

Experimentelle Physik

**Untersuchungen zur Produktion
seltsamer Teilchen
im Schwerionenexperiment
WA98**

Diplomarbeit

von

Zoltán Kálmán Böröcz

Westfälische Wilhelms Universität Münster
Institut für Kernphysik

März 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Materie und ihre Wechselwirkungen	3
2.2	Stoßprozesse und Schwerionenreaktionen	7
2.3	Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas	10
2.3.1	Elektromagnetische Signaturen	11
2.3.2	Strangeness-Enhancement	11
2.3.3	Globale und weitere Signaturen	14
3	Das WA98-Experiment	17
3.1	Target und Startsignal	17
3.2	Zentralitätsbestimmung einer Reaktion	19
3.3	Die Detektoren für QGP-Signale	20
3.3.1	Multiplizitätsmessungen mit dem Plastic-Ball und dem Silizium-Drift-Detektor	20
3.3.2	Bestimmung der Photonenmultiplizität mit dem PMD .	21
3.3.3	Die Teilchenspektrometer	21
3.3.4	Der Bleiglasdetektor und der CPV	27
4	Spurrekonstruktion	31
4.1	Abschätzungen	31
4.2	Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung	34
5	Analysen	37
5.1	Massenverteilung	37
5.2	Akzeptanz	38
5.2.1	Simulation der Akzeptanz	40
5.2.2	Die gemessene Akzeptanz	44

5.3	Das Kaonen- zu Pionenverhältnis	51
6	Zusammenfassung	55
A	Anhang	57
A.1	Pseudorapidität	57

Kapitel 1

Einleitung

Die hauptsächliche Motivation des WA98-Experiments¹, das am SPS² des CERN³ durchgeführt wurde, ist die Suche nach Indizien eines sogenannten Quark-Gluon-Plasmas (QGP) mittels Schwerionenreaktionen. Die Kollision schwerer Ionen bei Energien von 158 GeV pro Nukleon (A GeV) soll zu einem neuen Zustand der Materie führen, dessen Eigenschaften von denen der „normalen“ Materie abweichen. Es wird z. B. angenommen, daß dieser Zustand des Quark-Gluon-Plasmas auch kurze Zeit nach dem Urknall erreicht wurde.

Der „besondere Zustand“ eines QGP sollte sich in einer Vielzahl von Signalen, den sogenannten Signaturen, äußern. Das WA98-Experiment besteht aus einer großen Anzahl an Detektoren, um ein möglichst breites Spektrum dieser Signaturen untersuchen zu können, wie z.B. die der direkten Photonen und die des disorientierten chiralen Kondensates. In der vorliegenden Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Analyse der Signatur der erhöhten Produktion von seltsamen Teilchen (sog. *Strangeness-Enhancement*).

Aus der Betrachtung makroskopischer Größen wie der Teilchenmultiplizität und des Transversalimpulses lassen sich Aussagen über die Zustandsgleichung der Kernmaterie gewinnen. Mit dieser Zustandsgleichung kann die Kompressibilität, spezifische Wärme und Entropiedichte einer Reaktion bestimmt werden, sowie eine obere Grenze für die Masse von Neutronensternen abgeleitet werden. Damit stehen diese Untersuchungen im direkten Zusammenhang mit astrophysikalischen Fragestellungen.

¹West Area des CERN, Experiment Nr. 98

²Super Proton Synchrotron

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Diese Arbeit gliedert sich in die folgenden Abschnitte: Im zweiten Kapitel wird auf die Grundlagen der Elementarteilchenphysik eingegangen. Hier werden die Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen beschrieben. Es folgen die Grundlagen von Schwerionenreaktionen sowie ein Überblick über die Signaturen eines QGP. Es wird die für diese Arbeit wichtige Signatur der erhöhten Produktion seltsamer Teilchen näher erläutert. Im nächsten Kapitel folgt eine Beschreibung der im Experiment verwendeten Detektoren und ihrer Funktionsweise, insbesondere des Spektrometers für positiv geladene Teilchen. Die Methode der Spurrekonstruktion, auch *Tracking* genannt, wird im vierten Kapitel beschrieben. Das fünfte Kapitel steht unter dem Aspekt „Analysen“. Hier wird die Massenverteilung untersucht. Es folgt eine Simulation der Akzeptanz, die mit der gemessenen Akzeptanz verglichen wird. Anhand von Teilchenzahlenverhältnissen werden generelle Aussagen über eine erhöhte Produktion seltsamer Teilchen abgeleitet.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Materie und ihre Wechselwirkungen

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die fundamentalen Teilchen der Materie und ihre Wechselwirkungen. Die Bausteine der Materie sind die Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin. Es werden 6 Quarks und 6 Leptonen mit dem Spin 1/2 unterschieden, die jeweils zu Familien (auch Generationen genannt) zusammengeschlossen werden. Die sechs Quarks sind: u (up), d (down), s (strange), c (charm), t (top), b (bottom). Die in Klammern zusammengefaßten Quarks bilden jeweils eine Familie.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Zu den Leptonen gehören das Elektron, das Myon, das Tau und die jeweiligen Neutrinos, die der Vollständigkeit halber ebenfalls hier aufgelistet werden:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Jedes dieser Teilchen hat ein Antiteilchen. Die starke Wechselwirkung führt zu einem Zusammenschluß von Quarks zu Hadronen. Baryonen bestehen aus einer Struktur aus drei Quarks. Z.B. sind die Protonen und Neutronen aus den Quarks der ersten Familie aufgebaut. Dagegen bestehen die Mesonen aus einer Quark-Antiquark-Struktur. Die Pionen z.B. sind aus den Quarks und Antiquarks der ersten Familie aufgebaut. Um bei den resultierenden Hadronen das Pauli-Prinzip zu gewährleisten, besitzen die Quarks einen zusätzlichen Frei-

heitsgrad, die sog. *Farbe*. Jedes Quark kann den Farbladungswert rot, grün, blau annehmen bzw. eine Antifarbe. Die Farbladungen heben sich in den Hadronen auf, so daß sie nach außen hin „farbneutral“ erscheinen.

Teilchen, die Strange-Quarks enthalten (z.B. Kaonen), werden seltsame¹ Teilchen genannt. Sie werden über die starke Wechselwirkung erzeugt, zerfallen aber nach der schwachen Wechselwirkung, obwohl ihre Zerfallsprodukte Hadronen sein können, also ebenfalls stark wechselwirkende Teilchen.

In der Tabelle 2.1 sind die einfachsten Baryonen und Mesonen sowie ihr Quarkinhalt aufgelistet.

Teilchen	Quarkinhalt
p	uud
n	udd
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
π^+	$u\bar{d}$
π^-	$\bar{u}d$
K^+	$u\bar{s}$
K^-	$s\bar{u}$

Tabelle 2.1: Einfache Teilchen und ihre Zusammensetzung aus Quarks.

Neben den Fermionen gibt es die Bosonen, die mit ihrem ganzzahligen Spin die Austauschteilchen der Wechselwirkungen sind. Alle Wechselwirkungen haben eine ähnliche Struktur und werden durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt. Die Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch von ladungsneutralen Photonen. Die analog zu der QED aufgebaute Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung mit Hilfe von 8 Gluonen². Die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung sind W^\pm - und Z^0 -Bosonen.

Die Stärke der Wechselwirkung wird in der QED durch ihre Kopplungskonstante α charakterisiert. Für die starke Wechselwirkung erweist sich ihre Kopplungs„konstante“ α_s dagegen als eine Funktion des Impulsübertrages q^2 , da die Gluonen als Feldquanten der starken Wechselwirkung selbst Far-

¹engl. strange = seltsam

²engl. glue = Leim

be tragen und daher untereinander wechselwirken können. Näherungsweise gilt [Per87, Pov95]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{B \ln(q^2/\Lambda^2)} , \quad (2.1)$$

$$\text{mit } B = (33 - 2N_f)/12\pi .$$

Hierbei bezeichnet N_f die Anzahl der verschiedenen Quarksorten, Λ ist der freie Skalenparameter der QCD, der experimentell zu $\Lambda = 100 \text{ MeV}$ bestimmt wurde. Anhand dieser Formel lassen sich zwei Grenzfälle des Impulsübertrages der Wechselwirkung unterscheiden:

- Mit zunehmenden Impulsüberträgen (abnehmende Abstände) wird die Kopplungs„konstante“ α_s kleiner. Bei sehr großen Impulsüberträgen verschwindet die Kopplung zwischen den Quarks sogar völlig, so daß sich die Quarks wie freie Teilchen verhalten. Dieses Phänomen wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet.
- Je kleiner der Impulsübertrag bzw. je größer der Abstand zwischen den Quarks ist, desto größer ist die starke Wechselwirkung zwischen ihnen. Für $q^2 \approx \Lambda^2$ wird $\alpha_s(q^2)$ sehr groß. Die Quarks sind in den Hadronen eingeschlossen. Dieser Einschluß wird als *Confinement* bezeichnet.

Mit störungstheoretischen Methoden kann in der QCD nur der erste Fall ($\alpha_s \ll 1$) behandelt werden. Um den Phasenübergang zum zweiten Grenzfall zu beschreiben, werden phänomenologische Modelle und die Gittereichtheorie, bei der das Raum-Zeit Kontinuum auf ein räumlich und zeitlich diskretes Gitter projiziert wird, angewandt. Mit diesen Modellen werden die Veränderungen des Zustandes von hadronischer Materie bei extremer Kompression oder sehr hohen Temperaturen untersucht. Einige Modelle lassen erwarten, daß die Materie in einen Zustand übergeht, in dem der Quark-Einschluß aufgehoben ist. Die Quarks und Gluonen könnten sich in einem größeren Raumbereich quasi-frei bewegen. Dieser Zustand der Materie wird Quark-Gluon-Plasma (QGP) genannt.

In der Abbildung 2.1 ist das Phasendiagramm der starken wechselwirkenden Materie in Abhängigkeit von der Temperatur und der Baryonendichte schematisch dargestellt. Modellrechnungen der QCD-Gittertheorie erwarten einen

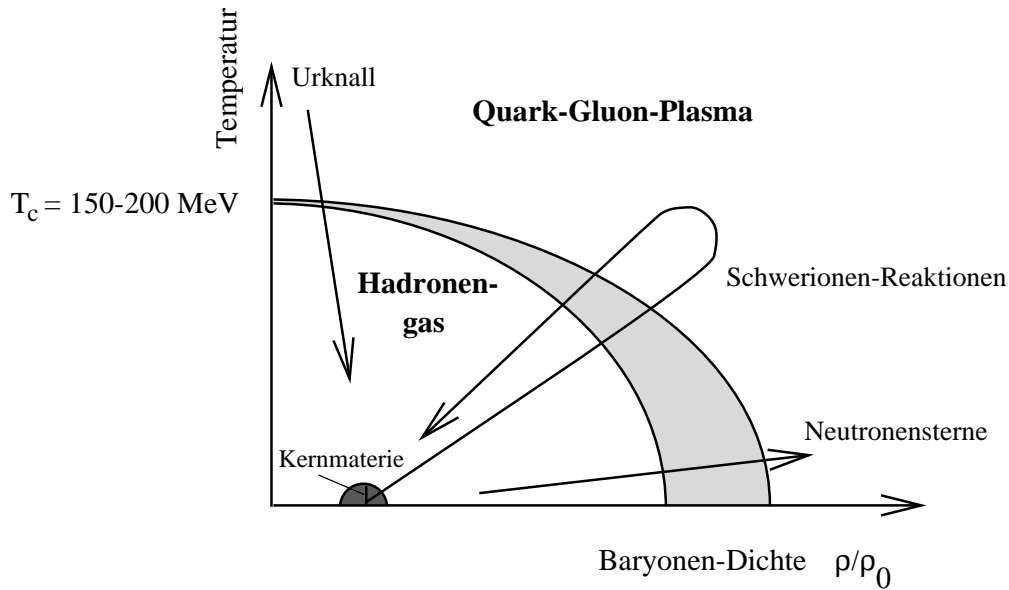


Abbildung 2.1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Bei niedrigen Temperaturen und Baryondichten liegt die hadronische Phase vor. Bei hohen Temperaturen und/oder Baryondichten kommt es zum Übergang zur Phase des Quark-Gluon-Plasmas. Schattiert ist die gemischte Phase eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien veranschaulichen die Wege der Phasenübergänge, wie sie für den Urknall und Schwerionenreaktionen angenommen werden.

möglichen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma bei einer Energiedichte von $1 - 3 \text{ GeV/fm}^3$ [Cse94], unter der Annahme einer verschwindenden Baryondichte, d.h. einer gleichen Anzahl von Quarks und Antiquarks, wie es vom Bjørken-McLerran-Bild (s. nächster Abschnitt) beschrieben wird. Diese berechnete Energiedichte würde einer kritischen Temperatur von $T_c = 150 - 200 \text{ MeV}$ entsprechen. Es wird erwartet, daß in Schwerionenreaktionen bei dieser Temperatur ein Phasenübergang zum QGP einsetzt. Zum Vergleich ist in der Abbildung 2.1 die Baryondichte im Grundzustand von $\rho_0 \approx 0,17/\text{fm}^3$ eingezeichnet. Dies entspricht einer Energiedichte von $0,16 \text{ GeV/fm}^3$.

Andere Modelle treffen Aussagen über den Zustand der Materie in Neutronensternen nach einer Supernova. Die Sterne sind weitgehend abgekühlt, $T \approx 0$. Aufgrund der Gravitation kommt es in den kollabierten Sternen zu einer sehr hohen Baryondichte, die zu $\rho \approx 5 - 10\rho_0$ abgeschätzt wird. Bei derartigen Neutronensternen wäre ein Übergang zum QGP ebenfalls denkbar.

2.2 Stoßprozesse und Schwerionenreaktionen

Leicht überschaubare Bedingungen liegen vor, wenn viele Eigenschaften des Reaktionssystems durch seine Geometrie erklärt werden können. Diese Situation ist gegeben, wenn der Wellencharakter der Stoßpartner vernachlässigt werden kann, wenn also die De-Broglie-Wellenlänge der am Stoß beteiligten Teilchen kleiner ist als der Durchmesser eines Nukleons. Zudem ist die starke Wechselwirkung nur auf die unmittelbaren Nukleonen beschränkt und die mittlere freie Weglänge der Hadronen in der Kernmaterie mit $\lambda \approx 1,8 \text{ fm}$ kleiner als der typische Kerndurchmesser. So läßt sich z. B. aus der Geometrie des Reaktionssystems der totale Wirkungsquerschnitt durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt annähern [Ott93]:

$$\sigma_{total} \approx \sigma_{geom} = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2 . \quad (2.2)$$

A_t und A_p bezeichnen die Massenzahlen von Target- und Projektilkern, $r_0 = 1,2 \text{ fm}$.

Betrachtet man die an den Stößen beteiligten Nukleonen als einfache geometrische Objekte, führt diese Vorstellung zu dem Participant-Spectator-Modell. Diejenigen Nukleonen, die direkt am Stoß beteiligt sind, werden als *Participants* bezeichnet. Nukleonen, die weitgehend von der Reaktion unberührt bleiben, werden als „zuschauende“ Nukleonen, *Spectators*, bezeichnet. Der Überlappungsbereich der beiden Kerne während der Kollision ist geprägt durch einen Bereich hoher Energiedichte, der als *Feuerball* bezeichnet wird. Die Abbildung 2.2 verdeutlicht diese Modellvorstellung.

Treffen zwei Kerne aufeinander, so setzt sich ein Großteil der kinetischen Energie der Stoßpartner in die Produktion sekundärer Teilchen um. Anhand „globaler“ Observablen wie der Multiplizität (Gesamtzahl der erzeugten Teilchen), der transversalen Energie der Teilchen E_\perp (die Energie der Teilchen senkrecht zur Strahlachse) und der Energie E_f , die unter kleinen Winkeln um die Strahlachse gemessen wird, kann die Dynamik einer Schwerionenreaktion untersucht werden. So kann aus der Vorwärtsenergie E_f und der Transversalenergie E_\perp der Teilchen auf die Zentralität der Reaktion geschlossen werden, denn E_f und E_\perp sind vom Stoßparameter b abhängig. Im Experiment können somit durch die Messung von E_\perp und E_f die zentralen Reaktionen selektiert werden und deren Meßergebnisse im Datensatz angereichert werden. Generell zeigen hochenergetische Reaktionen zwischen schweren Ionen eine wesentlich höhere

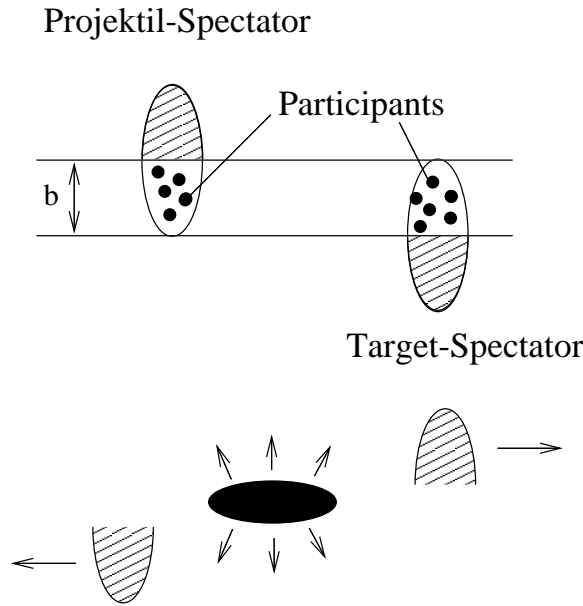


Abbildung 2.2: Das Participant-Spectator-Modell.

Multiplizität als Stöße zwischen einzelnen Hadronen. Nach [Sto95] werden in zentralen Bleistößen bei einer Energie von 158 AGeV ca. 2500 Hadronen erwartet.

Für die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas sind die in den Schwerionenstößen erzeugten Energiedichten entscheidend, die mit dem Grad des Abstoppens der stoßenden Kerne zusammenhängen. Bei Schwerpunktsenergien von ca. 10 AGeV werden die Reaktionspartner in zentralen Stößen vollständig abgebremst. Man spricht vom *Fermi-Landau*-Bild [Won94]. Bei den Kollisionen dieser Energien könnte ein QGP mit hoher Baryonendichte entstehen. Bei Schwerpunktsenergien, die um einen Faktor 10 höher sind, liegt ein anderes Verhalten vor. Die Stoßpartner durchdringen sich und es entsteht aufgrund der hohen Schwerpunktsenergien eine Reaktionszone sehr hoher Energiedichte, in der ein Quark-Gluon-Plasma verschwindender Baryonendichte erwartet wird. Die Stoßpartner selbst verlieren nur einen Teil ihrer kinetischen Energie. Diese Transparenz der Reaktion bei Schwerpunktsenergien ab ca. 100 AGeV wird vom *Bjorken-McLerran*-Bild beschrieben.

Die Abbildung 2.3 zeigt eine Gegenüberstellung der beiden Bilder. Es sind jeweils die Anzahl der Target- und Projektilfragmente pro Rapidität als Funktion

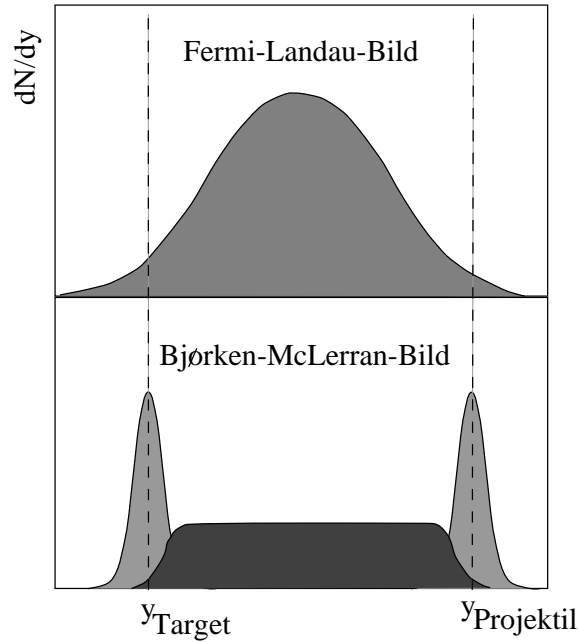


Abbildung 2.3: Rapidityverteilungen der Target- und Participantfragmente im Fermi-Landau-Bild und im Bjorken-McLerran-Bild. Im Bjorken-McLerran-Bild bleiben einige der Projektil- und Targetbaryonen im Bereich ihrer Ausgangsrapiditäten.

der Rapidity dargestellt. Die Rapidity³ ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Teilchen parallel zur Strahlachse. Im Fall des Fermi-Landau-Bildes führt das vollständige Abstoppen dazu, daß sich alle Fragmente im zentralen Rapiditybereich befinden. Kommt es bei höheren Schwerpunktsenergien zu einer teilweisen oder vollständigen Transparenz, so behalten einige der Baryonen der Stoßpartner ihre ursprünglichen Ausgangsrapiditäten bei. Charakteristisch für das *Bjorken-McLerran*-Bild ist das breite Plateau im Bereich der Schwerpunktsrapidity. In der Abbildung 2.4 ist die Modellvorstellung der raum-zeitlichen Entwicklung einer Schwerionenreaktion für sehr hohe Energien (Transparenz der Stoßpartner, *Bjorken-McLerran*-Bild) dargestellt. Nach dem Zusammentreffen der Kerne kommt es zur Ausbildung einer Vergleichgewichtsphase, in deren Anschluß ein Quark-Gluon-Plasma im thermischen Gleichgewicht entsteht. Die Expansion der Phase führt zu einer Abkühlung. Es findet ein Phasenübergang zum Hadronengas statt. Durch weitere Abkühlung kommt es zum *freeze-out*, der räumlichen Trennung einzelner Hadronen.

³s. Abschnitt 5.2.1

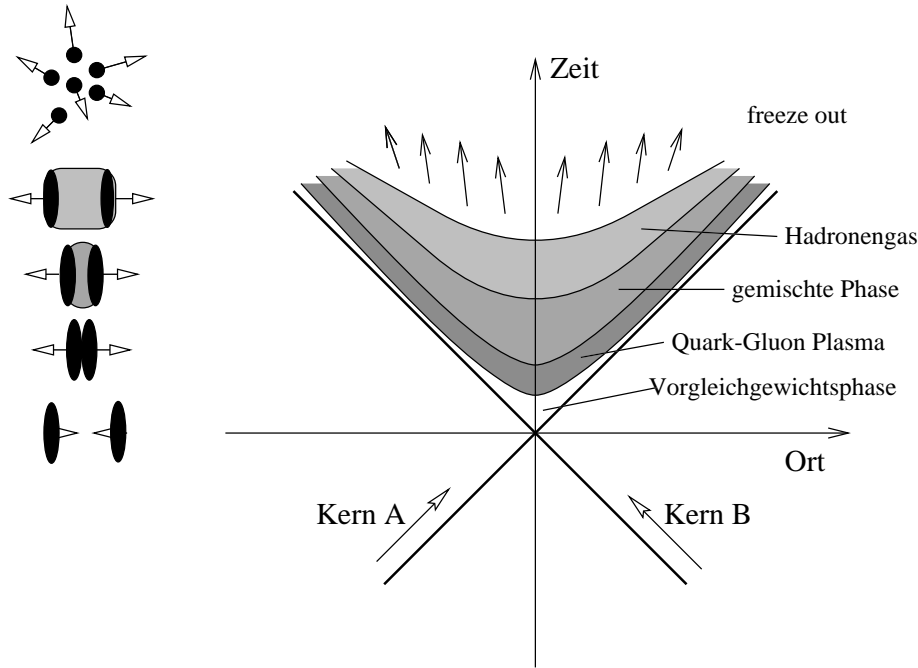


Abbildung 2.4: Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion nach Björken-McLerran

2.3 Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas

Die Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas lassen sich in elektromagnetische, hadronische und globale Signaturen einteilen. Die gemessenen Teilchen der elektromagnetischen Signaturen haben den Vorteil, daß diese Teilchen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und somit von der Materie der Reaktionszone nur sehr gering verfälscht werden. Daher ist mit diesen elektromagnetischen Signaturen eine Untersuchung der frühen, heißen Phase des Reaktionssystems möglich. Allerdings bilden die Zerfälle von Hadronen (z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) einen hohen Untergrund, der zu nicht unerheblichen experimentellen Schwierigkeiten führt. Die hadronischen Signaturen werden über die starke Wechselwirkung durch Stöße mit der umgebenden Materie der Reaktionszone beeinflusst. Daher enthalten sie im wesentlichen Informationen über die späte Phase der Reaktion.

Hier sollte allerdings noch darauf hingewiesen werden, daß jede der folgenden Signaturen für sich genommen auch durch andere Theorien erklärt werden kann. Ein Nachweis eines Quark-Gluon-Plasmas ist also nur anhand der Beobachtung mehrerer Signaturen gleichzeitig möglich.

2.3.1 Elektromagnetische Signaturen

Elektromagnetische Signale

- Erzeugung direkter Photonen und Leptonenpaare:
Direkte Photonen sind solche, die nicht aus dem Zerfall von Hadronen stammen. Durch die Quark-Compton Streuung $qg \rightarrow q\gamma$ und die Quark-Antiquark Vernichtung $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ kommt es im Quark-Gluon-Plasma zur Erzeugung dieser Photonen. Da auch in einem Hadronengas direkte Photonen erzeugt werden, wird anhand von Modellvorstellungen der erwartete spektrale Verlauf der direkten Photonen berechnet und mit den gemessenen Spektren verglichen, um zu entscheiden, ob ein QGP erzeugt worden sein könnte. Hilfreich bei der Untersuchung könnte sein, daß sich aus dem Spektrum der direkten Photonen die Temperatur eines Quark-Gluon-Plasmas ableiten lassen sollte. Zerfälle der Art $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (s.o.) und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ führen zu einem großen Untergrund.
- Dileptonen-Paare werden hauptsächlich über den Prozeß $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$ erzeugt, wobei l für Elektronen und Myonen steht. Es werden verschiedene invariante Massenbereiche der Leptonen-Paare unterschieden, die über unterschiedliche Mechanismen bevölkert werden und charakteristisch für bestimmte Abschnitte der Reaktion sind.

2.3.2 Strangeness-Enhancement

Bei der erhöhten Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit handelt es sich um eine hadronische Signatur. Gegenüber Proton-Proton-Stößen sollte sich in Schwerionenreaktionen eine ausreichend hohe Energiedichte für ein derartiges sogenanntes *Strangeness-Enhancement* ergeben. Die Stärke dieses Effektes ist von der Art der Reaktion abhängig, also davon, ob es sich um ein Quark-Gluon-Plasma oder ein Hadronengas handelt.

Potentialmodell des Strangeness-Enhancement

Die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Teilchen steigt, je leichter die Teilchen sind und dementsprechend niedriger die Energieschwelle für ihre Erzeugung ist. In der Anfangsphase einer Reaktion werden überwiegend leichte Teilchen erzeugt (up- und down-Quarks). Da die Quarks Fermionen sind, gilt für sie das Pauli-Prinzip: Es können nur immer zwei Teilchen (mit Spin up und

Spin down) einen Zustand bevölkern. Je mehr Teilchen produziert werden, desto mehr Zustände sind besetzt. Die Potentialschwelle steigt an, wie es in der Abbildung 2.5 dargestellt ist. Sobald die Fermi-Energie der up- und down-Quarks die

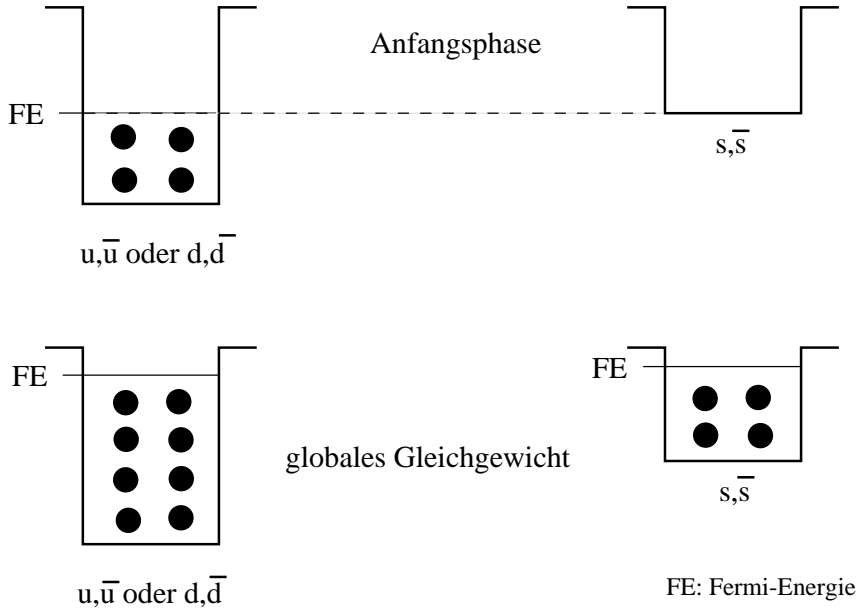


Abbildung 2.5: Potential-Modell zur Veranschaulichung des Strangeness-Enhancement.

Produktionsschwelle der strange-Quarks erreicht, beginnt im verstärkten Maße die Produktion von seltsamen Teilchen.

Zwischen einem Hadronengas und einem Quark-Gluon-Plasma werden Unterschiede in den Raten der erzeugten seltsamen Teilchen erwartet. In einem Hadronengas ist die Reaktion



aufgrund der geringen Massen des Λ^0 und des K^+ am wahrscheinlichsten. Diese assoziierte Strangeness-Produktion⁴ würde mindestens eine Energie von $\sim 700 \text{ MeV}$ erfordern (Q-Wert: $Q = m_p - M_\Lambda - m_K = 671$). In einem Quark-Gluon-Plasma wäre hingegen nur die Energie notwendig, die zur Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares von ca. $2m_s \approx 300 \text{ MeV}/c^2$ benötigt wird. Die erzeugten strange-Quarks könnten sich leicht mit up-Quarks verbinden, um so die K^+ - und K^- -Mesonen zu bilden.

⁴Es wird die gleiche Anzahl von s-Quarks und \bar{s} -Antiquarks erzeugt.

Ein Anstieg der Seltsamkeit gegenüber Proton-Proton-Stößen sollte sich über Teilchenzahlenverhältnisse wie K^\pm/π^\pm , $\bar{\Lambda}/\Lambda$ und $\bar{\Xi}/\Xi$ nachweisen lassen, wenn die Abhängigkeit dieser Verhältnisse von der Zentralität betrachtet wird. Es wird dabei vorausgesetzt, daß sich periphere Schwerionenstöße ähnlich zu Proton-Proton-Stößen verhalten. Erst bei den Stößen schwerer Ionen und genügend hohen Schwerpunktsenergien wird erwartet, daß die Bedingungen für eine erhöhte Produktion von seltsamen Teilchen gegeben sind.

Modelle zum Strangeness-Enhancement in einem QGP

Um die Unterschiede des Strangeness-Enhancements bei verschiedenen Reaktionen untersuchen zu können, werden Modellvorstellungen betrachtet, die mit den Meßergebnissen verglichen werden. Hier folgen einige qualitative Argumente:

- Ein thermisches Gleichgewicht ist dadurch gekennzeichnet, daß die Produktion von Teilchen und ihre Zerfälle ein Gleichgewicht bilden. Ein solches Gleichgewicht kann sich auf das Vektormesonverhältnis $\phi/(\omega + \rho^0)$ auswirken [Sho85, Koc90a]. In pp-Stößen können die ω -Mesonen ($u\bar{u}$) und ρ -Mesonen ($d\bar{d}$) ein chemisches Gleichgewicht erreichen, die aus einem $s\bar{s}$ -Paar bestehenden ϕ -Mesonen dagegen nicht. In einem dichteren Medium wie einem Quark-Gluon-Plasma könnte dagegen auch für die ϕ -Mesonen ein Gleichgewicht vorliegen und somit das Verhältnis $\phi/(\omega + \rho^0)$ ansteigen.
- Im Zusammenhang mit der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie ($m_u \cong m_d \cong m_s \cong 0$) in der Plasmaphase würde sich der Effekt der Strangeness-Produktion verstärken, denn durch die verringerten Konstituentenmassen würde das thermische Gleichgewicht wesentlich schneller erreicht werden als in einem Hadronengas vergleichbarer Temperatur [Raf82, Koc86].
- Eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 17,2 \text{ GeV}$, wie sie der Reaktion $\text{Pb} + \text{Pb}$ bei 158 AGeV entspricht, führt zur Erzeugung einer baryonenreichen Reaktionszone ($\mu_B \neq 0$). In diesem Fall könnte es zur sogenannten „ K^+ -Destillation“ kommen [Gre91]. Das Projektil und das Target bestehen ausschließlich aus u- und d-Quarks. In der Reaktionszone gibt es demzufolge einen Überschuß dieser Quarks gegenüber ihren Antiquarks (\bar{u}, \bar{d}). Sobald die Produktion von $s\bar{s}$ -Paaren beginnt, ist damit die Wahrscheinlichkeit höher, daß eine Bindung zwischen einem \bar{s} -Quark und einem u- oder d-Quark entsteht ($K^+(u\bar{s}), K^0(d\bar{s})$), als daß sich die s-Quarks mit einem An-

titeilchen verbinden ($K^-(\bar{u}s), \bar{K}^0(\bar{d}s)$). Die im Überschuß produzierten K^+ und K^0 -Mesonen strahlen stärker von der Plasmaoberfläche ab als deren Antiteilchen. Zurück bleibt ein um s-Quarks angereichertes Plasma. In der Endphase der Reaktion kann es so zur Emission mehrfach-seltsamer Teilchen kommen. Da sich die Reaktionszone durch Expansion mit der Zeit abkühlt, könnte bei einer hinreichend niedrigen Temperatur die „Asche“ des Plasmas als ein massives stabiles oder metastabiles Objekt mit exotischen Eigenschaften die Reaktion einige Zeit überdauern. Ein derartiges Gebilde wird *Strangelet* oder *Memo* genannt und zeichnet sich durch ein sehr niedriges Ladung/Massen-Verhältnis aus. Die Existenz von derartiger stabiler oder metastabiler Materie wird im Zusammenhang mit Neutronensternen diskutiert [Bay76]. Eine Hypothese geht davon aus, daß das Innere eines Neutronensternes aus seltsamer Materie bestehen könnte. Ein derartiges Objekt würde nicht nur durch die gravitative Wechselwirkung zusammengehalten werden, sondern auch durch die starke Wechselwirkung. Nach [Web93] sollte sich dieses Phänomen in Rotationsfrequenzen der Neutronensterne unterhalb $\tau \approx 1$ ms bemerkbar machen. Sie konnten bislang allerdings nicht nachgewiesen werden.

Unterdrückung des J/ψ -Mesons

Eine weitere hadronische Signatur ist die Unterdrückung des J/ψ -Mesons. In der frühen Phase der Reaktion [Mat86] wird das J/ψ -Meson durch harte Stöße ($q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$) und durch Gluon-Fusion ($gg \rightarrow c\bar{c}$) erzeugt. Durch die Debye-Abschirmung der Farbladung des $c\bar{c}$ -Potentials werden die J/ψ -Mesonen beim Durchqueren eines QGP aufgebrochen. Es kommt zu einer Unterdrückung des J/ψ -Mesons. Experimentell kann das J/ψ über die Spektroskopie der Zerfallsleptonen nachgewiesen werden ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$). Eine Unterdrückung des J/ψ -Mesons ist zwar nachgewiesen worden, allerdings kann die Unterdrückung auch durch inelastische Stöße des J/ψ -Mesons mit umgebenden Hadronen erklärt werden. Seit kurzem wird auch eine anomale J/ψ -Unterdrückung diskutiert.

2.3.3 Globale und weitere Signaturen

- Charakteristische Temperatur-Entropie Kurve:
Die Eigenschaften der Zustandsgleichung der Kernmaterie können von der Abhängigkeit der Temperatur von der Entropie bzw. Entropiedichte abge-

leitet werden. Nach van Hove kann der mittlere Transversalimpuls $\langle p_{\perp} \rangle$ als Maß für die Temperatur verwendet und die Entropiedichte aus der Multiplizität bestimmt werden [Hov82]. Im Experiment führen die Kollisionen mit unterschiedlichen Stoßparametern zu unterschiedlichen Entropiedichten.

- Fluktuationen der Multiplizität:

Der Phasenübergang zwischen dem Quark-Gluon-Plasma und dem Hadronengas führt zu frei werdender latenter Wärme, die in einem Anstieg der Entropie resultiert. Dadurch kommt es zu einer erhöhten Teilchenmultiplizität. Die Hadronisierung erfolgt allerdings nicht gleichmäßig, sondern in Form von „Blasen“ [Hov83, Hov85, Gyu84, Bay89], die sich in lokalen Teilchenzahl-Fluktuationen bemerkbar machen sollten. Schwierigkeiten bereitet allerdings die Unterscheidung dieser lokalen Teilchenzahl-Fluktuationen von den überlagerten statistischen Teilchenzahl-Fluktuationen kleiner Phasenraumzellen.

- Disorientiertes chirales Kondensat:

In einem QGP sollte es zu einer Wiederherstellung der sog. *chiralen Symmetrie* kommen. Bei einem Phasenübergang zum Hadronengas könnte es zu einer Symmetriebrechung kommen. Durch die schnelle Expansion der Reaktionszone könnte ein metastabiler Zustand entstehen, der *disorientiertes chirales Kondensat* genannt wird. Ein disorientiertes chirales Kondensat kann sich in Abweichungen vom Mittelwert des Verhältnisses $N_{neutral}/N_{ch}$ der geladenen zu neutralen Reaktionsprodukten äußern. Z.B. könnte sich ein QGP auf das Verhältnis $N_{\pi^{\pm}}/N_{\pi^0}$ der geladenen Pionen zu neutralen Pionen auswirken. Da die π^0 noch innerhalb der Targetfolie zu 99% in 2γ zerfallen, wird das Verhältnis N_{γ}/N_{ch} untersucht.

Kapitel 3

Das WA98-Experiment

Im Abschnitt über die Materie und ihre Wechselwirkungen wurde auf die Energiedichten eingegangen, die zur Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas nötig ist. Derartig hohe Dichten sind nur an modernen Beschleunigeranlagen zu erreichen. Eine dieser Anlagen ist das Super-Proton-Synchrotron (SPS) am CERN. Seit 1994 ist es hier erstmals möglich, Experimente mit einem ^{208}Pb -Ionenstrahl durchzuführen. Die Gesamtenergie beträgt 33 TeV, also für jedes Nukleon 158 GeV (AGeV). Die Verwendung von Bleiionen hat hinsichtlich der Untersuchung eines QGP gegenüber früheren Experimenten mit ^{16}O - und ^{32}S -Projektilen Vorteile, da sich bei der Verwendung eines Bleitargets ein größeres Reaktionsvolumen und eine längere Lebensdauer des erwarteten QGP ergeben würden. So läßt sich die Reaktion unter anderem mit thermodynamischen Methoden untersuchen. Wie bereits erwähnt, reicht eine einzelne Signatur zum Nachweis eines Quark-Gluon-Plasmas nicht aus. Das WA98-Experiment bietet durch seine Vielzahl an Detektoren die Möglichkeit, eine ganze Reihe von möglichen elektromagnetischen sowie hadronischen Signaturen zu untersuchen. Abbildung 3.1 zeigt den gesamten Versuchsaufbau, der im folgenden näher beschrieben wird.

3.1 Target und Startsignal

Target

In der Strahlzeit Herbst 96 wurde überwiegend eine Bleifolie mit einer Massenbelegung von 239 mg/cm^2 und 0,210 mm als Target verwendet. Diejenigen Teilchen, die keine Reaktion eingehen, deponieren ihre Energie im Null-Grad-Kalorimeter (s. u.). Weitere Messungen wurden zur Untersuchung von Mas-

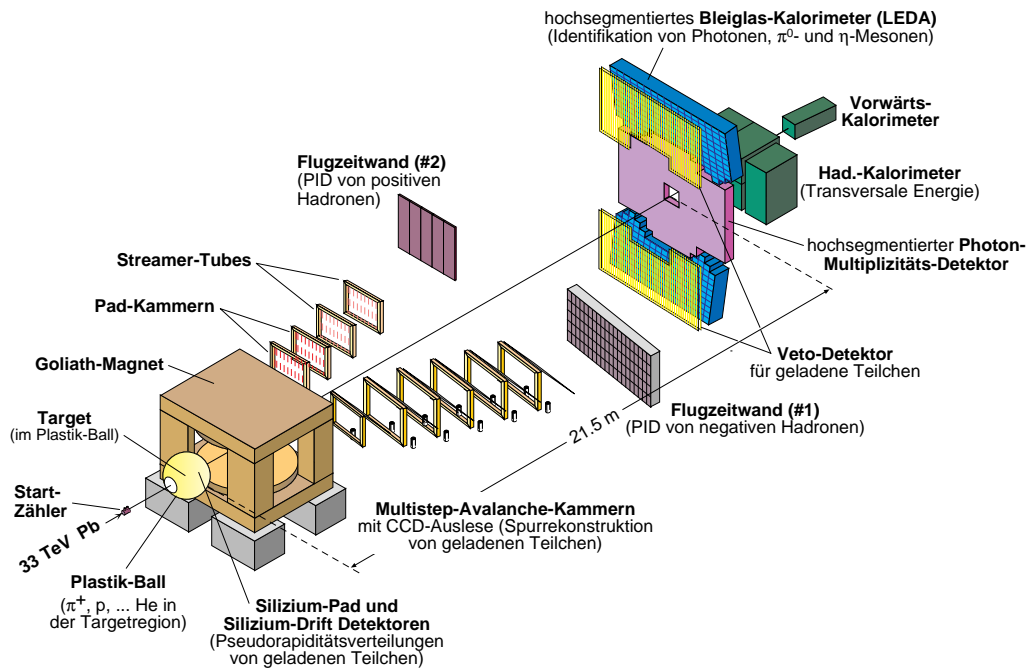


Abbildung 3.1: Der Aufbau des WA98-Experiments.

senabhängigkeiten mit einer Nickel-, einer Niob- und einer zweiten Bleifolie durchgeführt.

Startsignal

Für die Datenerfassung und die Auslese der Detektoren ist es wichtig zu wissen, wann die Projektile das Bleitarget erreichen. Dieser Zeitpunkt wird daher von zwei schnellen Čerenkov-Gaszählern registriert, die unmittelbar vor dem Target angeordnet sind. Durch eine Koinzidenzmessung der Signale beider Čerenkov-Zähler wird der Zeitpunkt einer Reaktion festgelegt, und falsche Trigger durch mögliche Rauschsignale werden unterdrückt. Die Zeitauflösung beträgt ca. 30 ps.

Durch die Reaktion von Bleiteilchen mit dem Material der Startdetektoren kommt es zu verfrühten Kollisionen, die von einem Vetodetektor registriert werden. Die nicht an Reaktionen mit dem Material der Startzähler beteiligten Bleiteilchen gelangen durch eine Öffnung in der Vetodetektormitte zum Target.

Die Reaktionen zwischen Bleiteilchen und dem Restgas im Strahlrohr führt zur Bildung von strahlbegleitenden Teilchen. Dieser Halo besteht im wesent-

lichen aus Myonen. Diese werden mittels einer ca. 1 m^2 großen Halowand aus Szintillatoren und Photovervielfachern registriert.

3.2 Zentralitätsbestimmung einer Reaktion

Wie bereits im Abschnitt 2.2 erwähnt, ist man im WA98-Experiment im wesentlichen an den zentralen Reaktionen interessiert, da hierdurch eine hohe Energiedichte geschaffen wird, die wesentliche Voraussetzung für die Entstehung eines QGP. Zur Bestimmung der Zentralität einer Reaktion kann sowohl die Energie in Vorwärtsrichtung als auch die in den seitlich emittierten Reaktionsprodukten enthaltene kinetische Energie benutzt werden. Gemessen wird die Energie in Vorwärtsrichtung durch das Null-Grad-Kalorimeter ZDC¹ [Vod93a], einem sogenannten „Sampling-Kalorimeter“. Es ist aus abwechselnd angeordneten Blei- und Szintillatorschichten aufgebaut, die optisch über Wellenlängenschieber an Photovervielfacher angeschlossen sind. Die Dicke des Kalorimeters beträgt $8,5$ hadronische Wechselwirkungslängen. Das Kalorimeter deckt mit seinen 35 Modulen den Winkelbereich kleiner $0,3^\circ$ um die Strahlachse ab. Dies entspricht einer Pseudorapidität von $\eta > 5,9$.²

Der MIRAC³ [Awe89, You89] dagegen mißt die Energie der Bruchstücke, die bei der Reaktion einen Impuls in transversaler Richtung zur Strahlachse erhalten haben. Das Kalorimeter ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter. Jedes Segment besteht aus einem vorderen elektromagnetischen und einem dahinter gelegenen hadronischen Sektor. In dem elektromagnetischen Sektor sind jeweils abwechselnd Schichten aus Blei und einem Szintillator angeordnet. Das Absorptionsmaterial hat eine Dicke von $25,6$ Strahlungslängen bei $0,6$ hadronischen Wechselwirkungslängen. Im Wechsel angeordnete Schichten aus Eisen und Szintillator bilden den hadronischen Sektor. Aus der in jedem Segment i deponierten Energie E_i und dem zugehörigen Winkel Θ_i ergibt sich die gesamte transversale Energie $E_\perp = \sum_i E_i \sin \Theta_i$. Der MIRAC deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $3,7 \leq \eta \leq 5,5$ ab. Mit Hilfe der transversalen Energie E_\perp lassen sich nun die Reaktionen klassifizieren. Je zentraler der Stoß ist, desto größer ist E_\perp .

Um die Datenmengen, die auf Magnetbändern für die spätere Auswertung

¹Zero Degree Calorimeter

²Pseudorapidität: s. Abschnitt 5.2.1 und Anhang A.1

³Mid Rapidity Calorimeter

zwischengespeichert werden, in einem erträglichen Rahmen zu halten, werden die einzelnen Zentralitätsklassen für die Datenerfassung unterschiedlich gewichtet. So wird möglichst jedes zentrale Ereignis, aber typischerweise nur jedes 8.-16. nichtzentrale aufgezeichnet.

3.3 Die Detektoren für QGP-Signale

3.3.1 Multiplizitätsmessungen mit dem Plastic-Ball und dem Silizium-Drift-Detektor

Das Plastic-Ball-Spektrometer [Bad82], in dessen Innerem sich das Target befindet, dient der Identifizierung von geladenen Pionen sowie H- und He-Isotopen im Bereich der Targetrapidität durch eine $\Delta E - E$ -Messung. Der Plastic-Ball besteht aus 655 Modulen. Jedes Modul setzt sich aus einer 4 mm dicke CaF_2 -Schicht zur Energieverlustmessung mit einem 36 cm tiefen Plastiksintillator zur Energiemessung zusammen. Die Signale werden über Photovervielfacher ausgelesen. Das abgedeckte Pseudorapiditätsintervall liegt zwischen $-1,7 < \eta < 1,3$.

Die Multiplizität geladener Teilchen wird mit den kreisförmigen Silizium-Drift-Detektoren bestimmt, die im Abstandsintervall von 8 cm bis 35,7 cm zum Target angebracht sind. Sie überdecken ein Pseudorapiditätsintervall von $1,5 < \eta < 4,55$. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden im Halbleitermaterial des Detektors Elektronen freigesetzt. Durch eine radiale Spannungsdifferenz zwischen dem Zentrum und den äußeren 360 Anoden driften die Elektronen nach außen. Aus der Winkelinformation (jede Anode entspricht einem Grad) und der Driftzeit läßt sich so der Ort des Teilchendurchganges ermitteln. Mit den Silizium-Drift-Detektoren wird nur registriert, daß ein geladenes Teilchen den Detektor passiert hat, ohne es zu identifizieren.

Der Silizium-Pad-Detektor dient ebenfalls zur Multiplizitätsbestimmung geladener Teilchen. Auf einer Scheibe sind kleine Pads angeordnet. Die von geladenen Teilchen freigesetzten Ladungen werden am Ort ihrer Entstehung von den Pads abgegriffen.

3.3.2 Bestimmung der Photonenmultiplizität mit dem PMD

In dem PMD⁴ wird das „Pre-shower“-Konzept verwendet. Die Tiefe eines Konvertermaterials wird so gewählt, daß nahezu 100% der Photonen in e^+e^- -Paare konvertieren, aber möglichst viele Hadronen den Detektor minimal ionisierend⁵ verlassen. Dies ist bei dem verwendeten Konvertermaterial Blei bei 3,8 Strahlungslängen X_0 ⁶ der Fall. Hinter dem Konverter befinden sich dünne Szintillatorplatten, deren Licht über Lichtleiter einem System aus Bildverstärker und CCD-Kamera⁷ zugeführt wird. Der PMD deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2,9 \leq \eta \leq 5,4$ ab.

3.3.3 Die Teilchenspektrometer

Im Magnetfeld des Dipolmagneten „GOLIATH“ werden die geladenen Teilchen nach ihren Impulsen aufgefächert. Mit den nachfolgenden ortsempfindlichen Detektoren wird die Spur der Teilchen bestimmt. Die Spurdetektoren bilden zusammen mit dem Magneten ein Impulsspektrometer. Teilchen unterschiedlicher Ruhemasse, aber gleicher Energie lassen sich anhand ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten identifizieren. Mit einer Flugzeitmessung werden die Geschwindigkeiten der Teilchen bestimmt. Dazu dient die Flugzeitwand (TOF⁸). Es werden hauptsächlich Pionen, Protonen und Kaonen detektiert. Im WA98-Experiment werden zwei Spektrometerarme verwendet, die jeweils die negativ bzw. positiv geladenen Teilchen detektieren.

Das Teilchenspektrometer für positiv geladene Teilchen

In der Abbildung 3.2 ist der Aufbau des Teilchenspektrometers dargestellt. Er besteht unter anderem aus zwei *Pad-Chambers* mit einer hohen Ortsauflösung. Die mit diesen Detektoren gemessenen Ortsinformationen der Teilchendurchgänge legen die Spur der Teilchen im Raum fest. Durch das Eigenrauschen der Detektoren und durch die hohe Multiplizität in Schwerionenexperimenten

⁴Photon-Multiplicity-Detector

⁵Minimal ionisierend bedeutet, daß es nicht zur Ausbildung eines Schauers kommt.

⁶Als Strahlungslänge wird diejenige Dicke eines Materials bezeichnet, nach der im Mittel die Energie eines durchgehenden Elektrons um einen Faktor $1/e$ gefallen ist.

⁷Charge Coupled Device

⁸Time-Of-Flight

kann es dazu kommen, daß die Spuren nicht richtig rekonstruiert werden. Allein durch die Kombinatorik der Ortsinformationen dieser beiden Detektoren ist keine eindeutige Zuordnung möglich. Durch die Hinzunahme zweier *Streamer-Tube*-Detektoren werden weitere Ortsinformationen gewonnen, mit denen die Anzahl falsch identifizierter Spuren minimiert werden kann. Die Streamer-Tube-Detektoren benötigen nur eine niedrigere Auflösung.

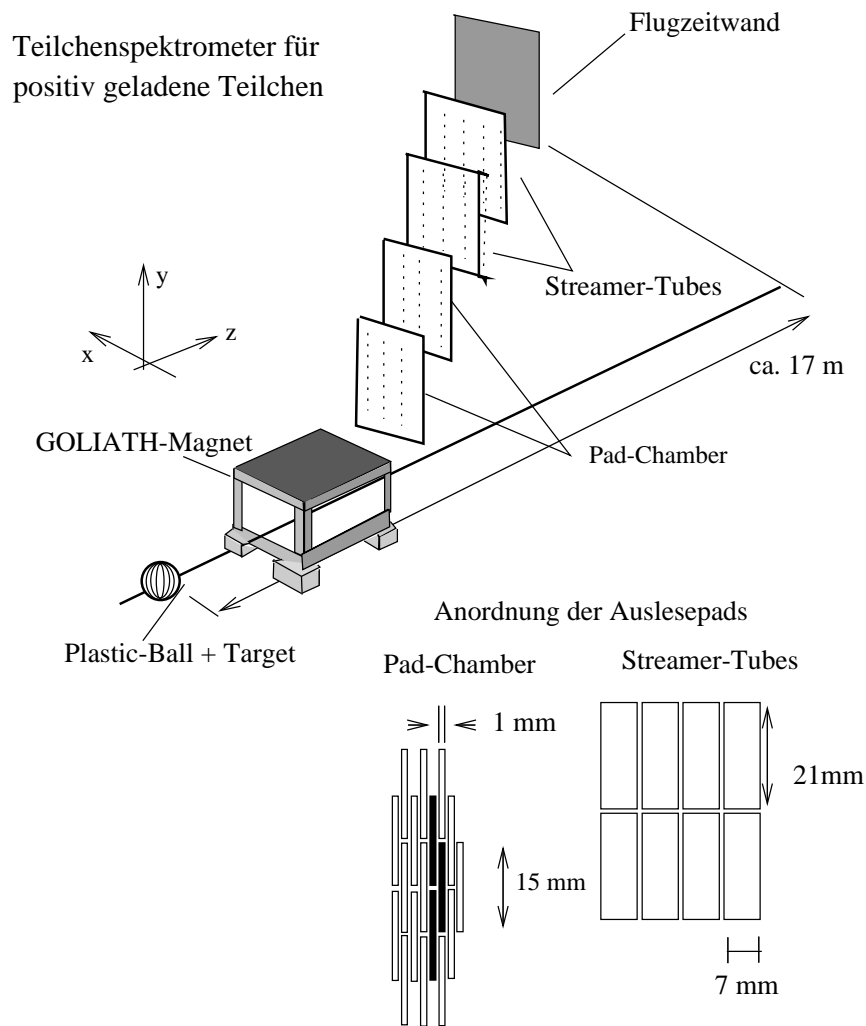


Abbildung 3.2: Aufbau des zweiten Teilchenspektrometers und die Anordnung der Auslese pads der Pad-Chamber und der Streamer-Tubes.

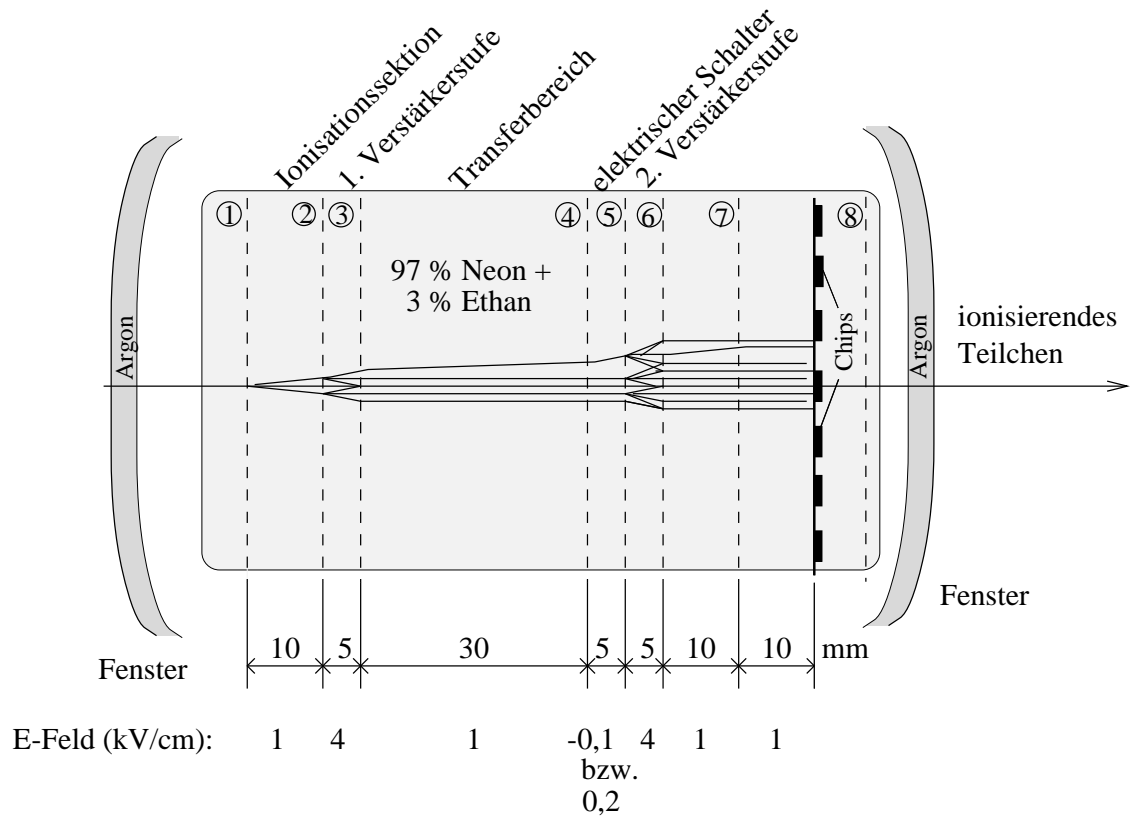


Abbildung 3.3: Querschnitt einer Multi Step Avalanche Chamber mit Padauslese.

Pad-Chamber

Bei den Pad-Chambers handelt es sich um eine Variante der MSAC-Detektoren⁹ [Car98a, Car98b]. Jede Kammer deckt eine Fläche von $1,2 \times 1,0 \text{ m}^2$ ab. Acht parallel angeordnete Drahtgitter teilen die Kammer in verschiedene Sektionen ein. Jedes Gitter liegt auf einem anderen elektrischen Potential. Die Drähte der Gitter haben einen Durchmesser von $50 \mu\text{m}$ und einen Abstand von $500 \mu\text{m}$. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Zeichnung dieser Anordnung. Auf jeder Seite der Kammer befindet sich ein mit Argon gefülltes Fenster. Das Argon wird verwendet, um zu verhindern, daß Luft und Wasser in die innenliegende Kammer diffundieren, da bereits kleine Anteile an Wasser in der Kammer den Wirkungsgrad deutlich herabsetzen. Das Wasser in den Kammern begünstigt die Ausbildung von Funkenentladungen (s. u.). Die Kammer ist mit einem Gemisch

⁹Multi Step Avalanche Chamber

aus 97% Neon und 3% Ethan gefüllt, das mit 20 l/h durch die Kammer gepumpt wird.

Ein geladenes Teilchen erzeugt in der Ionisationssektion Elektronen, die zur ersten Verstärkerstufe driften. Hier werden die freien Elektronen in einem Hochspannungsfeld um einen Faktor 10^3 verstärkt. Nach einer Zeit von etwa 700 ns hat die erzeugte Elektronenlawine den Transferbereich passiert. Dieser Transferbereich ist nötig, um ausreichend Zeit zu gewinnen, in der von der Triggerelektronik entschieden wird, ob das aktuelle Ereignis akzeptiert oder verworfen wird. Für den Fall, daß das Ereignis verworfen wird, kann durch ein elektrisches Feld von -100 V/cm eine Potentialschwelle für die Ladungslawine aufgebaut werden. Wird das Ereignis akzeptiert, wird durch einen Spannungspuls von 200 V die Potentialschwelle kurzzeitig abgebaut. Die Elektronen erreichen die zweite Verstärkerstufe. Danach influenziert die erzeugte Elektronenlawine eine Ladung in Metallstreifen (sog. *Pads*), die auf der dem Target zugewandten Seite von Platinen aufgebracht sind. Auf der anderen Seite der Platinen befinden sich Chips, die die influenzierten Ladungsmengen digitalisieren. Überschreitet der digitalisierte Wert eines Pads eine bestimmte Schwelle, so wird der Wert weiterverarbeitet. Der Schwellwert dient der Unterdrückung von Rauschen. Mehrere dieser Chips sind zu einer Ausleseketten zusammengefaßt. Jede Ausleseketten wird von einem DSP¹⁰ verwaltet. Durch die Sektionen 7 und 8 werden die Pads und die Ausleseelektronik von den Funken abgeschirmt, die in der zweiten Verstärkerstufe entstehen können. Zudem wird durch diese beiden Sektionen die Ausleseelektronik von der Hochspannung abgetrennt.

Die Verstärkung der Ladungslawinen und der Transport der Elektronen durch die Kammer sind sehr stark vom elektrischen Feld in den Kammern abhängig. Daher müssen die Drahtnetze absolut parallel sein. Dies wird durch Abstandshalter zwischen den Netzen erreicht. Allerdings kann es in den Verstärkerstufen an diesen Abstandshaltern zur Ausbildung von Funken kommen. Diese Funken führen zu einer Totzeit von ca. 800 ms des Detektors, so daß er nicht für die Datenaufnahme zur Verfügung steht. Ein Gasgemisch aus 97% Neon und 3% Ethan führt zu einer genügend hohen Verstärkung bei einer hinreichend niedrigen Rate an Funken. Kommt es durch zwei geladene Teilchen zur Ausbildung zweier sehr dicht beieinanderliegender Ladungslawinen, so können sich diese überlagern. Ihre Stärke ist dann so groß, daß es zur Funkenentladung

¹⁰Digital Signal Processor

kommt. Das Gasgemisch ist mit radioaktiven Isotopen verunreinigt, die durch ihren Zerfall ebenfalls zur Ausbildung von Funken führen.

In der Abbildung 3.2 ist die Anordnung der Pads dargestellt. Die durch das geladene Teilchen ausgelöste Ladungslawine influenziert in mehreren benachbarten Pads eine Ladung. Diese Pads werden zu den sog. *Clustern* zusammengefaßt. Ein Cluster muß aus mindestens drei Pads bestehen. Anderenfalls wird er verworfen. Zudem muß die Summe der digitalisierten Werte der Ladungsmengen aller Pads des Clusters einen bestimmten Schwellwert übersteigen, damit dieser Cluster als ein Teilchendurchgang akzeptiert wird. Die Pads sind versetzt angeordnet, um in der x-Richtung eine bessere Auflösung zu erzielen. Nach [Car98a] wird ein Auflösungsvermögen einer Pad-Chamber von 0,5 mm in der x-Richtung (Horizontalen) und 1,7 mm in der y-Richtung (Vertikalen) erwartet. Zwei Spuren lassen sich zu 50% voneinander trennen, falls sie in der Horizontalen min. 3,5 mm und in der Vertikalen min. 8 mm voneinander entfernt sind. Diese Werte beziehen sich allerdings auf Simulationen. Es wird erwartet, daß diese Auflösung im Experiment nicht ganz erreicht wird, da in den Simulationen die gemessene Auflösung bislang nicht berücksichtigt wurde. Die *Effizienz* wird mit 96% angegeben, bei einer noch tolerierbaren Funkenrate von 1 pro 1000 Events.

Streamer-Tubes

Die Streamer-Tubes bestehen aus einem PVC-Profil (Abbildung 3.4), das in acht Kammern aufgeteilt ist [Rey95]. Die Innenseiten sind mit Graphit beschichtet. In der Mitte jeder Kammer ist ein 100 μm dünner silberüberzogener Anodendraht aus einer Cu-Be-Legierung gespannt. Zwischen der Graphitschicht und dem Anodendraht ist eine Hochspannung von einigen kV angelegt. Auf der Außenseite der Kammern sind Platinen mit Auslesepads angebracht. Auf der anderen Seite der Platinen befinden sich wie bei den MSAC-Detektoren die Chips. Ein geladenes Teilchen führt zur Ausbildung einer Ladungslawine, die in den Pads Ladungen influenziert. Das ist möglich, da das Kathodenmaterial Graphit für schnelle elektrische Signale transparent ist. Zudem besitzt Graphit im Vergleich zu Metallen eine hohe Austrittsarbeit. Die bei der Entladung entstehenden UV-Photonen können durch den Photoeffekt Elektronen aus der Kathode herauslösen. Ist die Austrittsarbeit für Elektronen zu gering, kommt es vermehrt zur Ausbildung unerwünschter Nachpulse.

In Abhängigkeit von der gewählten Anodenspannung ergeben sich verschiedene Arbeitsbereiche einer Streamer-Tube [Ata82]. Es werden der Proportional-

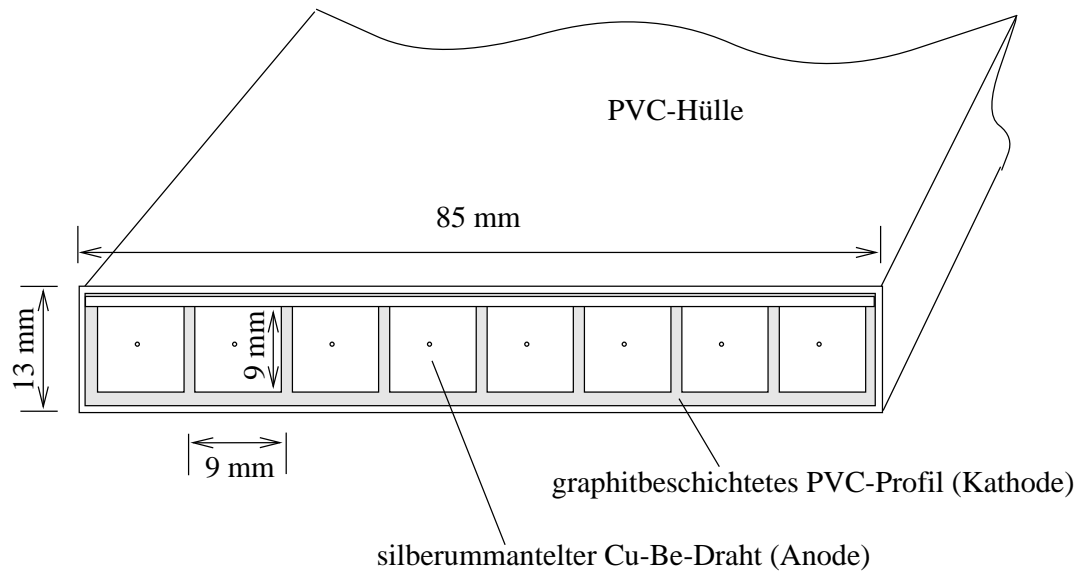


Abbildung 3.4: Aufbau einer Streamer-Tube.

bereich und der Streamerbereich unterschieden. Im Proportionalbereich lösen die durch Ionisation erzeugten Elektronen eine um den Anodendraht exponentiell ansteigende Ladungslawine aus. Bei höheren Spannungen liegt der Streamerbereich vor. Die primär ausgebildete Ladungslawine ist größer. Die Raumladungsdichte der Elektronen ist nun so groß, daß sie das Feld um den positiven Anodendraht auf einem kurzen Stück ausgleichen kann. Nachfolgende Elektronen erfahren aufgrund der Abschirmung nur eine schwache Beschleunigung zum Anodendraht und können mit den erzeugten positiven Ionen rekombinieren. Dabei entstehen UV-Photonen, die ihrerseits Elektronenlawinen induzieren können. Der Druck und die Zusammensetzung des Füllgases, einem Gemisch aus Argon, Isobutan und CO_2 , ist so gewählt, daß es nur in der Nähe der Primärentladung zur Ausbildung weiterer Entladungen kommt, also keine Entladung über die Länge des ganzen Drahtes einsetzt. Das Isobutan übernimmt die Funktion eines Löschgases. Um das leicht brennbare Isobutan zu verdünnen wird CO_2 eingesetzt.

Der Einsatz der Tubes im Streamerbereich bietet aufgrund der großen Menge an freigesetzten Elektronen ein hohes Signal- / Rauschverhältnis und ermöglicht damit eine unkompliziertere Auslese durch die Pads.

Flugzeitwand (Time-Of-Flight)

Die Flugzeitwand besteht aus 480 Plastiksintillatorstreifen, deren Signale jeweils mittels zweier Photovervielfacher ausgelesen werden. Die Szintillatorstreifen haben eine Abmessung von $1,5\text{ cm} \times 1,5\text{ cm} \times 63,8\text{ cm}$ bzw. $1,5\text{ cm} \times 1,5\text{ cm} \times 43,4\text{ cm}$. Jeweils ein Photovervielfacher befindet sich an dem Ende der Szintillatorstreifen. Diese Signale gestatten in Verbindung mit den Signalen der Startdetektoren eine Bestimmung der Flugzeit. Die Zeitauflösung beträgt 85 ns. In der horizontalen Richtung wird eine Auflösung von 12,5 mm erreicht. Durch die Messung der Zeitdifferenz der beiden Photovervielfacher eines Szintillatorstreifens, kann innerhalb eines Streifens eine vertikale Auflösung von 26,4 mm erreicht werden [Eno98].

Im Kapitel „Analysen und Diskussionen“ wird näher auf die Methode der Spurrekonstruktion eingegangen.

Das Teilchenspektrometer für negativ geladene Teilchen

Die Detektoren des Teilchenspektrometers für negativ geladene Teilchen arbeiten nach dem gleichen Prinzip wie die Pad-Chamber, allerdings wird eine andere Auslesetechnik angewandt [Cha88, Izy91]. Treffen geladene Teilchen auf einen MSAC-Detektor, so werden primär Elektronen erzeugt, die in mehreren Stufen verstärkt werden. Die letzte Stufe bildet eine Sektion, in der zusätzlich zum Zählgas TEA-Moleküle¹¹ vorhanden sind, die UV-Photonen erzeugen. Über Wellenlängenschieber wird das UV-Licht in blaues Licht umgewandelt, das über dünne verspiegelte Folien in CCD-Kameras reflektiert wird, die außerhalb der Flugbahn der Teilchen angebracht sind.

Die Flugzeitwand dieses Spektrometers besteht ebenfalls aus Plastiksintillatorstreifen, die mittels Photovervielfachern ausgelesen werden [Vod93b]. Die Zeitauflösung beträgt 104 ns. In der horizontalen Richtung wird eine Auflösung von 18,6 mm und in der Vertikalen eine Auflösung von 25,6 mm erreicht.

3.3.4 Der Bleiglasdetektor und der CPV

Mit dem Bleiglasdetektor LEDA¹² können Photonen nachgewiesen werden. Hochenergetische Photonen lösen im Bleiglas einen elektromagnetischen Schau-

¹¹Tri-Ethyl-Amine

¹²LEadglass Detector Array

er aus, dessen Čerenkov-Strahlung von Photovervielfachern ausgelesen wird. Allerdings wird die Signatur der direkten Photonen durch diejenigen Photonen überlagert, die aus den Zerfällen anderer Teilchen stammen: Die bei den Stößen zwischen Bleikernen erzeugten π^0 - und η -Mesonen zerfallen aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung noch innerhalb der Targetfolie zum größten Teil in zwei Photonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, Verzweigungsverhältnis 98,8%; $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, Verzweigungsverhältnis 39%). Mit Hilfe der invarianten Masse $M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\Psi)}$ können aus den Energien E_1, E_2 der Zerfallsphotonen und dem Öffnungswinkel Ψ diese Mesonen auf statistischer Basis rekonstruiert werden. Die feine Segmentierung des Detektors dient der präzisen Ermittlung der Orte der Schauer und des daraus resultierenden Winkels der emittierten Photonen. Um die Wahrscheinlichkeit eines Überlagerns der Schauer zu minimieren, wurde ein Abstand des Detektors von 21,5 m zum Target gewählt. Zum Nachweis direkter Photonen muß neben den Photonen aus den π^0 - und η -Zerfällen der hadronische Untergrund beachtet werden, denn geladene Hadronen können ebenfalls ein Signal im Bleiglas erzeugen. Die Hadronen durchqueren das Bleiglas minimal ionisierend oder bilden einen hadronischen Schauer aus. Die laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist im Mittel größer als die elektromagnetischer Schauer. Daher können Photonen und Hadronen zu einem bestimmten Grad voneinander getrennt werden. Durch die Konversion von Photonen in der Targetfolie und an den Kernen der Luftmoleküle können geladene Teilchen entstehen ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Diese Positronen und Elektronen erzeugen ebenfalls elektromagnetische Schauer, die sich nicht von denen der Photonen unterscheiden lassen. Daher tragen sie auch zum Untergrund bei.

Der gesamte Detektor besteht aus zwei Teilen, die, wie in Abbildung 3.1 zu sehen, oberhalb und unterhalb der Strahlachse angeordnet sind. Insgesamt werden 10080 Module verwendet, die jeweils aus einem Bleiglasblock von $4\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ Kantenlänge bestehen. Jeweils 6×4 Bleiglasmodule sind zu einer Einheit zusammengefaßt, die Supermodul genannt wird. Durch den modularen Aufbau des Detektors kann er bei späteren Experimenten wie dem PHENIX-Experiment¹³ am BNL¹⁴ eingesetzt werden.

Da die Hochspannungen der Photovervielfacher schwanken können und Alterserscheinungen beim Bleiglas und den Photovervielfachern auftreten können, wurde jedes Supermodul mit einem neuentwickelten Referenzsystem aus

¹³Pioneering High Energy Nuclear Ion Experiment

¹⁴Brookhaven National Laboratory

Leuchtdioden ausgestattet. Anhand der Impulshöhen der Leuchtdioden kann die Verstärkung jedes Photoervielfachers überprüft werden. Die Leuchtdioden selber werden von Photodioden überwacht [Sch94a, Sch94b].

Ein weiterer Detektor, der CPV¹⁵, bietet die Möglichkeit, den Durchgang geladener Teilchen festzustellen und so die von ihnen verursachten Schauer im Bleiglas von denen der Photonen zu trennen. Der CPV besteht aus Streamer-Tube-Wänden, die vor der oberen und unteren Hälfte des LEDA angeordnet sind. Die Streamer-Tubes sind analog zu denen aufgebaut, die im Teilchenspektrometer für geladene Teilchen eingesetzt werden. Die verwendeten Pads sind allerdings in der y-Richtung doppelt so groß wie die im Detektor des Teilchenspektrometers. Die Streamer-Tubes sind in einem Winkel von 30° zu der Ebene senkrecht zur Strahlachse aufgestellt, um eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten. Insgesamt befinden sich auf der Fläche von ca. 19 m² 49120 Pads à 7 × 42 mm².

¹⁵Charged Particle Veto

Kapitel 4

Spurrekonstruktion

In diesem Kapitel wird versucht, eine Abschätzung des Einflusses des Magnetfeldes auf geladene Teilchen zu geben und daraus Rückschlüsse auf die benötigte Anordnung der Detektoren des zweiten Teilchenspektrometers zu ziehen. Es folgt die Beschreibung der Methode der Spurrekonstruktion.

4.1 Abschätzungen

Die im folgenden abgeleiteten Größen dienen ausschließlich dazu, den Einfluß des Magnetfeldes auf die positiv geladenen Teilchen in einer erster Näherung für den Fall zu bestimmen, daß sich die erzeugten Teilchen mit der Schwerpunkts-geschwindigkeit des Feuerballs in Strahlrichtung fortbewegen. Weiter wird angenommen, daß die Reaktion durch einen Stoßparameter $b = 0$ beschrieben wird.

Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes des Reaktionssystems

Das Projektil (^{207}Pb) bewegt sich mit relativistischer Energie und Geschwindigkeit. Das Target (^{207}Pb) ist in Ruhe. Mit der Formel

$$\frac{v}{c} = \frac{P_M c^2}{E_M} = \frac{\sqrt{E_1^2 - E_{01}^2}}{E_1 + E_{02}} \quad (4.1)$$

kann die Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes berechnet werden. E_1 ist die kinetische Energie des Projektils. Sie beträgt 158 AGeV. Die Ruheenergie des Projektils E_{01} und des Targets E_{02} beträgt ca. $207 \times 931 \text{ MeV}$. Daraus folgt für die Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes: $v/c = 0,994$. Die nach der

Kollision (im Feuerball) erzeugten Teilchen werden eine Geschwindigkeitsverteilung um diese Massenschwerpunktsgeschwindigkeit haben.

Zeitdilatation und mittlere Reichweiten der Teilchen

Teilchen	t_0	s'	Zerfallskanal	Zerfall
π^\pm	$2,60 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$\sim 71 \text{ m}$	$\mu^+ \nu_\mu \quad \sim 100\%$	schwach
K^\pm	$1,20 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$\sim 33 \text{ m}$	$\mu^+ \nu_\mu \quad 64\%$	schwach
			$\pi^+ \pi^0 \quad 21\%$	schwach
			$3\pi \quad 7\%$	schwach
Σ^+	$0,80 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$\sim 0,2 \text{ m}$	$p\pi^0 \quad 51,6\%$	schwach
			$n\pi^+ \quad 48,3\%$	schwach

Tabelle 4.1: Mittlere Lebensdauer t_0 im Ruhesystem, mittlere Reichweite s' bei $v/c = 0,994$, wichtige Zerfallskanäle und die Wechselwirkung des Zerfalls einiger Teilchen.

Aufgrund der relativistischen Geschwindigkeiten wird den Teilchen im Laborsystem eine andere mittlere Lebensdauer zugeordnet, als in ihrem Ruhesystem. Ihre Lebensdauer berechnet sich zu:

$$t' = \gamma t_0 , \quad (4.2)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} . \quad (4.3)$$

Mit z. B. $t_0 = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ für die mittlere Lebensdauer geladener Pionen folgt $t' = 2,37 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, für $v/c = 0,994$.

Aus der Geschwindigkeit und mittleren Lebensdauer können die mittleren Reichweiten der Teilchen bestimmt werden. Für π^+ , K^+ und das Σ^+ sind die mittleren Lebensdauern im Ruhesystem, die mittleren Reichweiten im Laborsystem und die wichtigsten Zerfallskanäle in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Bei einem Abstand von ca. 17 m der Flugzeitwand des Teilchenspektrometers für positiv geladene Teilchen zum Target ist die Wahrscheinlichkeit eines Nachweises der geladenen Pionen und Kaonen hoch. Da die Lebensdauern der Kaonen und Pionen unterschiedlich sind, ist der Anteil der Teilchen, die zerfallen,

für beide Teilchenarten unterschiedlich. Bei der Bestimmung der ursprünglich produzierten Teilchenzahl müssen diese Zerfallsgewichtsfaktoren berücksichtigt werden.

Aufgrund der kürzeren Lebensdauer des Σ^+ im Vergleich zu den leichtesten geladenen Mesonen ist die mittlere Reichweite der Σ^+ um einen Faktor 10-15 niedriger. Diese Teilchen können nur (mit entsprechend niedriger Wahrscheinlichkeit) nachgewiesen werden, wenn sie in der Reaktion eine genügend hohe zusätzliche kinetische Energie erhalten würden. Die mittlere Reichweite eines derartigen höherenergetischen Teilchens wäre höher, bei gleichzeitig gesteigerter Nachweiswahrscheinlichkeit.

Ablenkung im Magnetfeld

Um die Stärke der Ablenkung im Magnetfeld zu veranschaulichen, ist in der Abbildung 4.1 das Teilchenspektrometer in einer Aufsicht dargestellt. Für die angenommene Geschwindigkeit von $v/c = 0,994$ sind für Pionen und Kaonen die Spuren der Teilchen eingezeichnet, unter der Voraussetzung, daß die Teilchen in der Strahlrichtung emittiert werden. Beide Spuren verlaufen nahe bei den Detektoren. Die Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld wird berechnet, indem die Lorentzkraft, die ein geladenes Teilchen erfährt, gleich der Zentrifugalkraft gesetzt wird:

$$F_L = F_Z \longrightarrow |q \vec{v} \times \vec{B}| = \frac{mv^2}{r} , \quad (4.4)$$

$$m = \gamma m_0 . \quad (4.5)$$

Daraus folgt für den Krümmungsradius:

$$r = \frac{\gamma m_0 v}{Be} . \quad (4.6)$$

Für diese Abschätzung der Krümmungsradien der Teilchen wird das Magnetfeld durch eine Zylindergeometrie angenähert. Das Magnetfeld hat eine Stärke von $\int B dl = 1,6 \text{ Tm}$ und einen Durchmesser von 2,4 m. Für Pionen ergibt sich ein Radius von $r_{\pi^+} = 6,1 \text{ m}$ und für Kaonen $r_{K^+} = 22 \text{ m}$.

Im Abschnitt 5.2.1 wird in einer Simulation der Einfluß des Magnetfeldes auf Teilchen untersucht, die bei verschiedenen Geschwindigkeiten und unter einer Winkelverteilung emittiert werden.

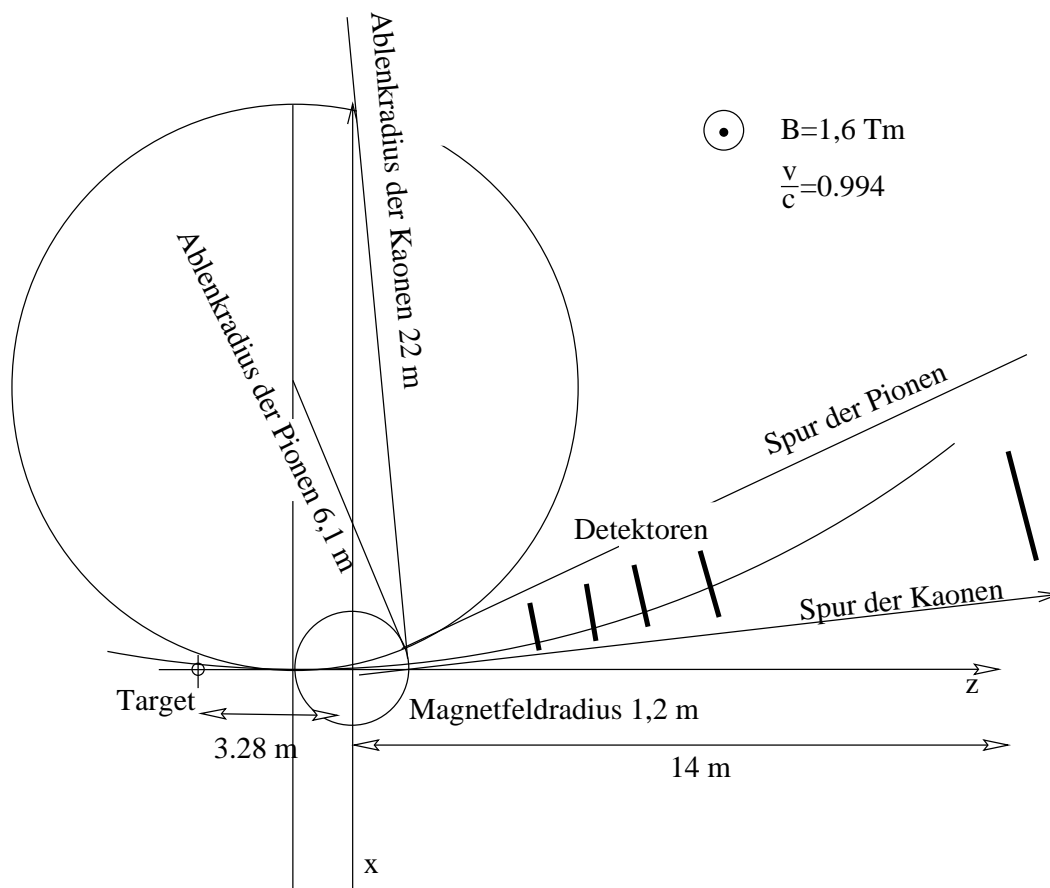


Abbildung 4.1: Zeichnung der Ablenkung der Pionen und Kaonen. Maßstab: 1:160.

4.2 Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung

Das Detektorrauschen wurde bereits in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Durch das Setzen von Schwellwerten für den digitalisierten Ladungswert wird versucht, dieses Rauschen zu unterdrücken. Es gibt allerdings auch Effekte, die erst in der späteren Datenanalyse erfaßt werden können.

Geladene kosmische Teilchen können zu einem falschen Signal und damit zu einer vermeintlichen Position eines Teilchendurchganges führen. Hochenergetische Teilchenstrahlung aus dem Weltall besteht überwiegend aus Protonen, α -Teilchen und schweren Kernen, die Energien $\geq 10^{20} \text{ eV}$ annehmen können. Treffen diese Teilchen auf Luftmoleküle der Erdatmosphäre, so entsteht ein elektromagnetischer oder ein hadronischer Schauer, in denen hauptsächlich Pio-

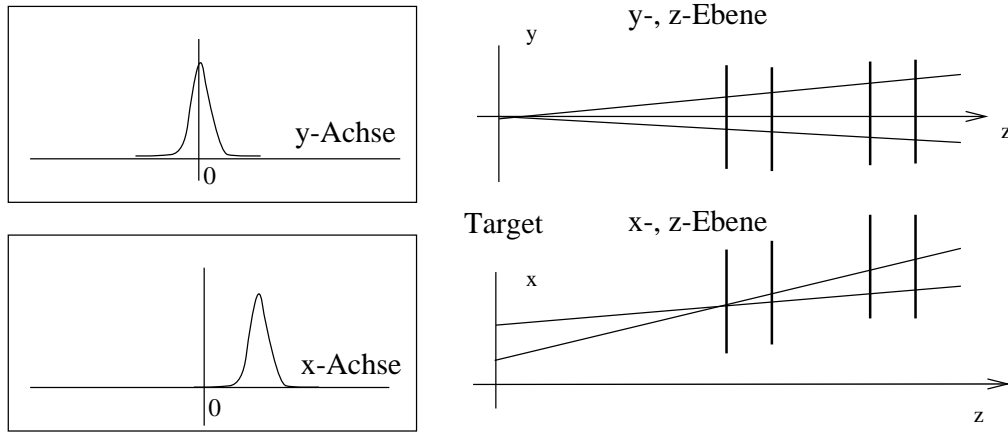


Abbildung 4.2: Methode der Spurrekonstruktion. Das Magnetfeld führt zu einer Ablenkung der Teilchen in der x-Richtung, aber nicht in der y-Richtung. Daher müssen die Projektionen der Spuren auf die y,z-Ebene durch den Nullpunkt des Targets verlaufen.

nen entstehen. Die geladenen Pionen zerfallen im wesentlichen in Myonen, die neutralen Pionen in zwei γ . Die Myonen zerfallen weiter über die Reaktionen $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ und $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ mit einer mittleren Lebensdauer von $2,197 \cdot 10^{-6}$ s. Aufgrund der Zeitdilatation der speziellen Relativitätstheorie erreicht ein großer Teil dieser Myonen die Erdoberfläche. Der genaue Anteil der Myonen, der die Erdoberfläche erreicht, ist aufgrund des Magnetfeldes der Erde vom Breitengrad abhängig. Als Richtwert kann aber eine Anzahl von 200 Myonen pro m^2 und Sekunde für den senkrechten Einfall der Teilchen angenommen werden [Roh95]. Die Zenitwinkelabhängigkeit der Anzahl der Myonen folgt in erster Ordnung einer \cos^2 -Verteilung.

Diese Zahl verdeutlicht die Notwendigkeit, die Spur eines Teilchens nicht nur durch zwei Detektoren zu verfolgen. Im zweiten Teilchen-Spektrometer werden vier Detektoren für die Spurrekonstruktion eingesetzt. Die beiden Pad-Chamber bestimmen mit ihrer hohen Auflösung die Spur der Teilchen im Raum. Die beiden Streamer-Tubes dienen dazu, eine Teilchenspur sicher zu rekonstruieren.

Bei der Spurrekonstruktion, dem sog. *Tracking*, werden im Prinzip die Positionen aller Treffer (Hits) in verschiedenen Detektoren kombiniert, wobei man versucht, durch diese Positionen Geraden zu legen, auf denen möglichst in jeder der vier Kammern ein Treffer liegt. Die hohe Multiplizität der im Experiment erzeugten Teilchen kann allerdings auch dazu führen, daß rein zufällig Geraden durch die Punkte aller vier Kammern gefunden werden, die nicht zu der Spur

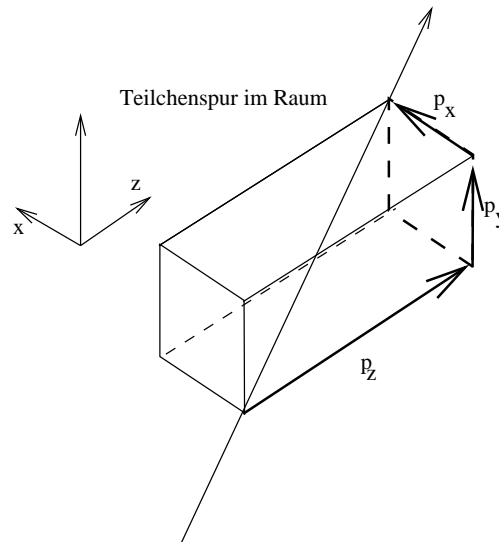


Abbildung 4.3: Bestimmung des Gesamtimpulses aus dem Impuls in der x-Richtung und der Richtung der Spur im Raum.

eines Teilchens gehören. Um diese „zufälligen“ Geraden von den Spuren der Teilchen zu unterscheiden, wird die Kenntnis der Form des Magnetfeldes ausgenutzt. Da die Feldlinien des GOLIATH-Magneten in erster Näherung parallel zur z-Achse verlaufen, gibt es nur eine Ablenkung der Teilchen in x-Richtung. In der y-Richtung werden die Teilchen nicht abgelenkt. Werden nun alle Geraden bis zum Target verlängert, so müssen alle Projektionen dieser Geraden in die y, z-Ebene um den Mittelpunkt des Targets verteilt sein. Die Abbildung 4.2 verdeutlicht dies.

Aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld wird der Impuls in x-Richtung (p_x) abgeleitet. Da der Verlauf der Spur im Raum bekannt ist, kann nach einfacher Vektorrechnung auch der Impuls in der y- und z-Richtung bestimmt werden. Z.B. ließe sich p_y nach

$$p_y = p_x \frac{y}{x} \quad (4.7)$$

berechnen, wobei x und y die entsprechenden Ortskoordinaten sind. Die Abbildung 4.3 zeigt diesen einfachen geometrischen Zusammenhang.

Kapitel 5

Analysen

In den folgenden Abschnitten wird die Massenverteilung der Teilchen untersucht. Es folgt die Untersuchung der gemessenen Akzeptanz, die mit einer Simulation verglichen wird. Dann wird das K^+/π^+ -Verhältnis diskutiert.

5.1 Massenverteilung

Die Abbildung 5.1 zeigt die Anzahl der Teilchen als Funktion ihrer Masse. In die Peaks wurden Gaussverteilungen eingezeichnet. Anhand der Lage der Mittelwerte der Gaussverteilungen auf der Massenachse können den Peaks Teilchen zugeordnet werden. Deutlich zu erkennen ist ein Peak bei der Masse des geladenen Pions ($139 \text{ MeV}/c^2$) und ein Protonen-Peak bei ca. $938 \text{ MeV}/c^2$. Der K^+ -Peak ($493 \text{ MeV}/c^2$) ist nicht sehr stark ausgeprägt, da der Pionen-Peak stark verbreitert ist und somit zu einem großen Untergrund an den Kaonen beiträgt. Die Verzerrung des Pionen-Peak hängt mit der Zeitkalibration der Flugzeitwand zusammen. Die Zeitkalibration ist in den derzeit zur Verfügung stehenden Datensätzen noch nicht ausreichend genau abgestimmt worden. Bei höheren Gesamtimpulsen (ab ca. $3 \text{ GeV}/c$) kann den Teilchen daher keine genaue Masse zugeordnet werden. In der Abbildung 5.2 a) ist der Gesamtimpuls als Funktion der Masse aufgetragen.

Deutlich sind drei Häufungen bei den Massen der Pionen, der Kaonen und der Protonen zu erkennen, durch die jeweils eine Gaussverteilung gelegt wurde. Jede dieser Häufungen zeigt eine Zunahme der Breite mit steigendem Gesamtimpuls, was besonders deutlich bei den Pionen und Protonen in Erscheinung tritt. Diese Auffächerung der Häufungen mit dem Gesamtimpuls führt zum Verschmieren der Pionen- und Kaonen-Peaks im Diagramm 5.1. Das bedeutet,

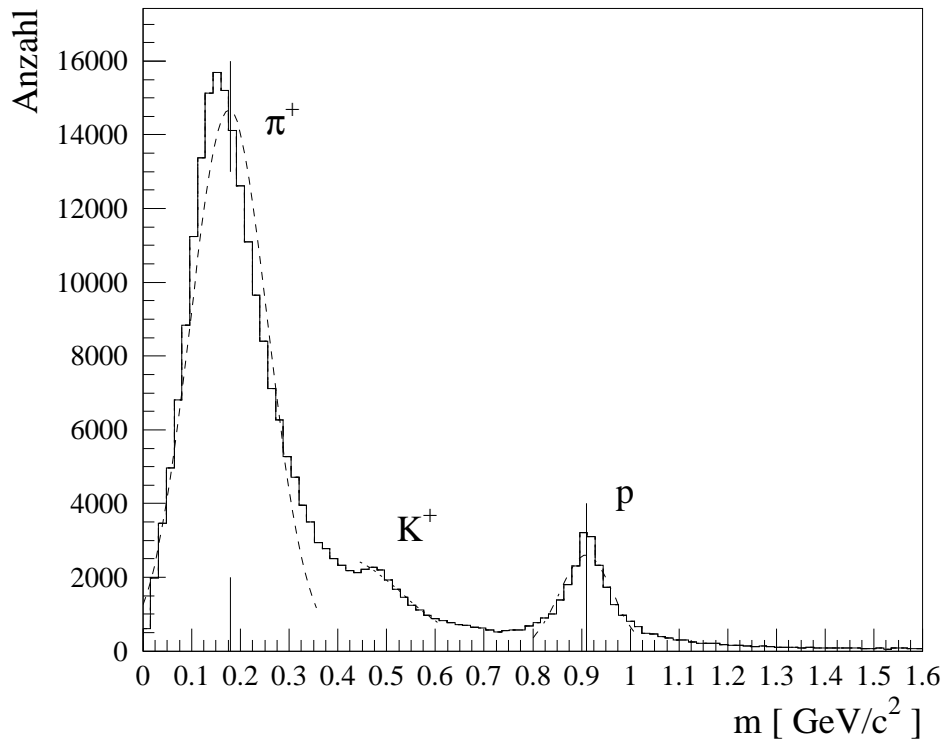


Abbildung 5.1: Die Verteilung der Anzahl der gemessenen Massen der Teilchen. Durch die einzelnen Peaks wurden Gaussverteilungen gezeichnet (gestrichelte Linien).

daß für die weiteren Analysen eine Gesamtimpulsschwelle gesetzt werden muß. In dem Spektrum 5.2 b) ist eine Projektion der Gesamtimpuls-Massenverteilung auf die Massenachse bei einer Gesamtimpulsschwelle von 3 GeV/c dargestellt. Nun ist ein ausgeprägter Kaonen-Peak zu sehen. Im folgenden werden nur die Teilchen mit einem Gesamtimpuls unterhalb dieses Wertes für die Auswertung verwendet.

5.2 Akzeptanz

Im WA98-Experiment decken die Detektoren nur einen kleinen Teil des Raumwinkelbereiches ab. Dies bedeutet allerdings, daß verschiedene Teilchensorten als Funktion ihrer Masse und ihrer Rapidität vom Detektor unterschiedlich häufig nachgewiesen werden. Leichtere Teilchen könnten höhere Rapiditäten haben als schwere Teilchen. Ist der Detektor so ausgerichtet, daß er möglichst

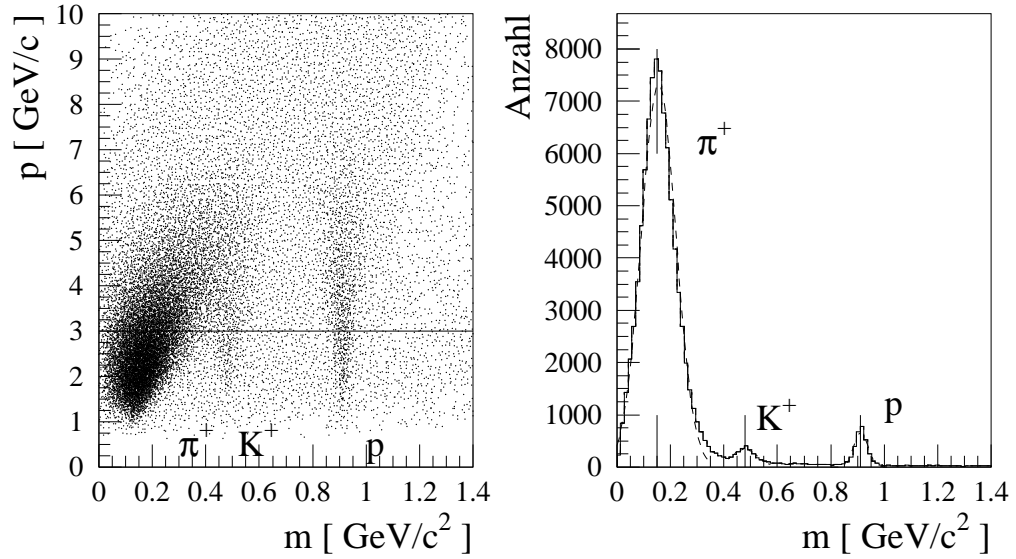


Abbildung 5.2: a) Zur Impulsauflösung des Teilchenspektrometers. Es ist der Gesamtimpuls gegenüber der Masse aufgetragen. Bei 3 GeV/c ist eine Gesamtimpulsschwelle eingezeichnet. b) Eine Projektion der Verteilung a) auf die Massenachse bei der eingezeichneten Gesamtimpulsschwelle. Durch die einzelnen Peaks wurden Gaussverteilungen gelegt (gestrichelte Linien).

viele der leichten Teilchen erfaßt, erreichen die schweren Teilchen den Detektor nur zu einem bestimmten Prozentsatz. Es muß eine Funktion (sog. *Akzeptanz*) aufgestellt werden, mit der die mit dem Detektor gemessenen Daten auf einen idealen Detektor umgerechnet werden können, der den gesamten Raumwinkelbereich abdecken würde. Diese Funktion läßt sich leicht aufstellen, solange kein äußeres Magnetfeld die Teilchen ablenkt. Ohne ein Magnetfeld besteht die geometrische Akzeptanzfunktion aus dem Verhältnis der vom Detektor abgedeckten Fläche zur Gesamtkreisfläche eines bestimmten Rapiditätsintervalls.

Werden geladene Teilchen nachgewiesen, die zur Impulsmessung durch ein Magnetfeld abgelenkt werden, muß entlang der Teilchenspur die genaue Feldstärke des Magneten bekannt sein. In dem Simulationspaket GEANT können Funktionen eingebunden werden, die das Magnetfeld sehr genau beschreiben. In der Simulation werden dann Teilchen mit bekannten Anfangsbedingungen durch das Magnetfeld geschickt, um die Akzeptanz der Detektoren zu bestimmen. Diese Berechnungen werden zur Zeit noch von den japanischen und schwedischen Kollaborationsmitgliedern durchgeführt und stehen damit für diese Arbeit nicht zur Verfügung. Im folgenden Abschnitt wird daher das Magnetfeld durch eine

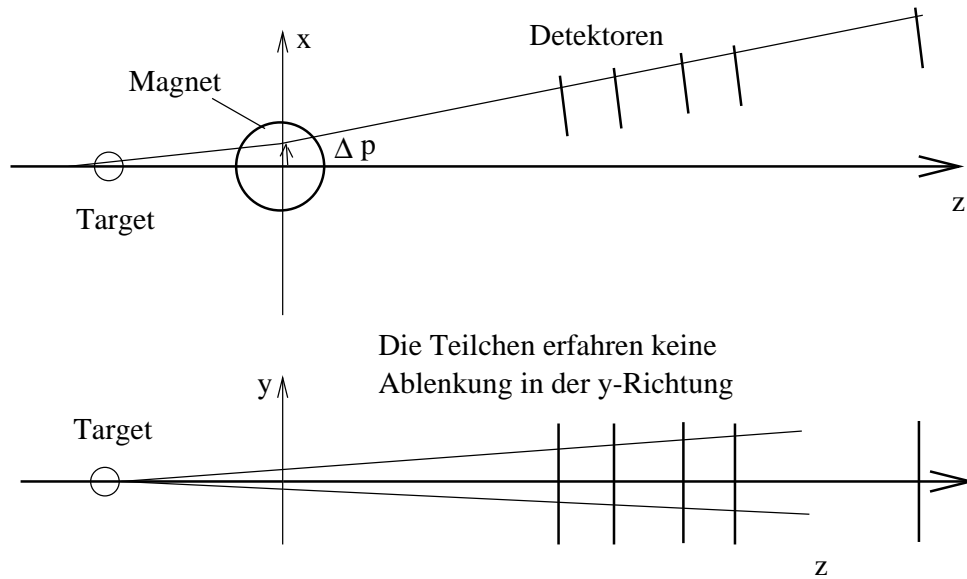


Abbildung 5.3: Zeichnung zur Veranschaulichung der Ablenkung der Teilchen in der x-Richtung und Zerlegung des Transversalvektors in seine x- und y-Komponente.

einfache Strichnäherung angenähert, um eine erste Abschätzung der Akzeptanz geben zu können.

5.2.1 Simulation der Akzeptanz

In der Abbildung 5.3 ist ein Überblick der zu simulierenden Ablenkung der Teilchen dargestellt. Die Feldlinien des Magnetfeldes verlaufen parallel zur y-Achse. Daher erfahren die unter dem Winkel θ und φ emittierten Teilchen nur eine Ablenkung in der x-Richtung. Die über den Weg integrierte Feldstärke des Magneten beträgt $\int B dl = 1,6 \text{ Tm}$. Da der Transversalimpuls der Teilchen sehr viel kleiner ist als der Longitudinalimpuls, wird effektiv jedem Teilchen ein zusätzlicher Transversalimpuls von ca. $0,6 \text{ GeV}/c$ aufgeprägt, während der Longitudinalimpuls praktisch unverändert bleibt.

Zusammenhang zwischen Rapidität, Transversalimpuls und Emissionswinkel

Die Abbildung 5.4 zeigt die Zerlegung des Impulsvektors \vec{p} eines Teilchens nach seiner Streuung in eine transversale (\vec{p}_\perp) und longitudinale (\vec{p}_\parallel) Komponente. Die longitudinale Komponente fällt mit der Strahlachse zusammen.

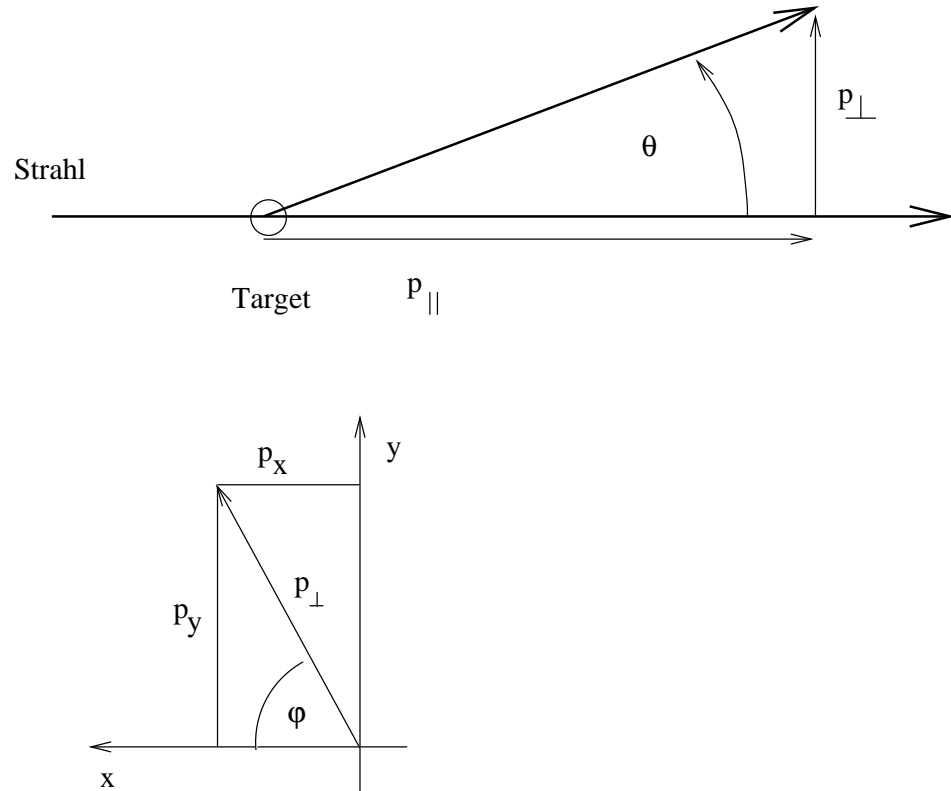


Abbildung 5.4: Zerlegung des Impulsvektors eines gestreuten Teilchens in seine transversal- und longitudinal-Komponenten.

Der Transversalimpuls \vec{p}_{\perp} setzt sich aus den beiden Komponenten p_x und p_y zusammen:

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} , \quad (5.1)$$

$$p_{\perp} = p \cdot \sin\theta . \quad (5.2)$$

Die Rapidität ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Teilchen in der longitudinalen Richtung und verhält sich additiv unter einer Lorentz-Transformation in dieser Richtung:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}\right) , \quad (5.3)$$

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 . \quad (5.4)$$

Mit Hilfe der sogenannten transversalen Masse m_{\perp} kann eine einfache Beziehung zwischen der Rapidität und dem Longitudinalimpuls hergestellt werden:

$$p_{\parallel} = m_{\perp} \sinh y, \quad (5.5)$$

$$m_{\perp} = \sqrt{m_0^2 + p_{\perp}^2}. \quad (5.6)$$

Durch die Wahl der Größen Rapidität, transversale Masse und Winkel φ ist das Teilchen mit der Ruhemasse m_0 vollständig beschrieben. In der Simulation wird nun eine glatte Verteilung von Zufallszahlen für die Rapidität, für den Winkel φ und für $m_{\perp} - m_0$ eingesetzt. Für Pionen, Kaonen und Protonen wird aus diesen Werten ihre Spur und ihre Ablenkung im Magnetfeld berechnet, sowie überprüft, ob die Teilchen vom Detektor gesehen werden.

Die Abbildung 5.5 zeigt die simulierten Akzeptanzen für Pionen, Kaonen und Protonen. Bei den leichten Pionen werden die Teilchen mit niedriger transversaler Masse aber höherer Rapidität vom Detektor nachgewiesen. Zu höheren transversalen Massen werden Teilchen mit niedrigerer Rapidität nachgewiesen. Die schweren Kaonen und Protonen treffen dagegen bei niedrigen Rapiditäten und Transversalimpulsen auf den Detektor. Bei niedriger transversaler Masse zeigt sich deutlich, daß, je höher die Masse der Teilchen ist, die Teilchen bei um so niedrigeren Rapiditäten vom Detektor nachgewiesen werden. Bei hoher transversaler Masse gehen die Akzeptanzen aller Teilchen bei einer Rapidität von etwa 2,5 ineinander über.

In der Abbildung 5.6 wurde wie bei den gemessenen Akzeptanzen eine Gesamtimpulsschwelle von $3 \text{ GeV}/c$ eingesetzt, da diese Gesamtimpulsschwelle auch in der Auswertung verwendet wird. Es ist nur der $m_{\perp} - m_0$ -Bereich von 0 bis 0,4 dargestellt. Deutlich sind im Spektrum d) drei getrennte Bänder der Pionen, Kaonen und Protonen zu sehen.

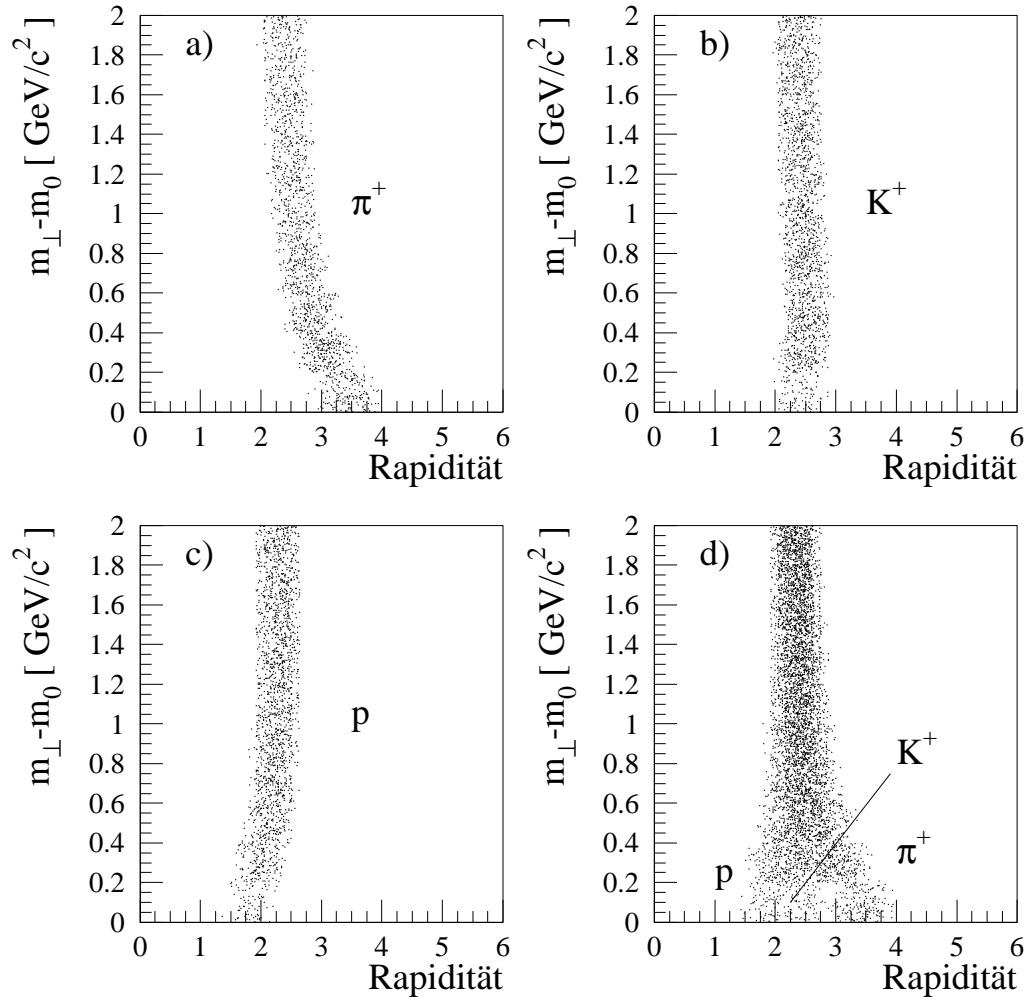


Abbildung 5.5: Simulierte Akzeptanz für Pionen, Kaonen und Protonen.

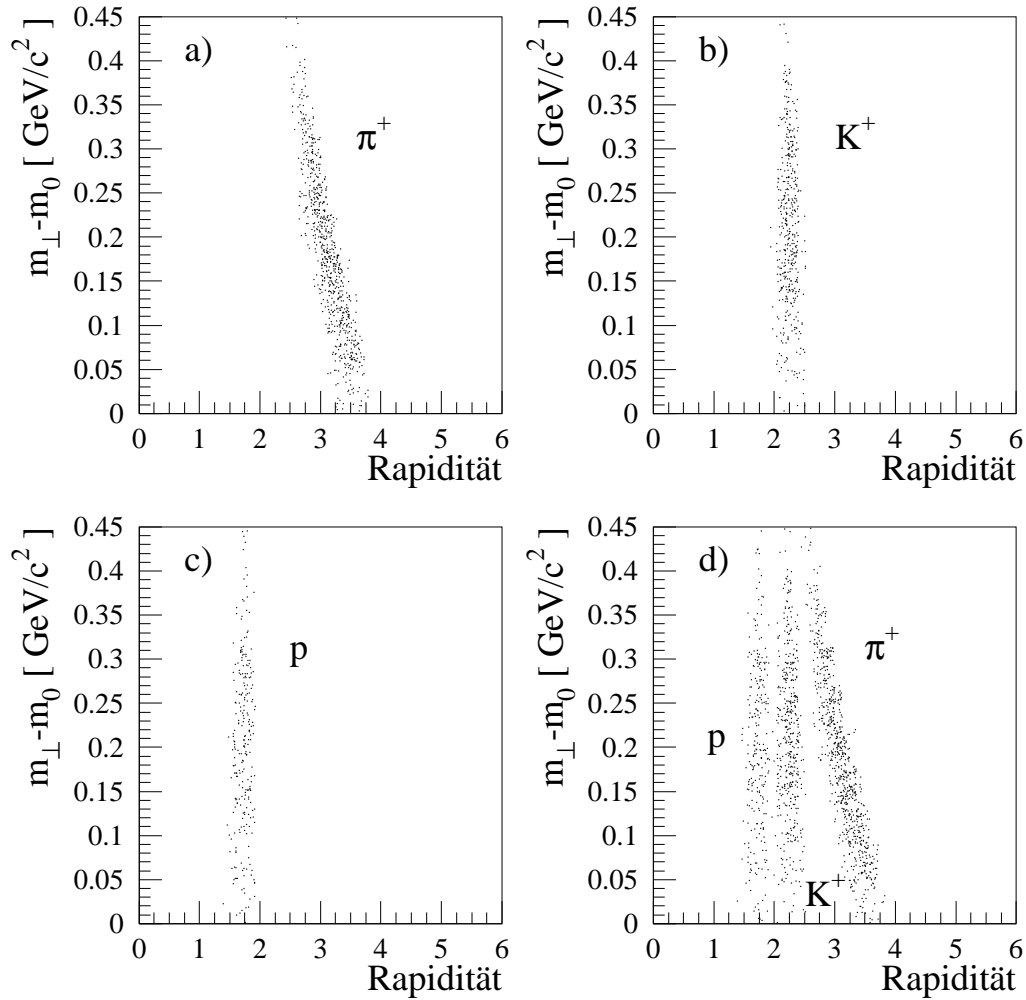


Abbildung 5.6: Simulierte Akzeptanz für Pionen, Kaonen und Protonen mit einer Gesamtimpulsschwelle von $3 \text{ GeV}/c$.

5.2.2 Die gemessene Akzeptanz

Die Abbildung 5.7 zeigt die Abhängigkeit der transversalen Masse als Funktion der Rapidity. Deutlich sind mehrere Bänder zu erkennen. In a)-c) jeweils die Akzeptanz der Teilchen aus einem bestimmten Massenbereich dargestellt. In a) sind nur Teilchen (im wesentlichen Pionen) eingetragen, deren Masse kleiner als $0,35 \text{ GeV}/c^2$ ist. In b) wurde eine Massenschwelle um die Masse der Kaonen gesetzt ($0,35 \leq m_{\perp} - m_0 (\text{GeV}/c^2) \leq 0,6$) und in c) eine Massenschwelle, die

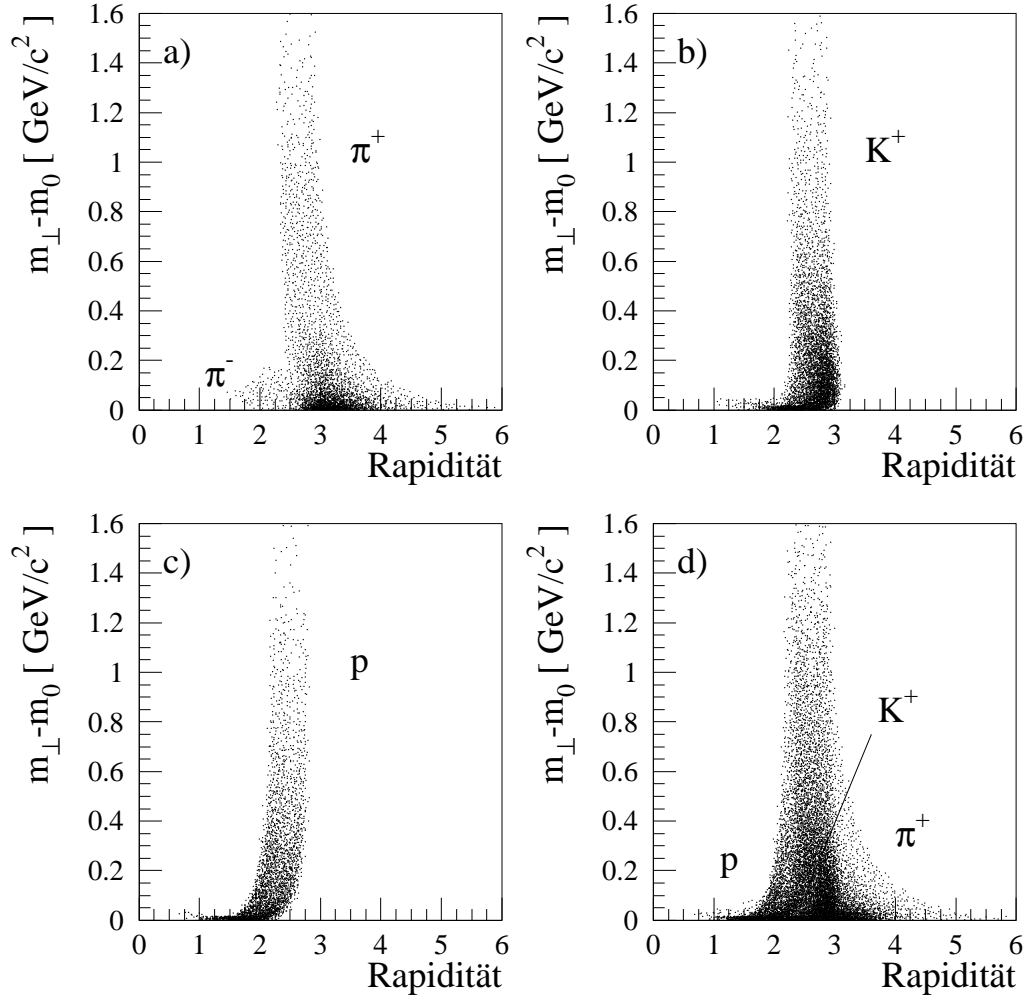


Abbildung 5.7: Gemessene Teilchenverteilung als Funktion der Rapidity und transversalen Massen ohne Gesamtimpulsschwelle.

hauptsächlich Protonen einschließt ($0,6 \leq m_{\perp} - m_0 (\text{GeV}/c^2) \leq 1$). Die verwendeten Massenschwellen sind in der Abbildung 5.8 dargestellt. In a) ist ein breites Band der π^+ zu sehen. Unterhalb dieses Bandes ist ein zweites, dünneres Band bei niedrigeren Rapiditäten zu erkennen. Es handelt sich um negativ geladene Pionen: Werden negativ geladene Pionen mit großem Transversalimpuls in Richtung der positiven x-Achse emittiert, so können sie auch die Detektoren des zweiten Teilchenspektrometers erreichen. Der auf diese Teilchen derzeit angewandte Trackingalgorithmus wird diese Teilchen nun wie positiv geladene Teilchen behandeln. Das bedeutet, daß diesen Teilchen ein anderer Weg zugeordnet wird, als sie in Wirklichkeit zurückgelegt haben. Im wesentlichen führt

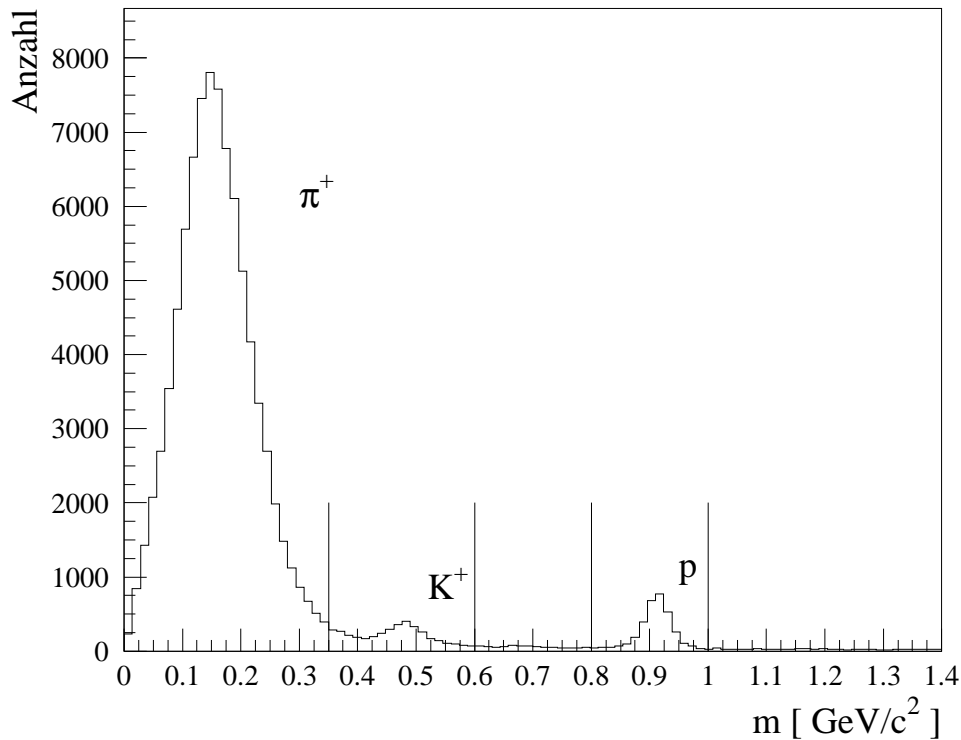


Abbildung 5.8: Massenschwellen für die oben aufgeführten Teilchenverteilungen.

dies dazu, daß den Teilchen eine viel niedrigere transversale Masse zugeordnet wird. In b) zeichnet sich ein dünnes Band von K^- im Rapiditätsintervall von 1,2 bis 3 ab. Aufgrund der um einen Faktor 3,6 höheren Masse der Kaonen gegenüber den Pionen ist ihre Rapidität niedriger als die der Pionen. Das Diagramm c) zeigt die Rapiditätsverteilung der Protonen, die der Verteilung der Kaonen ähnelt, jedoch zu niedrigeren Rapiditäten verschoben ist.

In der Abbildung 5.9 sind die gemessenen Akzeptanzen für eine Gesamtimpulsschwelle von $3 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Hier ist zu erkennen, wie sich das Band der negativ geladenen Pionen und das Band der positiv geladenen Pionen überlagern. Zudem wird deutlich, daß mit zunehmender Masse der Teilchenarten, die gemessene transversale Masse und damit der Transversalimpuls der Teilchen abnimmt. So wird für die Pionen bei dieser Gesamtimpulsschwelle eine größte transversale Masse von $0,3 \text{ GeV}/c^2$, für Kaonen ein $m_{\perp} - m_0 = 0,15 \text{ GeV}/c^2$ und für Protonen ein $m_{\perp} - m_0 = 0,08 \text{ GeV}/c^2$ gemessen.

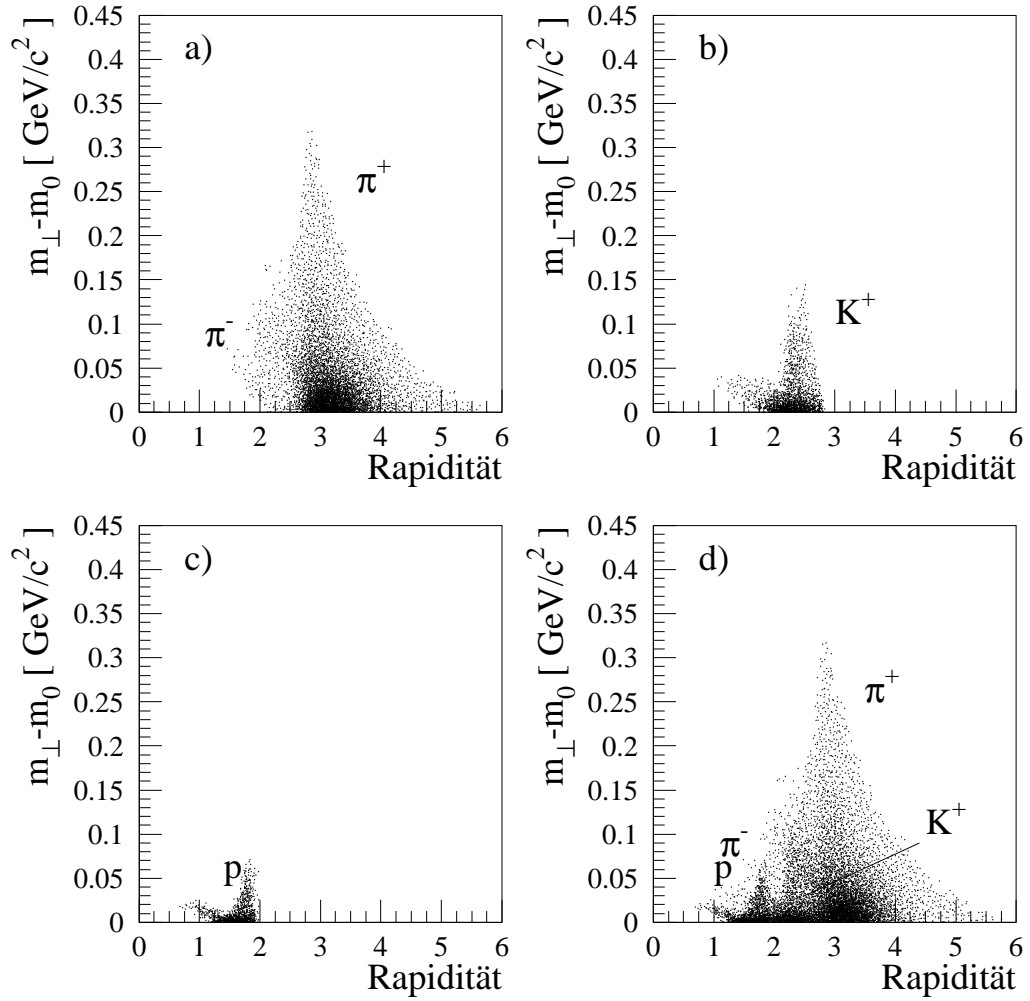


Abbildung 5.9: Gemessene Teilchenverteilung als Funktion der Rapidity und transversalen Massen mit einer Gesamtimpulsschwelle von $3 \text{ GeV}/c$.

Vergleich der Simulation mit der Messung

Die simulierten und die gemessenen Teilchenverteilungen sollen an dieser Stelle miteinander verglichen werden. Sie wurden dazu in Abbildung 5.10 übereinander gelegt. Zur besseren Darstellung wurden die simulierten Verteilungen jeweils durch Konturen dargestellt. Zudem wurde die Anzahl der Teilchen in einem bestimmten Rapidity- und $m_{\perp} - m_0$ -Intervall logarithmisch aufgetragen. Die Simulation überdeckt mit gleichförmiger Statistik den gesamten Wertebereich der transversalen Masse, da für die simulierten Teilchen eine Gleichverteilung als Eingabespektrum gewählt wurde. Die gemessene Verteilung

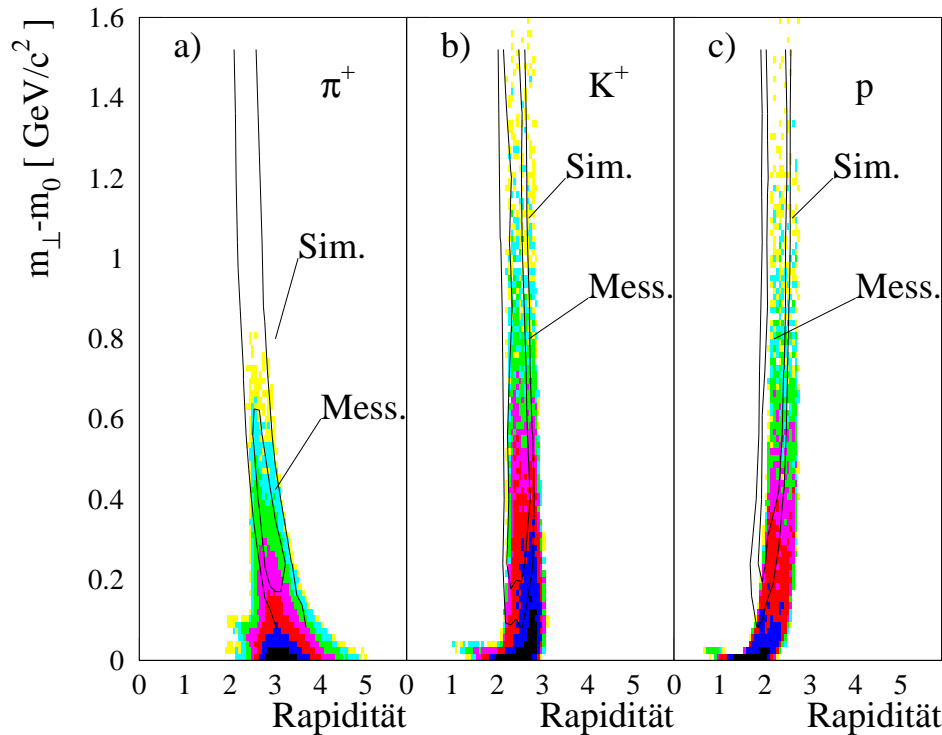


Abbildung 5.10: Überlagerung der gemessenen Teilchenverteilung als Funktion der Rapidity und der transversalen Masse mit der simulierten Akzeptanz.

Messung: schraffierte Flächen

Simulation: Linien

ist dagegen durch unterschiedliche Graustufen dargestellt. Bei niedriger transversaler Masse sind dabei die meisten Teilchen vorhanden (tiefes Schwarz).

Es ist zu erkennen, daß für die Pionen und die Kaonen trotz der zugrundeliegenden Näherungen der Simulation eine recht gute Übereinstimmung mit der Messung vorliegt. Bei sehr niedrigen transversalen Massen unterhalb von $0,1 \text{ GeV}/c^2$ bricht die Darstellung der Simulation ab. Die Verteilung der simulierten Protonen weicht allerdings für kleine m_{\perp} zu niedrigeren Rapiditäten hin ab. Es zeigt sich bei niedrigen transversalen Massen nur ein schmaler Streifen, in dem die Simulation mit der Messung übereinstimmt. Zu großen transversalen Massen wiederum ist die Übereinstimmung zwischen Messung und der Simulation besser. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, daß in der Simulation der Longitudinalimpuls nicht durch den zusätzlichen Transversalimpuls des Magnetfeldes geändert wird. Diese Näherung ist für sehr große Transversalimpulse besser erfüllt.

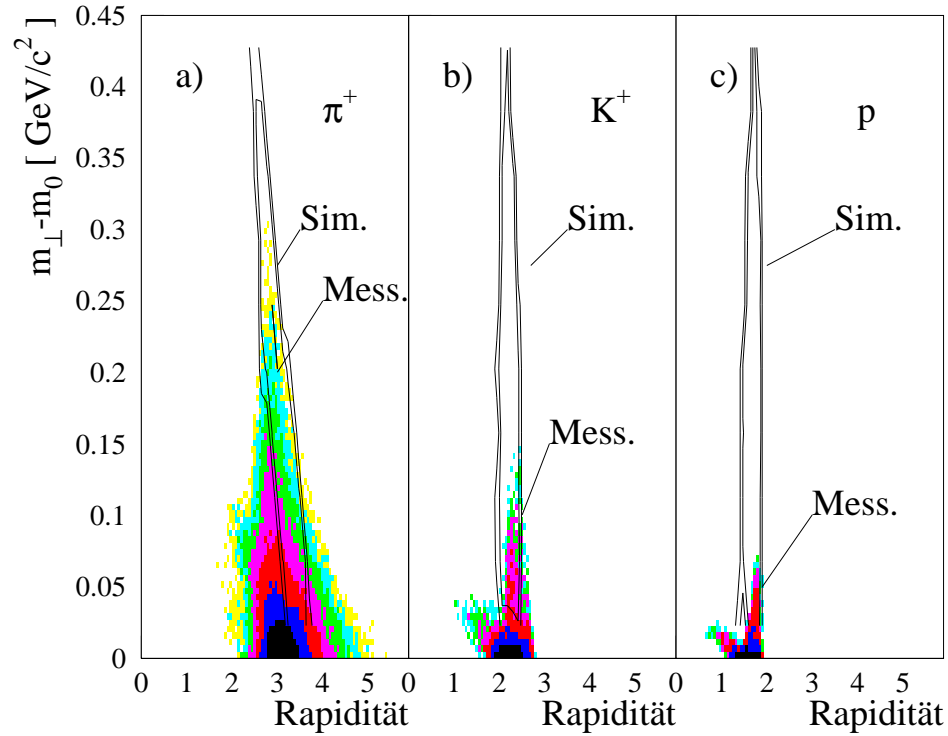


Abbildung 5.11: Überlagerung der gemessenen Teilchenverteilung als Funktion der Rapidity und der transversalen Masse mit der simulierten Akzeptanz bei einer Gesamtimpulsschwelle von $3 \text{ GeV}/c$.

Messung: schraffierte Flächen

Simulation: Linien

Im Diagramm 5.11 ist wiederum die simulierte und gemessene Akzeptanz übereinander gelegt worden, diesmal allerdings bei der Berücksichtigung einer Gesamtimpulsschwelle von $3 \text{ GeV}/c$. Die Simulation der Pionen zeichnet sich durch ein scharfes Band aus, während die Verteilung der Meßdaten gerade zu sehr niedrigen transversalen Massen über ein breites Rapidityintervall variiert. Die Verbreiterung zu niedrigen transversalen Massen kommt durch die schon zuvor erwähnten negativen Pionen zustande. Bei den Kaonen wie bei den Protonen zeigt sich für $m_{\perp} - m_0 > 0,05 \text{ GeV}/c^2$ teilweise eine Übereinstimmung der Simulation und der Messung.

Insgesamt zeigt sich, daß trotz der einfachen Annahmen die Messung durch die Simulation in vielen Bereichen recht gut wiedergegeben wird. Daher wird im folgenden Abschnitt der Versuch unternommen, eine akzeptanzkorrigierte transversale Massenverteilung zu bestimmen.

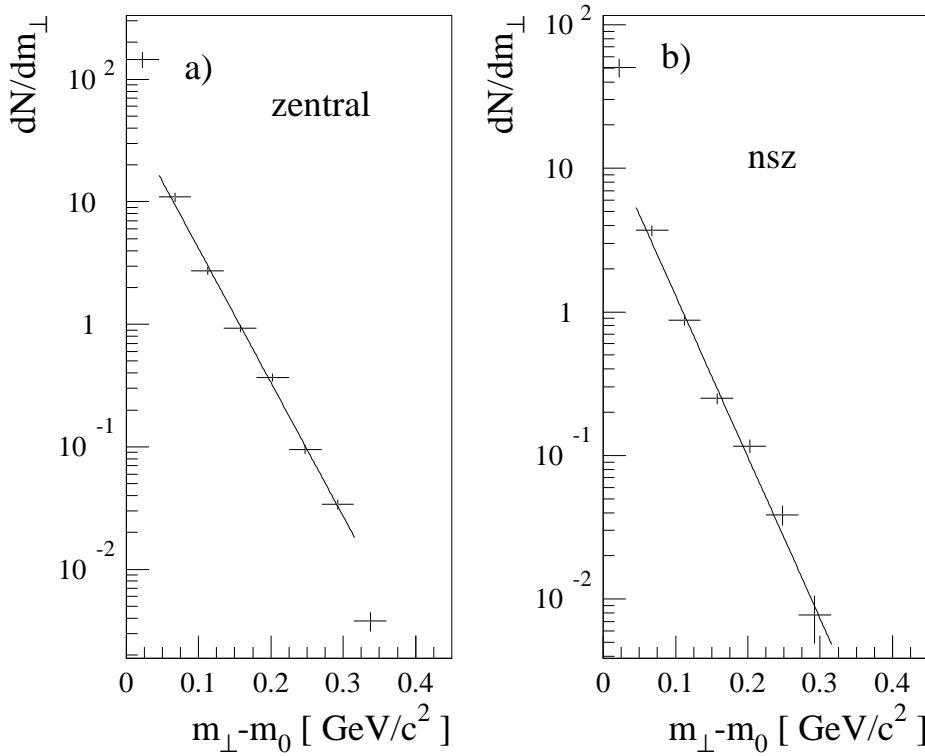


Abbildung 5.12: Akzeptanzkorrigierte transversale Massenverteilung der Pionen für zentrale und nicht so zentrale Reaktionen.

Transversale Massenverteilung

Eine akzeptanzkorrigierte Verteilung wird dadurch gewonnen, daß die simulierte Akzeptanz sowie die gemessene Teilchenverteilung auf die Achse der transversalen Masse projiziert und die gewonnenen Verteilungen anschließend dividiert werden. Es ergibt sich eine exponentielle Verteilung, wie sie in Abbildung 5.12 für Pionen dargestellt ist. In 5.12 a) ist die Verteilung für zentrale Reaktionen dargestellt. Die verschiedenen E_{\perp} -Klassen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Klasse 5 ($E_{\perp} > 350 \text{ GeV}$) umfaßt die zentralen Reaktionen. Die anderen Klassen werden als „nicht so zentral“ bezeichnet. Durch die Verteilungen wurde eine Exponentialfunktion gelegt:

$$F = c \cdot \exp \left(-\frac{m_{\perp}}{T} \right) . \quad (5.7)$$

Für zentrale Reaktionen ergibt sich $T = 39,7 \pm 1,0 \text{ MeV}/c$ und für nicht so zentrale Reaktionen $T = 38,6 \pm 1,9 \text{ MeV}/c$. Es ergibt sich im Rahmen der

Fehler kein signifikanter Unterschied. Dies ist ein Indiz dafür, daß die Effizienz der Detektoren nicht stark von der Zentralität einer Reaktion abhängt.

Aufgrund der erforderlichen Gesamtimpulsschwelle bricht das Spektrum für Kaonen bereits bei $m_{\perp} - m_0 = 0,15 \text{ MeV}/c^2$ und für Protonen bei $m_{\perp} - m_0 = 0,05 \text{ MeV}/c^2$ ab. Daher ist eine Analyse der akzeptanzkorrigierten transversalen Massenverteilungen für Kaonen und Protonen nicht möglich.

Nr.	E_{\perp} -Klassen	Anteil an minimum bias WQ
1	0 – 50 GeV	60-100%
2	50 – 150 GeV	40-60%
3	150 – 250 GeV	20-40%
4	250 – 350 GeV	10-20%
5	350 – 450 GeV	<10%

Tabelle 5.1: Die E_{\perp} -Klassen.

5.3 Das Kaonen- zu Pionenverhältnis

Das Verhältnis der Kaonen zu den Pionen in Abhängigkeit von der Zentralität macht Aussagen über eine erhöhte Produktion von seltsamen Teilchen. Im Gegensatz zu Proton-Proton-Stößen sollte es bei Schwerionenreaktionen mit Zunahme der Zentralität zur Ausbildung eines Gleichgewichtes kommen, in dem die Bedingungen für eine erhöhte Produktion seltsamer Teilchen gegeben sind (s. Theorie). Um die exakten Teilchenzahlen zu bestimmen, muß die Akzeptanz der Pionen und Kaonen bekannt sein. Diese wird mittels GEANT-Simulationen gewonnen, in der auch das vermessene Magnetfeld des GOLIATH-Magneten eingebunden ist. Diese GEANT-Simulation steht allerdings zur Zeit noch nicht zur Verfügung. Da die hier bestimmte Akzeptanz aufgrund der vereinfachten Näherung nicht genau genug ist, wird statt dessen ein Doppelverhältnis der Anzahl von Kaonen und Pionen als Funktion der Transversalenergie untersucht:

$$R = \frac{\frac{N_{K^+}}{N_{\pi^+}}(E_{\perp} - \text{Klasse})}{\frac{N_{K^+}}{N_{\pi^+}}(E_{\perp} - \text{Klasse } 1)} . \quad (5.8)$$

Dieses wäre von der Akzeptanz der Teilchen unabhängig. Im vorhergehenden Abschnitt wurde zudem gezeigt, daß die Effizienz der Detektoren relativ

unabhängig von der Zentralität der Reaktion ist. So ergibt sich ein auf eins normiertes Verhältnis, das von der Akzeptanz und Effizienz unabhängig ist.

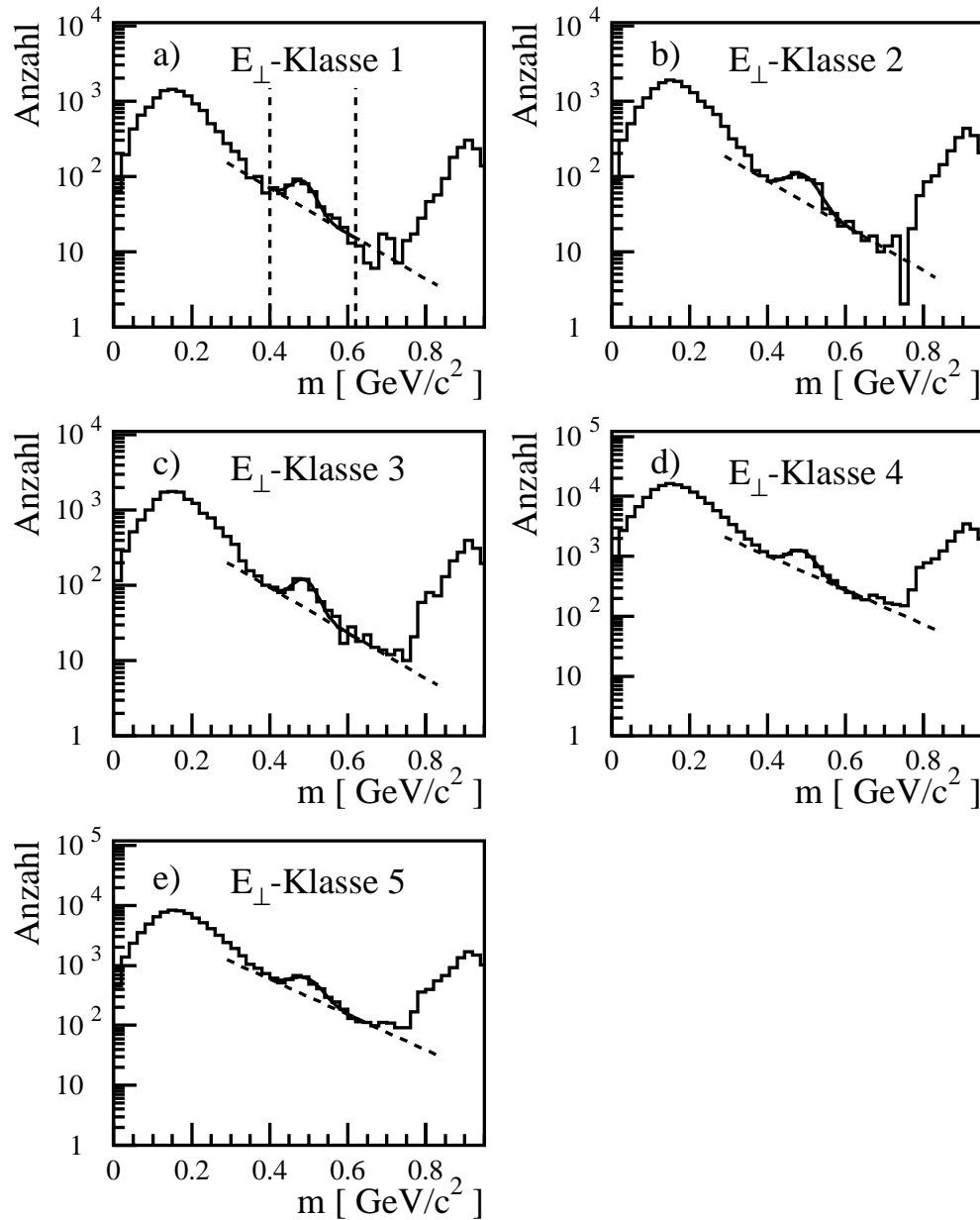


Abbildung 5.13: Massenverteilung in logarithmischer Darstellung für verschiedene E_{\perp} -Bereiche. An den Kaonen-Peak wurde eine Fitfunktion nach Gl. 5.9 angepaßt. Die vertikalen gestrichelten Linien bezeichnen die Grenzen der Fitfunktion.

Zunächst soll beschrieben werden, wie die Anzahl der Pionen und Kaonen

aus den gemessenen Daten gewonnen wird. Die Abbildung 5.13 zeigt für fünf E_{\perp} -Bereiche die gemessene Massenverteilung in logarithmischer Darstellung. Nach Abschnitt 5.2.2 beinhaltet die Verteilung der Pionen und Kaonen eine Kontamination mit negativen Pionen. Beim Generieren der Abbildung 5.13 wurde der Versuch unternommen, durch das Setzen von Schwellwerten für die Rapidität und die transversale Masse den Anteil der negativ geladenen Pionen zu minimieren. Allerdings kann ihr Einfluß auf die Massenverteilung erst ausgeschlossen werden, wenn in den verbesserten Trackingalgorithmen die negativ geladenen Pionen als solche erkannt und gesondert behandelt werden. Daher wurde durch die Verteilung der Kaonen im Massenintervall von $0,4 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,62 \text{ GeV}/c^2$ die folgende Fitfunktion gelegt:

$$F(m) = a \cdot \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma^2}\right) + \exp(b + m \cdot c) . \quad (5.9)$$

Hierbei bezeichnet a die Höhe der Gaußverteilung, b die Normierung und c die Steigung der Exponentialfunktion. Gestrichelt ist eine Exponentialfunktion mit jenen Parametern eingezeichnet, die mittels der Ausgleichsfunktion $F(m)$ gewonnen wurde. Diese Exponentialfunktion ist sehr sensitiv auf die Grenzen des Massenintervalls.

In dem Diagramm 5.14 wurde nun das Verhältnis der Kaonen zu Pionen dargestellt. Es ist auf das Verhältnis der E_{\perp} -Klasse 1 normiert. Für die 4. und 5. E_{\perp} -Klasse wurde der systematische Fehler durch Variation der Grenzen zu 11,3% bzw. 13,4% bestimmt. Generell zeichnet sich also mit steigendem E_{\perp} ein Anstieg des Verhältnisses ab.

Die negativen Pionen sowie die systematischen Unsicherheiten bei der Extraktion der genauen Kaonenanzahl führen allerdings zu Unsicherheiten, die es zur Zeit nicht gestatten, dieses Verhältnis mit den Ergebnissen anderer Experimente zu vergleichen. Eine erhöhte Produktion von seltsamen Teilchen gegenüber p+p-Reaktionen wurde bereits am CERN-SPS und am Brookhaven AGS beobachtet. Im WA85-Experiment wurde unter anderem die Produktion von mehrfach seltsamen Baryonen und Antibaryonen (Ξ^- , $\bar{\Xi}^-$, Λ , $\bar{\Lambda}$) in Schwefel-Wolfram-Stößen bei einer Energie von 200 AGeV untersucht. Es wurde eine Erhöhung des Verhältnisses $\bar{\Xi}^-/\bar{\Lambda}$ im Vergleich zu pp-Reaktionen gemessen [Aba90, Aba91a, Aba91b]. In [Abb91] ist ein Vergleich zwischen p+Be bzw. p+Au und Si+Au Reaktionen zusammengestellt. Bei zentralen Si+Au Reaktionen zeigt sich ein erhöhtes Verhältnis von K^+/π^+ gegenüber Reaktionen mit einem Proton-Projektil.

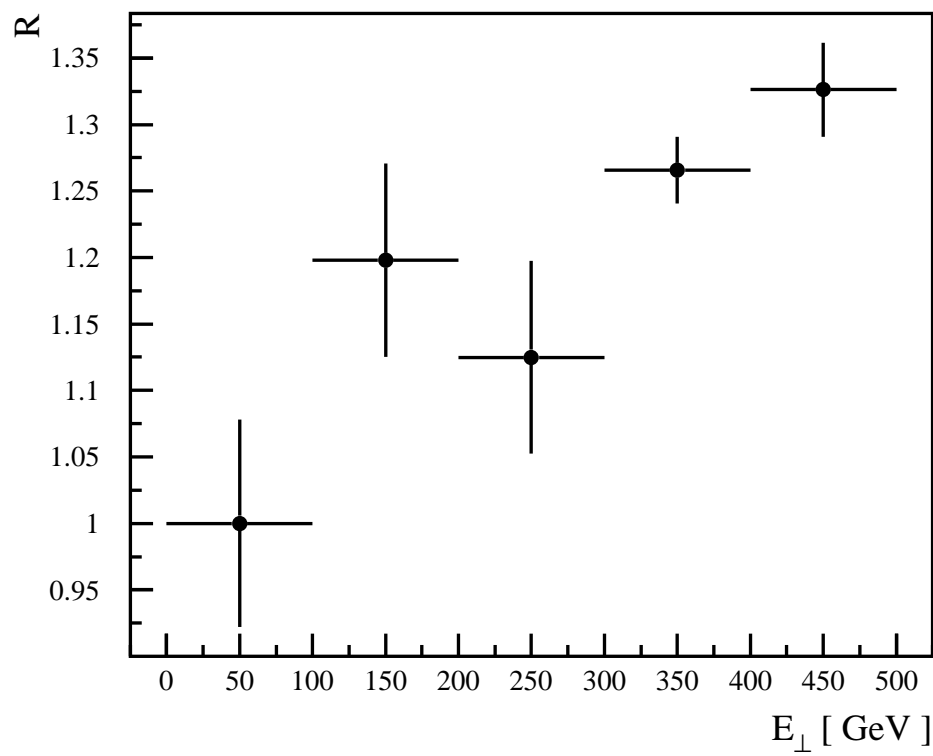


Abbildung 5.14: Doppelverhältnis nach Gl. 5.8 der Kaonen zu Pionen als Funktion der Transversalenergie. Das Verhältnis wurde auf die 1. E_{\perp} -Klasse normiert.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Mechanismus einer erhöhten Produktion seltsamer Teilchen vorgestellt. Qualitativ wurden Beispiele für die Bedeutung dieses Strangeness-Enhancements als mögliche Signatur eines Quark-Gluon-Plasmas angeführt.

Es wurden die Anforderung an die Detektoren des Teilchenspektrometers für geladene Teilchen des WA98-Experiments, sowie ihre Funktionsweise vorgestellt. In einer sehr vereinfachten Abschätzung wurde ein Gefühl für die Stärke der Wirkung des Magnetfeldes auf geladene Teilchen gegeben. Es wurde die Methode vorgestellt, wie sich die Teilchenspuren in den Detektoren finden lassen und wie die Teilchen indentifiziert werden.

Es folgte eine Diskussion der Massenverteilungen. Mit Hilfe von Gesamtimpulsverteilungen als Funktion der Teilchenmasse konnte erklärt werden, welche Mängel die derzeitig verfügbaren Datensätzen aufweisen. Im wesentlichen kommt es, aufgrund einer ungenauen Kalibration der Flugzeitwand, mit zunehmenden Gesamtimpuls der Teilchen zu einer unsicher bestimmten Masse der Teilchen. Dies führte dazu, daß eine Gesamtimpulsschwelle für die Teilchen eingeführt werden mußte, wodurch sehr viel der vorhandenen Statistik verworfen wurde.

In einer Simulation wurde anhand einer Strichnäherung die Akzeptanz der Detektoren bestimmt. In einigen Rapiditäts- und transversalen Massenbereichen konnte trotz der vereinfachten Annahmen teilweise eine gute Übereinstimmung mit der gemessenen Teilchenverteilung erzielt werden. Es wurde festgestellt, daß in den Datensätzen eine Kontamination mit negativ geladenen Pionen vorhanden ist. Diese bilden für das abschließend betrachtete Teilchenzahlenverhältnis von Pionen und Kaonen als Funktion der Zentralität einen gewissen Untergrund.

Anhand dieses Verhältnisses konnte ein Anstieg der Produktion seltsamer Teilchen angedeutet werden.

Die genauen Analysen der Messungen mit dem Teilchenspektrometer für positiv geladene Teilchen befindet sich zur Zeit noch in Arbeit. Derzeitig arbeiten die japanischen und schwedischen Mitglieder der Kollaboration intensiv an einer verbesserten Kalibration der Flugzeitwand. Nach dem Abschluß dieser Arbeit, wird es zu höheren Gesamtimpulsen keine derartig ausgeprägte Auffächerung der Massenverteilung geben, wie sie im derzeit zur Verfügung stehenden Datensatz gegeben ist. Die Massen der Teilchen werden also über einen großen Gesamtimpulsbereich genügend scharf bestimmt sein, so daß es insbesondere bei den Pionen und Kaonen nur zu einer verhältnismäßig geringen Überlappung der Verteilungen kommt. Dies bedeutet, daß keine Gesamtimpulsschwelle gesetzt werden muß. Die zur Verfügung stehende Statistik wäre bedeutend höher.

Anhang A

A.1 Pseudorapidität

Die Bestimmung der Rapidität eines Teilchens erfordert die Messung seiner Masse, Energie und des Streuwinkels. Falls experimentell keine Teilchenerkennung und/oder Energiemessung möglich ist, kann für $E \gg m_0$ die Energie in Gleichung 5.3 durch den Impuls ersetzt werden und es ergibt sich die

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_{\parallel}}{p - p_{\parallel}} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$= \ln \left(\frac{p + p_{\parallel}}{p_{\perp}} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$= -\ln \left[\tan \frac{\Theta}{2} \right] \quad (\text{A.3})$$

$$\approx y, \quad E \gg m_0 .$$

Diese Pseudorapidität ist nur noch vom Streuwinkel Θ abhängig.

Literaturverzeichnis

- [Aba90] S Abatzis et al., WA85-Collaboration, Phys. Lett **244B**(1990) 130-134
- [Aba91a] S Abatzis et al., WA85-Collaboration, Phys. Lett **259B**(1991) 508-510
- [Aba91b] S Abatzis et al., WA85-Collaboration, Phys. Lett **B270**(1991) 123-127
- [Abb91] T. Abbott et al., E802-Collaboration, Phys. Rev. Lett. **66**(1991) 1567-1570
- [Ata82] M. Atac, A. Tollestrup und D. Potter, Nucl. Instr. and Meth. **200**(1982) 345-354
- [Awe89] T. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A203** (1982) 189
- [Bay76] G. Baym and A. A. Chin, Phys. Lett. **62B** (1976) 241-244
- [Bay89] G. Baym and I. Sarcevic, Phys. Lett. **B219** (1989) 205-209
- [Car98a] L. Carlén et al., *Performance of multi-step avalanche chambers equipped with two-dimensional electronic readout*, 1998, eingereicht zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. and Meth.
- [Car98b] L. Carlén et al., *Fabrication and test of a 70 000 channels electronic pad readout system for multi-step avalanche chambers*, 1998, eingereicht zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. and Meth.
- [Cha88] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 269**(1988) 142

-
- [Cse94] L. P. Csernai, *Introduction to relativistic heavy Ion collisions*, John Wiley & Sons, 1994
- [Eno98] K. Enosawa et al., Interne Mitteilung der WA98-Kollaboration, 1998
- [Gre91] C. Greiner und H. Stöcker, Phys. Rev. **D44** (1991) 3517-3529
- [Gyu84] M. Gyulassy, K. Kajantie, H. Kurki-Suonio und L. McLerran, Nucl. Phys. **B237**(1984) 477-501
- [Hov82] L. van Hove, Phys. Lett. **118B** (1982) 138-140
- [Hov83] L. van Hove, Z. Phys. **C21**(1983) 93-98
- [Hov85] L. van Hove, Z. Phys. **C21**(1985) 135-144
- [Izy91] M. Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 310**(1991) 98
- [Koc90a] P. Koch, U. Heinz und J. Pisut, Phys. Lett. **B243**(1990) 149-157
- [Koc86] P. Koch, B. Müller und J. Rafelski, Phys. Rep. **142**(1986) 167-262
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416-422
- [Ott93] I. Otterlund, Physics of relativistic nuclear collisions, In H. H. Gutbrod und J. Rafelski, Heraus., Particle Production in highly excited matter, 57-87, NATO ASI Series, 1993
- [Per87] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [Pov95] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer Lehrbuch 1995
- [Raf82] J. Rafelski und B. Müller, Phys. Rev. Lett. **48**(1982) 1066-1069
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Mai 1995
- [Roh95] A. Röhring, *Aufbau und Test eines Detektors für Experimente mit kosmischer Strahlung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, November 1995

- [Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gesstützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglaskalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Mai 1994
- [Sch94b] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, April 1994
- [Sho85] A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54**(1985) 1122-1125
- [Sto95] R. Stock, *Der Blei-Strahl am CERN-SPS*, Physikalische Blätter 6, Juni 1995
- [Vod93a] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, 1993, interner Bericht, GSI, Darmstadt
- [Vod93b] A. S. Vodopianov, *TOF Status Report*, 1993, interner Bericht, GSI, Darmstadt
- [Web93] F. Weber, Proceedings zu *2. International Conference on Physics and Astrophysics of Quark-Gluon-Plasma*, Kalkutta, 19.-23. Januar, World Scientific, Singapore, 1993
- [Won94] C. Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, 1994
- [You89] G. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 503

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Ermöglichung der lehrreichen Aufenthalte am CERN.

Bei Herrn Dr. habil. T. Peitzmann bedanke ich mich für die hilfreichen Hinweise und die Klärung vieler Fragen.

Für die Klärung zahlreicher Fragen im Zusammenhang mit dem Teilchenspektrometer bedanke ich mich bei Herrn Dipl.-Phys. K. El Chenawi, Dr. S. Garpman, Herrn Dr. H.-Å. Gustafsson, P. Nilsson und Dr. T. Svensson von der Universität LUND, Schweden, sowie K. Enosawa, Dr. S. Nishimura, Dr. S. Sato, Dipl. Phys. Y. Yokota von der Universität Tsukuba, Japan.

Ebenso bedanke ich mich bei Dipl.-Phys. C. Barlag, Dipl.-Phys. S. Bathe, Dipl.-Phys. C. Blume, Dr. Ernst-Michael Bohne, Dipl.-Phys. D. Bucher, Dipl.-Phys. H. Büsching, Dr. A. Claussen, Dr. R. Glasow, S. Gorus, S. Joerrens, Dr. A. Khoukaz, H. Köhncke, T. Krümpel, Dipl.-Phys. Langheinrich, Dipl.-Phys. T. Lister, I. Pellmann, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dipl.-Phys. K. Reygers, Dipl.-Phys. G. Schepers, Dipl.-Phys. H. Schlagheck, Dipl.-Phys. D. Stüken und C. Thomas, für die Unterstützung und die gute Zusammenarbeit.

Ganz besonderer Dank geht an meine Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig
verfaßt habe und keine anderen als die angegebenen
Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Münster, den 31. März 1998

Zoltán Kálmán Böröcz

