

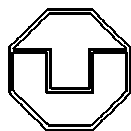
Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden

Schwellennahe Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Proton-Kern-Stößen

Dissertation
zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Doctor rerum naturalium)

vorgelegt von
Werner Scheinast
geboren am 8.2.1971 in Oettingen/Bayern

Dresden 2004



Eingereicht am . April 2004

1. Gutachter: Prof. Dr. E. Grosse
2. Gutachter: Prof. Dr. B. Kämpfer
3. Gutachter: Prof. Dr. H. Ströbele

Verteidigt am _____

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Hintergrund	5
1.1	Allgemeines	5
1.2	K- und π -Mesonen	6
1.3	Theoretische Grundlagen	9
1.4	Schwerionenkollisionen	10
1.5	Zusammenhang mit anderen Experimenten	11
1.6	Motivation für ein Proton-Kern-Experiment an KaoS	12
2	Experimentaufbau	14
2.1	Die Detektoren des Kaonenspektrometers	15
2.1.1	Das Großwinkelhodoskop	16
2.1.2	Die Detektoren zur Flugzeitmessung	16
2.1.3	Das Kleinwinkelhodoskop	17
2.1.4	Die Vieldrahtproportionalkammern	17
2.1.5	Der Cherenkovdetektor	18
2.1.6	Detektoren zur Eichung der Strahlintensität	18
2.2	Das Datenaufnahmesystem	19
2.3	Die Triggerlogik	21
2.4	Die Experimentsteuerung	22
2.5	Daten zum Experiment p+A	22
3	Datenanalyse	24
3.1	Wirkungsquerschnitte	24
3.2	„Data Summary Tapes“	25
3.3	Spurfindung (Tracking)	25
3.4	Teilchenidentifikation	26
3.5	Die Spektrometerakzeptanz	27
3.6	Effizienzen	29
3.6.1	Die Effizienzreduktion durch die Analyseschritte („cuts“)	29
3.6.2	Die TOF-Triggereffizienz	30
3.6.3	Die Drahtkammereffizienz	31
3.6.4	Die Tracking-Effizienz	31
3.6.5	Die Korrektur der Totzeit	31
3.7	Normierungen	32
3.7.1	Die Strahlnormierung	32
3.7.2	Die Normierung auf das Target	32
3.8	Fehlerbetrachtung	33

3.8.1	Statistische Fehler	33
3.8.2	Systematische Fehler	33
4	Darstellung der Meßergebnisse	38
4.1	Kaonen und Antikaonen	38
4.2	Pionen	41
4.3	Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel	44
4.4	Unterschied zwischen kleiner und großer Targetmasse	46
4.5	Verhältnis der Produktionswirkungsquerschnitte verschiedener Teilchen	48
5	Extrapolation und Vergleich mit anderen Messungen und Modellvorhersagen	54
5.1	Anpassung einer Boltzmann-Verteilung	54
5.2	Vergleiche mit anderen Experimenten	60
5.2.1	Messungen am SPES3/SATURNE	61
5.2.2	Messungen am Lawrence Berkeley Laboratory	61
5.2.3	Messungen am ANKE/COSY	64
5.2.4	Proton-Proton- und Kern-Kern-Daten	65
5.2.5	Weitere Pionendaten	65
5.3	Vergleich mit Modellrechnungen	65
5.3.1	Das „Rossendorf Collision“-Modell	65
5.3.2	Das Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modell	69
6	Schlußfolgerungen	72
6.1	Die Daten	72
6.2	Die Resultate	73
6.3	Ausblick	73
Anhang A	Kinematik	75
	Literaturverzeichnis	77

1 Einleitung und Hintergrund

1.1 Allgemeines

Hadronen und Leptonen stellen die beiden Untergruppen der fermionischen Materie dar, wobei die Teilnahme der ersteren an der starken Wechselwirkung das Kriterium der Unterscheidung bildet. Die wichtigsten Hadronen sind das Proton und das Neutron, da nur sie – in Form von Atomkernen – stabile Zustände bilden können und da sie fast die gesamte Masse der sichtbaren Materie im Universum ausmachen. Gerade die astrophysikalische Bedeutung der Hadronenphysik steht in Verbindung mit der vorliegenden Arbeit, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird. Daß Hadronen allen vier fundamentalen Wechselwirkungen unterliegen und sich zudem in Streuexperimenten als zusammengesetzt erwiesen, macht die theoretische Beschreibung ihrer Eigenschaften schwierig. Die besondere Schwierigkeit liegt aber im Verständnis der dominierenden starken Wechselwirkung begründet. Obwohl diese nach heutiger Auffassung durch die Quantenchromodynamik (QCD) korrekt beschrieben wird, sind direkte Vorhersagen bei großen Abständen bzw. im Niederenergiebereich hauptsächlich nur durch aufwendige numerische Berechnungen zu gewinnen. Aufgrund der durch die Gluon-Gluon-Wechselwirkungen gegebenen Nichtlinearitäten und weil die laufende Kopplung bei kleinen Energien und Impulsüberträgen nicht klein ist, sind nämlich spezifische, auch nicht-perturbative Methoden anzuwenden. Als Schlagworte seien hier nur genannt: Gitter-QCD, QCD-Summenregeln, chirale Störungstheorie. Letztere basiert auf einer der wichtigsten Eigenheiten der Niederenergie-QCD, der spontan gebrochenen chiralen Symmetrie, die in Abschnitt 1.3 näher erklärt wird. Sie ist besonders nützlich bei der Untersuchung des Verhaltens von Hadronen in dichter Kernmaterie.

Nachdem die wesentlichen Eigenschaften der Hadronen im Vakuum sowohl im Prinzip als auch in vielen Details geklärt sind, betrifft seit etlichen Jahren eine der zentralen Fragen der theoretischen wie experimentellen Hadronenphysik das Verhalten dieser Teilchen in einem stark wechselwirkenden Medium. Die Veränderungen ihrer Eigenschaften gegenüber dem Vakuum werden als „Medium-Effekte“ bezeichnet. Experimentell untersucht man sie häufig über Produktionsraten verschiedener Teilchen. Dabei ist es einerseits interessant, wenn die Teilchen nach ihrer Entstehung möglichst wenig mit dem umgebenden Medium wechselwirken, wenn also eine Endzustandswechselwirkung (engl. *final state interaction*, *FSI*) unterbleibt, weil dann die Information über die Entstehungsbedingungen nicht verlorengeht. Beispiele hierfür sind Messungen von Kaonen (Abschnitt 1.2) oder Dileptonen (Abschnitt 1.5). Andererseits erfährt man bei Teilchen mit erheblicher FSI (Pionen, Antikaonen, siehe Abschnitt 1.2) etwas über spätere Phasen des Reaktionsverlaufs in Kern-Kern-Stößen.

Die Untersuchung von Medium-Effekten soll die Eigenschaften des propagierenden Hadrons wie auch des Mediums, der Kernmaterie, näher bestimmen helfen. Der wichtigste jener

Effekte im Zusammenhang mit Antikaonen (siehe Abschnitt 1.2) und damit eine Grundlage für diese Arbeit ist ein „mittleres Feld“ (*mean field*). Es entspricht einer Änderung der Gesamtenergie $E \rightarrow E + \Pi$ des Teilchens innerhalb der nuklearen Materie bei gleichem Impuls. Statt der Wechselwirkung mit einzelnen Nukleonen und anderen Teilchen betrachtet man also eine Art Mittelung über die ausgedehnte Kernmaterie und faßt dies in einer globalen Größe Π zusammen. Als Quadrat des Viererimpulses definiert man damit die *effektive Masse* $m^{*2} = (E + \Pi)^2 - p^2$, die aber im allgemeinen Fall nicht per se relativistisch invariant ist.

Experimentell belegen und bestimmen läßt sich das Medium-Potential Π verschiedener Teilchen besonders durch zwei Phänomene: die Produktion unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle und eine anisotrope Emission (*Flow*).

Während ersteres in der vorliegenden Arbeit für Kern-Kern-Kollisionen behandelt wird, ist das zweitgenannte Phänomen hier nicht Gegenstand; es wird z. B. in [Shi98, For03] für Schwerionenreaktionen¹ nachgewiesen, bei denen die Kernmaterie der Kollisionszone einen Feuerball bildet. Dies wird in Abschnitt 1.4 näher erläutert.

1.2 K- und π -Mesonen

Pseudoskalare Mesonen sind Hadronen mit Spin null und negativer Parität. Zu dieser Gruppe gehören auch Kaonen und Pionen, die sowohl elektrisch geladen als auch neutral auftreten. Einige Eigenschaften der geladenen Varianten sind in Tabelle 1.1 angeführt.

Kaonen sind seltsame Teilchen. Dieses Attribut drückte nach ihrer Entdeckung 1947 nur aus, daß sie sich in mancher Hinsicht anders verhielten als die meisten der damals bekannten „Elementar“teilchen. Obwohl sie mit $494 \text{ MeV}/c^2$ die $3^{1/2}$ -fache Masse besitzen, liegt ihre Lebensdauer mit 12 ns in derselben Größenordnung wie die der π -Mesonen ($140 \text{ MeV}/c^2$ 26 ns). Angesichts der Größe der Produktionswirkungsquerschnitte sollten etwa für den Zerfall in Pionen Zeiten von 10^{-21} s typisch sein [Pai52].

1953 definierte Gell-Mann die „Seltsamkeit“ (engl. „Strangeness“) als Quantenzahl S , wodurch man die Eigenheiten besser beschreiben konnte [Gel53]. Seltsame Teilchen entstehen meist mittels starker Wechselwirkung, für die S eine Erhaltungsgröße darstellt. Deshalb erfolgt ihre Produktion in Prozessen der starken Wechselwirkung nur assoziiert, d. h. sie entstehen nur in Paarung mit Teilchen der Strangeness $-S$. Da ein Zerfall der Grundzustandshadronen mit Strangeness durch starke Wechselwirkung allein nicht möglich ist, erklärt sich ihre lange Lebensdauer als Lebensdauer bezüglich schwachen Zerfalls.

Das Quarkmodell von Zweig und Gell-Mann [Gel64] verfeinerte diese Beschreibung: Dem s-Quark wird die Strangeness $S = -1$ zugeordnet, dem \bar{s} $S = +1$. Im folgenden sollen einige Eigenschaften der untersuchten Mesonen kurz beleuchtet werden.

Kaonen: In Prozessen der starken Wechselwirkung muß bei der Bildung des K^+ (im Konstituentenquark-Modell: $u\bar{s}$) ein anderes Hadron mit einem s-Quark entstehen. In einem Proton-Nukleon-Stoß ist die energetisch günstigste Möglichkeit dafür ein Λ -Hyperon (uds), da hier keine weiteren Quarks zu erzeugen sind. Eine Absorption des entstandenen K^+ ist unwahrscheinlich, weil das \bar{s} -Quark nicht in Baryonen eingebaut werden kann (wenn man von Pentaquarks absieht). Nur per Austausch des u-Quarks ($K^+n \rightarrow K^0p$) kann eine Reaktion stattfinden. Die mittlere freie Weglänge eines K^+

¹Als Schwerionenreaktionen (bzw. -stöße, -kollisionen) bezeichnet man in der Kernphysik Kern-Kern-Stöße mit Stoßpartnern, die ein Vielfaches der Nukleonenmasse haben.

	K^+	K^-	π^+	π^-
Quarkstruktur	$u\bar{s}$	$\bar{u}s$	$u\bar{d}$	$\bar{u}d$
Masse [MeV/c^2]	493.677(16)	493.677(16)	139.56995(35)	139.56995(35)
Lebensdauer [ns]	12.386(24)	12.386(24)	26.033(5)	26.033(5)
Strangeness S	1	-1	0	0
Schwelle(Lab) [GeV]	1.581	2.494	0.292	0.287
Schwelle(Sp) [GeV]	0.336	0.494	0.070	0.069
Schwellenreaktion	$pn \rightarrow nK^+\Lambda$	$pn \rightarrow pnK^+K^-$	$pn \rightarrow nn\pi^+$	$pn \rightarrow pp\pi^-$

Tabelle 1.1: Einige Eigenschaften der untersuchten Mesonen K^\pm und π^\pm . Die Schwelle ist die minimale kinetische Energie des einfallenden Protons, gegeben im Labor- („Lab“) und Schwerpunktsystem („Sp“). Sie wird durch eine pn-Reaktion definiert, hier bezeichnet als „Schwellenreaktion“. (Bei pp-Stößen liegt die jeweilige Schwelle im Laborsystem für K^\pm und π^+ nur rund 1%o höher, für π^- allerdings beträgt sie 0.6 GeV.)

im Medium wird folglich überwiegend durch elastische Streuquerschnitte begrenzt und liegt bei ca. 5 fm.²

Die meisten Kaonen entkommen ohne weitere Wechselwirkung aus dem Kern – in einem C-Atom ca. 80 % – und tragen noch die „Erinnerung“ an die Entstehungsbedingungen in ihrer Kinematik. Deshalb dienen sie in Schwerionenexperimenten als Sonden für die Hochdichtephase einer Kollision [Stu01b].

Kaonen sind ebenso wie Antikaonen „schlechte“ Goldstone-Bosonen, da die explizite Symmetriebrechung durch die Masse des s-Quarks erheblich ist. Eine Wiederherstellung der chiralen Symmetrie ist daher mit größeren Modifikationen verbunden (siehe Abschnitt 1.3).

Antikaonen: Bei Erzeugung eines K^- in einem Prozeß der starken Wechselwirkung muß ein anderes Hadron mit einem \bar{s} -Quark entstehen, wenn im Eingangskanal nicht schon negative Strangeness vorliegt. Ein \bar{s} innerhalb eines Antibaryons erfordert insgesamt die Bildung *dreier* Quark-Antiquark-Paare, was energetisch sehr aufwendig ist. Deshalb ist die Bildung von K^+K^- -Paaren der einfachste Produktionsweg. Das s-Quark des K^- kann sehr leicht in Baryonen eingebaut werden durch Strangeness-Transfer-Reaktionen der Art $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda$. Der Absorptionsquerschnitt in Kernmaterie ist hoch, z. B. 80 mb für die eben genannte Reaktion mit einem Impuls von $p_{K^-} = 0.3 \text{ GeV}/c$ [Par98], und die mittlere freie Weglänge liegt bei ca. 0.8 fm.

Antikaonen werden in Schwerionenreaktionen typischerweise ein- oder mehrmals absorbiert und wieder emittiert, bevor sie die Kernmaterie verlassen. Sie geben Auskunft über ihre Wechselwirkung mit dem Medium, haben aber kaum mehr Informationen über ihre Entstehungsbedingungen, sondern hauptsächlich über Regionen der Kernmaterie, die nahe der Oberfläche liegen. Falls in einem Feuerball die Materie einem thermischen Gleichgewicht nahe kommt, sollten K^- eher als K^+ eine thermische Verteilung in ihrem Spektrum reflektieren.

²Die mittlere freie Weglänge l berechnet sich aus dem totalen Wirkungsquerschnitt σ und der Nukleondichte n zu $l = 1/(\sigma n)$. Bei normaler Kerndichte $n \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ und $\sigma(K^+n) \approx 12 \text{ mb}$ [Par98] ist $l \approx 5 \text{ fm}$.

Bei Experimenten mit kaonischen Atomen [Bat81] fand man schon früh Hinweise, daß Antikaonen, die sich in den niedersten Energieniveaus überwiegend im Kern aufhalten, neben dem elektromagnetischen einem weiteren starken attraktiven Potential unterliegen, das durch eine gegenüber dem Vakuumwert deutlich reduzierte effektive Masse beschrieben werden kann. Neben Effekten der chiralen Symmetrie scheint dies mit der Resonanz $\Lambda(1405)$ im Zusammenhang zu stehen. Experimente mit Schwerionenkollisionen, besonders am Kaonen-Spektrometer KaoS am Schwerionensynchrotron SIS der GSI Darmstadt (siehe Kap. 2), erhärteten diese Hinweise im Laufe der Zeit dadurch, daß sich erhöhte Produktionsraten von Antikaonen in Kernmaterie ergaben.

Pionen: u- und d-Quarks sind im Kern reichlich vorhanden, und Pionen haben als Valenzquarks nur diese und ihre Antiquarks. Im Prinzip würde daher die Erzeugung eines Antiquarks genügen, verstieße jedoch gegen Erhaltungssätze für Ladung, Farbe, Isospin, Baryonenzahl etc., so daß doch Quark und Antiquark gemeinsam neu entstehen müssen. Bei geladenen Pionen erfordert dies wegen Isospinerhaltung in Prozessen der starken Wechselwirkung die Umwandlung eines Protons in ein Neutron oder umgekehrt, abgesehen von höherenergetischen Prozessen. Da Pionen, verglichen mit anderen Mesonen, bei niedriger Energie erzeugt werden können, geben sie in Schwerionenreaktionen Aufschluß über einen späteren Zustand bei der Expansion des Feuerballs. Daneben treten auch hochenergetische Pionen aus der Frühphase der Kollision auf [Wag98, Wag00].

Pionen sind wegen ihrer geringen Masse „gute“ Goldstone-Bosonen und erlauben genauere theoretische Analysen im Rahmen der chiralen Störungstheorie als Kaonen. Nach [Ko97] werden nur geringe Medium-Potentiale für π^\pm erwartet. Da aber bei den hier betrachteten Impulsen und Strahlenergien erhebliche Beiträge von Resonanzen (ρ, Δ) eingehen, sind die Medium-Effekte insgesamt beträchtlich. Gerade der niedrigerenergetische Teil des Pionenspektrums ist durch den Zerfall von Resonanzen geprägt.

Bei Strahlenergien in der Größenordnung 1 GeV pro Nukleon erreicht die Pionendichte in Schwerionenstößen rund 30 % der Nukleonendichte [Cas99]. Wegen ihrer großen Zahl tragen Pionen mit Reaktionskanälen wie $\Lambda\pi \rightarrow NK^-$ zur Produktion von K-Mesonen bei. Deswegen ist das Verständnis ihrer Dynamik eine Voraussetzung für das Verständnis der Kaonenproduktion.

Aus K^+ wie K^- kann man Kenntnisse über die Zustandsgleichung von Kernmaterie erlangen. Da K^+ aus der Hochdichtephase von Schwerionenkollisionen hervorgehen, geben sie Aufschluß über die Kompressibilität nuklearer Materie [Stu01b]. Antikaonen sind nicht nur wichtige Sonden, sondern beeinflussen die Zustandsgleichung selbst: Wenn sich ihre effektive Masse mit wachsender Dichte immer weiter absenkt und die K^+ -Masse nicht entsprechend ansteigt, führt dies oberhalb einer Grenzdichte zu spontaner Strangeness-Kondensation [Li97]. So kann Materie in zusätzliche Freiheitsgrade ausgelagert werden, was die Dichte an potentieller Energie deutlich absenkt, zumal es sich bei K^\pm um Bosonen handelt, die nicht dem Pauli-Verbot unterliegen. Kernmaterie wird damit viel kompressibler als ohne diesen Effekt. Dies hat verschiedene astrophysikalische Konsequenzen, z. B. verschiebt sich die Grenzmasse, die Neutronensterne und Schwarze Löcher trennt, deutlich nach unten. Nach [Li97] sollte ein Neutronenstern über 1.5 Sonnenmassen nicht mehr stabil sein und in ein Schwarzes Loch kollabieren, während die Grenze für stabile Neutronensterne früher

mit 2.2 Sonnenmassen abgeschätzt wurde. Auch die Dynamik von Supernovae wird mit der Zustandsgleichung verändert.

1.3 Theoretische Grundlagen

Betrachten wir zunächst die QCD mit Beschränkung auf nur zwei Quark-Flavours (u,d). Wenn man die Strom-Massen der Quarks, aus denen sich die Massenmatrix \hat{M}^0 zusammensetzt, gleich Null setzt, wird die Lagrange-Dichte der QCD

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_q(x)(i\gamma^\mu D_\mu - \hat{M}^0)\psi_q(x) - 1/4 G_{\mu\nu}^a(x)G^{\mu\nu a}(x) \quad (1.1)$$

($\psi_q(x)$ – Spinor, $G_{\mu\nu}^a(x)$ – gluonischer Feldstärketensor, D_μ – kovariante Ableitung, γ^μ – Dirac-Matrizen) invariant gegen folgende Transformationen:

$$\psi_q \rightarrow \exp(-i\lambda^b \alpha_V^b / 2) \psi_q, \quad (1.2)$$

$$\psi_q \rightarrow \exp(-i\lambda^b \alpha_A^b \gamma^5 / 2) \psi_q. \quad (1.3)$$

λ^b sind die Gell-Mann-Matrizen, α_V bzw. α_A beliebige konstante Vektoren im Flavour-Raum. Dies ist die chirale Symmetrie. Sie hat gemäß dem Noether-Theorem zwei Erhaltungsgrößen zur Folge, die man als *Vektorstrom* und *Axialvektorstrom* bezeichnet. Während (1.2) einer Drehung im Isospinraum entspricht, transformiert (1.3) z. B. ein Pion in ein σ -Meson oder ein a_1 in ein ρ und umgekehrt. Ganz offensichtlich ist im Teilchenspektrum (1.3) keine Symmetrietransformation, nicht einmal in grober Näherung, denn diese Symmetrie ist spontan gebrochen. Dadurch tritt ein Triplet masseloser Goldstone-Bosonen auf, welche man in der realen Welt mit den Pionen identifiziert. Es sei daran erinnert, daß die Masselosigkeit der Quarks eine Idealisierung darstellt, weshalb die chirale Symmetrie schon in der realen Lagrange-Dichte explizit gebrochen wird und das Pion eine für ein Hadron noch sehr kleine Masse erhält. Die Näherungsrechnungen sind aber insoweit verlässlich, als die Quark-Strom-Massen ($1.5 \dots 8.5 \text{ MeV}$)³ klein gegen die relevante Energieskala $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 140 \text{ MeV}$ sind.

Schließt man allerdings noch einen dritten Flavour, Strangeness, in die Betrachtung ein, ist $m_s = 80 \dots 155 \text{ MeV}$ schon in derselben Größenordnung, so daß die Effekte der chiralen Symmetrie nur noch als grobe Näherungen anzusehen sind. In diesem Fall erhält man acht Goldstone-Bosonen (π, η, K), wobei die letzteren schon eine beträchtliche Masse besitzen.

Die spontane Symmetriebrechung hat auch einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert von $\langle q\bar{q} \rangle \approx 1.6 \text{ fm}^{-3}$ zur Folge. Das skalare, chirale Kondensat enthält daher 1.6 $u\bar{u}$ -Paare und ebensoviele $d\bar{d}$ -Paare pro Volumeneinheit fm^3 .

Aus Gitter-QCD-Rechnungen oder chiraler Störungstheorie läßt sich ableiten, daß bei aufgeheizter und/oder dichter Kernmaterie ($T \approx 150 \text{ MeV}$ oder $\rho \approx 5\rho_0$, $\rho_0 = 0.168 \text{ fm}^{-3}$ ist die Nukleonendichte eines Atomkerns im Grundzustand) ein Übergang stattfindet zugunsten einer zumindest teilweise wiederhergestellten chiralen Symmetrie. Dabei verschwindet das chirale Kondensat, und die erwähnten Mesonen sind keine Goldstone-Bosonen mehr und werden deshalb massiv. Bereits bei Kerndichte ist das Kondensat um 30% reduziert gegenüber dem Vakuumwert. Die Größe $\langle q\bar{q} \rangle$ fungiert als Ordnungsparameter für den chiralen Phasenübergang. Die Eigenschaften der leichten Hadronen sind mit der Symmetriebrechung

³Dies ist das zum Zeitpunkt des Verfassens aktuelle Intervall für u- und d-Quark-Massen laut <http://pdg.lbl.gov/>.

verbunden und ändern sich mit Druck und Temperatur. Nur die Eigenschaften der Goldstone-Bosonen sollten sich kaum ändern, solange die chirale Symmetrie überhaupt spontan gebrochen bleibt, denn dadurch werden sie definiert.

Eine weitere Symmetrie der QCD-Lagrange-Dichte mit masselosen Quarks ist die Skaleninvarianz. Ihre Brechung erzeugt ein Gluon-Kondensat, dessen Reduktion im dichten Medium zu einer Massenabsenkung der leichten Mesonen und Nukleonen führt. G. E. Brown und M. Rho leiteten auf der Basis dieses Arguments ein universelles Skalierungsverhalten der Hadronenmassen in dichter Kernmaterie her [Bro91]:

$$\frac{m_a^*}{m_a} = \frac{m_b^*}{m_b} \quad (1.4)$$

gilt für zwei beliebige Hadronen a und b mit Ausnahme der Goldstone-Bosonen der chiralen Symmetrie. Mit „*“ wurden hier die effektiven Massen im Medium bezeichnet, im Gegensatz zu den Vakuummassen. Experimentell wurden aber Widersprüche zum Brown-Rho-Scaling gefunden, so daß neuere theoretische Arbeiten ein wesentlich komplizierteres Bild verwenden [Kol95, Lut98].

1.4 Schwerionenkollisionen

Schwerionenkollisionen stellen die einzige Möglichkeit dar, nukleare Materie im Labor bei höherer Dichte und Temperatur als im Grundzustand zu untersuchen.

Läßt man Kerne mit ausreichender kinetischer Energie aufeinanderprallen, stoßen sie inelastisch. Bei Strahlenergien in der Größenordnung 1 GeV pro Nukleon bzw. Geschwindigkeiten oberhalb ca. 80 % der Lichtgeschwindigkeit entsteht für kurze Zeit ein verdichtetes und hoch angeregtes System, genannt „Feuerball“, das sogleich expandiert und in viele Fragmente zerfällt. In der Hochdichtephase werden viele neue Teilchen erzeugt – beispielsweise erreicht bei Strahlenergien um $1 A \cdot \text{GeV}$ die Pionendichte rund 30 % der Baryondichte –, und ihre Detektion erlaubt Rückschlüsse auf Kompressibilität [Stu01b] und Anregungszustand („Temperatur“). Diese Informationen nützen auch für die Untersuchung von Reaktionen bei höheren Energien, da in der Expansionsphase des Feuerballs die Dichte entsprechende Zwischenwerte annimmt.

Medium-Effekte führen dazu, daß der Produktionswirkungsquerschnitt gegenüber elementaren Nukleon-Nukleon-Stößen nicht im Verhältnis der Massenzahlen skaliert. Speziell durch folgende Effekte wird er überproportional hoch:

- Die Fermibewegung der Nukleonen ermöglicht Nukleon-Nukleon-Stöße mit überdurchschnittlicher Schwerpunktsenergie.
- Im Kern können enge Bindungen mehrerer Nukleonen existieren; z. B. besteht ^{12}C für manche Experimente effektiv aus drei Alpha-Teilchen. Solche „Cluster“ stellen als Stoßpartner mehr Energie zur Verfügung als einzelne Nukleonen, weil die invariante Masse des Stoßsystems $\sqrt{s} = \sqrt{(m_P + m_C)^2 + 2m_C E_S}$ selbst abzüglich der Ruhmassen von Projektil (m_P) und Cluster (m_C) mit der Strahlenergie E_S anwächst.
- Mehrschrittprozesse; eine Kette von Stößen, die Energie akkumuliert z. B. durch Produktion angeregter Nukleonen (Δ, N^*). Dies ist in gewisser Hinsicht äquivalent zu Cluster-Effekten, da im Endeffekt bei beiden das Projektil mit mehreren Nukleonen stößt.

- Ein attraktives Potential verleiht dem Teilchen eine reduzierte effektive Masse.

Eine weitere Konsequenz dieser Medium-Effekte ist die sogenannte Subschwellen-Produktion: Bei Energien pro Nukleon, die im elementaren Stoß die Entstehung eines gewissen Teilchens nicht erlauben, kann dieses dennoch auftreten. Gerade weil man unterhalb der Produktionsschwelle für die elementare Reaktion liegt, diese also unterdrückt ist, bietet sich die Subschwellen-Produktion an für die Untersuchung solcher Effekte. Andererseits nimmt unterhalb der Schwelle der Wirkungsquerschnitt rasch ab, was Messungen erschwert. Daher ist es oft am sinnvollsten, bei Energien möglichst nahe an der Schwelle zu messen.

Der Fermiimpuls beträgt im C-Kern ca. $220 \text{ MeV}/c$. Bei einem symmetrischen Stoßsystem mit einer Projektilenergie von $2.5 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ kann dadurch die Schwerpunktsenergie im Nukleon-Nukleon-Stoß um bis zu 0.59 GeV auf 3.45 GeV erhöht werden. Bei diesen Energien ist also die Abhängigkeit der Prozesse von der spektralen Verteilung der Nukleonen sehr groß.

1.5 Zusammenhang mit anderen Experimenten

In Anbetracht der in Abschnitt 1.3 beschriebenen Vorhersagen und Effekte ist es ratsam, auch andere leichte Mesonen zu untersuchen, besonders diejenigen, die *nicht* Goldstone-Bosonen der chiralen Symmetrie sind. Dafür bieten sich primär die leichten Vektormesonen an. Ihre Grundzustände als Isospin-Singulett bzw. -Triplet (ω, ρ) sind bereits so kurzlebig ($\tau_\omega = 7 \cdot 10^{-23} \text{ s}$, $\tau_\rho = 0.4 \cdot 10^{-23} \text{ s}$), daß sie zu einem wesentlichen Teil noch innerhalb des Kerns zerfallen. Es werden sehr unterschiedliche Medium-Modifikationen vorausgesagt; z. B. spricht man von einem „Schmelzen“ des ρ -Mesons in Kernmaterie, d. i. eine Zunahme der spektralen Breite bis zur Unkenntlichkeit, während sich bei ω nur der Schwerpunkt der spektralen Verteilung, die effektive Masse, zu niedrigen Energien verschiebt, die Breite nach dieser Erwartung aber klein bleibt [Kli97]. Aus alledem folgt, daß die Untersuchung durch Zerfälle in Dileptonen die größten Vorteile bietet. Dileptonen, in erster Linie e^+e^- -Paare, sind stabil oder hinreichend langlebig (im Falle $\mu^+\mu^-$), so daß sie direkt detektiert werden können, und sie zeigen nur geringe FSI (siehe Abschnitt 1.1). Die Beobachtung von Lepton-Paaren war schon in der Vergangenheit Ziel diverser Experimente (CERES, DLS, HELIOS, NA35, NA38) und wird durch das Spektrometer HADES [Fri99]⁴, das schon erste Messungen durchgeführt hat, mit großer Präzision im Energiebereich des Beschleunigers SIS der GSI Darmstadt fortgeführt werden. Der Ausbau der Beschleunigeranlage soll in einigen Jahren den Energiebereich auf $30 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ erweitern. Damit würde neben Mesonen mit Strangeness auch die Familie der D-Mesonen zugänglich, die anstatt des Strange- ein Charm-Quark enthält. Für diesen neuen Flavour sind ebenso interessante Effekte zu erwarten.

Zu immer höheren Energien hin können neue Freiheitsgrade angeregt und eine höhere Materiedichte erreicht werden. Der derzeit leistungsstärkste Schwerionenbeschleuniger RHIC am BNL (USA) stellt im Schwerpunktsystem eine Gesamtenergie von 200 GeV pro Nukleon zur Verfügung. Zwar erreicht die Energiedichte im Maximum ca. 30fache Kerndichte [Cas99], aber die Vorstellung eines einfachen Feuerballs ist hier schon nicht mehr gerechtfertigt, da sich Teile der Reaktionspartner ohne große Wechselwirkung durchdringen. Deshalb hat z. B. eine erhöhte Strangeness-Produktion nicht mehr dieselbe Aussagekraft im Hinblick auf chirale Symmetrie, und die Interpretation der Beobachtungen wird schwieriger.

⁴Eine umfassendere und vor allem aktuellere Dokumentation der Physik und Technik von HADES liefert die offizielle Internet-Seite des Experiments: <http://www-hades.gsi.de/>.

1.6 Motivation für ein Proton-Kern-Experiment an KaoS

Die Frage nach der Zustandsgleichung von Kernmaterie war die hauptsächliche Motivation, das Experiment „KaoS“ an der GSI aufzubauen. Es war von Anfang an geplant als „Kaonen-Spektrometer“, d. h. spezialisiert auf die Detektion ebendieser Mesonen in einem möglichst großen Winkel- und Impulsintervall. Dies schließt eine Akzeptanz für Pionen und Protonen mit ein; mit der in Kap. 2 beschriebenen Detektionstechnik können π , K und p selektiert werden.

Binnen mehr als zehn Jahren wurden zahlreiche Untersuchungen der Erzeugung von K- und π -Mesonen durchgeführt. Insbesondere fünf Experimente zur K^- -Erzeugung [Bar97, Lau99b, Lau00, Men00b, For03] sind im Einklang mit der Annahme deutlicher Medium-Effekte in Schwerionenkollisionen.

Dennoch blieben zwei Probleme ungelöst:

1. Die Dynamik der Reaktion und welche Materiedichten man erreicht, ist nur ungenau bekannt. Numerische Simulationen müssen zu ihrer Abschätzung herangezogen werden. Damit ist ein wesentlicher Parameter, den man für die theoretische Interpretation der Daten benötigt, selbst nur das Ergebnis einer Transportrechnung.
2. Es ist bisher nicht auszuschließen, daß sich die in Schwerionenexperimenten gefundenen erhöhten K^- -Produktionsraten anders als durch Medium-Potentiale erklären lassen. Da viele verschiedene Elementarreaktionen zur Antikaonenerzeugung beitragen, deren Wirkungsquerschnitte z. T. bisher nicht direkt gemessen werden konnten, bleibt ein Interpretationsspielraum.

Protonen als Projektile schließen diese Nachteile aus:

1. Sie sind kleine und leichte Projektile, die die Masseverteilung im Kern kaum stören. Deshalb kennt man das Dichteprofil sehr genau – es wurde schon 1911 von Rutherford und seither immer präziser in Streuexperimenten bestimmt – und weiß, daß es sich zeitlich kaum ändert. Zwar werden Medium-Effekte bei normaler Kerndichte weniger ausgeprägt sein als in Schwerionenreaktionen, wo bei kinetischen Projektilenergien in der Größenordnung $1 A \cdot \text{GeV}$ schon mehr als die doppelte Kerndichte auftritt, aber ihre genaue Kenntnis und die Untersuchung einer komplementären Dichteregion kompensiert diesen Nachteil.
2. Sie schließen viele Elementarreaktionen aus, denn nach gängiger Vorstellung entsteht hier kein Feuerball. Reaktionen zweier sekundärer Teilchen wie $\pi^- + \Lambda \rightarrow K^- + n$ sind sehr unwahrscheinlich, da ein Proton nur wenige sekundäre Teilchen erzeugen kann. Dies sollte die theoretische Beschreibung einfacher machen, wird aber z. T. dadurch kompensiert, daß im Gegensatz zu Schwerionenreaktionen die Instrumente der Gleichgewichtsthermodynamik als nicht anwendbar gelten.

Hauptsächlich diese beiden Argumente sprachen dafür, das Schwerionenprogramm im Bereich der leichten Ionen fortzusetzen. Dabei wurde versucht, alle wesentlichen Abhängigkeiten zu beobachten, die an Schwerionenkollisionen untersucht worden waren: Targetkern, Einschußenergie (Anregungsfunktion), polare Winkelverteilung, Teilchensorten (K^\pm , π^\pm). Zwischenergebnisse für die Proton-Kern-Daten wurden in [Sch03b] vorgestellt.

Die vorliegende Arbeit versucht, alle Aspekte des durchgeführten Experiments zusammenzustellen:

Eine genauere Beschreibung der Messungen folgt in Kap. 2 nach der Vorstellung des Experimentaufbaus. Nach einem Abriß der Datenanalyse in 3 werden deren Ergebnisse, alle differentiellen Wirkungsquerschnitte, in Kap. 4 gezeigt und diskutiert. Kap. 5 befaßt sich mit weiterführenden Analysen und Vergleichen mit Daten aus anderen Experimenten, woraufhin im letzten Kapitel 6 zusammenfassende Aussagen, Schlußfolgerungen und Ausblicke geboten werden.

2 Experimentaufbau

Das Kaonenspektrometer KaoS wurde am Schwerionensynchrotron SIS der *Gesellschaft für Schwerionenforschung m. b. H.* in Darmstadt für Fixed-target-Experimente gebaut [Sen93]. Speziell für die Detektion von geladenen K-Mesonen entworfen, kann es aber auch für jede andere Art geladener Teilchen eingesetzt werden, deren Zerfallslänge nicht deutlich kleiner ist als ca. 4 m.

Es enthält einen Quadrupolmagneten, der in Vertikalrichtung – und damit senkrecht zur Streuebene – fokussiert, und einen Dipol, welcher Partikel mit gleichem Impuls in einer Fokalebene auf denselben Ort fokussierend abbildet. Trotz einer Vielzahl von Detektoren für Orts-, Zeit- und Geschwindigkeitsinformation, die im folgenden beschrieben werden, ist das

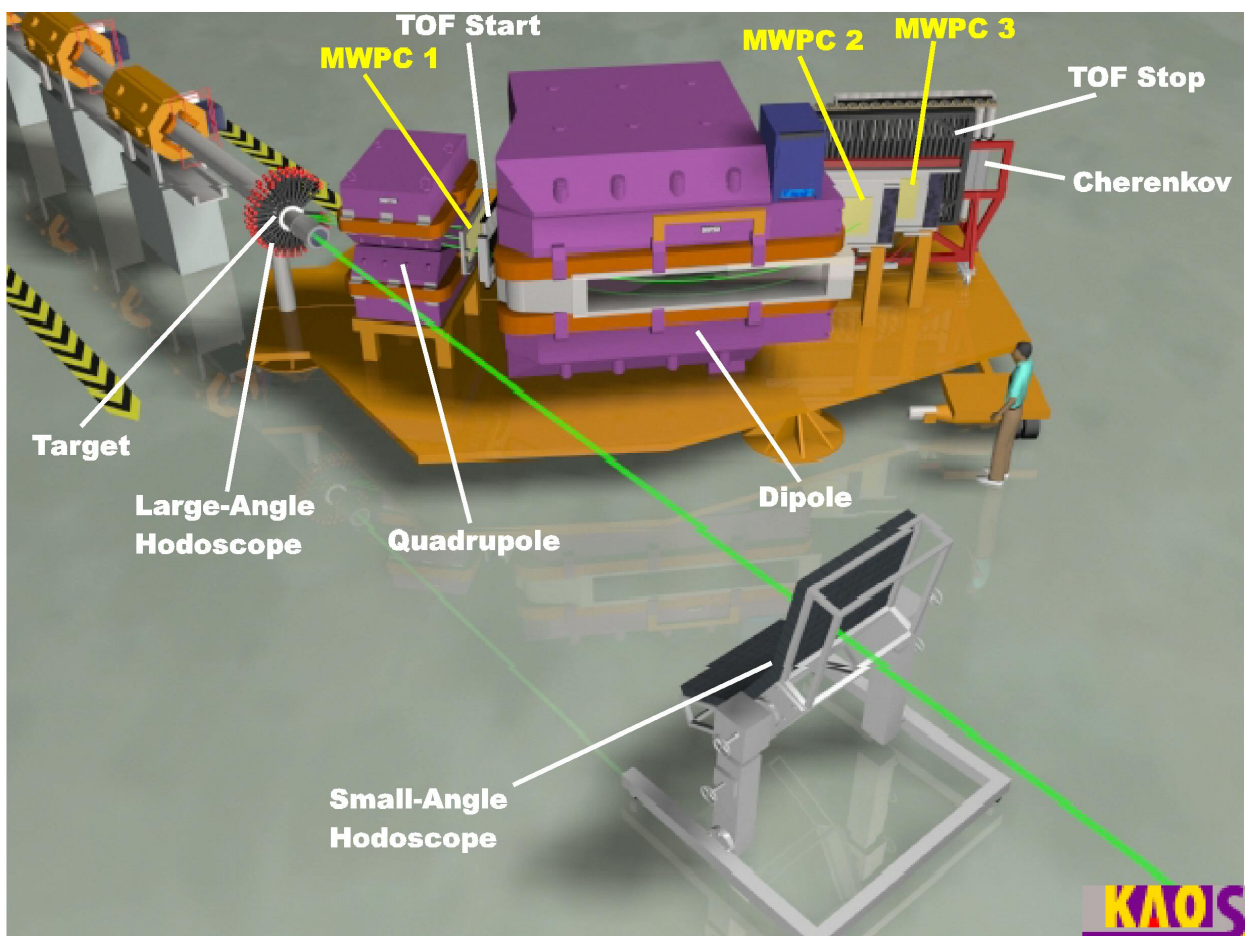


Abbildung 2.1: Schema und Veranschaulichung der Größenverhältnisse des Spektrometeraufbaus von KaoS.

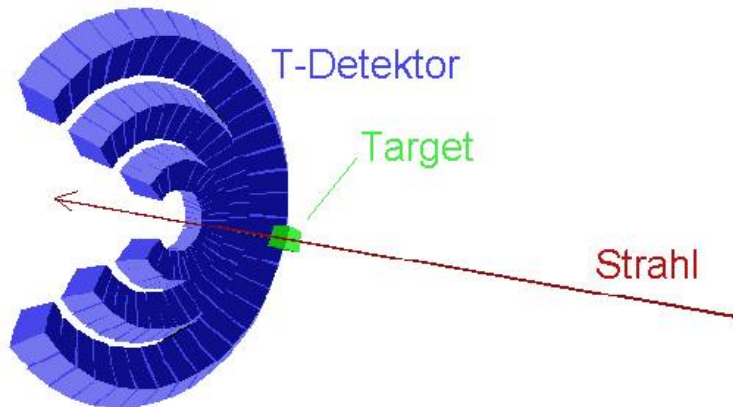


Abbildung 2.2: Die Skizze zeigt die Anordnung der Szintillatoren des Großwinkelhodoskops um das Target (Mitte) aus der Sicht des Spektrometers; daher die unübliche Strahlrichtung.

Gerät vergleichsweise kompakt gehalten. Die Flugstrecke von 6.1–7.8 m vom Target zum letzten Stoppdetektor müssen zumindest 5% der Kaonen überleben, um mit ausreichender Statistik detektiert werden zu können. Daraus und aus der mittleren Lebensdauer von 12 ns ergibt sich ein zugänglicher Impulsbereich von $p_K \geq 270 \text{ MeV}/c$.

Abbildung 2.1 ist eine Ansicht einer 3D-Modellierung (*rendered image*) der wesentlichen Komponenten des Spektrometers. Die Magnete wurden von der Firma DANFYSIK gefertigt und zusammen mit den anderen Komponenten, ausgenommen die Detektoren um Target und Primärstrahl, komplett auf einer Lafette aufgebaut, die mit Hilfe eines Luftkissens im Winkel 29° – 115° um das Target bewegt werden kann. Die gehobene Masse beträgt dabei ca. 130 t, wovon 100 t allein auf den Dipolmagneten entfallen. Die Winkelakzeptanz ist mit 20–35 msr (polar $\pm 4^\circ$, azimutal $\pm 7^\circ$ bis $\pm 15^\circ$ je nach Magnetfeld) für ein Magnetspektrometer groß, im Vergleich zum gesamten Raumwinkel aber sehr gering ($< 3\%$). Trotzdem kann durch die Bewegung der Apparatur in polarer Richtung ein weiter kinematischer Bereich sukzessive überdeckt werden. Ähnliches gilt für die Impulsakzeptanz: Mit einer Magnetfeldeinstellung überstreicht man ein Intervall $p_{\max}/p_{\min} \approx 2$, die Feldstärke des Dipolmagneten $B \leq 1.9 \text{ T}$ ergibt die Beschränkung $p \leq 1.6 \text{ GeV}/c$.

Das Spektrometer ermöglicht die Messung von doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von Stoßsystem, Strahlenergie, Polar-, Azimutwinkel und assoziierter Multiplizität geladener Teilchen. Das hier behandelte Experiment hatte die Untersuchung der K^\pm - und (in kleinerem Umfang) π^\pm -Mesonen-Produktion in Abhängigkeit von den erstgenannten drei Parametern (und dem Teilchenimpuls) zum Ziel.

2.1 Die Detektoren des Kaonenspektrometers

Im folgenden werden die Einzelteile des Experimentaufbaus vorgestellt.

2.1.1 Das Großwinkelhodoskop

84 Plastiksintillatoren des Typs Pilot F in einer festen Anordnung um den Targetort bilden das Großwinkelhodoskop T¹, auch als „Target-Detektor“ bezeichnet. Es ist in Abb. 2.1 als „Large-Angle Hodoscope“ ausgewiesen und in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Seine Szintillatoren sind mit 0.75 mm Bleilagern gegen die aus dem Target gestreuten δ -Elektronen abgeschirmt und bis auf eine Lücke in der Richtung, in der das Spektrometer steht, in drei Ringabschnitten angeordnet, die den Winkelbereich $12^\circ - 48^\circ$ nahezu lückenlos abdecken.

Bei einer Reaktion im Target werden Teilchen emittiert/gestreut, deren Detektion in diversen T-Komponenten im Rahmen der Zeitauflösung von 180 ps (FWHM) zusammenfällt. Mehrere Reaktionen erzeugen mehrere zeitliche „Cluster“, und welcher davon einem im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen zugeordnet werden muß, wird anhand der unten beschriebenen Flugzeitodoskope D und F entschieden, deren Zeitinformation auf T zurückgerechnet wird. Obwohl die so gewonnene T-Zeit bereits auf Informationen jener Hodoskope basiert, bildet sie in der Softwareanalyse durch Vergleich mit D- und F-Zeit ein wirksames Mittel zum Aussortieren von Untergrundereignissen.

Ebenfalls in der Softwareanalyse definiert T den Nullpunkt für die globale Zeiteichung aller Flugzeitdetektoren.

In Schwerionenkollisionen erlaubt T Rückschlüsse auf den jeweiligen Stoßparameter, indem man die Multiplizität der in T registrierten Teilchen betrachtet.

In dem hier beschriebenen Experiment waren die T-Multiplizitäten aufgrund der leichten Projektile so niedrig, daß teilweise 20 % der detektierten Kaonen kein passendes Signal im Targetdetektor hatten. Aufgrund dieser unvollständigen Korrelation wurde das Großwinkelhodoskop nur zur Zeiteichung (Abschnitt 3.2) verwendet.

2.1.2 Die Detektoren zur Flugzeitmessung

Die Grundlage der Triggerlogik bilden die Signale dreier Time-of-flight-Wände, Hodoskope aus senkrecht stehenden Plastiksintillatorstreifen („Paddles“), welche beidseitig von Photomultipliern ausgelesen werden, um Effekte der Lichtlaufzeit zu kompensieren. In erster Linie wird eine schnelle Zeitinformation gewonnen, daneben auch Daten über den Energieverlust im Szintillator. Die Angabe, welches Paddle getroffen wurde, entspricht einer groben Ortsinformation. Alle Szintillatoren sind mit Lichtleitfasern an einen Laser angeschlossen, der mit Pulsen der Rate 1 Hz eine ständige Überwachung ihrer Funktion gewährleistet.

Der Startdetektor D zwischen Quadrupol und Dipol, in Abb. 2.1 als „TOF Start“ bezeichnet, liefert das erste Signal für den Trigger. Er besteht aus sechzehn Paddles aus NE 104 mit den Maßen $22 \times 3 \times 0.4 \text{ cm}^3$, die mit Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R 3478 verbunden sind. Da Kleinwinkelstreuung an dieser Stelle – noch vor dem fokussierenden Dipol und einem Großteil der Flugstrecke – hinsichtlich Impulsauflösung recht störend wirkt, ist der Detektor auf Kosten der Zeitauflösung $(320 \text{ ps})^2$ dünn gehalten: Der Streueffekt des vier Millimeter starken Materials NE 104 entspricht ca. fünf Metern Luft und ist damit kleiner als der der zu durchquerenden Luftstrecke ($> 6 \text{ m}$).

¹Innerhalb der Kollaboration sind für die Detektoren von KaoS einfache Großbuchstaben als Bezeichnungen gebräuchlich, die auch im folgenden Verwendung finden.

²Soweit nicht durch „ \pm “ oder anderweitig gekennzeichnet, sind alle Genauigkeitsangaben als FWHM (full width half maximum) zu verstehen.

Der Standort des getroffenen Paddles erlaubt eine Bestimmung des polaren Emissionswinkels des Teilchens vom Target auf $\pm 0.6^\circ$ genau.

Der erste Stoppdetektor F („TOF Stop“ in Abb. 2.1) schließt das Triggerfenster bei DF- und TOF-Trigger-Einstellung. Seine Paddles vom Typ Pilot F sind mit $38 \times 3.7 \times 2 \text{ cm}^3$ fünfmal dicker als diejenigen im D. Sie verursachen den etwa fünffachen Energieverlust, was aber die Zeitauflösung um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{5}}$ verbessert. Diese reicht mit 100 ps (Protonen) bis 140 ps (Pionen) aus, um aus der Zeitdifferenz zwischen oberem und unterem Photomultiplier (Typ Hamamatsu R 1828) mit der Genauigkeit von 3.5 cm eine y-Koordinate anzugeben, die in früheren Experimenten zur Spurfinding herangezogen wurde.

Die Position in der Fokalebene des Dipolmagneten ermöglicht allein durch Kenntnis des getroffenen Paddles die Angabe des Teilchenimpulses mit 4 % Genauigkeit.

Der zweite Stoppdetektor G steht 0.6–0.7 m (nicht parallel) hinter F und ist in Abb. 2.1 zugunsten des Cherenkov-Detektors (Unterabschnitt 2.1.5) nicht eingezeichnet. Er wurde speziell für die Einrichtung eines Spurtriggers gebaut. Den Vergleich der getroffenen Paddles in D, F und G kann man dazu nutzen, nicht rekonstruierbare Spuren in Echtzeit auszusortieren. Dies wird im Abschnitt 2.3 näher erläutert. Die Szintillatoren BC-408 mit den Maßen $47 \times 7.4 \times 2 \text{ cm}^3$ erreichen eine Auflösung von 170 ps. Ihre Auslese geschieht mit Photomultipliern Hamamatsu H 1949.

Ähnlich dem T-Detektor kann auch G zusammen mit D und F für einen Flugzeitvergleich benutzt werden, der in der Analyse die wirksamste Methode zum Aussortieren von Untergrundereignissen darstellt.

Der einfachste Trigger ist eine Koinzidenz zwischen D und F („DF“), darüberhinaus können Flugzeitfenster („TOF“) von D nach F und ein Abgleich der Ortsinformation zwischen D, F und G („TT“) konfiguriert werden. Abschnitt 2.3 erklärt die Triggerlogik en détail.

2.1.3 Das Kleinwinkelhodoskop

In Richtung des Primärstrahls 6.8 m hinter dem Target befindet sich eine ungefähr rechteckige Anordnung aus 384 Szintillationszählern. Entsprechend ihrer Winkelakzeptanz von $\pm 7^\circ$ horizontal bzw. $\pm 13^\circ$ vertikal nennt man sie „Kleinwinkelhodoskop“ („Small-Angle Hodoscope“ in Abb. 2.1). Die Szintillatoren des Typs BICRON BC-408 sind quadratisch im Querschnitt mit Seitenlängen von 4, 8 oder 16 cm, wobei die kleinsten in nächster Nähe zum Primärstrahl liegen. Der Strom gestreuter Teilchen und damit die Wahrscheinlichkeit von Mehrfachtreffern nimmt mit sinkendem Streuwinkel zu, und dies wird durch variable Detektorgröße teilweise kompensiert.

Das Kleinwinkelhodoskop dient der Bestimmung von Reaktionsebene und (zusammen mit dem Großwinkelhodoskop) Zentralität einer Kollision. Auch im vorliegenden Experiment wurden Daten damit aufgenommen, sind jedoch aufgrund niedriger Multiplizitäten und hoher Intensitäten kaum auswertbar und nicht Gegenstand dieser Arbeit.

2.1.4 Die Vieldrahtproportionalkammern

KaoS hat drei „Multi-wire proportional chambers“ (MWPCs), bezeichnet als L, M und N, in Abb. 2.1 „MWPC 1“ bis „MWPC 3“, zur genauen Bestimmung der Teilchentrajektorien.

Dies gestattet eine weitere Reduktion von Untergrund. M und N befinden sich zwischen Dipolmagnet und F-Detektor (der in der Fokalebene steht). Sie ermöglichen in der Analyse ein geradliniges Zielen auf ein F-Paddle und vor allem das Rückwärts-Tracking auf die L-Kammer, welche zwischen Quadrupol und Dipol steht. Letztere ist mit $60 \times 30 \text{ cm}^2$ kleiner als die anderen ($120 \times 35 \text{ cm}^2$), ansonsten sind sie gleich aufgebaut. Es handelt sich um zwei-stufige Kammern [Stu01a], die einen Pre-gap-Mechanismus zur Ladungsverstärkung nutzen: Die vom durchgehenden Teilchen ausgelösten Ladungsträger erzeugen innerhalb eines homogenen, hohen elektrischen Feldes zwischen zwei geladenen Folien die hundertfache Menge Sekundärelektronen. Diese Ladung driftet durch einen Niederfeldbereich erst in die eigentliche Drahtkammer, wo das hohe Feld in der Nähe der dünnen Anodendrähte ($\varnothing 20 \mu\text{m}$) eine weitere Verstärkung um den Faktor 1000 bewirkt. Das Signal in den Anodendrähten bewirkt ein Signal in den beiden Kathodenebenen, deren Drähte senkrecht zueinander und im 45° -Winkel zu den Anodendrähten orientiert sind. Nur die Kathoden werden ausgelesen und ergeben x- und y-Koordinate des Durchstoßpunktes. Ein Pulsgenerator liefert während des Betriebs zu Überwachungszwecken ein Signal auf allen Drähten mit der Rate 1 Hz. Gefüllt sind die Kammern mit einer Mischung aus 78 % Argon, 20 % CO_2 und 2 % n-Heptan.

Die MWPCs sind die einzigen Detektoren, deren Information zu umfangreich ist, um sie komplett auf Band zu schreiben, deshalb erfolgt eine Vorverarbeitung. Jeweils fünf Kathodendrähte werden zu einem Kanal zusammengefaßt; ein direkt an der Kammer angebrachtes Transputer-Netzwerk liest die Kanäle aus und bestimmt mit einem Peak-finding-Algorithmus die Koordinaten und Amplituden der Einträge. Nur diese Informationen werden weitergereicht und aufgezeichnet. Der Algorithmus erreicht eine Genauigkeit von 0.5 mm, obwohl die Verknüpfung von fünf Drähten im Abstand von 1 mm die Ortsauflösung eines Kanals zunächst auf 5 mm verschlechtert.

2.1.5 Der Cherenkovdetektor

Da bei hohen Impulsen, wie sie mit Magnetfeldern ab ca. 1 T einhergehen, der Flugzeitunterschied die klare Trennung von Kaonen und Protonen nicht mehr gestattet, steht hinter der Fokalebene ein weiterer Detektor: eine Cherenkov³-Wand „C“ aus 16 Modulen, die auf der Niederimpulsseite mit Plexiglas, bei höheren Impulsen mit Wasser gefüllt sind. Der Nachweis von Teilchen unterhalb der Schwellengeschwindigkeit (Plexiglas $\beta = 0.67$, Wasser $\beta = 0.75$) wird damit um den Faktor 100 unterdrückt. Weil nur in der Fokalebene des Dipolmagneten Ort und Impuls der Teilchen eindeutig korreliert sind, darf der Detektor nicht allzu weit von ihr entfernt stehen und ist deshalb noch vor dem zweiten Stoppodoskop G montiert. Seine Dicke von 10 cm bedingt eine erhebliche Streuwirkung und Absorption, deshalb schließen sich C und G gegenseitig aus. Zu Beginn des Experiments wurde C eingesetzt; als jedoch später die auf G basierende Triggerlogik aktiviert wurde, mußte C ausgebaut werden.

2.1.6 Detektoren zur Eichung der Strahlintensität

Mit bis zu 10^{11} Protonen/s ist der Strahlstrom viel zu hoch, um direkt in einem Detektor gemessen werden zu können. Statt dessen sind links und rechts vom Target unter $\vartheta = 110^\circ$ (bzgl. Strahlrichtung) je drei Szintillatoren („Strahlmonitore“) hintereinander angebracht

³Für den russischen Namen Tscherenkow (Transkription) bzw. Čerenkov (Transliteration) ist in diesem Zusammenhang fast überall die englische Schreibweise gebräuchlich.

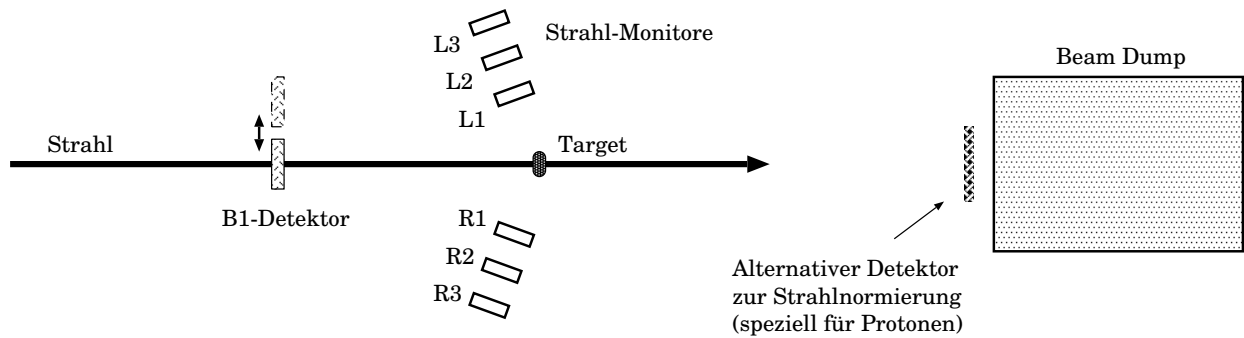


Abbildung 2.3: Detektorkomponenten zum Zwecke der Strahlnormierung.

(Material NE104, Abmessungen $35 \times 35 \times 4 \text{ mm}^3$), die in Abb. 2.3 mit „L1“, „R1“ usw. bezeichnet wurden. Damit man nur vom Target emittierte Teilchen, in erster Linie Pionen und Protonen, zählt, und keine Untergrundereignisse, sind L1, L2 und L3 in Koinzidenz geschaltet; gleiches gilt für R1, R2 und R3. Die Zählrate ist proportional zur Strahlintensität. Um den Proportionalitätsfaktor zu bestimmen, wurde in Schwerionenexperimenten bei reduziertem Strahlstrom ($\leq 10^5 \text{ s}^{-1}$) ein Plastiksziintillator ($35 \times 35 \times 1 \text{ mm}^3$) vor dem Target direkt in den Primärstrahl gefahren. Dieser sogenannte B1-Detektor ist aber für Protonen, deren Impuls im vorliegenden Experiment dem Ionisationsminimum nahe kam, ineffizient und somit ungeeignet; deshalb ersetzte man ihn durch zwei redundante Szintillatoren des G-Detektors, die ca. 8 m hinter dem Target den Primärstrahl aufnehmen.

2.2 Das Datenaufnahmesystem

Die Datenaufnahme erfolgt, wie das Schema in Abb. 2.4 zeigt, hauptsächlich auf drei Wegen:

1. Die Signale der beiden Photomultiplier jedes D-, F- oder G-Paddles werden durch Sum- & Split-Karten (GSI SU 1601) in Amplituden- (d. i. Energieverlust-) und Zeitsignale zerlegt, zusätzlich generieren die Karten ein Summensignal „oben“+, „unten“ für die Triggerlogik. Der Ablauf bei T-Paddles ist derselbe bis auf den Unterschied, daß nur ein Photomultiplier pro Paddle existiert. Trigger- und Zeitsignale durchlaufen Constant-fraction-Diskriminatoren (GSI CF1805). Bis auf das Triggersignal wird die Weiterleitung der Signale verzögert, um eine Triggerentscheidung abzuwarten. Über ein Fastbus-Crate gesteuerte spezielle Analog-Digital-Konverter (ADCs) für Ladungsmengen (QDCs, Typ LeCroy 1885F) bzw. Zeitspannen (TDCs, Typ LeCroy 1875) digitalisieren Amplituden- und Zeitsignale. Der Fastbus-Überrahmen bietet dabei die Möglichkeit eines Fast clear, d. h. durch einen 1-bit-Steuereingang kann die schon begonnene Signalverarbeitung innerhalb von 650 ns unterbrochen und der Ursprungszustand wiederhergestellt werden. Gerade für den Tracking-Trigger (s. Abschnitt 2.3), den langsamsten aller implementierten Triggertypen, ist dieser Weg notwendig.

Ein SMI (Segment manager interface) zieht von den Daten die Sockelwerte („Pedestals“) der ADCs ab und testet, ob sie über vorgegebenen Schwellen liegen. Gegebenenfalls werden sie durch ein Event builder interface (EBI) über einen VME serial bus (VSB) an einen E7-Prozessor übergeben.

2. Die Signalverarbeitung beim Kleinwinkelhodoskop ist der der Flugzeithodoskope äh-

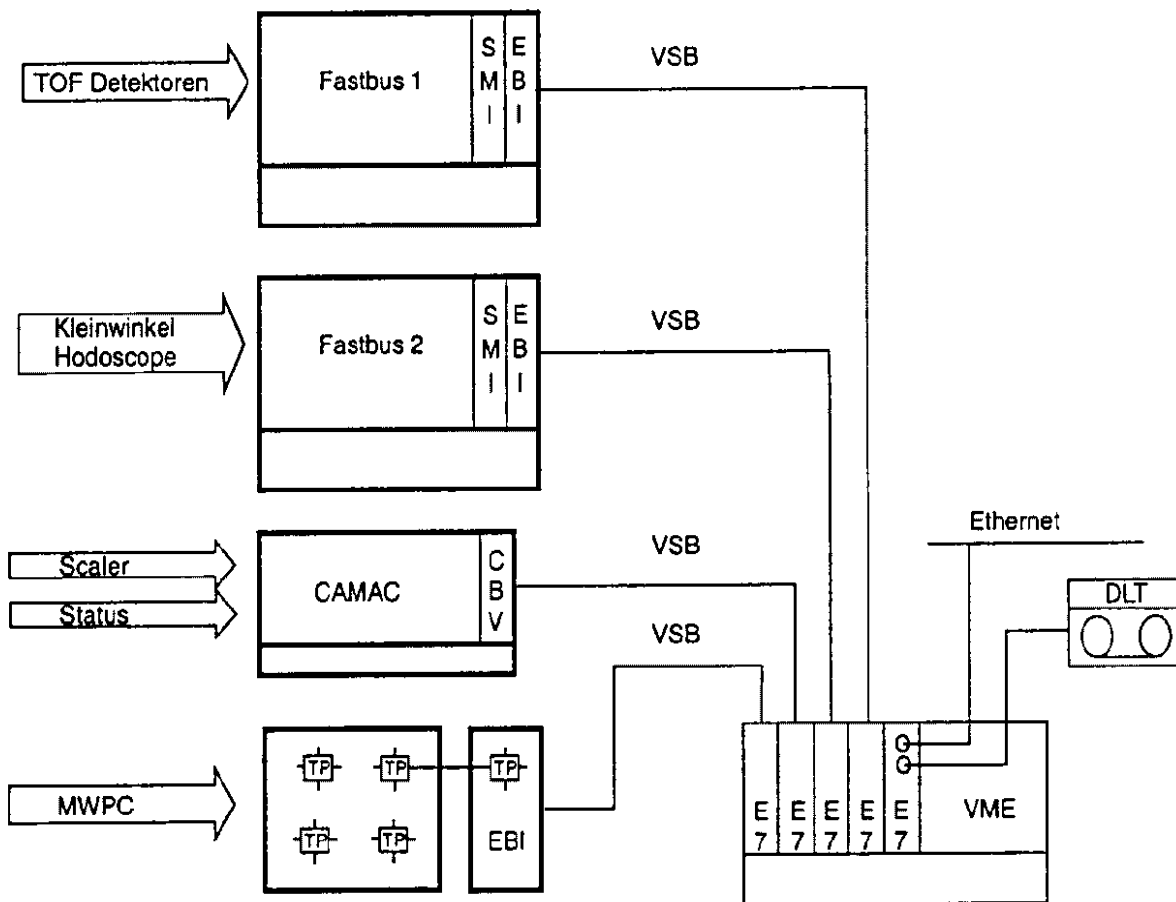


Abbildung 2.4: Schema der Datenakquisitionselektronik

lich. Splitboxen teilen die Signale der Szintillationszähler in einen Zeit- und Amplitudenzweig, sie werden durch TDCs bzw. QDCs in einem Fastbus-Crate digitalisiert und von einem EBI auf den VSB gegeben.

- Die Drahtkammersignale werden durch schnelle Flash-ADCs digitalisiert, in einem baumartigen Transputernetzwerk vorverarbeitet und zusammengefaßt und ebenfalls durch ein EBI über einen VSB an einen E7-Computer weitergereicht.
- Detektoren, bei denen nur die Zählrate interessiert, hauptsächlich die Komponenten für die Strahleichtung, geben ihre Information an Zähler des Typs LeCroy SC4800 in einem CAMAC-Überrahmen. Auch mehrere Zählraten aus der Triggerelektronik werden dort aufgenommen. Das CAMAC-Crate schickt die Daten über Controller direkt auf den VSB.

Daneben beinhaltet das Crate schnelle TDCs (LeCroy 4303), die die Summensignale der Flugzeitdetektoren digitalisieren und der Triggerelektronik zuführen. Gegenüber dem Fastbus-Crate besteht dabei ein deutlicher Geschwindigkeitsvorteil, der sich auf die erreichbare Triggerrate auswirkt.

Alle Zweige der Akquisition führen über einen VSB zu je einer E7-Einheit, Teil eines VME-Systems. Diese verpackt die Daten in ein Subevent und liefert es an eine Master-E7, welche ein komplettes Event daraus generiert. In dieser Struktur werden die Informationen auf Magnetband (DLT 2000) aufgezeichnet. Ein Anteil von typischerweise 10 % wird außerdem über das Ethernet für eine Online-Analyse zur Verfügung gestellt.

Während der Messung fallen bis zu 1.5 MB/s Daten an, die aber nicht in dieser Geschwindigkeit übertragen und aufgezeichnet werden müssen. Ein Pufferspeicher im Event builder erlaubt die Ausnutzung der Spillpause des Beschleunigerzyklus zum Abarbeiten der gesammelten Daten.

2.3 Die Triggerlogik

Gerade zur Identifikation von seltenen Teilchen bei hohem Untergrund ist ein möglichst selektiver Triggermechanismus wichtig; da die aufnehmbare Datenmenge begrenzt ist, bleibt sonst die Rate der erwünschten Ereignisse zu klein. Andererseits sind solche Trigger mit Verlusten (Effizienzen < 1) verbunden, weshalb auch eine Nachfrage nach möglichst einfachen, durchlässigen Triggereinstellungen besteht, u. a. zur Bestimmung jener Effizienzen. Bei KaoS gibt es folgende fünf Grundtypen, in der Reihenfolge zunehmender Selektivität:

T $> x$ oder Minimum bias: Das Großwinkelhodoskop T deckt mit 15 % einen größeren Teil des Raumwinkels ab als alle anderen Detektoren. Deshalb entspricht das Minimum aller Ereignisse, die die Apparatur detektieren kann, dem Nachweis eines Teilchens in T. Um Rauschen oder Fehlfunktionen einzelner Module auszuschließen, werden meist drei Treffer in Koinzidenz gefordert, daher die Bezeichnung T $> x$. Man verwendet den Trigger hauptsächlich als Referenz bei Messungen in Abhängigkeit des Stoßparameters, d. h. der Zentralität einer Kollision. Wie zu Anfang dieses Kapitels bemerkt, war die Akzeptanz des T-Detektors im Stoßsystem p + A zu gering, daher wurde nicht explizit mit Minimum-bias-Trigger gemessen, nur in Form untergesetzter Ereignisse (vgl. Ende dieses Abschnitts).

DF: Der Trigger, der auch allen folgenden zugrunde liegt, ist eine lockere ($\Delta t < 50$ ns) Koinzidenz zwischen D- und F-Hodoskop. Mindestens je ein Paddle aus Start- und Stoppdetektor muß in seinen *beiden* Photomultipliern in diesem Zeitintervall ein Signal erhalten. Man kann davon ausgehen, daß der DF-Trigger sämtliche Teilchen zuläßt, deren Impulse nicht durch die verwendeten Magnetfelder ausgeschlossen werden.

TOF2: Das Zeitintervall der DF-Koinzidenz, d. i. die Teilchenflugzeit zwischen D und F, wird nach oben beschränkt. Damit lassen sich z. B. Protonen (und alle schwereren Teilchen), die bei gleichem Impuls langsamer sind als Pionen und Kaonen, abseparieren. Technisch betrachtet wird mit dem Startdetektor ein Signal bestimmter Länge erzeugt, das mit einem zu spät kommenden Stoppsignal nicht mehr überlappt.

TOF1: Zusätzlich zur TOF2-Logik gibt es noch eine Flugzeitbeschränkung nach unten, um Pionen zu separieren. Mit dem Startdetektor werden gleichzeitig zwei Signale ausgelöst: ein langes und ein kurzes. Das lange arbeitet wie in TOF2, das kurze darf mit dem Stoppdetektor *nicht* überlappen und diskriminiert folglich zu schnelle Teilchen.

TT: Bedingt durch die Geometrie des Spektrometers ist nicht jede Kombination eines D- und F-Paddles durch die Trajektorie eines vom Target kommenden Teilchens erreichbar. Darauf fußt die Idee, während der Messung geeignete Kombinationen zu selektieren, bezeichnet als *Tracking-Trigger*. Um die Effektivität zu erhöhen, wurde ein eigens dafür gebauter zweiter Stoppdetektor (G) in die Triggerlogik integriert. Wenn man eine Effizienz von beispielsweise 95 % fordert, so daß nicht mehr als 5 % der Teilchen verworfen werden, muß der Trigger nur 13 % der $16 \times 30 \times 30 = 14400$ D-F-G-Kombinationen zulassen, wie in Monte-Carlo-Rechnungen gezeigt wurde. Aus Gründen der Verarbeitungsgeschwindigkeit erfolgt die Entscheidungsfindung nicht durch einen Mikroprozessor, sondern durch eine Memory lookup unit (MLU): Das Bitmuster der getroffenen F- und G-Paddles wird in Kodierbausteinen zusammengefaßt und dient als Adresse direkt zur Abfrage eines SRAM-Speicherbausteins, der die zulässigen D-Bitmuster enthält. Dieses Bitmuster wird mit dem D-Treffermuster und-verknüpft, und wenn das Ergebnis von null verschieden ist, wird ein Triggersignal generiert.

Obwohl jeweils nur eine dieser Triggerklassen aktiv geschaltet ist, wird in der Regel auch von allen anderen eine kleine Teilmenge der verfügbaren Ereignisse mit aufgenommen. Ein Zähler sorgt dafür, daß z. B. in einer TT-Messung jedes tausendste der anfallenden DF-Trigger-Events aufgezeichnet wird, unabhängig davon, ob es auch die Bedingung des Tracking-Triggers erfüllt. Diese *reduzierten* oder *untersetzten* Trigger nutzt man nur zu Kontrollzwecken und sortiert sie in der normalen Analyse aus.

2.4 Die Experimentsteuerung

Teile der Apparatur müssen fernsteuerbar sein, da ein Umschalten sonst immer den Zutritt eines Mitarbeiters zum Meßplatz und somit zeitaufwendige Strahlunterbrechungen erfordern würde. Als geeignet fand sich hierfür der bidirektional arbeitende CAMAC-Bus. Fünf CAMAC-Crates werden von einem E6-Zentralprozessor in einem VME-Crate über eine VSB-Verbindung angesteuert. Sie bedienen folgende Steuerfunktionen:

- Setzen der CFD-Schwellen für alle Flugzeitdetektoren
- Setzen der Hochspannungen aller Photomultiplier
- Wechseln des Targets mit Hilfe eines Schrittmotors
- Einstellen der Magnetfelder
- Wechseln des Triggers und Einstellen der TOF-Zeitkonstanten
- Laden der SRAM-Module (MLU und Kodiertabellen) für den Tracking-Trigger

2.5 Daten zum Experiment p+A

Wie in Tab. 1.1 zusammengefaßt, liegt die Produktionsschwelle eines K^+ bzw. K^- in einem Proton-Proton-Stoß bei 1.58 bzw. 2.49 GeV kinetischer Projektilenergie im Laborsystem. Da wie in der Einleitung erwähnt schwellennahe Prozesse interessierten, wählte man für das Proton-Kern-Experiment 1.6 und 2.5 GeV Projektilenergie. Um die Energieabhängigkeit

		32°	40°	48°	56°	64°
K^+	1.6 GeV	–	C, Ni, Au	C, Au	C, Au	C, Au
	2.5 GeV	C, Au	C, Ni, Au	C, Au	C, Au	C, Au
	3.5 GeV	C, Au	C, Au	C, Au	C, Au	–
K^-	2.5 GeV	C, Au	C, Ni, Au	C, Au	C, Au	–
	3.5 GeV	C, Au	C, Au	C, Au	C, Au	–
π^+	1.6 GeV	–	C, Ni, Au	C, Au	C, Au	C, Ni ⁴ , Au
	2.5 GeV	C, Au	C, Au	C, Au	C, Au	C, Au
	3.5 GeV	C, Au	–	–	–	–
π^-	2.5 GeV	C, Au	C, Au	–	C, Au	–
	3.5 GeV	C, Au	C, Au	C, Au	C, Au	–

Tabelle 2.1: Überblick über alle durchgeführten Messungen im beschriebenen Experiment.

abschätzen zu können, wurde das Meßprogramm noch auf 3.5 GeV erweitert.

Die Polarwinkel (Spektrometerstellungen) wurden in Schritten von 8° durchgemessen. Da die Akzeptanz auch 8° beträgt, war damit eine lückenlose Abdeckung gegeben. Als Targets waren Kohlenstoff, Nickel und Gold vorbereitet (in natürlicher Isotopenzusammensetzung), aber dem Nickeltarget wurde von vornherein niedrige Priorität eingeräumt. Aus Zeitmangel bzw. aufgrund anderer Interessen, etwa an der Winkelverteilung, beschränkte man sich in der Tat auf wenige Ni-Spektren, die nur einen Hinweis liefern sollen, wie zwischen Kohlenstoff und Gold zu interpolieren sei. Tab. 2.1 zeigt die gemessenen Einstellungen im einzelnen.

In K^\pm -Messungen waren Pionen durch den TOF-Trigger unterdrückt, deshalb mußten sie gesondert aufgenommen werden.

Dieses Experiment war das erste, bei dem im Schwerionensynchrotron der GSI ein Protonenstrahl beschleunigt wurde. Das Ladung-zu-Masse-Verhältnis, größer als bei allen anderen Ionen, stellte die Beschleunigermannschaft vor technische Herausforderungen, deren Bewältigung erfolgreich gelang.

Der Beschleuniger lieferte alle 13 s einen Spill aus bis zu 10^{11} Teilchen, die auf dem Target eine Fläche von 0.5 cm Durchmesser trafen. Die Extraktionszeit betrug dabei 9 s, so daß die Strahlintensität 10^{10} s^{-1} erreichte. Die verbleibenden 4 s standen für die Weitergabe und Aufzeichnung gepufferter Daten zur Verfügung.

⁴Ni nur in einem sehr begrenzten Impulsbereich: $0.1625 \text{ GeV}/c \leq p \leq 0.4625 \text{ GeV}/c$

3 Datenanalyse

Nach einem kurzen Abschnitt über das eigentliche Ziel der Analyse sollen in diesem Kapitel die Schritte in der Reihenfolge ihrer Anwendung vorgestellt werden.

Der erste Teil der Datenanalyse, bis hin zur Spurfindung, basiert auf dem Programmpaket „GSI Online Offline System“ (GOOSY) [GSI95] unter dem Betriebssystem OpenVMS. GOOSY wurde zu Datenaufnahme und -auswertung von GSI-Experimenten entwickelt und hauptsächlich in PL I geschrieben. In dieser Programmiersprache sind auch die KaoS-eigenen Analyseprogramme abgefaßt.

Der zweite Teil verwendet die am CERN entworfene Software PAW (Physics Analysis Workstation) [CNA95] und selbst verfaßte FORTRAN-Programme. Die Makros und Programme werden je nach Erfordernis für jedes Experiment umgeschrieben oder neu entwickelt, hier besonders im Zusammenhang mit dem G-Detektor und dem Online-Tracking-Trigger.

3.1 Wirkungsquerschnitte

Das primäre Ziel der Datenanalyse besteht in der Bestimmung des inklusiven *doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts* $\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}$ im Inertialsystem der Meßgeräte, dem Laborsystem; dies ist die erste gewonnene physikalische Größe, die unabhängig von den Eigenheiten der Apparatur ist. „Inklusive“ bedeutet, daß die übrigen Reaktionsprodukte ignoriert, d. h. die Wirkungsquerschnitte aller möglichen Reaktionen, die zur Erzeugung eines Kaons (oder Pions) führen, in der Summe ermittelt werden.

$\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}$ ist proportional zur Produktionswahrscheinlichkeit z. B. eines Kaons beim Beschuß eines Targetkerns mit *einem* Strahlteilchen. Er ist definiert als

$$\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} = \frac{dN}{dp d\Omega} \cdot \frac{1}{d \cdot n_T \cdot N_S} \quad (3.1)$$

dN ist die Anzahl der in den Raumwinkel $d\Omega$ emittierten Teilchen mit einem Impuls im Intervall dp ; n_T bezeichnet die Teilchendichte der Targetatome, d die Dicke des Targets und N_S die Zahl der auf das Target getroffenen Strahlteilchen. $d \cdot n_T$ bezeichnet man auch als Flächenbelegung, weil es die Zahl der Atome in der Projektion auf eine Fläche senkrecht zur Strahlrichtung angibt.

Die Anzahl dN der produzierten Teilchen berechnet sich aus der Zahl der beobachteten durch Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen.

Das Integral über alle Raumrichtungen und Impulse

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{4\pi} \int_0^\infty \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} dp d\Omega \quad (3.2)$$

ist der inklusive¹ *totale Wirkungsquerschnitt*. In diesem wie in vielen anderen Experimenten muß man ihn durch Extrapolationen bestimmen, da die Produktionswahrscheinlichkeit nur in einem Teil des Phasenraums gemessen werden kann.

σ_{tot} ist zwar Lorentz-invariant, aber die Differentiation nach nicht-invarianten Größen wie Winkel und Impuls bringt eine Bezugssystem-Abhängigkeit mit sich. Diese kann man durch Hinzunahme eines Vorfaktors kompensieren und erhält damit den differentiellen „invarianten Wirkungsquerschnitt“

$$\sigma_{\text{inv}}^{\text{diff}} = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} = E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} \quad (3.3)$$

mit E als Gesamtenergie des beobachteten Teilchens.

3.2 „Data Summary Tapes“

Vor der Analyse der eigentlichen Daten wird eine dedizierte Pionenmessung mit DF-Trigger und niedrigem Magnetfeld (0.6 T) bearbeitet, um die Detektoren zu eichen. Man ermittelt eine lineare Abbildung der ADC-Werte jedes Szintillators auf die physikalischen Größen Zeit und Energieverlust. Für die Zeitdaten definiert ein willkürlich gewähltes T-Paddle den Nullpunkt.

Auf die Rohdaten, die nach „Events“ gegliedert sind, wendet man zunächst diese Detektorkalibrierungen an. Auch bei den Drahtkammern macht man eine Energiekalibrierung und überführt die Drahtnummern in Ortsangaben. Alle Laser- und Pulser-Ereignisse werden herausgefiltert und die Ergebnisse auf sogenannte Data summary tapes (DST) geschrieben.

3.3 Spurfindung (Tracking)

In diesem Schritt werden die Detektorinformationen dazu benutzt, physikalische Größen wie Impuls und Masse der Teilchen zu ermitteln. Weiterhin vergleicht man die Information verschiedener Detektoren, um Doppeldeutigkeiten zuzuordnen und nicht zuzuordnende Einträge (Rauschen, gestreute Teilchen) zu entfernen. Das Ergebnis wird als sogenanntes *N-Tupel* in einem *RZ-File* abgelegt, dem Random-access-Format des *ZEBRA*-Pakets, das Bestandteil von PAW ist.

Das Tracking beginnt bei den Drahtkammern. Für die identifizierten Durchstoßpunkte werden alle physikalisch möglichen Kombinationen (x_L, x_M, x_N) aufgelistet. Mit jeder dieser möglichen Spuren zielt man jeweils auf den D- und F-Detektor und versucht dort, einen Eintrag zuzuordnen. Gelingt dies nicht, wird der Kandidat verworfen. Dann wird aus D- und F-Paddle der Impuls berechnet, wobei wieder nur eine Teilmenge der Kombinationen sinnvolle Werte liefert. Die verbleibenden Kandidaten werden ins N-Tupel übernommen.

Ein Treffer im G-Detektor wird in diesem Stadium der Analyse nicht zwingend gefordert, da auch Ereignisse ohne diese Information auswertbar sind. Ist er vorhanden, wird er nur übernommen, wenn die Position innerhalb eines Toleranzfensters mit der Drahtkammerspur zusammenpaßt. Dann errechnet sich ein genauere Impuls aus einer Tabelle, die neben D

¹„Inklusive“ bedeutet „ohne Unterscheidung der Reaktionskanäle“. Da Experimente wie KaoS immer nur inklusive messen können, wird diese Einschränkung im folgenden nicht mehr ausdrücklich erwähnt.

und F auch die Abhängigkeit von G beinhaltet, dazu aus der längeren Flugzeit eine genauere Geschwindigkeit und damit Masse:

$$m = \frac{p}{v \cdot \gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}. \quad (3.4)$$

3.4 Teilchenidentifikation

Den ersten Schritt zur Bestimmung eines Produktionswirkungsquerschnitts bildet das Zählen der im Experiment detektierten Teilchen. Jedoch enthält ein typisches Massenspektrum wie in Abb. 3.1 immer neben den identifizierbaren Teilchen einen Anteil Untergrundereignisse. Er entsteht, wenn Teilchen im Spektrometer von ihren Soll-Trajektorien abweichen, indem sie

1. gestreut werden, z. B. an Detektorteilen oder an Luftmolekülen,
2. spontan zerfallen,
3. nicht aus dem Target emittiert wurden, sondern z. B. aus den Polschuhen der Spektromettermagnete,
4. oder indem Detektorsignale verschiedener Teilchentrajektorien fälschlicherweise miteinander korreliert werden.

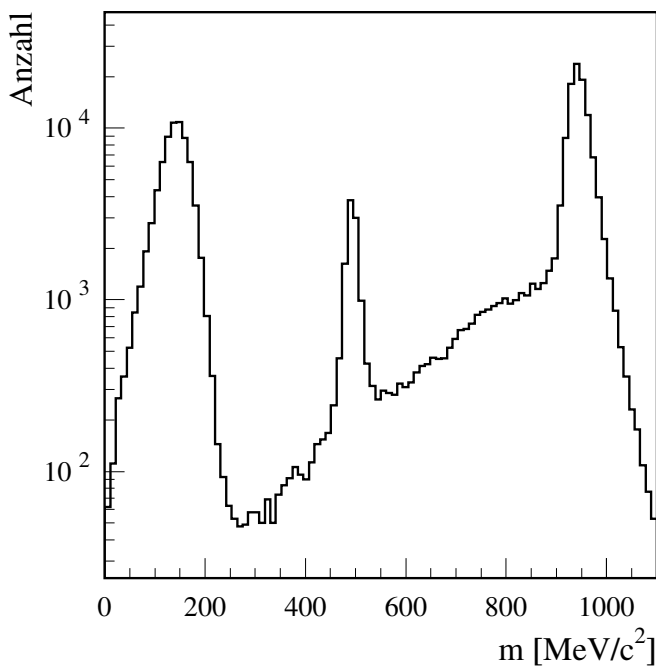


Abbildung 3.1: Beispiel für ein Massenspektrum positiv geladener Teilchen. Pionen und Protonen (linker und rechter Peak) sind durch den Trigger unterdrückt, deshalb liegt ihre Zahl nicht einmal eine Größenordnung über den Kaonen (Peak in der Mitte). (Reale K^+/π^+ -Verhältnisse werden in Unterabschnitt 4.5 gezeigt.) Der Untergrund rührt hier meist von gestreuten Protonen her.

Da es kein zuverlässiges Modell für den Untergrundverlauf im Massenspektrum gibt, bleibt nur der Weg, mit einer ad hoc gewählten Funktion den Untergrund im Bereich des Teilchenpeaks zu interpolieren. Weil Polynome mathematisch einfach zu handhaben sind, dienen sie in der Analyse bei KaoS mit Graden zwischen eins und fünf zur Interpolation. Der Teilchenpeak selbst wird durch eine Gaußsche Glockenkurve angepaßt. Auch diese Funktion ist physikalisch nicht gut begründet, aber ohne größere Bedeutung, weil man sie nur zur Festlegung eines Untergrundpolynoms und nicht zur Integration des Massenspektrums nutzt:

Es wird also eine Kurve „Gaußpeak + Polynom“ nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an das Massenspektrum angepaßt, das neben dem relevanten Teilchenpeak noch ein ausreichendes Stück des Untergrundverlaufs beinhaltet. Dann integriert man das Massenspektrum (d. h. die Meßdaten, nicht

die Funktion) im Intervall $[\mu_G - 4\sigma_G; \mu_G + 4\sigma_G]$ mit μ_G, σ_G als Parameter der Gaußkurve und zieht davon das Integral des Untergrundpolynoms ab. Das Ergebnis ist die Zahl identifizierter Teilchen, die mit den in den nächsten Abschnitten beschriebenen Korrekturen in den Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden muß.

3.5 Die Spektrometerakzeptanz

Welcher Teil der im Target erzeugten Kaonen kann im Spektrometer nachgewiesen werden? Die meisten Aspekte bei dieser Fragestellung faßt man unter dem Begriff „Akzeptanz“ zusammen:

- Die Impulsakzeptanz bestimmt den Bereich des Impulsbetrages Δp , für den die Magnetoptik die emittierten Teilchen durch das Detektorsystem zu lenken vermag.
- Die geometrische oder Raumwinkel-Akzeptanz $\Delta\Omega$ gibt an, unter welchen Emissionsrichtungen Teilchen mit gegebenem Impulsbetrag nachgewiesen werden können.
- Physikalische Effekte bei der Teilchenpropagation, hauptsächlich Zerfall und Streuprozesse, verringern die Nachweiswahrscheinlichkeit im kinematisch erlaubten Bereich.

Nicht als Teil der Akzeptanz werden Detektoreffizienzen gesehen. Dies sind begrenzte Wahrscheinlichkeiten, daß einzelne Detektoren, obwohl sie von einem Teilchen mit an sich zulässigem Impuls getroffen wurden, dieses nicht registrieren. Ebenso wenig zählen Nachweiseffizienzen in Elektronik und Software als Akzeptanz. Sie alle werden in Abschnitt 3.6.1 behandelt.

Bei genauer Betrachtung muß man jedem Punkt \vec{p} des Phasenraumes, spezifisch für jede Teilchensorte, eine lokale Akzeptanz $a(\vec{p}) \in [0; 1]$ zuweisen. Die Akzeptanz eines Detektors ergibt sich dann als Integral über den Phasenraum

$$A = \int a(\vec{p}) dp d\Omega . \quad (3.5)$$

Das Phasenraumelement wird hier zweckmäßig mit $dp d\Omega$ statt z. B. d^3p angesetzt, weil die Auswertung auf den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}$ abzielt. Die Identifikation der Teilchen erfordert nicht-infinitesimale Impulsintervalle $\Delta|\vec{p}|$, die einer Mittelung entsprechen und im vorliegenden Experiment immer äquidistant gewählt wurden (K^\pm : 50 MeV/c, π^\pm : 25 MeV/c). Somit muß A über 50 bzw. 25 MeV/c integriert bestimmt werden. Weil der (polare sowie azimutale) Winkelakzeptanz-Bereich bei der Auswertung nicht weiter unterteilt wird und nicht von der Spektrometerstellung abhängt, genügt es, A nur impuls-, nicht winkelabhängig, darzustellen. Abb. 3.2 zeigt $A(p)$ für Kaonen und Pionen bei den verwendeten Magnetfeldeinstellungen. Ihre Berechnung erfolgte über eine Monte-Carlo-Simulation mit Hilfe des GEANT-Codes [CNA93]. Dabei wurde die Propagation der Mesonen mit einer a priori ebenmäßigen Richtungs- und Impulsverteilung durch das gesamte Spektrometer simuliert und die Häufigkeit der hiernach identifizierbaren Teilchen mit der ursprünglichen verglichen. Der Code berücksichtigt alle relevanten physikalischen Prozesse, u. a. Zerfall, Coulomb-Streuung, Bremsstrahlung, Paarerzeugung, hadronische Reaktionen und Propagation sekundärer Partikel. A posteriori wird noch eine Selektion der Daten gemäß der Spurtabelle des Tracking-Triggers erzwungen. Da dieser Trigger allein auf geometrischen

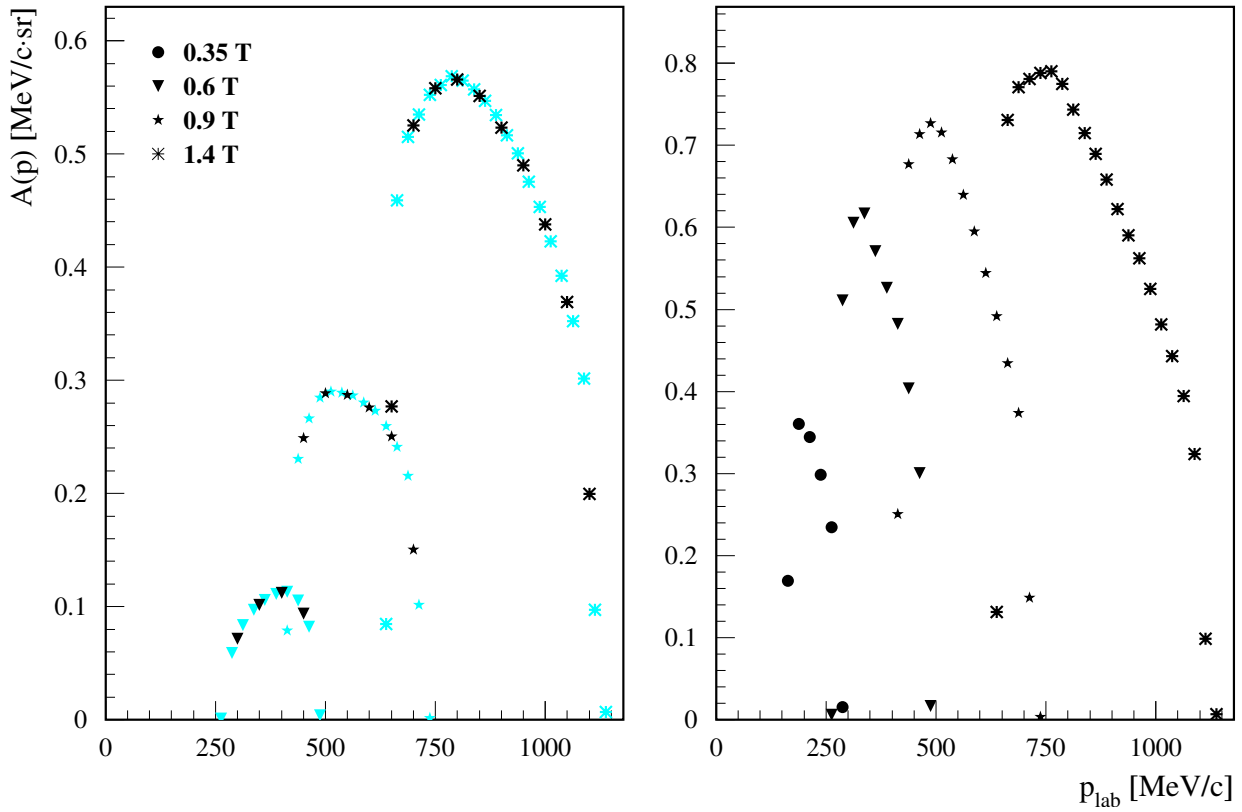


Abbildung 3.2: Die Akzeptanz des Kaonenspektrometers über dem Laborimpuls für alle angewandten Magnetfelder bei Kaonen (links) und Pionen (rechts). Die Impulsbins der ersteren sind $50 \text{ MeV}/c$ breit, aber zur Verdeutlichung des Verlaufs ist eine um den Faktor 2 erhöhte Akzeptanz mit $25 \text{ MeV}/c$ grau hinterlegt. Pionen wurden mit $25\text{-MeV}/c$ -Bins ausgewertet. Die Berechnung beruht auf Massenspektren, die man aus mit GEANT simulierten Detektoreinträgen in D, F und G gewinnt. Das Auswahlkriterium des Tracking-Triggers (Abschnitt 2.3) ist berücksichtigt.

Informationen beruht, ist es sinnvoll, ihn als Teil der geometrischen Akzeptanz zu betrachten.

Für Vergleiche mit anderen Experimenten wie auch theoretische Untersuchungen ist es oft günstig, die Akzeptanz als Bereich nicht von Streuwinkel und Impulsbetrag, sondern von Transversalimpuls und Rapidität² aufzutragen. Die Größen lassen sich direkt ineinander umrechnen:

$$p_t = p \cdot \sin \vartheta, \quad (3.6)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_l}{1 - \beta_l} \quad \text{mit } \beta_l = \beta \cos \vartheta. \quad (3.7)$$

$\beta = v/c$ ist die auf die Lichtgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeit der Teilchen, ϑ der Polarwinkel relativ zur Strahlrichtung.

Diese Form der Akzeptanz ist in Abb. 3.3 für vier Winkel skizziert.

²Die Einführung dieser Größe als Maß für die Longitudinalgeschwindigkeit hat den Vorteil, daß sich ihre Lorentztransformation sehr einfach, nämlich rein additiv gestaltet: $y' = y + y_S$

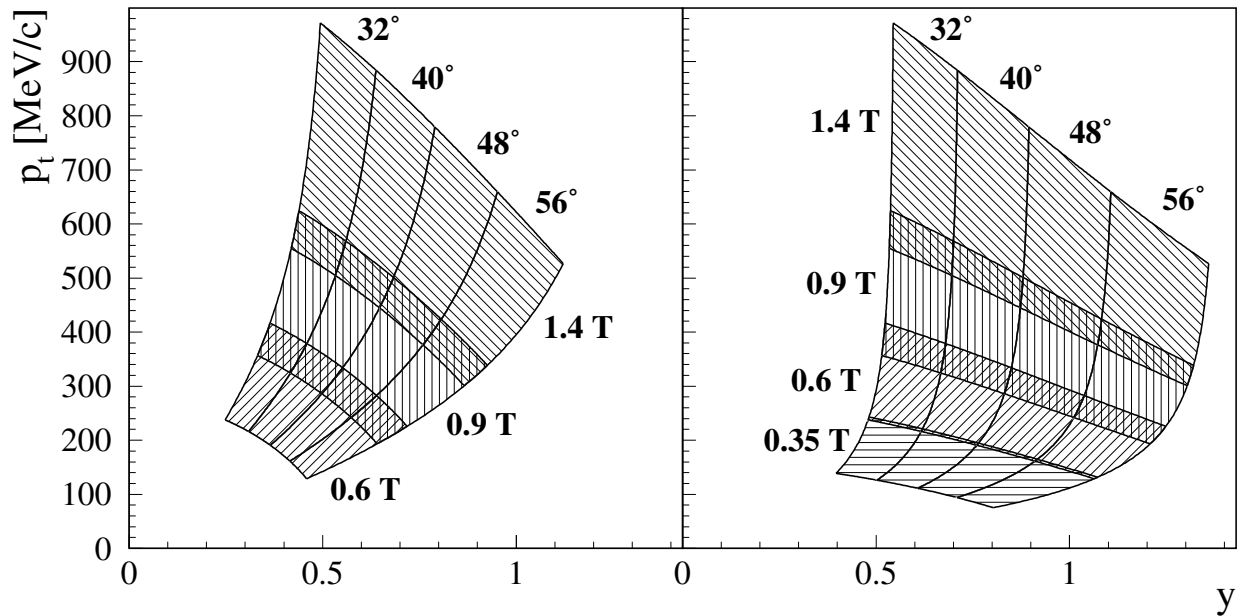


Abbildung 3.3: Skizze des Akzeptanzbereichs in der p_t - y -Ebene, links für Kaonen, rechts für Pionen. Jeder Winkel besteht aus drei (vier) Impulsabschnitten, die den Magnetfeldern (0.35,) 0.6, 0.9 und 1.4 T entsprechen und einen geringen Überlapp aufweisen.

3.6 Effizienzen

3.6.1 Die Effizienzreduktion durch die Analyseschnitte („cuts“)

Bei dem im Abschnitt 3.4 beschriebenen Verfahren zur Teilchenzahlbestimmung verursacht ein hohes Untergrundniveau hohe statistische und systematische Fehler. Daher werden in solchen Fällen die Massenspektren mit zusätzlichen Schnitten und Bedingungen („cuts“) erzeugt, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern. Die Schnitte entfernen jedoch auch einen Teil der identifizierbaren Kaonen, weil Stoß-, Zerfallsprozesse etc. auch bei diesen zu teils außergewöhnlichen Trajektorien führen oder weil die Schnitte so scharf gesetzt werden, daß sie von vornherein einen Teil der Statistik ausschließen. Den Faktor, um den sich diese vermindert, nennt man Cut-Effizienz $\varepsilon_C < 1$, und sie muß zum Zwecke der Korrektur auf andere Weise ermittelt werden.

Mit „Pseudokaonen“ (siehe Unterabschnitt 3.6.2) und Monte-Carlo-Simulationen (siehe Abschnitt 3.5) ist sie nur schwer zu bestimmen, da diese nicht Streuung, Zerfall und Energieverlust, jene nicht das Zeitverhalten der Szintillationszähler richtig widerspiegeln. Deswegen wurde der Weg gewählt, die Kaonenmessung mit bester Statistik und geringstem Untergrund, der allerdings nicht vernachlässigbar ist, mit der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Methode mit und ohne Schnitte auszuwerten. Diese Referenzmessung ist $p(3.5 \text{ GeV}) + C \rightarrow K^+(40^\circ) + X$.

Der effektivste und effizienteste „cut“ ist ein Vergleich der Flugzeit zwischen D und F mit der zwischen F und G unter Berücksichtigung der Distanzen, also ein Geschwindigkeitsvergleich. Abb. 3.4 zeigt den Einfluß dieser Bedingung auf ein Massenspektrum und die zugehörige Korrektur.

Bei allen verwendeten Schnitten konnte keine signifikante Impulsabhängigkeit festgestellt werden; zudem werden die Schnitte großzügig ausgeführt, so daß ihre Effizienz im Bereich

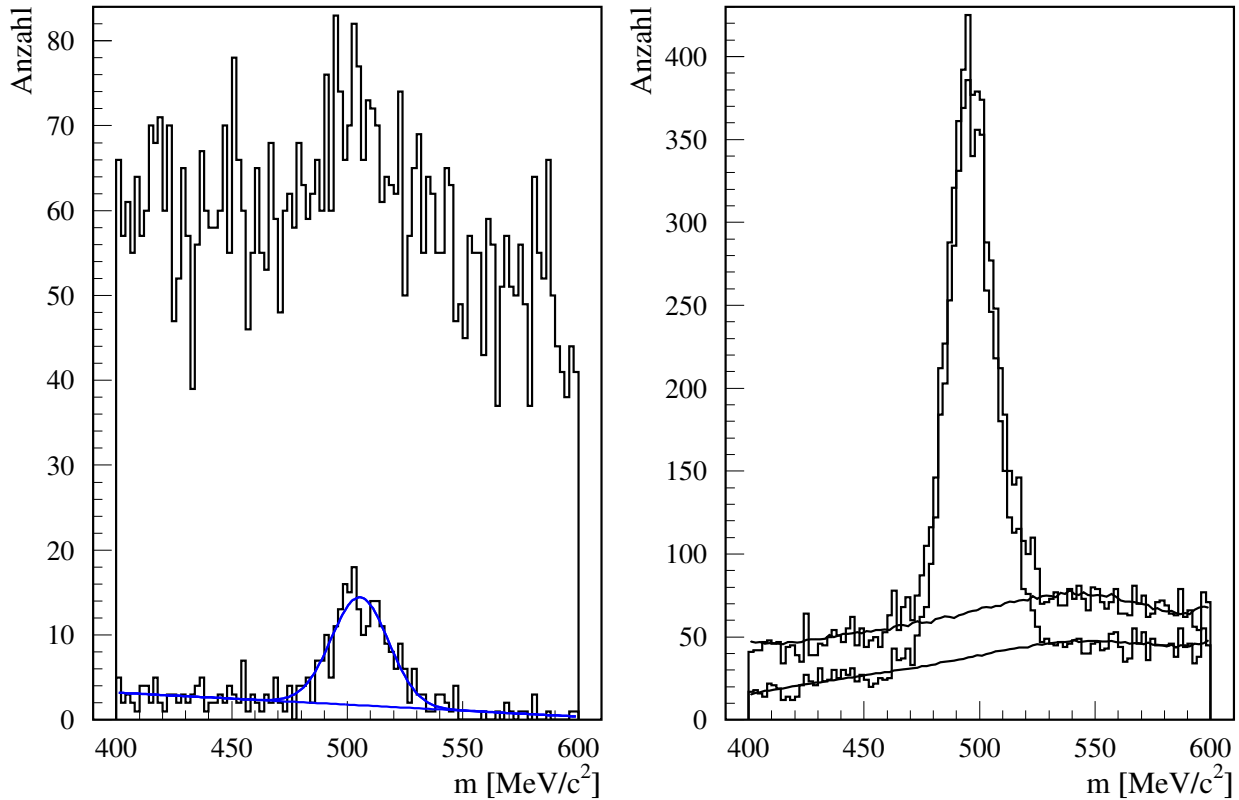


Abbildung 3.4: Im linken Bild zeigt ein K^- -Massenspektrum ($3.5 \text{ GeV } p + C$ bei 0.6 T) vor und nach Anwenden des Flugzeitvergleichs dessen großen Effekt bzgl. Untergrundreduktion. Rechts ist derselbe Schnitt auf die Referenzmessung angewandt. Aus ihr ergibt sich die Effizienz $\varepsilon_C = 0.99$. Bei der Messung ist die Fitfunktion der beschnittenen Daten eingezeichnet, bei der Referenzmessung nur das Untergrundpolynom ohne Gaußkurve vor *und* nach dem Schnitt.

$\geq 97\%$ bleibt, und statt einer Verschärfung wird eher ein weiterer Schnitt hinzugezogen. Das führt dazu, daß geringe Impulsabhängigkeiten einzelner „cuts“ nicht zum Tragen kommen.

Die Effizienzreduktion dieser Schnitte ist deshalb für eine Einzelmessung (je Target, Energie, Winkel, Magnetfeld und Teilchensorte) ein globaler Korrekturfaktor.

3.6.2 Die TOF-Triggereffizienz

Für Kaonen müssen die Zeitintervalle des Flugzeit-Triggers zum Separieren von Pionen und – bei positivem Feld – Protonen relativ eng gesetzt werden. Da einzelne Detektorpaddles nur mit begrenzter Genauigkeit zeitlich übereinanderliegen, entstehen Verluste, denen eine Effizienz ε_{TOF} zugeordnet wird. Sie kann nur experimentell bestimmt werden. Dazu werden Protonen, die dieselbe Geschwindigkeit wie Kaonen besitzen, die aber durch hohe Statistik und unbegrenzte Lebensdauer für genaue Messungen prädestiniert sind, in einer dedizierten Messung aufgenommen. Man spricht von „Pseudokaonen“ und einer „Simulationsmessung“. Dieselbe Geschwindigkeit haben Kaonen und Pseudokaonen genau dann, wenn das Magnetfeld im Verhältnis der Teilchenmassen verstellt wird: $\frac{B_1}{B_2} = \frac{m_1}{m_2}$. Um Kaonen bei $B_K = 0.9 \text{ T}$ mit Protonen zu simulieren, wird z. B. $B_p = B_K \cdot \frac{m_p}{m_K} \approx 1.71 \text{ T}$ eingestellt.

$B_K = 1.4 \text{ T}$ läßt sich auf diese Weise nicht behandeln. Das Simulationsfeld $B_p = 2.66 \text{ T}$

kann mit Eisen nicht erreicht werden, speziell für den KaoS-Dipolmagneten ist $B_{\max} = 1.9\text{ T}$. Deshalb wird das Flugzeitverhalten der bei 1.4 T gemessenen Kaonen mit Pionen bei $B_{\pi} = B_K \cdot \frac{m_{\pi}}{m_K} \approx 0.396\text{ T}$ simuliert. Der Pionenerfall verursacht einen etwas höheren systematischen Fehler.

3.6.3 Die Drahtkammereffizienz

Im Gegensatz zur Triggereffizienz kann die Drahtkammereffizienz nicht als konstant betrachtet werden. Fluktuationen in der Gasmischung, Bildung von Ablagerungen und die Beanspruchung durch hohen Teilchenstrom sind Beispiele für zeitabhängige Einflüsse. Aus technischen Gründen ist deren Bestimmung auf einen Wert pro Datenfile begrenzt, wobei ein File $100\text{--}150\text{ MB}$ umfaßt und bei idealer Strahlintensität $10\text{--}15\text{ min}$ Meßzeit beinhaltet. Die Effizienzen werden über sogenannte „super-singles“ ermittelt, d.h. Ereignisse, die in jedem relevanten Detektor (D, F, L, M, N) mit Ausnahme der untersuchten Drahtkammer genau einen Eintrag aufweisen. Sie sind für als Kaonen identifizierte Teilchen meist zu selten; deshalb wird das geometrische Mittel der Effizienzen von Pionen und Protonen verwendet. Da die Effizienz der Protonen nie signifikant von eins abweicht, funktioniert diese Methode auch für negativ geladene Teilchen, wenn man Äquivalenz positiver und negativer Ladungen annimmt und eine „Antiprotonen-Effizienz“ von eins festlegt. Die Effizienz wird nun z. B. für die L-Kammer bestimmt, indem man ermittelt, wie viele der „super-singles“ in D, F, M und N auch ein Signal in L aufweisen. Dabei müssen die beiden Kathodenebenen in allen drei Kammern getrennt behandelt werden. Somit existieren sechs Einzeleffizienzen:

$$\varepsilon_{L,x}, \varepsilon_{L,y}, \varepsilon_{M,x}, \varepsilon_{M,y}, \varepsilon_{N,x}, \varepsilon_{N,y}.$$

Weil im Tracking zunächst nur die x-Koordinaten der Drahtkammern benutzt werden, ist die Gesamteffizienz $\varepsilon_{\text{MWPC}} = \varepsilon_{L,x}\varepsilon_{M,x}\varepsilon_{N,x}$, es sei denn, die Verwendung zusätzlicher Schnitte bringt die eine oder andere y-Koordinate mit ins Spiel.

3.6.4 Die Tracking-Effizienz

Wenn innerhalb eines Triggerereignisses mehrere Paddles in D oder F angesprochen haben, besteht die Gefahr von Fehlzuordnungen. Dadurch können an sich tadellose Spuren in unbrauchbare Untergrundevents verwandelt werden, so daß ein Teil der Statistik verlorengeht. Dieser Verlust wurde mit Hilfe von Simulationen bestimmt und wird ebenso wie die Drahtkammereffizienz mit einem Wert pro File korrigiert. Man ermittelt die relative Häufigkeit der Detektor-Multiplizitäten im File und verrechnet sie mit den Effizienzen, die für jede Multiplizität bekannt sind. Die Tracking-Effizienz ist stark intensitätsabhängig und betrug immer $\geq 85\%$.

3.6.5 Die Korrektur der Totzeit

Wenn die Triggerelektronik ein Ereignis als gültig akzeptiert, werden die Daten sämtlicher Detektoren aufgezeichnet. Die Akquisition benötigt etwa 0.8 ms , während deren das System blind ist für alle weiteren Ereignisse. Dies wird durch ein logisches Signal bewirkt, das sogenannte Inhibit-Signal, um Störungen während der Auslese zu unterbinden.

Die Totzeit ist der begrenzende Faktor bei der Wahl der Strahlintensität. Liegt sie zu hoch, wirken sich systematische Fehler aufgrund des hohen Korrekturfaktors sehr stark aus. Bei 95% Totzeit z. B. beträgt der Korrekturfaktor $\frac{1}{1-0.95} = 20$, und $+1\%$ Abweichung

	C (7 mm)	Ni (2 mm)	Au (2 mm)
1.6 GeV	63726	43146	24049
2.5 GeV	50722	31514	17104
3.5 GeV	45093	24939	13986

Tabelle 3.1: Proportionalitätsfaktoren zur Strahlnormierung, d.i. Verhältnis von Strahlteilchen- zu Monitor-Rate, für alle Kombinationen aus Einschußenergie und Target.

erhöht ihn auf 25, womit man einen Fehler von $\frac{25-20}{20} = 25\%$ machen würde. Als Kompromiß zwischen diesem Problem und dem Wunsch nach hoher Zählrate hat die Erfahrung einen Wert von 50% nahegelegt, den man in allen Experimenten auf $\pm 10\%$ genau einzuhalten versucht.

In den CAMAC-Scalern werden laufend diverse Ereignisse sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung des Inhibit-Signals mittels und-Verknüpfung gezählt. Für die Totzeitbestimmung benutzt man die Rate des eingestellten primären Triggers, wobei aber jede andere Triggerklasse mitgezählt wird und dasselbe Ergebnis liefern würde.

3.7 Normierungen

3.7.1 Die Strahlnormierung

Die in einer Meßeinstellung gesammelte Kaonenstatistik muß auf die Gesamtzahl der Strahlteilchen normiert werden, die in der entsprechenden Zeit auf das Target trafen. Damit erhält man die Wahrscheinlichkeit, daß ein einfallendes Projektil eine Reaktion vollführt, die ein Kaon mit den betrachteten Eigenschaften (Raumwinkel, Impuls) hervorbringt.

Die Gesamtheit der Strahlteilchen kann aus dem in Abschnitt 2.1.6 genannten Grund nicht direkt gezählt werden. Jedoch ist die Zählrate der Strahlmonitore in Targetnähe proportional zum Strahlstrom, wenn man Untergrundereignisse, also gestreute Teilchen, die nicht aus dem Target herrühren, unterdrückt. Deshalb zählen beiderseits des Targets, wie in Abschnitt 2.1.6 beschrieben, die Monitor-Detektoren die Ereignisse in Koinzidenz. Die Wahrscheinlichkeit, daß gestreute Partikel zufällig solch eine Koinzidenz auslösen, ist vernachlässigbar.

Der Proportionalitätsfaktor wurde wie beschrieben bei reduziertem Strahlstrom gemessen. Dabei wird dessen Proportionalität zu den Monitor-Raten über mindestens fünf Größenordnungen angenommen, ohne daß sie experimentell überprüfbar wäre. Da jedoch die Strahlmonitore noch weit unterhalb ihrer Maximalrate betrieben werden, besteht kein Grund, diese Annahme in Zweifel zu ziehen. Die Proportionalitätsfaktoren sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt.

3.7.2 Die Normierung auf das Target

Zum Abschluß wird die Produktionswahrscheinlichkeit pro Strahlteilchen durch die Flächenbelegung des Targets (Anzahl Atome pro Querschnittsfläche) dividiert, um den Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Die Targets sind dünn genug, um Effekte der gegenseitigen

Abschattung von Atomen vernachlässigen zu können. Die Wahrscheinlichkeit für eine hadronische Reaktion eines Projektils liegt bei allen drei Targets in der Größendordnung von 1%. Für C, Ni und Au betrug die Flächenbelegung 0.06570, 0.01828 bzw. 0.01181 Atome/barn.

3.8 Fehlerbetrachtung

3.8.1 Statistische Fehler

Für den Fehler der gezählten Teilchen N_T wird zunächst die mittlere quadratische Abweichung $\sqrt{N_T}$ einer Poisson-Verteilung angenommen. Bei der Anpassung des Untergrunds könnte zwar ein Fehler der zugehörigen Fitparameter ermittelt werden, er sagt aber nichts über die statistische Unsicherheit des Untergrundabzugs aus. Diese hängt vielmehr von der absoluten Zahl N_U der Untergrundereignisse ab. Hier wurde ebenfalls der Poisson-Fehler $\sqrt{N_U}$ gewählt, so daß sich der relative statistische Fehler aller differentiellen Wirkungsquerschnitte auf

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{N_T + N_U}}{N_T} \quad (3.8)$$

beläuft.

3.8.2 Systematische Fehler

Bei einem sehr komplexen Spektrometer wie KaoS lassen sich manche systematischen Fehler nicht aus den Details des Experimentaufbaus ableiten, sondern werden aus Tests und Simulationen gewonnen. Für KaoS und die hier verwendete Analyse sind folgende Fehlerquellen bekannt:

Effizienzreduktion durch Analyseschnitte

Je deutlicher die Effizienzreduktion ε_C des verwendeten „cuts“, desto stärker wirken sich Unsicherheiten aus. Deshalb muß der resultierende relative Fehler mit steigendem ε_C abnehmen, was z. B. durch Wahl eines konstanten absoluten Fehlers der Effizienz erfüllt wird. Diese Wahl ist willkürlich, muß aber nicht genauer untersucht werden, weil ε_C für die hier verwendeten Schnitte wenig variiert ($0.7 < \varepsilon_C < 1$). Eine nichtoptimale Abhängigkeit $\Delta\varepsilon_C(\varepsilon_C)$ wirkt sich daher kaum auf das Resultat aus.

Gewählt wurden $\Delta\varepsilon_C = 2\%$ mal die Anzahl der Einzelschnitte. Dieser Wahl liegen Untersuchungen an verschiedenen als Referenzmessungen verwendbaren Spektren und an verschiedenen Wegen für den Untergrundabzug in der Referenzmessung zugrunde. Bei einem Schnitt variierte ε_C dabei um ca. 2%, bei mehreren Schnitten war die Schwankung größer als die Quadratsumme der 2%-Fehler und konnte wie angegeben abgeschätzt werden. In den meisten Fällen genügte der Flugzeitvergleich als einzelner „cut“, so daß $\Delta\varepsilon_C = 2\%$ betrug.

Effizienz des TOF-Triggers

Ein zu enges Flugzeitfenster bewirkt nicht nur den Verlust von Teilchenstatistik; vielmehr wird die Effizienz schwer korrigierbar, da selbst geringe Fluktuationen im Zeitverhalten schon große Änderungen der Statistik mit sich bringen. Besonders bei den in Unterabschnitt 3.6.2 beschriebenen Simulationsmessungen ist das Verhalten der Teilchen nie perfekt analog zu

Kaonen (u. a. wegen unterschiedlichen Streuverhaltens), so daß die Korrektur der Trigger-effizienz systematische Fehler enthält.

Zu Beginn einer Strahlzeit wird die engste Einstellung der Trigger-Delays ermittelt, die noch zu Effizienzen $\geq 95\%$ führt. Diese Messung erfolgt über alle Einzeldetektoren bzw. Teilchenimpulse integriert, was einen genauen zeitlichen Abgleich aller Paddles voraussetzt. Weist er Mängel auf, können einzelne Paddles unbemerkt erhebliche Effizienz-Einbrüche erfahren, die in der Analyse nicht ausreichend korrigierbar sind. Sie werden von vornherein ausgeschlossen und als Einschränkung der geometrischen Akzeptanz betrachtet.

Die Analyse faßt in jedem Impulsintervall mehrere benachbarte F- und alle D-Paddles zusammen, so daß über die Effizienzen der einzelnen D-F-Kombinationen gemittelt wird. Daher liegt es nahe, den systematischen Fehler jedes Bins über die Standardabweichung der zugehörigen D-F-Kombinationen abzuschätzen.

Zunächst bestimmt man mit einer Simulationsmessung alle Einzeleffizienzen $\varepsilon(D, F)$. Für Mittelwert und Standardabweichung benötigt man allerdings eine Gewichtung, denn

- (a) verschiedene Kombinationen (D, F) tragen verschiedene Teilchenzahlen zur Gesamtstatistik bei, weil nicht alle Trajektorien gleich wahrscheinlich sind, und
- (b) etliche Kombinationen tragen zu zwei Impulsbins bei, weil eine eindeutige Zuordnung unmöglich ist.

Folglich sind die Gewichte das Produkt zweier Funktionen:

$$g(p, D, F) = N(p, D, F) \cdot f(p). \quad (3.9)$$

p identifiziere hierbei das betrachtete Impulsbin, D und F das jeweilige Paddle im Start- und Stopppdetektor. Grundlage für die Bestimmung der Gewichte bildet eine GEANT-Simulation, da die gemessene Teilchenstatistik für eine Auflösung in p , D und F viel zu gering ist. $N(p, D, F)$ ist die reine Anzahl der GEANT-Kaonen im Impulsbin p und den Paddles D und F , $f(p)$ ein noch zu bestimmender Normierungsfaktor.

Die Varianz der Einzeleffizienzen im Impulsbin p wäre bei eindeutiger Zuordnung und Gleichwertigkeit aller D-F-Kombinationen

$$\sigma_{\text{DF}}^2(p) = \frac{1}{n(p) - 1} \sum_{D,F} (\varepsilon(p, D, F) - \mu(p))^2 \quad (3.10)$$

mit dem Mittelwert

$$\mu(p) = \frac{1}{n(p)} \sum_{D,F} \varepsilon(p, D, F). \quad (3.11)$$

Der Fehler der Triggereffizienz $\mu(p)$ des Impulsbins p ist die Standardabweichung des Mittelwerts:

$$\Delta\varepsilon_\sigma(p) = \frac{\sigma_{\text{DF}}(p)}{\sqrt{n(p)}}. \quad (3.12)$$

Mit Gewichtung gelten die allgemeineren Formeln

$$\mu(p) = \frac{\sum_{D,F} \varepsilon(p, D, F) g(p, D, F)}{\sum_{D,F} g(p, D, F)}, \quad (3.13)$$

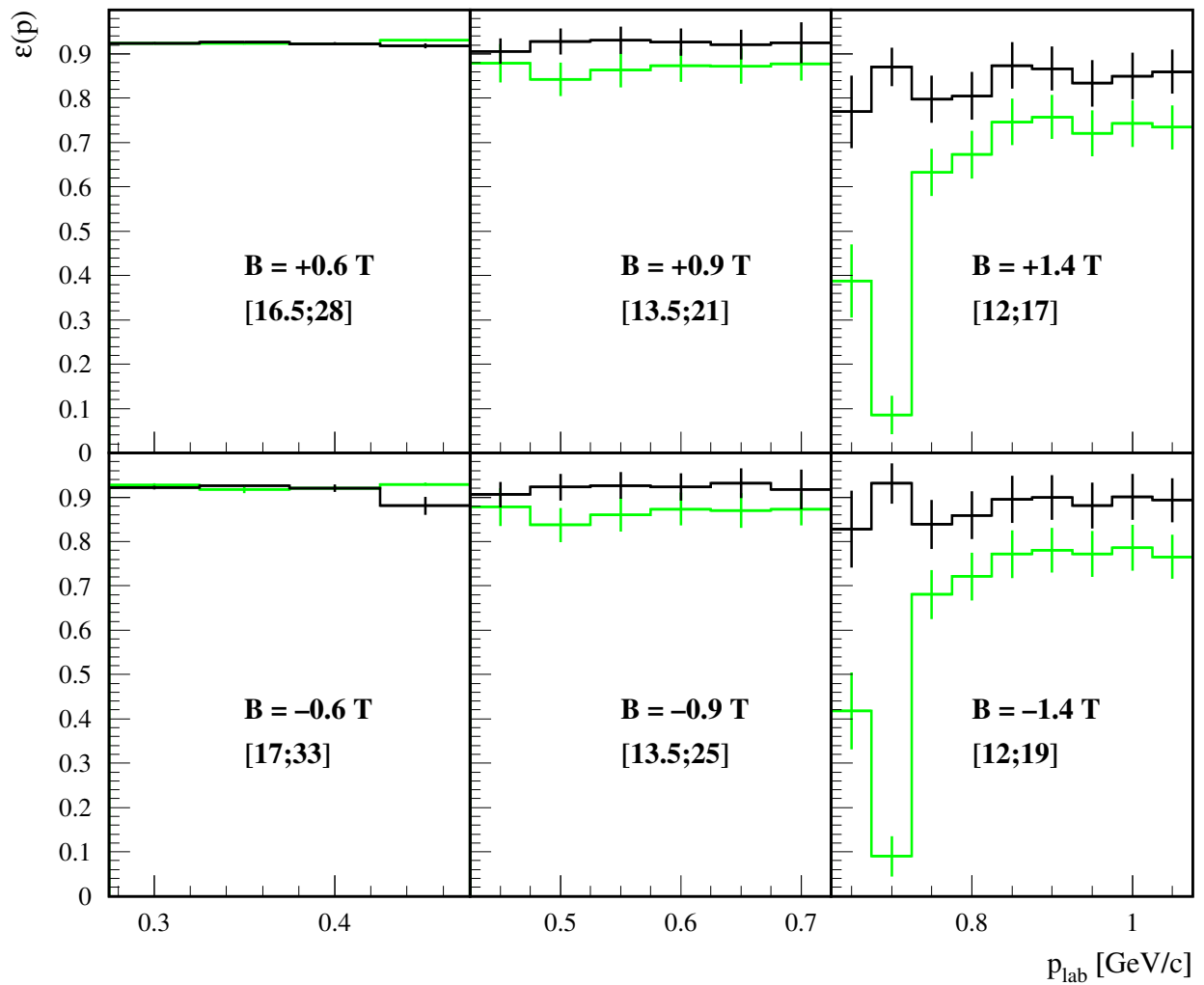


Abbildung 3.5: Die Effizienz des TOF-Triggers mit ihrem systematischen Fehler bei der Messung von K^+ (oben) und K^- (unten). Für jedes Dipolmagnetfeld ist das zugelassene Flugzeitfenster in Nanosekunden darunter angegeben. Grau unterlegt sind die Effizienzen bei Auswertung *aller* Detektor-Paddles einschließlich der fehlkonfigurierten. Werden letztere bei der Auswertung nicht berücksichtigt (schwarzes Histogramm), entsteht ein höherer systematischer Fehler in der Akzeptanz (vgl. Abb. 3.6).

$$\sigma_{DF}^2(p) = \frac{\sum_{D,F} (\varepsilon(p, D, F) - \mu(p))^2 g(p, D, F)}{\sum_{D,F} g(p, D, F) - 1}, \quad (3.14)$$

$$\Delta\varepsilon_\sigma(p) = \frac{\sigma_{DF}(p)}{\sqrt{\sum_{D,F} g(p, D, F)}}. \quad (3.15)$$

Die Gewichte müssen im oben angedeuteten Grenzfall die Werte 1 oder 0 annehmen. Folgender Normierungsfaktor erfüllt diese Forderung:

$$f(p) = \frac{\sum_{D,F} \frac{N(p,D,F)}{\sum_p N(p,D,F)}}{\sum_{D,F} N(p, D, F)}. \quad (3.16)$$

Im Zähler wird summiert über den relativen Anteil jeder D-F-Kombination, der auf das Impulsbin p entfällt, der Nenner normiert auf die Gesamtstatistik im Impulsbin.

Da die Triggereffizienz nur mit Simulationsmessungen, nicht mit echten Kaonen, ermittelt wird, besteht auch bei guter Effizienz eine prinzipielle Unsicherheit. Bei der Korrektur mit Protonen, also für die Messungen bei 0.6 und 0.9 T, werden noch 2% Fehler pauschal quadratisch addiert, was Kompatibilität zu früheren Arbeiten (siehe Ende dieses Abschnitts) herstellt. Der gesamte systematische Fehler der TOF-Effizienz lautet dann:

$$\frac{\Delta\varepsilon(p)}{\varepsilon(p)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\varepsilon_\sigma(p)}{\varepsilon(p)}\right)^2 + (2\%)^2}. \quad (3.17)$$

Pionen, mit deren Hilfe die Korrektur der 1.4-T-Messungen erfolgt, zerfallen im Flug und bewirken damit eine Streuung der Flugzeiten. Deshalb wird in Gl. (3.17) statt 2% ein Fehler von 3% eingesetzt.

In Abb. 3.5 ist die Effizienz mit ihrem Fehler für die TOF-Einstellungen, die nahezu während der gesamten Strahlzeit benutzt wurden, aufgetragen. Pionen wurden mit sehr großzügiger Einstellung des TOF-Triggers gemessen, deren Effizienz bedenkenlos zu eins angenommen werden kann und nicht korrigiert wird. Somit weisen sie diesen systematischen Fehler nicht auf.

Akzeptanz

Unsicherheiten in der Akzeptanz haben vor allem zwei Ursachen: Ungenauigkeiten im Magnetfeld und Ungenauigkeiten in der Geometrie. Für beide wurde eine GEANT-Rechnung mit leicht veränderter Einstellung mit der ursprünglichen verglichen. Die Abweichungen werden als systematische Fehler angesehen und sind in Abb. 3.6 für die verwendeten Teilchen und Magnetfelder skizziert. Da im Laufe des Experiments ab und zu einzelne Detektorpaddles ausfielen, wurden viele Einzelmessungen mit einer reduzierten Akzeptanz behandelt, die man durch Ausschluß der entsprechenden Events in den Monte-Carlo-Daten gewann. Die hier gezeigte Akzeptanz ist die am häufigsten verwendete.

Pauschale Korrekturfaktoren

Für Effizienzen und Korrekturen, die nicht vom Impuls abhängen, werden folgende Fehler angenommen:

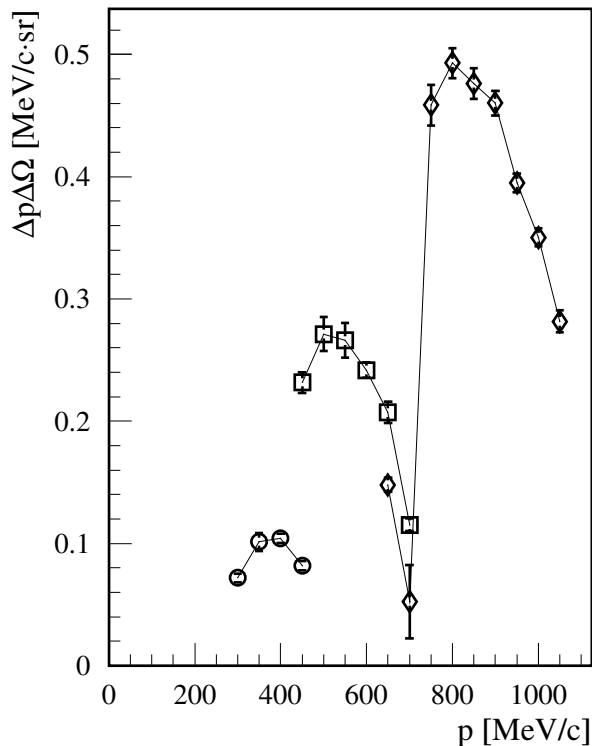


Abbildung 3.6: Systematischer Fehler der Akzeptanz am Beispiel von $3.5 \text{ GeV } p + C \rightarrow K^{++} X$ bei 40° , einer normalen Messung ohne Besonderheiten. Bei allen Feldern fehlte G-Paddle Nr. 21, bei $B \geq 0.9 \text{ T}$ auch D Nr. 3 und bei $B = 1.4 \text{ T}$ zusätzlich D Nr. 6 und F Nr. 3 und 4. Alle diese Paddles hatten Effizienzen von $\approx 50\%$ oder weniger und mußten bei dieser Messung aus der Akzeptanz entfernt werden. Die entfernten F-Paddles schlugen bei $p_{\text{lab}} = 700 \text{ MeV}/c$ ($B = 1.4 \text{ T}$) sehr drastisch zu Buche.

- Effizienz der Drahtkammern: 3 %
- Effizienz der Spurrekonstruktion: 3 %
- Bestimmung der Totzeit: $2\%/\varepsilon_{\text{tot}}$, abhängig vom Korrekturfaktor.
Beispiel: Bei 40 % Totzeit ist $\varepsilon_{\text{tot}} = 60\%$ und $\Delta\sigma/\sigma = 2/60 = 3.3\%$.
- Strahlnormierung: 6 %

Wie begründen sich diese Annahmen?

Das Verhalten der Drahtkammern wurde von A. Wagner [Wag96], Ch. Sturm [Stu95, Stu01a] u. a. untersucht, Näheres zur Spurrekonstruktion steht in [Stu01a]. Der Fehler der Totzeit wurde bei $\varepsilon_{\text{tot}} \approx 50\%$ aus früheren Arbeiten übernommen und wegen der hier sehr unterschiedlichen Korrekturfaktoren um die obige Abhängigkeit ergänzt. Weil die Strahlnormierung mit einer im Vergleich zu früheren Experimenten abgewandelten Methode erfolgen mußte, hat ihr Fehler den doppelten Wert.

Neben den genannten Arbeiten vergleiche man hierzu [Lau99a, Men00a, Bot00, Foe03, Uh104].

4 Darstellung der Meßergebnisse

In diesem Kapitel sollen die differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitte gezeigt werden, die das Hauptresultat der vorliegenden Arbeit darstellen. Auf ihnen basieren die weiteren Untersuchungen in diesem und im folgenden Kapitel.

4.1 Kaonen und Antikaonen

Auf den folgenden Seiten (Abb. 4.1–4.3) enthält jedes einzelne Diagramm die K^+ - und K^- -Impulsspektren für alle Targets als Funktion des Laborimpulses. Drei nebeneinanderliegende Diagramme sind den drei Strahlenergien 1.6, 2.5 und 3.5 GeV zuzuordnen, und jede halbe Seite stellt einen Polarwinkel dar. Der Abstand der Punkte beträgt immer $50 \text{ MeV}/c$, aber bei genauerer Betrachtung fällt auf, daß in fast allen Spektren der Wert bei $p_{\text{lab}} = 0.7 \text{ GeV}/c$ fehlt. Ein sehr eng gewähltes Fenster des Flugzeit-Triggers in Verbindung mit einem fehlerhaften Zeitabgleich einzelner Szintillatoren hatte einen massiven Einbruch der Triggereffizienz zur Folge, so daß der gesamte (statistische und vor allem systematische) Fehler in die Größenordnung von 100 % geriet. Damit hat der Meßwert keine Aussagekraft mehr und wurde folglich aus der Analyse ausgeschlossen.

Der statistische Fehler, dargestellt als Fehlerbalken, ist meist vernachlässigbar im Vergleich mit dem systematischen Fehler, repräsentiert durch Bänder. Auch letzterer ist „nur“ ein Erwartungswert für die Abweichung der Messungen vom physikalischen Wert, so daß ein Teil der Abweichungen größer sein kann.

Die meisten Meßkurven zeigen in grober Näherung einen exponentiellen Verlauf. Der Abfall ist bei Antikaonen stets steiler als bei Kaonen, was durch die Verhältnisbildung in Abschnitt 4.5 und die Parametrisierung in Abschnitt 5.1 verdeutlicht wird. Bei der Mehrzahl der Spektren verstärkt sich der Abfall mit zunehmendem Impuls.

In Abb. 4.1 wird ein Vergleich mit der einzig bekannten Messung gezogen, die in allen Parametern ($E_{\text{Strahl}}, \vartheta, A_{\text{Target}}, p_{\text{lab}}$) mit einem der Spektren des vorliegenden Experiments übereinstimmt [Deb96]: $p(2.5 \text{ GeV}) + C \rightarrow K^+ + X$. Jener Wirkungsquerschnitt liegt durchschnittlich 35 % niedriger als der aus dieser Messung. Der systematische Fehler jenes Experiments ist in [Deb96] mit 18 % angegeben, im vorliegenden Experiment beträgt er nach Abschnitt 3.8 im Mittel 9%. Addiert man beide Fehler quadratisch, weil es sich um unabhängige Experimente handelt, ergibt sich $\sqrt{(18\%)^2 + (9\%)^2} = 20\%$. Die Abweichung von 35 % entspricht damit weniger als zwei Standardabweichungen und ist nicht sehr signifikant.

Vergleiche mit anderen Experimenten bedürfen der Extrapolation auf andere Energie-, Winkel- oder Impulsbereiche. Deshalb werden solche Vergleiche erst nach Beschreibung der Daten mit Modellen und Darlegung von Extrapolationsmöglichkeiten in Kap. 5 durchgeführt.

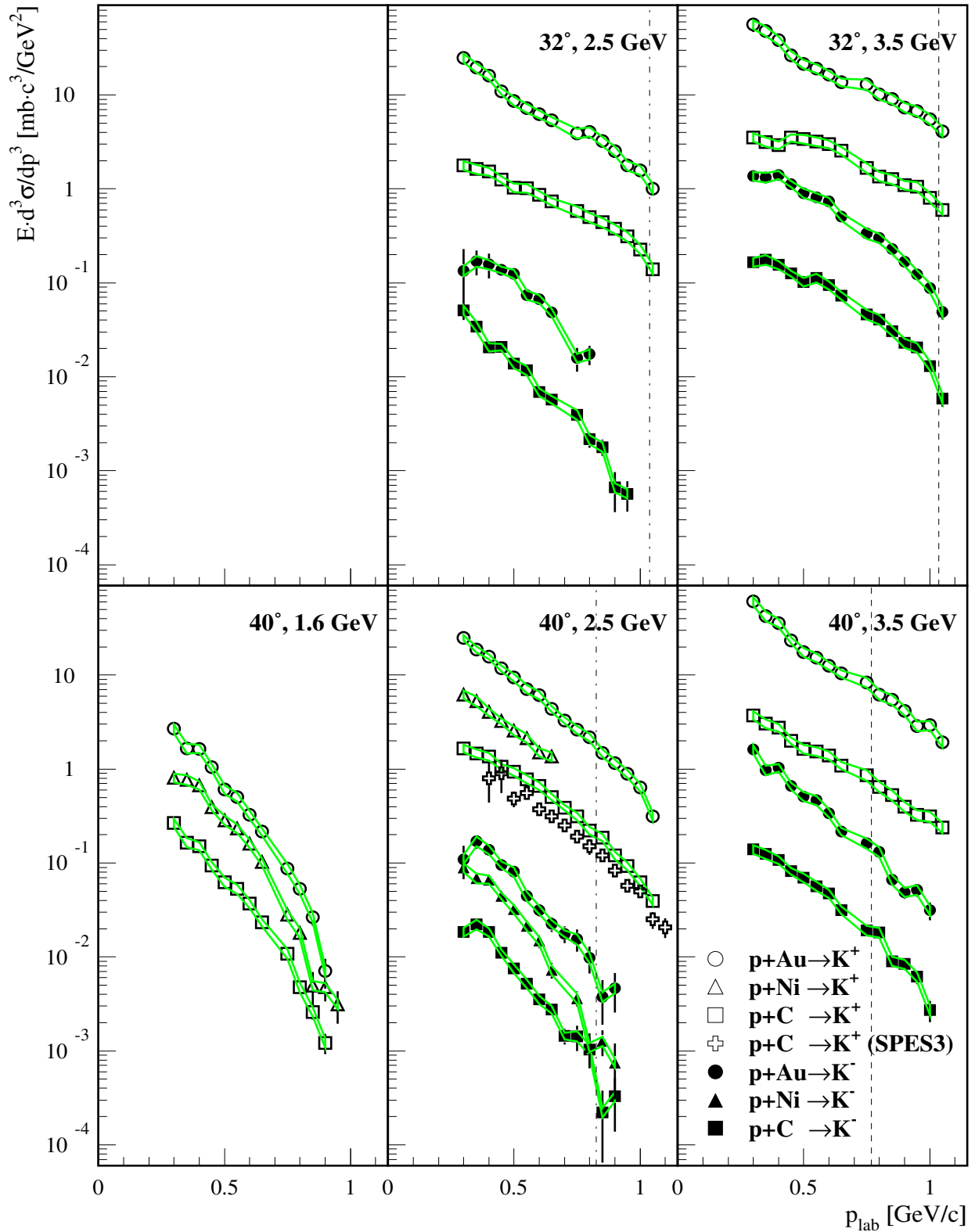


Abbildung 4.1: Invariante Wirkungsquerschnitte für K^\pm bei 32° und 40°. Die Kreuze im Diagramm für 40°, 2.5 GeV zeigen zum Vergleich Ergebnisse aus [Deb96]. Die vertikalen Linien markieren maximal mögliche Impulse von K^- (gestrichelt) bzw. K^+ (Strich-Punkt) in $p + p$ -Stößen. Statistische Fehler sind durch Fehlerbalken, systematische durch Bänder dargestellt.

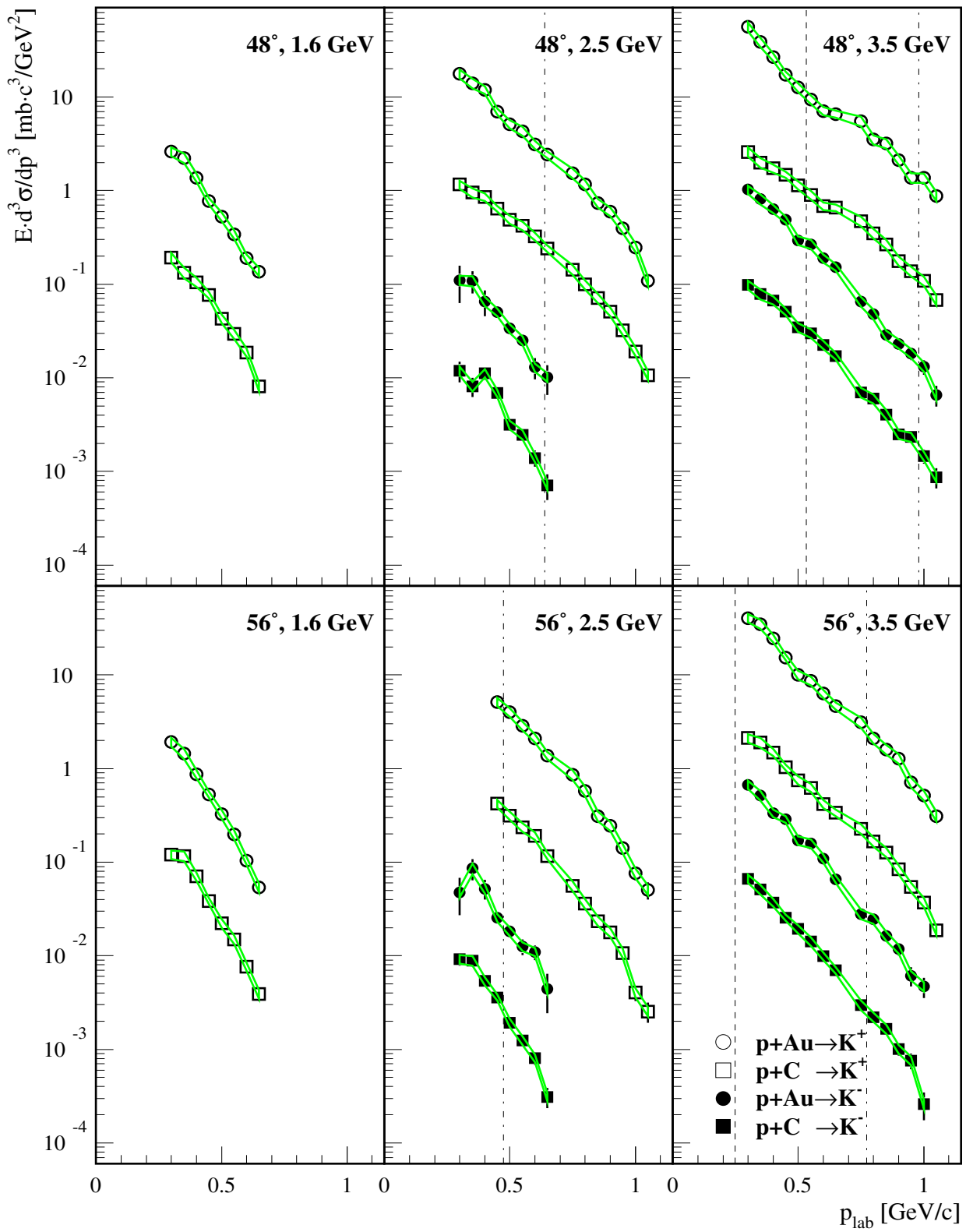


Abbildung 4.2: K^\pm -Spektrn für 48° und 56°; Notation analog zu Abb. 4.1.

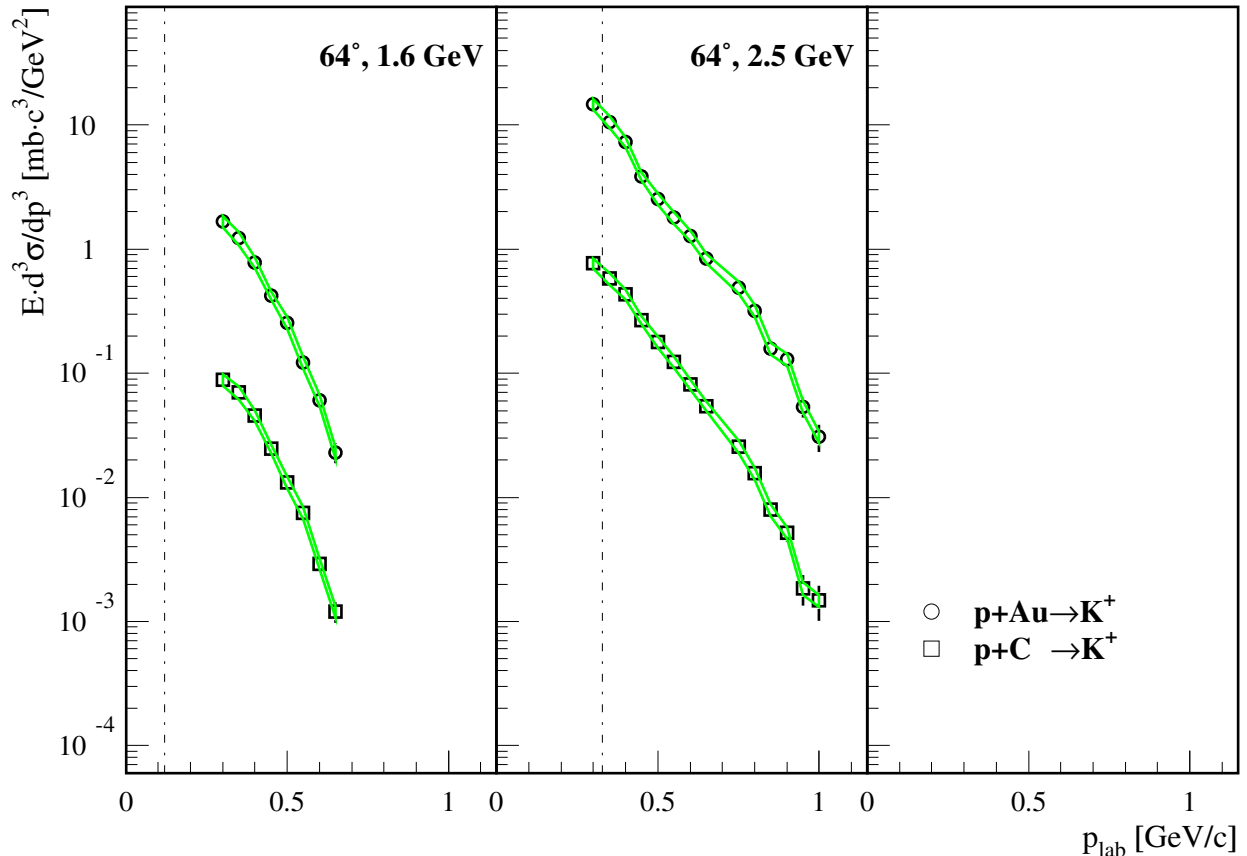


Abbildung 4.3: K^+ -Spektren für 64° ; Notation analog zu Abb. 4.1.

Die senkrechten Linien in Abb. 4.1–4.3 markieren die Schwellenimpulse für K^\pm in Proton-Proton-Stößen: Bei gegebener Einschussenergie und Emissionsrichtung kann ein Antikaon (gestrichelte Linie) oder Kaon (Strich-Punkt-Linie), das in einem einfachen Proton-Proton-Stoß erzeugt wurde, maximal den angegebenen Impuls besitzen. Die entsprechende Kinematik wird im Anhang (Abb. A.1) vorgestellt. Bei Energien nahe oder unterhalb der Schwellenenergie (K^+ : 1.6 GeV , K^- : 2.5 GeV) liegen die Schwellenimpulse unterhalb des Meßbereichs, so daß alle detektierten Kaonen unter Beteiligung mehrerer Target-Nukleonen produziert worden sein müssen. Die Schwellenimpulse für 32° und 40° bei K^+ / 3.5 GeV liegen oberhalb des dargestellten Bereichs. In den Fällen, in denen die Schwellenimpulse innerhalb der gemessenen Spektren liegen, erkennt man an dieser Stelle keine Auffälligkeiten wie z. B. ein deutliches Abknicken des Verlaufs.

4.2 Pionen

Daß Pionen nicht den mit Strangeness verbundenen speziellen Anforderungen (assoziierte Produktion) genügen müssen, macht sich u. a. in einem kleineren Unterschied der Produktionsrate zwischen Teilchen und Antiteilchen bemerkbar, den man in Abbildung 4.4–4.6 beobachten kann. Lediglich durch die vom Projektil eingebrachte positive I_3 -Komponente des Isospins sind π^+ gegenüber π^- etwas bevorzugt, weil sie mehr Produktionskanäle für π^+ erlaubt.

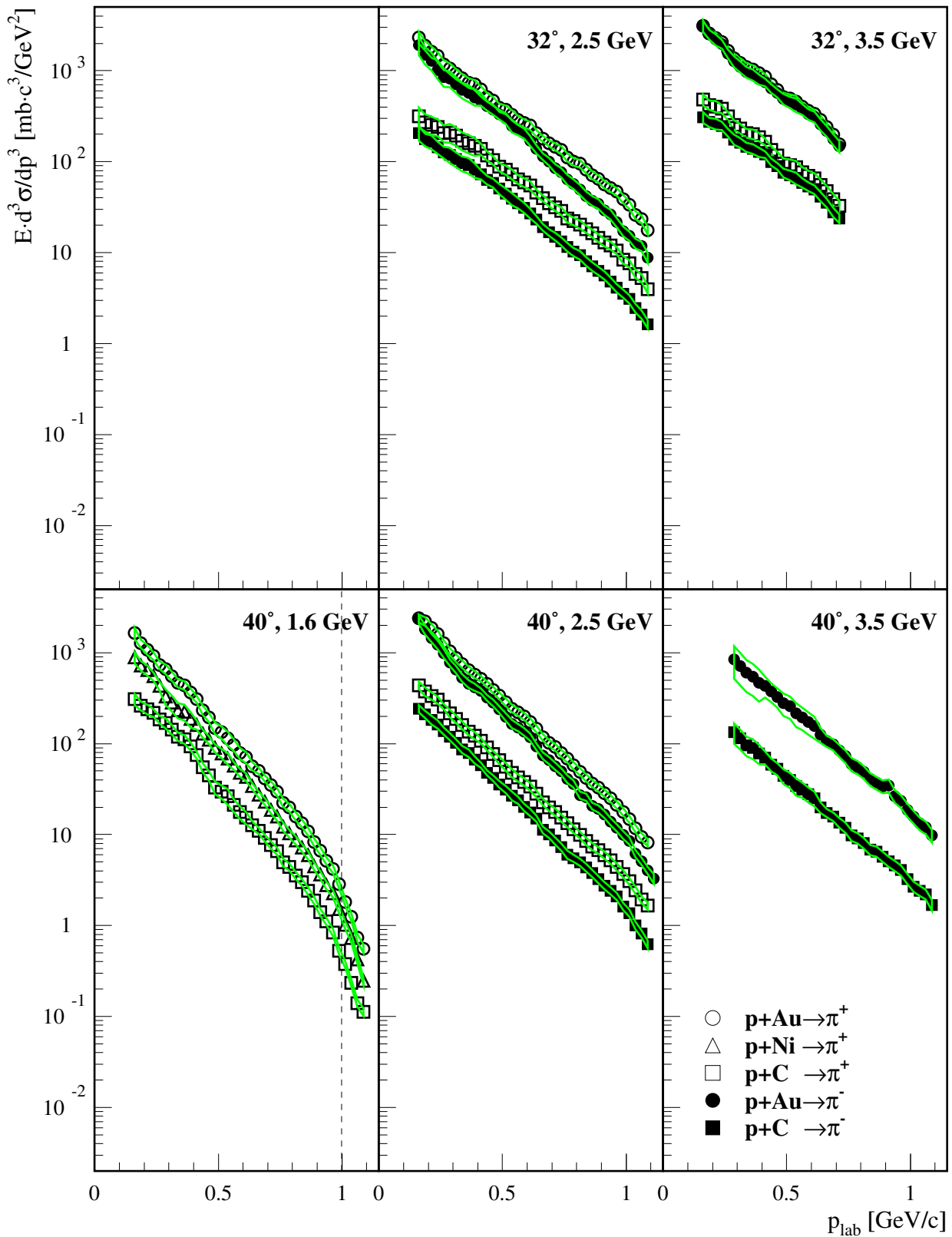
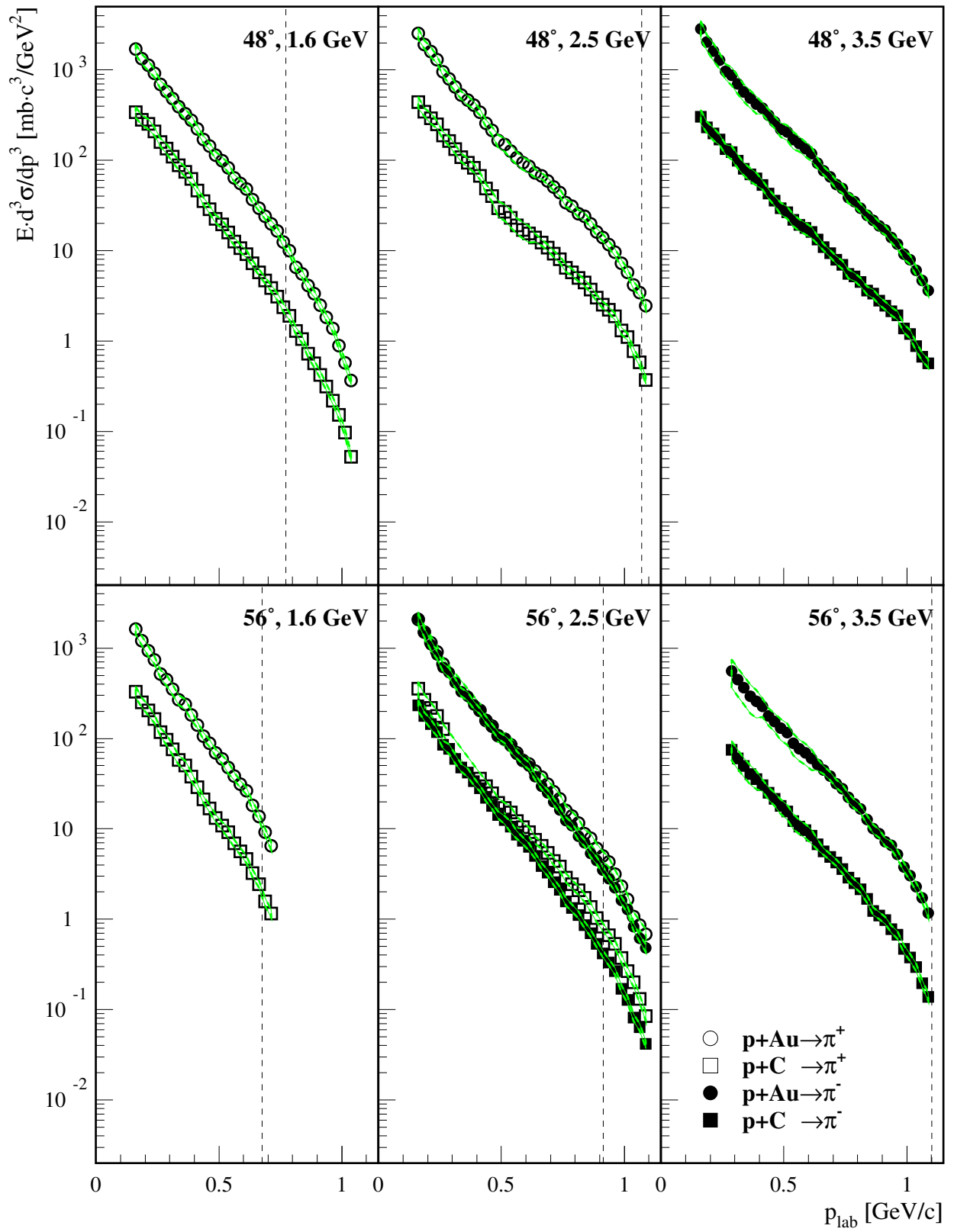


Abbildung 4.4: π^\pm -Spektren für 32° und 40° , in Analogie zu Abb. 4.1. Die gestrichelte Linie steht für den Maximalimpuls von π^+ und π^- , da sich beide um weniger als die Strichbreite unterscheiden; sofern sie nicht eingezeichnet ist, liegt die Messung komplett unterhalb dieses Maximalimpulses.

Abbildung 4.5: π^\pm -Spektren für 48° und 56°, Notation analog zu Abb. 4.4

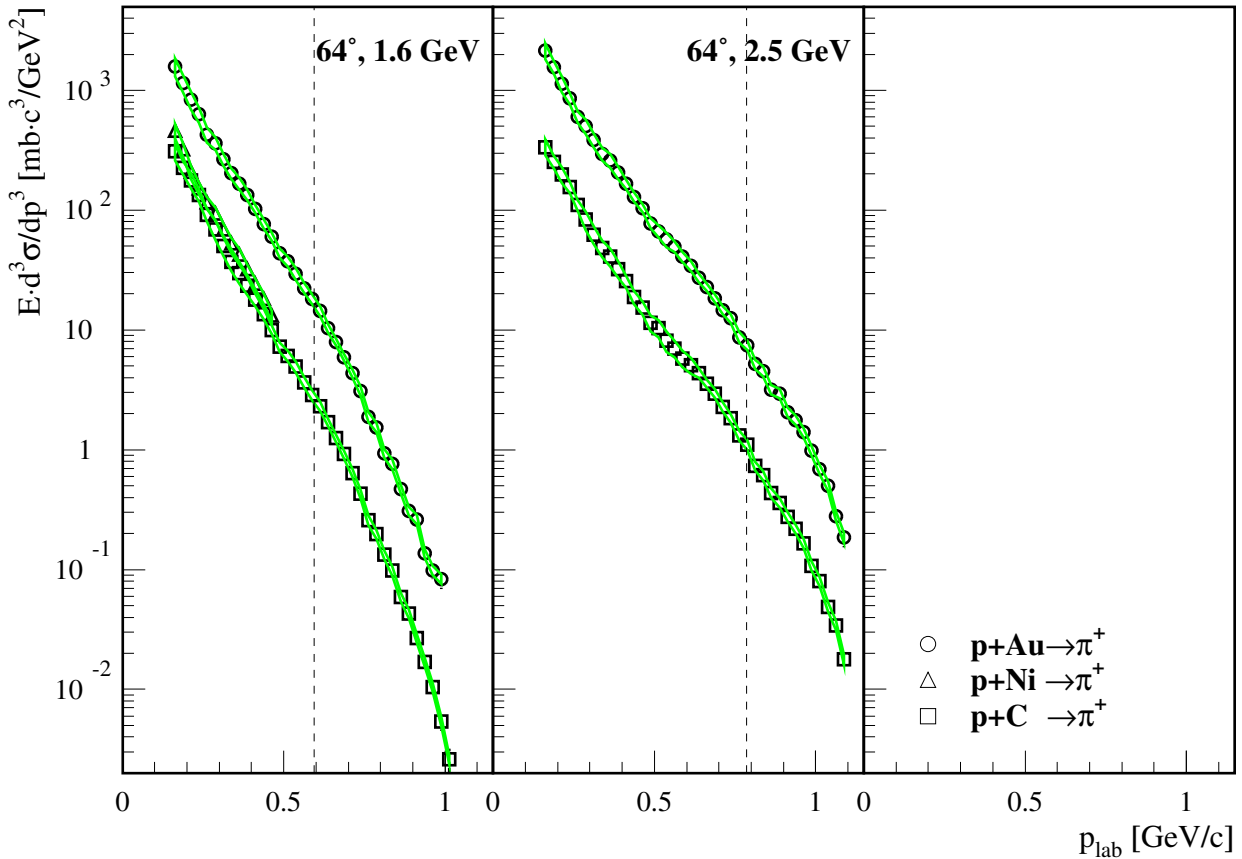


Abbildung 4.6: π^\pm -Spektren für 64° ; Notation analog zu Abb. 4.4

Bei 2.5 GeV liegen für drei Winkel Messungen positiv wie negativ geladener Pionen vor. Man erkennt, daß die letzteren steiler mit dem Impuls abfallen als erstere, wie schon im Falle der Kaonen beobachtet. Für 3.5 GeV ist eine entsprechende Aussage angesichts von nur zwei verkürzten Spektren bei 32° nicht möglich. Weiterhin zeigt sich bei hohen Impulsen auch das in den Kaonendaten bemerkte Abweichen vom exponentiellen Verlauf nach unten.

Alle drei Strahlenergien liegen weit über der Produktionsschwelle $E_{\pi^\pm, \text{thr}} = 290 \text{ MeV}$. Daher bleibt im Proton-Nukleon-Stoßsystem viel Energie für die Bewegung der Pionen übrig, und ihre maximalen Impulse liegen weit oberhalb der von K^\pm . Der Unterschied dieser Impulse zwischen π^+ und π^- in der Größenordnung der Neutron-Proton-Massendifferenz (1.4%) wurde dabei vernachlässigt, so daß jedes Bild höchstens eine Linie enthält.

4.3 Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel

Bei den gezeigten Messungen wurden drei Parameter variiert, nämlich Winkel, Target und Einschußenergie, und vier verschiedene Teilchen untersucht: K^\pm und π^\pm . In diesem und den folgenden Abschnitten soll beschrieben werden, wie sich die Spektren dadurch ändern/unterscheiden.

Die Unterschiede von Winkel zu Winkel, die man in Abb. 4.1–4.6 erkennt, sind im wesentlichen ein kinematischer Effekt, weil sich das im Stoß von $p + A_T$ gebildete Emissionssystem in Strahlrichtung bewegt: Besonders Teilchen mit höheren Impulsen in Vor-

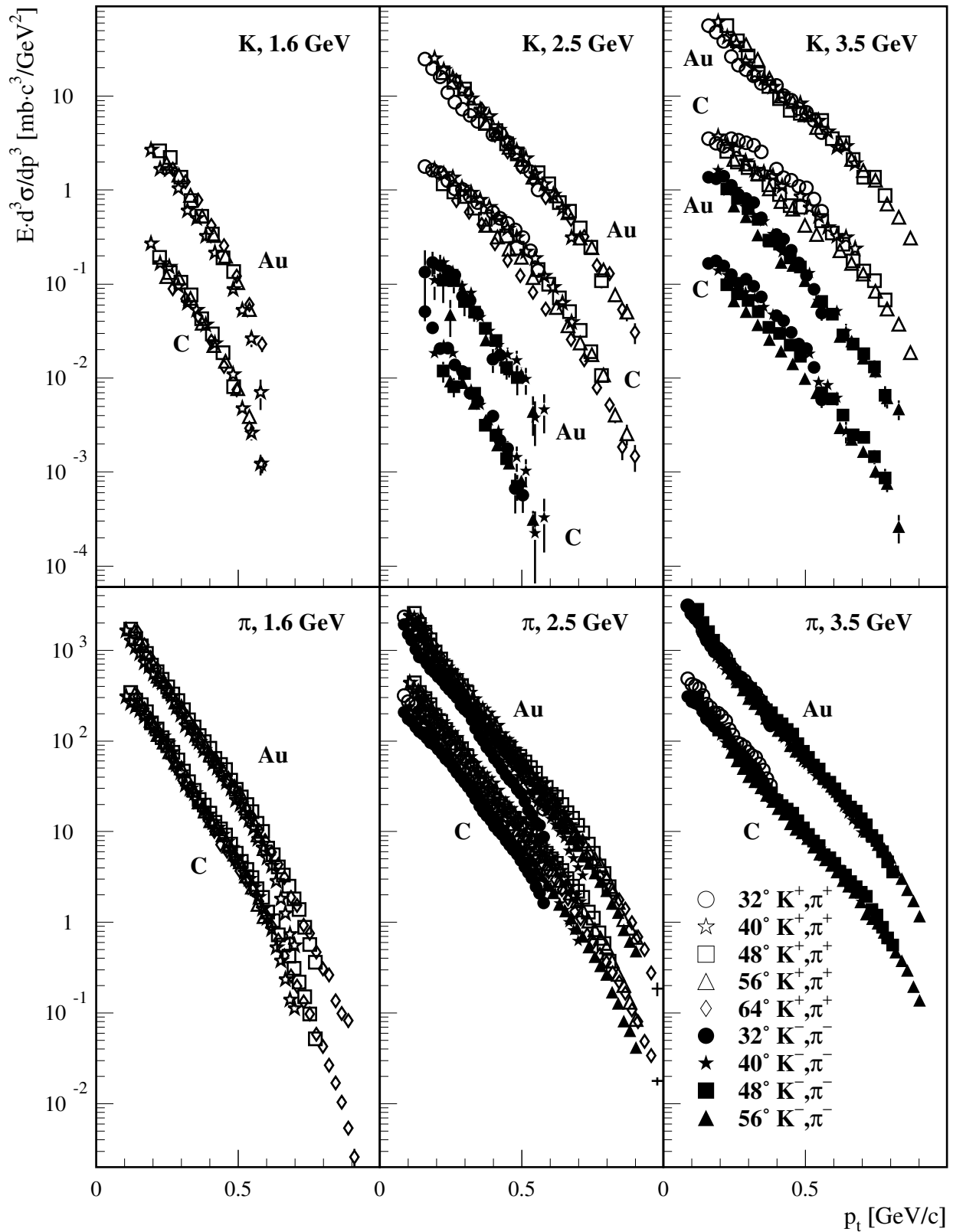


Abbildung 4.7: Die Wirkungsquerschnitte aus Abb. 4.1–4.3 als Funktion des Transversalimpulses p_t . Diese Abbildung soll das näherungsweise Skalieren verdeutlichen. Hier wie in den folgenden Bildern dieses Kapitels sind nur statistische Fehler eingezeichnet.

wärtsrichtung haben von der Bewegung des Emissionssystems profitiert, während in Transversalrichtung die kinetische Energie eher der inneren Energie des Stoßsystems entnommen werden muß. Daher sind sie zu höheren Winkeln hin zunehmend unterdrückt und die Spektren fallen mit dem Impuls stärker ab. So erstreckt sich z. B. das π^+ -Spektrum für 2.5 GeV bei 32° über zwei und bei 64° über vier Größenordnungen.

Beobachtungen jenseits dieser einfachen Kinematik lassen sich am besten in Abhängigkeit vom Lorentz-invarianten Transversalimpuls anstellen. Wie Abb. 4.7 zeigt, unterscheiden sich die Spektren von Winkel zu Winkel nur wenig. (Man kann das als annäherndes Skalieren bezeichnen.) Dies ist bemerkenswert, da sich der Longitudinalimpuls und damit die kinetische Energie bei gleichem p_t durchaus unterscheidet.

Die größten Unterschiede zwischen den Winkeln erkennt man bei 3.5 GeV $p + C \rightarrow K^+ + X$ und auch 2.5 GeV $p + C \rightarrow K^+ + X$ und 3.5 GeV $p + C \rightarrow K^- + X$. Bei K^\pm -Produktion an der Schwelle oder generell im Au-Target scheint sich dagegen der Wirkungsquerschnitt vergleichsweise wenig mit dem Longitudinalimpuls zu ändern.

Die Daten der Pionen verhalten sich weniger unterschiedlich. Für kleine Transversalimpulse ist die Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls sehr schwach. Zu großen Transversalimpulsen hin findet sich bei 1.6 und 2.5 GeV ein Auseinanderlaufen der Spektren, d. h. die genannte Abhängigkeit nimmt zu.

4.4 Unterschied zwischen kleiner und großer Targetmasse

Um den Einfluß der Targetmassenzahl zu untersuchen, setzt man die entsprechenden Spektren von $p + Au$ und $p + C$ ins Verhältnis. Abb. 4.8 gestattet folgende Beobachtungen:

Das Verhältnis steigt in allen Fällen mit dem Winkel an. Dies entspricht der Erwartung, daß im Goldkern mehr Nukleonen zur Teilchenproduktion beitragen als in Kohlenstoff. Das effektive Emissionssystem hat dann eine kleinere Geschwindigkeit, was die Verteilung im Laborsystem mehr isotrop aussehen läßt. Somit sind größere Winkel stärker belegt.

Niedere Impulse im Laborsystem sind im Emissionssystem rückwärts gerichtet $\vartheta_{em} \approx 180^\circ$, und zwar nahezu unabhängig von ϑ_{lab} . Deshalb sollte sich die Winkelverteilung von Target zu Target wenig für niedere, stärker für höhere Impulse unterscheiden, was aber speziell bei K^- nicht beobachtet wird.

Mit Ausnahme der K^- -Daten steigt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zu kleinen Impulsen hin an; der Anstieg ist deutlicher bei kleineren Winkeln. Dieses Verhalten läßt sich kinematisch nicht einfach erklären.

Betrachtet man Proton und Targetkern als opake, scharfe Kugeln, deren Kollision stets zur Entstehung eines Teilchens führt, so spricht man vom „geometrischen Wirkungsquerschnitt“. Wenn der für hadronische Reaktionen effektive Radius eines Protons $r_p = 0.6$ fm beträgt und der des Targetkerns $r_0 A^{1/3}$ mit $r_0 = 1.2$ fm, so ist

$$\sigma_{geom} = \pi(r_p + r_0 A^{1/3})^2. \quad (4.1)$$

Den Zahlen für r_p und r_0 liegen die gemessenen inklusiven, inelastischen Wirkungsquerschnitte zugrunde [Par98]. σ_{geom} beträgt

- für $p + C$: 0.35 b,

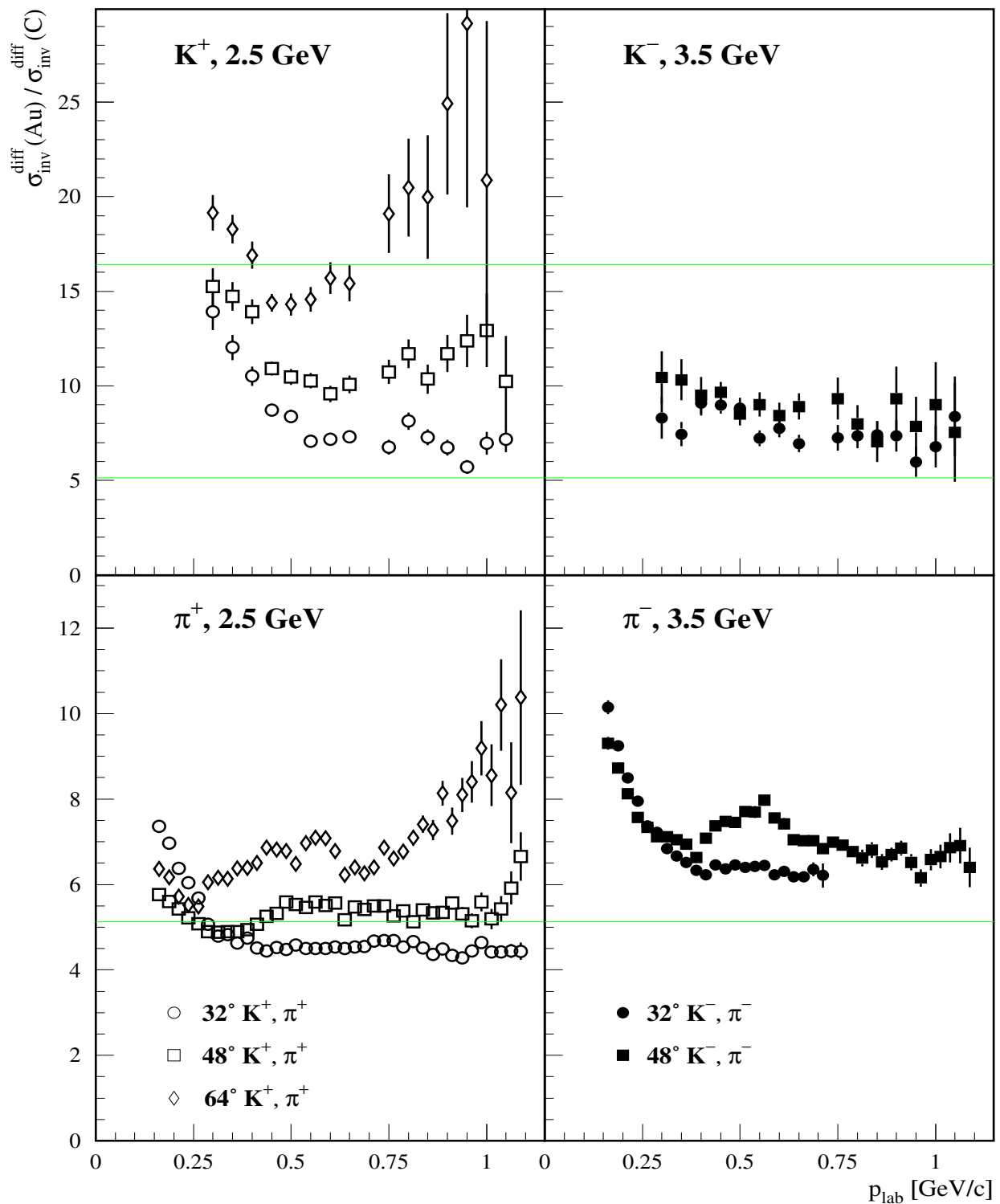


Abbildung 4.8: Verhältnis der differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitte von Gold und Kohlenstoff. Gezeigt ist eine Teilmenge der vorhandenen Daten; die übrigen verhalten sich mit den hieraus getroffenen Aussagen konform. Man beachte die unterschiedliche Skala für π^- - und K^- -Mesonen. Die Linien entsprechen dem Verhältnis der geometrischen Wirkungsquerschnitte (Wert 5.1) bzw. der Targetmassen (Wert 16.4).

- für p + Au: 1.8 b.

Das Verhältnis beider Zahlen ist 5.1 und wird in Abb. 4.8 durch eine graue Linie repräsentiert. Die π^+ -Spektren in Abb. 4.8 kommen diesem Wert nahe, mit Ausnahme des höchsten Winkels 64° , der ebenso wie die π^- -Spektren signifikant nach oben abweicht. Noch größer ist diese Abweichung im Falle der Antikaonen. Kaonen schließlich zeigen die größten Unterschiede von Winkel zu Winkel. Während das 32° -Spektrum (abgesehen vom Anstieg zu kleinen Impulsen hin) noch der erwähnten Linie nahekommt, verschieben sich die Werte der anderen Winkel drastisch nach oben und übertreffen für 64° sogar teilweise das Verhältnis der Massenzahlen $A(\text{Au})/A(\text{C}) \approx 16.4$, das in den zwei Diagrammen für K-Mesonen ebenfalls durch eine Linie markiert ist.

Man kann also schließen, daß die Produktion der Pionen grob durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt charakterisiert wird, während bei K^\pm die Tiefe des Targetkerns, d. h. sein Volumen und nicht nur seine Projektionsfläche, eine Rolle spielt.

4.5 Verhältnis der Produktionswirkungsquerschnitte verschiedener Teilchen

Setzt man bei gleichem Laborimpuls die Produktionsraten der verschiedenen Mesonen ins Verhältnis, geben sie mehr als die Targetmassenabhängigkeit Hinweise auf die zugrundeliegende Reaktionsdynamik. Neben Teilchen und Antiteilchen wird im folgenden der Quotient aus K-Mesonen und Pionen gebildet.

K^-/K^+

Die obere Hälfte von Abb. 4.9 zeigt das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Antikaonen und Kaonen für einen Teil der Meßdaten. Dreierlei läßt sich beobachten und diskutieren:

1. Der Unterschied zwischen beiden Targets:
Während sich die Werte für Kaonen bei hohen Impulsen kaum unterscheiden, erkennt man zu niederen Impulsen hin einen starken Abfall für das schwere im Gegensatz zum leichten Target. Es liegt nahe, dies auf den hohen Absorptionsquerschnitt von Antikaonen (vgl. Abschn. 1.2) zurückzuführen, zumal es bei Pionen nicht auftritt (siehe 4.5). Insbesondere K^- mit niederen Impulsen werden im Gold-Kern demnach stark an Nukleonen absorbiert und zerfallen entweder im Baryonzustand (Λ, Σ) oder werden über einen größeren Raumwinkel verteilt reemittiert.
2. Die Abhängigkeit von der Einschußenergie:
Bei Antikaonen nahe der Schwelle ist diese Abhängigkeit sehr groß. Deshalb unterscheidet sich das K^-/K^+ -Verhältnis zwischen 2.5 und 3.5 GeV um mehr als einen Faktor zwei.
3. Die Winkelabhängigkeit:
Für höhere Winkel erscheinen K^+ gegen K^- bevorzugt, doch erwarten würde man das Gegenteil: Weil K^- leicht absorbiert und reemittiert werden, sollten sie sich verstärkt in transversaler Richtung finden.

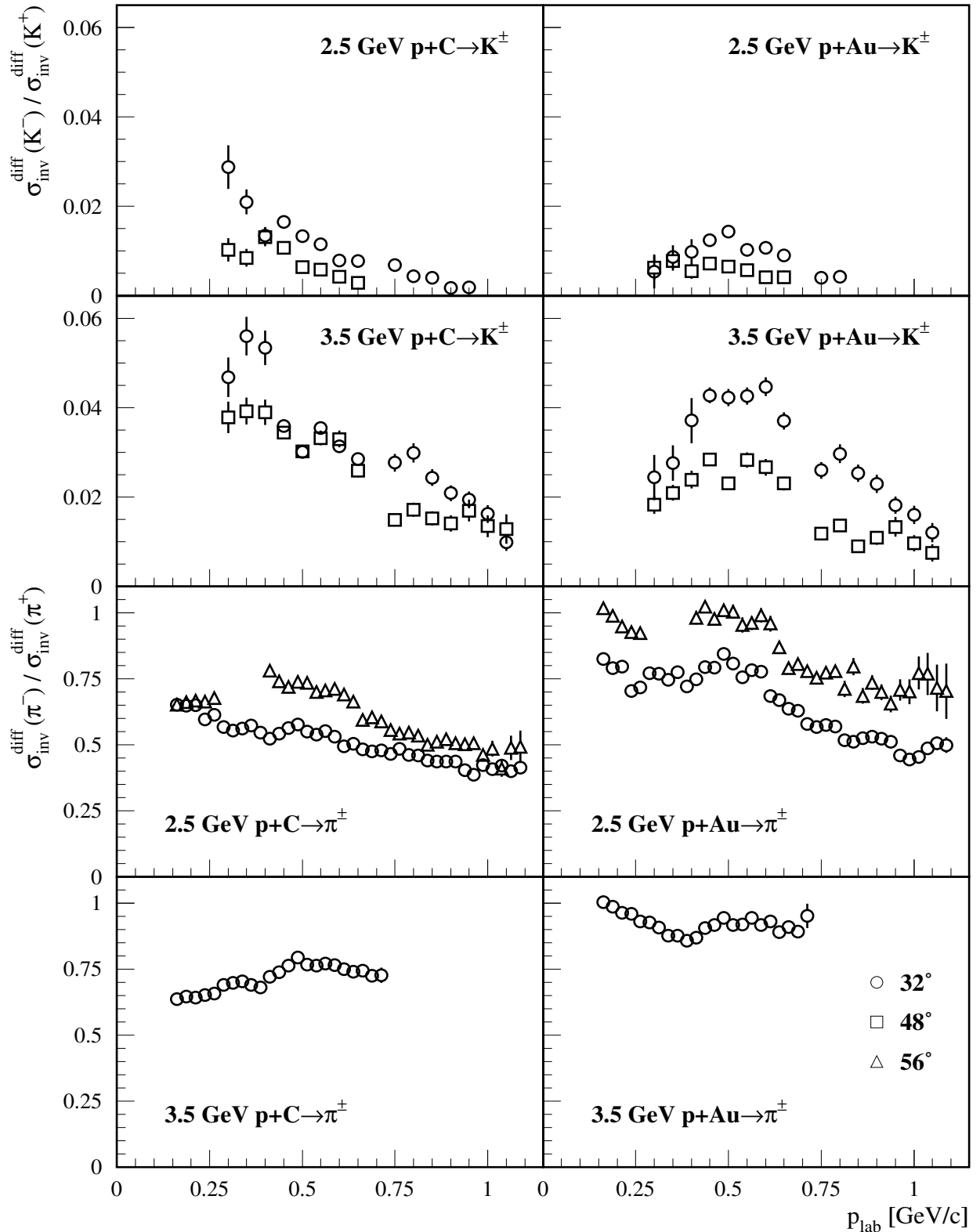


Abbildung 4.9: Verhältnis der differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitte von K^- zu K^+ (obere Hälfte) bzw. π^- zu π^+ (untere Hälfte) über dem Laborimpuls. Alle Diagramme je einer Teilchensorte haben die gleiche Skalierung. Die dargestellten Winkel wurden bei Kaonen und Pionen verschieden gewählt, um möglichst vollständige Spektren zeigen zu können. Wie in Abb. 4.8 wurden nur statistische Fehler berücksichtigt.

π^-/π^+

Dieses Verhältnis ist ebenfalls in Abb. 4.9 dargestellt. Entsprechend K^-/K^+ sei hier die Betrachtung in die gleichen drei Punkte gegliedert:

1. Im schweren Target liegt das Verhältnis durchwegs höher als im leichten, z. T. schon in der Nähe von 1. Hier sind, trotz der mit dem Projektil eingebrachten Isospin-Asymmetrie zugunsten positiv geladener Pionen ($I_3 = +1$), π^- und π^+ nahezu gleichgestellt.
2. Die Energieabhängigkeit ist bei Pionen viel kleiner als bei Kaonen, da die verwendeten Energien weit über der π -Produktionsschwelle (0.29 GeV) liegen. Resonanzen wie $\Delta(1232)$ liefern zusätzliche, komplizierte Abhängigkeiten von Energie und Pionen-Impuls.
3. Zu höheren Winkeln hin sind zunehmend π^- gegenüber π^+ bevorzugt. Dieses Verhalten ist entgegengesetzt zu K^-/K^+ .

 K^\pm/π

Als letztes Teilchenverhältnis wird in Abb. 4.10 und 4.11 der Kaonen-Wirkungsquerschnitt auf den der Pionen normiert. Mangels vollständiger Messungen kann dies nicht einheitlich ausgeführt werden, sondern teils mit π^+ und teils mit π^- . Wie aber in Abb. 4.9 gezeigt, hängt das π^-/π^+ -Verhältnis nur schwach vom Impuls ab, und kann keinen Einfluß auf die im folgenden gezogenen Schlüsse haben.

Wie in den letzten Beispielen betrachten wir auch hier den Einfluß von Target, Energie und Winkel:

1. Während K^+/π gerade bei den zwei kleineren Energien stark mit der *Massenzahl* anwächst, ist die Abhängigkeit bei K^-/π schwächer ausgeprägt. Antikaonen scheinen also in ihrer Kinematik stärker den Pionen zu folgen, als es Kaonen tun. Das ist mit der Erwartung ihrer mehrmaligen Absorption und Reemission verträglich, da Pionen ebenfalls stark mit der umgebenden Kernmaterie wechselwirken.
2. Da die *Strahlenergien* nicht weit von der K^+ - und K^- -Schwelle liegen, steigen die K^\pm -Produktionswirkungsquerschnitte und damit K^\pm/π beim Übergang zur nächsthöheren Energie auf ein Vielfaches. K^\pm verlagern sich stärker als π^\pm zu höheren Impulsen hin, so daß sich ein Abfall des Verhältnisses mit dem Impuls verringert bzw. ein Anstieg erhöht. Dies ist auf Abb. 4.10 überall zu erkennen, auf Abb. 4.11 nur bei 32° , nicht bei 48° .
3. Die *Winkel-* und *Impulsabhängigkeit* ist je nach Stoßsystem verschieden. Die Diagramme für $p + C \rightarrow K^+ + X$ (Abb. 4.10 links) erwecken den Anschein, als erreichten sie alle ein Maximum und fielen zu höheren Impulsen wieder ab, wobei aber das Maximum bei 3.5 GeV hier nicht sichtbar ist. Das Maximum verschiebt sich mit zunehmendem Winkel entlang der Abszisse in negative Richtung. Während bei kleinen Impulsen die K^+/π -Werte verschiedener Winkel im Rahmen von 20 % zusammenfallen, knicken bei zunehmendem Impuls die Kurven mit größerem Winkel wesentlich früher nach unten ab. Dies läßt sich durch den in Abschnitt 4.4 erklärten kinematischen Effekt

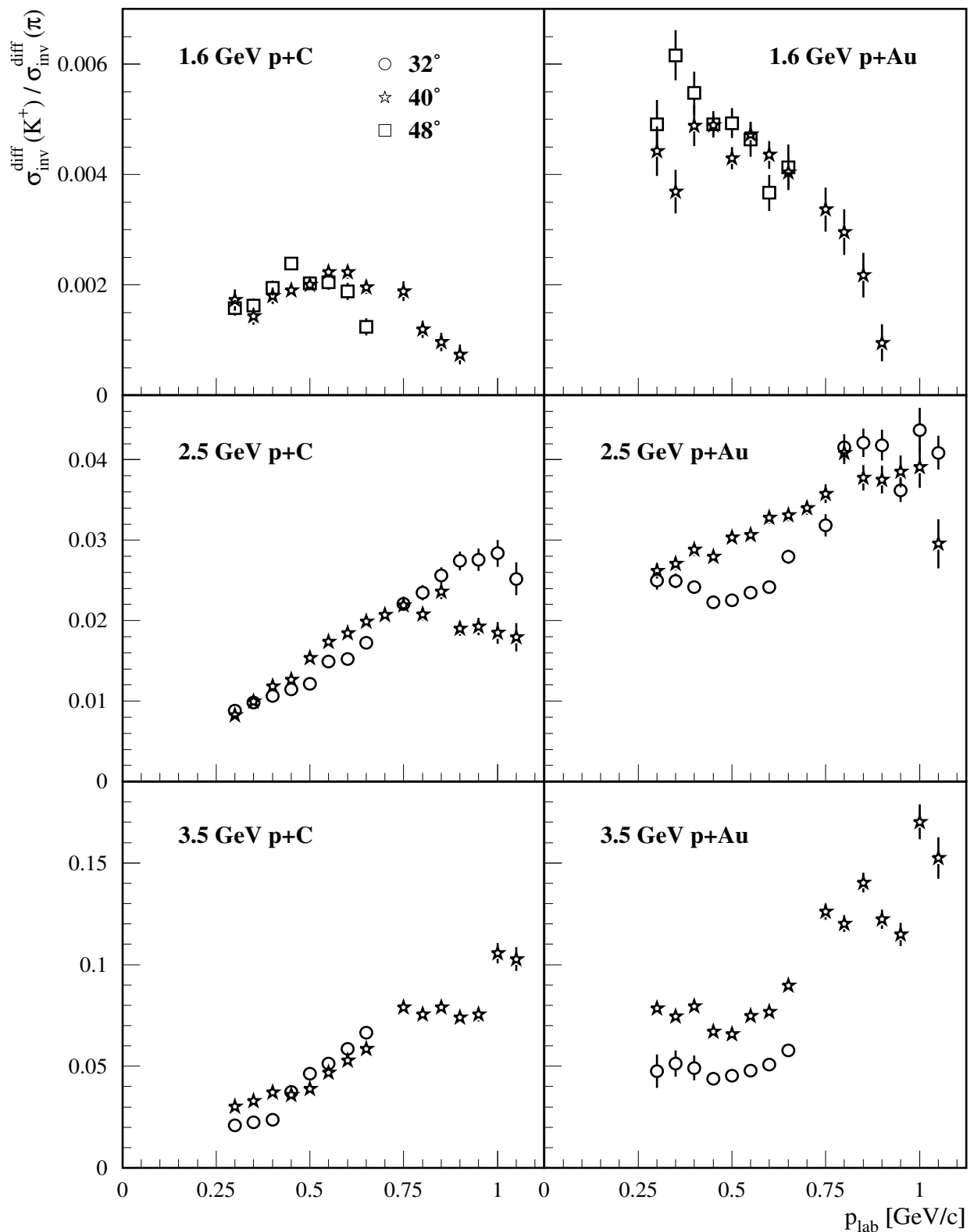


Abbildung 4.10: Verhältnis der differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitte von Kaonen zu Pionen. Allgemein wurden π^+ -Spektren benutzt, nur bei 3.5 GeV mangels π^+ -Messungen π^- -Spektren. Nur statistische Fehler wurden übernommen.

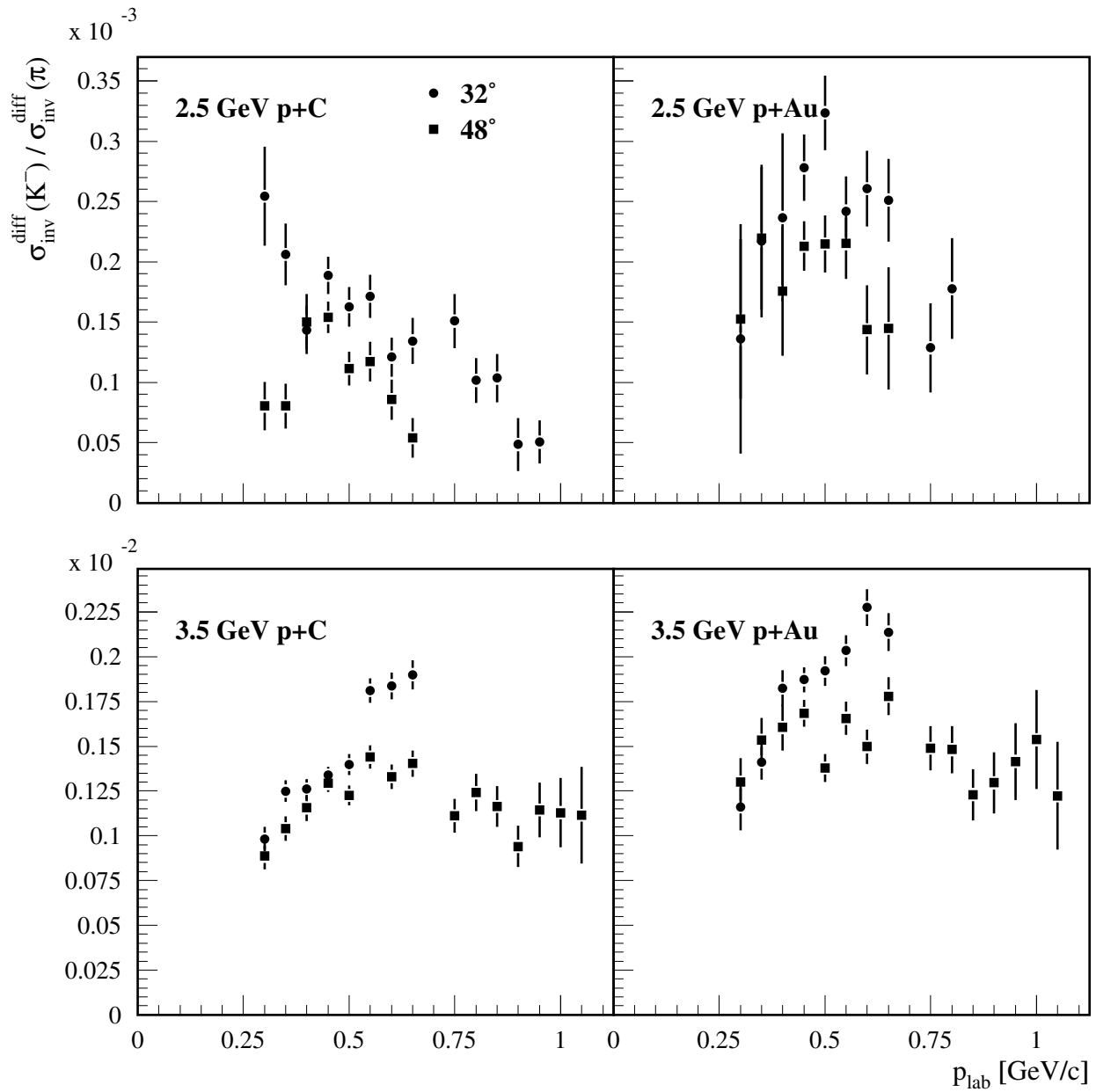


Abbildung 4.11: Verhältnis der differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitte von Antikaonen zu Pionen. Ähnlich Abb. 4.10 wurden für 2.5 GeV π^{+-} , für 3.5 GeV π^- -Spektren verwendet und nur statistische Fehler berücksichtigt.

begründen, wonach die Wirkungsquerschnitte bei höheren Winkeln durch die Lorentz-Transformation zunehmend zu kleinen Impulsen hin verschoben werden. In der Reaktion $p + Au \rightarrow K^+ + X$ (Abb. 4.10 rechts) kann dies nicht beobachtet werden; statt dessen sieht man eine Unterdrückung kleiner Winkel bei kleinen Impulsen. Ob es sich hierbei um einen Effekt der Rückstreuung an Nukleonen handelt, ist unklar. Das letzte Bild, Abb. 4.11, gestattet wegen höherer statistischer und systematischer Fehler keine so vielfältigen Aussagen. Kleine Winkel scheinen bei der Größe K^-/π immer bevorzugt zu sein. Ein Abfall mit dem Impuls bei 2.5 GeV und ein Anstieg bei 3.5 GeV sind für kleine Winkel stärker ausgeprägt.

5 Extrapolation und Vergleich mit anderen Messungen und Modellvorhersagen

In diesem Kapitel wird zuerst mit einer einfachen Parametrisierung eine Systematik für die Meßergebnisse erstellt, mit welcher dann auf nicht vermessene Winkel, Energien und Impulse extrapoliert werden kann. Dies dient zum einen der Gewinnung totaler Wirkungsquerschnitte und damit der *gesamten* Produktionswahrscheinlichkeiten von K^\pm und π^\pm im Stoßsystem. Zum anderen gestattet die Extrapolation den Vergleich mit anderen Messungen, deren Parameterraum sich nicht mit dem der vorliegenden Experimente überdeckt.

Als Fehler werden dabei nur die in 3.8 beschriebenen statistischen und systematischen verwendet. Die Unsicherheit der Extrapolation ist umso größer je kleiner der gemessene Anteil ausfällt. Dessen relative Größe kann neben den Abweichungen verschiedener Modelle voneinander einen Hinweis auf diese Unsicherheit liefern.

5.1 Anpassung einer Boltzmann-Verteilung

Daten von Schwerionen-Stößen im GeV-Energiebereich werden häufig durch eine Verteilungsfunktion der Gleichgewichts-Thermodynamik parametrisiert. Inwieweit in der Kollisionszone, dem „Feuerball“, tatsächlich ein Gleichgewichtszustand erreicht werden kann, wurde mehrfach in der Literatur diskutiert, etwa anhand von Multiplizitäten und Anregungsfunktionen [Cle00] oder Transversalimpulsspektren [Aic01]. Letztere zeigen bei thermischen Quellen das Muster einer isotropen Emission, und dies wurde für zentrale Kollisionen auch beobachtet [Men00b].

Im Proton-Kern-System scheint die Zahl der Elementarreaktionen zu gering zu sein, um thermodynamische Begriffe verwenden zu können. Jedoch sind, wie in Kapitel 4 gesagt, bei niederen Energien und höheren Winkeln mehrere Nukleonen an der Reaktion beteiligt. In [Deb96, Sch89] wurde zur Parametrisierung der Kaonenspektren in Proton-Kern-Stößen eine Boltzmann-Verteilung benutzt. Schon der Vergleichbarkeit halber soll auch hier eine ähnliche Beschreibung versucht werden, nämlich folgende:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = A \cdot \exp\left(-\frac{E_K}{T}\right). \quad (5.1)$$

A und T sind freie Parameter, E_K die Gesamtenergie der Kaonen im Bezugssystem der Quelle. In diesem ist die Emission völlig isotrop, da Gl. (5.1) keine Richtungsabhängigkeit beinhaltet. Dabei erhebt sich die Frage, welches das geeignete Bezugssystem für die Verteilung ist. Da es sich nicht um symmetrische Stöße handelt, kommt das bei diesen favorisierte

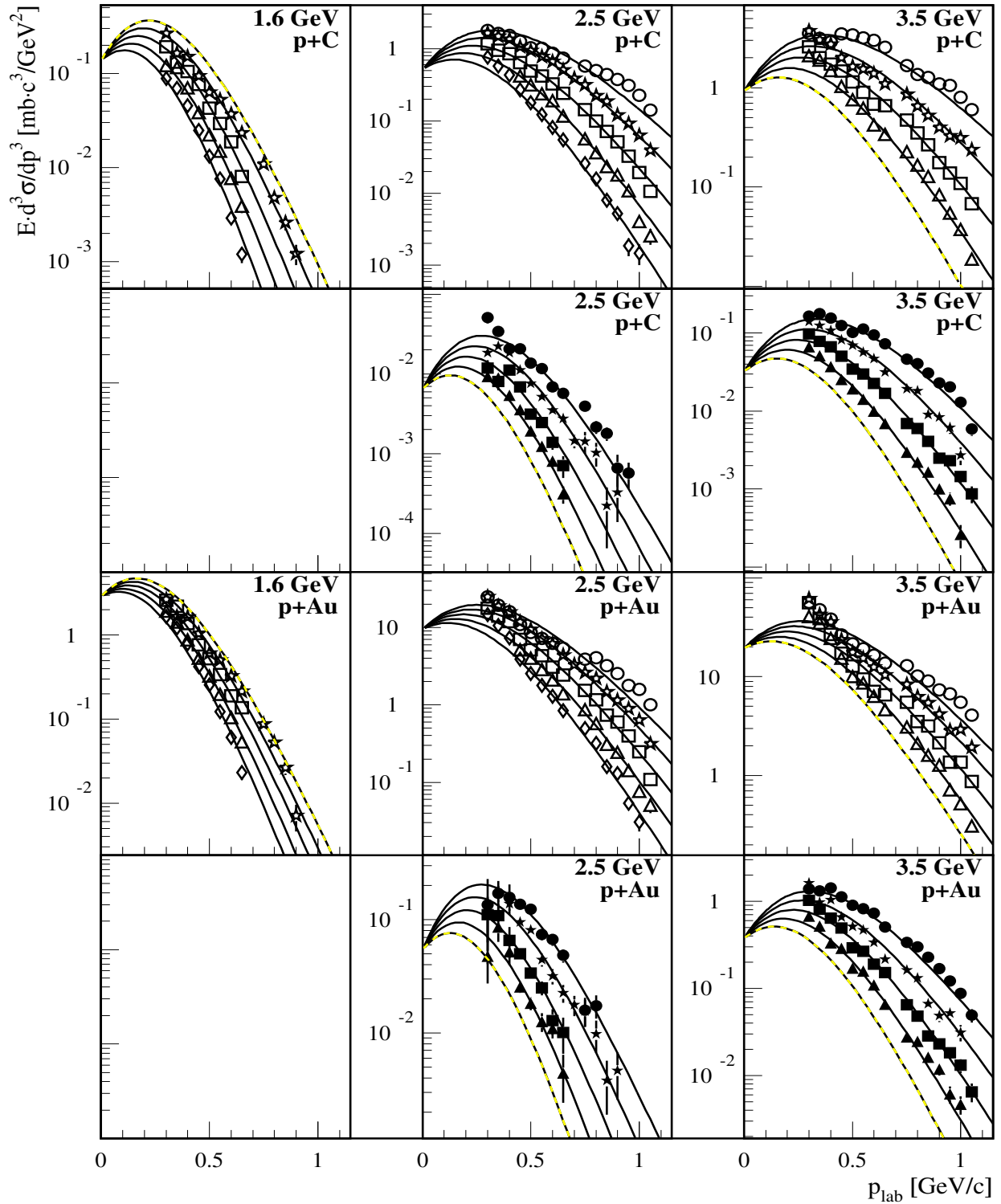


Abbildung 5.1: Synchrone Anpassung der Parametrisierung Gl. (5.3) an die Winkel-Impuls-Verteilung der Kaonenquerschnitte. Die obere Hälfte des Bildes gehört zur Reaktion $p + C \rightarrow K^\pm + X$, die untere zu $p + Au \rightarrow K^\pm + X$. Jede Spalte entspricht einer Strahlenergie. Für die Symbole wurde die gleiche Zuordnung gewählt wie in Abb. 4.7–4.9: Die maximal fünf Spektren eines Plots entsprechen von oben nach unten den Laborwinkeln von 32° – 64° , durch leere und volle Symbole werden K^+ und K^- unterschieden. Berechnete Spektren ohne experimentelles Gegenstück sind gestrichelt.

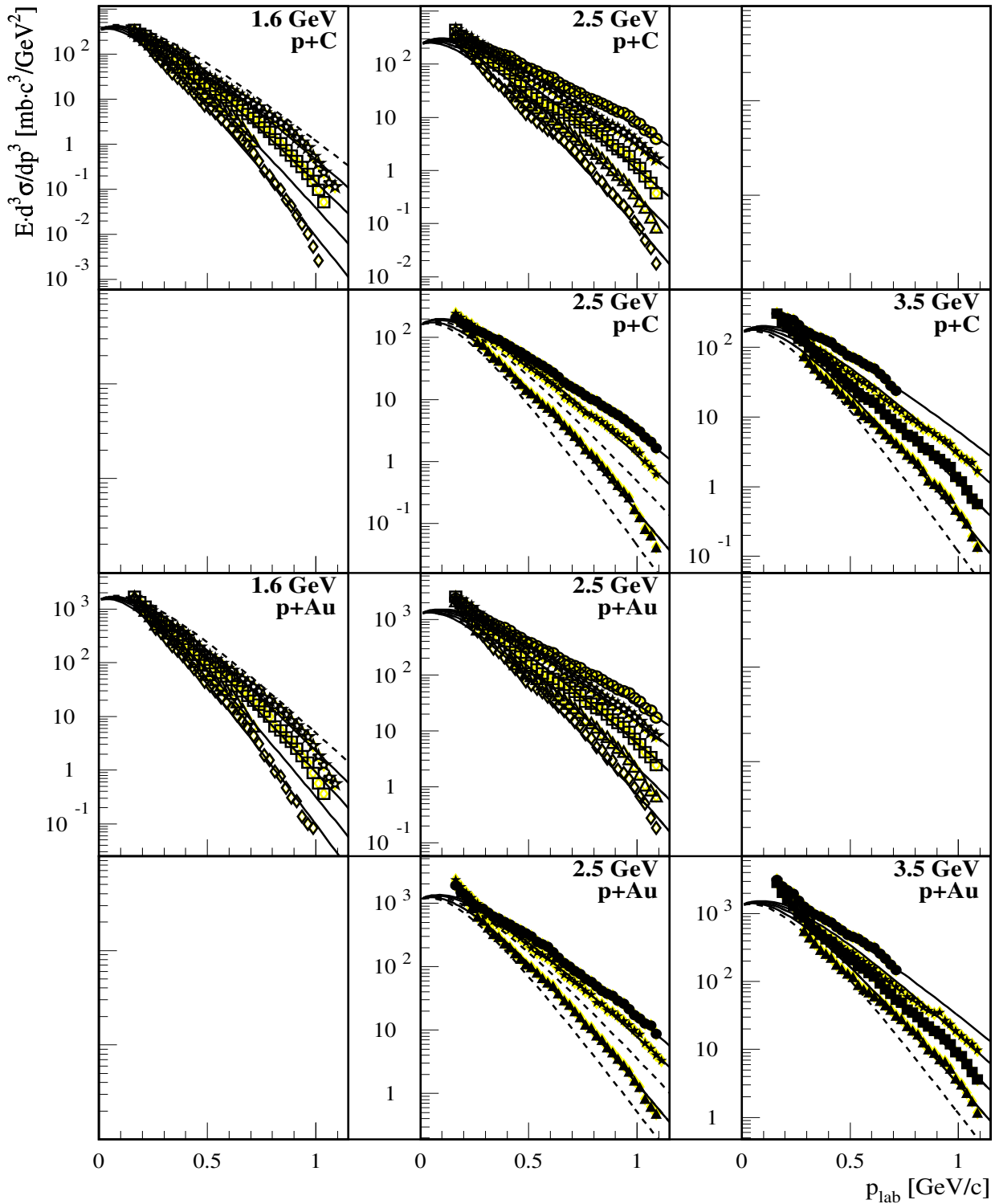


Abbildung 5.2: Parametrisierung der Pionenspektren analog zu Abb. 5.1. In den Fällen, in denen der Fit nicht möglich war – bei π^+ /3.5 GeV existiert nur ein Winkel – wurden die Spektren nicht eingezeichnet.

E_P [GeV]	Stoßsystem	σ_{tot} [mb]	T [GeV]	β_s	χ^2	Extrapol.
1.6	p + C \rightarrow K ⁺	0.0699(76)	0.0456(48)	0.481(51)	1.3	0.76
	p + Au \rightarrow K ⁺	0.832(89)	0.0490(51)	0.371(40)	1.6	0.74
2.5	p + C \rightarrow K ⁺	0.863(88)	0.0721(72)	0.640(64)	2.0	0.64
	p + Au \rightarrow K ⁺	8.00(80)	0.0759(76)	0.535(54)	3.8	0.59
3.5	p + C \rightarrow K ⁻	0.00734(81)	0.0454(49)	0.573(61)	1.3	0.66
	p + Au \rightarrow K ⁻	0.0562(64)	0.0517(59)	0.571(63)	0.6	0.67
	p + C \rightarrow K ⁺	2.42(26)	0.0882(93)	0.700(74)	2.1	0.68
	p + Au \rightarrow K ⁺	20.7(22)	0.0928(100)	0.558(61)	4.2	0.60
	p + C \rightarrow K ⁻	0.0712(77)	0.0656(69)	0.664(70)	1.0	0.68
	p + Au \rightarrow K ⁻	0.542(59)	0.0667(71)	0.621(66)	1.3	0.64
1.6	p + C \rightarrow π^+	91.5(97)	0.0628(67)	0.632(67)	4.5	0.71
	p + Au \rightarrow π^+	399(42)	0.0668(69)	0.573(60)	3.0	0.69
2.5	p + C \rightarrow π^+	112(13)	0.0829(95)	0.705(81)	3.0	0.57
	p + Au \rightarrow π^+	561(60)	0.0848(91)	0.654(70)	2.6	0.54
3.5	p + C \rightarrow π^-	65.0(68)	0.0790(82)	0.666(69)	1.9	0.70
	p + Au \rightarrow π^-	446(49)	0.0807(89)	0.598(66)	1.6	0.70
	p + C \rightarrow π^-	84(11)	0.0887(120)	0.696(95)	1.5	0.67
	p + Au \rightarrow π^-	604(107)	0.0875(154)	0.624(110)	1.3	0.68

Tabelle 5.1: Die Parameter der in Abb. 5.1 und 5.2 gezeigten Anpassung der Funktion Gl. (5.3) nebst der Summe der Abweichungsquadrate. „Extrapol.“ kennzeichnet den Anteil des extrapolierten Bereichs am Integral über $\sigma_{\text{inv}}^{\text{diff}}$ nach Gl. (5.3).

System, das dem Schwerpunkt je eines Nukleons aus Projektil und Target entspricht, kaum in Frage. Dies entspräche der Annahme, nur ein Nukleon trete in Wechselwirkung mit dem Projektil. Da andererseits, besonders bei schweren Kernen, nicht alle Nukleonen an der Reaktion partizipieren, bleibt auch der Schwerpunkt zwischen Proton und Kern außerhalb des möglichen Bereichs. Deswegen wurde hier im Gegensatz zu [Deb96, Sch89] die Wahl des Bezugssystems als Teil der Anpassung der Verteilungsfunktion, d. h. als freier Parameter realisiert.

Die Verteilungsfunktion dient u. a. dem Zweck, totale Wirkungsquerschnitte zu ermitteln. Sie ergeben sich aus dem Integral über Gl. (5.1) zu

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi A m^2 T K_2\left(\frac{m}{T}\right) \quad (5.2)$$

mit $K_2(x)$ als modifizierter Bessel-Funktion zweiter Gattung zweiter Ordnung. Um die Rechnung zu vereinfachen und die Fehlerrechnung mittels der resultierenden Korrelationsmatrix zu vermeiden, wird A nach Gl. (5.2) durch σ_{tot} ausgedrückt und der Fit mit σ_{tot} statt A als Parameter durchgeführt. Weil überdies die Wirkungsquerschnitte im Laborsystem vorliegen, formuliert man Gl. (5.1) folgendermaßen:

$$\sigma_{\text{inv}}^{\text{diff}} = E_{\text{lab}} \left. \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right|_{\text{lab}} = \frac{E_{\text{lab}}}{p_{\text{lab}}^2} \left. \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \right|_{\text{lab}} = \frac{E_{\text{em}} \sigma_{\text{tot}}}{4\pi m^2 T K_2\left(\frac{m}{T}\right)} \exp\left(-\frac{E_{\text{em}}}{T}\right) \quad (5.3)$$

mit

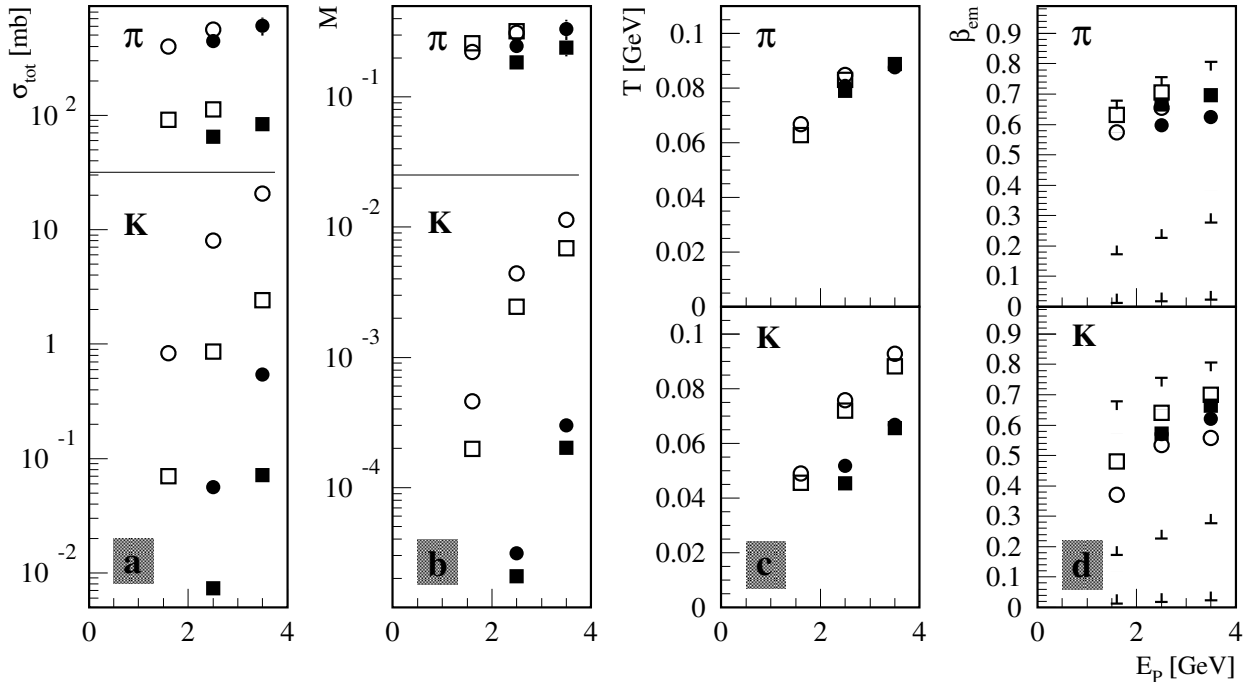


Abbildung 5.3: Zusammenstellung der Parameter der Fits aus Abb. 5.1 und 5.2: obere Reihe π^- , untere Reihe K-Mesonen. Kreise stehen für Gold-, Quadrate für Kohlenstofftarget; leere Symbole für positive, volle für negativ geladene Mesonen. $M = \sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{geo}}$ ist die Multiplizität. Im Diagramm d ist zusätzlich die Schwerpunktschwindigkeit von p + p (obere Begrenzungen), p + C und p + Au (untere Begrenzungen) angegeben.

$$E_{\text{em}} = \frac{E_{\text{lab}} - \beta_S p_{\text{lab}} \cos \vartheta}{\sqrt{1 - \beta_S^2}} \quad \text{und} \quad E_{\text{lab}} = \sqrt{m^2 + p_{\text{lab}}^2} . \quad (5.4)$$

Die Subskripte „em“ und „lab“ besagen, daß die Größe auf das Emissions- bzw. Laborsystem bezogen ist. Diese Funktion ist in Abb. 5.1 und 5.2 jeweils an alle K^+ , K^- , π^+ oder π^- Spektren einer Energie und eines Targets angepaßt, d. h. alle Kurven in einem Diagramm entsprechen *einem* Parametersatz (σ_{tot} , T , β_S). Abweichungen zwischen Daten und Parametrisierung erkennt man vor allem im Niederimpulsbereich und/oder bei höherer Energie. Tab. 5.1 und Abb. 5.3 zeigen die Fitparameter im Überblick.

In der Tabelle werden auch die Summen der Abweichungsquadrate, χ^2 , aufgelistet, um die Qualität der Anpassung zu beurteilen. So werden durchwegs die negativ geladenen Mesonen besser beschrieben als die positiven. Sogar bei K^- an der Schwelle (2.5 GeV) ist χ^2 kleiner als bei den meisten anderen Messungen. Am schlechtesten gelingt die Anpassung bei K^+ oberhalb der Schwelle ($E_P = 2.5$ und 3.5 GeV), was einen offensichtlichen Grund hat: Die Spektren bei 32° fügen sich kaum in das Gesamtbild, das von der Fitfunktion und damit von den anderen Winkeln vorgegeben wird. Da in beiden Spektren deutliche Sprünge an den Nahtstellen der Einzelmessungen bestehen, könnte ein unverstandener experimenteller Effekt die Messung beeinträchtigt haben.

Auch im Falle der Pionen weisen die π^+ -Messungen Besonderheiten auf, wie man weniger in Abb. 5.2, sondern besser in Abb. 4.4–4.6 erkennt. Daher gelingt die Parametrisierung bei π^+ schlechter als bei π^- , und das Abknicken der Spektren für 1.6 GeV erhöht χ^2 noch zusätzlich.

Die letzte Spalte von Tab. 5.1 schließlich besagt, welcher Teil des Wirkungsquerschnitts der Extrapolation entstammt; dies ist das Komplement des Anteils von σ_{tot} , der sich aus der Integration der gemessenen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte ergibt. In allen Fällen basiert der Großteil von σ_{tot} auf Extrapolation, nicht auf Messung, im Höchstfall (1.6 GeV p + C) 0.76.

Der totale Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 5.3 zusätzlich im Verhältnis zum geometrischen Wirkungsquerschnitt dargestellt, der in Unterabschnitt 4.4 eingeführt wurde. Beide zeigen, daß sich K^+ - und K^- -Produktion in diesem Energiebereich um ca. zwei Größenordnungen unterscheiden, während zwischen π^+ und π^- – weit oberhalb ihrer Schwelle – nicht einmal ein Faktor zwei liegt. Selbst bei 3.5 GeV ist die K^- -Produktionswahrscheinlichkeit noch kleiner als die von K^+ an deren Schwelle bei 1.6 GeV. Die Normierung auf σ_{geom} verringert den Unterschied zwischen Target Au und C um den Faktor

$$\frac{\sigma_{\text{geom}}(\text{Au})}{\sigma_{\text{geom}}(\text{C})} = \frac{0.35 \text{ b}}{1.8 \text{ b}} = 5.1 \quad (5.5)$$

(vgl. Abschnitt 4.4), doch er bleibt besonders bei K^\pm signifikant. Dies bestätigt die mit Hilfe der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 4.4 getroffene Aussage, opake, klassische Kugeln seien für die Pionenproduktion eine bessere Modellvorstellung als für Kaonen.

Der Steigungsparameter T gibt einen Hinweis darauf, welche Energien in der Reaktion für die Teilchenproduktion zur Verfügung stehen. Er hängt für alle Teilchen und Energien kaum vom Targetkern ab. Selbst im Extremfall, bei $K^- / 2.5 \text{ GeV}$, beträgt der Unterschied zwischen C und Au nur 14 %. Die Werte von T bei Kaonen und Antikaonen an ihrer jeweiligen Schwelle weichen nur um 0.5 % (C) bzw. 5.6 % (Au) voneinander ab. Mit der Einschußenergie nimmt $T(K^+)$ stärker zu als $T(K^-)$, so daß ca. 1 GeV oberhalb ihrer Schwelle die Spektren der Kaonen einen deutlich geringeren Abfall aufweisen als die der Antikaonen.

Pionen verhalten sich in diesem Energiebereich weniger auffällig; ihre T -Werte nehmen nicht so stark mit der Einschußenergie zu und unterscheiden sich bei $E_P = 2.5 \text{ GeV}$, wo allein ein Vergleich von π^+ und π^- möglich ist, nur um 5 %.

Dagegen ist die Bewegung des Emissionssystems weniger einheitlich. Kaonen zeigen deutliche Unterschiede zwischen Gold und Kohlenstoff, Antikaonen sehr geringe. Für eine Erklärung gibt es drei Möglichkeiten:

1. K^+ entstehen unter Beteiligung relativ vieler Nukleonen.
2. K^+ streuen nach ihrer Entstehung stärker an den umgebenden Nukleonen.
3. K^+ werden durch effektive Potentiale anders in ihrer Ausbreitung beeinflusst.

Zu 1. und 2. sei angemerkt, daß der kleinere Kohlenstoffkern viel weniger Nukleonen dafür bereit hält, wodurch der Schwerpunkt aller beteiligten Nukleonen weniger nach der Targetrapidität hin verschoben ist. In Abb. 5.3 d ist die Schwerpunktseschwindigkeit der beiden Extremfälle p + p und p + A als Begrenzung von β_{em} angedeutet. Die Obergrenze ist durch p + p definiert, die Untergrenze durch p + A und daher für beide Targets verschieden. Die höhere Untergrenze entspricht dem Kohlenstofftarget und steht in Beziehung zu den Quadraten im Diagramm, die niedere Untergrenze (Gold, Kreise) ist kaum größer als null.

Gegen 1. spricht die weitgehende Übereinstimmung der Steigungs-Parameter T in Gold und Kohlenstoff – und daß Kaonen bei gleicher Energie viel weiter oberhalb ihrer Produktionsschwelle liegen als Antikaonen. Eher bei Antikaonen sollte man kollektive Effekte erwarten.

Gegen 2. spricht die Unmöglichkeit von Strangeness-Austausch-Reaktionen mit einem \bar{s} . Von hochenergetischen Kaonen abgesehen beschränkt sich die Wechselwirkung auf elastische Stöße und Isospin-Austausch, und dementsprechend groß ist die mittlere freie Weglänge.

Eine Erklärung durch 3. wird anhand einer Transportrechnung in Abschnitt 5.3.2 näher untersucht.

Auch für Pionen besteht ein merklicher Unterschied in β_{em} zwischen beiden Targets und zwischen beiden Pion-Ladungen. Für das eine zeichnen die soeben genannten Stichpunkte 1 bis 3 verantwortlich, für das andere die mit dem Projektil eingebrachte Isospin-Asymmetrie.

Die verwendete Parametrisierung gehört zu den einfachsten und naheliegendsten bei Beschreibung der Teilchenproduktion in Kernreaktionen, besonders in Schwerionenstößen. Doch natürlich ist sie nicht die einzig denkbare. So kann man Erweiterungen wie z. B. eine Summe zweier thermischer Quellen annehmen, womit in [Mun97] die Beschreibung von Pionenspektren aus Schwerionenkollisionen bei SIS-Energien gelang. Symmetrische Kern-Kern-Stöße definieren von vornherein ein Bezugssystem mit symmetrischer Emission, so daß eine Boltzmann-Verteilung nur zwei freie Parameter benötigt. Im vorliegenden Experiment muß dieses Bezugssystem als Teil der Parametrisierung bestimmt werden. Mit drei Parametern je Verteilungsfunktion wären also sechs Parameter anzupassen. Dies führt auf große Probleme mit der numerischen Stabilität; selbst wenn der Fit konvergiert, sind die Ergebnisse nicht eindeutig, Haupt- und Nebenminima zeigen fast keinen Unterschied. Deshalb wurde dies hier nicht durchgeführt.

Eine ganz andere Möglichkeit wird in [Bus02] und [Bus03] vorgestellt. Dort ist σ_{inv}^{diff} als Funktion der Anregungsenergie Δm des Targetkerns und der Mandelstam-Variable t mit Hilfe der Regge-Theorie ausgedrückt. (t ist das Quadrat der Differenz der Viererimpulse des produzierten Kaons und des einfallenden Protons.) Für die Abhängigkeit von Δm und t sind jeweils zwei freie Parameter anzupassen, womit sich die verfügbaren Daten innerhalb einer Größenordnung beschreiben lassen. Da dies nur eine grobe Näherung ist, soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden.

5.2 Vergleiche mit anderen Experimenten

Die im letzten Abschnitt erarbeitete Extrapolationsmöglichkeit soll nun dazu genutzt werden, die gewonnenen Ergebnisse mit anderen Experimenten zu vergleichen. Dazu werden Datensätze anderer Arbeitsgruppen betrachtet, soweit sie sich zumindest in einem Teil der Parameter (Energie, Winkel, Target, Impuls) mit den vorliegenden überlappen. Ihre Parameter setzt man in Gl. (5.3) ein und extrapoliert so von den hier vorgestellten Messungen auf den Parameterbereich des jeweiligen Experiments. Weicht die Strahlenergie ab, so werden die Fitparameter mit Hilfe eines Polynoms ersten oder zweiten Grades (abhängig davon, ob Fitparameter für zwei oder drei Energien vorhanden sind) inter- bzw. extrapoliert.

Für den Vergleich wurden drei Experimente ausgewählt:

5.2.1 Messungen am SPES3/SATURNE

Von besonderem Interesse ist der Vergleich mit einem Experiment der KaoS-Kollaboration am Spektrometer SPES3 am Beschleuniger SATURNE in Saclay [Deb96], da die Bedingungen dort denen des hier beschriebenen Experiments ähnlich sind.

In Abb. 5.4 wurde eine Extrapolation der Strahlenergie vorgenommen, weil die Messungen an SPES3 [Deb96] mit $E_P = 1.5 \text{ GeV}$ von der bei diesem Experiment verwendeten Energie 1.6 GeV abwichen. Wie in Abschnitt 5.1 gesehen, hängt der Wirkungsquerschnitt der Pionen-Produktion nicht stark von E_P ab, so daß die gemessenen Spektren direkt vergleichbar sind, während Kaonen an der Schwelle besonders stark energieabhängig sind. Die Pionendaten des früheren Experiments weichen im Mittel 30% nach unten ab, was die beiden systematischen Fehler zwar übertrifft, aber innerhalb der doppelten Standardabweichung noch kompatibel ist. Auch bei Kaonen führt die Extrapolation auf niedrigere Werte als an SPES3 gemessen. Die Extrapolation kann hier wegen der geringen Energiedifferenz als zuverlässig angesehen werden – auch deshalb, weil die Funktionen die Daten bei 1.6 GeV relativ gut beschreiben, wie man an Abb. 5.1 und den χ^2 -Werten in Tab. 5.1 erkennt.

Während die K^+ -Daten von SPES3 an der Schwelle zu groß sind, um mit dem vorliegenden Experiment innerhalb der 1σ -Fehlergrenzen verträglich zu sein, besteht bei 2.5 GeV eine Abweichung in die Gegenrichtung. Diese Abweichung ist bei Kaonen mit 8% Konfidenz durch den systematischen Fehler bedingt, bei Pionen noch weniger wahrscheinlich, weil zum einen mehrere Punkte um einen Faktor ≈ 2 unterhalb des bei KaoS aufgenommenen Spektrums liegen und sich zum anderen der Verlauf, die Neigung sichtlich unterscheidet.

5.2.2 Messungen am Lawrence Berkeley Laboratory

Der Beschleuniger BEVALAC am Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) lieferte Protonen mit 2.1 GeV , weshalb LBL-Daten mit den hier behandelten nicht direkt vergleichbar sind. Es wurde analog zum vorhergehenden Abschnitt verfahren, wobei zusätzlich noch eine Umrechnung auf den leicht abweichenden Beobachtungswinkel erfolgte. Die Kurven in Abb. 5.5 zeigen an, wo man die Messungen aus [Sch89] mit der Parametrisierung nach Gleichung (5.3) und Tabelle 5.1 erwarten sollte. Tatsächlich liegen sie trotz der geringeren Strahlenergie sehr nahe bei den KaoS-Daten und zeigen zudem bei 32° einen deutlich geringeren Abfall mit dem Impuls.

Während die hier vorgestellten Daten für $p + C$ bei 2.5 GeV signifikant kleinere Wirkungsquerschnitte zeigen als die aus Berkeley, liegen sie über den Werten aus Saclay.

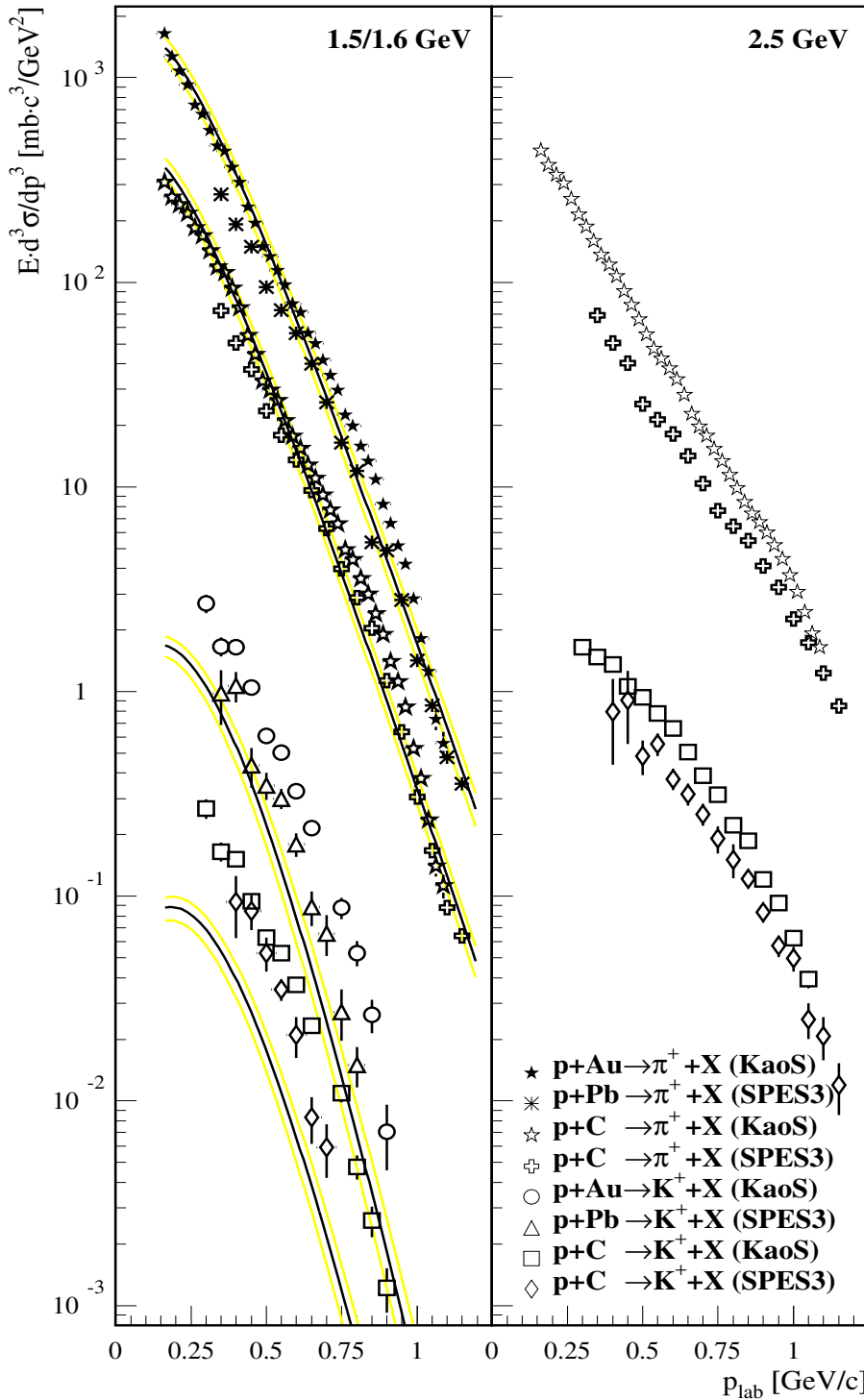


Abbildung 5.4: Vergleich der Experimentdaten aus dieser Arbeit (im Bild bezeichnet mit „KaoS“) für p + C bei $\vartheta = 40^\circ$ mit Messungen am Spektrometer SPES3 am Beschleuniger SATURNE in Saclay [Deb96]. Die Messungen wurden mit gleichem Winkel und annähernd gleicher Kernmasse durchgeführt. Während die Energie im rechten Diagramm übereinstimmt, ist sie im linken für SPES3 um 0.1 GeV niedriger als für KaoS. Die Linien sind Extrapolationen der Funktionen aus Abschnitt 5.1 auf diese Energie (1.5 GeV); durch Grauschattierung wird ein Fehlerband dargestellt, das mit den Standardabweichungen aus Tabelle 5.1 und Gleichung (5.3) berechnet wurde.

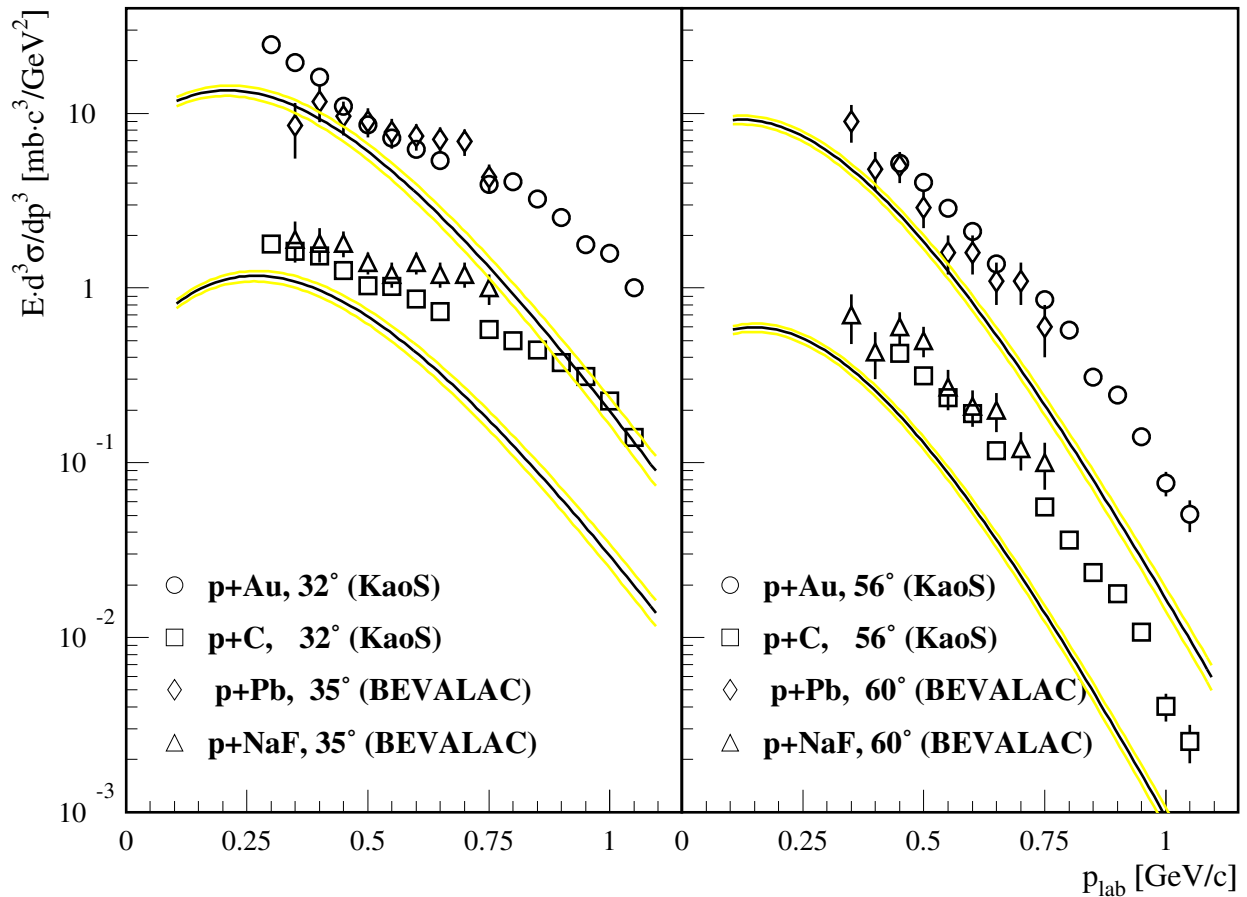


Abbildung 5.5: Vergleich der K⁺-Spektren aus [Sch89] bei $E_P = 2.1$ GeV mit Spektren des vorliegenden Experiments bei $E_P = 2.5$ GeV unter ähnlichen Winkeln. Die Kurven stellen Interpolationen auf die (abweichende) Strahlenergie 2.1 GeV dar. (Die Interpolation über den Winkelunterschied ist unbedeutend.) Die blaßgrauen Umhüllungen der Kurven markieren die Fehlergrenzen.

5.2.3 Messungen am ANKE/COSY

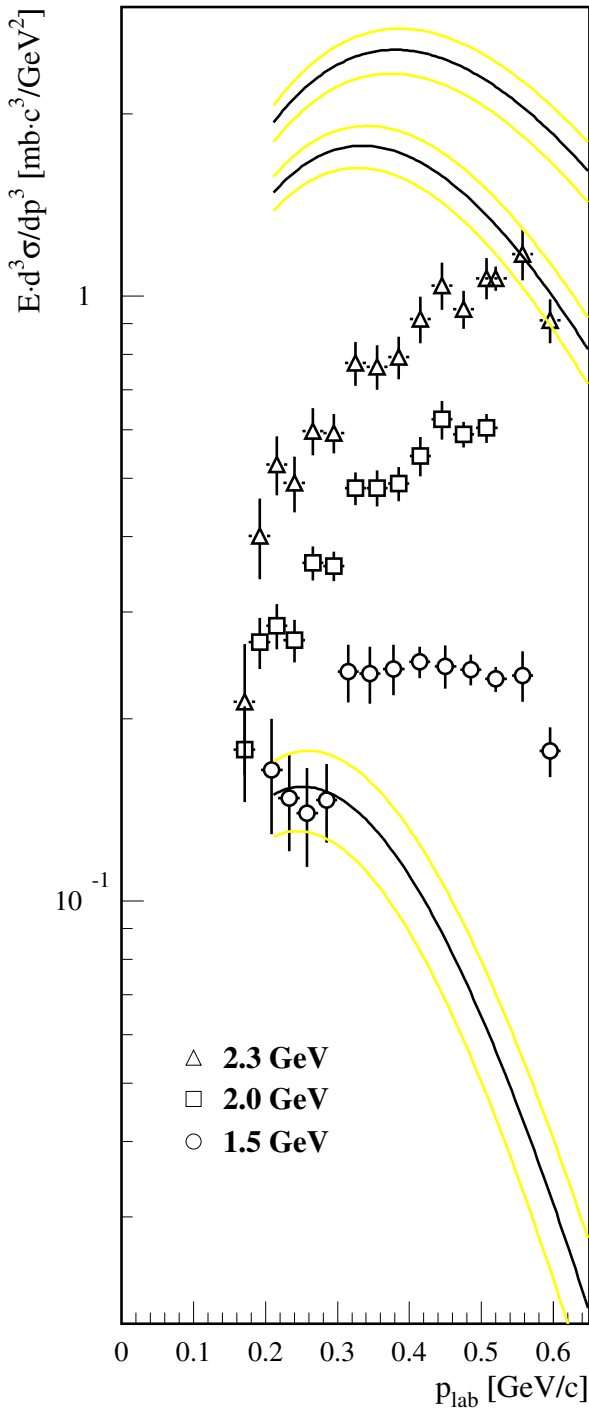


Abbildung 5.6: Vorläufige Resultate für die K^+ -Produktion an ANKE/COSY (Jülich) aus [Bus03]. Die Messung erfolgte unter einem Polarwinkel $\vartheta \leq 12^\circ$ an einem Kohlenstoff-Target. Die eingezeichneten Kurven stellen den Versuch einer Extrapolation der Funktionen aus Gl. (5.3) auf den kinematischen Bereich von ANKE dar.

Das Spektrometer ANKE mißt die Produktion an einem Target direkt im Beschleunigerring des Cooler Synchrotrons COSY. Weil die Messung unter niedrigem Polarwinkel $\vartheta \leq 12^\circ$ erfolgt, erfordert der Vergleich mit KaoS-Daten eine massive Extrapolation. Die Kurven in Abb. 5.6 sind das Ergebnis. Sie lassen sich mit den Messungen auf keinen Fall vereinbaren, auch dann nicht, wenn man berücksichtigt, daß in [Bus03] ein unbekannter systematischer Effekt erwähnt wird, der einen Fehler von mindestens 30% bewirken kann. Ungeachtet der absoluten Normierung/Skalierung läßt sich bereits aus dem Verlauf der Kurven schließen, daß die Daten für $p + C \rightarrow K^+ + X$ nicht durch eine Verteilungsfunktion nach Gl. (5.3) beschreibbar sind.

Unter ähnlichen Bedingungen sind Daten auch am FHS/ITEP (Moskau) [Aki00, Aki99] und T3/KEK-PS (Tokio) [Sug98] aufgenommen worden. Sie würden noch weitläufigere Extrapolationen erfordern und werden deswegen hier nicht vorgestellt.

5.2.4 Proton-Proton- und Kern-Kern-Daten

Eine der Fragen im Vorfeld des Proton-Kern-Experiments war, inwieweit die K^\pm -Erzeugung mehr dem elementaren oder dem Schwerionenstoß ähnlich ist. Allerdings sind die Vergleichsmöglichkeiten beschränkt, da z. B. bei Schwerionen der Stoßparameter und damit die Zahl der partizipierenden Nukleonen entscheidend ist, bei $p + A$ die Wahl des Bezugssystems ein Problem darstellt etc. In Abb. 5.7 wird nur ein einfacher Vergleich mittels einer Auftragung über der Einschußenergie gezogen. Dargestellt ist die Multiplizität $M = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{\text{geom}}}$ mit den Werten für σ_{geom} in mb: 45 ($p + p$), 352 ($p + C$), 1806 ($p + \text{Au}$), 949 ($C + C$), 6127 ($\text{Au} + \text{Au}$). Man erkennt, daß die Proton-Kern-Daten für das schwere und noch mehr für das leichte Target der Multiplizität von $p + p$ nahekommen. Lediglich an der Schwelle divergieren die Anregungsfunktionen zwangsläufig, da $p + p$ auf null abfällt. Dieser Abfall ist besonders drastisch zu sehen bei $p + p \rightarrow K^+ + X$, wo eine auf der gezeigten Skala nicht einmal sichtbare Änderung der Strahlenergie den Wirkungsquerschnitt um ca. eine Größenordnung variiert.

Mit zunehmendem Abstand von der Schwelle (in positiver Richtung) wird offenbar ein Kern immer transparenter für Protonen als Projektile, die Reaktion wird dem elementaren Prozeß immer ähnlicher. An der ermittelten Geschwindigkeit des Emissionssystems ist dies allerdings nicht zu erkennen, was den Schluß nahelegt, daß hier Wechselwirkungen des Endzustandes eine Rolle spielen.

5.2.5 Weitere Pionendaten

Messungen von Pionen sind insgesamt zahlreicher als von K-Mesonen. In Abschnitt 5.2.1 wurden die π^+ -Spektren der vorliegenden Arbeit gezeigt; zusätzlich soll in Abb. 5.8 eine Sammlung der weltweit verfügbaren totalen Wirkungsquerschnitte präsentiert werden, die [Sch03b] entnommen ist.

Gerade im Energiebereich 1–5 GeV sind bisher nur wenige Messungen vorhanden, die eine Extrapolation auf totale Wirkungsquerschnitte erlaubten, und das vorliegende Experiment schließt hier eine Lücke. Die Daten ergeben zusammen ein konsistentes Bild und zeigen keinerlei Widersprüche, wie man in Abb. 5.8 erkennt. Die Quellen [3,4,5,6,8] im Bild sind in dieser Arbeit unter [Cra80, Coc72, Trz91, DiG85, Nag81] zu finden, [7] ist der Artikel [Wol93], auf den auch in Unterabschnitt 5.3.2 Bezug genommen wird.

5.3 Vergleich mit Modellrechnungen

Während im Abschnitt 5.1 mit einer einfachen Parametrisierung eine Systematik der Daten erstellt wurde, folgt hier der Vergleich mit zwei Modellrechnungen, deren jede einen Teil der solchen Reaktionen zugrundeliegenden physikalischen Effekte mit einbezieht. Die Modelle bezeichnet man als „ROC“ und „BUU“.

5.3.1 Das „Rossendorf Collision“-Modell

ROC ist ein statistisches Phasenraum-Modell, das am Institut für Kern- und Hadronenphysik des Forschungszentrums Rossendorf entwickelt wurde [Mue01]. Es berechnet keine raum-zeitliche Entwicklung des Stoßsystems, sondern erzeugt Teilchenendzustände mit

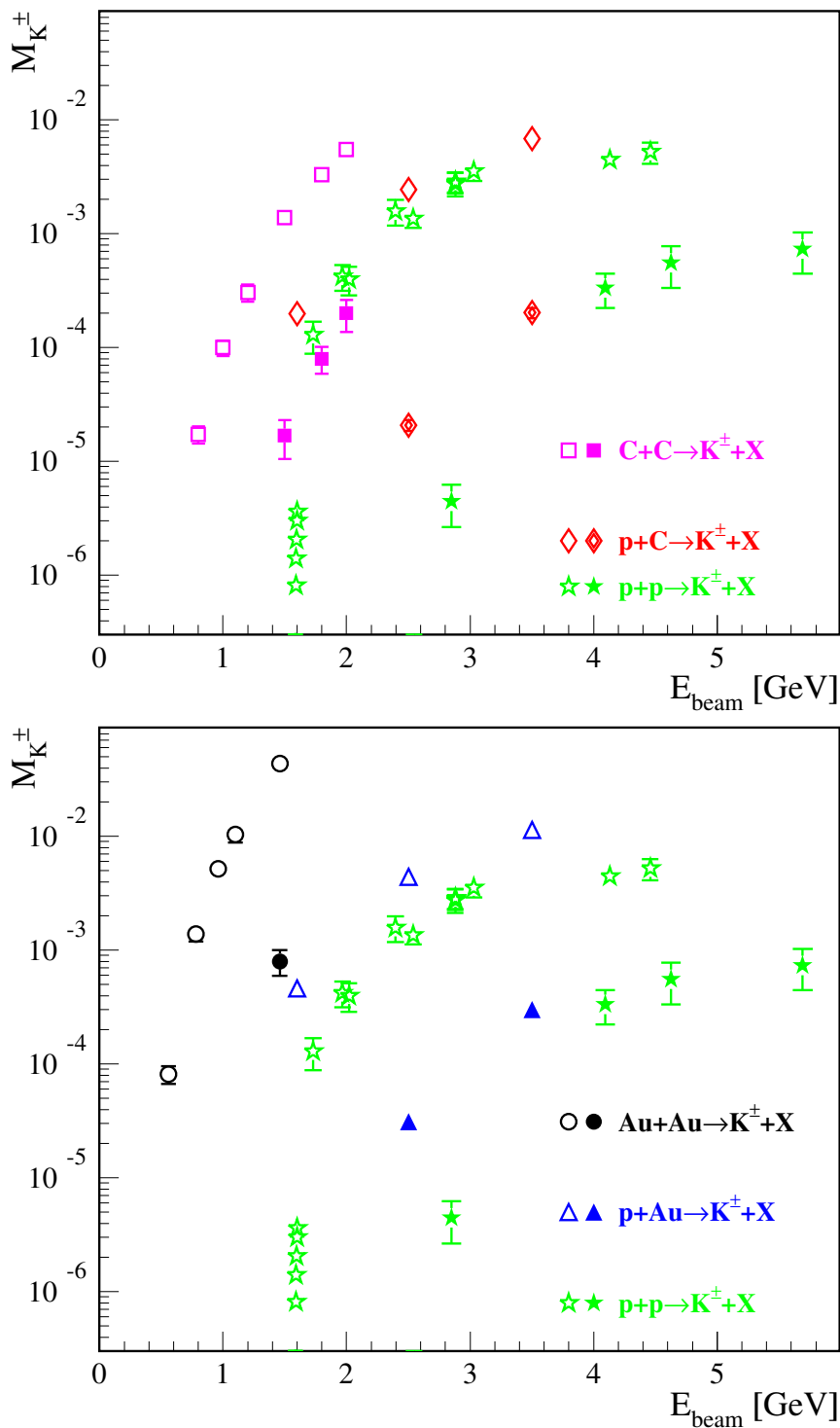


Abbildung 5.7: Die Einordnung der hier ermittelten Multiplizitäten zwischen Anregungsfunktionen von $p + p$ und $C + C$ (oben) bzw. $Au + Au$ (unten). Leere (volle) Symbole beziehen sich auf die Produktion von K^+ (K^-). Die Zusammenstellung der Weltdaten stammt aus [Sen00], unter Hinzufügung des Punktes für Antikaonen in $Au + Au$ [Foe03]. Die Strahlenergie ist bei Schwerionenstrahlen die Energie pro Massenzahl des Projektils.

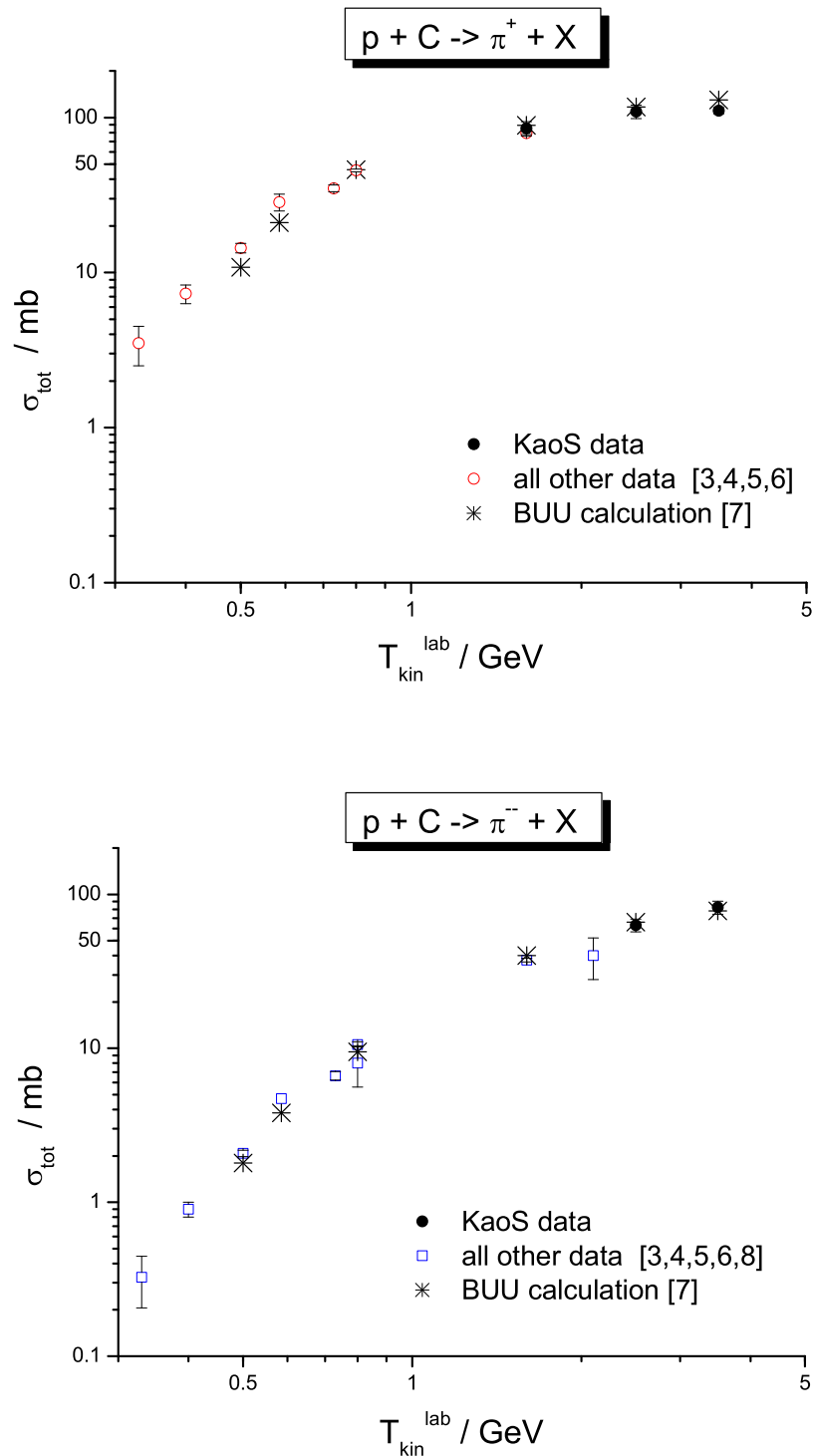


Abbildung 5.8: Zusammenstellung der weltweit verfügbaren Daten bzgl. totaler Produktions-Wirkungsquerschnitte von π^+ und π^- [Sch03a]. Die Ergebnisse des vorliegenden Experiments sind als „KaoS data“ und die Transportmodell-Rechnungen aus Unterabschnitt 5.3.2 als „BUU calculation“ eingetragen.

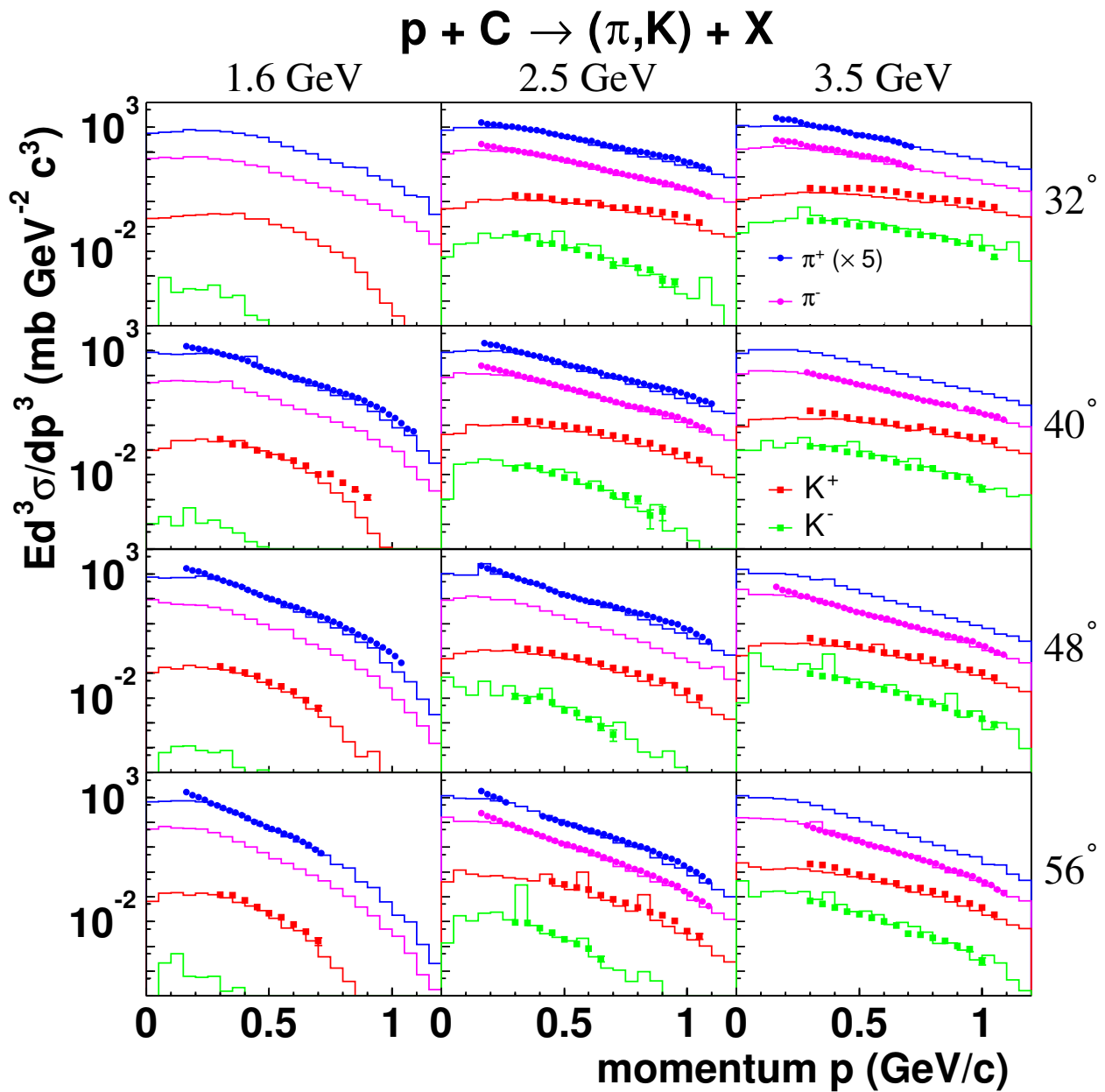


Abbildung 5.9: Vergleich der Experimentdaten (Symbole) für die Reaktion $p + C$ mit Rechnungen (Histogramme) nach dem ROC-Modell (Abbildung von H. Müller).

Energie und Impuls nur statistisch mit Hilfe von Phasenraumvolumen und empirischen Verteilungen.

Zuerst werden N angeregte Subsysteme (Feuerbälle) erzeugt. Sowohl die Anzahl N als auch die Größe (invariante Masse m_i) der Feuerbälle wird durch Phasenraumfaktoren und empirische Verteilungsfunktionen geregelt. Wenn die Valenzquarks auf die Feuerbälle verteilt sind, folgt die Hadronisierung nach den Regeln der Quarkstatistik. Hadronen werden zufällig gebildet unter Hinzunahme zusätzlicher $q\bar{q}$ -Paare, soweit die vorhandene Energie es zuläßt, und verteilt nach verfügbarem Phasenraumvolumen und einer quasi-thermischen Verteilungsfunktion, um schwere Hadronen zu unterdrücken. Für die Zuweisung der Impulse ist nur der Phasenraumfaktor maßgeblich. Bei Resonanzen wird außerdem die Breite berücksichtigt und der Zerfall in die Betrachtung eingeschlossen.

Das Modell arbeitet mit Monte-Carlo-Verfahren an verschiedenen Stellen dieser Prozedur. Deshalb wird eine große Zahl Ereignisse durchgerechnet, und die statistische Häufigkeit bestimmt den Wirkungsquerschnitt.

In Abb. 5.9 sind Rechnungen für $p + C$ mit den gemessenen Daten verglichen.

Der Verlauf, die Neigung des Spektrums, folgt der Vorhersage im Rahmen der statistischen Ungenauigkeiten gut, mit einer Ausnahme: Bei Impulsen um $0.2 \text{ GeV}/c$ wird der gemessene Wirkungsquerschnitt der Pionen bis zu einem Faktor zwei unterschätzt. K^\pm wurden bei so kleinen Impulsen nicht gemessen.

Global werden Kaonen um einen zweistelligen Prozentbetrag unterschätzt, bei Antikaonen liegt die Rechnung, soweit eine Abweichung erkennbar ist, geringfügig oberhalb der Messung. Allein die Abweichung des Kaonenspektrums bei $1.6 \text{ GeV}/40^\circ$ ist besonders groß.

5.3.2 Das Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modell

Wie viele Transportmodelle fußt das mit BUU bezeichnete Modell auf der nach Liouville benannten Gleichung

$$\frac{\partial f_N}{\partial t} + \dot{q}_i \frac{\partial f_N}{\partial q_i} + \dot{p}_i \frac{\partial f_N}{\partial p_i} = 0. \quad (5.6)$$

Dies ist eine Kontinuitätsgleichung für eine Verteilungsfunktion $f_N(\vec{q}, \vec{p}, t)$ von N Teilchen im Phasenraum. Die $3N$ -dimensionalen Vektoren q_i und p_i bezeichnen die kanonischen Orts- und Impulskoordinaten der Teilchen gemäß der Hamilton-Jacobischen Formulierung der Mechanik.

Ein Impuls p_i kann sich nun ändern (\dot{p}_i) durch ein vorhandenes Potential U oder die Wechselwirkung mit anderen Teilchen. Letztere wird ausgedrückt durch einen Kollisionsterm I_{Koll} , der Gl. (5.6) modifiziert zu

$$\frac{\partial f_N}{\partial t} + \dot{q}_i \frac{\partial f_N}{\partial q_i} - \frac{\partial U}{\partial q_i} \frac{\partial f_N}{\partial p_i} - I_{\text{Koll}} = 0. \quad (5.7)$$

Dies ist die Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Gleichung für eine Teilchensorte. Realistischer ist ein Ensemble verschiedener Teilchen, wofür man separate Gleichungen aufstellen muß, die über den Wechselwirkungsterm I_{Koll} und das Potential U in Verbindung stehen. Für BUU werden nun folgende Annahmen bzw. Näherungen gemacht:

- Man reduziert f_N auf eine Ein-Teilchen-Verteilungsfunktion f_1 , d. i. eine Phasenraum-dichte, indem man über $N - 1$ Freiheitsgrade integriert.

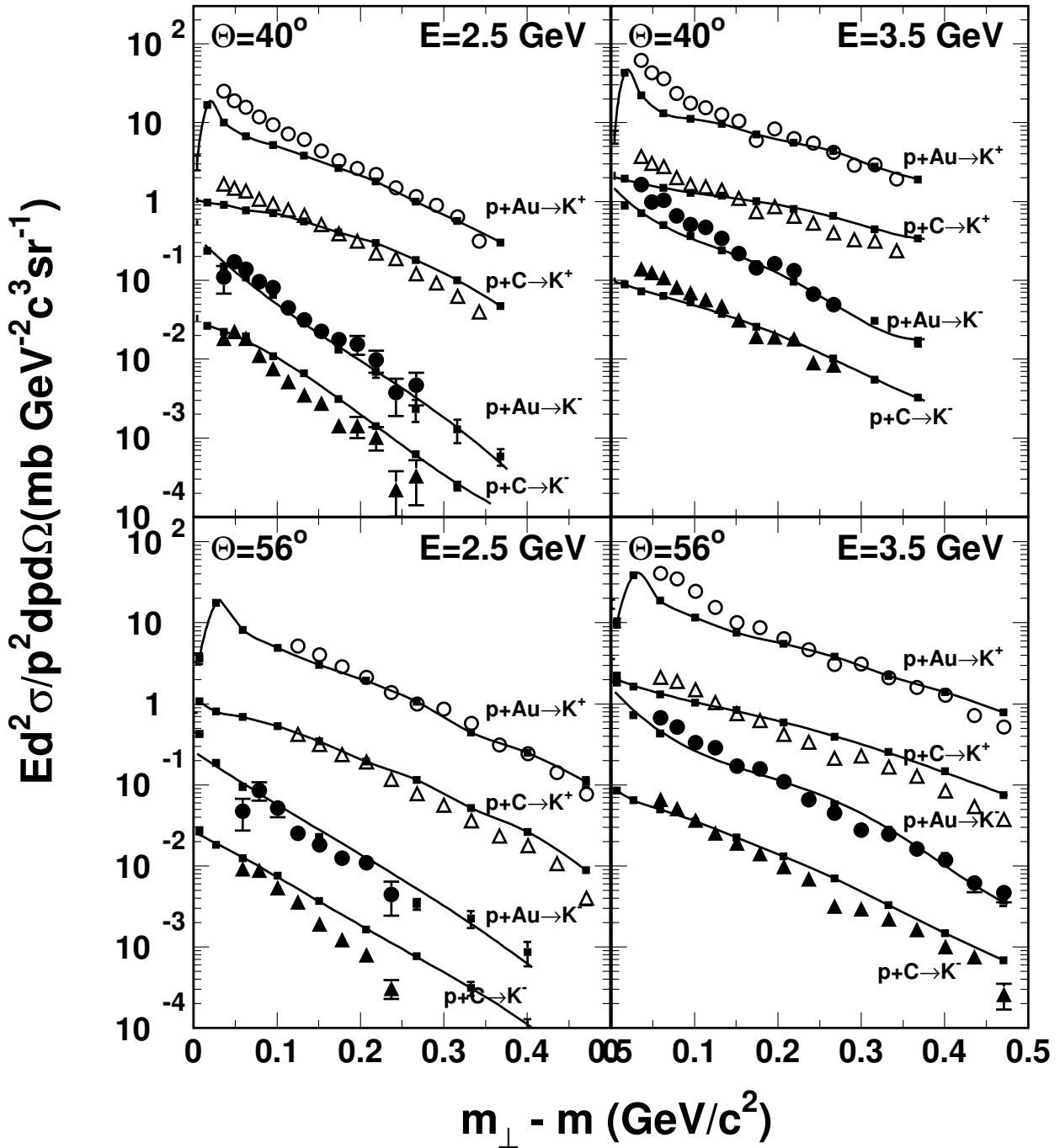


Abbildung 5.10: Vergleich der Experimentdaten für die Reaktion $p + C$ bei $\vartheta = 40^\circ$ (Symbole) mit einer BUU-Rechnung mit Medium-Potential (Kurven). (Abbildung aus [Bar03].)

- U sei für ein Teilchen die Summe aller gemittelten Zweiteilchenpotentiale der anderen $N - 1$ Teilchen.
- Der Kollisionsterm beschreibt nur Zwei-Teilchen-Stöße unkorrelierter Teilchen und enthält deren Wirkungsquerschnitte. Für diese verwendet man nach Möglichkeit gemessene Elementarreaktionen.
- Die mittlere freie Weglänge der Teilchen sollte groß gegen ihren Wechselwirkungsradius sein.

Die Rechnungen, die durch die Kurven in Abb. 5.10 und 5.11 repräsentiert werden, basieren auf einem BUU-Code von G. Wolf [Wol93], weiterentwickelt von H.-W. Barz [Bar03] mit teilweise neuen Wirkungsquerschnitten für den Elementarprozeß $NY \rightarrow K^- X$ und einem optischen Potential für Antikaonen, das proportional zu der Baryondichte ist. Die gestrichelten bzw. gepunkteten Linien zeigen, welchen Fehler man bei Verwendung des bisher benutzten elementaren Querschnitts bzw. Vernachlässigung des optischen Potentials (beides im Vergleich zur durchgezogenen Linie) machen würde.

Dieses Modell beschreibt die Daten besser als das im Unterabschnitt 5.3.1 vorgestellte. Bei den meisten Spektren, insbesondere für K^+ , wird aber auch hier der Bereich kleiner Impulse unterschätzt.

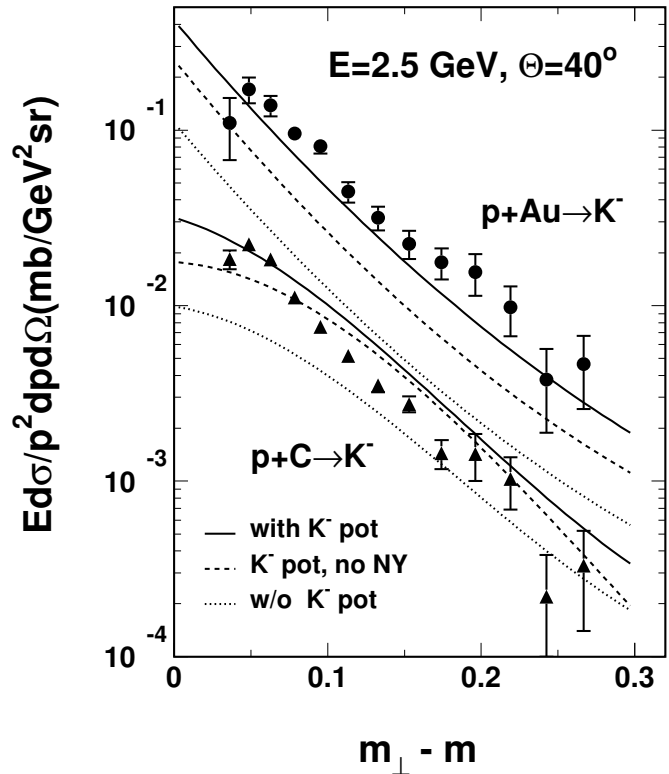


Abbildung 5.11: Jeweils drei Rechnungen für jedes Target demonstrieren die Notwendigkeit sowohl eines Medium-Potentials als auch des in [Bar03] neu ermittelten Nukleon-Hyperon-Wirkungsquerschnitts für die Antikaonen-Produktion. Die Bedeutung der Linien ist im Text näher erläutert. (Abbildung von H. W. Barz.)

6 Schlußfolgerungen

Welches ist nun der Wert dieser Messungen, die Bedeutung dieser Arbeit, gesehen im Zusammenhang mit komplementären Experimenten und bekannten Ergebnissen? Einige Aspekte sollen in diesem letzten Kapitel dargelegt werden.

6.1 Die Daten

Der Zweck der hier beschriebenen Experimente am KaoS war es, die Datenbasis der K^\pm -Erzeugung in Proton-Kern-Reaktionen nahe der Schwelle zu erweitern. Vor allem hinsichtlich K^- existierten dort bisher nur wenige Messungen, die lediglich einen sehr kleinen Phasenraum untersuchten. [Aki99] war auf den Polarwinkel 10.5° und den K^- -Impuls $1.28 \text{ GeV}/c$ beschränkt, statt dessen wurde die Strahlenergie von 2.25 bis 2.92 GeV variiert; in ähnlicher Weise untersuchte [Sug98] die Produktion von Antikaonen mit (ausschließlich) $p_{\text{lab}} = 1.5 \text{ GeV}/c$ unter $\vartheta = 5.1^\circ$ bei $E_P = 3.5, 4$ und 5 GeV .

Systematische Messungen mit Variation verschiedener Parameter wurden nie durchgeführt, so daß der Schluß auf Medium-Effekte kaum möglich war.

K^+ -Daten sind zahlreicher [Aki00, Bus02, Deb96, Sug98], dennoch erlauben auch sie keine Angabe der kinematischen Verteilung. In der erstgenannten Arbeit sind die Begrenzungen analog zur Antikaonenmessung [Aki99], allerdings mit Energien bis hinab zu 1.65 GeV , die zweite zeigt zwar einen weiten Impulsbereich (siehe Abschnitt 5.2.3), aber ebenfalls nur kleine Streuwinkel $\vartheta \leq 12^\circ$, bei der dritten existiert ein teilweiser Überlapp mit den hier präsentierten Daten, und die letzte liefert Daten analog zur in derselben Publikation vorgestellten K^- -Messung mit der Einschränkung $E_P \geq 4 \text{ GeV}$. Erst das vorliegende Experiment überdeckt einen Bereich, der eine Extrapolation auf den Gesamtphasenraum und den totalen Wirkungsquerschnitt ermöglicht.

Die bei 2.5 GeV im kinematischen Bereich für K^+ überlappenden Daten von Debowski et al. [Deb96] wurden in ihrem Wirkungsquerschnitt nur innerhalb von zwei Standardabweichungen bestätigt, die Abweichung von den Daten bei 2.1 GeV von Schnetzer et al. [Sch89] war – trotz Berücksichtigung der Energiedifferenz – überaus signifikant. Allerdings befinden sich die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit *zwischen* den nicht miteinander verträglichen Werten beider Vorgänger.

Obwohl im Bereich der K^+ - und K^- -Schwellen auch nur unvollständige Pionendaten existieren, sind Kenntnisse über ihre Verteilung aus den vielen Experimenten bei niederen und höheren Strahlenergien zu gewinnen. Dennoch war die genaue experimentelle Bestimmung in dieser Arbeit sehr wertvoll, da Pionen großen Einfluß auf die K-Mesonen-Produktion haben können, wie in Kap. 1.2 erwähnt.

6.2 Die Resultate

Gemessen wurden die Produktionswirkungsquerschnitte von positiv und negativ geladenen Kaonen und Pionen, differenziert nach Impulsbetrag und Polarwinkel, aber gemittelt über den Azimutwinkel. Die Messung erfolgte im Ruhesystem der Targets (C, Ni, Au) im Impulsintervall [0.275 GeV; 1.175 GeV] bei Emissionswinkeln von 32°, 40°, 48°, 56° und teilweise 64°. Die Strahlenergien von 1.6, 2.5 und 3.5 GeV lagen in der Nähe der Schwellen für K^+ (1.58 GeV) bzw. K^- -Erzeugung (2.5 GeV) im Nukleon-Nukleon-Stoß. Die Präsentation dieser Daten ist der hauptsächliche Inhalt der vorliegenden Arbeit.

Eine Motivation war dabei, ein Bindeglied in Form einer Interpolation zu finden zwischen pp- und AA-Reaktionen. pA bedeutet gegenüber pp einen halben Übergang vom Vakuum zur Kernmaterie, zum „Medium“, während die gerade in Schwerionenreaktionen mit vielen Unwägbarkeiten belasteten Mehrschrittprozesse noch weitgehend unterbleiben. Inwieweit die in AA-Stößen beobachteten Medium-Effekte auch in pA auftreten, läßt damit Rückschlüsse auf ihre Ursache zu. Das wichtigste Ziel dieses Experiments war die Klärung der Frage, ob im Proton-Kern-Stoß eine reduzierte effektive K^- -Masse beobachtet werden kann.

Keine dieser Fragen läßt sich anhand der Daten direkt beantworten, da es schwer ist, den Medium-Effekten eindeutig Observablen zuzuordnen. Vielmehr ist man bei der Interpretation auf theoretische Untersuchungen angewiesen. In dieser Arbeit wurden zwei Modellrechnungen vorgestellt, die beide die Daten innerhalb eines Faktors zwei reproduzieren können. Das Phasenraummodell ROC verwendet keine Medium-Masse, es ist mehr als ein Eventgenerator zum Abschätzen vollständiger Reaktionen gedacht. Daß die BUU-Rechnungen die Daten etwas besser beschreiben, kann als Hinweis auf eine Änderung der effektiven Masse im Medium gesehen werden, die im verwendeten Modell für Antikaonen folgendermaßen parametrisiert wird:

$$m(\rho) = m_0 - \frac{\rho}{\rho_0} \cdot 120 \text{ MeV}. \quad (6.1)$$

Ein für künftige Untersuchungen weiteres wichtiges Ergebnis der diese Rechnungen beschreibenden Arbeit [Bar03] ist die Bedeutung des Nukleon-Hyperon-Kanals $N + Y \rightarrow N + N + K^-$. Er scheint für eine konsistente Beschreibung von Proton-Kern- und Kern-Kern-Experimenten notwendig zu sein, und er tritt anders als der bei Schwerionenkollisionen favorisierte Pion-Hyperon-Kanal in beiden Systemen auf. Die hier vorgestellten Messungen haben für diese theoretische Arbeit die Grundlage gelegt.

6.3 Ausblick

Durch die Messung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von π^+ , π^- , K^+ und K^- mit Variation von vier Parametern (Impuls, Winkel, Target und Energie) haben künftige Modellrechnungen eine gute Datenbasis erhalten. Sie ergänzt sich ideal mit komplementären Experimenten bei kleinen Beobachtungswinkeln (wie z.B. durch ANKE [Bus03]), da die kombinierten Daten den kinematischen Bereich viel umfassender abdecken und sichere Interpolationen erlauben. Eine übergreifende Analyse zusammen mit den Daten verschiedener Experimente sollte somit der nächste Schritt in der Erforschung der K^\pm -Produktion in Schwellennähe sein.

Weil das in 1.5 genannte Experiment HADES neben Spektren von Dileptonen auch K- und π -Mesonen direkt beobachten kann, kann es einen Teil der hier vorgestellten Daten

überprüfen und zu kleineren Winkeln hin ergänzen. Zur Zeit wird die Analyse von HADES-Daten u. a. am FZR für die Gewinnung von K^+ -Querschnitten optimiert. Als erste Messung dient dazu eine Schwerionenreaktion ($C + C$), aber Experimente mit p-Strahlen sind in Vorbereitung.

Produktionsdaten für andere Hadronen dienen zum einen der Überprüfung grundlegender Theorien wie der chiralen Störungstheorie, zum anderen stehen sie auch in unmittelbarem Bezug zu den hier untersuchten Teilchen, weil sie an deren Erzeugung beteiligt sind. ϕ -Mesonen zerfallen z. B. vorrangig in K^+K^- -Paare, und laut [Kam02] stammen 50 % der in Schwerionenstößen von 2 AGeV beobachteten K^- aus dieser Quelle.

Um ein vollständiges Bild zu erhalten, ist die Einbeziehung möglichst vieler Observabler sinnvoll. Große Bereiche des Parameterraumes im Umfeld der hier gezeigten Messungen sind noch unbekannt, und die Zukunft hält sicher noch so manche Überraschung bereit, wenn die Produktion weiterer Hadronen und ihrer Antiteilchen ebenfalls untersucht wird.

Anhang A Kinematik

Die in Tab. 1.1 aufgeführten Produktionsschwellen zeichnen sich dadurch aus, daß im Schwerpunktsystem die Reaktionsprodukte alle in Ruhe bleiben. Solche Teilchen bewegen sich im Laborsystem in Strahlrichtung und sind vom KaoS-Experimentaufbau nicht detektierbar. Genauer betrachtet ergibt sich für jeden Punkt in der Winkel-Impuls-Ebene ($\vartheta_{\text{lab}}; p_{\text{lab}}$) des emittierten Teilchens eine eigene Schwelle. Umgekehrt kann man für jede Einschußenergie in dieser Ebene einen Bereich angeben, innerhalb dessen Kaonen (bzw. Pionen) über die Schwellenreaktion noch zu erzeugen sind. Dies ist in Abb. A.1 geschehen. Man erkennt, daß noch 1 GeV oberhalb der Schwelle nur kleine Emissionswinkel in Frage kommen, erst bei 3.5 GeV können Kaonen auch rückwärts austreten. Die Abbildung macht auch deutlich, wie nahe die Energie 1.6 GeV bzw. 2.5 GeV der Produktionsschwelle von K^+ bzw. K^- kommt. Vor allem im letzteren Fall ist der erlaubte Bereich in diesem Maßstab kaum noch darstellbar.

Im Bild sind auch die Regionen markiert, die mit dem hier behandelten Experiment abgedeckt wurden. Außer bei Pionen/ 3.5 GeV liegt immer ein Teil Fläche im verbotenen Gebiet, wo zwangsläufig Medium-Effekte zur Teilchenerzeugung beigetragen haben, sofern man triviale Vorgänge wie die elastische Streuung an einem weiteren Nukleon zu diesen zählt.

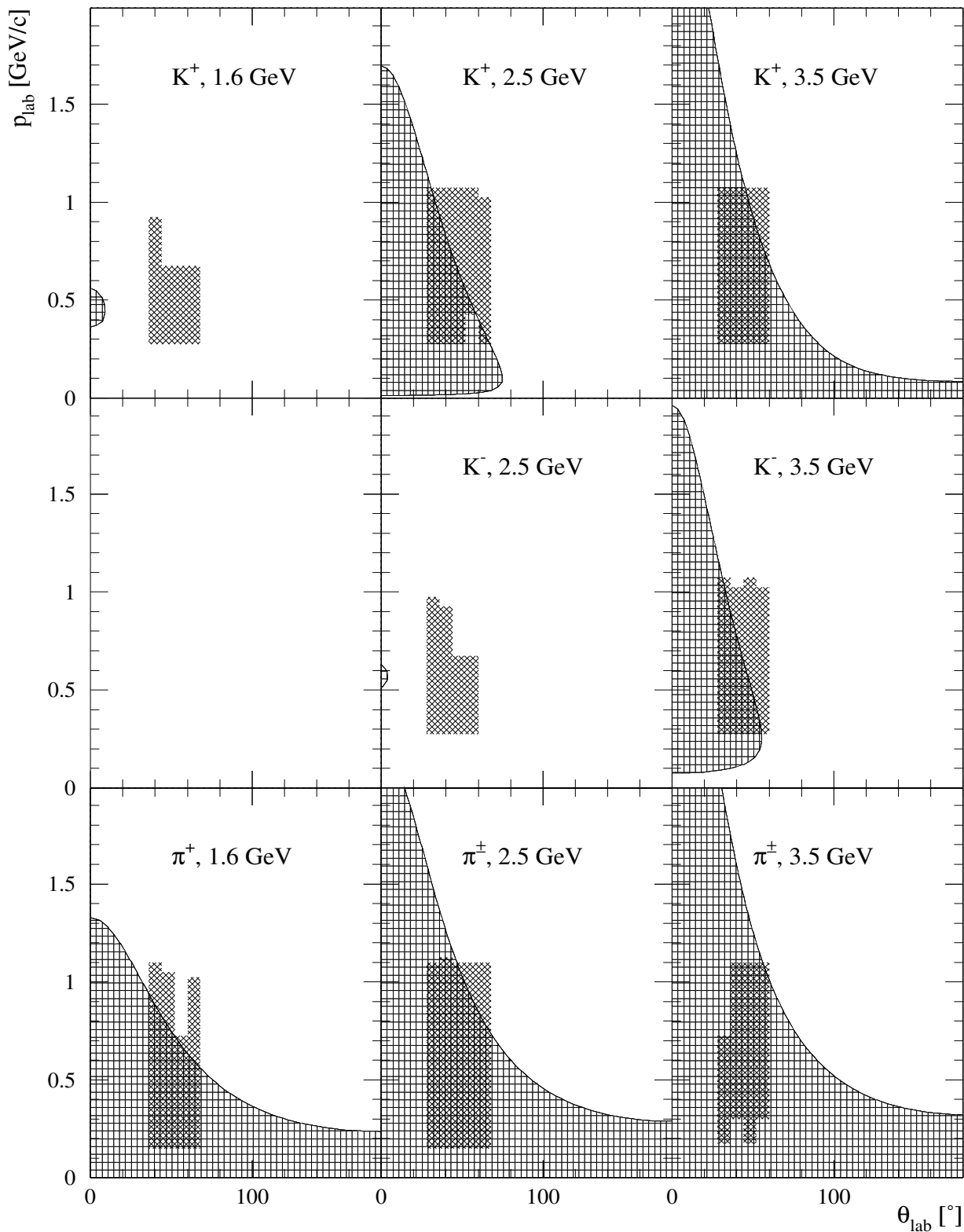


Abbildung A.1: Kinematisch erlaubter Bereich für die K- bzw. π -Produktion im Proton-Nukleon-Stoß. Da sich die Bereiche für π^+ und π^- nicht merklich unterscheiden, sind beide zusammengefaßt. Die rechteckigen Gebiete markieren die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen (bei Pionen die Vereinigungsmenge von π^+ - und π^- -Messungen).

Literaturverzeichnis

- [Aic01] J. Aichelin and Ch. Hartnack. “Kaon Production at Subthreshold and Threshold Energies”. *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics*, Vol. 27, p. 571, 2001.
- [Aki00] A. V. Akindinov, M. M. Chumakov, Y. T. Kiselev, A. N. Martemyanov, V. I. Mikhailichenko, K. R. Mikhailov, S. A. Pozdnykov, Y. V. Terekhov, and V. A. Sheinkman. “Experimental Study of the Subthreshold Production of K^+ -Mesons in Proton-Nucleus Collisions”. *JETP Letters*, Vol. 72, p. 100, 2000.
- [Aki99] A. V. Akindinov, M. M. Chumakov, Y. T. Kiselev, A. N. Martemyanov, K. R. Mikhailov, E. Y. Paryev, Y. V. Terekhov, and V. A. Sheinkman. “Experimental Study of Subthreshold K^- Production in Proton-Nucleus Collisions and the Calculation of this Production in Frame of the Modern Models”. *ITEP Preprint*, Vol. 41, 1999.
- [Bar03] H. W. Barz and L. Naumann. “Contribution of the nucleon-hyperon reaction channels to K^- production in proton-nucleus collisions”. *Physical Review C*, Vol. 68, p. 041901, 2003.
- [Bar97] R. Barth, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieřlak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Mićkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, R. Stock, C. Ströbele, H. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. “Probing in-medium Effects by Observing K^+ and K^- Production in Ni+Ni Collisions at Equivalent Beam Energies”. *Physical Review Letters*, Vol. 78, p. 4007, 1997.
- [Bat81] C. J. Batty. “Optical-Model Analysis of Exotic Atom Data”. *Nuclear Physics A*, Vol. 372, p. 418, 1981.
- [Bot00] I. M. Böttcher. *Produktion und Propagation von Kaonen in Kern-Kern-Kollisionen weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwellenenergie*. Dissertation, Philipps-Universität Marburg (D), 2000.
- [Bro91] G. E. Brown and M. Rho. “Scaling Effective Lagrangians in a Dense Medium”. *Physical Review Letters*, Vol. 66, p. 2720, 1991.
- [Bus02] M. Büscher, B. L. Ioffe, V. Koptev, M. Nikipelov, A. Sibirtsev, K. Sistemich, J. Speth, and H. Ströher. “Phenomenological Analysis of K^+ -Meson Production in Proton-Nucleus Collisions”. *Physical Review C*, Vol. 65, p. 014603, 2002.

- [Bus03] M. Büscher and M. Nikipelov. “Production of K^+ Mesons in Proton-Nucleus Interactions”. In: Jarczyk, L. and Magiera, A. and Guaraldo, C. and Machner, H., Ed., *MESON 2002*, p. 179, 2003.
- [Cas99] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya. “Hadronic and Electromagnetic Probes of Hot and Dense Nuclear Matter”. *Physics Reports*, Vol. 308, p. 65, 1999.
- [Cle00] J. Cleymans, H. Oeschler, and K. Redlich. “Statistical Model Description of K^+ and K^- Production between 1 - 10 AGeV”. *Physics Letters B*, Vol. 485, p. 27, 2000.
- [CNA93] CN/ASD Group. *GEANT – Detector Description and Simulation Tool, Program Library W5013*. CERN, 3.21 Ed., 1993.
- [CNA95] CN/ASD Group. *PAW Users Guide, Program Library Q121*. CERN, 1995. PAW Reference Manual.
- [Coc72] D. R. F. Cochran, P. N. Dean, P. A. M. Gram, E. A. Knapp, E. R. Martin, D. E. Nagle, R. B. Perkins, W. J. Shlaer, H. A. Thiessen, and E. D. Theriot. “Production of Charged Pions by 730-MeV Protons from Hydrogen and Selected Nuclei”. *Physical Review D*, Vol. 6, p. 3085, 1972.
- [Cra80] J. F. Crawford, M. Daum, G. H. Eaton, R. Frosch, H. Hirschmann, R. Horisberger, J. W. McCulloch, and E. Steiner. “Measurement of cross sections and asymmetry parameters for the production of charged pions from various nuclei”. *Physical Review C*, Vol. 22, p. 1184, 1980.
- [Deb96] M. Dębowski, R. Barth, M. Boivin, Y. Le Bornec, M. Cieślak, M. P. Comets, P. Courtat, R. Gacougnolle, E. Grosse, T. Kirchner, J. M. Martin, D. Miśkowiec, C. Müntz, E. Schwab, P. Senger, C. Sturm, B. Tatischeff, A. Wagner, W. Waluś, N. Willis, R. Wurzinger, J. Yonnet, and A. Zghiche. “Subthreshold K^+ Production in Proton-Nucleus Collisions”. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 356, p. 313, 1996.
- [DiG85] N. J. DiGiacomo, M. R. Clover, R. M. DeVries, J. C. Dousse, J. S. Kapustinsky, P. L. McGaughey, W. E. Sondheim, J. W. Sunier, M. Buenerd, and D. Lebrun. “Inclusive pion production in 330, 440, and 500 MeV proton-nucleus-collisions”. *Physical Review C*, Vol. 31, p. 292, 1985.
- [Foe03] A. Foerster. *Produktion und Propagation von K^+ und K^- -Mesonen in Au+Au-Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt (D), 2003.
- [For03] A. Förster, F. Uhlig, I. Böttcher, M. Dębowski, F. Dohrmann, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Menzel, L. Naumann, H. Oeschler, W. Scheinast, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, H. Ströbele, C. Sturm, G. Surowka, A. Wagner, and W. Waluś. “First Evidence for Different Freeze-Out Conditions for Kaons and Antikaons Observed in Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 91, p. 152301, 2003.
- [Fri99] J. Friese. “HADES, the New Electron-Pair Spectrometer at GSI”. *Nuclear Physics A*, Vol. 654, p. 1017c, 1999.

-
- [Gel53] M. Gell-Mann. “Isotopic Spin and New Unstable Particles”. *Physics Reports*, Vol. 92, p. 833, 1953.
- [Gel64] M. Gell-Mann. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”. *Physics Letters*, Vol. 8, p. 214, 1964.
- [GSI95] GSI DVEE Group. “GOOSY – GSI Online Offline System”. 1995. <http://www-gsi-vms.gsi.de/anal/home.html>.
- [Kam02] B. Kämpfer, R. Kotte, C. Hartnack, and J. Aichelin. “ ϕ puzzle in heavy-ion collisions at 2 AGeV: how many K^- from ϕ decays?”. *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics*, Vol. 28, p. 2035, 2002.
- [Kli97] F. Klingl, N. Kaiser, and W. Weise. “Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter”. *Nuclear Physics A*, Vol. 624, p. 527, 1997.
- [Ko97] C. M. Ko, V. Koch, and G. Li. “Properties of Hadrons in the Nuclear Medium”. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 47, p. 505, 1997.
- [Kol95] E. E. Kolomeitsev, D. N. Voskresensky, and B. Kämpfer. “Kaon polarization in nuclear matter”. *Nuclear Physics A*, Vol. 588, p. 889, 1995.
- [Lau00] F. Laue, I. Böttcher, M. Dębowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczon, B. Kohlmeyer, M. Mang, M. Menzel, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. W. “Production of Charged Pions, Kaons and Antikaons in Relativistic C+C and C+Au Collisions”. *European Physical Journal A*, Vol. 9, p. 397, 2000.
- [Lau99a] F. Laue. *Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern-Kern-Stößen*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1999.
- [Lau99b] F. Laue, C. Sturm, I. Böttcher, M. Dębowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. Waluś. “Medium Effects in Kaon and Antikaon Production in Nuclear Collisions at Subthreshold Beam Energies”. *Physical Review Letters*, Vol. 82, p. 1640, 1999.
- [Li97] G. Q. Li, C.-H. Lee, and G. E. Brown. “Kaon Production in heavy-Ion collisions and Maximum Mass of Neutron Stars”. *Physical Review Letters*, Vol. 79, p. 5214, 1997.
- [Lut98] M. Lutz. “Nuclear kaon dynamics”. *Physics Letters B*, Vol. 426, p. 12, 1998.
- [Men00a] M. Menzel. *Entwicklung eines Tracking-Triggers für Magnetspektrometer und Messung der K^+ - und K^- -Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von 1-2 AGeV*. Dissertation, Philipps-Universität Marburg (D), 2000.

- [Men00b] M. Menzel, I. Böttcher, M. Debowski, F. Dohrmann, A. Förster, E. Grosse, P. Koczon, B. Kohlmeyer, F. Laue, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, H. Ströbele, C. Sturm, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. Walus. “First Measurement of Antikaon Phase-Space Distributions in Nucleus-Nucleus Collisions at Subthreshold Beam Energies”. *Physics Letters B*, Vol. 495, p. 26, 2000.
- [Mue01] H. Mueller. “Soft hadron production in pp interactions up to ISR energies”. *EPJC*, Vol. 18, p. 563, 2001.
- [Mun97] C. Müntz, P. Baltes, H. Oeschler, S. Sartorius, C. Sturm, A. Wagner, C. Bormann, D. Brill, Y. Shin, J. Stein, H. Ströbele, W. Ahner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, H. Pöppl, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, and W. Waluś. “Pion Production in Mass-Symmetric Heavy-Ion Collisions at 0.8 - 1.8 AGeV”. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 357, p. 1399, 1997.
- [Nag81] S. Nagamiya, M. Lemaire, E. Moller, S. Schnetzer, G. Shapiro, H. Steiner, and I. Tanihata. “Production of Pions and Light Fragments at Large Angles in High-Energy Nuclear Collisions”. *Physical Review C*, Vol. 24, p. 971, 1981.
- [Pai52] A. Pais. “Some remarks on the V-particles”. *Physics Reports*, Vol. 86, p. 663, 1952.
- [Par98] Particle Data Group. “Review of Particle Physics”. *European Physical Journal C*, Vol. 3, 1998.
- [Sch03a] W. Scheinast, L. Naumann, and the KaoS-Collaboration. “Inclusive K-meson and Pion Production in Proton-Nucleus Collisions at SIS Energies”. FZR Annual Report 2002, 2003.
- [Sch03b] W. Scheinast and the KaoS-Collaboration. “Production of Antikaons and Kaons in Proton-Nucleus Collisions near Threshold”. In: Jarczyk, L. and Magiera, A. and Guaraldo, C. and Machner, H., Ed., *MESON 2002*, p. 493, 2003.
- [Sch89] S. Schnetzer, R. M. Lombard, M.-C. Lemaire, E. Moeller, S. Nagamiya, G. Shapiro, H. Steiner, and I. Tanihata. “Inclusive production of K^+ -mesons in 2.1-GeV/nucleon nuclear collisions”. *Physical Review C*, Vol. 40, p. 640, 1989.
- [Sen00] P. Senger. “Erzeugung von Pionen und Kaonen in relativistischen Schwerionenstößen”. Habilitationsschrift, 2000. Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D).
- [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.

-
- [Shi98] Y. Shin, W. Ahner, R. Barth, D. Brill, M. Cieřlak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Miřkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, R. Schicker, P. Senger, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, A. Wagner, and W. Waluř. “Enhanced Out-of-Plane Emission of K^+ Mesons Observed in Au + Au Collisions at 1 A GeV”. *Physical Review Letters*, Vol. 81, p. 1576, 1998.
- [Stu01a] C. Sturm. *K^+ -Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2001.
- [Stu01b] C. Sturm, I. Böttcher, M. Dębowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. Waluř. “Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production in Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 86, p. 39, 2001.
- [Stu95] C. Sturm. *Pionenproduktion im System Ni+Ni bei 1.8 GeV/Nukleon und die Anodenauslese einer Violdrahtproportionalzählkammer am Kaonenspektrometer*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1995.
- [Sug98] Y. Sugaya, D. Ashery, J. Chiba, H. Ito, K. Kimura, Y. T. Kiselev, S. Kouda, K. Miyano, T. Murakami, J. Murata, T. Nagae, Y. Nakai, M. Nomachi, M. Numajiri, H. Ochiishi, S. Sawada, M. Sekimoto, T. Shibata, T. Suzuki, K. H. Tanaka, M. K. Vlasov, Y. Yamanoi, K. Yasuda, and Y. Yoshimura. “Subthreshold Antiproton Production in pA, dA and α A Reactions”. *Nuclear Physics A*, Vol. 634, p. 115, 1998.
- [Trz91] M. Trzaska, D. Pelte, M.-C. Lemaire, J. P. Alard, J. Augerat, D. Bachelier, N. Bastid, J.-L. Boyard, C. Cavata, P. Charmensat, J. Cugnon, P. Dupieux, P. Gorodetzky, J. Gosset, T. Hennino, J.-C. Jourdain, A. LeMerdy, D. L’Hôte, B. Lucas, J. Marroucle, G. Montarou, M.-J. Parizet, J. Poitou, D. Quassond, P. Radvanyi, B. Ramstein, A. Rahmani, M. Roy-Stephan, O. Valette, J. Vandermeulen, and P. Zupranski. “Excitation of the $\Delta(1232)$ -resonance in proton-nucleus collisions”. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 340, p. 325, 1991.
- [Uhl04] F. Uhlig. *Systematische Untersuchung der Emission geladener Teilchen in Ni+Ni-Reaktionen bei SIS-Energien*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt (D), 2004.
- [Wag00] A. Wagner, R. Barth, P. Beckerle, D. Brill, M. Cieřlak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Miřkowiec, C. Müntz, F. Pühlhofer, H. Oeschler, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, W. Waluř, and I. Yoo. “Emission Pattern of High-Energy Pions: A New Probe for the Early Phase of Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 85, p. 18, 2000.
- [Wag96] A. Wagner. *Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik*. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1996.

- [Wag98] A. Wagner, R. Barth, P. Beckerle, D. Brill, M. Cieřlak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Miřkowiec, C. Müntz, F. Pühlhofer, H. Oeschler, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, and W. Waluř. “Evidence for different freeze-out radii of high- and low-energy pions emitted in Au+Au collisions at 1 A·GeV”. *Physics Letters B*, Vol. 420, p. 20, 1998.
- [Wol93] G. Wolf, W. Cassing, and U. Mosel. “Eta and dilepton production in heavy-ion reactions”. *Nuclear Physics A*, Vol. 552, p. 549, 1993.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. E. Grosse für die Betreuung als „Doktorvater“ und die interessante Arbeit in seinem Institut, zu der er als Initiator des Proton-Kern-Experiments den Grundstein legte.

Herrn Prof. Dr. B. Kämpfer danke ich vor allem für seine intensive Sorge beim Anfertigen der Dissertation und das integrative Bemühen als Abteilungsleiter. U. a. auch durch sein Urteil aus Theoretikersicht hat er viel Wesentliches zu dieser Arbeit beigetragen.

Ich danke Herrn PD. Dr. habil. P. Senger, dem Sprecher der KaoS-Kollaboration, für seine Führung und mitreißende Forscherbegeisterung. Seine zahlreichen Einfälle, Anregungen und Vorschläge waren nicht nur für diese Arbeit essentiell, sondern weckten auch Interesse „über den Tellerrand hinaus“.

Herrn Dr. L. Naumann danke ich sehr für die große Hilfsbereitschaft und viele Geduld bei der Lösung von Problemen. Seine Arbeiten und Ideen trugen maßgeblich zum Gelingen der Auswertung und Entstehen der Dissertation bei.

Ein großes Dankeschön an die Theoretiker des IKH im Hause, Herrn PD. Dr. H.-W. Barz und Dr. H. Müller für zeitaufwendige Modellrechnungen und wertvollen Rat zu physikalischen Fragestellungen.

Herrn Dr. F. Dohrmann gilt mein Dank für stilistische und taktische Beratung bei der Anfertigung dieser Arbeit – und besonders für seine tägliche Kontaktpflege mit der Doktorandengruppe.

Ein vielfaches großes „Danke“ an Herrn Dr. F. Laue, Dr. Ch. Sturm, Dr. A. Förster, F. Uhlig und viele andere Mitglieder der KaoS-Kollaboration für die detaillierte Unterweisung in Sachen Software und Datenanalyse, für aufopfernde Hilfestellung bei nicht enden wollenden technischen und methodischen Problemen und endlose Gespräche über Themen innerhalb und außerhalb des Arbeitsgebietes.

Allen nicht namentlich Genannten sei hier noch einmal gesagt, was ich nicht immer genügend zum Ausdruck brachte und was durch zwei Worte nur unzureichend wiederzugeben ist: Herzlichen Dank!

Erklärungen

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde angefertigt im

Forschungszentrum Rossendorf eV
Institut für Kern- und Hadronenphysik
Postfach 51 01 19
01314 Dresden

Die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit erfolgte durch Prof. Dr. Eckart Grosse.

Bis zu diesem Zeitpunkt wurde von mir an keiner Institution, auch nicht im Ausland, jemals der Versuch einer Promotion unternommen.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden an.

Rossendorf, den 2.4.2004

(Werner Scheinast)