Ni$ bei $1.0AGeV$ und $^{197}Au +^{197}Au$ bei $1.0AGeV$.

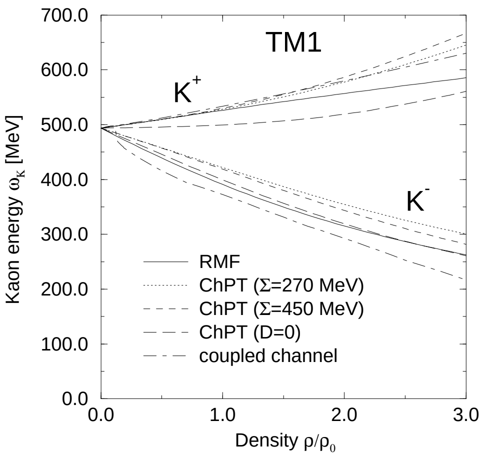
Überraschend ist die Stärke der K^-–Produktion relativ zur K^+–Emission in Abhängigkeit von der Excess–Energie. Im Vergleich zu p-p–Stößen ist sie um mehr als einen Faktor 10 verstärkt.

5.2 Kaonen und Antikaonen in dichter Kernmaterie

Experimente zu K^+ und K^- Produktion in Kern–Kern Stößen bieten die Möglichkeit, seltsame Mesonen in komprimierter Kernmaterie zu untersuchen. Hinweise auf veränderte in–Medium Eigenschaften von Kaonen und Antikaonen lieferten Experimente zur Kaon–Kern Streuung [Eli94] und zu kaonischen Atomen [Fri93, Fri94].
Die theoretische Behandlung des Verhaltens von seltsamen Mesonen erfolgt im Rahmen der chiralen Störungstheorie [Bro94b], mit dem Verfahren gekoppelter Kanäle [Waa96] und mittels der Mean–Field–Theorie [Sch94a].
Abbildung 5.7 stellt anhand einer aus [Sch96] entnommenen Kompilation dieser Modellrechnungen das Verhalten von Kaonen in dichter baryonischer Materie dar. Die linke Figur zeigt die Energie ω_k eines Kaons im Medium als Funktion der Dichte ρ/ρ_0, wobei die Differenz zwischen der Energie im Medium und der Energie des freien Kaons (Vakuum Kaonmasse) $\omega_K(\rho/\rho_0) - \omega_K(\rho/\rho_0 = 0)$ gemäß

$$\begin{aligned} \omega_K^{\pm}(p,\rho) &= \left[m_k^2 + p^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2}\rho_s + \left(\frac{3}{8}\frac{\rho_B}{f_K^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \pm \frac{3}{8}\frac{\rho_B}{f_K^2} && (5.10)\\ &= U_S \pm U_V + (m_K^2 + p^2)^{\frac{1}{2}} && (5.11)\\ &= (m^{*2} + p^2)^{\frac{1}{2}} && (5.12) \end{aligned}$$

[Sch97] als attraktives bzw. repulsives Potential verstanden werden kann. Für ruhende Kaonen ($p = 0$) kann von einer modifizierten Masse gesprochen werden; allerdings wird auch bei $p \neq 0$ häufig der Begriff der effektive Masse m_K^* verwendet.
Im Gegensatz zu den ρ– und ω–Mesonen, für die ebenfalls ein Absinken der Masse und eine Verbreiterung der Spektralverteilung vorhergesagt wird, zerfallen die Kaonen jedoch erst nach mehreren Metern Flugstrecke weit außerhalb der dichten Reaktionszone und verlieren somit die direkte Information über eine eventuell modifizierte Masse.
Trotzdem wird von den K-Mesonen ein Signal für solche veränderlichen Hadroneigenschaften erwartet.
„Verspüren"die Kaonen und Antikaonen im Medium starke Potentiale, so wird dadurch ihre Propagation beeinflusst. Dies wirkt sich auf die Emission der Kaonen relativ zur Streuebene aus und äußert sich in azimutalem Flow [Shi98b].
Die vorhergesagte starke Modifikation der effektiven Antikaonmasse führt zu einer Variation der Produktionsschwelle, und ein starker Einfluss auf die K^-



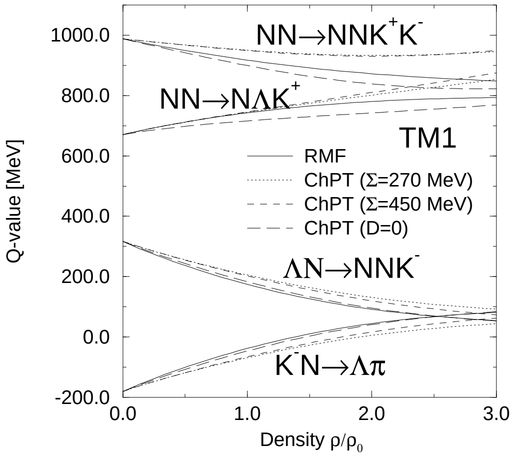


Abbildung 5.7: Modifikation der Potentiale bzw. effektiven K^+- und K^-–Energien ω_K als Funktion der Baryondichte ρ_B (links) sowie die daraus resultierenden Q-Werte für die wichtigsten Produktions– und Absorptionsprozesse (rechts). Die verschiedenen Linien repräsentieren Rechnungen einer relativistischen *Mean-Field* Theorie [Sch94a], eine chirale Perturbationstheorie mit unterschiedlichen Kaon-Nukleon–Potentialen [Bro94b] sowie eine Rechnung mit gekoppelten Kanälen [Waa96].

Ausbeute wird erwartet. Die folgenden Kapitel beschäftigen sich mit diesem Umstand.

5.2.1 Das $\frac{K^-}{K^+}$–Verhältnis als experimentelle Observable zur Untersuchung von *in–medium*–Effekten

Verändert sich, wie in Abbildung 5.7 angedeutet, die effektive Masse der Kaonen und Antikaonen im Medium (linke Figur), so verändern sich die Q–Werte der elementaren Stoßprozesse (rechte Figur) und dadurch die effektiven Produktionsschwellen. Aufgrund der starken Sensitivität der Produktionswirkungsquerschnitte auf die Excess–Energie (Abbildung 5.3) wird erwartet, dass bereits bei leicht verringerter effektiver Masse der Antikaonenproduktionsquerschnitt stark ansteigt. Für positive Kaonen, deren effektive Masse den Modellrechnungen zu Folge leicht ansteigt, wird hingegen eine leicht verringerte Produktion erwartet. Es liegt auf der Hand, dass die *in–medium*-Potentiale zur Veränderung des K^-/K^+–Verhältnisses führen. Es stellt besonders unterhalb der freien Proton–Proton–Schwelle eine sehr sensitive Observale dar, da mit abnehmender Excess–Energie die Anregungsfunktionen immer steiler werden (siehe Abbildung 5.3). Eine Modifikation

der Schwelle, demnach auch der Excess–Energie, sollte sich also im K^+/K^-–Verhältnis ausdrücken.
Beim Vergleich der beiden Figuren in Abbildung 5.3 treten die Eigenschaften des Mediums dadurch hervor, dass bei gleichen Excess–Energien die K^-–Produktion in freien Stöße fast über den gesamten dargestellten Energiebereich um mehr als ein Größenordung geringer ist als die K^+–Produktion. Für $^{12}C + ^{12}C$–Stöße hingegen werden etwa genausoviel K^- wie K^+ produziert.
Eine Idee zu Quantifizierung der erhöhten K^-Produktion ist nun, die Produktionsverhältnisse aus elementaren Stößen — hier kann es keine Mediumeinflüsse geben — mit denen von Kern–Kern–Reaktionen zu vergleichen

$$R = \frac{\sigma(AA)}{\sigma(NN)} \ . \tag{5.13}$$

Da dies unterhalb der Schwelle jedoch nicht möglich ist, wird hier das Doppelverhältnis

$$R = \frac{r_1 = \frac{\sigma(AA \to K^- + X)}{\sigma(AA \to K^+ + X)}}{r_2 = \frac{\sigma(NN \to K^- + X)}{\sigma(NN \to K^+ + X)}} \tag{5.14}$$

für Nukleon–Nukleon– und Kern–Kern–Reaktionen jeweils bei äquivalenten Energien gebildet.
Von ihm kann angenommen werden, dass sich die *trivialen in–medium*-Effekte wie Fermi–Bewegung und Mehrfachstöße teilweise herauskürzen. Ein Verhältnis $R > 1$ hingegen kann als Hinweis auf nichttriviale *in–medium*–Effekte verstanden werden. Dazu lässt sich aus Abbildung 5.3 das Verhältnis der elementaren Produktionswirkungsquerschnitte für äquivalente Energien als

$$\frac{\sigma(pp \to K^- + X)}{\sigma(pp \to K^+ + X)} \approx 1/10 \tag{5.15}$$

entnehmen. Da Experimente oberhalb von $5AGeV$ keine signifikanten Unterschiede in den elementaren Reaktionen $\sigma(pp \to K^+ + X) \approx \sigma(pn \to K^+ + X)$ zeigen [Fla84], kann unter Vernachlässigung des $nn \to K^+ + \Sigma^-$ Kanals folgender Ansatz gemacht werden

$$\begin{aligned} \sigma(NN \to K^+ + X) &= \frac{1}{4}\sigma(pp \to K^+ + X) + \frac{2}{4}\sigma(pn \to K^+ + X) \\ &= \frac{3}{4}\sigma(pp \to K^+ + X), \end{aligned}$$

während die K^- keine Isospinabhängigkeit „verspüren “

$$\sigma(NN \to K^+K^-NN) = \sigma(pp \to K^+K^-pp). \tag{5.16}$$

Und unter den Annahme, dass das Konzept der äquivalenten Energien *triviale* Effekte der Anregungsfunktion korrigiert (siehe Abbildung 5.3), ergibt sich

$$\frac{\sigma(NN \to K^- + X)}{\sigma(NN \to K^+ + X)} \approx \frac{1}{10 * \frac{3}{4}} \tag{5.17}$$

In Gleichung 5.14 eingesetzt, führt dies für die gemessenen $^{12}C + ^{12}C$–Reaktionen bei 1.8 bzw. $1.0AGeV$ zu $R = 6.2$, also zu einer gegenüber der K^+–Produktion um den Faktor ≈ 6 erhöhten K^-–Produktion.
Bevor dies jedoch als direktes Anzeichen für eine abgesunkene K^-–Masse interpretiert werden kann, müssen an dieser Stelle noch sekundäre Prozesse diskutiert werden, die die Kaon– und Antikaonausbeute verändern und damit deren Verhältnis beeinflussen.
Zur Absorption ist dabei folgendes zu sagen: Die K^+ können aufgrund ihres Quarkinhalts nicht absorbiert werden, da es keine tiefliegende baryonische Resonanz gibt, die ein $\bar{s}$–Quark enthält. Die Ladungsaustauschreaktion $K^+n \leftrightarrow K^0p$ beeinflusst die K^+–Ausbeute hingegen nicht, da K^+ und K^0 in gleichen Raten erzeugt werden.
In der Strangenessaustauschreaktion $K^-N \to Y\pi$ hingegen wird unter Produktion von ungeladenen Hyperonen $Y = \Lambda, \Sigma$ die primordiale Zahl der K^- verändert, wobei der Absorptionsquerschnitt von [Dov82] impulsabhängig mit $\sigma_{abs}^{K^-} \approx 23mb/p$ (Antikaonimpuls p in GeV) parametrisiert wird. Für die Antikaonen im Maximum der gemessenen Impulsverteilungen (Abbildung 4.1,5.12 5.13) mit $p_{CM} \approx 0.3GeV$ führt dies zu $\sigma_{abs}^{K^-} = 76mb$. Wird die Größe der Quelle nun mit der Größe eines ^{12}C–Kerns angenommen und doppelte Kerndichte $\rho/\rho_0 = 2 * 0.17GeV/fm^3$ vorausgesetzt, so berechnet sich die Absorptionswahrscheinlichkeit zu

$$P_{abs} = 1 - e^{-r_0 A^{\frac{1}{3}} * \sigma_{abs} * \rho} \approx 0.51, \tag{5.18}$$

wenn das K^- die Quelle vom Zentrum nach außen durchqueren muss. Strangenessaustauschreaktionen reduzieren zwar die Ausbeute der gemessenen K^-, doch würde dies das primordiale K^-/K^+–Verhältnis sogar noch erhöhen. Die Absorption kann das K^-/K^+–Verhältnis daher nicht erklären.
Die Produktion von Kaonen und Antikaonen in sekundären Stößen findet im wesentlichen über pioninduzierte Produktionskanäle statt (z. B. $\pi N \to K^+Y$ und $\pi N \to K^+K^-N$). Die Schwellen liegen für die äquivalenten Energien $1.0AGeV$ und $1.8AGeV$ jedoch bei kinetischen Pionenergien von $E_{kin}^{\pi} = 0.76GeV$ für $\pi N \to K^+Y$ bzw. $E_{kin}^{\pi} = 1.36GeV$ für $\pi N \to K^+K^-N$. Entnimmt man aus Abbildung 5.8 die Pionwirkungsquerschnitte (zu größeren E_{kin} extrapoliert), ergibt sich ein

$\sigma^{\pi}_{1.0AGeV}(760MeV/c)/\sigma^{\pi}_{1.8AGeV}(1360MeV/c)$ Verhältnis von 100/1 an den jeweiligen Schwellen. Zudem übertrifft dort der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\pi N \rightarrow K^+Y)$ den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\pi N \rightarrow K^+K^-N)$ um einen weiteren Faktor 2 bis 3 [Efr95b, Efr95a, Efr96]. Diese Produktionskanäle können das K^-/K^+–Verhältnis demnach nicht erklären.

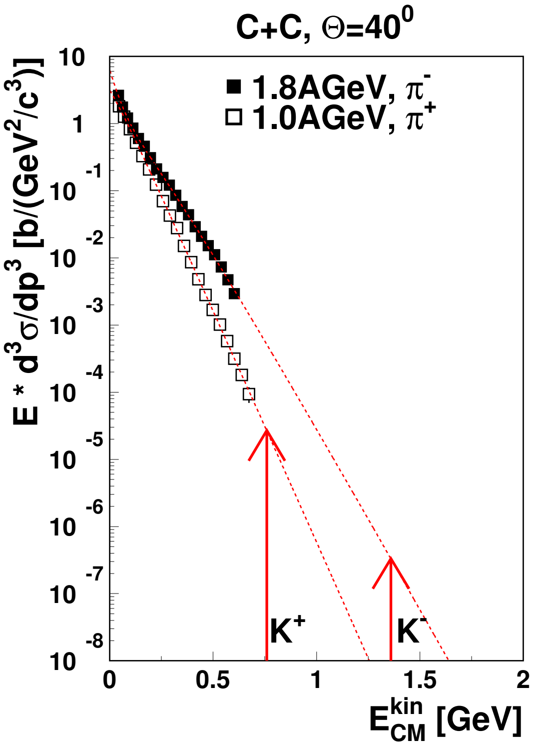


Abbildung 5.8: Vergleich der Lorentz–invarianten Pionwirkungsquerschnitte als Funktion der kinetischen Energie. $\pi+$ bei $1.0AGeV$ (offene Symbole) und π^- bei $1.8AGeV$ geschlossenen Symbole. Die Pfeile markieren die jeweiligen Schwellen für die Prozesse $\pi N \rightarrow K^+Y$ und $\pi N \rightarrow K^+K^-N$.

Die Reaktion $Y\pi \rightarrow K^-N$ hingegen führt zu einer Anreicherung von Antikaonen und muss durch die aus den Wirkungsquerschnitten bei identischen Strahlenergien entnommenen Verhältnisse $K^-/Y \approx 1/80$ und $K^-/\pi \approx 1/5000$ durchaus in Betracht gezogen werden. Das K^-/π–Verhältnis wurde dabei direkt durch die in Kapitel 4 bestimmten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{K^-} = 0.096mb$ und $\sigma^{\pi} = 0.64b$ berechnet. Für das K^-/Y–Verhältnis kann angenommen werden, dass es etwa halb so groß ist wie das K^-/K^+, da genausoviel K^+ wie K^0 produziert werden, beide assoziiert mit einem Hyperon. Die Reaktion $Y\pi \rightarrow K^-N$ besitzt jedoch eine endotherme Energiebilanz, die

durch sie erzeugten K^- sind somit bei geringen kinetischen Energien zu erwarten und werden dadurch mit hoher Wahrscheinlichkeit wieder absorbiert. Transportmodellen (siehe Abbildungen 5.14 und 5.15) zur Folge hat die K^- Produktion durch den $Y\pi$ Kanal den größten Anteil an aus Sekundärreaktionen stammenden Antikaonen, der etwa 30% beträgt. Der Produktionskanal $B\pi \rightarrow K^+K^-B$ besitzt etwa einen Anteil von 20%, alle anderen sekundären Produktionskanäle können vernachlässigt werden.
Etwa die Hälfte der K^- stammt demnach aus Sekundärreaktionen, trotzdem wird die K^-–Ausbeute immer noch um einem Faktor 5 unterschätzt.
Selbst wenn die in den Modellrechnungen benutzten, experimetell schwer zu bestimmenden, elementaren Wirkungsquerschnitte für die sekundären Reaktionen stark unterschätzt wurden (z. B. Faktor 2), kann die Antikaonenproduktion durch sie nicht erklärt werden.
Das Doppelverhältnis $R \approx 6$ kann somit als Hinweis auf eine nicht trivial erhöhte Antikaonproduktion gedeutet werden kann.

5.2.2 Vergleich der Experimentdaten mit einem Transportmodell

Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit einem Vergleich zwischen den Experimentdaten und Rechnungen mit einem Transportmodell. Es handelt sich dabei um das RBUU–Modell[1] aus Gießen [Bra97]. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dr. W. Cassing und Frau Dr. E. Bratkovskaya, die umfangreiche Rechnungen durchführten und mir ihre RBUU–*Ereignisse* zur weiteren Auswertung zur Verfügung stellten. Es sei hier noch angemerkt, dass die Modellrechnungen als echte Vorhersagen zu verstehen sind, da sie durchgeführt wurden, bevor die experimentellen Ergebnisse ausgewertet waren.
Es wurden mit dem RBUU–Modell $^{12}C + ^{12}C$–Reaktionen bei $E_{BEAM} = 1.0, 1.8$ und $2.0 AGeV$, jeweils mit und ohne Berücksichtigung von in–Medium Potentialen gerechnet. Diese wurden dabei vom Impuls unabhängig durch

$$m_K^*(\rho_B) = m_K^0 \left(1 - \alpha \frac{\rho_B}{\rho_0}\right). \tag{5.19}$$

mit $a_{K^-} = 0.24$ und $a_{K^+} = -0.06$ implementiert.
Wird im folgenden von *in–medium* Massenmodifikation gesprochen, so ist die dementsprechende Massenmodifikation eingeschaltet, wird von *bare mass* gesprochen, so wird die unveränderte freie Kaonmasse angenommen.
Abbildung 5.9 stellt die effektiven Massen als Funktion der Baryonendichte dar. Abbildung 5.10 zeigt für $C + C$–Stöße bei $1.8 AGeV$, bei welchen Ba-

[1] Relativistic Boltzmann Uehling Uhlenbeck

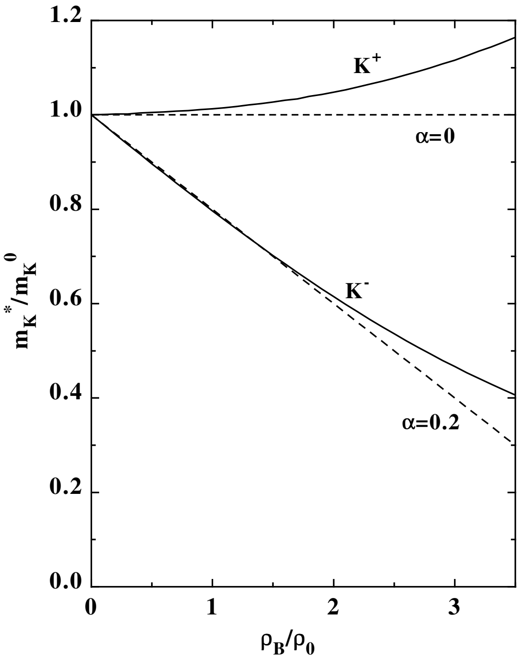


Abbildung 5.9: Modifikation der effektiven K^+- und K^-–Masse m_K^* als Funktion der Baryondichte ρ_B (siehe Gleichung 5.19). Die Massen sind auf die freie Kaonmasse normiert. Die gebrochenen Linien zeigen eine lineare Anpassung an die effektive K^-–Masse mit $\alpha = 0.2$ (α=0 für K^+). Dieses Ergebnis ist mit den Rechnungen anderer Modelle verträglich. Entnommen aus [Cas97].

ryondichten die Kaonen und Antikaonen im Rahmen des Modells erzeugt werden. Die Baryondichte ist dabei in Einheiten der Grundzustandsdichte ρ_0 angegeben, die Ordinate ist auf die integrierten K^+ bzw. K^- Zählraten normiert. Links wurde mit der freien Kaonmasse gerechnet; rechts unter der Annahme der effektiven Massen.

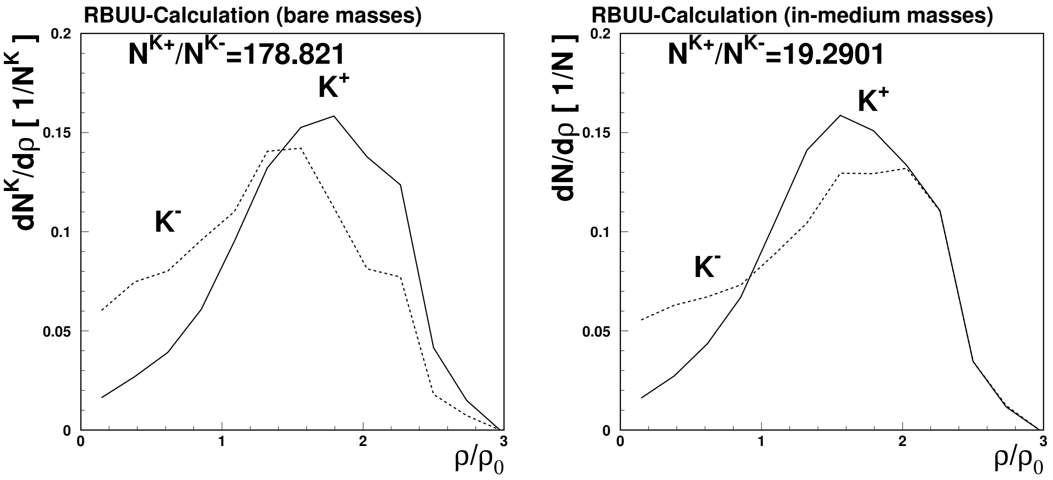


Abbildung 5.10: Kaonproduktion als Funktion der Baryondichte ρ_0/ρ in $C + C$–Stößen bei $1.8AGeV$. Links unter der Annahme einer festen, freien Kaonmasse. Rechts unter der Annahme von modifizierten Massen gemäß Gleichung 5.19. Die $K^\pm$–Verteilungen sind auf die jeweilige integrale Anzahl normiert.

Die Form der $dN^{K^-}/d\rho$–Verteilungen ändert sich für modifizierte und freie Masse deutlich, während die Form der K^+–Verteilung sich nur geringfügig ändert. Aus den N^{K^+}/N^{K^-} Verhältnissen ist sehr gut zu erkennen, dass die K^- Ausbeute relativ zur K^+ Ausbeute stark zunimmt.
Der Grund für die starke Änderung dieses Verhältnisses liegt in der starken Zunahme der K^- Produktion und der geringfügig gehemmten K^+–Produktion (etwa 30% weniger) in der *in–medium* Massenmodifikation–Rechnung, wie den Abbildungen 5.14 und 5.15 zu entnehmen ist. Sie zeigen die Zusammensetzung der K^+– und K^-–Spektren aus den einzelnen Produktionskanälen. Wiederum sind rechts die unter der Annahme von veränderlichen Massen erzeugten Verteilungen dargestellt, während links die Verteilungen abgebildet sind, die sich mittels der konstanten Masse des freien Kaons ergeben. Erwartungsgemäß ist der Einfluss der *in–medium* Massenmodifikation auf die positiven Kaonen gering, und auch die relative Zusammensetzung aus den unterschiedlichen Kanälen ändert sich kaum. Für die K^-

aber verändern sich nicht nur die Wirkungsquerschnitte, sondern auch die Zusammensetzung. Die *bare mass* Rechnung für K^- ist durch den πY Kanal (fast 50%) dominiert, der NN Kanal besitzt nur einen Beitrag von $< 1\%$. In der *in-medium* Rechnung sind hingegen im gemessenen Energiebereich von $0.1GeV < E_{CM}^{kin} < 0.3GeV$ die einzelnen Kanäle ungefähr gleich stark. Den stärksten Anstieg hat der NN–Kanal mit einem Faktor ≈ 50 zu verzeichnen. Dies wird aus den Abbildungen 5.9 und 5.10 klar. Der NN–Kanal ist in der *bare mass*–Rechnung weit unterhalb der Schwelle. Bei $\rho/\rho_0 = 2$, wo in der *in–medium*–Rechnung die meisten K^- erzeugt werden, nimmt die effektive Masse um etwa 40%, also um $\approx 200MeV$ ab. Die Excess–Energie verringert sich dadurch auf etwa $\approx -40MeV$ und ist damit der effektiven Schwelle sehr nahe.
Die Abbildungen 5.12 und 5.13 stellen die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus dem Transportmodell den experimentell ermittelten Produktionswirkungsquerschnitten gegenüber. Dazu wurden die Rechnungen mit einem dem Experiment entsprechenden Akzeptanzfenster gefiltert; Daten sowie die Rechnungen stammen aus dem Laborwinkelbereich von $\Theta_{Lab} = 40^o \pm 4^o$ für die Strahlenergien 1.8 und $2.0AGeV$ und $\Theta_{Lab} = 44^o \pm 4^o$ für $1.0AGeV$.
Die gemessenen K^+–Spektren werden für die zwei hohen Strahlenergien $E_{Beam} = 1.8$ und $2.0AGeV$ durch die *bare mass*–Rechnung besser beschrieben, während die *in–medium*–Rechnung die Daten bei $E_{Beam} = 1.0AGeV$ besser widergibt. Allerdings sind die Unterschiede zwischen den Ergebnissen beider Rechnungen erwartungsgemäß klein. Die K^-–Spektren favorisieren klar die *in–medium*–Rechnung; die *bare mass*–Rechnung unterschätzt sie um ungefähr eine Größenordnung.
Daraus, dass sich die K^+–Vorhersagen des Modells beim Übergang von *bare mass*– zu *in–medium*–Rechnungen kaum verändern ($\approx 30\%$), die K^-–Spektren jedoch stark (Faktor ≈ 10), folgt ein starker Einfluss auf das K^+/K^-–Verhältnis. Es ist in Abbildung 5.11 für die Strahlenergie $1.8AGeV$ als Funktion der kinetischen Energie der Kaonen bzw. Antikaonen angegeben. In dieser Darstellung reduzieren sich die systematischen Fehler und Unsicherheiten der Modellrechnung wie auch die der Daten. Links sind die Daten und die Modellrechnung aus dieser Arbeit ($^{12}C + ^{12}C$) abgebildet, rechts das entsprechende Verhältnis für $^{58}Ni + ^{58}Ni$ Daten aus [Bar97] mit einer Modellrechnung von [Li98, Li97b]. Auch hier favorisiert der Vergleich von Experiment und Rechnung die *in–medium*–Potentiale.
Der steile Abfall mit steigender Kaonenergie ist um so erstaunlicher, da K^- bei niedrigen Energien stärker absorbiert werden als hochenergetische K^- [Dov82]. Er wird durch die Rechnung mit *in–medium*–Massenabsenkung tendenziell richtig beschrieben. Im Rahmen des benutzten Modells kann somit die Aussage getroffen werden, dass die Hypothese der modifizierten Mas-

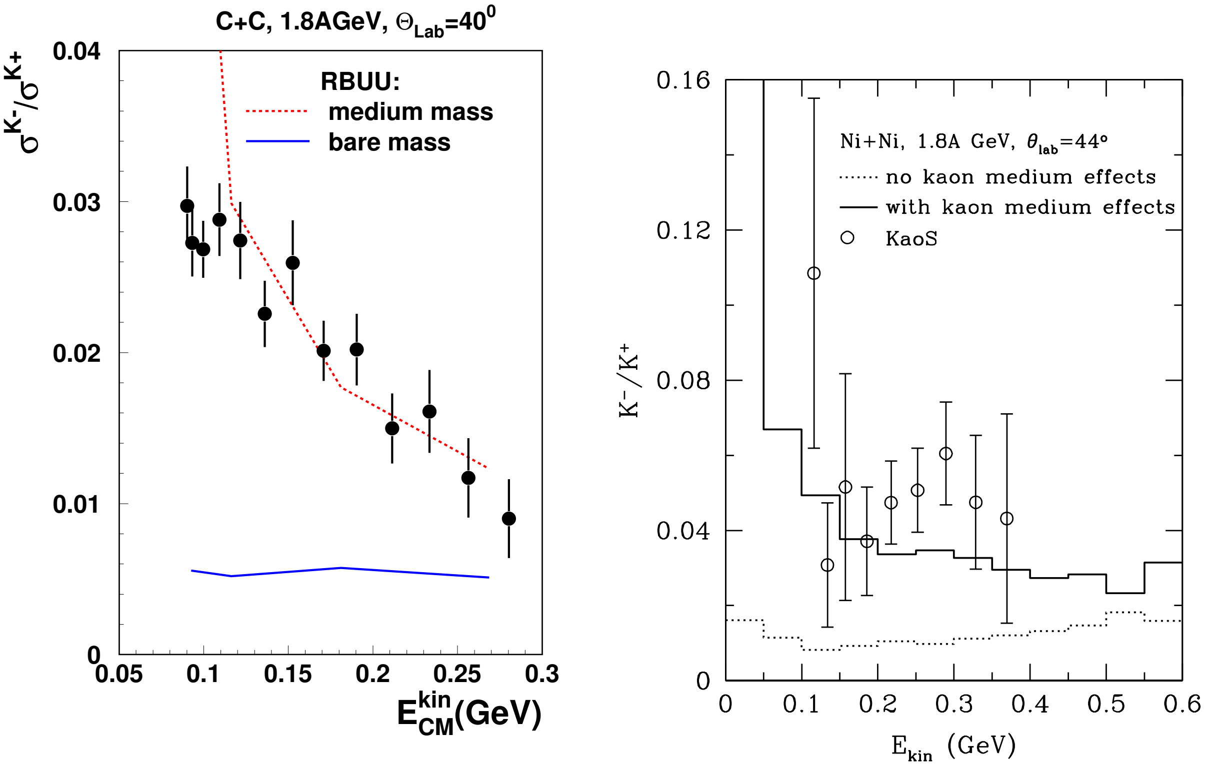


Abbildung 5.11: Verhältnis der K^-/K^+ Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der kinetischen Energie.

sen die Kaon– und Antikaonproduktion im spektralen Verlauf wie auch in den K^-/K^+–Verhältnissen gut beschreibt. Die Rechnungen mittels der freien Kaonmassen sind dazu nicht in der Lage.

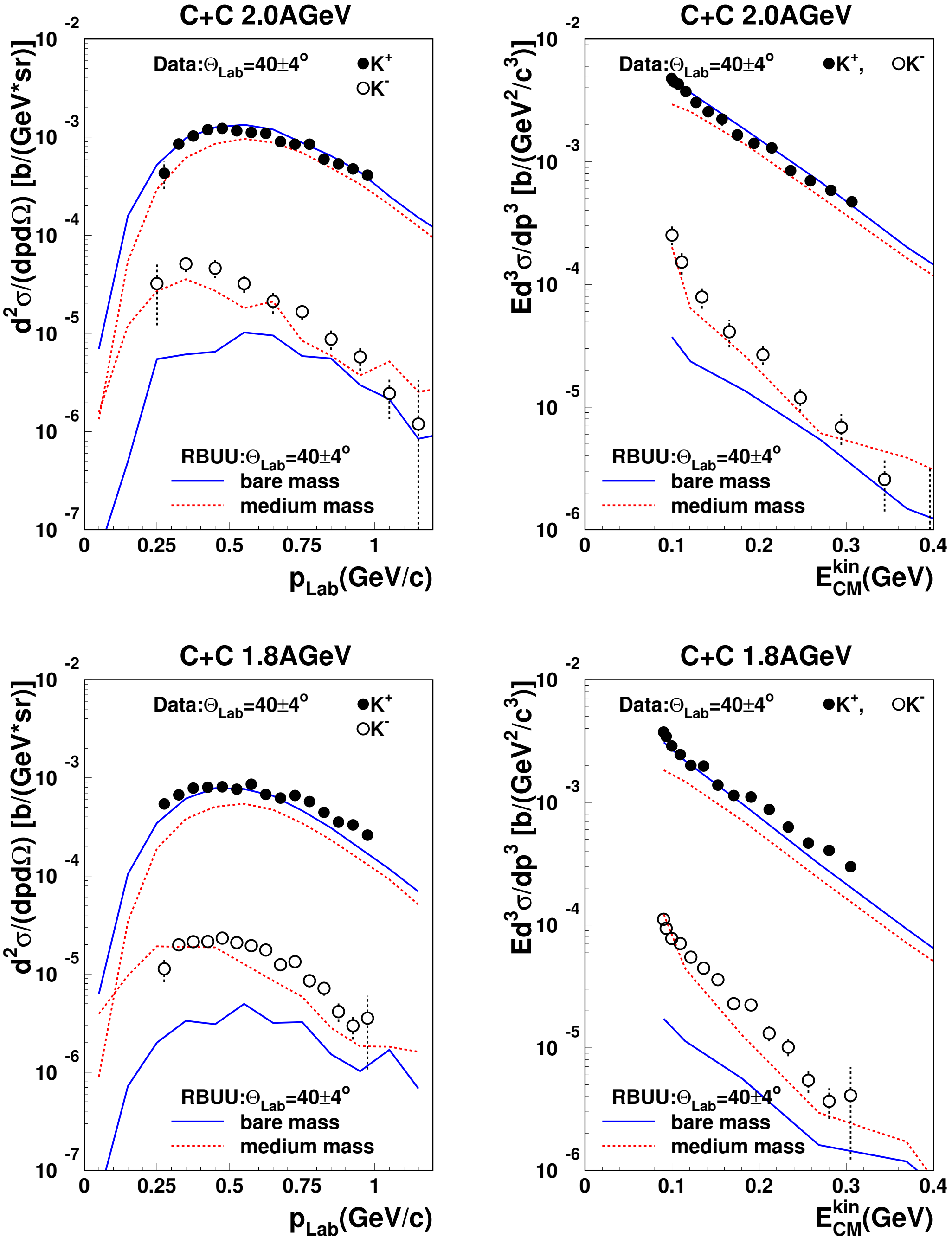


Abbildung 5.12: Vergleich der Produktionswirkungsquerschnitte für Kaonen und Antikaonen eines Transportmodells (Gießen–RBUU[Bra97, Cas97]) unter (durchgezogene Linien) und ohne (gebrochene Linien) Annahme von *in–medium*–Potentialen mit den Messdaten für die Einschussenergien 1.8 und $2.0 AGeV$. Die Daten stammen aus Messungen im Laborwinkelbereich von $\Theta_{Lab} = 40^o \pm 4^o$, was etwa Midrapidität, also $\Theta_{CM} = 90^o$, entspricht.

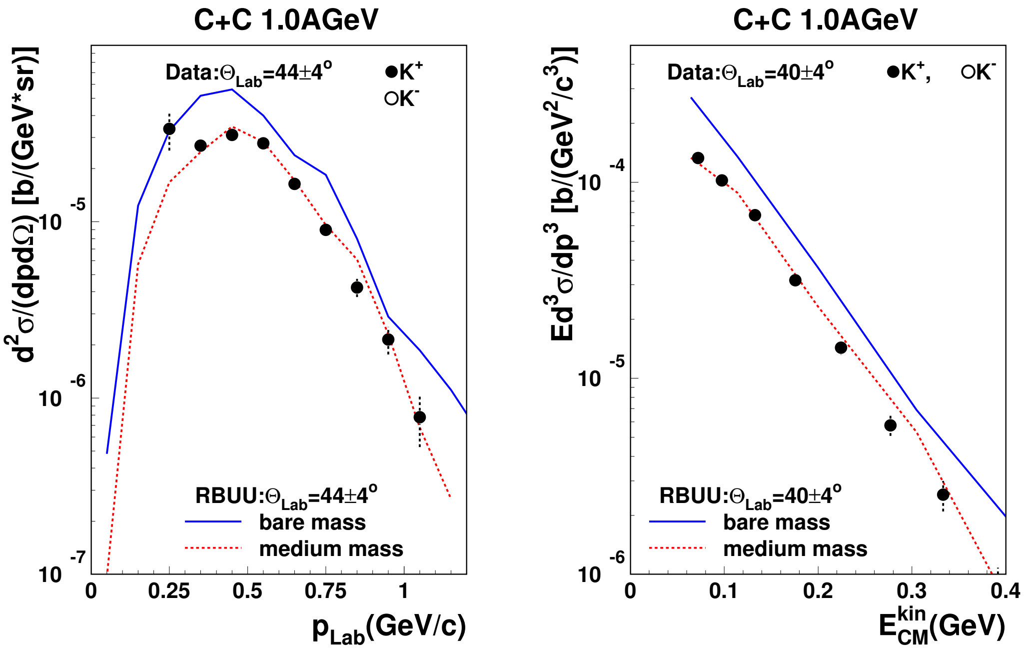


Abbildung 5.13: Vergleich der Produktionswirkungsquerschnitte eines Transportmodells (Gießen–RBUU[Bra97, Cas97]) unter (durchgezogene Linien) und ohne (gebrochene Linien) Annahme von *in–medium*–Potentialen mit den Messdaten bei einer Strahlenergie von $1AGeV$. Die Daten stammen aus Messungen im Laborwinkelbereich von $\Theta_{Lab} = 44^o \pm 4^o$, was etwa Midrapidität, also $\Theta_{CM} = 90^o$, entspricht.

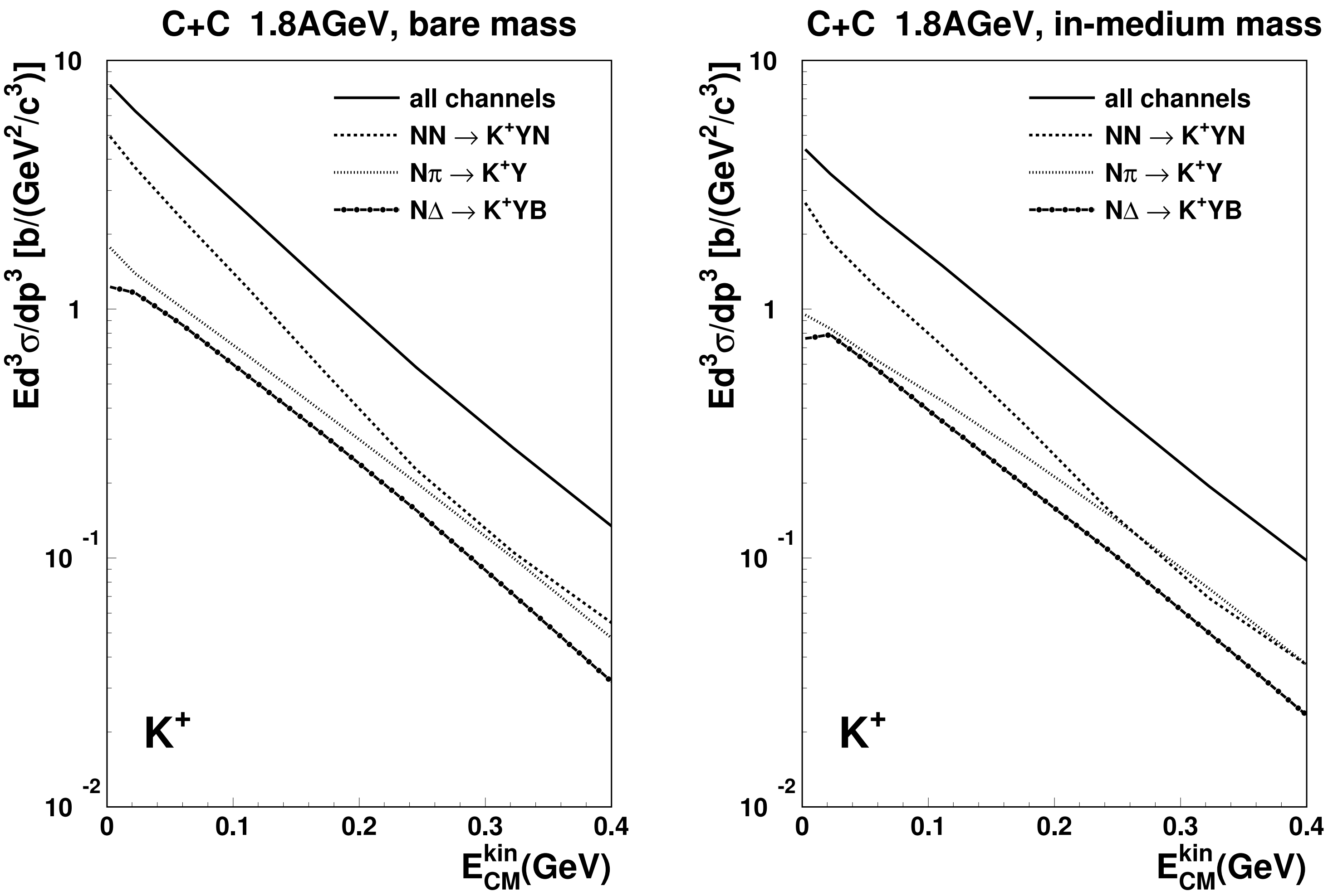


Abbildung 5.14: Aufspaltung der K^+–Spektren in die verschiedenen Produktionskanäle am Beispiel von C+C–Stößen bei 1.8$AGeV$. Gerechnet mit (rechts) und ohne (links) in-Medium Potentialen.

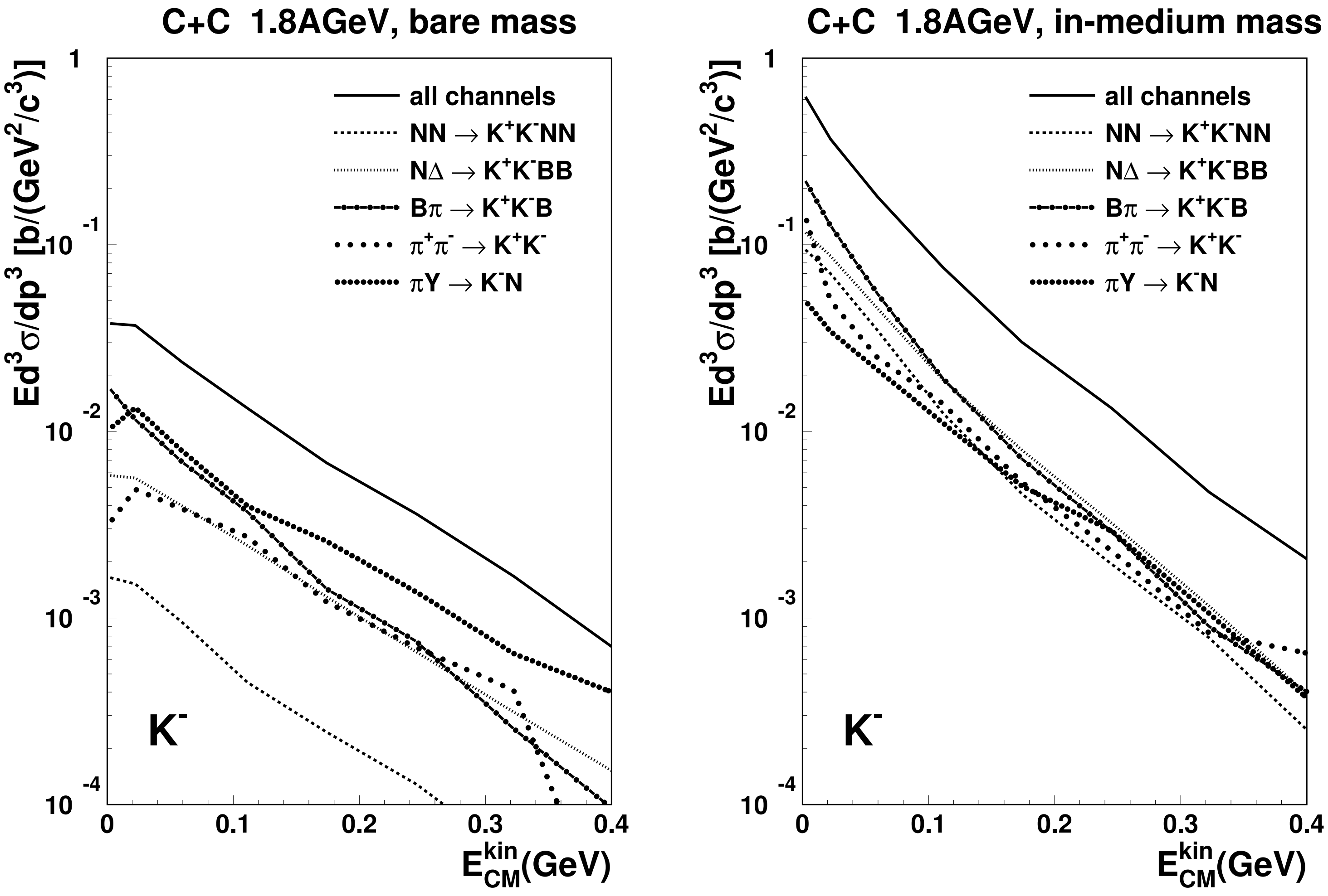


Abbildung 5.15: Aufspaltung der K^-–Spektren in die verschiedenen Produktionskanäle am Beispiel von $C+C$–Stößen bei $1.8AGeV$. Gerechnet mit (rechts) und ohne (links) in-Medium Potentialen.

5.2.3 Impulsabhängigkeit der in–medium Potentiale

Es sei an dieser Stelle auch erwähnt, dass neueren theoretischen Rechnungen zur Folge das Absinken der Antikaonmasse im Medium nicht nur von der Baryonendichte ρ_B, sondern auch vom Impuls abhängig ist.

$$m_K^* = m_K^*(\rho_B, p) \tag{5.20}$$

Dieser Effekt wird von den hier gezeigten Rechnungen noch nicht berücksichtigt. Erste Hinweise darauf ergaben sich aus den Vergleichen zwischen den Studien kaonischer Atome [Fri93, Fri94] und denen von $Ni+Ni$–Stößen [Li94, Li97c, Bra97]. Während erstere zu einem Absinken der K^-–Masse um $\approx 200MeV$ bei normaler Kernmateriedichte führten, wurde für letztere bei derselben Dichte nur eine Massenreduktion von $\approx 100-120MeV$ extrahiert, also ungefähr nur die Hälfte (siehe Abbildung 5.16). Die Tatsache, dass es sich bei kaonischen Atomen um ruhende Kaonen handelt, die Kaonen, die die Grundlage zur Ableitung der Massenreduktion aus den Schwerionenreaktionen bilden, jedoch Impulse von $300-800MeV$ relativ zum Feuerball besitzen, führt zu der Annahme, dass die *in–medium*–Potentiale impulsabhängig sind. [Sib98] beschreibt diese durch

$$\Pi(\rho, p_k) = -4\pi\rho_B Ref^{\pm}(p_K) \tag{5.21}$$

als Funktion der Baryondichte ρ_B und des Impulses p_K mit $Ref^{\pm}(p_K)$ als Realteil der K^+N oder K^-N Streuamplituden, die mit

$$f^{\pm}(\omega) = f^{\mp *}(-\omega) \qquad \omega = \sqrt{p_k^2 + m_k^2} \tag{5.22}$$

gegeben sind. Die genaue Definition der komplexen Streuamplitude ist [Sib98, Ama59] zu entnehmen. Für die in Abbildung 5.16 dargestellten effektiven *in–medium*–Potentiale für Kaonen bei Kerngrundzustandsdichte wurde $\Pi^{\pm}$ durch

$$\begin{aligned} U^+(\rho_b, p_k) &= -167\rho_B && (5.23)\\ U^-(\rho_b, p_k) &= -\rho_B\{341 + 823exp(-2.5p_k)\} && (5.24)\\ & && (5.25)\end{aligned}$$

parametrisiert (gebrochene Linien), mit der Baryonendichte ρ_B in fm^{-3} und $U^{\pm}$ in MeV. Die schraffierten Rechtecke zeigen die Potentiale und deren Unsicherheit, so wie sie von [Li94, Cas97, Bra97] aus den $Ni + Ni$ Messungen ermittelt und in die oben gezeigten RBUU–Rechnungen — impulsunabhängig— implementiert wurden.

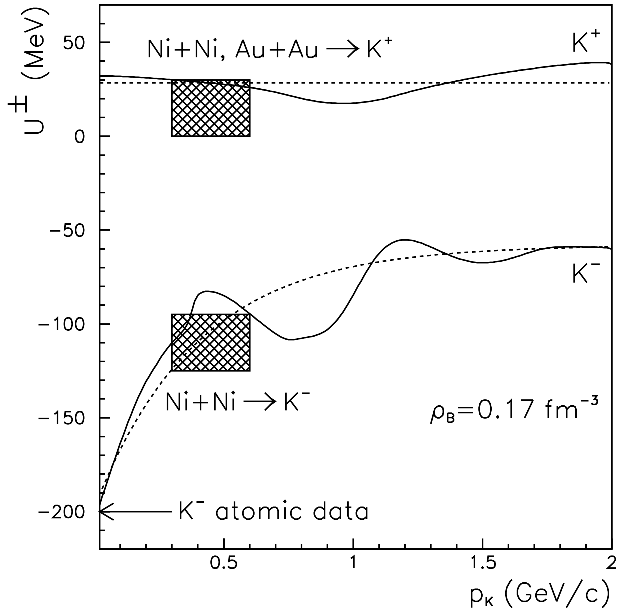


Abbildung 5.16: Impulsabhängigkeit der *in–medium* $K^{\pm}$–Potentiale $U^{\pm}$ nach [Sib98]. Die gebrochenen Linien folgen aus den Parametrisierungen $U^{+}(\rho_b, p_k) = -167\rho_B$ und $U^{-}(\rho_b, p_k) = -\rho_B\{341 + 823 * exp(-2.5p_k)\}$, die schraffierten Rechtecke repräsentieren die von [Li94, Cas97, Bra97] gewonnenen Werte aus $Ni + Ni$ sowie $Au + Au$–Stößen [Sch94b, Bar97, Sen96]. Die durchgezogenen Linien repräsentieren das Ergebnis der detaillierten Rechnung.

Ein qualitativ ähnliches Ergebniss wird auch in [Lut98] vorgestellt. In einer mikroskopischen Beschreibung wird der Kaonpropagator für dichte Medien ermittelt. Freie Parameter wurden mittels elastischer und inelastischer K^-–Nukleon–Streuung bestimmt. Auch in dieser Arbeit wird für die effektive K^--Masse von scheinbaren Widersprüchen zwischen den Ergebnissen aus der Studie von kaonischen Atomen und den Vorhersagen der chiralen Störungstheorie berichtet. Diese Widersprüche sind für dichte Materie durch die Präsenz der $\Lambda(1405)$ Resonanz erklärt. Für sie wurde in [Koc94] erstmals die Möglichkeit einer repulsiven Massenverschiebung aufgrund von Pauli-Blocking erörtert. Mit einer Halbwertsbreite von $\Gamma = 50 \pm 2MeV$ hat sie einen starken Einfluss auf die K^-–Nukleonen–Streuung, da sie knapp an der $\bar{K}N$ Schwelle $\sqrt{s_{\bar{K}N}} = 1.432GeV$ liegt.
Die [Lut98] entnommene Abbildung 5.17 zeigt die spektrale Dichte für K^- als Funktion der effektiven K^-–Energie ω für unterschiedliche Dichten und verschiedene K^-–Impulse q_K.
Die Dichte $\rho = 2k_F^3/(3\pi^2)$ ist dabei durch den Fermi–Impuls k_F angegeben; die Grundzustandsdichte der Kernmaterie entspricht etwa $k_F \approx 265MeV$. Zum einfacheren, qualitativen Verständnis wurde in Abbildung 5.18 eine K^-–Energie als Maximum der spektralen Dichteverteilungen bestimmt und deren Verhalten als Funktion der Dichte (links) und des K^-–Impulses (rechts) dargestellt. Wiederum zeigt sich ein starkes Absinken der K^--Masse mit zunehmender Dichte, aber auch eine Restauration mit wachsendem K^-–Impuls.
Als Folge einer soeben diskutierten impulsabhängigen Veränderung der Antikaonmasse würde sich zwangsläufig ein anderer spektraler Verlauf der K^- Verteilungen gegenüber dem obigen RBUU-Modell ergeben, das diesen Umstand noch nicht enthält. Der Einfluss auf das in Abbildung 5.11 dargestellte K^-/K^+–Verhältnis ist aber qualitativ abzuschätzen. Steigt die effektive Schwelle für die Produktion der hochenergetischen Antikaonen, so sollte die Kurve für das K^-/K^+–Verhältnis steiler werden.

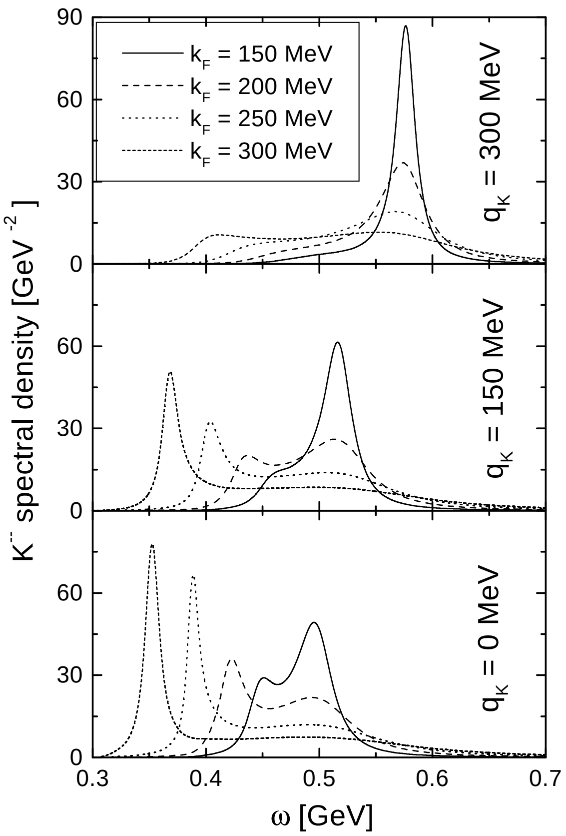


Abbildung 5.17: Die spektrale Dichte als Funktion der effektiven Kaonenergie ω für Antikaonen für verschiedene Kaonimpulse q_K und Materiedichten k_F [Lut98].

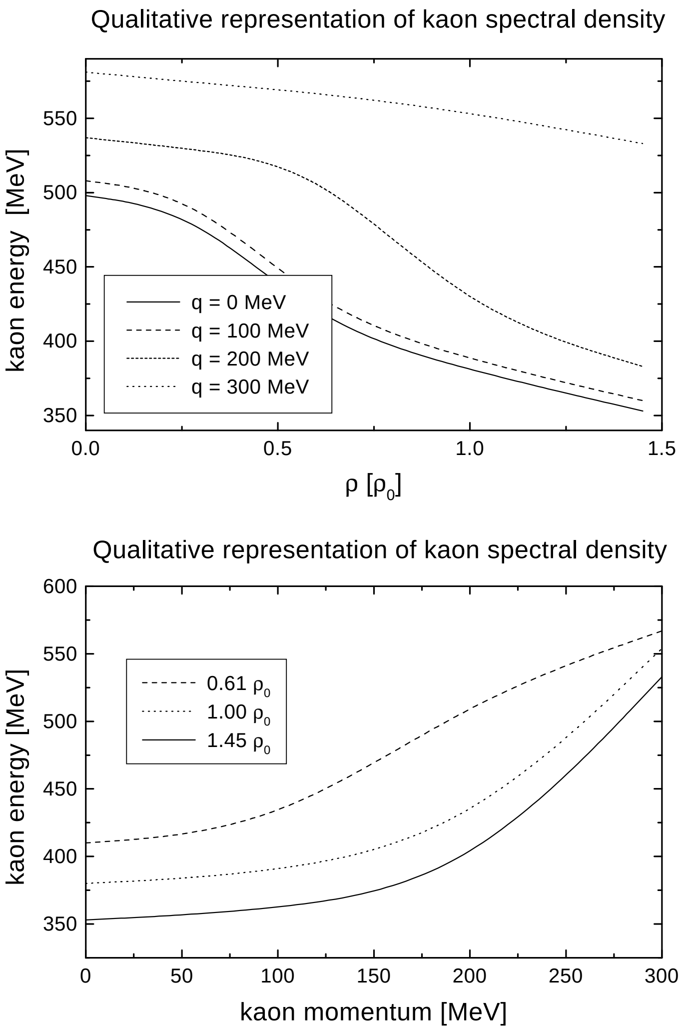


Abbildung 5.18: Die effektive K^-–Energie ω (qualitativ) als Funktion der Dichte k_F (oben) und des Kaonimpulses q_F (unten). Als K^-–Energie wurde das Maximum der in Abbildung 5.17 dargestellten spektralen Dichten aufgetragen [Lut98].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung/Darmstadt (GSI) Untersuchungen zur Produktion geladener K–Mesonen in Kohlenstoff induzierten Schwerionenreaktionen durchgeführt.
Im Energiebereich von 1 bis $2AGeV$ wurden dazu spektrale Verteilungen von Pionen, Kaonen und Antikaonen aus Kernreaktionen der Stoßsysteme $C + C$ und $C + Au$ unter verschiedenen Laborwinkelbereichen mit dem *Kaon–Spektrometer* (KaoS) aufgenommen. Da es sich um Kaonproduktion unterhalb der Nukleon–Nukleon–Schwelle handelt, spielen Eigenschaften der Kernmaterie eine Rolle, die Gegenstand dieser Arbeit sind.
Sowohl für Kaonen als auch für Antikaonen wurde eine polare Anisotropie der Winkelverteilung festgestellt. Die unter verschiedenen Laborwinkelbereichen aufgenommenen $K^{\pm}$–Spektren decken im Schwerpunktsystem einen Winkelbereich von $60^o < \Theta_{CM} < 150^o$ ab und lassen sich gut durch eine Winkelverteilung der Form $\sigma^{inv} \propto (1 + a_2 \cos^2 \Theta_{CM})$ beschreiben. Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte keine Abhängigkeit der polaren Anisotropie von der kinetischen Energie der Kaonen und Antikaonen festgestellt werden. Es lässt sich jedoch zeigen, dass es von der Einschussenergie abhängig eine Winkeleinstellung gibt, bei der der totale Wirkungsquerschnitt vom Anisotropieparameter a_2 unabhängig bestimmt werden kann, wenn die oben angegebene Parametrisierung der wahren Winkelverteilung genügt.
Die Anregungsfunktion $\sigma^{K^{\pm}}(E_{Beam})$ für Antikaonen ist steiler als die für Kaonen, jedoch lassen sich beide Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Differenz aus der pro Nukleon normierten Gesamtenergie und der Energie an der NN-Schwelle durch $\sigma^K \propto (m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}})^{4.4 \pm 0.1}$ beschreiben. Es konnte gezeigt werden, dass sich dieses identische Verhalten der derart auf die Excess–Energie korrigierten Kaon– und Antikaonproduktion jedoch nicht nur in den totalen Wirkungsquerschnitten, sondern auch in der Form

der spektralen Verteilungen widerspiegelt.
Ebenso scheinen die pro Partizipant normierten $K^{\pm}$–Multiplizitäten bei gleicher Excess–Energie gleichermaßen stark von der Größe des Stoßsystems abzuhängen.
Das etwa um einen Faktor 10 erhöhte K^-/K^+–Verhältnis im Vergleich zur $K^{\pm}$–Produktion in Proton–Proton–Stößen konnte nicht durch *triviale* Mediumeffekte wie Absorption oder sequentielle Mehrfachstöße erklärt werden. Dies kann als Hinweis auf eine eventuelle Modifikation der effektiven $K^{\pm}$–Massen in dichter Materie verstanden werden, wie sie die theoretische Hadronenphysik auf der Basis von QCD und chiraler Störungstheorie vorhersagt. Das benutzte relativistische RBUU-Modell kann die gemessenen Kaon– und Antikaonverteilungen nur unter der Annahme solcher Massenmodifikationen erklären.
Die K^-–Massenmodifikation hat interessante Konsequenzen für die Astrophysik und stellt somit eine Verbindung zu einem weiteren faszinierenden Teilgebiet der modernen Physik dar. Aufgrund der K^-–Massenmodifikation erwarten G. E. Brown und H. A. Bethe ein Kaonkondensat in Neutronensternen ab einer Dichte von $\rho \approx 3\rho_0$. Dies limitiert die Masse von Neutronensternen auf etwa $1.5M_{\odot}$. Für Supernovaüberreste von mehr als $1.5M_{\odot}$ erwarten sie die Bildung von schwarzen Löchern.
Für das asymmetrische Stoßsystem $^{12}C+^{197}Au$ kann das Schwerpunktsystem nur berechnet werden, wenn z. B. mit dem geometrischen Modell mittlere Projektil– und Targetpartizipantenanzahlen ($< A_{part}^{Projectile} >= 6$ bzw. $< A_{part}^{Target} >= 16$) angenommen werden. Die damit ermittelten Wirkungsquerschnitte deuten auf eine stärkere polare Anisotropie als für das $^{12}C+^{12}C$-System hin . Wird aus der in symmetrischen Stößen gemessenen Abhängigkeit der $K^{\pm}$–Produktion von der Systemgröße die Anzahl der Partizipanten im $^{12}C+^{197}Au$-System ermittelt, so stimmt diese für K^+ mit den Vorhersagen des geometrischen Modells in etwa überein, für K^- werden hingegen nur halbsoviel Partizipanten ermittelt. Dies deutet auf eine starke K^- Absorption in der Targetspektatormaterie hin.
Abschließend sei noch angemerkt, dass die KaoS–Kollaboration bereits weitere Messungen zur $K^{\pm}$–Produktion in den Stoßsystemen $Ni+Ni$ und $Au+Au$ sowie in asymmetrischen, protoninduzierten $p+A$ Reaktionen durchgeführt hat. Nach dem innerhalb der nächsten zwei Jahre zu erwartenden Abschluss der Analyse dieser Daten liegt somit eine systematische Studie der $K^{\pm}$–Produktion unterhalb der NN–Schwelle vor, die einen maßgeblichen Beitrag zum Studium der Eigenschaften von Hadronen in dichter Kernmaterie und zum Verhalten von Kernmaterie unter extremen Bedingungen liefern wird.

Anhang A

Simulationen zur polaren Winkelverteilung

Im folgenden soll untersucht werden, wie sich eine polare Winkelverteilung auf die Bestimmung von totalem Wirkungsquerschnitt und inversem Steigungsparameter auswirkt. Aus Symmetriegründen muss sie invariant gegenüber Spiegelungen um $\Theta_{CM} = 90^o$ sein, und eine Abhängigkeit mit $\cos^2\Theta_{Lab}$, wie sie bereits in [Man97] für $Au + Au$–Stöße vorgestellt wurde, erfüllt diese Forderung.
Dazu wurden zunächst in einem *Monte-Carlo*–Verfahren Verteilungen der Form

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = c * (1 + a_2 * cos^2\Theta) * e^{-\frac{E}{T}} \tag{A.1}$$

für verschiedene a_2–Parameter und eine *Solltemperatur* von $T = 0.075GeV$ simuliert. Es handelt sich also um die Überlagerung einer thermischen Quelle mit einem Anisotropieterm. Abbildung A.1 verdeutlicht die polare Anisotropie anhand der Population des durch den Transversalimpuls p_T und die Rapidität y aufgespannten Phasenraum für $a_2 = 0$ (links) und $a_2 = 2$ (rechts). Mittels des c–Parameters wurden die totalen Wirkungsquerschnitte jeweils auf $\sigma^{tot} = 1$ in arbiträren Einheiten normiert und die Laborimpulsverteilungen für verschiedene Winkel im Akzeptanzbereich des KaoS–Spektrometers von $\Delta\Theta_{Lab} = \pm 4^o$ unter der Annahme einer Strahlenergie von $E_{Beam} = 1.8AGeV$ erzeugt.
Diese wurden nun wie die experimentell gemessenen Verteilungen behandelt, d. h. Maxwell–Boltzmann–Verteilungen ohne Berücksichtigung einer Winkelverteilung an die einzelnen Laborspektren (vergl. Abbildungen A.2,A.3) angepasst. Diese und die daraus durch Extrapolation auf den gesamten Phasenraum ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte und inversen Steigungsparameter demonstrieren in den Abbildungen A.4 und A.5 zunächst die Güte

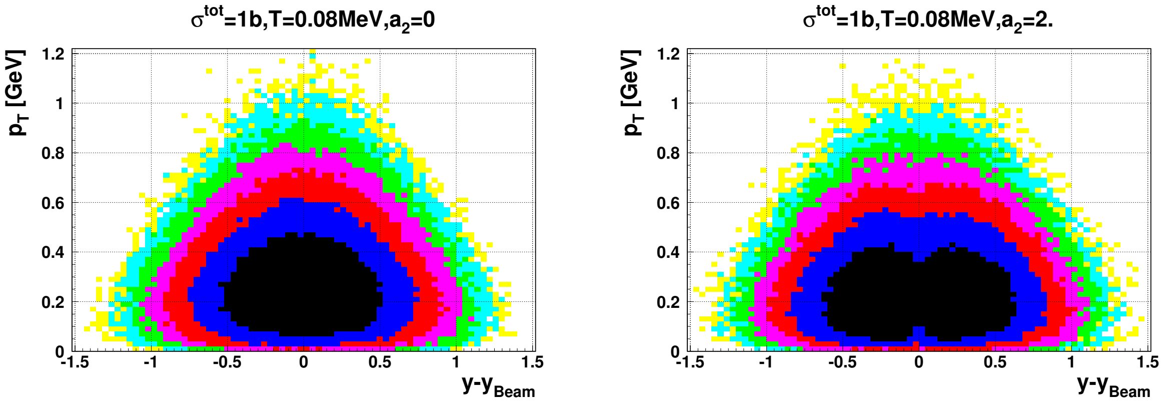


Abbildung A.1: Simulation einer thermischen Quelle mit (rechts, $a_2 = 2.$)) und ohne (links, $a_2 = 0.$) Überlagerung einer polaren Anisotropie der Form $(1 + a_2 * cos^2\Theta)$. Gezeigt sind die Phasenraumabdeckungen in dem durch den Transversalimpuls p_T und die Rapidität y aufgespannten Phasenraum.

eines solchen Verfahrens, falls eine rein thermische Quelle vorliegt, aber auch die Grenzen und somit eine Fehlerabschätzung, falls der thermischen Emission der Quelle noch eine polare Winkelverteilung überlagert ist. Wie zu erkennen ist, können für starke Anisotropien der inverse Steigungsparameter und der totale Wirkungsquerschnitt nicht gemeinsam aus einem bei festen Laborwinkeln gemessenen doppelt–differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ reproduziert werden.
Es lässt sich jedoch anhand der Abbildungen A.4 und A.5 zeigen, dass es unabhängig vom a_2–Parameter einen Laborwinkel gibt, für den der totale Wirkungsquerschnitt sehr gut reproduziert wird. Dieser Winkel ist von der Einschussenergie und dem inversen Steigungsparameter der Verteilung abhängig ($\Theta_{Lab} \approx 40^o$ für $E_{Beam} = 1.8AGeV$ und $T = 75MeV$).
Für die Bestimmung des inversen Steigungsparameters sind senkrechte Schnitte in der (p_T, y)–Ebene von Nöten und dementsprechend große Laborwinkel von Vorteil (vergl. Abb. 2.2,A.2, A.3).
Die Abbildung A.6 zeigt für Kaonen bei $1.8AGeV$ Strahlenergie, dass sich die ermittelten Wirkungsquerschnitte gut mit einem Anisotropieparameter von $a_2 \approx 1.5$ beschreiben lassen. Die für alle Winkel gemessenen inversen Steigungsparameter $T \approx 75MeV$ hingegen favorisieren im Rahmen des Modells eine isotrope Winkelverteilung.
Es sieht demnach so aus, als ob die angenommene Form der Winkelverteilung $(\cos^2\Theta, a_2(E) = konst.)$ die Daten nicht konsistent beschreiben kann. Allerdings wurde bei dieser Vorgehensweise zur Bestimmung der Winkelverteilung ein prinzipieller Fehler gemacht. Die einzelnen Spektren wurden mit einer

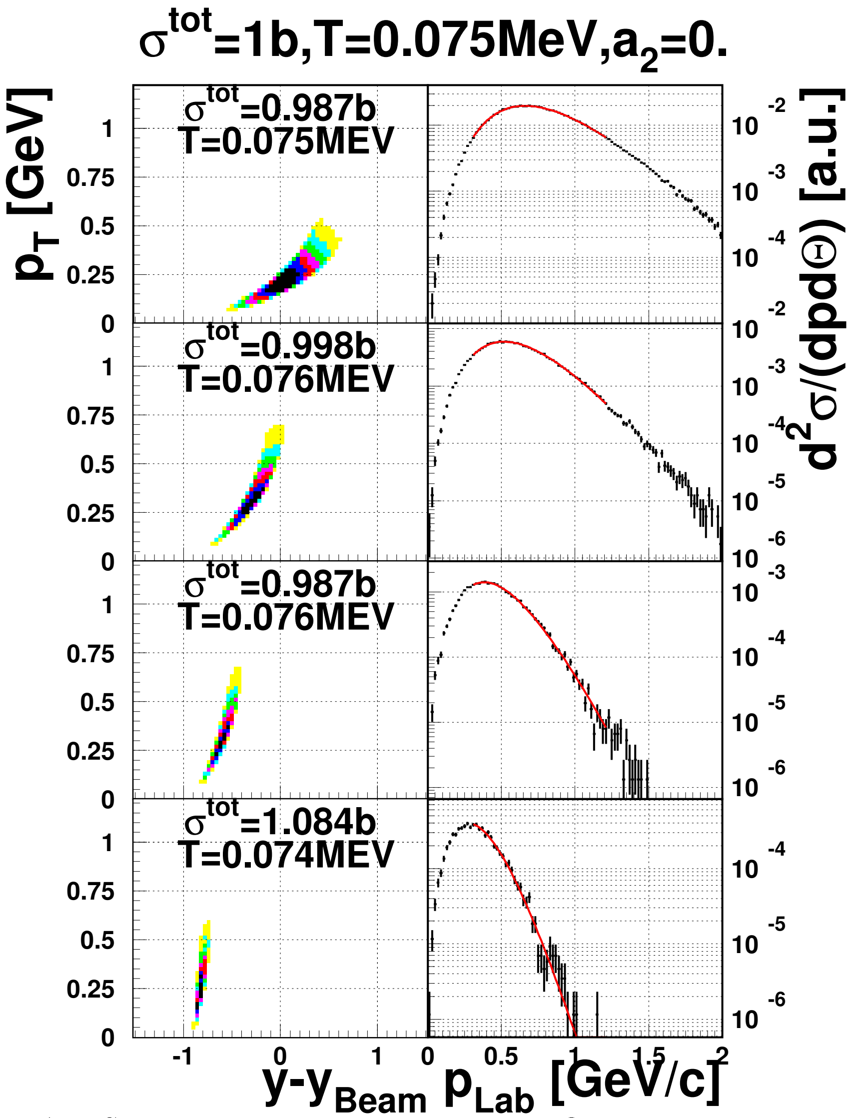


Abbildung A.2: Simulation einer rein thermischen Quelle mit den Parametern $\sigma^{tot} = 1b$ und $T = 70MeV$ für die Laborwinkel $\Theta_{lab} = 20^o, 40^o, 60^o$ und 80^o von oben nach unten. Links: Phasenraumabdeckung innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Kaonenspektrometers von $\Delta\Theta_{Lab} = \pm 4^o$. Rechts: Doppelt–differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ für den entsprechenden Winkelbereich. Die eingezeichneten Linien entsprechen einer angepassten Maxwell–Boltzmann–Verteilung mit den inversen Steigungsparametern T und den auf den gesamten Phasenraum extrapolierten Wirkungsquerschnitten $\sigma^{4\pi}$.

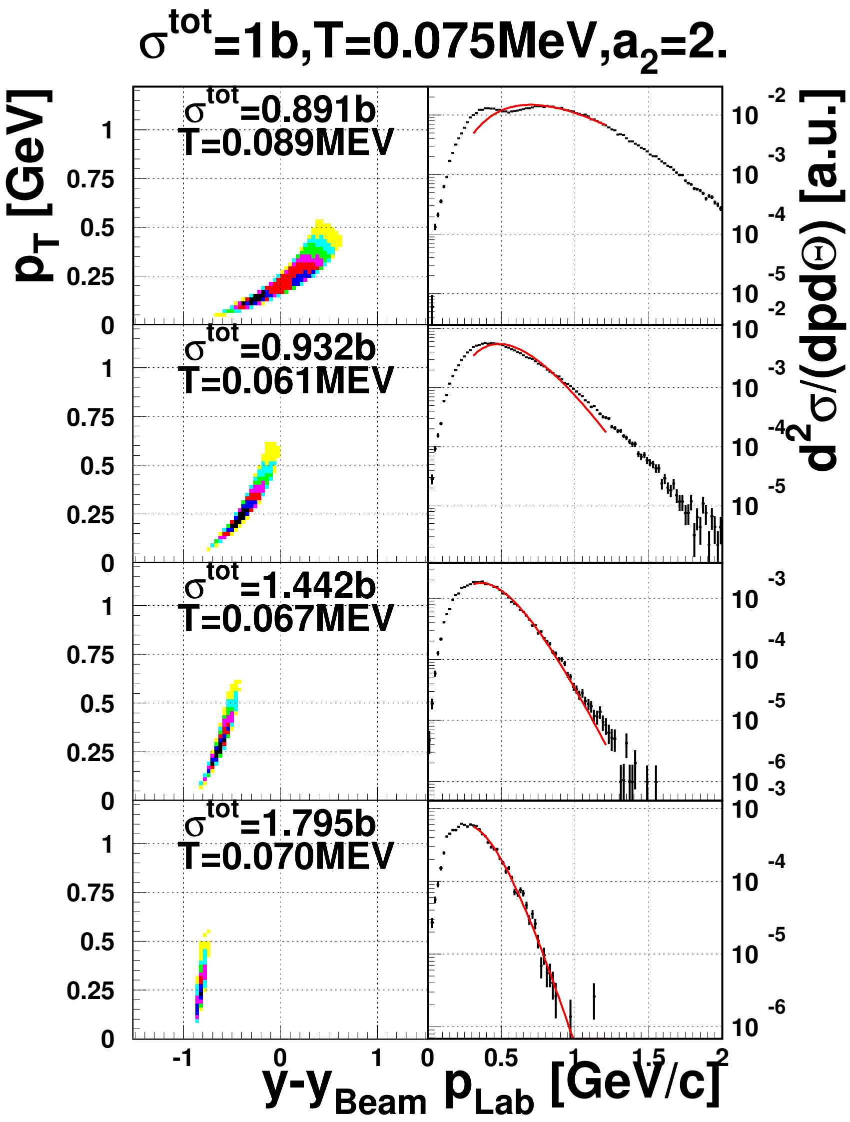


Abbildung A.3: Simulation einer thermischen Quelle mit den Parametern $\sigma^{tot} = 1b$ und $T = 70MeV$, der eine polare Anisotropie der Form $(1 + a_2 * cos^2\Theta)$ überlagert ist für die Laborwinkel $\Theta_{lab} = 20^o, 40^o, 60^o$ und 80^o von oben nach unten. Links: Phasenraumabdeckung innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Kaonenspektrometers von $\Delta\Theta_{Lab} = \pm 4^o$. Rechts: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ für den entsprechenden Winkelbereich. Die eingezeichneten Linien entsprechen einer angepassten Maxwell–Boltzmann–Verteilung mit den inversen Steigungsparametern T und auf den gesamten Phasenraum extrapolierten Wirkungsquerschnitten $\sigma^{4\pi}$, wie sie sich ohne Berücksichtigung der polaren Winkelabhängigkeit ergeben.

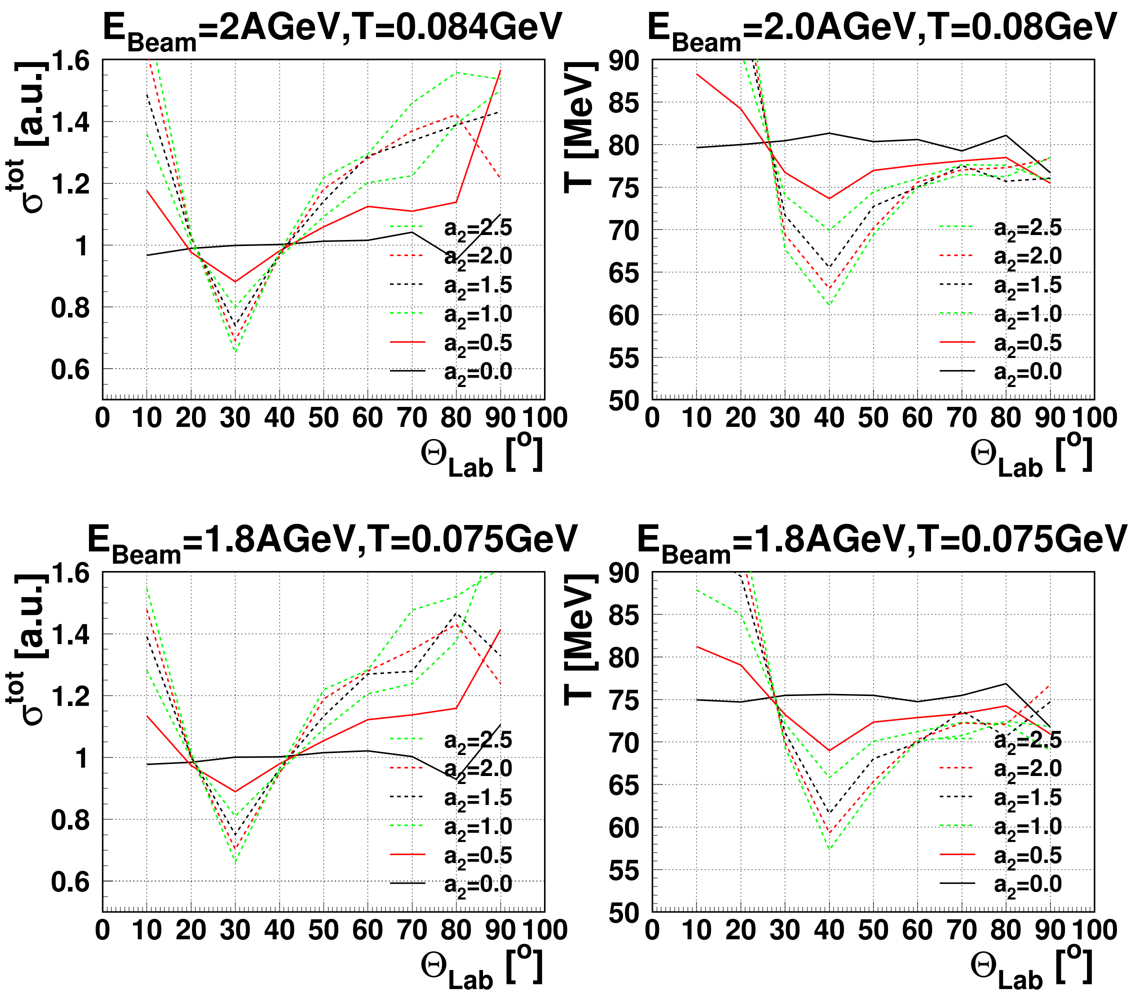


Abbildung A.4: Rekonstruktion von totalem Wirkungsquerschnitt σ^{tot} (links) und inverse Steigungsparameter T (rechts) aus den Simulationen für verschiedene Anisotropiefaktoren a_2 und Laborwinkel Θ_{Lab} mittels an die $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$–Verteilungen angepaßten rein thermischen Verteilungen. Sämtliche Simulationen waren mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma^{tot} = 1$ in arbiträren Einheiten initialisiert.
Oben: Strahlenergie $E_{Beam} = 2.0AGeV$, Initialisierung $\sigma^{tot} = 1$, $T = 0.075GeV$
Unten: Strahlenergie $E_{Beam} = 1.8AGeV$, Initialisierung $\sigma^{tot} = 1$, $T = 0.075GeV$

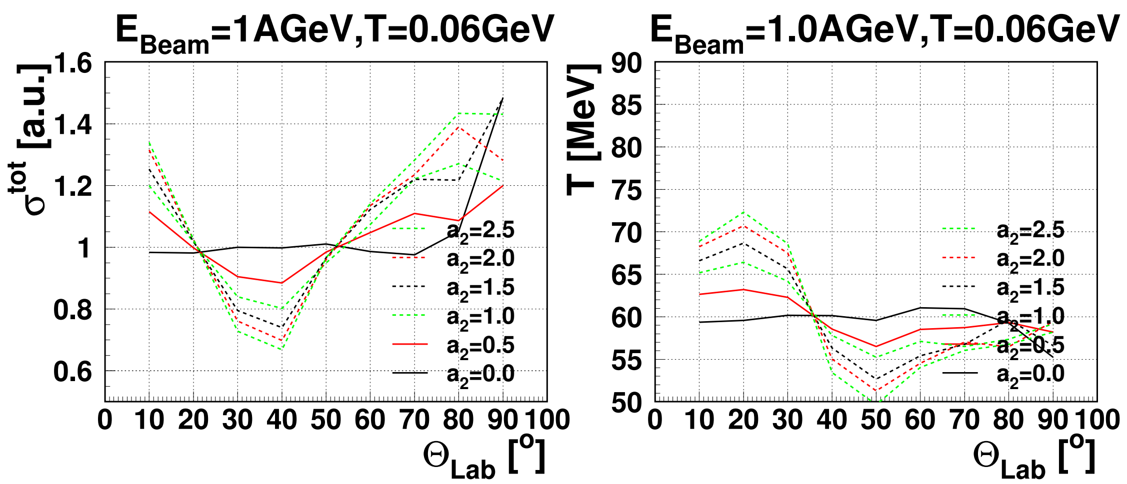


Abbildung A.5: Rekonstruktion von totalem Wirkungsquerschnitt σ^{tot} (links) und inverse Steigungsparameter T (rechts) aus den Simulationen für verschiedene Anisotropiefaktoren a_2 und Laborwinkel Θ_{Lab} mittels an die $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$–Verteilungen angepaßten rein thermischen Verteilungen. Sämtliche Simulationen waren mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma^{tot} = 1$ in arbiträren Einheiten initialisiert.
Strahlenergie $E_{Beam} = 1.0AGeV$, Initialisierung $\sigma^{tot} = 1$, $T = 0.06GeV$

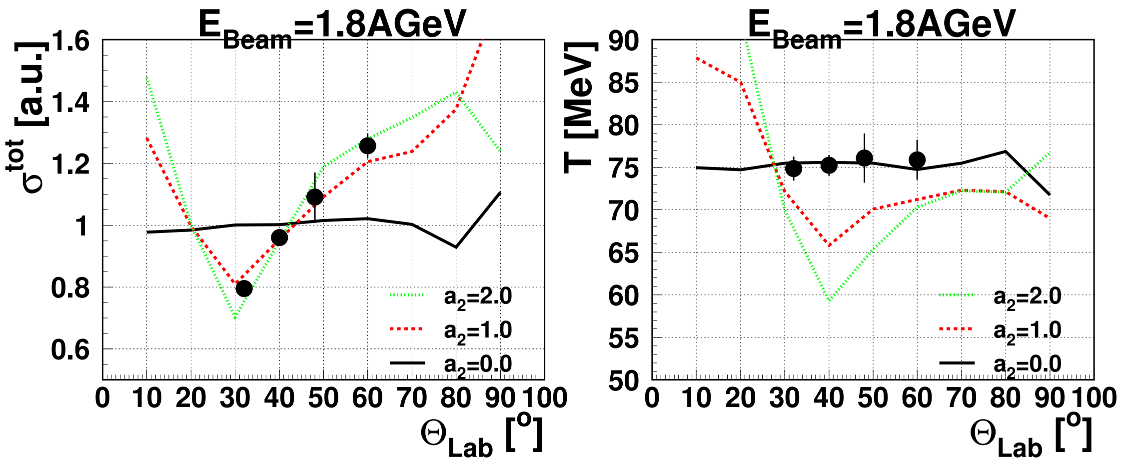


Abbildung A.6: Vergleich von gemessener und simulierter Winkelverteilung. Es wurde bei $E_{Beam} = 1.8 AGeV$ unter der Annahme von $T = 75 MeV$ und $a_2 = 0, 1$ und 2 und einem totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot} = 1[a.u.]$ eine Winkelverteilung gemäß Gleichung A.1 simuliert und die Wirkungsquerschnitte (links) und inversen Steigungsparameter (rechts) durch Anpassen von Maxwell-Boltzmann–Verteilungen rekonstruiert (Linien). Die entsprechenden Werte für die Experimentdaten sind als geschlossenen Kreise eingezeichnet, wobei die Wirkungsquerschnitte für $\Theta_{Lab} = 40^o$ auf die Simulation normiert wurden.

Boltzmann–Verteilung angepasst, die aber aufgrund der Winkelabhängigkeit offensichtlich nicht vorliegt. Dies wird auch in Abbildung A.3 für kleine Laborwinkel deutlich. Die angepassten Boltzmann–Verteilungen können die simulierten Kaonverteilungen nicht beschreiben.
Deshalb soll hier zunächst der Versuch unternommen werden, die unter verschiedenen Laborwinkeln gemessenen Verteilungen *simultan* an die Überlagerung aus der Maxwell–Boltzmann–Verteilung und dem energieunabhängigen Anisotropieterm

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = c * (1 + a_2 * cos^2\Theta) * e^{-\frac{E}{T}} \tag{A.2}$$

anzupassen und so die drei Parameter Wirkungsquerschnitt σ^{tot}, inverser Steigungsparameter T und Anisotropieparameter a_2 zu bestimmen.
„*Simultan*“ bedeutet hier, dass für alle Winkelbereiche nur ein inverser Steigungsparameter, ein a_2–Parameter und ein Skalierungsparameter c ermittelt wird. Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts σ^{tot} ergibt sich dann aus dem Integral

$$\begin{aligned} \sigma^{tot} = \int dp^3 \ \frac{d^3\sigma}{dp^3} &= \int dp^3 \ \ c * (1 + a_2 * cos^2\Theta) * e^{-\frac{E}{T}} \\ \int dp d\Omega \ \frac{d\sigma}{dp d\Omega} &= \int d\phi d\cos\Theta \ \ c * p^2 * (1 + a_2 * cos^2\Theta) * e^{-\frac{E}{T}}. \end{aligned}$$

Durch die Unabhängigkeit von Impuls und Winkel separiert es zu

$$\sigma^{tot} = c * \int d\phi d\cos\Theta \ \ (1 + a_2 * cos^2\Theta) * \int dp \ \ p^2 * e^{-\frac{E}{T}}, \tag{A.3}$$

wobei das erste Integral analytisch zu

$$4\pi * \frac{3 + a_2}{3}$$

gelöst werden kann.
Die Funktionalität eines solchen Verfahrens ist in Abbildung A.7 dargestellt, bei der für die Winkel $\Theta_{Lab} = 30^o, 40^o, 50^o$ und 60^o Laborspektren analog zu denen in den Abbildungen A.2 und A.3 benutzt wurden. Die Spektren wurden lediglich auf den Impulsbereich $0.3GeV < p_{Lab} < 1.2GeV$ beschränkt, um eine mehr dem Experiment vergleichbare Situation zu schaffen.
Die geringen Abweichungen bei der Rekonstruktion des totalen Wirkungsquerschnitts und des inversen Steigungsparameters sowie die gute Reproduktion des zur Simulation verwendeten a_2^{init}–Parameters zeigen, dass ein simultanes Anpassen aller Laborverteilungen möglich ist, sofern das anzupassende Modell in seiner funktionalen Abhängigkeit vom Emissionswinkel den Messwerten (hier Simulationsdaten) entspricht.

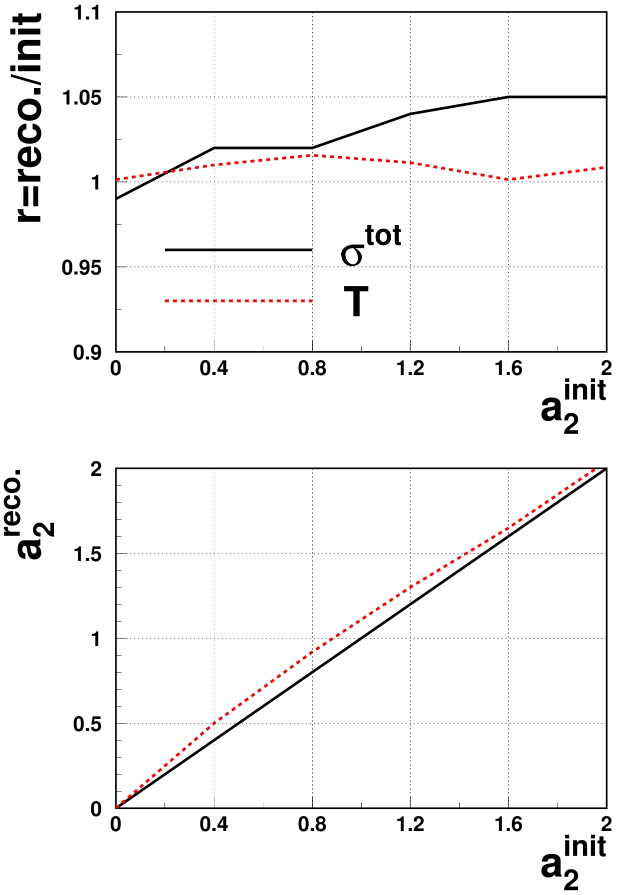


Abbildung A.7: Rekonstruktion von totalem Wirkungsquerschnitt σ^{tot} und inversen Steigungsparameter T aus den Simulationen für verschiedene Anisotropiefaktoren $a_2^{init.}$ durch simultane Anpassung aller drei Parameter an die Laborimpulsverteilungen $\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}$ der Winkel $\Theta_{Lab} = 30^o, 40^o, 50^o$ und 60^o. Dargestellt ist das Verhältnis r der ermittelten zu den Initialisierungsparametern der Simulation für den Wirkungsquerschnitt σ (oben, durchgezogene Linie) und den inversen Steigungsparameter T (oben, gebrochenen Linie) sowie der ermittelte $a_2^{reco.}$–Parameter (rechts) als Funktion des Initialisierungswertes a_2^{init}.

Dass die Methode des simultanen Anpassens auch auf die Experimentdaten übertragbar ist, ist in den Abbildungen A.8 und A.9 dargestellt. Sie zeigen einen Vergleich zwischen der simultanen Anpassung und den Einzelanpassungen der Laborverteilungen für Kaonen bzw. Antikaonen im Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$ bei $E_{Beam} = 1.8AGeV$.
Eine Winkelverteilung der Form $(1+a_2 * \cos\Theta)$ beschreibt die experimentellen Daten im Rahmen der Messgenauigkeiten demnach sehr gut.
Da die drei Parameter c, a_2 und T jedoch miteinander stark korreliert sind, kann der Gesamtfehler des Wirkungsquerschnitts nicht direkt aus den Anpassungsfehlern für diese Parameter abgeleitet werden. Man schätzt ihn ab, indem die Parameter T und a_2 im Rahmen ihrer Fehler variiert werden, und in einer erneuten Anpassung ihr Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt studiert wird.
Der nicht-isotrope Anteil am Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\left(\frac{3+a_2}{3}\right)^{-1} \tag{A.4}$$

mit einem Fehler von

$$\frac{\pm\Delta\sigma^{tot}}{\sigma^{tot}} = \frac{(3+a_2 \pm \Delta a_2)}{3} - \frac{(3+a_2)}{3} = \pm\frac{\Delta a_2}{3}. \tag{A.5}$$

Der Vergleich mit Tabelle 4.1 zeigt, dass die unter $\Theta_{Lab} = 40^o$ bzw. 44^o bestimmten extrapolierten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{4\pi}$ nur geringe Abweichungen von den durch simultanes Anpassen bestimmten Querschnitten σ^{tot} zeigen. Dies motiviert die Annahme, dass auch für die Einstellungen, bei denen nur ein Laborwinkelbereich gemessen wurde ($2.0AGeV, K^-$,$\Theta_{lab} = 40^o$ sowie $1.5AGeV, K^{\pm}$,$\Theta_{lab} = 40^o$), die $\Theta_{lab} = 40^o$–Messungen den totalen Wirkungsquerschnitt gut reproduzieren. Auch die Simulation mit verschiedenen Asymmetrieparametern in den Abbildungen A.4 und A.5 bestätigt diese Annahme. Sie zeigen weiterhin, dass es für jede Energie einen Laborwinkel gibt, bei dem der totale Wirkungsquerschnitt zu rekonstruieren ist, unabhängig vom a_2–Parameter.
Da für die meisten gemessenen Einstellungen ($K^{\pm}$,Strahlenergien) nur zwei verschiedene Laborwinkeleinstellungen gemessen wurden und die Spektrometerakzeptanz die gemessenen Verteilungen auf $0.3GeV < p_{Lab} < 1.2GeV$ einschränkt, ist das soeben beschriebene Verfahren nicht in der Lage, verschiedene Hypothesen über Form der Winkelverteilung oder ihre Energieabhängigkeit zu testen. Ein simultanes Anpassen einer Verteilung

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = c * (1 + a_4 * cos^4\Theta) * e^{-\frac{E}{T}} \tag{A.6}$$

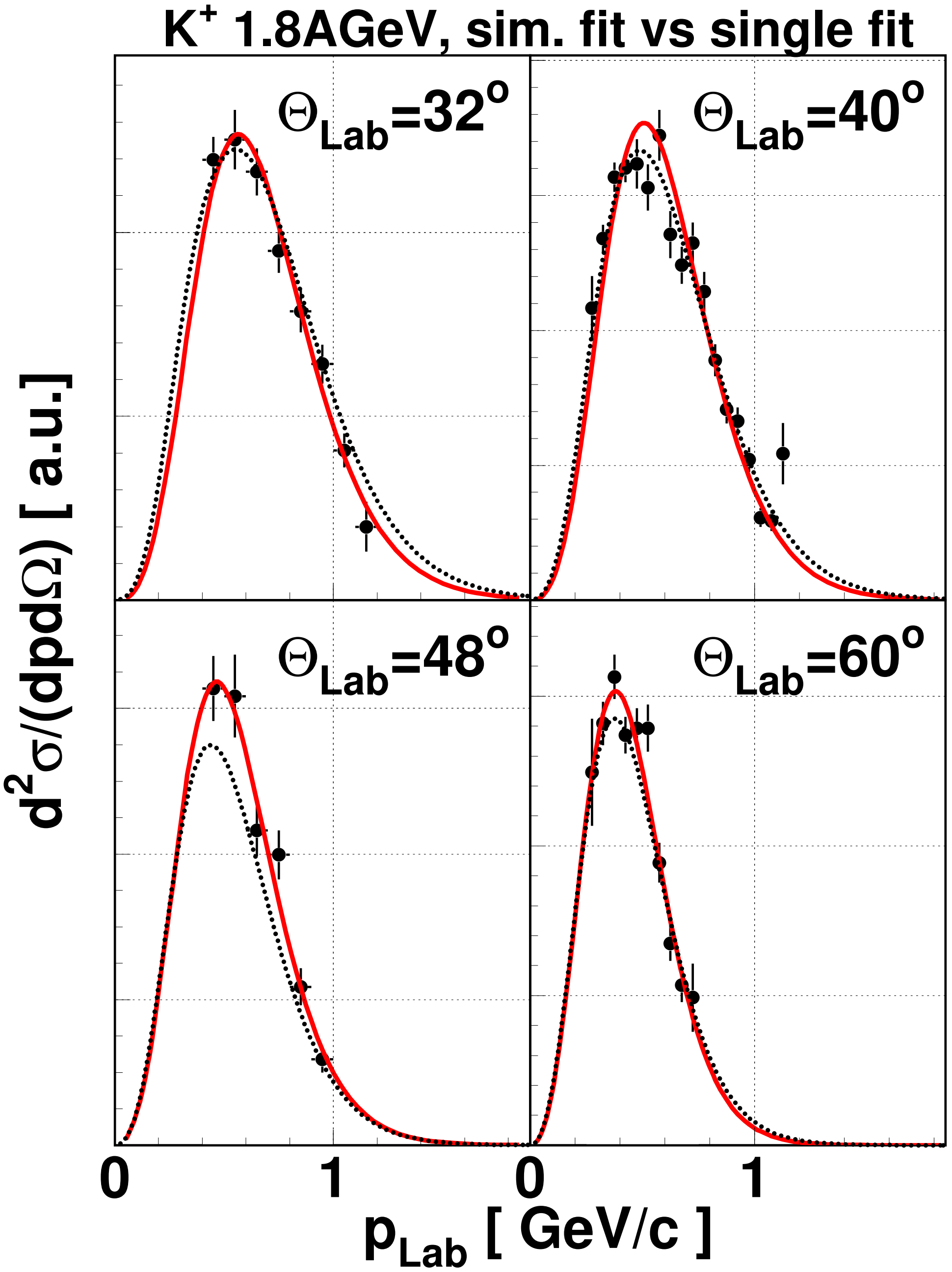


Abbildung A.8: Vergleich zwischen der simultanen Anpassung und den Einzelanpassungen der unter verschiedenen Laborwinkeln aufgenommenen K^+–Spektren. Die durchgezogenen Linien zeigen die Einzelanpassungen, die gepunkteten Linien repräsentieren die simultane Anpassung.

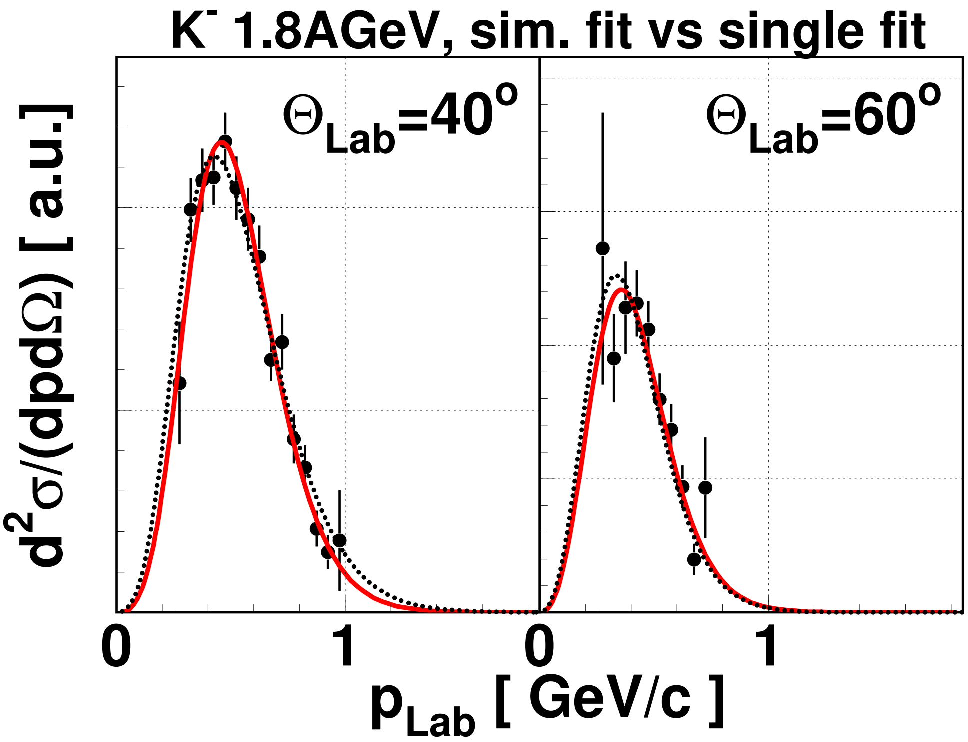


Abbildung A.9: Vergleich zwischen der simultanen Anpassung und den Einzelanpassungen der unter verschiedenen Laborwinkeln aufgenommenen K^-–Spektren. Die durchgezogenen Linien zeigen die Einzelanpassungen, die gepunkteten Linien repräsentieren die simultane Anpassung.

liefert eine ähnliche gute Beschreibung der experimentellen Spektren wie die $cos^2\Theta$–Anpassung.
Der Versuch energieabhängige Anisotropieparameter $a_2 = a_2(E^{CM})$ zu ermitteln scheitert daran, dass die dabei anzupassenden Parameter nicht linear unabhängig sind und keine eindeutige, von den Startwerten unabhängige Anpassung durchgeführt werden kann.
In Tabelle 4.4 aus Kapitel 4 sind die unter Berücksichtigung einer Winkelverteilung ermittelten Wirkungsquerschnitte angegeben. Für Einstellungen, bei denen zwei oder mehr Winkel gemessen wurden, wurde die Methode des simultanen Anpassens verwendet. Wurde nur ein Winkel gemessen, so wurden die totalen Wirkungsquerschnitte aus den Abbildungen A.6 entnommen.

Anhang B

RBUU-Modelle

RBUU-Modelle, so wie das in dieser Arbeit verwendete [Cas97, Bra97], gehören zur Klasse der Transportmodelle, die benutzt werden, um Vielteilchenprobleme (Schwerionenstöße) zu beschreiben.
Ausgangspunkt all dieser Modelle ist die unter dem Namen *Liouville-Gleichung* bekannte Kontinuitätsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{df_N}{dt} &= \frac{\partial f_N}{\partial t} + \dot{q}\frac{\partial f_N}{\partial q} + \dot{p}\frac{\partial f_N}{\partial p} && \text{(B.1)} \\ &= \frac{\partial f_N}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial p}\frac{\partial f_N}{\partial q} - \frac{\partial H}{\partial q}\frac{\partial f_N}{\partial p} && \text{(B.2)} \\ &= \frac{\partial f_N}{\partial t} + \{f_N, H\} && \text{(B.3)} \\ &= 0 \quad , && \text{(B.4)} \end{aligned}$$

die die Zeitentwicklung eines N–Körpersystems $f_N(t, q, p)$ beschreibt. q und p sind die generalisierten Koordinaten, die mit dem Hamiltionian

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + U(q_i) \tag{B.5}$$

die Bewegungsgleichungen

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \qquad , \qquad \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \tag{B.6}$$

darstellen. $U(q_i)$ gibt das Potential am Ort q_i an.
Wird B.5 in B.4 eingesetzt und die N-Teilchenverteilung f_N durch Integration über $N-1$ Freiheitsgrade

$$f_1 = \int f_N d\tau_2, \cdots d\tau_N \text{ mit } d\tau_i = d^3p_i d^3q_i \tag{B.7}$$

auf die Einteilchenverteilungsfunktion, also die Phasenraumdichte, reduziert, so folgt daraus die Vlasov–Gleichung

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{p_1}{m}\frac{\partial f_1}{\partial q_1} - \frac{\partial U(q_1)}{\partial q_1}\frac{\partial f_1}{\partial p} = 0 \tag{B.8}$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v\nabla_q f_1 - \nabla_q U(q_1)\nabla_p f_1 = 0 \tag{B.9}$$

Das Potential

$$U = (N-1)\int V_{12} f_1(t,q,p)\,dp\,dq \tag{B.10}$$

lässt sich dabei als Summe der Mittelwerte der Zweiteilchenpotentiale V_{ij} zwischen den Teilchen i und den $N-1$ anderen Teilchen interpretieren. Die Vlasov–Gleichung B.8 ist reversibel und erhält die Entropie, da alle Impulsänderungen nur über die Wechselwirkung mit dem selbstkonsistenen mittleren Feld U stattfinden.
Werden die Impulsänderungen nicht über das mittlere Feld, sondern durch ein Kollisionsintegral I_{Coll} beschrieben, so erhält man die Boltzmann–Gleichung

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{p_1}{m}\frac{\partial f_1}{\partial q_1} = I_{Coll} \tag{B.11}$$

Es werden dabei die folgenden Annahmen über das Kollisionsintegral gemacht

- Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen erfolgen nur über Zweiteilchenstöße. Dazwischen bewegen sich die Teilchen auf geradlinigen Trajektorien.
- Die mittlere freie Weglänge der Teilchen ist größer als deren Wechselwirkungsradius R_{WW}.
- Die Einteilchenfunktion f_1 ist für ein Volumen von R^3_{WWW} nahezu konstant.
- Die Teilchen sind unkorelliert zueinander, es herrscht molekulares Chaos: $f_{1,2} = f_1 * f_2$.

Es folgt somit ein Kollisionsterm

$$I_{Coll} = N\int \sigma d\Omega \int dp_2\,|v_1 - v_2| * [f_1(q_1,p_1',t)f_1(q_1,p_2',t) - f_1(q_1,p_1,t)f_1(q_1,p_2,t)], \tag{B.12}$$

der den Streuquerschnitt σ enthält ($v_i = p_i/m_i$).

$f_1(q_1,p_1',t)f_1(q_1,p_2',t)$ und $-f_1(q_1,p_1,t)f_1(q_1,p_2,t)$ werden die Gewinn– und Verlustterme für das Herein– bzw. Herausstreuen eines Teilchens am Punkte q_i in das Geschwindigkeitsraumelement p_i genannt.
Gibt es mehrere Teilchenspezies und können diese nicht nur elastisch streuen, so zerfällt das Kollisionsintegral in die verschiedenen Kanäle

$$\begin{aligned} I_{Coll} = & \\ & I_{NN\to NN} + I_{N\Delta\to N\Delta} + I_{N\pi\to N\pi} + I_{NN\to N\Delta} + I_{NN\to\Delta\Delta} + \\ & I_{N\Delta\to\Delta\Delta} + I_{N\Delta\to NN} + I_{N\pi\to\Delta} + \\ & I_{NN\to NK^+\Lambda} + I_{NN\to NNK^+K^-} + \dots \,, \end{aligned} \tag{B.13}$$

und es muss für jeden Kanal eine Boltzmann-Gleichung aufgestellt werden. Der Kollisionsterm I_{Coll} ändert sein Vorzeichen nicht unter Zeitumkehr. Somit ist die Boltzmann–Gleichung nicht zeitumkehrinvariant. Ihre Lösungen sind nicht reversibel und erhalten nicht die Entropie.
Die Symbiose aus der Vlasov– und der Boltzmann–Gleichung wird Vlasov–Uehling–Uhlenbeck oder Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck (BUU)–Gleichung genannt

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{p_1}{m}\frac{\partial f_1}{\partial q_1} - \frac{\partial U(q_1)}{\partial q_1}\frac{f_1}{\partial p} = I_{Coll} \tag{B.14}$$

Für das selbstkonsistene Feld U wird ein Skyrme–Potential [Sky95]

$$U = \alpha\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + \beta\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} \tag{B.15}$$

angenommen. Es wird im allgemeinen dadurch berechnet, dass jedes Nukleon durch ein Ensemble von punktförmigen Testteilchen beschrieben wird. Die Einteilchenfunktion f_1 lautet dann

$$f_1(q,p) = \frac{1}{N(A_P + A_T)} \sum_{i=1}^{N(A_P+A_T)} \delta(q_i - q)\delta(p_i - p) \tag{B.16}$$

Die Dichte wird durch Abzählen der Testteilchen in einem diskretisierten Ortsraum ermittelt.
Ebenso wie der Ortsraum diskretisiert ist, so ist in den BUU-Modellen auch die Zeit diskretisiert. Das bedeutet, dass die Modelle die Teilchen über ein festes Zeitintervall Δt frei propagieren, dann die Bewegung „anhalten“, für jedes Teilchen die Wechselwirkung mit dem Potential U berechnen, um dann einen weiteren Zeitschritt auszuführen.
Der Begriff RBUU steht für Relativistic Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck und kennzeichnet den Energiebereich für den das Modell konstruiert wurde. Für

das in Kapitel 4 benutzte Modell bedeutet dies, dass in den elementaren Stößen sogenannte Strings angeregt werden können, die dann später hadronisieren und somit zur Produktion der Teilchen im Endzustand beitragen.
Eine der „Fehlerquellen" in diesen Modellen ist die Implementierung der elementaren Zweiteilchenwirkungsquerschnitte. In dem in dieser Arbeit benutzten RBUU–Modell [Cas97, Bra97] wurden Isospin–gemittelt die $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma$ Wirkungsquerschnitte durch

$$\sigma_{NN} \to K^+\Lambda N = \frac{3}{2}\sigma_{pp} \to K^+p \quad \text{(B.17)}$$

$$\sigma_{NN} \to K^+\Sigma N = \frac{3}{2}(\sigma_{pp} \to K^0\Sigma^+p + \sigma_{pp} \to K^+\Sigma^0 + p) \quad \text{(B.18)}$$

in Relation zu den gemessenen Isospinkanälen gesetzt.
Sie wurden approximiert durch

$$\sigma_{\to K^+\Lambda p}(s) = 732(1-\frac{s_{01}}{s})^{1.8}(\frac{s_{01}}{s})^{1.5}[\mu b] \quad \text{(B.19)}$$

$$\sigma_{\to K^0\Sigma^+ p}(s) = 338.46(1-\frac{s_{01}}{s})^{2.25}(\frac{s_{01}}{s})^{1.35}[\mu b] \quad \text{(B.20)}$$

$$\sigma_{\to K^+\Sigma^0 p}(s) = 275.27(1-\frac{s_{01}}{s})^{1.98}(\frac{s_{01}}{s})[\mu b] \quad \text{(B.21)}$$

mit $\sqrt{s_{01}} = m_\Lambda + m_N + m_K^0$ und $\sqrt{s_{02}} = m_\Sigma + m_N + m_K^0$ als Funktion der skalierten invarianten Energie $\frac{s_0}{s}$.
Der Isospin–gemittelte K^-–Produktionswirkungsquerschnitt

$$\sigma_{NN\to NNK\bar{K}}(s) \approx a(1-\frac{s_{01}}{s})^{3.17}(\frac{s_{01}}{s})^{1.96} \quad \text{(B.22)}$$

wurde mit $a = 1.5mb$ und $\sqrt{s_0} = 2m_N + m_K^0 + m_K^*$ angenommen. m_K^* ist dabei die bereits in Gleichung 5.19 adressierte, von der Baryondichte abhängige effektive Masse. $N\Delta$ und $\Delta\Delta$ Stöße wurden wegen ihres $K\bar{K}$–Paares im Endzustand ebenfalls mit Gleichung B.22 berechnet. Der gemessene πp Wirkungsquerschnitt wurde durch

$$\sigma_{\pi^-p\to pK^+\bar{K}^0}(s) = 1.121(1-\frac{s_{01}}{s})^{1.86}(\frac{s_{01}}{s})^2[mb] \quad \text{(B.23)}$$

parametrisiert; andere Pion induzierte Wirkungsquerschnitte folgen aus der Isospin–Symmetrie.
Weitere wichtige Kanäle zur K^-–Produktion sind die Pion–Hyperon induzierten Flavouraustauschkanäle, deren Umkehrprozesse die dominanten Kanäle zur K^-–Absorption bilden. Die genau gemessenen Absorptionskanäle wurden parametrisiert, und die Produktionskanäle per *detailed balance* ausgerechnet [Cug90].

Der rein pionische Kanal $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ wurde mit

$$\sigma_{\pi\pi\rightarrow K\bar{K}} = 2.8mb(1 - \frac{s_{01}}{s})^{0.76} \tag{B.24}$$

abgeschätzt [Bro91], sein Anteil an der Gesamtrate der erzeugten Kaonen ist bis zu einer Strahlenergie von $1.85AGeV$ jedoch kleiner als 5%.
Da die hier diskutierten Wirkungsquerschnitte unterhalb der freien Schwellen aber allesamt nicht zu messen sind, ist klar, dass es sich bei diesen um Extrapolationen in *unbekanntes Terrain* handelt. Die angegebenen Parameter wurden zwar meist an vorhandene Experimentdaten angepasst, doch es muss weiterhin kritisch beobachtet werden, ob diese mit neuen Experimenten (andere Stoßsysteme, andere Energien) verträglich sind.

Anhang C

Astrophysikalische Konsequenzen

Die Reduktion der K^-–Massen bei hohen Baryonendichten ist für Astrophysiker von sehr großem Interesse, denn sie hat den Vorstellungen von H. A. Bethe und G. E. Brown nach [Bro94a] großen Einfluss auf die Größe von Neutronensterne sowie die Anzahl von schwarzen Löchern. Es sei dazu zunächst in einfachen Worten die konventionelle Vorstellung von der Entstehung von Neutronensternen erklärt, später der Zusammenhang mit den *in–medium* Massenmodifikation der Kaonen gegeben.

Im Endstadium des Brennens eines massereichen Sterns erfolgt die Nukleosynthese in einer *zwiebelschalenförmigen* Struktur (Abbildung C.1), wobei die Brennelemente von außen nach innen immer schwerer werden. Mit dem Maximum an Bindungsenergie kommt die Nukleosynthese mit dem ^{56}Fe zum Erlöschen, und es bildet sich ein etwa $1.3 - 2.5 M_\odot$ großer Eisenkern.

Gleichzeitig mit dem Ende der Energieerzeugung im Inneren des Sterns entfällt der die enormen Gravitationskräfte stabilisierende Strahlungsdruck, und der Kernbereich kollabiert schlagartig mit einer geschätzten Zeitdauer von $0.1 sec$ für einen Stern von $25 M_\odot$ [Uns91]. Durch den Entartungsdruck der Elektronen (Pauli-Blocking) steigt dabei die Fermi–Energie so weit an, dass die Schwelle zum Elektroneneinfang überschritten wird und eine *Neutronisation* einsetzt. Innerhalb von $1 sec$ bildet sich ein hochverdichteter, harter Kern aus Neutronenmaterie. Ein Neutronenstern, dessen weiteres Schicksal stark von den Eigenschaften der komprimierten Kernmaterie abhängt, ist geboren. Wird die weiterhin sich im freien Fall befindende Materie aus den äußeren Schalen nun an diesem Kern reflektiert und in einer gigantischen Stoßwelle zurück ins All geschleudert, spricht man von einer Supernova vom

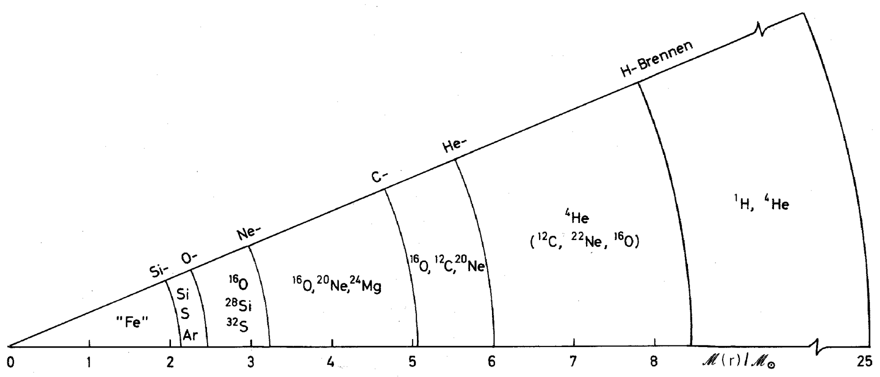


Abbildung C.1: Zwiebelschalenstruktur eines $M = 25M_\odot$ Sterns nach dem Siliziumbrennen. Eingezeichnet sind die häufigsten Nuklide innerhalb der jeweiligen Brennschalen. Außerhalb von $M(r) = 8.43M_\odot$ $(r = 0.55R_\odot)$ besteht noch die ursprüngliche H– und He–reiche Zusammensetzung. Der neutronisierte Fe-Kern reicht bis $M(r) = 2.1M_\odot$ $(r \approx 4.2 * 10^{-3}R_\odot = 2900km)$.

Typ II.[1]
Ist die Masse des Neutronenstern jedoch zu groß, so wird die Stoßwelle gebremst, und die am Kern reflektierte Materie kann, durch die Gravitation bedingt, nicht entkommen. Es folgt ein weiterer Kollaps, indem ein schwarzes Loch gebildet wird. Die maximale, von den Eigenschaften der Kernmaterie abhängige Masse M_{max}, die ein Neutronenstern haben kann, ist in Abbildung C.2 als Funktion der zentralen Dichte ρ_C dargestellt. Der Parameter ζ ist ein Maß für die Kompressibilität und variiert dabei in den mit kernphysikalischen Messungen vertretbaren Grenzen [Mue96]. Anwachsendes ζ bedeutet leichteres Komprimieren, also weichere Zustandsgleichung (vgl. Abbildung C.2, rechts).
Aufgrund der gemessenen Massen aller beobachteten Neutronensterne (Abbildung C.3) gehen Astrophysiker [Tho93, Bro95] von einer maximalen Neutronensternmasse vom eineinhalbfachen der Sonnemasse aus $M_{max} = 1.5M_\odot$, einem Wert der in dem soeben beschriebenen konventionellen Bild von Neutronensternen nicht erklärt werden kann.
Unter der Annahme von reduzierten K^-–Massen glauben [Li97a, Bro94a] jedoch dieses Massenlimit dadurch erkären zu können, dass die Kaonenergie im *beta–equilibrium* gleich dem elektronenchemischen Potential wird

$$\omega_{K^-} = \mu_- = \mu_n - \mu_p. \qquad \text{(C.1)}$$

[1]Unter einen Supernova von Typ I versteht man eine Sternexplosion, bei der kein fester Kern zurückbleibt, sondern die gesamte Materie wieder ins ALL geschleudert wird.

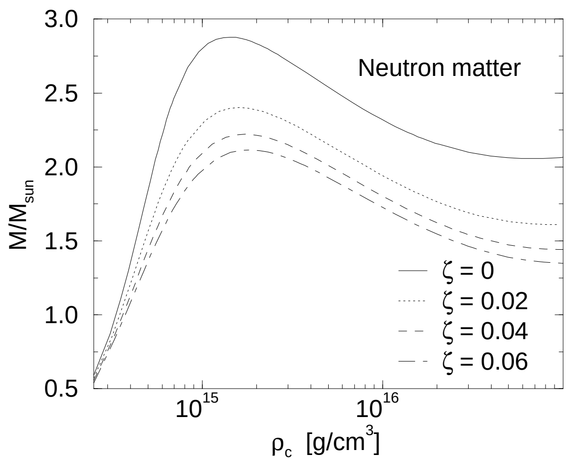


Abbildung C.2: Maximale Größe eines Neutronensterns (reine Neutronenmaterie) als Funktion der zentralen Dichte ρ_C. Der Parameter ζ ist ein Maß für die Kompressibilität der Kernmaterie. Große Werte für ζ bedeuten ein leichteres Komprimieren (weiche Zustandsgleichung).

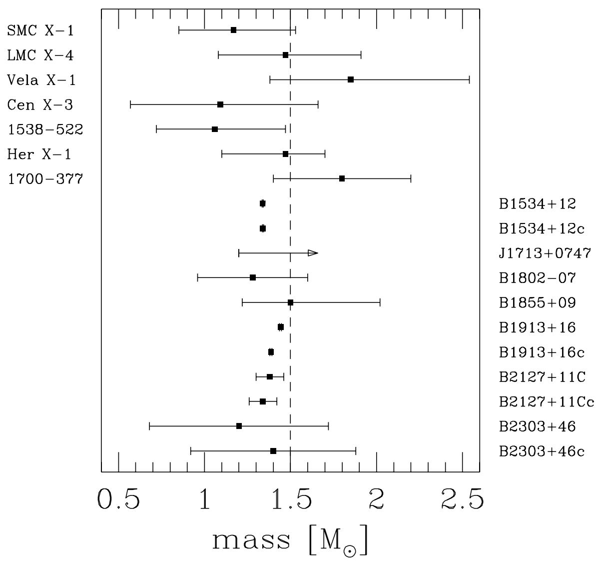


Abbildung C.3: Verteilung der Masse aller beobachteten Neutronensterne. Entnommen aus [Bro95]

Unter chemischem Potential versteht man die Energie, die benötigt wird, um in einem System noch ein weiteres Teilchen einer bestimmten Sorte zu plazieren. Die K^- Mesonen übernehmen dann die Rolle der Elektronen als Träger der Ladungen und bilden ein Bosekondensat . Begünstigt durch die geringe Temperatur (kleine kinetische Energien) von nur etwa $30keV$ des abgekühlten Überrests der Supernovaexplosion, gehen [Tho94, Bro92] bei bereits dreifacher Kerngrundzustandsdichte $\rho_c \approx 3\rho_0$ vom Einsetzen des Kaonkondensats aus, und es findet kein Konvertieren der Protonen und Neutronen mehr statt. Die Materie bleibt Proton–Neutron symmetrisch, weshalb die Autoren den Begriff *Nukleonenstern* einführen. Für diese Proton–Neutron symmetrischen gigantischen Kerne wird im Vergleich zum Neutronenstern die Symmetrieenergie gemäß der Bethe–Weizsäcker Formel

$$E_B = -a_V A + a_O A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_S \frac{(A-2Z)^2}{A} + e_p \qquad \text{(C.2)}$$

herabgesetzt. Dies führt zu einer weicheren Zustandsgleichung (siehe Abbildung C.4), woraus sich ein leichteres Komprimieren (es wird weniger Energie benötigt) ergibt. Das Massenlimit für Neutronensterne bzw. Nukleonensterne als Supernovaüberrest wird somit auf $1.5M_\odot$ herabgesetzt (Abbildung C.5), schwerere Überreste führen zur Bildung eines schwarzen Loches.

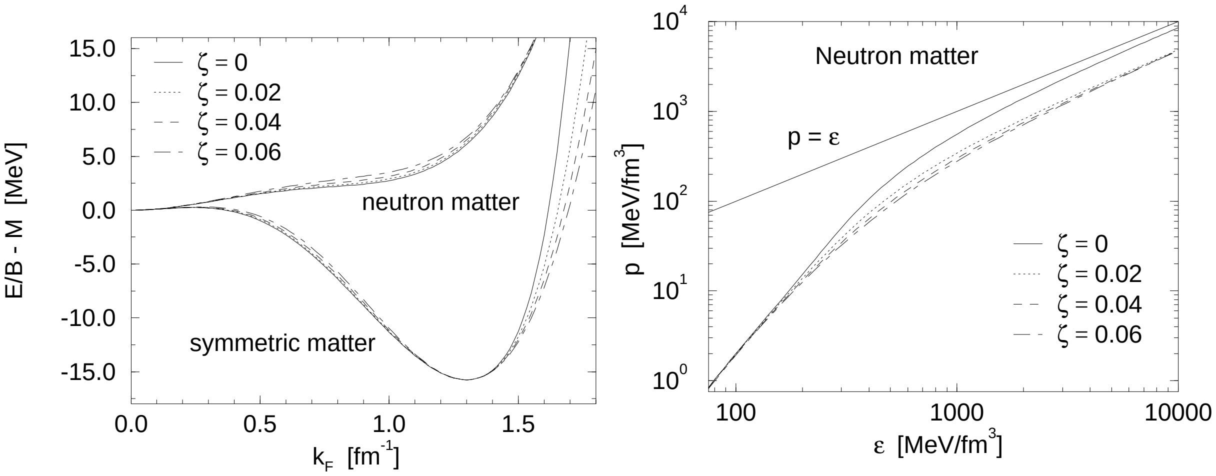


Abbildung C.4: Vergleich der Bindungsenergien für Proton–Neutron symmetrischer und purer Neutronmaterie (links) sowie der daraus resultierenden Zustandsgleichungen (EOS) $p(\epsilon)$ (rechts) für verschiedene Kompressibilitäten. Mit ansteigendem ζ wird die EOS weicher. [Mue96]

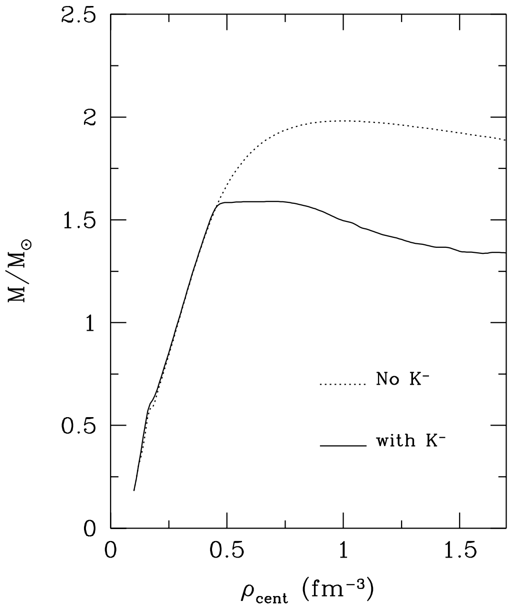


Abbildung C.5: Maximale Neutronensternmasse als Funktion der zentralen Dichte unter (durchgezogene Linie) und ohne (gebrochene Linie) Annahme des K^-–Kondensates. [Li97a]

Anhang D

$K^{\pm}$ Wirkungsquerschnitte

$C + C, 1.8 AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 32^0$		
$p_{Lab}[GeV/c]$	$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}[b/(sr * GeV^2/c^3)]$	$\pm\Delta\sigma[b/(sr * GeV^2/c^3)]$
0.450	$0.1197E-02$	$0.6329E-04$
0.550	$0.1252E-02$	$0.8130E-04$
0.650	$0.1165E-02$	$0.6367E-04$
0.750	$0.9494E-03$	$0.5869E-04$
0.850	$0.7862E-03$	$0.5801E-04$
0.950	$0.6420E-03$	$0.5315E-04$
1.050	$0.4072E-03$	$0.4646E-04$
1.150	$0.1997E-03$	$0.6787E-04$

Tabelle D.1: $C + C, 1.8 AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 32^0$

$C + C, 1.8AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 40^0$		
$p_{Lab}[GeV/c]$	$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}[b/(sr * GeV^2/c^3)]$	$\pm\Delta\sigma[b/(sr * GeV^2/c^3)]$
0.275	$0.5413E-03$	$0.5968E-04$
0.325	$0.6699E-03$	$0.2555E-04$
0.375	$0.7836E-03$	$0.2722E-04$
0.425	$0.8010E-03$	$0.2602E-04$
0.475	$0.8083E-03$	$0.4564E-04$
0.525	$0.7648E-03$	$0.4273E-04$
0.575	$0.8615E-03$	$0.4727E-04$
0.625	$0.6776E-03$	$0.4380E-04$
0.675	$0.6207E-03$	$0.3395E-04$
0.725	$0.6620E-03$	$0.3782E-04$
0.775	$0.5722E-03$	$0.3646E-04$
0.825	$0.4444E-03$	$0.2981E-04$
0.875	$0.3542E-03$	$0.2633E-04$
0.925	$0.3315E-03$	$0.2622E-04$
0.975	$0.2604E-03$	$0.2304E-04$
1.025	$0.1533E-03$	$0.1750E-04$
1.075	$0.1472E-03$	$0.1903E-04$
1.125	$0.2714E-03$	$0.5687E-04$

Tabelle D.2: $C + C, 1.8AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 40^0$

$C + C, 1.8AGeV, K^-, \Theta_{Lab} = 40^0$		
$p_{Lab}[GeV/c]$	$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}[b/(sr * GeV^2/c^3)]$	$\pm\Delta\sigma[b/(sr * GeV^2/c^3)]$
0.275	$0.1133E-04$	$0.3035E-05$
0.325	$0.1990E-04$	$0.1581E-05$
0.375	$0.2136E-04$	$0.1566E-05$
0.425	$0.2150E-04$	$0.1343E-05$
0.475	$0.2328E-04$	$0.1431E-05$
0.525	$0.2097E-04$	$0.1561E-05$
0.575	$0.1944E-04$	$0.1556E-05$
0.625	$0.1758E-04$	$0.1536E-05$
0.675	$0.1248E-04$	$0.1028E-05$
0.725	$0.1337E-04$	$0.1377E-05$
0.775	$0.8572E-05$	$0.1209E-05$
0.825	$0.7154E-05$	$0.1119E-05$
0.875	$0.4145E-05$	$0.8807E-06$
0.925	$0.2984E-05$	$0.8325E-06$
0.975	$0.3555E-05$	$0.2485E-05$

Tabelle D.3: $C + C, 1.8AGeV, K^-, \Theta_{Lab} = 40^0$

$C + C, 1.8AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 48^0$		
$p_{Lab}[GeV/c]$	$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}[b/(sr * GeV^2/c^3)]$	$\pm\Delta\sigma[b/(sr * GeV^2/c^3)]$
0.450	$0.1197E-02$	$0.6329E-04$
0.550	$0.1252E-02$	$0.8130E-04$
0.650	$0.1165E-02$	$0.6367E-04$
0.750	$0.9494E-03$	$0.5869E-04$
0.850	$0.7862E-03$	$0.5801E-04$
0.950	$0.6420E-03$	$0.5315E-04$
1.050	$0.4072E-03$	$0.4646E-04$
1.150	$0.1997E-03$	$0.6787E-04$

Tabelle D.4: $C + C, 1.8AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 48^0$

$C + C, 1.8AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 60^0$		
$p_{Lab}[GeV/c]$	$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}[b/(sr * GeV^2/c^3)]$	$\pm\Delta\sigma[b/(sr * GeV^2/c^3)]$
0.275	$0.2491E - 03$	$0.3573E - 04$
0.325	$0.2817E - 03$	$0.1439E - 04$
0.375	$0.3129E - 03$	$0.1474E - 04$
0.425	$0.2739E - 03$	$0.1214E - 04$
0.475	$0.2784E - 03$	$0.1362E - 04$
0.525	$0.2786E - 03$	$0.1581E - 04$
0.575	$0.1887E - 03$	$0.1337E - 04$
0.625	$0.1349E - 03$	$0.1182E - 04$
0.675	$0.1069E - 03$	$0.1142E - 04$
0.725	$0.9869E - 04$	$0.2277E - 04$

Tabelle D.5: $C + C, 1.8AGeV, K^+, \Theta_{Lab} = 60^0$

$C + C, 1.8AGeV, K^-, \Theta_{Lab} = 60^0$		
$p_{Lab}[GeV/c]$	$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}[b/(sr * GeV^2/c^3)]$	$\pm\Delta\sigma[b/(sr * GeV^2/c^3)]$
0.275	$0.6811E - 05$	$0.2545E - 05$
0.325	$0.4756E - 05$	$0.8280E - 06$
0.375	$0.5705E - 05$	$0.8643E - 06$
0.425	$0.5784E - 05$	$0.6211E - 06$
0.475	$0.5295E - 05$	$0.5349E - 06$
0.525	$0.3987E - 05$	$0.4833E - 06$
0.575	$0.3421E - 05$	$0.4766E - 06$
0.625	$0.2350E - 05$	$0.4039E - 06$
0.675	$0.9927E - 06$	$0.2904E - 06$
0.725	$0.2331E - 05$	$0.9438E - 06$

Tabelle D.6: $C + C, 1.8AGeV, K^-, \Theta_{Lab} = 60^0$

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ahn93] W. Ahner. *Aufbau eines "intelligenten" Triggersystems für Kaonen und Untersuchung der K^+-Produktion im System Ne+NaF bei 1.0 GeV/u.* Dissertation, Universität Heidelberg, 1993.

[Ahn97] W. Ahner, C. Bormann, R. Barth, P. Beckerle, D. Brill, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, R. Schicker, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "Pion and Kaon Emission from the Fireball formed in Ne+NaF Collisions at 1–2 GeV/nucleon". *Physics Letters B*, Vol. 393, pp. 31–35, 1997.

[Ama59] D. Amati. "Indication for K, Λ, Σ Relative Parities from Effective Range Analysis of K^+p Scattering". *Phys. Rev.* , Vol. 113, p. 1692, 1959.

[Ave97] R. Averbeck *et al.* "Production of pi0 and eta mesons in carbon-induced relativistic heavy ion collisions". *Z. Phys.*, Vol. A359, p. 65, 1997.

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

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

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

[Bet30] H. A. Bethe. "Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskelstrahlen durch Materie". *Annalen der Physik*, Vol. 5, p. 325, 1930.

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

[Bri93] D. Brill, W. Ahner, P. Baltes, R. Barth, C. Bormann, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "Azimuthally Anisotropic Emission of Pions in Symmetric Heavy-Ion Collisions". *Physical Review Letters*, Vol. 71, pp. 336–339, 1993.

[Bri96a] D. Brill, Y. Shin, R. Stock, H. Ströbele, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, F. Laue, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, J. Speer, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "Study of the Out-of-Plane Emission of Mesons in Collisions between Heavy Nuclei at SIS Energies". GSI Scientific Report 1995, 1996.

[Bri96b] P. Brill, D. Beckerle, C. Bormann, E. Schwab, Y. Shin, H. Ströbele, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, A. Wagner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, and W. Waluś. "Studies of the Out-of-Plane Emission of Protons and Light Fragments in Symmetric Heavy-Ion Collisions". *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 355, pp. 61–68, 1996.

[Bri97] P. Brill, D. Beckerle, C. Bormann, E. Schwab, Y. Shin, H. Ströbele, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, A. Wagner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, and W. Waluś. "Studies of the out-of-plane emission of pions in symmetric heavy ion collisions". *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 357, pp. 207–213, 1997.

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

[Bro92] G. E. Brown, V. Thorsson, K. Kubodera, and M. Rho. "A Novel mechanism for kaon condensation in neutron star matter". *Phys. Lett.*, Vol. B291, p. 355, 1992.

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

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

[Bro95] G. E. Brown, J. C. Weingartner, and R. A. M. J. Wijers. "On the formation of low mass black holes in massive binary stars". *astro-ph/9505092*, 1995. astro-ph/9505092.

[Cas97] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, U. Mosel, S. Teis, and A. Sibirtsev. "Kaon versus anti-kaon production at SIS energies". *Nucl. Phys.*, Vol. A614, p. 415, 1997.

[Cha70] G. Charpak, D. Rahm, and H. Steiner. "Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers". *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 80, p. 13, 1970.

[CNA93] CN/ASD Group. *Detector Description and Simulation Tool, Program Library W5013*. CERN, 3.21 Ed., 1993.

[Cug81] J. Cugnon, J. Knoll, and J. Randrup. "PARTICIPANT INTIMACY - A CLUSTER ANALYSIS OF THE INTRANUCLEAR CASCADE". *Nuclear Physics A*, Vol. 351, p. 444, 1981.

[Cug90] J. Cugnon, P. Deneye, and J. Vandermeulen. "Strangeness production in anti-proton annihilation on nuclei". *Phys. Rev.*, Vol. C41, p. 1701, 1990.

[Dov82] C. B. Dover and G. E. Walker. "THE INTERACTION OF KAONS WITH NUCLEONS AND NUCLEI". *Physics Reports*, Vol. 89, p. 1, 1982.

[Efr95a] S. V. Efremov and E. Y. Paryev. “Subthreshold K- meson production in pion nucleus collisions”. *Phys. Atom. Nucl.*, Vol. 58, pp. 1696–1702, 1995.

[Efr95b] S. V. Efremov and E. Y. Paryev. “Subthreshold K- production in pion nucleus reactions”. *Z. Phys.*, Vol. A351, p. 447, 1995.

[Efr96] S. V. Efremov and E. Y. Paryev. “Subthreshold K+ production on nuclei by pi+ mesons”. *Phys. Atom. Nucl.*, Vol. 59, pp. 2063–2073, 1996.

[Eli94] S. M. Eliseev and K. M. Hanna. “Probing the in-medium effect in kaon - nucleus interaction”. *JINR-E2-94-412*, 1994.

[Fla84] V. Flaminio, W. G. Moorhead, D. R. O. Morrison, and n. Rivoire. “Compilation of Cross–Sections, III:p and $\bar{p}$ Induced Reactions”. *CERN HERA Report*, Vol. 1, 1984.

[For98] A. Förster. *Pionenproduktion und thermische Konzepte in relativistischen Schwerionenstößen.* Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 1998.

[Fri93] E. Friedman, A. Gal, and C. Batty. “Density dependence in kaonic atoms”. *Physics Letters B*, Vol. 308, p. 6, 1993.

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

[Huf77] J. Hüfner and J. Knoll. “Rows on Rows: A Theory for Collisions Between Heavy Ions at High-Energy”. *Nuclear Physics A*, Vol. 290, p. 460, 1977.

[Koc94] V. Koch. “K- - Proton Scattering and the Lambda (1405) in Dense Matter”. *Physics Letters B*, Vol. 337, p. 7, 1994.

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

[Koh98] Kohlmeyer. “Private Mitteilung”. 1998.

[Li94] C. Li, C. Ko, and X. Fang. "Subthreshold Antikaon Production in Nucleus-Nucleus Collisions". *Physics Letters B*, Vol. 329, p. 149, 1994.

[Li97a] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown. "Kaon production in heavy ion collisions and maximum mass of neutron stars". *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 79, pp. 5214–5217, 1997.

[Li97b] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown. "Kaons in dense matter, kaon production in heavy ion collisions, and kaon condensation in neutron stars". *Nucl. Phys.*, Vol. A625, p. 372, 1997.

[Li97c] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown. "Kaons in dense matter, kaon production in heavy ion collisions, and kaon condensation in neutron stars". *nucl-th/9706057*, 1997.

[Li98] G. Q. Li and G. E. Brown. "K- / K+ ratios in relativistic heavy ion collisions". *Phys. Rev.*, Vol. C58, p. 1698, 1998.

[Lut98] M. Lutz. "Nuklear kaon dynamics". *Physics Letters B*, Vol. 426, p. 12, 1998.

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

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

[Mis94a] D. Miśkowiec, W. Ahner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, S. Sartorius, C. Sturm, A. Wagner, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, Y. Shin, J. Stein, R. Stock, H. Ströbele, B. Kohlmeyer, H. Pöppl, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, and W. Waluś. "Observation of Enhanced Subthreshold K^+ Production in Central Collisions between Heavy Nuclei". *Physical Review Letters*, Vol. 72, p. 3650, 1994.

[Mis94b] D. Miśkowiec, E. Grosse, P. Senger, and W. Waluś. "Threshold Cherenkov Detectors for a Meson Trigger in a Magnetic Spectrometer". *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 350, p. 174, 1994.

[Mue96] H. Mueller and B. D. Serot. "Relativistic mean field theory and the high density nuclear equation of state". *Nucl. Phys.*, Vol. A606, pp. 508–537, 1996.

[Pel97] D. Pelte *et al.* "Charged pions from Ni on Ni collisions between 1-A/Gev and 2-A/GeV". *Z. Phys.*, Vol. A359, p. 55, 1997.

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

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

[Sch94a] J. Schaffner, A. Gal, I. N. Mishustin, H. Stoecker, and W. Greiner. "Kaon effective mass and energy in dense nuclear matter". *Physics Letters B*, Vol. 334, p. 268, 1994.

[Sch94b] A. Schröter. "Subthreshold Antiproton and K^- Production in Heavy Ion Collisions". *Z. Phys. A*, Vol. 350, p. 101, 1994.

[Sch96] J. Schaffner, J. Bondorf, and I. N. Mishustin. "In-medium production of kaons at the mean-field level.". 1996. nucl-th/9607058.

[Sch97] J. Schaffner, J. Bondorf, and I. N. Mishustin. "In-medium production of kaons at the mean field level". *Nucl. Phys.*, Vol. A625, p. 325, 1997.

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

[Sen96] P. Senger, W. Ahner, R. Barth, D. Brill, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, A. Wagner, and W. Waluś. "Kaon Production in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions". *Acta Physica Polonica B*, Vol. 27, pp. 2993–3004, 1996.

[Shi98a] Y. Shin. *Azimutal anisotrope Emission von K^+ Mesonen in Au+Au Stößen bei 1.0AGeV.* Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1998.

[Shi98b] Y. Shin et al. "Enhanced Out-of-plane Emission of K^+ Mesons Observed in $Au + Au$ Collisions at $1AGEV$". *Physical Review Letters*, Vol. 81, p. 1576, 1998.

[Sho89] A. Shor et al. "Subthreshold Antiproton, K^-, K^+, and Energetic-Pion Production in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions". *Physical Review Letters*, Vol. 63, p. 2192, 1989.

[Sho92] A. Shor. "Scaling patterns for particle production in relativistic nuclear collisions". *Physics Letters B*, Vol. 274, p. 11, 1992.

[Sib98] A. Sibirtsev and W. Cassing. "Antikaon Production in Proton–Nucleus Reactions and the K^- properties in nuclear matter". *nucl-th/9805021*, 1998.

[Sky95] T. H. R. Skyrme. "The effektive nuclear potential". *Nuclear Physics*, Vol. 9, p. 615, 1995.

[Stu99] C. Sturm. *In Vorbereitung.* Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1999.

[Tho93] S. E. Thorsett, Z. Arzoumanian, M. M. McKinnon, and J. H. Taylor. "The Masses of two binary neutron star system". *Astrophys. J.*, Vol. 405, pp. L29–L32, 1993.

[Tho94] V. Thorsson, M. Prakash, and J. M. Lattimer. "Composition, structure and evolution of neutron stars with kaon condensates". *Nucl. Phys.*, Vol. A572, pp. 693–731, 1994.

[Uns91] B. Unsöld, A. und Baschek. *Der neue Kosmos.* Springer Verlag ISBN 3-540-53757-0, 1991.

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

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

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

[Wag97] A. Wagner, A. Förster, C. Müntz, H. Oeschler, J. Speer, C. Sturm, F. Uhlig, R. Barth, D. Brill, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, F. Laue, B. Kohlmeyer, M. Mang, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Stein, R. Stock, H. Ströbele, and W. Waluś. "Reaction Dynamics Extracted from Pion Spectra". GSI Scientific Report 1996, 1997.

[Wag98] A. Wagner, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, , M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, S. E., P. Senger, P. Beckerle, D. Brill, Y. Shin, H. Ströbele, W. Waluś, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, and K. Völkel. "Evidence for Different Freeze-Out Radii of High- and Low-Energy Pions Emitted in Au+Au Collisions at 1 AGeV". *Physics Letters B*, Vol. 420, pp. 20–24, 1998.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen meinen herzlichen Dank aussprechen, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.
Zuerst genannt sei hier Herr Prof. Dr. E. Grosse für die Aufnahme in die KaoS–Kollaboration und die mir erteilte Unterstützung sowohl aus dem Zimmer gegenüber als auch aus dem fernen Rossendorf.
Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Ströbele und Herrn Dr. P. Senger für die vielen kritischen und motivierenden Diskussionen. Ihre Erfahrung und Übersicht waren mir stets eine große Hilfe.
Bei den Herren Priv. Doz. Dr. H. Oeschler und Dr. B. Kohlmeyer möchte ich mich für viele lehrreiche physikalische Diskussionen und Betrachtungen bedanken.
Mein Dank sei ebenso allen Mitgliedern der KaoS–Kollaboration ausgesprochen, wobei ich die Herren Dr. Piotr Koćzon, Dr. Jürgen Speer und Dr. Andreas Wagner für ihre große Geduld beim Beantworten meiner vielen Fragen hervorheben möchte.
Meinem Zimmerkollegen Herrn Dipl.-Phys. C. Sturm danke ich für zahlreiche Diskussionen und Anregungen.
Besonderer Dank für Hilfe von theoretischer Seite gilt Herrn Prof. Dr. W. Cassing und Frau Dr. E. Bratkovskaya, die mich durch viele Modellrechnungen unterstützt haben.
Bedanken möchte ich mich auch bei den vielen *kleinen* unerwähnten Helfern, die hier und da einen Stein zur Seite rollten.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Nachname:	Laue
Vorname:	Frank
Titel:	Diplom–Physiker
Geburtsdatum:	03.02.1970
Geburtsort:	Frankfurt am Main / Deutschland
Staatsbürgerschaft:	deutsch
Wohnort:	D–61348 Bad Homburg
Familienstand:	ledig, keine Kinder

Bildungsweg

1976-1980	Besuch der Landgraf–Ludwig-Schule (Grundschule) in Bad Homburg v. d. H.
1980-1989	Besuch des Humboldt–Gymnasiums in Bad Homburg v. d. H.
1989	Abitur
1989-1995	Physikstudium an der Johann Wolfgang Goethe–Universität Frankfurt am Main
1992	Vordiplom
1995	Diplom
1995	Beginn des Promotionsstudiums
1995-1998	wissenschaftliche Hilfskraft bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt
1998	wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt
1998	voraussichtlicher Abschluss des Promotionsstudiums im WS98/99