Strangenessproduktion bei kleinen transversalen Impulsen und mittleren Rapiditäten in der Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt
der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

von

Dipl. Phys. Christoph Lothar Plettner

geboren am 6. April 1968 in Stuttgart, Bad Cannstatt (Württemberg)

Gutachter ....

....

....

Eingereicht am: ....

Tag der Verteidigung: ....

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Zustandsgleichung von Kernmaterie

Die meisten uns bekannten Elemente werden in Sternen bei vergleichsweise geringen Dichten erzeugt [Rol88]. Abgesehen von supermassiven Sternen mit $M \geq 100\,M_\odot$[1] kann man das heiße, gasförmige Material im Sterneninnern gut durch die Zustandsgleichung eines idealen Gases beschreiben

$$\frac{PV}{T} = \text{const} = k \tag{1.1}$$

mit der Boltzmannkonstante $k = 1.38 \times 10^{-16}$ kg m^{2}s^{-2}K^{-1}. Ferner stehen P für den hydrostatischen Druck, T für die Temperatur und V für das Molekularvolumen. Im Abstand r vom Mittelpunkt des Sterns herrscht damit der hydrostatische Druck

$$P(r) = \frac{k}{m}\,\rho(r)T(r)\,, \tag{1.2}$$

wobei m das mittlere Molekulargewicht und ρ die Massendichte sind.

Nachdem ein Stern seinen nuklearen Brennstoff verbraucht hat, kann er das Gleichgewicht zwischen der Gravitation und dem Auftrieb $dP(r)/dr$ nicht mehr aufrecht erhalten. Er kollabiert. Je nach Masse des Sterns kann er als weißer Zwerg ($10^{-3}M_\odot \leq M_{\text{WZ}} \leq 1.4M_\odot$), als Neutronenstern $(0.7M_\odot \leq M_{\text{NS}} \leq 1.8M_\odot)$ oder sogar als schwarzes Loch enden. Unsere Sonne, die einen Radius von 7×10^5 km besitzt, hätte als weißer Zwerg noch einen Radius von 7×10^3 km. Als Neutronenstern beträge ihr Radius noch 10 km, und als schwarzes Loch wäre ihr Radius sogar kleiner als 3 km. Die Zustandsgleichung für solch komprimierte Sternmaterie kann offensichtlich nicht mehr durch jene eines idealen Gases beschrieben werden.

In [Sch74] wird eine Zustandsgleichung für komprimierte Kernmaterie vorgeschlagen. Dazu wird die Energie pro Nukleon W als Funktion der Temperatur T und der Dichte ρ dargestellt, $W = W(\rho, T)$. Die Gesamtenergie W_{tot} besteht demnach aus drei additiven Anteilen,

$$W_{\text{tot}} = E_T(\rho, T) + E_C(\rho) + W_0\,, \tag{1.3}$$

---

[1] $M_\odot = 1.98910^{33}$ g ist die solare Masse

d.h. einem thermischen Anteil E_T, einem Kompressionsanteil E_C und einem konstanten Term W_0. Der Kompressionsanteil E_C gibt an, welcher Anteil der zur Verfügung stehenden Gesamtenergie für die thermische Bewegung und die Teilchenproduktion zur Verfügung steht [Aic85]. Nach [Sto86] hängt E_c von der Kompressibilität κ wie folgt ab

$$E_c(\rho, T = 0) = \frac{\kappa}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 , \tag{1.4}$$

wobei ρ_0 die Grundzustandsdichte von Kernmaterie bezeichnet. Diese beträgt 0.16 Nukleonen pro fm^3. Bei einer Kompessibilität von $\kappa = 380\,\mathrm{MeV}$ spricht man von einer harten, bei $\kappa = 200\,\mathrm{MeV}$ von einer weichen Zustandsgleichung.

1.2 Schwerionenkollisionen bei SIS-Energien

Das Schwerionensynchroton (SIS) an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) bei Darmstadt kann gestrippte Atomkerne auf Energien von bis zu 2 GeV pro Nukleon beschleunigen. Modellrechnungen sagen voraus, daß bei diesen Kollisionsenergien Kernmateriedichten von 2 - 3ρ_0 erreicht werden können. Diese Dichten sind ebenfalls im Zentrum von Neutronensternen anzutreffen. Abb.1.1 zeigt das Bild einer Schwerionenreaktion bei SIS-Energien. Zwei Kerne treffen im Abstand b, dem Stoßparameter, aufeinander. Der Verbindungsvektor $\vec{b}$ und die Strahlachse bilden die Reaktionsebene. Teilchen innerhalb des geometrischen Überlappungsbereiches werden im allgemeinen *Partizipanten* genannt; dagegen Teilchen, die nicht unmittelbar am Stoß beteiligt sind, *Spektatoren* [Stö96]. Im Überlappbereich wird die Kernmaterie stark verdichtet und angeregt. Man spricht gelegentlich auch von einem *Fireball*. Hochangeregte Teilchen im Feuerball sind von kalter Spektatorenmaterie umgeben und werden senkrecht zur Reaktionsebene herausgequetscht. Dieses Phänomen nennt man *Squeeze-Out*. Die Spektatoren erfahren in der Nähe des Feuerballs eine abstoßende Kraft, die sie ablenkt (*Bounce-Off*). Bei der Expansion des Feuerballs werden die Partizipanten eben-

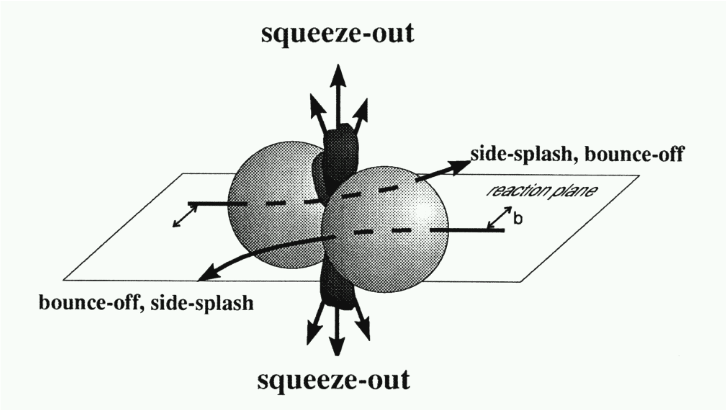


Abb. 1.1: Graphische Darstellung einer Schwerionenkollision. Dargestellt sind die vorherrschenden Flußeffekte Squeeze-Out, Side-Splash und Bounce-Off.

falls abgelenkt (*Side-Splash*) und zeigen einen gerichteten, kollektiven Seitwärtsfluß. Diese Effekte haben ihre größte Ausprägung bei mittleren Stoßparametern. Zentrale Stöße, bei denen nahezu alle Nukleonen aktiv am Stoße teilnehmen, zeigen dagegen eine isotrope Teilchenverteilung. Ausführlicher wird auf diesen Themenkomplex in Kap. 1.2.2 eingegangen.

1.2.1 Teilchenproduktion

Die im Eingangskanal zur Verfügung stehende kinetische Energie der Kerne wird beim Schwerionenstoß in ungeordnete (thermische) Energie, Kompression, Teilchenerzeugung und kollektive Flußmoden umgewandelt. Die Zeitskalen[2], auf denen Schwerionenreaktionen stattfinden, reichen von 0 fm/c bis 20 - 30 fm/c. Bei der in dieser Arbeit analysierten Reaktion ist $\sqrt{s} = 2.59$ GeV/c^2. Das bedeutet, daß in einem direkten N-N-Stoß Pionen, Δ- und N^*-Nukleonresonanzen sowie K^+-Mesonen erzeugt werden können. Deltaresonanzen, insbesondere die $\Delta(1232)$-Nukleonresonanz, zerfallen in ein Pion und ein Nukleon

$$\Delta \longrightarrow \pi N \ . \tag{1.5}$$

Umgekehrt ist auch die Absorption von Pionen durch den Umkehrreakton möglich

$$\pi N \longrightarrow \Delta \ . \tag{1.6}$$

Pionen unterliegen in Kernmaterie starken Wechselwirkungen. So beträgt der totale Wirkungsquerschnitt für $\pi^+ p$-Streuung bei einem Pionenimpuls zwischen 0.4 und 0.5 GeV/c 80 bis 40 mb [Bal98]. Daraus schließt man, daß Pionen, die im Experiment beobachtet werden, zumeist nahe der Oberfläche erzeugt wurden. Pionen werden außerdem durch mehrere Produktions- und Absorptionszyklen erzeugt. Mit Hilfe von Transportmodellen wurde gezeigt, daß die Zahl der Zwischenzustände bis zur Pionenemission bei Au + Au-Reaktionen bis zu 15 betragen kann [Har92]. Die Pionenproduktionsrate hängt daher hauptsächlich von den Endzustandswechselwirkungen ab und zeigt demzufolge nur noch eine schwache Abhängigkeit von der nuklearen Zustandsgleichung.

Eine bessere Methode zur Untersuchung der Zustandsgleichung stellt die Messung der Kaonenproduktionsraten dar. Wie von Aichelin [Aic85] gezeigt wurde, kann der Unterschied der Kaonenproduktionsrate zwischen weicher und harter Zustandsgleichung bis zu ein Faktor von 2.9 betragen. In Schwerionenkollisionen entstehen Kaonen (K bzw. K^+) durch Baryon-Baryon-, Baryon-Meson- oder Meson-Meson-Wechselwirkungen. Die Reaktionsgleichungen sind also

$$\begin{aligned} BB &\longrightarrow BYK\,, && (1.7)\\ MB &\longrightarrow YK\,, && (1.8)\\ MM &\longrightarrow K\bar{K}\,. && (1.9) \end{aligned}$$

---

[2] Die Zeitskalen werden in fm/c angegeben, wobei 3 fm/c = 10^{-23} s sind.

Y steht für Hyperonen (Λ, Σ), B für Baryonen (Nukleonen und Nukleonresonanzen), M für Mesonen (bei SIS Energien hauptsächlich Pionen) und $\bar{K}$ für Antikaonen.

Die Produktionsschwelle für Kaonenproduktion beträgt $1.58\,\mathrm{GeV}$, trotzdem werden Kaonen in Schwerionenreaktionen bei Einschußenergien unterhalb der freien Produktionsschwelle erzeugt. Möglich wird dies durch kooperative Mehrfachprozesse, in denen zum Beispiel Deltaresonanzen als Energiezwischenspeicher agieren. Im System ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV beträgt der Anteil der durch Baryon-Baryon-Wechselwirkung erzeugten Kaonen 75% gegenüber 25% in Baryon-Meson-Wechselwirkungen [Fan94]. Dieselben Rechnungen ergaben, daß die Kaonenausbeute im Falle einer weichen Zustandsgleichung um 15% höher als bei einer harten wäre.

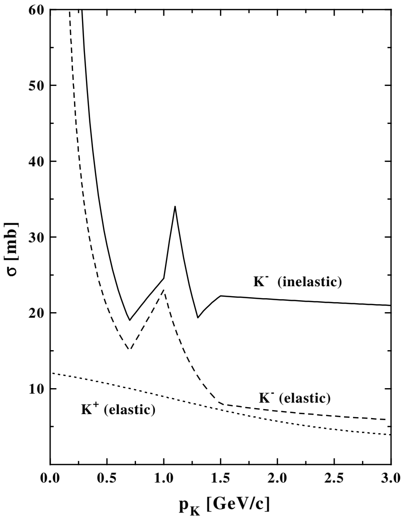


Abb. 1.2: Parametrisierungen der totalen Wirkungsquerschnitte für die inelastische und elastische K^-N- und der elastischen K^+N-Wechselwirkung als Funktion des Kaonenimpulses p_K im Labor nach [Cas97]. Die tabellierten Daten findet man in [Bal98].

Antikaonen ($\bar{K}$ bzw. K^-) werden durch Baryon-Baryon-Wechselwirkungen als Folge der Strangenesserhaltung [Sib98] assoziiert erzeugt durch

$$BB \longrightarrow BBK\bar{K}\,. \tag{1.10}$$

Die Produktionsschwelle dieser Reaktion ist, da zwei Mesonen erzeugt werden, höher als im vorherigen Fall ($E_{\mathrm{thr}} = 2.55\,\mathrm{GeV}$). Bei SIS-Energien ist dieser Kanal trotz kooperativer Prozesse nahezu geschlossen. Es findet stattdessen ein Strangenessaustauschprozess [Li98a] statt, durch den Antikaonen produziert werden können. Folgender Prozess kann dabei eine tragende Rolle spielen

$$\pi Y \longrightarrow \bar{K}N\,. \tag{1.11}$$

Wie im Produktionsmechanismus so auch in der Wechselwirkung mit Kernmaterie unterscheiden sich Kaonen und Antikaonen erheblich. Abb.1.2 zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte der Kaonen und Antikaonen in Materie. Während $\sigma(p_{K^+})$ nahezu konstant 10 mb beträgt, ist die Absorption der $\bar{K}$ über den Reaktionskanal

$$\bar{K}N \longrightarrow \pi Y \tag{1.12}$$

sehr stark. Da Kaonen ein $\bar{s}$-Quark enthalten, können sie infolge Strangenesserhaltung nicht absorbiert werden.

Einen gewissen Einfluß auf die Impulsverteilung der Kaonen hat auch die Coulombwechselwirkung. Wie von Wang u. a. in [Wan98a] gezeigt wird, werden durch die abstoßende (anziehende) Kraft, die die Kaonen (Antikaonen) erfahren, der Fluß und damit auch die azimutalen Verteilungen beeinflußt.

1.2.2 Teilchenfluß

Unter dem Teilchenfluß in einer Schwerionenreaktion versteht man das kollektive Emissionsverhalten der Teilchen. Dieses zeigt eine komplizierte Abhängigkeit vom Stoßparameter, Systemgröße und der in der Reaktion verfügbaren Energie. Bei Reaktionen mit einem feststehenden Target ist diese durch die kinetische Energie des Projektils gegeben. Prinzipiell unterscheidet man zwischen dem transversalen und dem elliptischen Fluß [Oll98]. Diese treten jeweils in zwei Formen auf: der Transversalfluß kann der Projektilrichtung folgen (positiver Transversalfluß) oder in die entgegengesetzer Richtung reflektiert werden (negativer Transversalfluß). Der elliptische Fluß kann in der Reaktionsebene und senkrecht zu ihr auftreten.

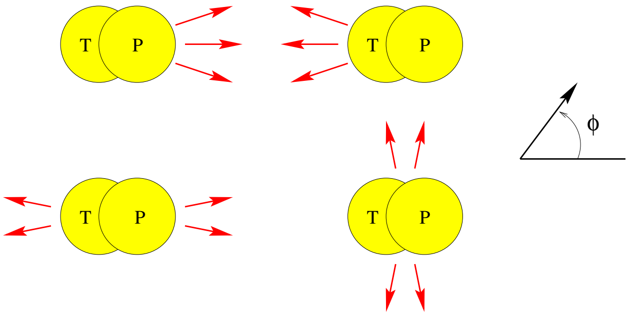


Abb. 1.3: Darstellung der vier Haupttypen der azimutalen Anisotropie in der Stoßebene [Oll98]. Das Target ist durch T und das Projektil durch P gekennzeichnet. Gezeichnet sind von oben nach unten: der transversale Fluß in der Projektil- und Targetrichtung bzw. der elliptische Fluß in der Reaktionsebene und senkrecht zur Reaktionsebene. ϕ steht für den Winkel des emittierten Teilchen relativ zur Richtung des Stoßparameters.

Als nächstes soll die Energieabhängigkeit der Flußkomponenten diskutiert werden. Bei kleinen Projektilenergien ($E_{Proj} < 100$ A·MeV) werden die Wechselwirkungen zwischen Projektil und Target dominiert vom attraktiven, mittleren Kernpotential. Als Folge werden die Projektilteilchen zum Target hingezogen und bilden einen negativen Transversalfluß. Außerdem bilden Target und Projektil ein rotierendes System. Durch die auftretenden Zentrifugalkräfte werden Teilchen in die Reaktionsebene abgestrahlt. Dies nennt man den elliptischen Fluß in der Reaktionsebene.

Bei höheren Energien gewinnen Nukleon-Nukleon-Kollisionen an Bedeutung. Diese erzeugen einen "Druck", der Projektilreste und Fragmente aus dem Feuerball vom Target wegdrückt und dadurch einen positiven Transversalfluß bildet. Ferner werden Nukleonen im Überlappbereich der am Stoß beteiligten Kerne verdichtet, und von der kalten Spektatorenmaterie, zumindest teilweise, daran gehindert, in die Reaktionsebene emittiert zu werden (Abschattungseffekt). Diesen elliptischen Fluß, der senkrecht zur Reaktionsebene gerichtet ist, nennt man auch *Squeeze-Out*.

Der Übergang zwischen den beiden beschriebenen Szenarien für den gerichteten Transversalfluß findet in Abb. 1.4 beim Nulldurchgang der Kurve von $\langle \cos \Phi \rangle$ statt. Experimentell kann man aber nicht zwischen Projektil- und Targetteilchen

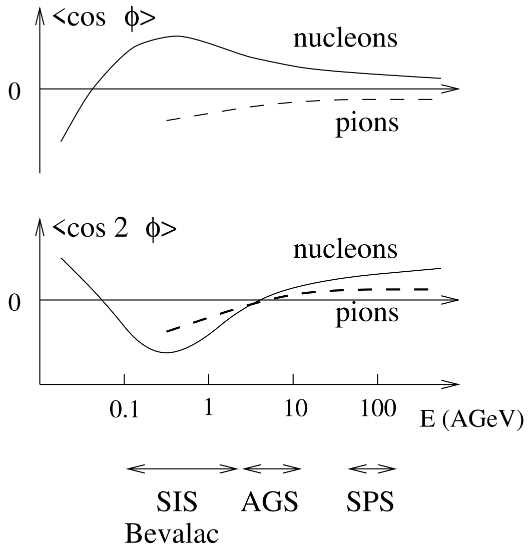


Abb. 1.4: Abhängigkeit des transversalen (oberes Bild) und des elliptischen Flusses (unteres Bild), ausgedrückt durch die Komponenten $\langle\cos\Phi\rangle$ und $\langle\cos 2\Phi\rangle$, von der Projektilenergie E (nach Y. Ollitrault [Oll98]). Die durchgezogenen Linien stellen die Baryonen, die gestrichelten Linien die Pionen dar. Die Pfeile repräsentieren die Energiebereiche, die durch die Beschleunigeranlagen SIS (Darmstadt), AGS (Brookhaven) und SPS (CERN) abgedeckt werden.

unterscheiden, so daß man nicht einen Nulldurchgang messen kann, sondern lediglich ein Minimum. Wegen der, für solche Untersuchungen nötigen, geringen Projektilenergien sind solche Versuche aber durch das Problem mit den Detektorschwellen für den Teilchennachweis sehr anspruchsvoll.

Bei ultrarelativistischen Energien fliegen die Spektatoren, d.h. die an der Kernreaktion unbeteiligten Nukleonen, zu schnell am Feuerball vorbei, um zum Squeeze-Out zu führen. Der elliptische Fluß ändert seine Orientierung und liegt wieder in der Reaktionsebene.

Zur experimentellen Quantifizierung dieser Effekte betrachtet man die relativ zur individuellen Reaktionsebene der Kollision gemessenen, azimutalen Verteilungen der emittierten Teilchen. Die Zerlegung der Verteilungen in ihre Fourierkomponenten ergibt den gerichteten, transversalen Fluß bzw. den elliptischen Fluß.

1.2.3 Kaonen in dichter Materie

Ein aktuelles Feld der Forschung betrifft die Eigenschaften von Hadronen in dichter Materie. Im Zentrum des Interesses stehen hier die K-Mesonen. Diese sind unter den Strangeness tragenden Teilchen die leichtesten. Kaplan und Nelson [Kap86, Kap87] haben im Rahmen der chiralen Störungstheorie eine nichtlineare, chirale Lagrangedichte mit der Symmetrie $SU(3)_L \times SU(3)_R$ aufgestellt, der die Wechselwirkung zwischen pseudoskalaren Mesonen und Baryonen beschreibt. In der *Mean-Field-Approximation* erhält man die Dispersionsgleichung für Kaonen

[Li95]

$$\omega^2(\vec{p},\rho) = m_K^2 + \vec{p}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2}\rho_s + \frac{3}{4}\frac{\rho}{f_K^2}\omega(\vec{p},\rho)\,, \tag{1.13}$$

wobei $f_K = 93\,\text{MeV}$ und $\Sigma_{KN} = 350 - 450\,\text{MeV}$ sind. Ferner bezeichnen m_K die Kaonenmasse im Vakuum, $\vec{p}$ den Kaonenimpuls und ω die Eigenenergie der Kaonen. Der dritte Term, der sogenannte *Kaplan-Nelson-Term*, beschreibt die attraktive skalare Wechselwirkung infolge der chiralen Symmetriebrechung. Der letzte Term, auch bekannt unter dem Namen *Weinberg-Tomozawa-Term*, beschreibt die vektorielle Wechselwirkung. Für Kaonen wirkt diese Wechselwirkung repulsiv und gleicht die attraktive Komponente beinahe aus. Bei den Antikaonen ist das vektorielle Potential attraktiv, so daß sich die skalare und vektorielle Wechselwirkung aufaddieren. Es ergeben sich für die Kaonen- und Antikaonenenergien im nuklearen Medium [Wan98b]

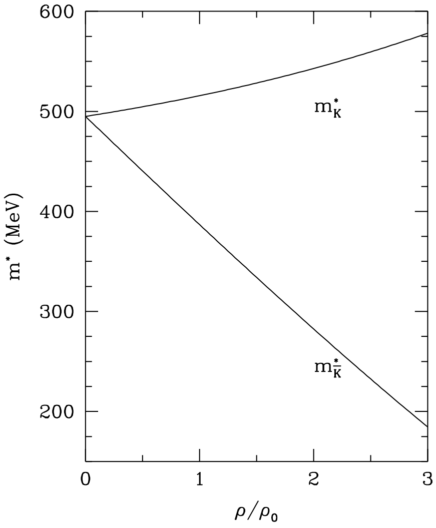


Abb. 1.5: Effektive Massen m^* von Kaonen (K) und Antikaonen ($\bar{K}$) in Abhängigkeit von der normierten, nuklearen Dichte ρ/ρ_0 [Li97].

$$\omega_{K^+} = \sqrt{\vec{p}^2 + m_K^2\left[1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2 m_K^2}\rho_S + \left(\frac{3\rho_B}{8f_\pi^2 m_K}\right)^2\right]} + \frac{3}{8}\frac{\rho_B}{f_\pi^2} \tag{1.14}$$

$$\omega_{K^-} = \sqrt{\vec{p}^2 + m_K^2\left[1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2 m_K^2}\rho_S + \left(\frac{3\rho_B}{8f_\pi^2 m_K}\right)^2\right]} - \frac{3}{8}\frac{\rho_B}{f_\pi^2} \tag{1.15}$$

Solche Relationen nennt man auch Dispersionsrelationen, die von verschiedenen Autoren untersucht wurden. Für $p = 0$ nennt man die Energien ω auch *effektive Massen*. In Abb. 1.5 werden diese effektiven Massen $m^*_{K,\bar{K}}$ in Abhängigkeit von der normierten Kerndichte ρ/ρ_0 dargestellt. Grundlage für die Kurven sind Rechnungen von G. Q. Li [Li97]. Über den prinzipiellen Verlauf der Kurven in Abb. 1.5 herrscht Einigkeit. Über Details, insbesondere der Stärke der Absenkung bei größeren Dichten gibt es dagegen keine entgültigen Aussagen. In den zitierten Rechnungen von G. Q. Li nimmt die Kaonenmasse bei der Grundzustandsdichte $\rho = \rho_0$ um 4% zu, die Antikaonenmasse sinkt um 22%! Eine interessante, spekulative Auswirkung ist die Möglichkeit der K^--Kondensation bei ungefähr der dreifachen Grundzustandsdichte, wodurch sich z.B. die Zustandsgleichung im Zentrum von Neutronensternen verändern würde (siehe Kap. 1.3).
Im folgenden definieren wir das Kaonenpotential in nuklearer Materie durch

$$U_{K^\pm} = \omega_{K^\pm} - \sqrt{m_K^2 + \vec{p}^2}\,. \tag{1.16}$$

Eine ausführliche Analyse findet man in [Kol95, Kol97], in der andere Parametrisierungen vorgeschlagen werden.

Damit sind die nichtrelativistischen, Hamilton'schen Bewegunggleichungen von Kaonen in nuklearer Materie gegeben durch

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \frac{\vec{p}}{E^*}, \qquad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\vec{\nabla} U\,, \tag{1.17}$$

wobei $E^* = \sqrt{\vec{p}^{*2} + m^{*2}}$ gilt. Diese Gleichungen beschreiben also die Bewegung der Kaonen und Antikaonen im *Mean-Field* der Nukleonen, wobei der Kaonenimpuls zu größeren und der Antikaonenimpuls zu kleineren Werten verschoben werden. Mit Hilfe von Transportmodellen versucht man, konkrete Schwerionenkollisionen zu beschreiben und experimentelle Befunde mit den theoretischen Vorhersagen zu vergleichen. Diese Transportmodelle sind u.a. die Quantum-Molecular-Dynamics (QMD) und das relativistische Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Transportmodell (RBUU). Einen Vergleich der RBUU-Modellrechnungen, die von verschiedenen theoretischen Gruppen durchgeführt wurden, findet man in [Gro98].

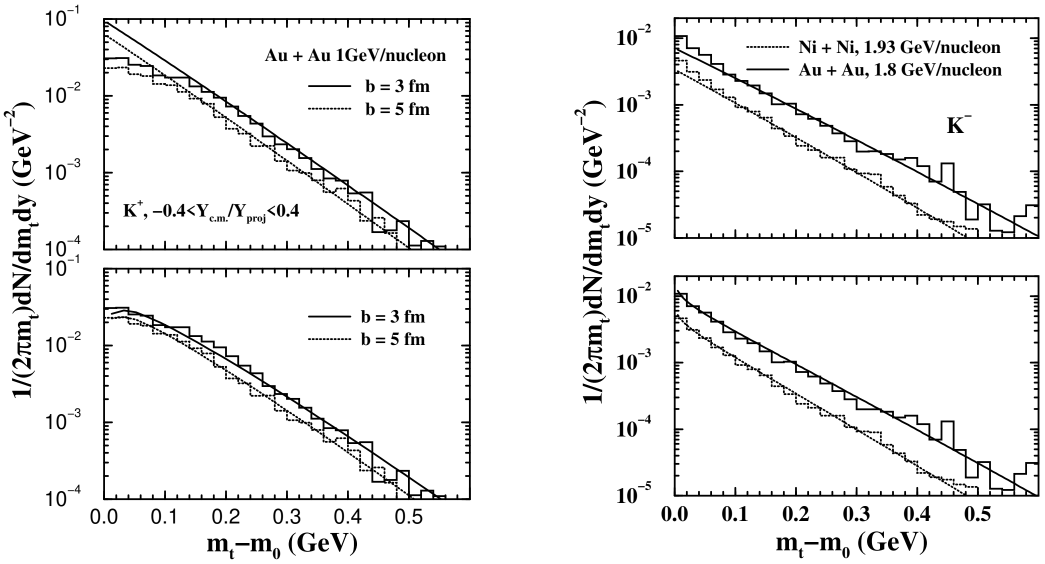


Abb. 1.6: Von Wang et al. [Wan98b] simulierte transversale Massenspektren für Kaonen (links) und Antikaonen (rechts) für unterschiedliche Systeme und Energien (Histogramme). In der oberen Reihe sind die transversalen Massenspektren an eine Boltzmannverteilung, in der unteren Reihe mit einer erweiterten Siemens-Rasmussen-Formel (siehe [Wan98b]) angepaßt. Auffällig sind die Schulter bei den Kaonenspektren und die konkave Form bei den Antikaonenspektren, die ein Ergebnis der unterschiedlichen Potentiale sind.

Durch Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung von Mediumeffekten in den Modellrechnungen findet man Zeichen oder Signaturen für oder gegen Potentialeffekten in dichter Kernmaterie. Eine mögliche Signatur für Mediumeffekte stellen die *transversalen Massenspektren* dar. Die transversale Masse m_t ist wie folgt definiert

$$m_t = \sqrt{\vec{p}_t^{\,2} + m_0^2}\,, \tag{1.18}$$

wobei m_0 für die Vakuummasse des jeweiligen Teilchens steht. Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum wird dabei auf 1 gesetzt. $m_t - m_0$ stellt es eine transversale, kinetische Energie dar.

In Abb.1.6 sind die transversalen Massenspektren für Kaonen (links) und Antikaonen (rechts) um Midrapidität für unterschiedliche Energien und Systeme dargestellt. Die Kaonenspektren zeigen eine Schulter für kleine transversale Impulse. Diese Schulter ist wahrscheinlich nicht die Folge der Expansion des Feuerballs, da die Kaonen ausschließlich im Hochdichtebereich, d.h. im Zentrum des Überlappungsgebiets, erzeugt werden.

Andererseits wirkt das Potential für die Kaonen abstoßend, d.h. sie erfahren außerhalb des Feuerballs eine Beschleunigung in radialer Richtung. Dies führt zu einer Abweichung vom rein thermischen Bild (siehe Abb. 1.6). Die Schulter ist also eine Eigenschaft der Bewegung der Kaonen im *Mean-Field* der Nukleonen und nicht ein Ergebnis des radialen Flusses der Nukleonen. Die m_T-Spektren der Antikaonen zeigen dagegen eine konkave Struktur. Dies ist die Folge des attraktiven Potentials und nicht die Folge von Absorption und Streuung. Das Spektrum kann analog zu den Kaonen durch die Überlagerung einer stochastischen, thermischen Bewegung mit einer radialen K^--Geschwindigkeit beschrieben werden, die im Falle der Antikaonen zum Zentrum des Feuerballs gerichtet ist.

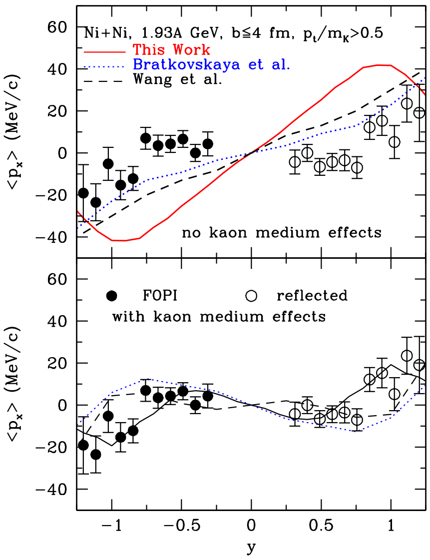


Abb. 1.7: Das rechte Bild zeigt den Vergleich theoretischer Beschreibungen zum Kaonenfluß mit (unteres Bild) und ohne (oberes Bild) In-Medium-Modifikationen von Kaonen [Li98b].

Ebenfalls sensitiv auf das Mean-Field ist der Kaonenfluß. Messungen an ^{58}Ni + ^{58}Ni @ 1.93 A·GeV ergaben einen leichten Antifluß für Kaonen [Rit95]. Untersuchungen verschiedener theoretischer Gruppen ergaben, daß der gemessene Kaonenfluß inkompatibel zu Rechnungen ohne Berücksichtigung der Medium-Potentialen ist (Abb.1.7 rechts oben). Unter Berücksichtigung der Potentiale zeigt der Kaonenfluß bei allen Gruppen im Rahmen der Meßgenauigkeit der Daten das gleiche Verhalten mit einer Tendenz zu geringem Antifluß. In [Fuc98] ist darauf hingewiesen worden, daß bei korrekter kovarianter Formulierung der Bewegungsgleichungen und der *Mean-Field*-Näherung das Flußschema unabhängig von den numerischen Werten für die Potentiale ist. Offensichtlich muß dann zu einer anderen Feldbeschreibung übergegangen werden.

Antikaonen zeigen in Modellbeschreibungen einen leichten positiven Fluß [Li96a]. Die starke attraktive Wechelwirkung, der die Antikaonen ausgesetzt sind, dreht den durch die Absorption verursachten Antifluß wieder um.

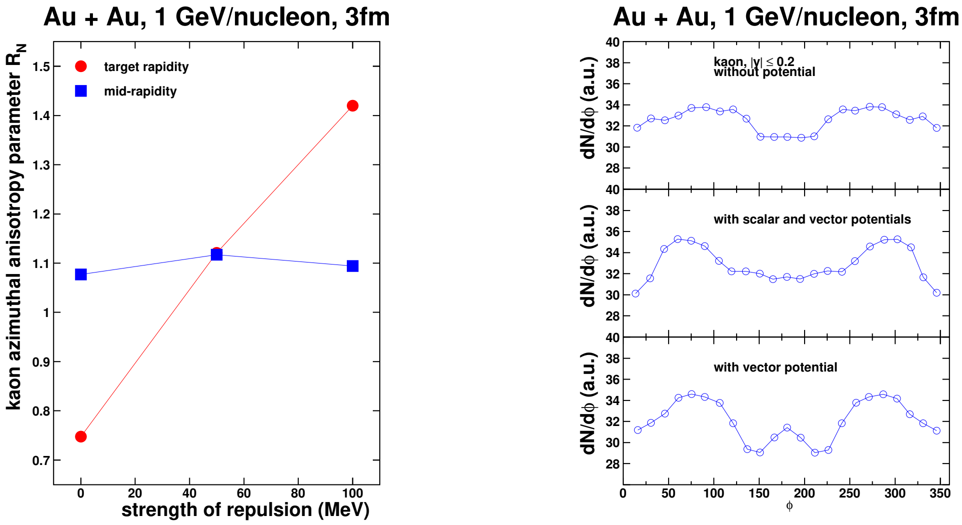


Abb. 1.8: Links ist die Abhängigkeit des Anisotropieparameters $R_N = N(90°, 270°)/N(0°, 180°)$ von der Stärke des abstoßenden Nettopotentials bei Target- und bei Midrapidität für Kaonen dargestellt [Li96b]. Auf der rechten Seite ist die azimutale Verteilung $dN/d\Phi$ für Kaonen bei Midrapidität ohne Potenial (oben), mit beiden Potentialen (Mitte) und nur mit dem Vektorpotential (unten) abgebildet.

Der Squeeze-Out der Kaonen, oder noch allgemeiner die *azimutale Anisotropie* der Kaonen, ist ebenfalls sensitiv auf das skalare und vektorielle Potential [Li96b]. Diese Anisotropie kann man für Kaonen in jedem Rapiditätsbereich beobachten. Allerdings sind die Potentialeffekte bei Midrapidität eher klein (linkes Bild in Abb.1.8), da die Quelle, d.h. der Feuerball, keine oder nur eine schwache Anisotropie zeigt. Bei Target- wie auch bei Projektilrapidität sieht man eine klare Abhängigkeit des Anisotropieparameters R von der Stärke des Potentials. Mit RBUU-Rechnungen erhält man im System ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV und dem Stoßparameter $b = 3$ fm bei Midrapidität $R_N \approx 1.1$ und bei Targetrapidität $R_N = 1.13$. Gemessen wurde R_N bei Midrapidität von der KaoS-Kollaboration. In [Shi98] gibt KaoS im System ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV bei zentralen Stößen ($b \leq 5$ fm) für den Anisotropieparameter $R_N = 1.09 \pm 0.03$ an.

Bei den Antikaonen muß man die starke Absorption als auch das starke attraktive Potential diskutieren. Schaltet man in den RBUU-Rechnungen [Li96a] zunächst das Mean-Field aus, so zeigt sich in der azimutalen Verteilung $dN/d\Phi$ bei $\Phi = 0°$ eine starke Mulde als Folge der Absorption. Schaltet man das Potential wieder an, so wird durch die starke Anziehung der Antikaonen zu den Nukleonen die azimutale Verteilung nahezu isotrop mit einer leichten Überhöhung bei $\Phi = 0°$. Leider liegen hier noch keine experimentelle Daten vor.

1.3 Astrophysikalische Folgen

Auswirkungen der möglichen Absenkung der Antikaonenmasse in dichter Kernmaterie finden man z. B. in der maximalen Masse eines Neutronensterns. Wenn ein Stern seinen nuklearen Brennstoff verbraucht hat, kann er dem gravitativen Druck nicht mehr entgegenwirken. Er kollabiert. Durch die Volumenabnahme

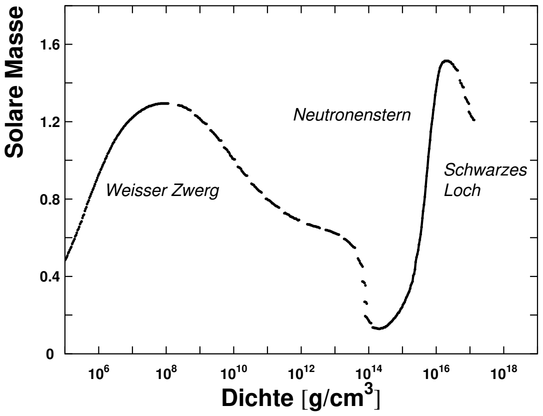


Abb. 1.9: Gleichgewichtsmassen ausgebrannter Sterne als Funktion ihrer Dichte [Rol88]. Die durchgezogene Linie bezeichnet die Regionen, in denen ein Stern stabil ist. In den gestrichelten Bereichen sind die Sterne instabil.

nimmt aber auch die Zahl der möglichen Energiezustände der Elektronen ab. Irgendwann sind alle Quantenniveaus bis zur Fermienergie ε_F gefüllt. Eine weitere Kompression ist nur dann möglich, wenn die Elektronen in einen höheren Zustand gehoben werden, was jedoch viel Energie erfordert. Man spricht dann von einem degenerierten Quantengas. Dieses kann den toten Stern in einen stabilen Zustand bringen. Ein solches Gebilde nennt man einen *weißen Zwerg*. Bei weiterer Kompression steigt die Fermienergie der Elektronen weiter. ε_F kann dabei Werte zwischen 10 MeV und 100 MeV annehmen. Hochenergetische Elektronen können dadurch mit den Protonen reagieren. Es kommt zur Umwandlung von nuklearer Materie zur Neutronenmaterie durch die Reaktion

$$e^- p \longrightarrow \nu_e n \,. \tag{1.19}$$

Dieses Gebilde nennt man einen *Neutronenstern*. Analog zu den weißen Zwergen bilden jetzt die Neutronen ein degeneriertes Quantengas, wodurch der Stern einen stabilen Zustand erreichen kann. Das chemische Potential wird etabliert durch die Bedingung für das chemische Gleichgewicht, wobei die Neutrinos den Stern verlassen können, so daß gilt

$$\mu_e = \mu_n - \mu_p \,. \tag{1.20}$$

Bei der Grundzustandsdichte $\rho = \rho_0$ beträgt das chemische Potential der Elektronen [Bro96]

$$\mu_e \cong 117\,\text{MeV} \,. \tag{1.21}$$

μ_e nimmt ungefähr mit $\sqrt[3]{\rho}$ zu. Bei einer Dichte von $3\rho_0$ ist das chemische Potential bei einer weichen Zustandsgleichung $\mu_e \geq 200$ MeV. Antikaonen erfahren aber gleichzeitig eine Absenkung ihrer Produktionsschwelle, so daß energetisch ab einer Dichte von $\rho \approx 3\rho_0$ eine Umwandlung von Elektronen in Antikaonen und elektronische Neutrinos möglich ist

$$e^- \longrightarrow \bar{K} + \nu_e \,. \tag{1.22}$$

Die dadurch gewonnene Bindungsenergie führt zu einer weicheren Zustandsgleichung. Damit kann die Bedingung zur Umwandlung in ein schwarzes Loch, daß nämlich der Radius des toten Sterns kleiner als der Schwarzschildradius $R_S = 2GM/c^2$ ist, bereits bei kleineren Massen erfüllt werden. G ist die Gravitationskonstante[3] Folglich sinkt die maximale Masse, bis zu der ein Neutronenstern stabil bleibt (siehe Abb. 1.10).

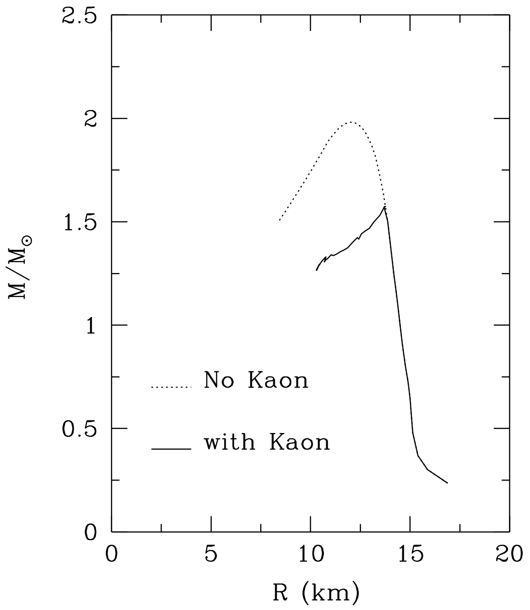


Abb. 1.10: Darstellung der Neutronensternmasse M [Li97] in Einheiten der solaren Massen $M_\odot$ als Funktion des Neutronensternradius. Die durchgezogene Linie wurde ohne, die gepunktete Linie mit K^--Kondensation gerechnet.

Ohne K^--Kondensation sollten Neutronensterne bis zu einer Masse von $2.0\,M_\odot$ stabil sein, mit einer solchen jedoch nur bis maximal 1.5 $M_\odot$. Und in der Tat wurde bis heute innerhalb der Meßgenauigkeit kein Neutronenstern mit einer größeren Masse als dem 1.5fachen der solaren Masse $M_\odot$ beobachtet. Bei binären Sternsystemen liegen die Verhältnisse etwas anderes; aber hier soll nicht weiter darauf eingegangen werden. Mehr Informationen dazu findet man in den Arbeiten von H. Bethe und G. E. Brown [Bet98, Bro95].

Damit konnte gezeigt werden, daß K-Mesonen in Kernmaterie interessant sind. Dies motiviert seinerseits schwierige Experimente. In der vorliegenden Arbeit wurde mit Hilfe des *FOPI*-Detektors das System ^{96}Ru auf ^{96}Ru bei einer

---

[3] Es ist $G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ m^3 kg^{-1} s^{-2}

Einschußenergie von 1.69 A·GeV für kleine transversale Impulse hinsichtlich der Kaonen- und Antikaonenproduktion untersucht.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: im zweiten Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des *FOPI*-Detektors und seiner einzelnen Subdetektorsysteme dargestellt. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit der Datenaufnahme und Datenaufbereitung. Der Schwerpunkt wird dabei auf die Driftkammer Helitron gelegt, die einen Großteil der in dieser Arbeit analysierten Daten lieferte. Die physikalische Analyse und Interpretation erscheint im vierten Kapitel. Das fünfte und letzte Kapitel faßt die physikalischen Aussagen zusammen.

Kapitel 2

Aufbau des *FOPI*-Detektors

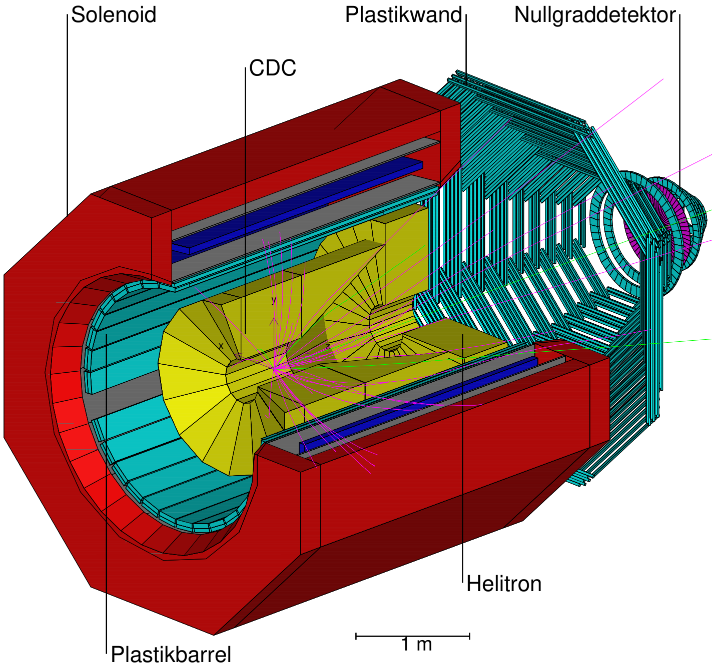


Abb. 2.1: GEANT-Nachbildung des kompletten *FOPI*-Detektors in der zweiten Ausbaustufe. Die beiden Driftkammern CDC und Helitron befinden sich im Innern eines Solenoidmagneten ($B_{max} = 0.6$ T) mit dem Helitron bereits im inhomogenen Bereich des Magnetfeldes. Beide Driftkammern werden durch Flugzeitdetektoren, dem Plastikbarrel und der äußeren Plastikwand, abgedeckt.

Bei dem *FOPI*-Detektor handelt es sich um ein Meßinstrument zum Nachweis geladener Teilchen in beinahe dem gesamten Raumwinkelbereich von 4π. Die ersten Messungen fanden im Jahr 1991 an der GSI statt. Der Detektor befand sich hierzu in der ersten Ausbaustufe (Phase I). Diese bestand in der Hauptsache aus zwei hochgranularen und hochauflösenden Flugzeitdetektorsystemen, nämlich aus dem Nullgraddetektor und aus der Plastikwand, die zusammen den polaren Winkelbereich zwischen 1.2° und 30° abdecken. Wie noch gezeigt wird, erreicht man so eine Trennung der Teilchen gemäß ihrer Ladung. Damit konnten

Untersuchungen zur Clusterproduktion und zu kollektiven Flußphänomenen in der Schwerionenreaktion ^{197}Au + ^{197}Au bei Einschußenergien zwischen 150 und 800 MeV pro Nukleon (künftig mit A·MeV bezeichnet) vorgenommen werden [Sod94, Wie93].

Ab 1994 begann der Ausbau zur Phase II: Es wurde zum einen der zugängliche Phasenraum um einen polaren Winkelbereich zwischen 33° und 140° erweitert und zum anderen durch Einsatz von Driftkammern in einem starken Magnetfeld eine Trennung der einzelnen Teilchensorten gemäß ihrer Masse erreicht. Im einzelnen sind dies das *Helitron* für die vordere und die ***C**entral **D**rift **C**hamber* (CDC) für die hintere Hemisphäre. Das Magnetfeld wird in einem supraleitenden Solenoiden erzeugt, in dem die beiden Driftkammern stecken. Im Inneren der Spule erreicht man einen magnetischen Fluß von 0.6 T. Zwar ist bereits mit der CDC allein eine Trennung von z.B. Pionen, Kaonen und Protonen möglich. Um jedoch auch eine Trennung für höhere Teilchenimpulse zu ermöglichen, ist sie mit einem tonnenförmigen Flugzeitdetektor umgeben. In den kommenden Kapiteln wird genauer auf die einzelnen Detektorkomponenten eingegangen.

2.1 Plastikwand

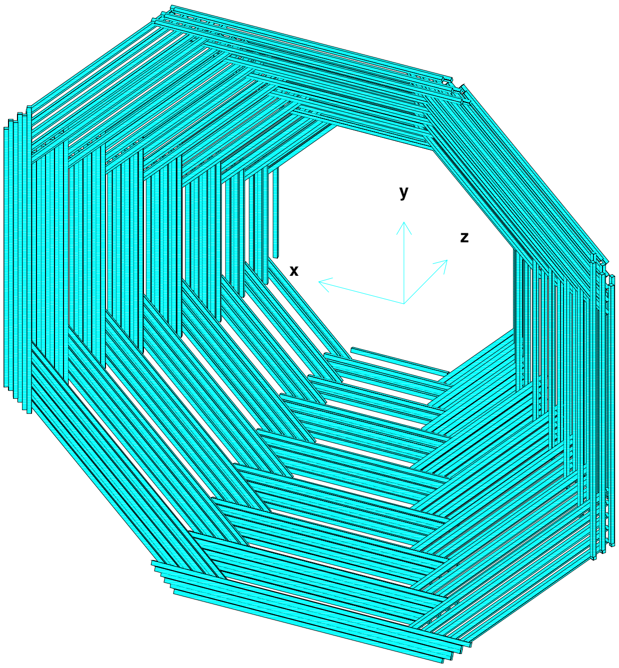


Abb. 2.2: GEANT-Nachbildung der Plastikwand. Durch die 512 beidseitig ausgelesenen und in 8 Sektoren angeordneten Szintillatorstreifen wird der polare Winkelbereich von 7° bis 30° abgedeckt. Sie ermöglicht die Identifizierung der Teilchen entsprechend ihrer Ladung.

Die Plastikwand (PLA), oder genauer die äußere Plastikwand, deckt die polaren Winkel zwischen 7° und 30° ab. Sie besteht aus 512 Szintillatorstreifen, die in 8 radialen Sektoren zu je 64 Streifen angeordnet sind [Gob93]. Diese sind 1.8 cm dick und 2.4 cm hoch. Ihre sensitiven Längen variieren von 45 cm bei den kleinsten bis zu 165 cm bei den größten Polarwinkeln. Die durch geladene Teilchen in den Szintillatoren erzeugten Lichtblitze werden beidseitig durch Photomultiplier ausgelesen. Diese werden durch Metallröhren aus Permenorm gegen das Magnetfeld abgeschirmt. Das Anodensignal jeder einzelnen Photoröhre wird im Verhältnis 3:1 in ein Zeit– und ein Energiesignal aufgeteilt. Man hat damit für jeden Plastikszintillator 2 Zeiten $t_{L,R}$ und zwei Amplituden, die dem Energieverlust $E_{L,R}$ proportional sind. L, R beziehen sich hierbei auf das linke und rechte Ende eines Szintillatorstreifens. Es lassen sich damit zunächst vier Größen ableiten:

- Der Energieverlust eines geladenen Teilchens in einem Streifen $\Delta E = \sqrt{E_L \cdot E_R}$
- Die Flugzeit $\mathsf{TOF} = \frac{1}{2}(t_L + t_R) + t_{const}$
- Die Position auf dem getroffenen Streifen $x_t = \frac{c_{pad}}{2}(t_L + t_R)$ bzw. $x_E = \frac{\lambda}{2} \ln(E_L/E_R)$. c_{pad} bezeichnet die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Szintillator und λ die Abschwächungslänge. Beide Größen wurden experimentell ermittelt [Wie93].

Daraus lassen sich die polaren und azimutalen Winkel θ, ϕ und die Geschwindigkeit v anhand des Abstands vom Target bis zum Treffer auf der Plastikwand bestimmen. Für kleine Geschwindigkeiten ist wegen des Solenoidmagnetfeldes jedoch eine Korrektur vorzunehmen. Die Ladung Z des Projektils ergibt sich aus dem Energieverlust ΔE und der Geschwindigkeit v. Die erreichbare Zeitauflösung $\sigma(t)$ hängt von der Länge der Streifen ab und schwankt zwischen 80 und 120 ps. Die polare Auflösung ist durch die Höhe der Szintillatorstreifen gegeben. Im Mittel ist $\Delta\phi = 0.36°$.

Der Energieverlust pro Längeneinheit dE/dx eines geladenen Teilchens in Materie ist gegeben durch die Bethe-Bloch-Gleichung. Diese lautet gemäß [Par96]

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] , \tag{2.1}$$

mit $K \simeq 0.307\,\mathrm{MeV\,cm^2/g}$, Z der Ladung und A der Nukleonenzahl des Szintillatormaterials, z der Ladung und $\beta = v/c$ der Geschwindigkeit des Projektils, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, I der mittleren Ionisierungsenergie, m_e der Elektronenmasse, δ der Korrektur des Ionisierungsenergieverlusts infolge des Dichteeffekts und T_{max} der maximalen kinetischen Energie, die einem freien Elektron durch einen Stoß übertragen werden kann.

Die Ladungsidentifikation der Projektile mit der Plastikwand in der Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV ist in Abb. 2.3 gezeigt. Deutlich können die Äste für einfach und zweifach geladene Teilchen getrennt werden. Höhere Ladungszustände treten bei der hohen Einschußenergie nur selten auf, wie man in dem

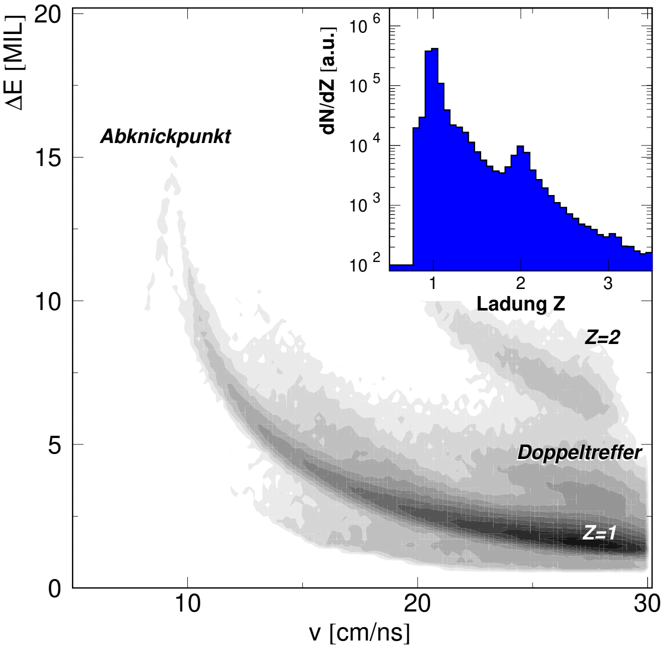


Abb. 2.3: Teilchenidentizierung mit Hilfe der Plastikwand. Dargestellt sind der Plastikwandenergieverlust in MIL über der Geschwindigkeit in cm/ns. Gut zu erkennen sind die beiden Äste der einfach und zweifach geladenen Teilchen. In der linken, oberen Ecke ist die linearisierte Ladungsverteilung dargestellt. Die Überhöhung bei $Z = 1.3$ ist auf Doppeltreffer zurückzuführen.

linearisierten Ladungsspektrum sehen kann. Man kann daher die Potentialspannung an den Photomultiplieren auf ein Maximum setzen, um eine möglichst gute Zeitauflösung zu erzielen, da der Verlust höher geladener Teilchen nicht von Bedeutung ist.

Der Energieverlust der Plastikwand ist in Einheiten von ***M**inimum **I**onizing **L**ight* (MIL) geeicht, d.h. der Lichtausbeute minimal ionisierender Teilchen. Allerdings ist die Lichtausbeute dL, d.h. die Zahl der Photonen, die im Szintillatormaterial erzeugt werden, nicht der durch ein Projektil im Szintillator deponierte Energie direkt proportional; d.h. bei hohen Energieverlusten tritt *Quenching* auf. Darunter versteht man den Verlust von Photonen im Szintillatormaterial durch nichtstrahlende Übergänge und Phosphoreszenz. Diese Verluste sind bei hohen Ionisationsdichten wesentlich. Nach Knoll [Kno89] kann man die Beziehung zwischen dL und dE durch die *Birksche-Gleichung* parametrisieren

$$dL = dE \cdot \frac{A}{1 + B \cdot dE} \tag{2.2}$$

A und B sind zwei Parameter, die angepaßt werden müssen. Die in Abb. 2.3 mit *Doppeltreffer* bezeichneten Einträge sind durch zwei Teilchen, die gleichzeitig durch einen Szintillatorstreifen geflogen sind, enstanden. Die Anteil an Doppeltreffern hängt von der Granularität des Detektors und von der Multiplizität des jeweiligen Ereignisses ab.

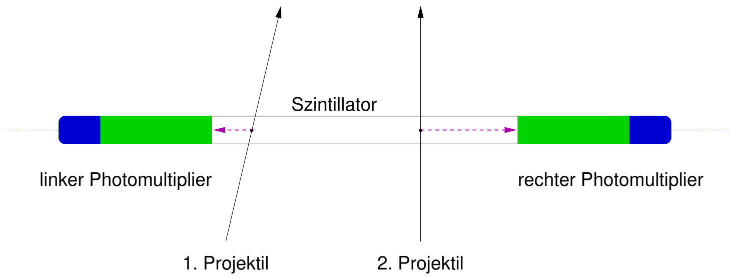


Abb. 2.4: Veranschaulichung der Doppeltreffer: Treffen zwei Teilchen denselben Szintillatorstreifen, so sehen der linke und der rechte Photomultiplier jeweils das Signal des ihnen nächsten Teilchens zuerst. Dadurch werden Geschwindigkeit und Energieverlust falsch berechnet.

Die mit *Abknickpunkt* bezeichneten Geschwindigkeit, in der Literatur auch als *Punch-Through* bezeichnet, beschreibt solche Teilchen, die in den Szintillatorstreifen gerade noch stecken bleiben. Unterhalb dieser Geschwindigkeit kann der Energieverlust nicht mehr mit der Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden. Solche Teilchen fallen unter die Detektorschwelle. Für Protonen beträgt die Minimalgeschwindigkeit ca. 9 cm/ns.

Durch Verwendung einer zusätzlichen Ionisationskammer, der *Parabola*, konnte für schwere Cluster die Nachweisschwelle gesenkt werden. Bei den hohen Projektilenergien $\mathsf{E}_{\mathsf{Proj}} > 1$A·GeV, mit denen in zentralen Schwerionenkollisionen innerhalb des *FOPI*-Phasenraums keine schweren Cluster mehr produziert werden, wurde auf den Einsatz der Parabola verzichtet.

Probleme nach dem langjährigen Einsatz ergeben sich durch eine Abnahme der Empfindlichkeit der Photomultiplier. Dies kann man bis zu einem bestimmten Grad durch Erhöhung der angelegten Hochspannung ausgleichen. Aber bereits bei (10 - 15)% der Röhren ist eine weitere Erhöhung nicht mehr möglich. Diese müßten ersetzt werden. Ein weiteres Problem stellt die Verbindung zwischen Lichtleiter und Photomultiplier dar. Diese wurden durch „Sekundenkleber“ auf Acrylacetat-Basis miteinander verklebt, um eine möglichst gute Lichtankopplung zu gewährleisten. Durch das Auftreten mechanischer Spannungen infolge saison- und strahlzeitbedingter Temperatur- und Luftfeuchtigkeitschwankungen lösten sich jedoch ein Reihe von Röhren von den Lichtleitern und mußte neu befestigt werden. Dazu wurde mit einem Kleber auf elastischer Silikonbasis, der in Laborversuchen eine größere Haltbarkeit als der Acrylacetatkleber zeigte, die abgefallenen Röhren neu befestigt.

2.2 Nullgraddetektor und Rosace

Die innere Plastikwand, oder auch Nullgraddetektor (ZER) genannt, besteht aus 252 tortenstückförmigen Plastikszintillatoren, die in sieben konzentrischen Kreisen angeordnet sind. Diese decken den polaren Winkelbereich von 1.2° bis 7.5° ab. Den Überlapp des siebten Ringes mit den innersten Streifen der äußeren Plastikwand nutzt man zum Feinabgleich der beiden Detektorsysteme. Die 2 cm dicken Szintillatoren werden einseitig ausgelesen, so daß man direkt den Energieverlust

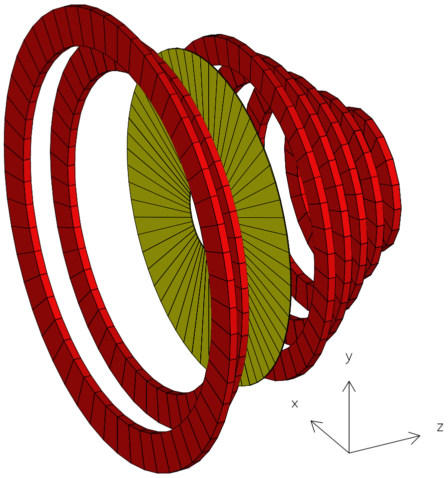


Abb. 2.5: GEANT-Nachbildung der beiden Szintillationsdetektoren der inneren Plastikwand. Die sieben Ringe des Nullgraddetektors (ZER) sind dunkel und die segmentierte Scheibe des Clusterdetektors Rosace (ROS) hell sind dargestellt. Bei hohen Projektilenergien ist der Clusterdetektor ausgeschalten, da schwere, hochgeladene Teilchen nicht mehr auftreten.

ΔE und die Flugzeit TOF eines Teilchens aus dem Anodensignal des Szintillators erhält. Die fischschwanzförmige Form von Szintillator und Lichtleiter bringt es aber mit sich, daß die Signalhöhe und das Timing durch Streuung und Vielfachreflexionen des Lichts verschmieren und so zu einer schlechteren Ladungs- und Geschwindigkeitsauflösung führen. In Zahlenwerten ist $\sigma(t) = 230$ - 310 ps für die inneren und 270 - 340 ps für die äußeren Ringe. Die Ortsauflösung ist durch die aktive Fläche der jeweiligen Szintillatorpaddles gegeben und beträgt $\Delta\theta = 0.78^\circ$ und $\Delta\phi = 20.0^\circ$ für den innersten sowie $\Delta\theta = 1.15^\circ$ und $\Delta\phi = 6.67^\circ$ für den äußersten Ring.

Die Rosace (ROS), die den Polarwinkelbereich zwischen 1° und 6° abdeckt, besteht aus 60 radial angeordneten, 2 mm dicken und 340 mm langen Szintillatorstreifen. Dieser Detektor dient zur Herabsetzung der Schwelle für den Nachweis schwerer Cluster, da hier die minimale Geschwindigkeit für geladene Teilchen, bei der sie gerade nicht in dem 2 mm dicken Szinillator stecken bleiben, niedriger als in den 2 cm dicken Szintillatorpaddles des Nullgraddetektors ist.

2.3 Zentrale Driftkammer

Bei der CDC handelt es sich um eine zylindrische Driftkammer vom Jetkammertyp [Kle87] mit einem äußeren Radius von 80 cm und einem inneren Radius von 20 cm. Der Vorwärtskonus hat einen Öffnungswinkel von 30° und der Rückwärtskonus von 60°, so daß die CDC bei der derzeitigen Position bezüglich des Targets den polaren Winkelbereich von 33° bis ca. 140° abdeckt. Sie ist unterteilt in 16 Sektoren mit je 60 parallel zur Strahlrichtung gespannten Drähten. Die Zähldrähte, die aus einer NiCr-Legierung bestehen, haben eine Dicke von 50 μm, und sind in einem Abstand von 1 cm gespannt. Die 100 μm dicken Potentialdrähte,

Abb. 2.6: GEANT-Nachbildung der zentralen Driftkammer (CDC). Mit ihr wird der polare Winkelbereich von 33° - 140° abgedeckt. Anhand der Meßgrößen Energieverlust dE und Impuls pro Ladung p/q ist eine Teilchenidentifizierung anhand ihrer Masse möglich.

die zur Erzeugung des elektrischen Felds in der Kammer benötig werden, sind aus vergoldetem Wolfram gefertigt.

Zur Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur sind die Zähldrahtebenen um 8° aus der radialen Richtung verdreht [Häf95, Pin95]. Dadurch wird erreicht, daß die Spiegelspuren nicht mehr durch den Targetpunkt verlaufen und damit als solche erkannt werden können. Ferner sind die Drähte um 200 μm gegeneinander versetzt (*Staggering*), um dadurch die elektrostatische Stabilität der Kammer zu erhöhen. Damit hat man ein weiteres Kriterium zur Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur in der Hand, da durch den Drahtversatz die Breite der Spiegelspur größer als diejenige der richtigen Spur ist.

Betrieben wird die CDC bei leichtem Überdruck mit einer Gasmischung aus 88% Argon, 10% Isobutan, 2% Methan und, seit der Strahlzeit im September 1996, aus 3000 ppm Wasserdampf. Man erreicht mit dieser Gasmischung eine Gasverstärkung von ungefähr 10^4. Zur Kontrolle der Zusammensetzung der Gasmischung wurde die Testkammer PHIDOO sowie drei Proportionalzähler zur Beobachtung der Frisch- und Brauchgase eingesetzt [Sto96]. Es konnte damit eine Änderung der Driftgeschwindigkeit um 1%, verursacht durch den Austausch einer Isobutandruckflasche, nachgewiesen werden.

Das homogene elektrische Driftfeld ($E = 750$ V/cm) im Inneren eines Sektors wird durch einen Drahtkäfig, der unter Hochspannung steht, erzeugt. Das elektrische Feld steht senkrecht zur Zähldrahtebene eines jeden Sektors und zur Strahlrichtung. Das magnetische Feld verläuft im Zentrum des Solenoidmagneten parallel zur Strahlrichtung. Die Magnetfeldstärke beträgt im Mittelpunkt der Spule 0.6 T. Elektronen, die durch ionisierende Teilchenstrahlung erzeugt werden, bewegen sich mit einer Driftgeschwindigkeit von 46 μm/ns unter dem Lorentzwinkel $\alpha_L = 30°$ zur Zähldrahtebene auf die Zähldrahtebene zu. Zwischen den Zähldrähten befinden sich die Potentialdrähte. An ihnen liegt eine Nominalspannung von 1.6 kV an. Diese dient zur Ladungsträgervermehrung durch Stoß-

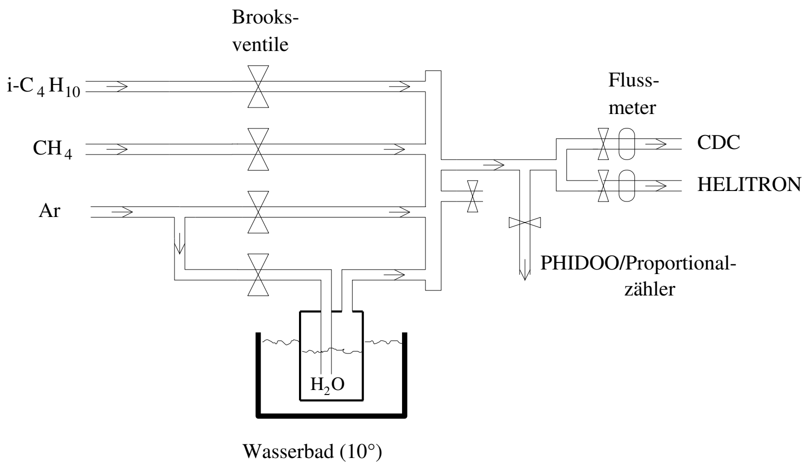


Abb. 2.7: Gaszuleitungssystem von *FOPI*[Sto96]. Aus den Gasen Argon, Isobutan, Methan und Wasserdampf wird das Zählgas zusammengemischt und die beiden Driftkammern CDC und Helitron versorgt. Die Testkammer PHIDOO sorgt für die Überwachung der Gaszusammenstellung. Proportionalzähler dienen der Kontrolle des Gasflusses, um etwaige Verluste durch Lecks aufzuspüren.

ionisation. Außerdem verändert sie das elektrische Driftfeld dergestalt, daß die Elektronen auf die Zähldrähte fokussiert werden.

2.4 Plastikbarrel

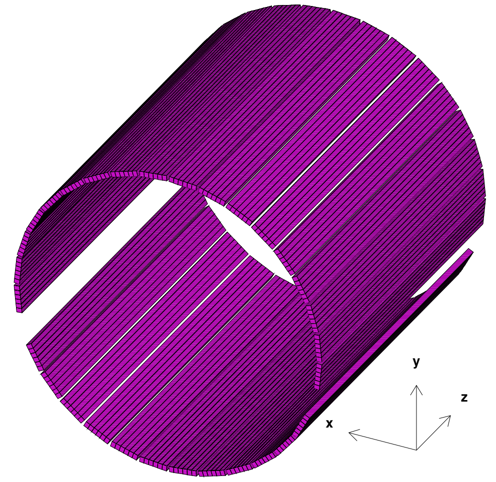


Abb. 2.8: GEANT-Nachbildung des Plastikbarrels. In den Lücken links und rechts befinden sich die Halterungen des Schlittens, auf denen die Driftkammern in den Solenoidmagneten hinein- und wieder herausgeschoben werden können.

Das Plastikbarrel oder kurz Barrel ist eine tonnenförmige Anordnung von 180 Plastikszintillatorstreifen. Diese sind alle 230 cm lang, 3.2 cm breit und 4 cm tief. Die Signale werden wie bei der Plastikwand an beiden Enden ausgelesen und dann weiterverarbeitet. Die Flugzeitauflösung beträgt ca. 1 ns. Im Zusammenspiel mit der CDC ist eine Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen bei höheren Impulsen möglich. Ferner kann durch die redundanten Massen- und Ladungsinformationen eine zuverlässigere Zuordnung von CDC-Spuren und Barreltreffern erzielt werden. Jedoch wird, da sich CDC und Barrel nicht vollständig überlappen, der dann zugängliche Polarwinkelbereich eingeschränkt auf 39° - 130°.

2.5 Helitron

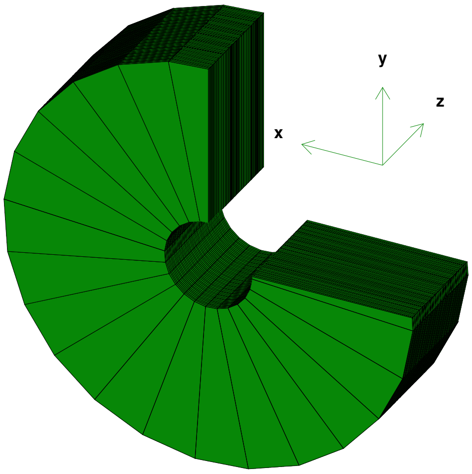


Abb. 2.9: GEANT -Nachbildung des Helitrons mit einem Schnitt zwischen 0° und 90°, um die innere Struktur mit den 54 Zähldrähten darzustellen.

Beim Helitron handelt es sich um eine radiale Driftkammer, die azimutal in 24 gleiche Sektoren unterteilt ist. Mit ihr werden die Helixbahnen der durchfliegenden, geladenen Teilchen aufgenommen. Der Form nach ist es ein Hohlzylinder mit einem Innenradius von 21 cm, einem Außenradius von 99 cm und einer Tiefe von 60 cm. Der Stützrahmen ist aus Stesalit. Die Zähldrähte sind radial gespannt und weisen wie die CDC einen Versatz von 200 μm auf. Der Versatz stellt das alleinige Kriterium zur Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur dar. Die Positionierung des Helitrons ist 1.50 m vom Target in Strahlrichtung. Das Helitron deckt den polaren Winkelbereich zwischen 8° und 26° ab. Es ist damit eine Erweiterung der äußeren Plastikwand. Man erzielt eine Massentrennung bis zu Z=3. Allerdings steht das Helitron im inhomogenen Bereich des Magnetfelds, wodurch die Driftverhältnisse komplizierter als bei der CDC sind. Das homogene, elektrische Driftfeld hat den gleichen Betrag wie bei der CDC, nämlich 750 V/cm. Das Gasgemisch zum Betrieb des Helitrons ist dasselbe wie bei der CDC, nämlich 88% Argon, 10% Isobutan, 2% Methan und 3000 ppm Wasserdampf (vgl. Abb. 2.7). Auf die Funktionsweise und die Analysesoftware des Helitrons wird ausführlich im Abschnitt 3.4 eingegangen.

2.6 Startzählersystem

Das Startzählersystem (siehe Abb. 2.10) liefert das Startsignal für alle Flugzeitmessungen und startet die Datenaufnahme. Daneben dient es sowohl zur Bestimmung des Strahlstroms für die Normierung der Wirkungsquerschnitte als auch zur Strahldiagnose. Der Startdetektor, eine beidseitig ausgelesene, dünne Szintillatorfolie, weist die Strahlteilchen in einem Spill einzeln nach. Dies waren während der in dieser Arbeit ausgewerteten Strahlzeit im Schnitt $N_{Beam} \approx 2 \cdot 10^5$ Teilchen pro Spill bei einer typischen Spilldauer von 5-10 Sekunden. Die Veto-Detektoren Halo 1 und Halo 2, zwei aktive x-y-Kollimatoren, verwerfen Strahlteilchen außerhalb der angestrebten Brennfleckgröße auf dem Target. Der Strahl, der sich nach dem Austritt durch die Kaptonfolie in Luft befindet, kann mit den Teilchen der Luft und des umgebenden Materials reagieren. Dadurch hat man einen hohen Untergrund bei Ereignissen mit geringer Multiplizität. Würde man das Target unter Vakuum halten, so könnte man diese Störreaktionen unterdrücken, doch müßten die Reaktionsprodukte anschließend durch ein Vakuumfenster dringen. Dies würde die Nachweisgrenze herabsetzen, da langsame Teilchen in dem Fenstermaterial stekken bleiben würden.

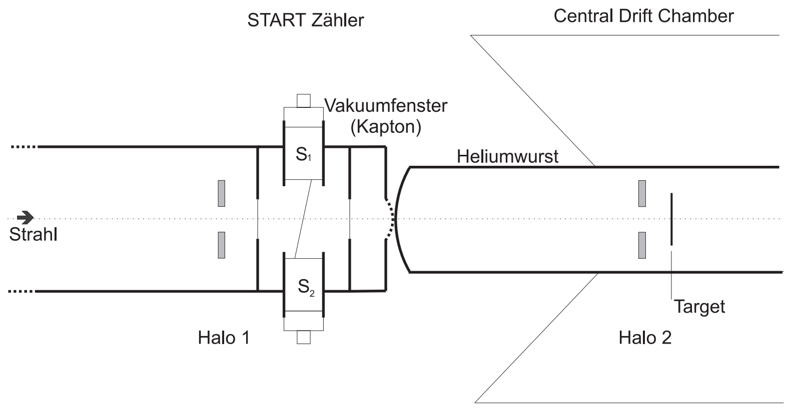


Abb. 2.10: Schematischer Aufbau des Startzählersystems (nicht maßstabsgerecht). Der Versuchsaufbau zur Strahlzeit im Sommer 1996 befindet sich im Anhang C.

Der Kompromiß zwischen Luft und Vakuum am Targetort stellt die sogenannte Heliumwurst dar. Dabei handelt es sich um einen schlauchförmigen Ballon, der mit Helium bei leichtem Überdruck gefüllt wurde. Er dient der Verringerung von Störreaktionen der Strahlprojektile mit Luftteilchen und der Reduzierung des Energieverlustes der Reaktionsprodukte bis zum Nachweis durch eines der Subdetektorsysteme.

Die Informationen aus Start- und den Halodetektoren werden für die Triggerentscheidung zum Start der Datenanalyse verwendet. Man spricht von einem *Good Beam Ereignis*, wenn beide Startdetektoren S_1 und S_2 ein Signal liefern während der Veto Detektor Halo 1 kein Signal abgibt. Für ein *Better Beam* Ereignis, das sich durch eine sehr gute Strahlfokussierung auszeichnet, liefert auch der zweite Vetodetektor Halo 2 kein Signal.

2.7 Weiterer Ausbau des *FOPI*-Detektors

Bei der Messung des Systems ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.49 A·GeV im Sommer 1997 zeigte sich, daß die Granularität des Plastikbarrels nicht mehr für eine befriedigende Zuordnung mit den Spuren der CDC ausreicht. Außerdem ist die Akzeptanzlücke der CDC/Barrel Kombination bei Midrapidität ein nicht zu unterschätzender Nachteil beim Vergleich mit konkurrierenden Apparaturen wie z.B. dem Magnetspektrometer KaoS. Die im Herbst 1998 begonnene Erweiterung des *FOPI*-Detektors hat zwei Hauptziele, nämlich den Ausbau des Datenaufnahmesystems und des Plastikbarreldetektors:

Datenaufnahmesystem: Es sollen veraltete Komponenten, die zum Teil bereits nicht mehr produziert werden und für die kein Service mehr existiert, durch neue leistungsfähigere ersetzt werden. Das Hauptziel ist, eine insgesamt höhere Ereignis- und Datenrate zu erreichen. Mit dem bisherigen System konnten ungefähr 30 Ereignisse pro Sekunde mit einer Datenrate von 1 MB/s auf Band geschrieben werden. Hier soll ein Faktor 10 gewonnen werden.

Gleichzeitig wird an einem neuen 2nd-Level-Trigger gearbeitet, der es ermöglichen soll, Ereignisse mit einem hohen Kaonenanteil gezielt zu selektieren. Dazu müssen innerhalb von 125 µs die Spuren in der CDC rekonstruiert, mit den Barreltreffern abgeglichen, die Massen ausgerechnet und eine Triggerentscheidung getroffen worden sein. Ermöglicht werden soll dies durch das modulare *Enable++* System, das an der Universität Mannheim für das ZEUS-Experiment entwickelt wurde. Als schnelle Trackrekonstruktion soll die HOUGH-Transformation, die von D. Best für *FOPI* bereitgestellt wurde [Bes93], eingesetzt werden.

Barrolino: Mit der Erweiterung des Plastikbarreldetektors möchte man zum einen die Akzeptanzlücke zwischen CDC/Barrel und Helitron/Plastikwand, wenn schon nicht schließen, so doch wenigstens verringern. Dazu sollen *Pestov*-Funkenzähler eingesetzt werden [Pes98]. Dieses neue Detektorsystem wurde auf den Namen *Barrolino* getauft. Durch die hervorragende, nahezu untergrundsfreie Orts- und Zeitauflösung der Pestovzähler, $\sigma_{\text{TOF}} < 80\,\text{ps}$, $dx \simeq 350\,\mu\text{m}$, hofft man, die obere Impulsschwelle für die Kaonenidentifikation mit der CDC/Barrel-Detektorkombination von derzeit 500 MeV/c zu erhöhen und eine größere Granularität zu erreichen.

Kapitel 3

Datenaufnahme von *FOPI*

3.1 TDAS

Herzstück der Datenaufnahme ist das Programm TDAS. TDAS steht für ***T**emporary **D**ata **A**cquisition **S**ystem*. Es besteht aus vier Prozessen, nämlich TDASstart, TDASacquire, TDASarchive und TDASaccess.

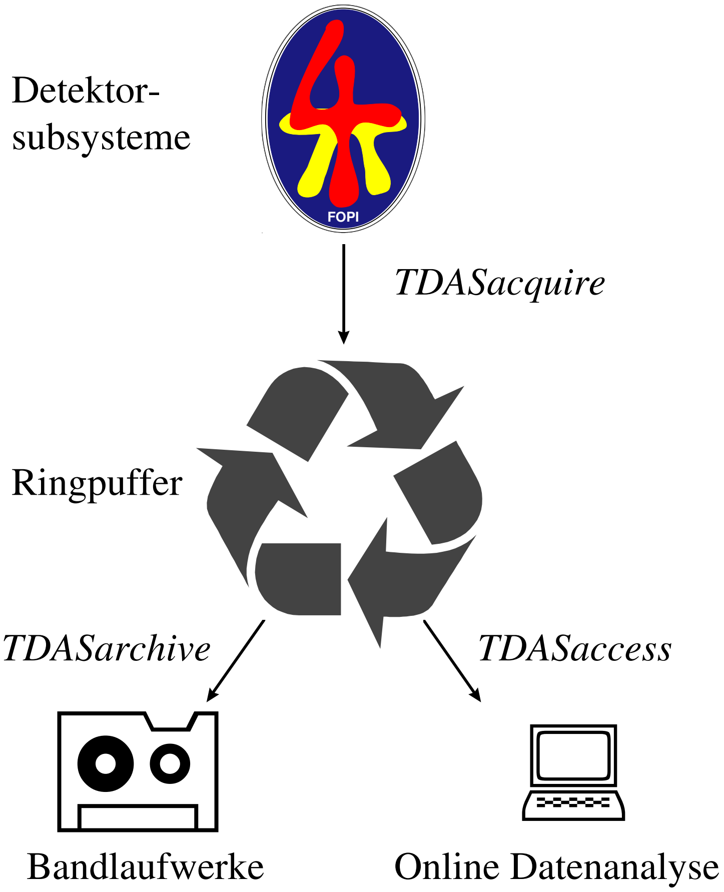


Abb. 3.1: Schematische Übersicht über das Datenaufnahmesystem von *FOPI*. Eine ausführliche Beschreibung findet man in [Pin95].

TDASstart dient zur Initialisierung der Hardware und zum Starten der notwendigen Unterprogramme. Diese Programme laufen unter dem Betriebssystem OS9.

TDASacquire sammelt die Daten von den einzelnen Subdetektorsystemen, faßt die Subevents zu Events zusammen und schreibt sie in den Ringpuffer. Die Pufferung der Daten in dem 15.9 MB großen Ringpuffer ermöglicht eine Zwischenlagerung, da die anfallende Datenrate während eines Spills das Datenaufnahmesystem überlasten würde.

TDASarchive liest die Daten vom Ringpuffer und schreibt sie auf Band. Im September 1996 wurden dazu zwei DLT-Bandlaufwerke parallel betrieben. Pro Band konnten 20 GB bei einer mittleren Rate von 1 MB/s gespeichert werden. Zur Archivierung der durchschnittlich 500 MB großen Rohdatendateien, oder auch **L**ist-**M**ode-**D**ata-Files genannt, wurden diese auf dem Bandroboter an der GSI kopiert. Die Rohdatenfiles sind durchnummeriert. Anhand der Nummer kann auf die Dateien zugegriffen werden.

TDASaccess ermöglicht den Zugriff auf Daten im Ringpuffer über eine TCP/IP-Verbindung für die Online-Datenanalyse. Die weitere Datenanalyse, offline wie online, erfolgt auf Grundlage des vom CERN entwickelten Softwarepakets PAW [Paw93], das um die *FOPI*-Programmbibliothek FLIB erweitert wurde. PAW als auch die Subroutinen in der FLIB sind in der Programmiersprache FORTRAN77 geschrieben, was die Verfügbarkeit auf unterschiedlichen Betriebssystemen wie VMS, AIX und Linux garantiert. Innerhalb von PAW werden die Daten in Vektoren, Histogrammen (ein- oder zweidimensional) und in sogenannten Ntuples verwaltet, aus denen Spektren in verschiedenen Ausgabeformaten, u.a. PostScript und GIF, erzeugt werden können. Durch das Packet Zebra [Zeb93] wird in Fortran eine quasidynamische Speicherverwaltung implementiert. Innerhalb eines festen Speicherbereichs können sogenannte (Speicher-) Bänke erzeugt und auch wieder gelöscht werden. Diese Bänke sind so organisiert, daß jeder Bank ein Name zugeordnet ist, von dem auf den Inhalt der Bank geschlossen werden kann. So beinhaltet die PCAL-Bank die kalibrierten Daten der äußeren Plastikwand.

3.2 Bearbeitung der Signale der Flugzeitwände

Der Signalfluß der Plastikwand, des Nullgraddektors und des Plastikbarrels, d.h. der im *FOPI*-System vorhandenen Flugzeitdetektoren, entsprechen sich (siehe Abb. 3.2). Die Anodensignale der Photomultiplier werden zunächst in Splitboxen im Verhältnis 1:3 in einen Energie- und einen Zeitzweig aufgeteilt. Die Energiesignale werden um 500 ns verzögert, um dann ladungsempfindlichen **A**nalog-**D**igital-**C**onvertern (Fastbusmodul LeCroy 1885) zugeführt zu werden.

Die analogen Zeitsignale werden direkt in ***C**onstant-**F**raction-**D**iskriminato-*

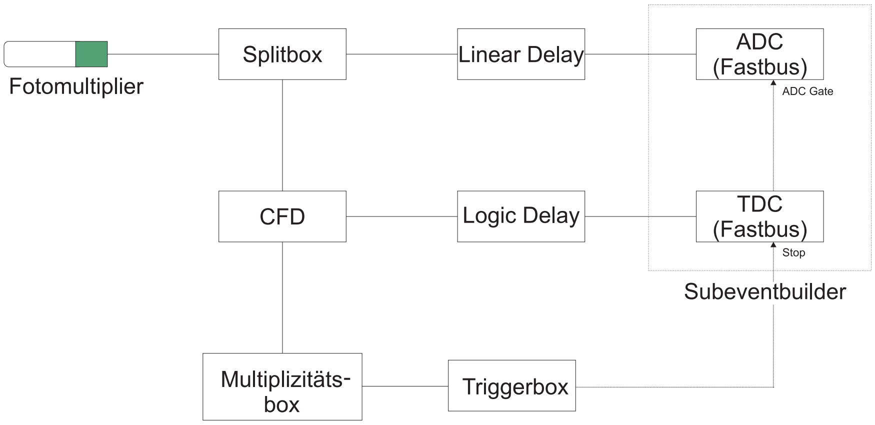


Abb. 3.2: Signalfluß für die Szintillationsdetektoren Plastikwand, Nullgraddetektor und Plastikbarrel.

ren (CF 8103, GSI-Eigenentwicklung) in zwei logische Zeitsignale umgewandelt. Ein Zeitsignal kommt in die Multiplizitätsbox, wo die Multiplizitätssignale aller CFDs eines Subdetektors analog aufaddiert werden. Man erhält damit die Gesamtmultiplizität pro Subdetektor.

Das andere logische Zeitsignal wird nach einer Zeitverzögerung von wiederum 500 ns auf ***T****ime-****D****igital-****K****onverter* (Fastbusmodul LeCroy 1875) gegeben. ADCs und TDCs werden von Aleph-Eventbuildern ausgelesen, einer CERN Entwicklung für die Fastbus-Auslese. Die Kommunikation mit dem Datenaufnahmesystem TDAS erfolgt über *Dual-Ported-Memories*. Die Datenanalyse der Flugzeitdetektordaten ist in Abb. 3.3 dargestellt. Zuerst werden die in einer lmd-Datei gepackten Rohinformationen ereignisorientiert ausgelesen. Pro Subdetektor wird dafür jeweils eine Zebrabank mit dem Namen ***X*RAW** erzeugt. Im Falle der Plastikwand steht ***X*** für **P**, im Falle des Plastikbarrels **B**, des Nullgraddetektors **Z** und der Rosace **R**. Im nächsten Schritt werden die Daten kalibiert, d.h. Kanalzahlen bekommen zum Beispiel die Bedeutung von Flugzeiten. Diese werden in neue Zebrabänke (***X*CAL**) geschrieben. Die zur Kalibrierung nötigen Eichgrößen werden in speziellen Dateien, den *Run-Database-Files*, vorrätig gehalten. Aus den kalibrierten Daten werden dann erste physikalische Informationen gewonnen, wie die Winkel θ, ϕ und die Flugzeit ToF. Diese werden in den ***X*HIT**-Bänken gespeichert. Im letzten Schritt zur TRK-Ebene werden die physikalisch relevanten Informationen wie die Ladung Z und die Geschwindigkeit v bestimmt, sowie bezüglich des Energieverlusts korrigiert und in die ***X*TRK**-Bänke geschrieben.

Den gesamten Ablauf kann man durch Softwareschalter, den sogenannten Flags, steuern. Auch kann man in jeder Phase den Ablauf der Analyse unterbrechen und die bis zu diesem Zeitpunkt gefüllten Bänke in sogenannte ***D****ata-****S****ummary-****T****apes* auf einen Massendatenspeicher schreiben und zu einem späteren Zeitpunkt die Analyse fortsetzen. Hauptsächlich wird dieser Mechanismus verwendet, um die Trackbänke auf DSTs zu schreiben und die so erzeugten Dateien auf dem Bandroboter an der GSI für die spätere physikalische Auswertung vorrätig zu halten. Eine Sonderstellung nehmen die Phase-I Detektoren ein. Ihre physikalisch relevanten Informationen werden in der EVNT-Bank zusammengefaßt und abgespeichert.

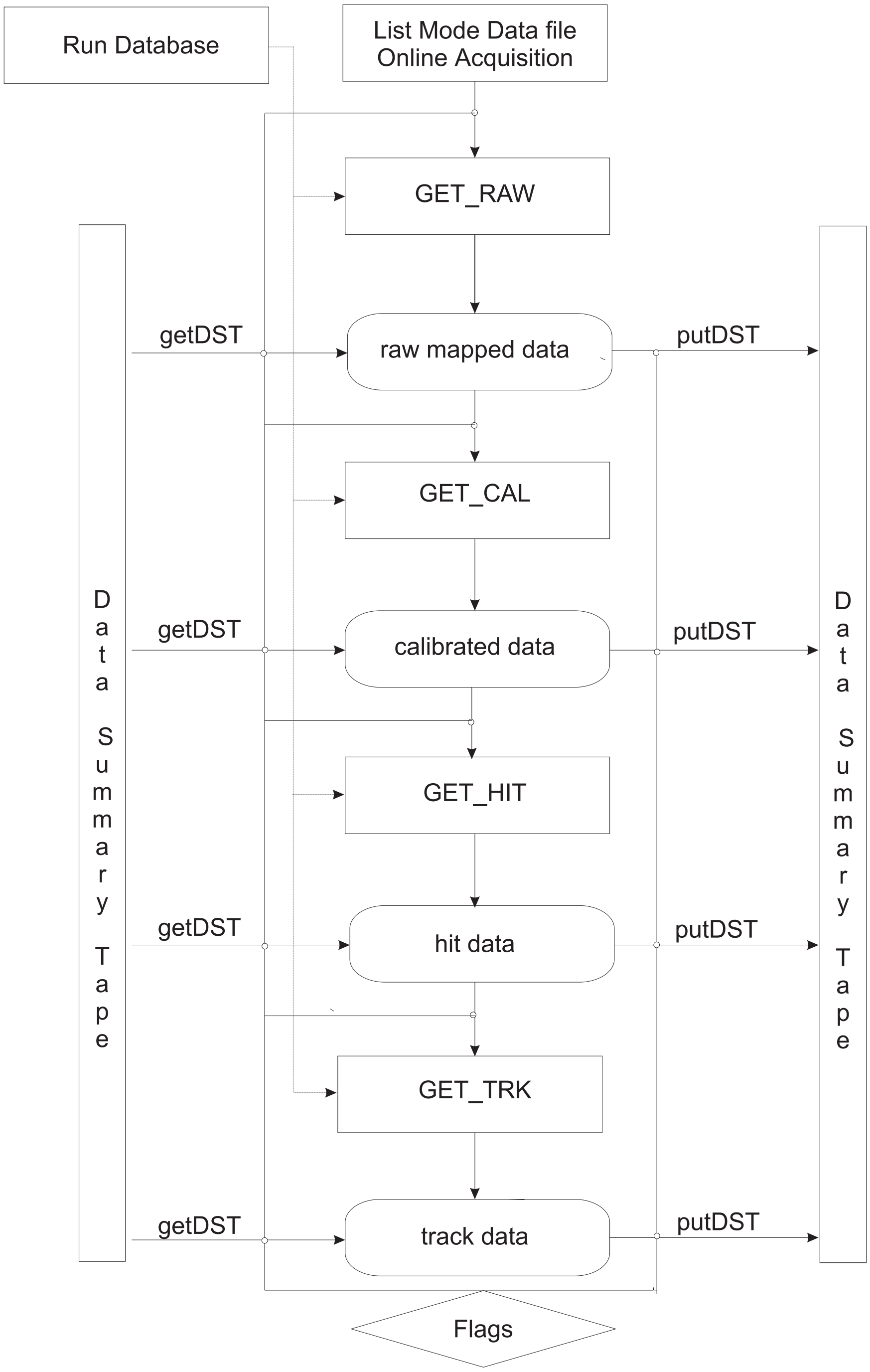


Abb. 3.3: Flußdiagram der Datenanalyse für die Detektorsysteme Plastikwand, Nullgraddetektor und Plastikbarrel (nach [Lei93b]).

3.3 Das Triggersystem

Wie im vorigen Kapitel beschrieben werden die Zeit- und Energiesignale, bevor sie digitalisiert werden, um 500 ns verzögert. Innerhalb der 500 ns wird eine Triggerentscheidung zum Start der Datenaufnahme getroffen. Diese wird anhand der Strahlqualität (siehe Kap. 2.6) und der Rohmultiplizität der Plastikwand (PMUL) und des Barrels (BMUL), den sogenannten *pre-triggers*, getroffen. Hierfür stehen zwei *Logic-Matrix-Units* vom Typ LeCroy 2365 und eine Triggerbox TB 8000 zur Verfügung. In der Triggerbox wird das Haupttriggersignal erzeugt. Man unterscheidet zwischen:

Minimum Bias	PMUL $>$ 4 und BMUL $>$ 4 und Better Beam
Medium Central	PMUL $>$ PMUL$_{\text{MED}}$ BMUL $>$ BMUL$_{\text{MED}}$ und Better Beam
Central Event	PMUL $>$ PMUL$_{\text{CE}}$ und Better Beam

Die analogen Schwellwerte PMUL$_{\text{MED}}$, PMUL$_{\text{CE}}$, BMUL$_{\text{MED}}$ und BMUL$_{\text{CE}}$, werden an der Triggerbox so eingestellt, daß der Wirkungsquerschnitt des Central-Event-Triggers ca. 10% und der Wirkungsquerschnitt des Medium-Central-Triggers ungefähr 20% des Wirkungsquerschnitts des Minimum-Bias-Triggers beträgt. Die Zählrate des Miminum-Bias-Triggers wird so eingestellt, daß sie der durch die Targetdicke (ca. 1% der Wechselwirkungsdicke) untersetzen Better-Beam-Rate entspricht.

Zur Unterdrückung der peripheren Stöße, die sich durch eine geringe Teilchenmultiplizität auszeichnen, werden Minimum-Bias und Medium-Central Triggerereignisse mit jeweils einem Untersetzungsfaktor, der für jedes Experiment bestimmt wird, auf Band geschrieben. Die Untersetzung findet in der Triggerbox statt. Dadurch werden auf den Bändern zentrale Ereignisse angereichert. Der Wirkungsquerschnitt σ_{obs} einer Observablen ergibt sich zu

$$\sigma_{obs} = \frac{N_{obs}}{N_{beam} \cdot N_{targ}} \cdot \frac{N_{acc}/N_{\overline{inh}}}{N_{raw}/N_{\overline{inh}}}\,, \tag{3.1}$$

wobei N_{obs} die Observablenzählrate, N_{beam} die Rate der Strahlteilchen und N_{targ} die Flächenbelegung des Targets sind. N_{beam} wird vom Startzähler gemessen. N_{raw}, $N_{\overline{inh}}$ und N_{acc} bezeichnen die von der Triggerbox registrierten Triggerraten, wobei N_{raw} die rohe Triggerrate, $N_{\overline{inh}}$ die Zahl der rohen Trigger, die nicht in die Totzeit des Detektors fielen, und N_{acc} die untersetzte $\overline{\text{inhibited}}$ Triggerrate sind. Eine ausführliche Beschreibung des Triggersystems findet man in den Doktorarbeiten von Y. Leifels und T. Wienold [Lei93b, Wie93].

3.4 Analyse der Helitrondaten

In den folgenden Abschnitten wird auf die Funktionsweise der Helitronanalysesoftware näher eingegangen. In Bild 3.4 ist der Datenfluß schematisch dargestellt.

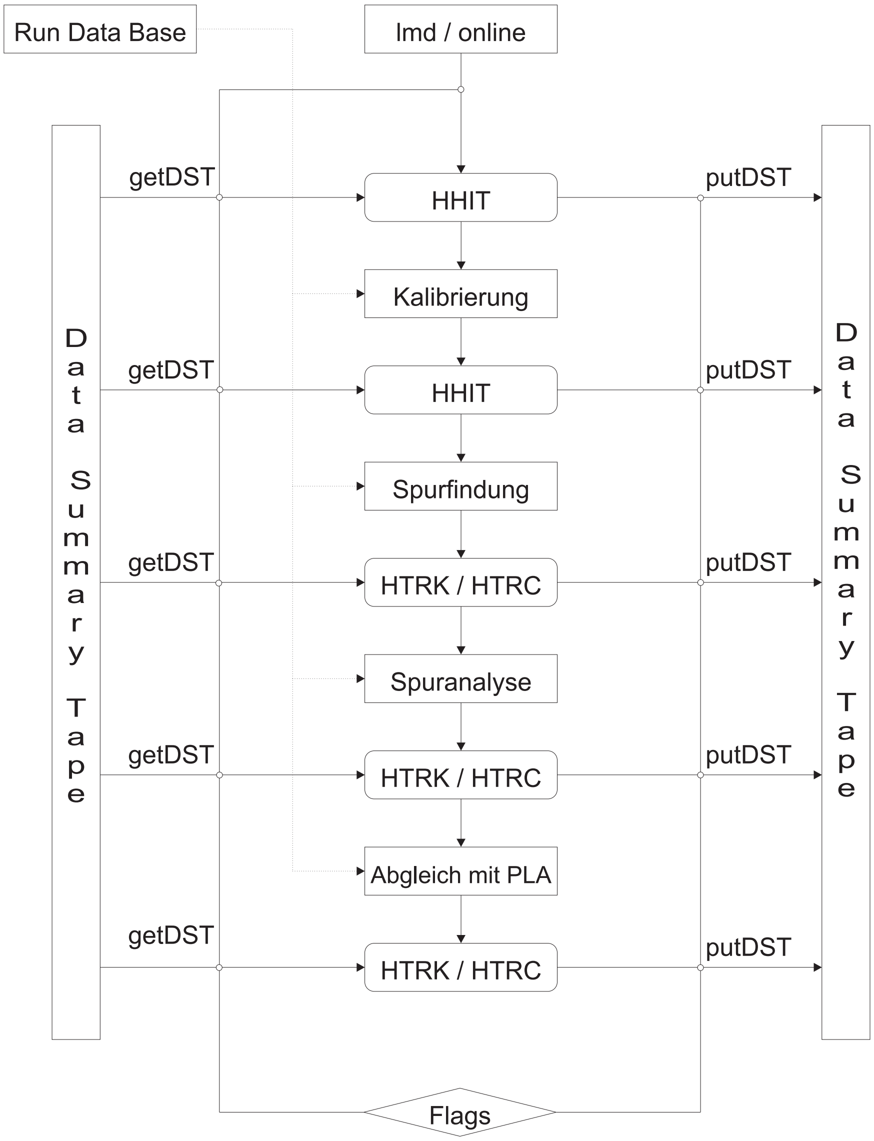


Abb. 3.4: Vereinfachte Darstellung des Datenflusses für die Helitrondatenanalyse.

Die reduzierten Daten, die von TDAS geliefert und in die Bank HHIT geschrieben werden, werden zunächst kalibriert. Danach wird sektorweise nach zusammenhängenden Teilchenbahnen gesucht. Nach der Suche sektorkreuzender Spuren wird mit Hilfe des Drahtversatzes (Staggering) die Entscheidung gefällt, auf welcher Seite eines Sektors die Spur durch den Detektor ging. Es folgen nun weitere Untersuchungen der Spur, bei denen die Qualität der rekonstruierten Teilchenbahn, der Teilchenimpuls, die mittlere deponierte Energie und schließlich – aus beiden Informationen – die Masse bestimmt sowie ein Abgleich mit der äußeren Plastikwand durchgeführt werden. Die Kontrolle erfolgt durch Softwareschalter. Die Parameterübergabe erfolgt mit den in der *Run-Data-Base* gespeicherten Informationen in Form von Eichbänken und Optionen. Am Ende werden in der HTRK-Bank für jede Helitronspur der azimutale und polare Emissionswinkel, die Teilchenmasse, der Teilchenimpuls und die Geschwindigkeit als die physikalisch relevanten Größen geschrieben.

Eine ausführlichere Diskussion der einzelnen Schritte findet in den nächsten Kapiteln statt. Eine Beschreibung der Analysesoftware der CDC sowie eine Darstellung der CDC-Eichung findet man in zahlreichen Doktorarbeiten beschrieben [Bes96, Häf95, Pin95].

3.4.1 Datenaufnahme

Die Signaldrähte des Helitrons werden beidseitig ausgelesen. Die elektrischen Signale werden zunächst direkt an der Kammer auf ladungsempfindliche Vorverstärker geleitet, von wo aus sie über *Twisted-Pair-Kabel* zu schnellen Analog Digital Wandlern (englisch *Flash-ADCs* oder kurz FADCs) geführt werden.

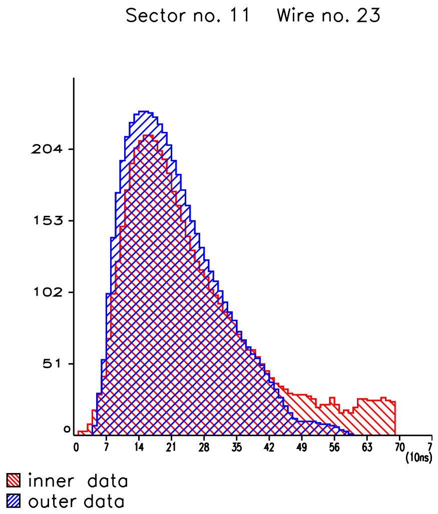


Abb. 3.5: Ladungsdeposition auf einem Draht des Helitrons, jeweils gemessen am oberen und unteren Ende eines Zähldrahts. Dargestellt sind die Kanalzahlen, wobei die Breite eines Zeitbins 10 ns beträgt. *Inner-Data* bezeichnet das Signal, das am Innenzylinder und *Outer-Data* das am Außenzylinder abgenommen wurde.

Die FADCs werden mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz betrieben, was einer Binlänge von 10 ns entspricht. Pro FADC-Eingang werden zyklisch 1024 Kanäle gefüllt, was eine Abtastlänge von 10 µs bedeutet. Die Länge eines Datenworts ist 8 Bit. Abb. 3.5 zeigt das Ergebnis der Digitalisierung exemplarisch für einen Draht. Die Datenmenge, die man so pro Kammer erzeugen würde, ist nach dem aktuellen Stand der Technik nicht zu bewältigen. Es werden daher pro Vorverstärker von jedem Drahtimpuls eine Ladung und eine Zeit extrahiert. Die Zeit t bestimmt man aus der Lage des Signalmaximums. Durch Interpolation bestimmt man seine Position in Einheiten von 200 ps. Die Ladung q ergibt sich aus Integration des Signals ab dem Überschreiten einer Schwelle bis zur einer Zeit t' nach Durchlaufens des Maximums. Man erhält damit pro Draht vier Informationen, zwei Ladungen und zwei Zeiten. Die Datenreduktion geschieht in den sogenannten *Front-End-Prozessoren*. Das Ergebnis wird auf *Dual-Ported-Memory*-Module geschrieben, von wo aus das Datenaufnahmesystem TDAS, genauer der Prozess

TDASacquire, Zugriff nehmen kann. In Abb. 3.6 sind den unbehandelten Daten eines Sektors (links) die reduzierten Daten (rechts) gegenübergestellt. Klar erkennbar sind mehrere Teilchenbahnen.

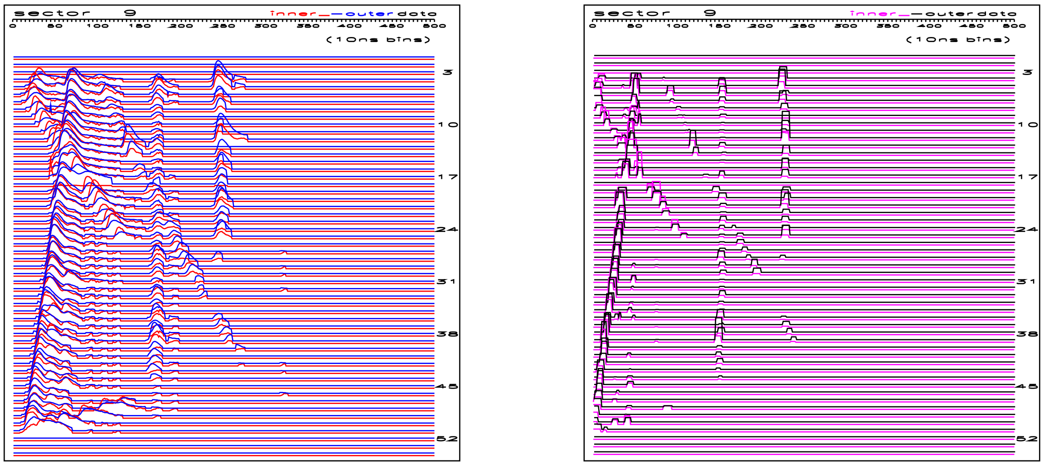


Abb. 3.6: Die Bilder zeigen links die digitalisierten Signale eines Sektors und rechts das Ergebnis der Echtzeitdatenreduktion. Aufgetragen ist jeweils die Signalhöhe über der Driftzeit. Die Drahtnummer läuft in beiden Bildern von oben nach unten. In den Frontend-Prozessoren werden pro Draht eine Zeit $t_{i,o}$ und eine Ladung $q_{i,o}$ für das inneren (i) und das äußere Drahtende (o) berechnet.

3.4.2 Rekonstruktion

Beim Durchgang von ionisierender Strahlung durch Materie werden Elektronen und positiv geladene Atomrümpfe erzeugt. Innerhalb einer Driftkammer bewegen sich die Teilchen im elektrischen und magnetischen Feld. Die Bewegungsgleichung für Elektronen lautet in diesem Fall

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -e\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) - mA(t)\,, \tag{3.2}$$

mit m der Teilchenmasse, $\vec{v}$ der Geschwindigkeit, e der Elementarladung, $\vec{E}$ und $\vec{B}$ dem elektrischen bzw. magnetischen Feld und $mA(t)$ einer zeitabhängigen, stochastischen Kraft durch Stöße mit umgebenden Gasmolekülen. Diese Gleichung nennt man in der Literatur *Langevin-Gleichung*. Bei Abwesenheit der Felder wird durch diese Gleichung die Diffusion von Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit ν_D beschrieben. Im zeitlichen Mittel ist damit $< A(t) >= \nu_D/\tau$ mit τ der mittleren, stoßfreien Zeit.

Eine Lösung der Langevin-Gleichung, die formal eine Differentialgleichung 1. Ordnung darstellt, für die Geschwindigkeit $\vec{v}$ der Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern lautet

$$\vec{v} = \frac{\mu}{1+\omega^2\tau^2}\left(\vec{E} + \frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B}\omega\tau + \frac{\left(\vec{E}\cdot\vec{B}\right)\vec{B}}{B^2}\omega^2\tau^2\right), \quad (3.3)$$

mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega = \frac{eB}{mc}. \quad (3.4)$$

Im Spezialfall homogener elektrischer und magnetischer Felder und der Bedingung $\vec{E} \perp \vec{B}$ mit $\vec{E} = (E_x, 0, 0)^T$ und $\vec{B} = (0, 0, B_z)^T$ kann man den Lorentzwinkel

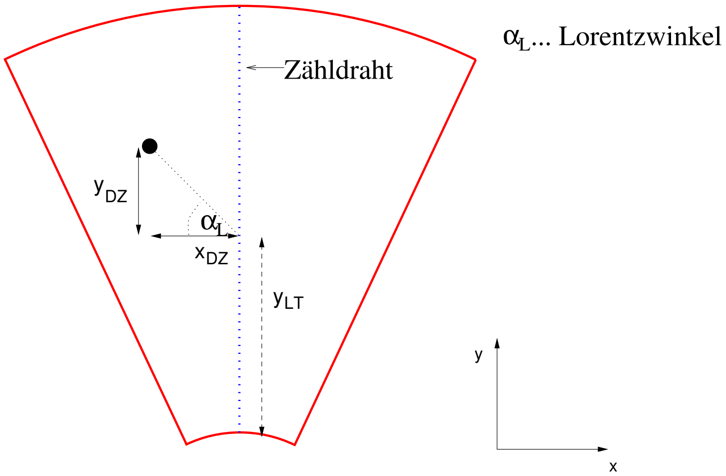


Abb. 3.7: Rekonstruktion eines Treffer in einem Helitronsektor (schwarzer Punkt) mit Hilfe der Driftzeit- und Ladungsteilungsinformation im Bezugsystem eines Helitronsektors.

α_L definieren als

$$\tan\alpha_L = \frac{v_y}{v_x} = -\omega\tau = -\frac{eB_z}{mc}\tau. \quad (3.5)$$

Die z-Komponente der Driftgeschwindigkeit ist Null. Die Driftgeschindigkeit der Elektronen, ausgedrückt durch den Lorentzwinkel α_L, lautet

$$|\vec{v}_{Drift}| = \frac{e}{m}\tau|E_x|\cos\alpha_L. \quad (3.6)$$

Anhand der Driftzeitinformation ist es bereits möglich, Spuren zu finden. In Abb. 3.6 sind zusammenhängende Spuren gut auszumachen. Mit dem in Abb. 3.7 eingeführten Koordinatensystem lauten die x- und y- Koordinaten aus der Driftzeitinformation $t = (t_i + t_o)/2$

$$x_{DZ} = t\,v_{Drift}\cos\alpha_L \quad (3.7)$$
$$y_{DZ} = t\,v_{Drift}\sin\alpha_L. \quad (3.8)$$

Doch zur räumlichen Rekonstruktion der Teilchenspur ist noch die Ladungsteilungsinformation nötig. Aus dem Verhältnis der Ladungen auf einem Draht kann man die Position des Auftreffens der Driftelektronen bestimmen. Die Ladungsteilungskoordinate y_{LT} ist bestimmt durch

$$y_{LT} = l_{\text{eff}} \left(\frac{1 - q_{io}}{1 + q_{io}} \right) \qquad \text{mit} \quad q_{io} = \frac{q_i}{q_o} . \tag{3.9}$$

Die effektive Drahtlänge l_{eff} ergibt sich aus der Impendanz der Vorverstärker R_V, der Länge l und des Widerstands R des Drahts

$$l_{\text{eff}} = \frac{l}{2} \left(1 + \frac{2R_V}{R} \right) . \tag{3.10}$$

Die z-Koordinate eines Helitronhits ergibt sich aus der Drahtnummer. Voraussetzung dafür ist, daß das magnetische Feld $\vec{B}$ homogen ist, wodurch die z-Komponente der Driftgeschwindigkeit Null ist. Damit lauten die Koordinaten eines Helitrontreffers im Bezugsystem eines Helitronsektors

$$x = x_{DZ} \tag{3.11}$$

$$y = y_{DZ} + y_{LT} \tag{3.12}$$

$$z = (\#\,\text{Draht} - 1) \cdot 1\text{cm} . \tag{3.13}$$

Abschließend muß noch eine Transformation vom Sektorkoordinatensystem in das Laborsystem vorgenommen werden.

3.4.3 Kalibrierung

Die Analyse beginnt mit dem Einlesen der Rohdaten. Dies geschieht entweder von den Rohdatendateien aus, oder, während der Strahlzeit, durch Auslesen der Front-End-Prozessoren. Danach werden die Daten in einem ersten Schritt kalibriert. Dazu werden die Eichbänke aus der *Run Data Base* entsprechend der Run-Nummer eingelesen.

Die Eichdatei wird erzeugt, indem man die erste Rohdatendatei einer Messung vollständig eicht und dann zum Beispiel im Abstand von 20 Runs kontrolliert, ob sich an der Auflösung und/oder der Lage der Massenverteilungen etwas geändert hat, um gegebenenfalls einzelne Eichbänke neu zu erstellen. Um Speicherplatz zu sparen, ist die Eichdatei so organisiert, daß jeweils eine Eichung mit einem gewissen Gültigkeitsbereich gespeichert wird, so daß nicht für jeden einzelnen Run alle Eichbänke vorrätig gehalten werden müssen.

Im wesentlichen müssen die Zeiten und die Ladungen kalibriert werden. In den folgenden zwei Abschnitten wird kurz dargestellt, welche die Strategien bei der Eichung verfolgt werden.

Zeiteichung

Die Zeitkalibrierung besteht darin, drahtweise an den experimentellen Wert $t_{i,o}$ einen globalen, einen sektorweisen und einen drahtweisen Korrekturwert hinzuaddieren

$$t'_{i,o} = t_{i,o} + t_{\text{Global}} + t_{\text{Sektor}} + t_{\text{Draht}} . \tag{3.14}$$

t_{Global} : Der globale Zeitkorrekturwert wird per Hand so eingestellt, daß Spuren, die die Zähldrahtebene kreuzen, augenscheinlich glatt verlaufen. Dazu existiert im Analyseprogramm eine graphische Anzeige.

t_{Sektor} : Mit Hilfe des sektorweisen Korrekturwerts wird ein Abgleich für Spuren, die die Zähldrahtebene kreuzen, vorgenommen. Dazu wird jeweils an die Driftzeitkoordinaten der Spuren diesseits und jensseits der Lesedrahtebene ein Polynom angefittet. Diese Polynome werden bis zur Zähldrahtebene approximiert und die Differenz beider Spurfragmente für jeden Helitronsektor getrennt in ein Histogramm eingetragen. Durch Wiederholen dieses Vorgangs erhält man den sektorweisen Korrekturwert als den Mittelwert aus den Histogrammen.

t_{Draht} : Der drahtweise Zeitabgleich wird mit langen, guten Spuren, die nahe der Zähldrahtebene verlaufen, vorgenommen. Solche Spuren werden mit einem Polynom 3. Grades angepaßt. Die Differenz zwischen gemessener und extrapolierter Driftzeit wird, unter Berücksichtigung des Drahtversatzes, für jedes einzelne Drahtende in ein Histogramm geschrieben. Nach mehrfacher Wiederholung ergeben sich die Korrekturwerte wiederum als die Mittelwerte aus den Histogrammen.

Energieeichung

Bei der Energieverlustkalibrierung handelt es sich um einen Prozess in zwei Stufen, bei dem für jeden einzelnen Draht ein absoluter und ein relativer Korrekturwert bestimmt werden. Im Falle des absoluten Korrekturwerts wird der Energieverlust $dE_{\mathrm{Hit}} = (q_o + q_i)/2$ abgeglichen. Dazu wird der Korrekturwert a_{Gain}, der gemäß der Gleichung

$$dE'_{\mathrm{Hit}} = a_{\mathrm{Gain}} \cdot dE_{\mathrm{Hit}} \tag{3.15}$$

definiert ist, so bestimmt, daß der gemessene Energieverlust und der Energieverlust, der durch die Bethe-Bloch-Gleichung berechnet wird, identisch sind. Da dazu der Impuls p und die Masse m des Teilchens bekannt sein müssen, erfolgt die Eichung des Absolutwertes nach Abschluß der Zeitkalibrierung und der Eichung der Ladungsteilungskoordinate. Für die Eichung der Ladungsteilungskoordinate wird der relative Korrekturwert bestimmt. In die Ladungsteilungskoordinate y_{LT} gehen zwei Eichgrößen ein, die effektive Drahtlänge l_{eff} und das Ladungsverhältnis q_i/q_o. Dieses Verhältnis wird nach folgender Vorschrift geeicht

$$\left(\frac{q_i}{q_o}\right)' = r_{\mathrm{Gain}} \frac{q_i}{q_o} . \tag{3.16}$$

Der Vorteil dieser Definitionen ist, daß der relative und der absolute Korrekturwert unabhängig voneinander kalibriert werden können. Um die Ladungsteilungskoordinate zu eichen, muß die radiale Spurposition im Helitron genau festgelegt sein. Dazu wird bei guten Spuren mit bekanntem Impuls die Teilchenbahn vom Target bis zur Plastikwand extrapoliert, wobei der Treffer auf der Plastikwand aus der Messung stammt. Die Beziehung

$$y_{LT} = l_{\text{eff}} \left(\frac{1 - q'_{io}}{1 + q'_{io}} \right) \qquad \text{mit} \quad q'_{io} = \left(\frac{q_i}{q_o} \right)' \tag{3.17}$$

kann wie folgt entwickelt werden

$$\ln q_{io} \; = \; -\ln r_{Gain} - \frac{2}{l_{\text{eff}}} y_{LT} \; + \; \mathcal{O}^3 \left(\frac{y_{LT}}{l_{\text{eff}}} \right) \; . \tag{3.18}$$

Durch Auftragen von $\ln q_{io}$ über y_{LT} in ein Diagamm ergibt sich l_{eff} aus der Steigung und r_{Gain} aus dem Ordinatenschnittpunkt der Geraden.

3.4.4 Spurfindung

Algorithmen zur Spurfindung werden im englischen *tracker* genannt. Prinzipiell gibt es zwei Arten von Trackern: globale und lokale. Bei lokalen Trackern beginnt man bei der Spursuche an einen bestimmten Punkt, z.B. am Außenzylinder, und sucht in der Nachbarschaft von einem Hit unter gewissen Suchkriterien nach weiteren Hits, bis man am Innenzylinder angelangt ist. Solch ein Verfahren wird bei der CDC angewandt.

Globale Tracker verwenden zur Spursuche von Beginn an alle Hits, um nach gewissen Kriterien Spuren zu finden. Beim Helitron verwendet man einen globalen Tracker. Es werden sektorweise anhand der Driftzeitkoordinaten x_{DT} und y_{DT} die Winkeldifferenzen von einem Hit in der Mitte des Helitrons zu allen anderen Hits gebildet und in ein Histogramm eingetragen. Zusammengehörende, nahezu geradlinige Spuren erscheinen als Häufungspunkte. Durch Schneiden auf solch einen Punkt selektiert man Hits, die zu einer Spur gehören. Durch zusätzliche Bedingungen werden auch leicht gekrümmte Spuren erkannt. Stark gekrümmte Spuren, z.B. von Pionen werden nicht erkannt. Nachdem man eine Spur gefunden hat, muß entschieden werden, auf welcher Seite der Zähldrahtebene das Teilchen durch den Sektor ging. Abb. 3.8 zeigt schematisch eine Spur samt ihrer Spiegelspur. Man sieht, daß der Begriff Spiegelspur nicht allzu wörtlich zu nehmen ist, da in Folge des Lorentzwinkels $\alpha_L \neq 0°$ die Spur nicht wirklich gespiegelt ist. An den oberen und unteren Begrenzungen arbeitet das Helitron nicht mehr symmetrisch, da die Driftelektronen in gewissen Randbereichen der Kammer die Zähldrahtebene nicht mehr erreichen können.

Zur Identifikation der wirklichen Spur nutzt man das *Staggering* aus. Darunter versteht man die Versetzung der Zähldrähte um 200 μm rechts und links aus der Zähdrahtebene. Man berechnet explizit die Versetzung der Drähte aus den Daten, indem man zunächst einen Polynomfit durch die Driftzeitkoordinaten einer Spur macht. Aus der Differenz der gemessenen Driftzeiten zu den aus dem Fit extrahierten Driftzeiten erhält man die Versetzung der Drähte. Das Vorzeichen dieser Differenz gibt an, auf welcher Seite der Zähldrahtebene das Teilchen durch das Helitron gegangen ist. Diese Größe sagt auch etwas über die Qualität der Spur aus. Je besser eine Spur rekonstruiert werden konnte, desto besser liegt der extrahierte Wert am Nominalwert.

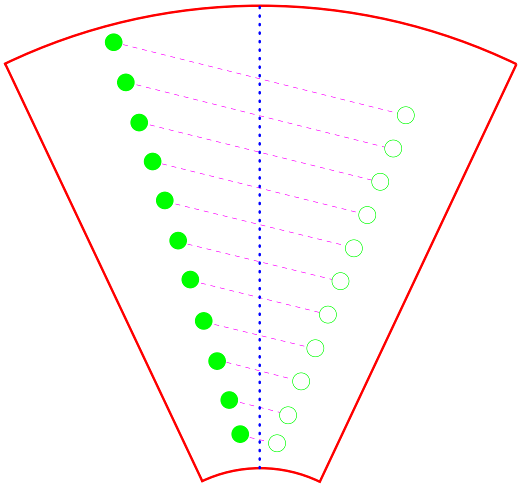


Abb. 3.8: Darstellung einer Teilchenspur (volle Kreise) und ihre Spiegelspur (leere Kreise) in einem Helitronsektor. Die dunkle, gestrichelte Linie deutet die Zähldrahtebene an, die hellen, gepunkteten die Driftstrecken der Elektronen.

3.4.5 Spuranalyse

Über die Güte einer Spur entscheiden mehrere Faktoren: der erste ist die Zahl der Treffer, die eine Spur umfaßt. Je größer diese Zahl ist, desto verläßlicher kann ein Polynom an die Punkte angepaßt werden. Gute Spuren selektiert man dadurch, daß man fordert, daß mindestens jeder zweite Helitrondraht eines Sektors einen Treffer zur Spur beiträgt. Auf Grund der geringeren Ionisationsdichte von Pionen in Materie werden dadurch bereits viele potentielle Pionenspuren verworfen.

Von Interesse ist in diesem Zusammenhang die Detektorauflösung der Koordinaten aus der Driftzeit senkrecht zur Lesedrahtebene und der Ladungsteilungskoordinate längs des Auslesedrahts. Die Breiten der Verteilungen werden aus dem mittleren Abstandsquadrat der Treffer einer Spur zu einem Polynomfit 4. Grades berechnet

$$\sigma_{\mathrm{Spur},x} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (\Delta x)_i^2}{N_{\mathrm{Hits}}}}, \tag{3.19}$$

wobei Δx für die Abweichung in der jeweiligen Koordinate steht. Abb. 3.9 zeigt

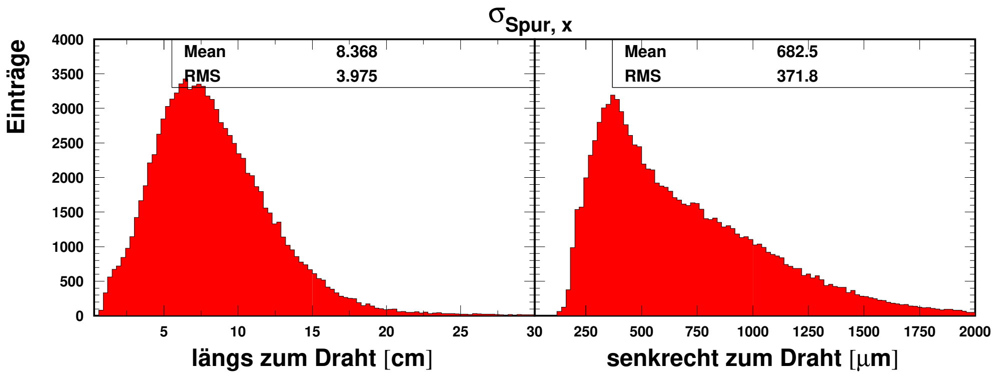


Abb. 3.9: Verteilungen der Spurbreiten für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV.

die Verteilungen, wie sie in der Strahlzeit ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV gemessen wurden. Die mittlere Breite einer Spur in der Driftszeitkoordinate beträgt 0.68 mm bei einer Streuung von 0.37 mm beziehungsweise 16.7 ns bei einer Streuung von 8.5 ns. Das Auflösungsvermögen der Ladungsteilungskoordinate ist schlechter: die mittlere Breite beträgt hier 8 cm bei einer Streuung von 4 cm. In der Arbeit von S. Mohren [Moh96] ist für das System ^{40}Ar + ^{40}Ca @ 0.4 A·GeV für die Breite der Driftzeitkoordinate ein Wert von 11 ns bei einer Streuung von ca. 6 ns angegeben. Wir führen unsere schlechteren Werte zum einen darauf, daß die besseren Werte aus einer Probestrahlzeit stammen, bei der nur drei benachbarte Sektoren angeschlossen waren, die als besonders gut galten. Zum anderen sind in der Zwischenzeit durch Alterungserscheinungen der Driftkammer die Auslesedrähte verschmutzt. Darunter könnte das räumliche Auslösungsvermögen gelitten haben.

Bei der Verteilung der Breiten aus der Driftzeit fällt zusätzlich ein starker Schwanz für große Abweichung vom Maximalwert auf. Eine Analyse von ^{40}Ca + ^{40}Ca @ 1.93 A·GeV-Daten vom Sommer 1997 zeigt kein solchen Schwanz (Abb. 3.10). Da für die Eichung dieselben Programme verwendet wurden, liegt der Verdacht nahe, daß der Grund in den unterschiedlichen Potentialspannungen zu suchen ist. War die Potentialspannung für die ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV-Messung 1580 V, so wurde bei der Kalziummessung 1620 V angelegt. Dadurch vergrößert sich die Signalverstärkung und die Ladungsdeposition erhöht sich. Fluktuationen und Rauschen machen sich so weniger bemerkbar und die Spur kann besser rekonstruiert werden. Das hat aber beim Schneiden auf die Spurbreiten zur Kaonenidentifikation einen direkten Einfluß auf die Effizienz der Kammer.

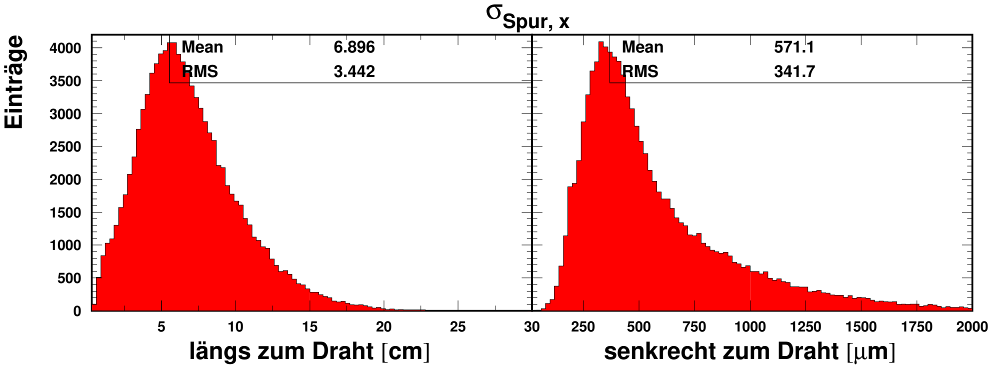


Abb. 3.10: Verteilungen der Spurbreiten für das System ^{40}Ca + ^{40}Ca @ 1.93 A·GeV.

Bei der bisherigen Diskussion wurde davon ausgegangen, daß das Magnetfeld, in dem sich die CDC und das Helitron befinden, homogen sei. Wie man sich an Hand von Abb. 3.11 leicht überzeugen kann, ist dies an der Position des Helitrons bei weitem nicht mehr der Fall. So variiert die longitudinale Komponente B_z von 0.4 T bis 0.63 T und auch die radiale Komponente B_r erreicht bis zu 0.32 T. Demzufolge werden sowohl die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} als auch der Lorentzwinkel α_L ortsabhängig. Außerdem ist die z-Komponente der Driftge-

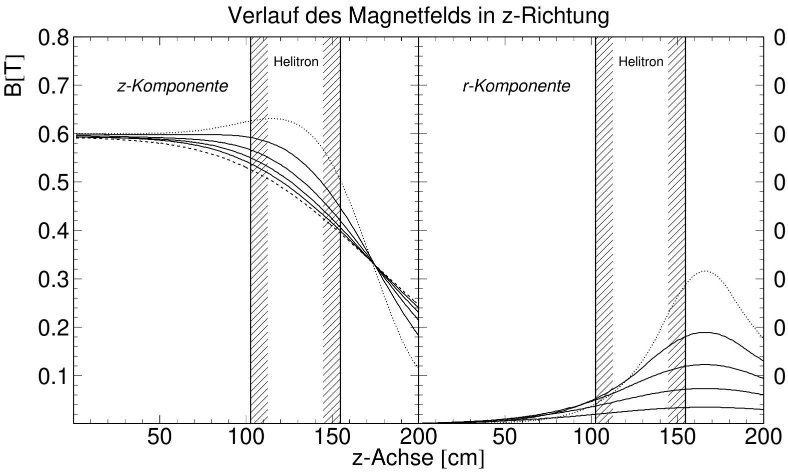


Abb. 3.11: Darstellung der Abhängigkeit der Magentfeldkomponenten B_r und B_z von der Position z auf der Strahlachse und dem Abstand von der Strahlachse. Der Nullpunkt der z-Achse ist im Magnetmittelpunkt, die Abstände von der Strahlachse $r = (0, 20, 40, 60, 80, 100)$ cm. Der Bereich, in dem sich das Helitron befindet, ist schraffiert gekennzeichnet.

schwindigkeit nicht mehr Null. Das heißt, die Elektronen kreuzen auch die einzelnen Driftzellen.

Grundlage für die weiteren Analysen ist die genaue Kenntnis des Magnetfeldes. Dieses wurde exakt ausgemessen und parametrisiert. Die Parametrisierungen für die radiale und die longitudinale Komponente des Magnetfelds B_r bzw. B_z liegen als Subroutine in der *FOPI*-Programmbibliothek vor. Man kann damit an jeder Position das totale Magnetfeld berechnen

$$B_{tot}(r,z) = \sqrt{B_z^2(r,z) + B_r^2(r,z)}\,. \tag{3.20}$$

Für den Lorentzwinkel wird auf Grundlage von Messungen folgende Parametri-

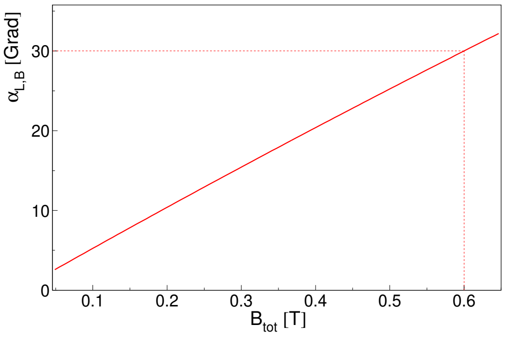


Abb. 3.12: Parametrisierung des Lorentzwinkels α_L als Funktion des totalen Magnetfelds B_{tot}. Die gestrichelte Linie zeigt den Wert für den homogenen Fall an.

sierung eingeführt

$$\alpha_{L,B} = \alpha_{L,0}\left(\frac{B_{tot}}{B_0}\right)\frac{1.06}{1 + 0.1\cdot B_{tot}[T]}\,, \tag{3.21}$$

mit $\alpha_{L,0} = 30^\circ$ und $B_0 = 0.6\,T$. In Abb. 3.12 ist die Funktion graphisch dargestellt.

Ebenfalls ist die Driftgeschwindigkeit $v_{\mathtt{Drift}}$ zu korrigieren. Grundlage der folgenden Überlegungen ist das *Tonk*sche Theorem. Dieses besagt, daß die Magnetfeldabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit durch den Lorentzwinkel $\alpha_{L,B}$ ausgedrückt werden kann

$$|\vec{v}_{\mathrm{Drift}}| = F(E, B) = F(E \cos \alpha_L, 0)\,. \tag{3.22}$$

Es wurde mit Hilfe von GARFIELD [Gar98], einem Progammpacket zur detaillierten Simulierung zweidimensionaler und, seit kurzem, dreidimensionaler Driftkammern, explizit die Geometrie des Helitrons nachgestellt und die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld untersucht. Das elektische Feld wird in einem Helitronsektor festgelegt durch die Geometrie, die angelegte Driftspannung, die Potentialspannung und die Fußpunktspannung. Der Gasdruck wurde festgelegt auf 760 Torr. Die Gasmischung entsprach der des Experiments. Abb. 3.13 zeigt die verwendete Parametrisierung mit den im Experiment verwendeten Drift- und Potentialspannungen. Die endgültigte Driftgeschwindigkeit ergibt sich zu

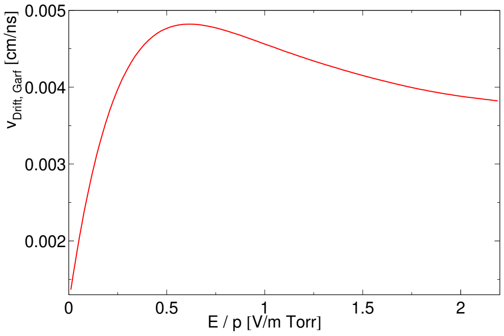


Abb. 3.13: Darstellung der Parametrisierung $v_{\mathrm{Drift,Garf}}(E/p)$. Grundlage sind die Ergebnisse von Garfieldrechnungen.

$$v_{\mathrm{Drift,korr}} = v_{\mathrm{Drift,Garf}} \cdot \cos \alpha_{L,B}\,. \tag{3.23}$$

Der korrigierte Driftweg s lautet

$$s = v_{\mathrm{Drift,korr}}\, t_{\mathrm{Drift}}\,. \tag{3.24}$$

Es wird ferner der Winkel η eingeführt, der sich aus den radialen und longitudinalen Magentfeldkomponenten ergibt:

$$\eta = \arctan B_r/B_z\,. \tag{3.25}$$

Die neuen Koordinaten eines Treffers im Helitron lautet somit

$$x'_{DZ} = s \cos \alpha_{L,B} \tag{3.26}$$
$$y'_{DZ} = s \sin \alpha_{L,B} \cos \eta \tag{3.27}$$
$$z' = z - s \sin \alpha_{L,B} \sin \eta\,. \tag{3.28}$$

Energieverlust

Der Energieverlust eines Treffers dE_{Hit} erfährt zahlreiche Korrekturen. Zunächst wird der Energieverlust dE_{Hit} auf die z-Achse projiziert. Es erfolgt ferner eine Korrektur entsprechend der Integrationszeit Δt_{Int} bei der Datenreduktion in den Front-End-Prozessoren

$$dE'_{Hit} = dE_{Hit} \cdot (\Delta t_{Int} + t_{Par}) \ , \tag{3.29}$$

mit dem Parameter t_{Par} sowie eine Korrektur entsprechend der Driftstrecke

$$s = \sqrt{x_{DZ}^2 + y_{DZ}^2} \, . \tag{3.30}$$

Bei der Bestimmung des Mittelwerts $\langle dE/dx \rangle$ einer Spur ist zu beachten, daß alle Teilchendetektoren die in ihnen deponierte Energie und nicht den Energieverlust, den die Teilchen im Detektor erfahren, messen. Durch Erzeugung hochenergetischer Knock-on-Elektronen, die den Detektor verlassen können ohne selbst absorbiert zu werden, kommt es zu Fluktuationen im hochenergetischen Schwanz der Energieverteilung. Um diesem Umstand entgegenzuwirken, verwendet man zur Berechnung des mittleren Energieverlusts nur solche Werte, die unterhalb einer Schwelle T_{max} liegen. Diese Schwelle wird für jede Spur einzeln berechnet und ergibt sich aus dem Bereich der Verteilung, in dem 70% aller Hits einer Spur liegen. Der mittlere Energieverlust (*truncated mean*) einer Spur lautet damit

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Spur}} = \left\{ \sum_{i}^{dE_{Hit}<T_{max}} dE_{Hit,i} \right\} / N_{\text{Hits}} \, . \tag{3.31}$$

N_{Hits} gibt die Zahl der verwendeten Treffer an. Der so bestimmte Energieverlust geht anschließend in die Berechnung der Helitronmasse ein.

Impuls

Ein Teilchen mit der Ladung q, das sich in einem Magnetfeld $\vec{B}$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegt, erfährt eine Lorentzkraft $\vec{F}_L$, die senkrecht zur Bewegungsrichtung und zum Magnetfeld wirkt

$$\vec{F}_L = q \vec{v} \times \vec{B} \, . \tag{3.32}$$

Das Teilchen bewegt sich daraufhin auf einer Kreisbahn; d.h. die Lorentzkraft wirkt als Zentripetalkraft. Für den Spezialfall $\vec{B} = (0, 0, B_z)^T$ gilt für die Transversalkomponente der Geschwindigkeit v_t

$$\frac{m v_t^2}{r} = q v_t B_z \, . \tag{3.33}$$

m sei dabei die Teilchenmasse, q die Ladung und r der Radius der Kreisbahn. Mit $\vec{p} = m\vec{v}$ erhält man so für den transversalen Impuls p_t:

$$\frac{p_t}{q} = r B_z \, . \tag{3.34}$$

Das Verwenden der relativistischen Gleichung ist nicht nötig, da die Transversalkomponenten der Geschwindigkeit im Gegensatz zu den Longitudinalkomponenten wesentlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sind. Für die Impulsrekonstruktion muß man also den Radius r aus den gefundenen Teilchenspuren bestimmen. Voraussetzung für diese Art von Analyse ist jedoch ein homogenes Magnetfeld. Für die CDC trifft dies zu, nicht jedoch für das Helitron (siehe Abb. 3.11).

Im Falle des Helitrons kommt das von H. Wind [Win74] entwickelte Verfahren zur Anwendung. Voraussetzung ist die Kenntnis der Teilchenspur in Abhängigkeit von der Koordinate z

$$x = x(z), \qquad y = y(z) \tag{3.35}$$

und die Koordinatenableitungen

$$x' = dx/dz, \quad y' = dy/dz, \quad x'' = d^2x/dz^2, \quad y'' = d^2y/dz^2 . \tag{3.36}$$

Die Ortsfunktionen und deren Ableitungen werden mit Hilfe normierter, kubischer B-Splines bestimmt. Das Target wurde dabei als fester Punkt bei den Koordinaten $(0,0,0)^T$ für den Splinefit miteinbezogen.

Damit erhält man aus den Bewegungsgleichungen eines geladenen Teilchens im Magnetfeld das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} px'' &= \sqrt{1+x'^2+y'^2} \cdot \left\{ B_z y' + B_x x' y' - B_y(1+x'^2)\right\} && (3.37)\\ py'' &= \sqrt{1+x'^2+y'^2} \cdot \left\{-B_z x' - B_y x' y' + B_x(1-y'^2)\right\} . && (3.38) \end{aligned}$$

Der Einfachheit halber wurde p für den Impuls geschrieben. Genaugenommen müßte man Impuls pro Ladung p/q schreiben. Durch zweifache Integration der rechten Seiten erhält man die bereits bekannten Spurkoordinaten. Der Vergleich der beiden Seiten miteinander ergibt einen Wert für den Impuls p. Nun werden die Ableitungen mit den neu gewonnenen Parametrisierungen erneut gebildet und das ganze Verfahren wiederholt, bis man iterativ den Grenzwert für den Impuls p erhalten hat.

Der Author der ursprünglichen Helitronanalysesoftware, Stephan Mohren, gibt in seiner Arbeit [Moh96] an, daß bei idealen Voraussetzungen das Auflösungsvermögen der Impulsrekonstruktion im Bereich von 5 Promille liegt. Die Ergebnisse dieser Arbeit zur Bestimmung der Impulsauflösung mittels GEANT-Simulationen befinden sich im Anhang B.

Masse

Die Teilchenmasse kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Beziehung (siehe Gl. 2.1) bestimmt werden. Dazu müssen folgende Überlegungen angestellt werden: der führende Term dieser Gleichung ist $(z/\beta)^2$, d.h. unter Vernachlässigung der relativistischen Korrekturen kann man die Bethe-Bloch-Gleichung umschreiben zu

$$-\frac{dE}{dx} \propto \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 . \tag{3.39}$$

Die Geschwindigkeit β hängt mit dem Impuls p über die Gleichung

$$p = \gamma \beta m \tag{3.40}$$

W zusammen. Damit gilt für niederenergetische Teilchen näherungsweise ($\gamma \simeq 1$)

$$-\frac{dE}{dx} \propto \left(\frac{m}{p/z}\right)^2 . \tag{3.41}$$

Die Masse m kann also durch eine geeignete Linearisierung aus dem Energieverlust und dem Impuls pro Ladung bestimmt werden. Dazu wird zunächst die Teilchenmasse grob durch einen Hyperbelfit abgeschätzt und dann mit der vollständigen Bethe-Bloch-Gleichung iterativ bestimmt. Das Ergebnis ist in Bild 3.14 dargestellt. Bereits mit der reinen Helitroninformation ist also eine Trennung der Wasserstoffisotope möglich, jedoch nur unter der Bedingung, daß der Impuls kleiner als 1 GeV/c ist. Nachteilig wirkt sich hier aus, daß die Potentialspannung in der Strahlzeit (Überschlagsgefahr!) gesenkt wurde, wodurch sich die Gasverstärkung verringerte. Da das unvermeidliche Rauschen der Vorverstärker bei kleineren Signalen stärker ins Gewicht fällt, verbreitern sich die Massenverteilungen mit Zunahme des Impulses.

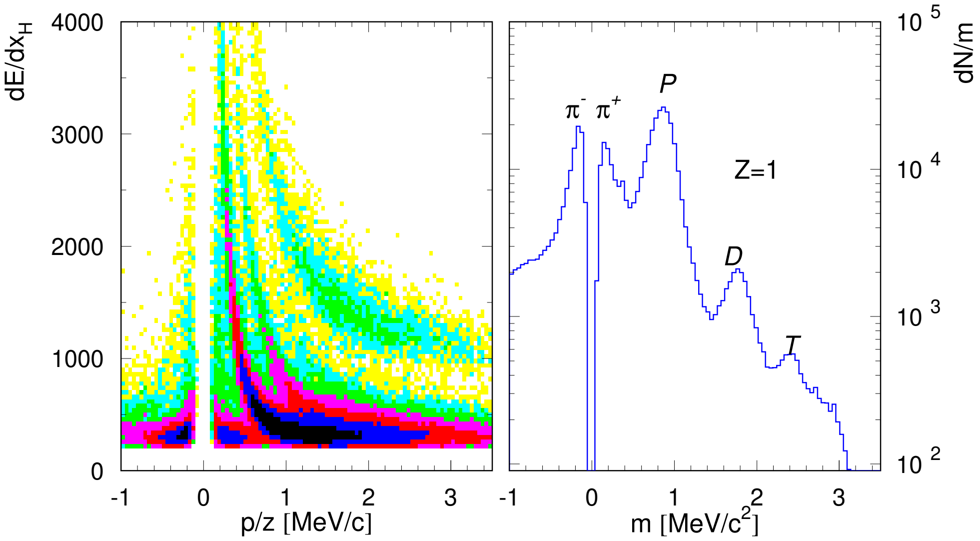


Abb. 3.14: Das linke Bild zeigt den Energieverlust des Helitrons über dem Impuls pro Ladung. Zu erkennen sind die Äste der Pionen, Protonen, Deuteronen und schwach der Tritonen. Darüber sind die zweifach geladenen Teilchen zu finden. Bei Impulsen größer als 1 GeV/c ist eine Trennung von Protonen und Deuteronen nicht mehr möglich. Das rechte Bild zeigt das linearisierte Massenspektrum mit der Einschränkung, daß der Impuls kleiner als 1 GeV/c ist. Ferner wurde eine Mindestzahl von 20 Treffern pro Spur gefordert.

Eine Verbesserung ergibt sich durch die Zuordnung von Helitronspuren zu Plastikwandtreffern. So kann man anstelle des Energieverlusts des Helitrons den Energieverlust der Plastikwand verwenden, und damit eine weitere Masse bestimmen.

Mit Hilfe der Geschwindigkeitsinformation läßt nach Gl. 3.40 eine weitere Masse bestimmen. Man ist also in der Lage, drei Massen unabhängig voneinander zu bestimmen.

Die Zuordnung der Helitronspuren mit den Plastikwandtreffern wurde durch einen Fuzzy-Algorithmus realisiert. Man nutzt dazu alle redundanten Informationen wie die Masse und die Ladung aus, indem man für alle möglichen Kombinationen aus Helitronspuren und Plastikwandtreffern eine Bewertung vornimmt.

Als Beispiel dienen die polaren Emissionswinkel θ, die mit Helitron und Plastikwand gemessen werden. Die Differenz $\Delta\theta$ der beiden Winkel wurde mit einer Gaußfunktion gefittet, die so normiert ist, daß sie bei $\Delta\theta = 0^\circ$ den Wert 1 annimmt. Fällt die Gaußfunktion unter den Wert 0.1, wird der Wert bei 0.1 festgehalten. Diese Fuzzyfizierung wird außerdem mit den azimutalen Winkeln, den Ladungen aus Energieverlust der Plastikwand bzw. des Helitrons und den Quotienten, die aus den unterschiedlich bestimmten Massen gebildet werden, durchgeführt. Die „fuzzyfizierten“ Größen werden anschließend miteinander multipliziert und ergeben ein Gütemaß. Diejenige Kombination von Helitronspur und Plastikwandtreffer mit der besten Güte wird selektiert. Eine genaue Beschreibung des Fuzzy-Algoritmus findet man in der Dissertation von S. Mohren [Moh96].

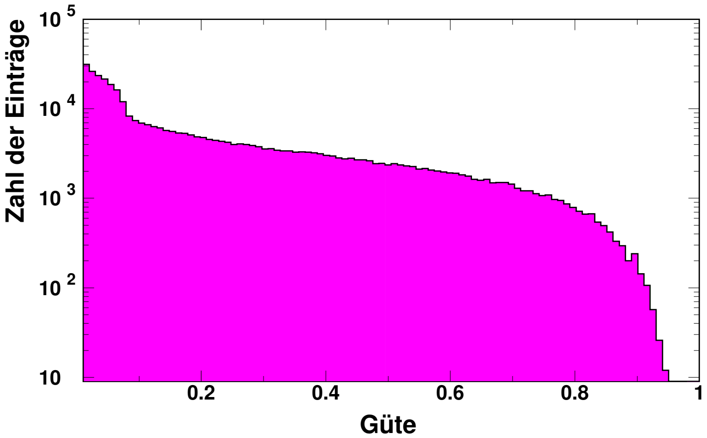


Abb. 3.15: Güteverteilung aus dem Experiment ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV.

Kapitel 4

Datenanalyse

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden am UNILAC/SIS-Beschleuniger an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH bei Darmstadt in der Zeit vom 30. August bis 26. September 1996 unter der Experimentnummer S183 aufgenommen. Es wurden Daten bei Projektilenergien von 400 AMeV, 1000 AMeV, 1529 MeV und 1690 AMeV erzeugt. Der Schwerpunkt bei der Datenaufnahme wurde auf die höchste Energie gelegt, da zur Untersuchung der Kaonenerzeugung in Schwerionenstößen nahe der freien Erzeugungsschwelle eine Vielzahl von Daten benötigt werden. Dies liegt daran, daß es einen speziellen Kaonentrigger für *FOPI* nicht gibt, so daß man in der späteren Offline–Analyse Kriterien zur Kaonenseparation finden muß. Als Projektile

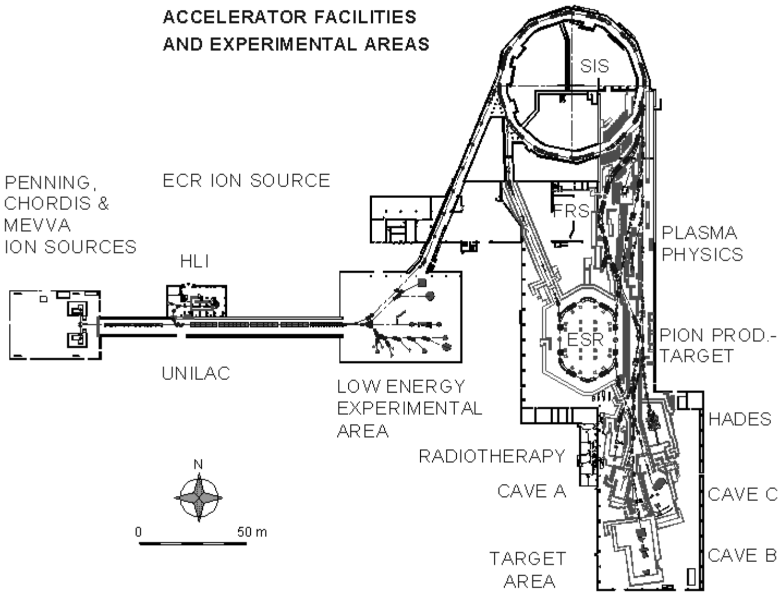


Abb. 4.1: Schematische Übersicht über die Beschleunigeranlage an der GSI (siehe *http://www.gsi.de/gsi.accelerator.html*).

	Minimum Bias	Medium Central	Central Trigger
^{96}Ru + ^{96}Ru	480.378	4.904.332	2.695.753
^{96}Ru + ^{96}ZrO$_2$	477.653	3.692.100	2.003.439

Tab. 4.1: Zahl der Triggerereignisse, die in der Strahlzeit im Sommer 1996 bei einer Einschußenergie von 1.69 A·GeV auf Band geschrieben wurden. Der *Central Trigger* stellt eine Untermenge des *Medium Central*-Triggers dar.

dienten $^{96}\mathrm{Ru}$-Teilchen bei einer Strahlenergie von 1.69 A·GeV[1]. Als Target wurde abwechselnd Ruthenium ($^{96}\mathrm{Ru}$) und Zirkonium ($^{96}\mathrm{Zr}$) verwendet. Das Rutheniumtarget bestand aus einer Folie aus metallischem Ruthenium in einem sehr dünnen Aluminiumring von 10 mm Durchmesser. Die Flächendichte der Folie betrug 431 mg/cm^2. Die Anreicherung an $^{96}\mathrm{Ru}$ betrug 96.52%. Das Isotop mit der zweithöchsten Anreicherung war $^{102}\mathrm{Ru}$ mit einem Anteil von 0.948%. Das Zirkonium lag als Oxydpulver vor, das zwischen zwei Kaptonfolien in einen Ring von 10 mm Durchmesser gepreßt war. Die Flächendichte von $^{96}\mathrm{Zr}$ betrug 380 mg/cm^2. Die Anreicherung an $^{96}\mathrm{Zr}$ betrug 95.6%, das zweithäufigste Isotop war $^{94}\mathrm{Zr}$ mit einem Anteil von 1.70%. Die genannten Targetdicken entsprechen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten von ungefähr 1%.

4.1 Ereignischarakterisierung

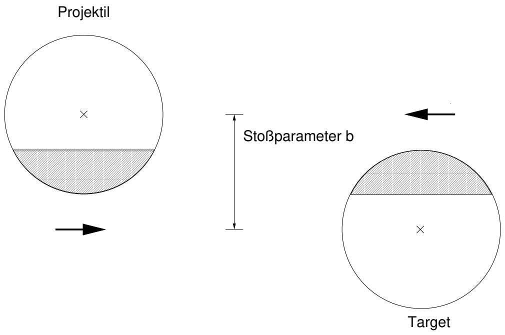


Abb. 4.2: Schematische Darstellung einer Schwerionenreaktion im Schwerpunktsystem. Die grauen Flächen stellen den geometrischen Überlappungsbereich dar.

In der klassischen Mechanik kann der Stoß zweier starrer Körper durch den Stoßparameter b charakterisiert werden. Dieser gibt den Abstand der Körper voneinander an. Bei Schwerionenkollisionen ist diese Größe jedoch experimentell nicht direkt zugänglich. Man sucht daher nach Meßgrößen, die monoton mit dem Stoßparameter b korreliert sind. Diese kann man in zwei Gruppen unterteilen, die sich entweder auf die Fragmentation der Reaktionspartner oder die globalen Impuls- und Energieverteilungen der Teilchen nach der Reaktion beziehen. In die erste Gruppe fällt die Multiplizität aller geladenen Teilchen N_C in der äußeren Plastikwand. Ein funktioneller Zusammenhang von der Art $b = b(N_C)$ ist jedoch nicht sinnvoll. Dagegen sprechen Simulationsrechnungen, die zeigen, daß die statistischen Fluktuationen der für einen bestimmten Stoßparameter b betrachteten Größe erheblich sind. Diese Fluktuationen spiegeln sich bei der Messung in einer Verbreiterung der Stoßparameterverteilung wider. Man führt daher Ereignisklassen ein, die die

---

[1] Die Energie am Beschleuniger wurde so eingestellt, daß der Strahl im Targetmittelpunkt diese Energie besitzt.

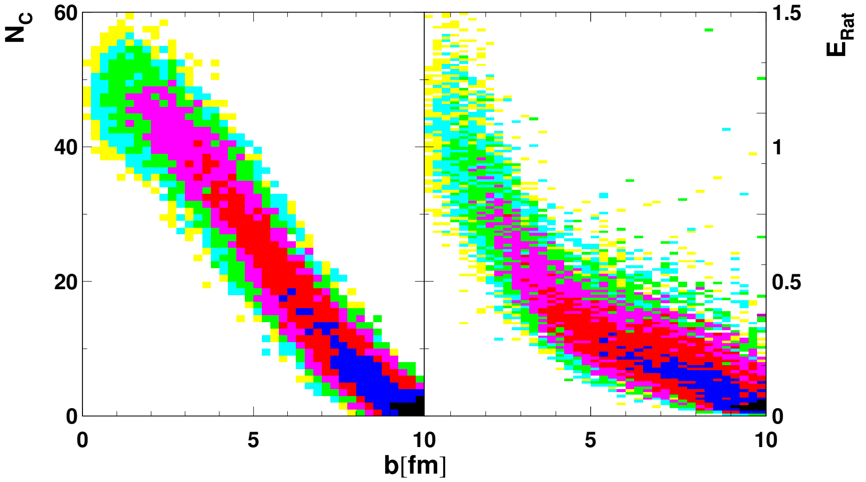


Abb. 4.3: Abhängigkeit der Größen E_{RAT} und N_C, der Zahl der geladenen Teilchen in der äußeren Plastikwand, vom Stoßparameter b. Diese Schaubilder wurde mit Hilfe von IQMD-Rechnungen für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV mit einer harten Zustandsgleichung erstellt.

Stoßgeometrie festlegen. In der Plasticball-Kollaboration am BEVALAC wurde die Multiplizitätsklasse PM5 so definiert, daß sie ab der halben Plateauhöhe beginnt(siehe Abb. 4.9). Durch gleichmäßige Unterteilung werden dann die Multiplizitätsklassen PM1 bis PM4 definiert. Man spricht von peripheren Ereignisklassen bei PM1 und PM2. Die Klassen PM3 und PM4 bezeichnen die mediumzentralen Ereignisse und PM5 die zentralen. Durch Simulationsrechnungen kann gezeigt werden, daß mit Hilfe dieser Methode keine Selektion von Ereignissen mit Stoßparametern kleiner als ca. 2 fm möglich ist.

Dies kann durch die Größe E_{RAT} erreicht werden. E_{RAT} fällt unter die zweite Kategorie von Größen zur Ereignischarakterisierung und ist definiert durch das Verhältnis der Summe aller transversalen Komponenten der kinetischen Energie zur Summe aller longitudinalen Energiekomponenten

$$E_{RAT} = \frac{\sum_i E_{t,i}}{\sum_i E_{l,i}}, \tag{4.1}$$

mit $E_{t,i} = \sqrt{\vec{p}_{t,i}^{\,2} + m_i^2} - m_i$ und $E_{l,i} = \sqrt{\vec{p}_{l,i}^{\,2} + m_i^2} - m_i$, wobei die longitudinalen Komponenten im Schwerpunktsystem des Stoßsystems bestimmt sind. Es wurde die Vakuumlichtgeschwindigkeit $c = 1$ gesetzt. Im Fall einer sphärischen, zentralen Quelle und kleiner Werte für den Stoßparameter findet man E_{Rat} = 2. Infolge der eingeschränkten Winkelakzeptanz werden im Mittel jedoch meist kleinere Zahlenwerte bei zentralen Stößen beobachtet. Analog zu den Stoßparameterbereichen PM1 - PM5 können fünf Bereiche ERAT1 - ERAT5 definiert werden, wobei ERAT5 so definiert wird, daß die Zahl der Ereignisse in ERAT5 gleich der Zahl der durch PM5 selektierten Ereignisse ist (siehe Abb. 4.4). Es wurde PM5=56 und ERAT5=0.7 gewählt.

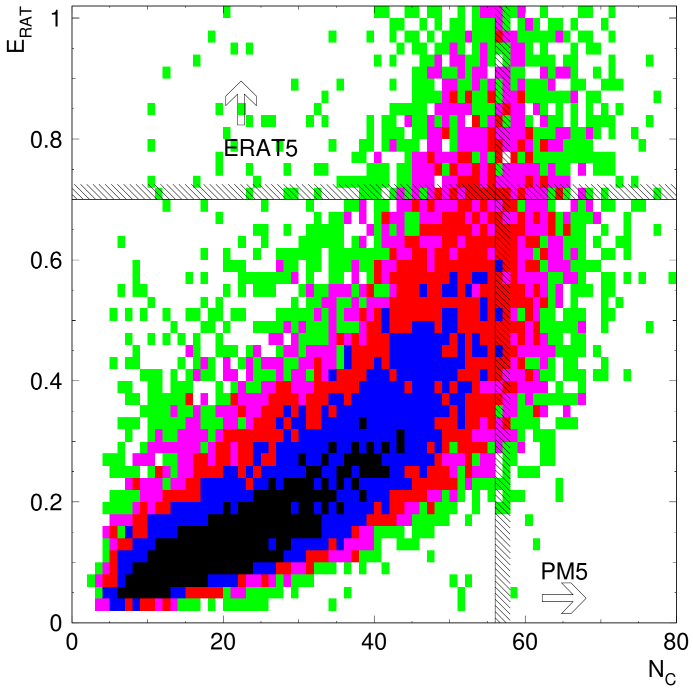


Abb. 4.4: Schaubild zur Bestimmung des ERAT5-Kriteriums.

Eine weitere Größe zur Ereignischarakterisierung ist die Direktivität D. Sie ist wie folgt definiert

$$D = \frac{|\sum_i \vec{p}_{t,i}|}{\sum_i |\vec{p}_{t,i}|}, \qquad y > y_{cm} \,. \tag{4.2}$$

Bei Verwendung der Plastikwand und des Nullgraddetektors zur Bestimmung von D empfiehlt es sich, nur die vordere Hemisphäre ($y > y_{cm}$) zu betrachten, um so das Problem mit den unterschiedlichen Nachweisschwellen der Detektoren zu umgehen, die außerdem teilchenabhängig sind. Der Wertebereich von D reicht von 0 bis 1. Bei Ereignissen mit maximal gerichtetem Seitwärtsfluß ist die azimutale Symmetrie stark gestört, d.h. D wird größer. Bei einem zentralen Ereignis hingegen sind die Transversalimpulse nahezu isotrop verteilt, d.h. D ist klein. Durch die zusätzliche Bedingung $D < 0.2$ zu PM5 oder ERAT5 triggert man noch stärker auf zentrale Ereignisse. D selbst ist nicht in der Lage, zentrale Ereignisse zu selektieren.

4.2 Wirkungsquerschnitt

Das prinzipielle Verfahren zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes σ aus den Daten wurde bereits in Abschnitt 3.3 diskutiert und soll an dieser Stelle nicht wiederholt werden. Von Bedeutung für das Meßergebnis von σ sind solche Prozesse, die zur Erzeugung des Untergrunds beitragen und Methoden zu ihrer Unterdrückung. Zunächst muß sichergestellt sein, daß wirklich nur *ein* Projektilteilchen die Kernreaktion am Target auslöste. Dazu werden die Zeit- und Energie-

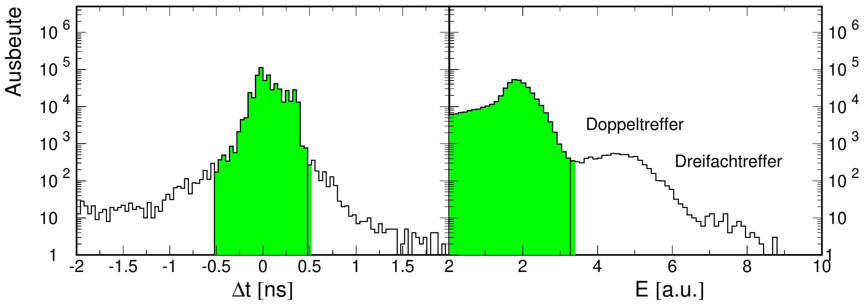


Abb. 4.5: Das linke Bild zeigt die Zeitdifferenz Δt der Photomultiplier S_1 und S_2 des Startdetektors, das rechte das summierte Energiesignal. Klar zu erkennen sind die Zweifach- und Dreifachereignisse, bei denen während der Totzeit des Startzähler-Triggermoduls (einige 10 ns) mehrere Teilchen durch den dünnen Szintillator geflogen sind. Die grauen Flächen markieren die für die weitere Analyse verwendeten Bereiche.

signale des Startzählers ausgewertet: durch Schneiden auf die Zeitdifferenz Δt wird ein auf der Strahlachse liegendes Teilchen selektiert und durch Schneiden auf den Energieverlust E werden Mehrfachereignisse unterdrückt. Störreaktionen, die durch Wechselwirkung der Projektile mit im Strahlgang befindlicher Materie, wie der Vakuumaustrittsfolie oder der Luft, ausgelöst werden, werden daduch unterdrückt, daß man mit Hilfe der CDC die Reaktionsvertices rekonstruiert und solche Ereignisse, deren Vertex sich außerhalb eines Intervalls um die Targetposition befindet, verwirft. Abb. 4.6 zeigt die Verteilungen der CDC Vertices in x, y und z-Richtung. In den x- bzw. y-Vertex fließen die Driftzeitkoordinaten ein, die mit einer räumlichen Auflösung von $\sigma_{x,y} = 300\,\mu m$ gemessen werden können. Dagegen muß für den z-Vertex die Ladungsteilungskoordinate verwendet werden, die nur mit einer Auflösung von $\sigma_z = 2cm$ bestimmt werden kann [Pin95]. Wie gut dadurch der Untergrund extrahiert werden kann, zeigt die Abbildung 4.7. Es zeigt den aus der Multiplizitätsverteilung der äußeren Plastikwand extrahierten

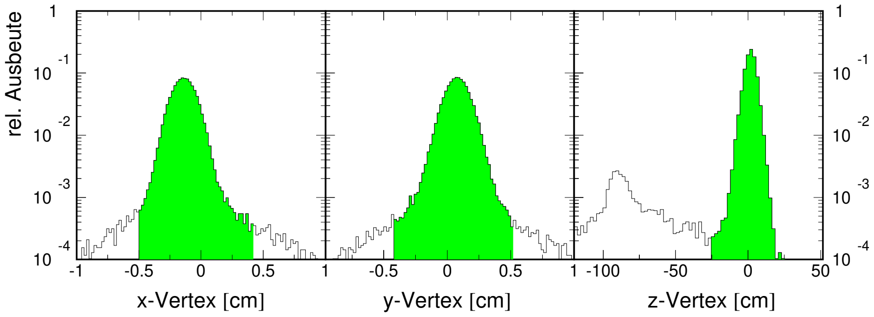


Abb. 4.6: Darstellung der Verticesverteilung der CDC in x, y und z-Richtung. In z-Richtung ist klar die Position der Vakuumaustrittsfolie bei -90 cm zu erkennen, die einen Großteil des Untergrunds erzeugt. Die grau unterlegten Flächen zeigen die für die weitere Analyse verwendeten Bereiche.

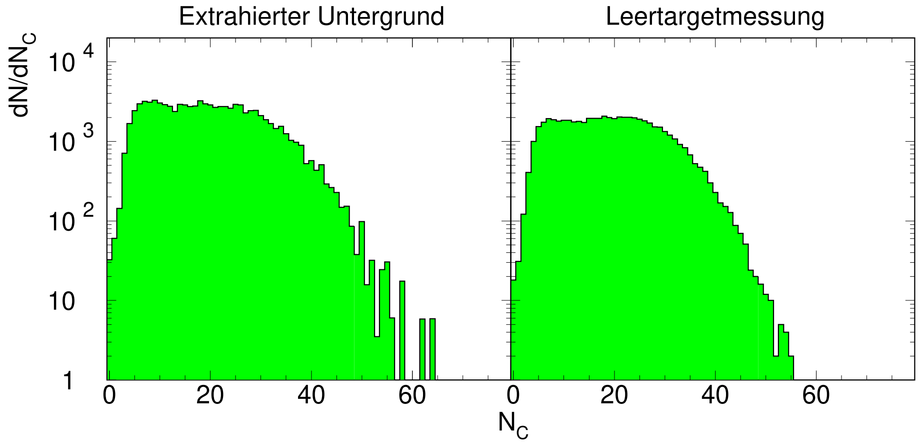


Abb. 4.7: Gegenüberstellung des extrahierten Untergrunds zum „gemessenen" Untergrund, d.h. zu einer Leertargetmessung. Der Vollständigkeit halber muß erwähnt werden, daß bei der Leertargetmessung ein ^{96}Zr-Strahl bei 1.53 AGeV verwendet wurde. Hingegen wurde der extrahierte Untergrund bei einem ^{96}Ru-Strahl der Energie 1.69 AGeV mit einem ^{96}Ru-Target bestimmt.

Untergrund[2] im Vergleich zur Multiplizitätsverteilung bei fehlendem Target. Beide Verteilungen zeigen eine Schulter bei $N_C = 30$. Die Verteilungen selber reichen jeweils bis ca. $N_C = 60$, d.h. auch die Multiplizitätsbereiche PM4 und PM5 sind kontaminiert. Abb. 4.8 zeigt die vom Untergrund bereinigte, auf 1 mb nor-

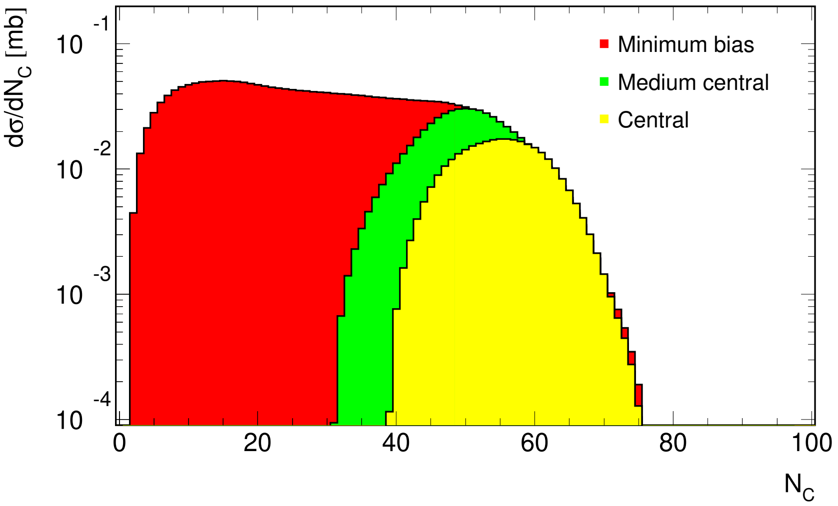


Abb. 4.8: Darstellung der untergrundsbereinigten Multiplizitätsverteilung für geladene Teilchen N_C in der äußeren Plastikwand, aufgeschlüsselt auf die drei Onlinetrigger, nämlich Minimum Bias, Medium Central und Central. Die dazugehörigen Wirkungsquerschnitte sind in Tab. 4.2 aufgelistet.

---

[2] Zur Extrapolation des Untergrunds wurde derjenige Bereich vor dem z-Vertex der CDC selektiert, der normalerweise weggeschnitten wird.

Trigger	MB	MED	CE
σ/[b]	2.2	0.56	0.31

Tab. 4.2: Wirkungsquerschnitte der Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV, aufgeschlüsselt nach den drei Onlinetriggern. **MB** steht für Minimum-Bias-, **MED** für Medium-Central- und **CE** für zentrale Triggerereignisse.

mierte Multiplizitätsverteilung für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV. Man sieht ferner die durch die jeweiligen Online Trigger selektierten Bereiche. Tabelle 4.2 zeigt die gemessenen Wirkungsquerschnitte. Um den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} der betrachteten Schwerionenkollision zu bestimmen, mußte die Multiplizitätsverteilung für kleine N_C ergänzt werden. Dazu wurde eine, mit Hilfe des Transportmodells IQMD [Bas93b, Bas93a] für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV gerechnete Häufigkeitsverteilung im Bereich kleiner Multiplizitäten mit einem Polynom dritten Grades parametrisiert und dieses an die gemessene Kurve angepaßt. Im Bild 4.9 ist dies dargestellt. Das angepaßte Gebiet ist schraffiert. Es ergab sich damit für den Wirkungsquerschnitt der Schwerionenreaktion von ^{96}Ru auf ^{96}Ru

$$\sigma_{tot} = (3.5 \pm 0.5)\ b, \tag{4.3}$$

wobei der große Fehler auf die Unsicherheit bei der Bestimmung der Korrektur für kleine N_C zurückzuführen ist. Eine Abschätzung unter Zuhilfenahme der Beziehung

$$r = r_0 \sqrt[3]{A} \qquad \text{und} \qquad \sigma \approx \pi r^2 \tag{4.4}$$

mit r_0 = 1.1 – 1.3 fm (nach Lohrmann [Loh90]) und A=96 ergab einen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion von Ruthenium auf Ruthenium von

$$\sigma_{Approx} = (3.2 - 4.4)\ b, \tag{4.5}$$

d.h. unser Ergebnis stimmt mit der Erwartung überein. Aus dem Reaktionsquerschnitt σ kann weiterhin unter Verwendung des geometrischen Modells der Stoßparameter b annähernd bestimmt werden

$$\sigma = 2\pi \int_{b_{min}}^{b_{max}} b\, db\,. \tag{4.6}$$

Jedem Multiplizitätsintervall PM1 - PM5 kann jetzt ein mittlerer Stoßparameter $\langle b_{geo} \rangle$ zugeordnet werden

$$\langle b_{geo} \rangle = \frac{2}{3} \cdot \frac{b_{max}^3 - b_{min}^3}{b_{max}^2 - b_{min}^2}\,, \tag{4.7}$$

wobei der Stoßparameter b im zentralsten Bin PM5 mit den Gleichungen

$$b_{Max}(\text{PM5}) \equiv b_{Min}(\text{PM4}) = \sqrt{\frac{\sigma(\text{PM5})}{\pi}}, \qquad b_{Min}(\text{PM5}) = 0\,\text{fm} \tag{4.8}$$

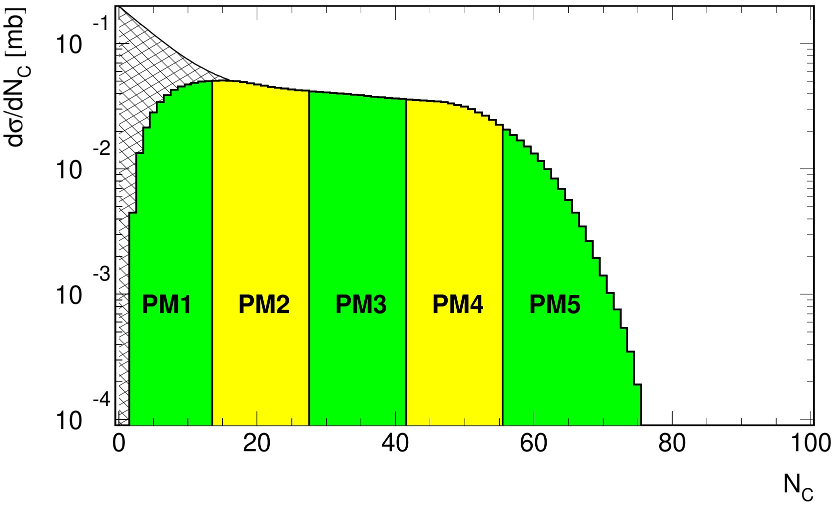


Abb. 4.9: Darstellung der vom Untergrund bereinigten, auf 1 mb normierten Multiplizitätsverteilung, gemessen mit der äußeren Plastikwand. N_C bezeichnet die Zahl der in der Plastikwand gemessenen, geladenen Teilchen. Ferner sind die Multiplizitätsbereiche PM1 - PM5 mit PM5≥56 miteingezeichnet. Die schraffierte Fläche zeigt den, durch Vergleich mit einem IQMD-Modell simulierten Häufigkeitsverteilung approximierten Anstieg für kleine N_C.

bestimmt wurde. In Tab. 4.3 sind die Werte, geordnet nach der Multiplizitätsklasse, aufgelistet. A_{Part} bezeichnet die mittlere Zahl der in einer Schwerionenkollision partizipierenden Nukleonen. Diese Zahl wird durch ein geometrisches Modell beschrieben, das das Überlappvolumen zweier harter Kugeln berechnet.

	$PM1_{approx}$	PM2	PM3	PM4	PM5
σ [b]	1.63	0.69	0.58	0.46	0.14
b_{Max}[fm]	10.6	7.7	6.1	4.4	2.1
b_{Min}[fm]	7.7	6.1	4.4	2.1	0.0
$\langle b_{geo} \rangle$[fm]	9.2	6.9	5.3	3.4	1.4
A_{part}	61	92	117	147	175

Tab. 4.3: Extrahierte Größen zur Ereignischarakterisierung der Multiplizitätsklassen PM1 bis PM5.

Ein weiterer Punkt ist der Einfluß des Sauerstoffs im Falle des Zirkontargets, das als Zirkonoxydpulver vorlag. Dazu wurden die Multiplizitätsverteilungen im Falle des ZrO_2-Targets mit denen des HBO_3-Targets miteinander verglichen. Als Projektil dienten ^{96}Ru- bzw. ^{96}Zr-Teilchen. Konnte mit der CDC eine Zunahme für kleine Multiplizitäten auf den Sauerstoff zurückgeführt werden (siehe Abb. 4.10), so konnte in der Plastikwand kein Unterschied festgestellt werden. Stattdessen zeigt die Verteilung mit dem HBO_3-Target den gleichen Verlauf wie im Falle der Leertargetmessung.

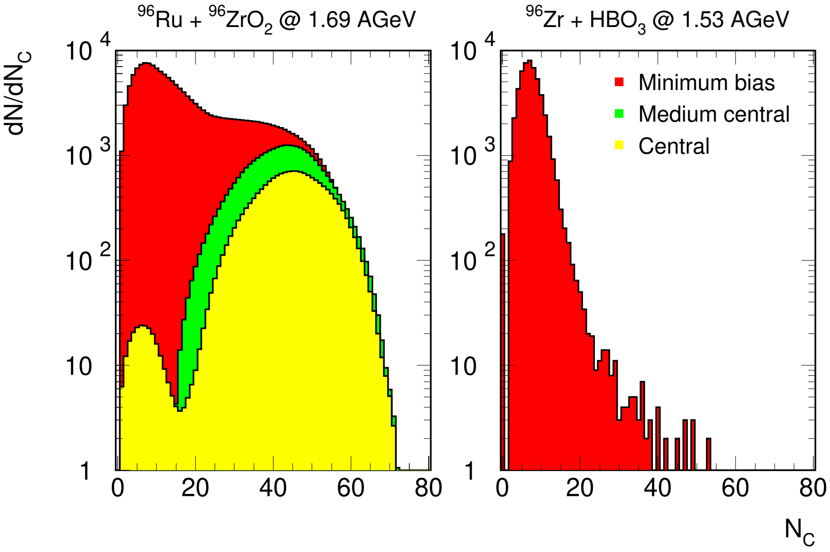


Abb. 4.10: Vergleich der untergrundbereinigten Multiplizitätsverteilungen, gemessen mit der CDC, für ^{96}Ru + ^{96}ZrO$_2$ @ 1.69 A·GeV und ^{96}Zr + HBO$_3$ @ 1.53 A·GeV.

4.3 *FOPI*-Phasenraum

In der Schwerionenphysik ist es *usus*, Diagramme, in denen der transversale Impuls p_T über der Rapidität y aufgetragen ist, als Phasenraumplot zu bezeichnen. Bei der Rapidität handelt es sich um ein lorentzadditives Maß für die Geschwindigkeit v. Sie wird nach folgender Vorschrift aus der Longitudinalkomponente der Projektilgeschwindigkeit $\beta_z = v_z/c$ bestimmt:

$$y = \operatorname{arctanh} \beta_z = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\beta_z}{1-\beta_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right) , \tag{4.9}$$

wobei $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ die Energie und p_z die Longitudinalkomponente des Impulses bezeichnen. Die Transformation der Teilchenrapidität y in das Schwerpunktsystem lautet dann

$$y' = y - y_{cm} , \tag{4.10}$$

wobei y_{cm} die Schwerpunktrapidität ist. Bei der *reduzierten Rapidität* y° handelt es sich um eine auf die Projektilrapidität y_{proj} bezogene Rapidität im Schwerpunktsystem

$$y^\circ = \left. \frac{y}{y_{proj}} \right|_{c.m.} = \frac{y - y_{cm}}{y_{proj} - y_{cm}} . \tag{4.11}$$

Auf diese Weise lassen sich unterschiedliche Systeme bei verschiedenen Projektilenergien direkt miteinander vergleichen. Ein Sonderfall sind die *symmetrischen Systeme*, bei welchen Target- und Projektilteilchen die gleiche Masse haben. Die Projektilrapidität beträgt dann, wie man sich leicht klar machen kann, genau die zweifache Schwerpunktsrapidität. Für die reduzierte Rapidität gilt in diesem Falle

$$y^\circ = \frac{y - y_{cm}}{2y_{cm} - y_{cm}} = \frac{y}{y_{cm}} - 1 . \tag{4.12}$$

Bei symmetrischen Systemen befindet sich das Target folglich bei $y^\circ = -1$, das Projektil bei $y^\circ = +1$ und Midrapidität bei $y^\circ = 0$. Auch ist es üblich, den Bereich $y^\circ < 0$ als die hintere (oder auch Rückwärts-) und entsprechend den Bereich $y^\circ > 0$ als die vordere (oder Vorwärts-) Hemisphäre zu bezeichnen.

Die Impulskomponenten transversal zur Strahlachse bleiben bei einer Lorentztransformation in Strahlrichtung erhalten. In diesem Zusammenhang sollte auch der *reduzierte Transversalimpuls* Erwähnung finden: Indem man den transversalen Impuls auf die Anzahl der Nukleonen und auf den Projektilimpuls pro Nukleon im Schwerpunktsystem normiert, erhält man den reduzierten Transversalimpuls

$$p_T^\circ = \frac{p_T/A}{(p_T/A)_{proj,cm}} = \frac{(\beta_T \cdot \gamma)}{(\beta \cdot \gamma)_{proj,cm}} \,. \qquad (4.13)$$

p_T° wie auch y° sind dimensionslos und damit geeignet, Teilchen mit unterschiedlichen Massen zu vergleichen.

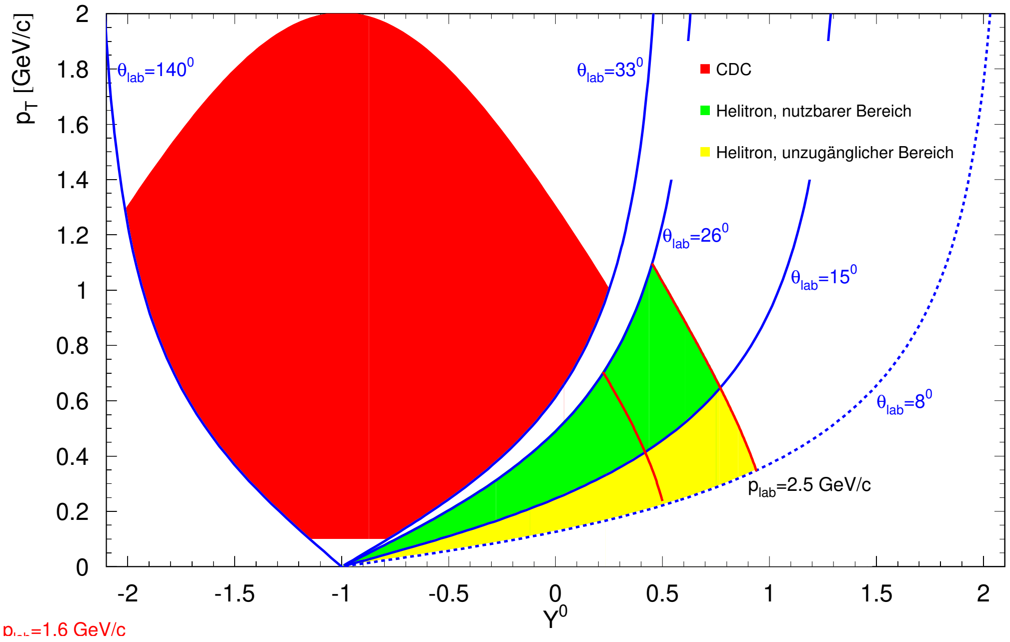


Abb. 4.11: Der *FOPI*-Phasenraum für Protonen.

Wichtige Kenngröße ist der von einem Detektor abgedeckte Phasenraumbereich. Dieser ist definiert durch die geometrische Akzeptanz des Detektores (vgl. Kap. 2) und durch den Impulsbereich, in dem eine eindeutige Teilchenidentifizierung möglich ist. Abbildung 4.11 zeigt den mit *FOPI* zugänglichen Phasenraumbereich für Protonen. Die bei -1 beginnenden, durchgezogenen Linien stellen die Polarwinkel im Laborsystem dar. Implizit enthalten in der zweidimensionalen Darstellung des Phasenraums ist die azimutale Symmetrie des Detektors.

Der mit der CDC zugängliche Bereich ist durch die dunkle Fläche dargestellt. Der mit dem Helitron nutzbare Bereich ist die Fläche zwischen 15° und 26°. Wegen noch nicht behobener technischer Probleme (siehe Abschnitt 4.5) ist der Phasenraum unterhalb 15° zur Zeit nicht nutzbar. Die obere Grenze für den Helitronimpulsbereich hängt davon ab, ob man zur Protonenidentifikation ausschließlich Helitroninformationen verwendet ($p_{\mathrm{lab}} \leq 1.6\,\mathrm{GeV/c}$) oder ob zusätzlich die Geschwindigkeitsinformation aus der Plastikwand hinzugezogen wird ($p_{\mathrm{lab}} \leq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$). Pionen können mit der CDC sowie dem Helitron bis zu einem Impuls von $p_{\mathrm{lab}} \simeq 700\,\mathrm{MeV/c}$ von den Protonen getrennt werden (siehe Abb. 4.12). Die untere Grenze der Pionenidentifikation in der CDC ist $p_T = (70 - 100)\,\mathrm{MeV/c}$. Mit dem Helitron ist die untere Grenze dadurch bestimmt, daß in der rückwärtigen Hemisphäre der zugängliche Phasenraum sehr klein ist und keine physikalischen Untersuchungen mehr erlaubt.

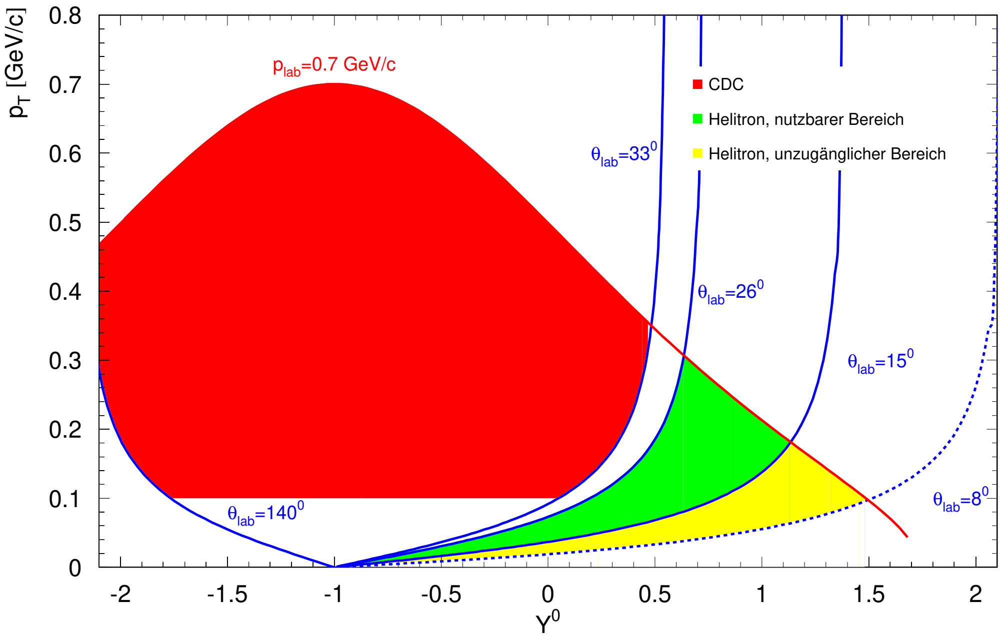


Abb. 4.12: Der *FOPI*-Phasenraum für Pionen (π^+, π^-).

4.4 Effizienz des Helitrons

Die Bestimmung der absoluten Effizienz einer Driftkammer ist bei der Komplexizität der Vorgänge in der Kammer und der Problematik bei der Spurerkennung sehr schwierig. Es wurde daher lediglich untersucht, inwieweit sich die Driftkammern CDC und Helitron relativ zueinander unterscheiden. Es wurden in Abhängigkeit von der Zentralität die Protonen- und Pionenmultiplizitäten in CDC und Helitron miteinander verglichen. Physikalisch macht solch ein Vergleich nur im selben Phasenraumbereich Sinn. Einen Überlapp der Phasenräume, die mit den beiden Driftkammern abgedeckt werden, gibt es nicht, aber unter Ausnutzung der Symmetrie des untersuchten Systems wurden, innerhalb der geometrischen Akzeptanz der beiden Detektorsysteme, zueinander korrespondierende Phasenraumbereiche untersucht. Diese können durch Spiegeln an Midrapidität ineinander überführt werden. Bei einer Projektilenergie von 1.69 A·GeV konnten Protonen mit einer kinetischen Energie im Schwerpunktssystem E_{cm} von 100 bis 200 MeV zwischen den polaren Winkeln im Schwerpunktssystem Θ_{cm} von 60° bis 70° im Helitron mit solchen in der CDC zwischen 110° - 120° verglichen werden. Für Pionen ist der vergleichbare Phasenraumbereich größer:

	PM1a	PM1b	PM2a	PM2b	PM3a	PM3b	PM4a	PM4b	PM5a	PM5b
σ [b]	1.14	0.59	0.34	0.30	0.28	0.26	0.24	0.18	0.09	0.03
b_{Max}[fm]	10.5	8.6	7.4	6.6	5.9	5.0	4.1	3.1	2.0	1.0
b_{Min}[fm]	8.6	7.4	6.6	5.9	5.0	4.1	3.1	2.0	1.0	0.0
b_{geo}[fm]	9.6	8.0	7.0	6.3	5.5	4.6	3.6	2.6	1.6	0.7
A_{part}	57	75	89	100	113	127	143	158	173	185

Tab. 4.4: Extrahierte Größen zur Ereignischarakterisierung der Multiplizitätsklassen PM1a bis PM5b, die jeweils durch Halbierung der ursprünglichen Klassen PM1 bis PM5 hervorgegangen sind.

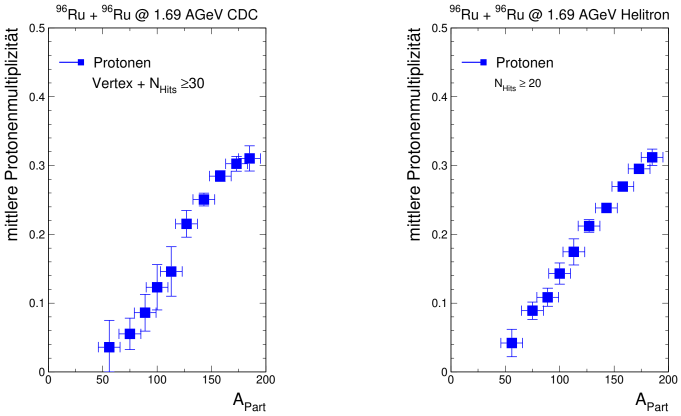


Abb. 4.13: Gegenüberstellung der gemittelten Protonenmultiplizitäten über der Zahl der beteiligten Teilchen A_{Part} in der CDC (links) und im Helitron (rechts) in zueinander korrespondierenden Phasenraumbereichen.

Ihre komplementären Phasenraumbereiche sind begrenzt durch die Bedingungen $50\ \mathrm{MeV} < E_{cm} < 200\ \mathrm{MeV}$ und $40° < \Theta_{cm} < 60°$ für das Helitron beziehungsweise $120° < \Theta_{cm} < 140°$ für die CDC. Für Kaonen gibt es keinen Phasenraumbereich, den man durch Spiegeln um Midrapidität in den von der anderen Driftkammer abgedeckten Phasenraumbereich klappen kann. Dies liegt daran, daß man zur Kaonenidentifikation mit der CDC die Flugzeitinformation aus dem Barreldetektor benötigt. Dies limitiert aber die geometrische Akzeptanz auf Polarwinkel von 39°bis 130°.

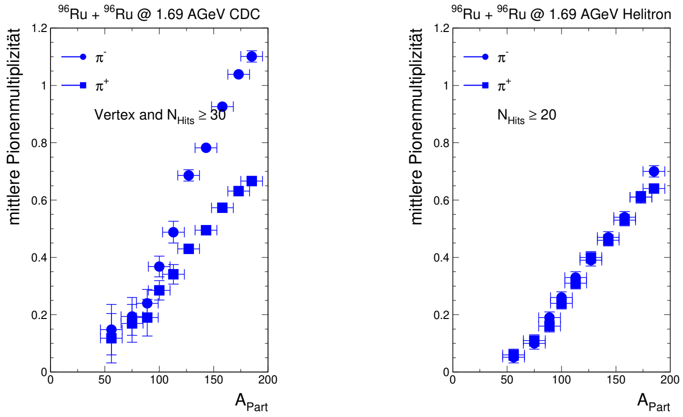


Abb. 4.14: Gegenüberstellung der gemittelten Pionenmultiplizitäten über der Zahl der beteiligten Teilchen A_{Part} in der CDC (links) und im Helitron (rechts) in korrespondierenden Phasenraumbereichen. Kreise kennzeichnen die π^- und Quadrate die π^+.

In Abb. 4.13 sind nun zentralitätsabhängig die mittleren Protonenmultiplizitäten in der CDC denen im Helitron gegenübergestellt. Es wurden zur Protonenidentifikation aussschließlich Informationen aus den Driftkammern verwendet. Die Bedingungen auf die Spurqualität wurden sehr weit gewählt. Mit beiden Driftkammern kommt man, wie man sich leicht überzeugen kann, zum gleichen Ergebnis. Mit den geladenen Pionen ergibt sich ein anderes Bild (siehe Abb. 4.14). Mit der CDC gibt es einen klaren Überschuß an negativ geladenen Pionen. Dagegen sind die Pionenmultiplizitäten über alle Stoßparameter hinweg im Helitron nahezu identisch. Das π^+/π^--Verhältnis, gemittelt über A_{Part}, beträgt ca. 93%. Diese Diskrepanz zum CDC-Ergebnis ist u. U. auf Inkonsistenzen in der Behandlung von negativ und positiv geladenen Teilchen zurückzuführen, wodurch negativ geladene Pionen besonderns benachteiligt werden. In den neueren Versionen der Analysesoftware ist dieser Fehler behoben.

Um den Effizienzverlust durch den Spurabgleich mit den Treffern in der Plastikwand und durch die strengen Schnitte zur Kaonenidentifikation zu bestimmen, wurde die Protonenmultiplizität in Abhängigkeit von der Zentralität bestimmt bei

1. ausschließlicher Verwendung der Helitroninformation
2. geometrischem Abgleich der Helitronspuren mit den Plastikwandtreffern unter Anwendung eines 2σ-Schnittes und

3. Anwendung strenger Kriterien zur Kaonenidentifikation (unter anderem soll die *Güte* größer oder gleich dem Wert 0.1 sein).

Abb. 4.15 zeigt von links nach rechts die einzelnen Ergebnisse. Geht durch den Abgleich der Helitron- mit den Plastikwanddaten ca. 30% der Statistik verloren, so verbleibt unter Anwendung der strengen Kriterien zur Kaonenidentifikation nur noch 25% der ursprünglichen Statistik.

Wie in Kap. 4.8 gezeigt wird, werden in 6 Millionen Ereignisse rund 3900 Kaonen identifiziert. Dies entspricht einer Rate von $6.5 \cdot 10^{-4}$. Die zu erwartenden Rate beträgt 1.9 ± 0.5 Kaonen pro 1000 Ereignisse (s. Seite 61). Damit erhält man für die Nachweiseffizienz der Kaonen $33^{+12}_{-8}\,\%$.

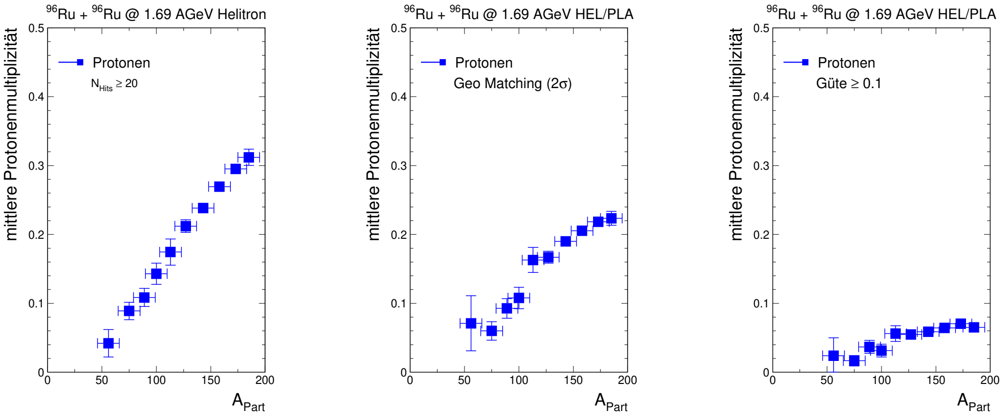


Abb. 4.15: Vergleich der gemittelten Protonenmultiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der beteiligten Teilchen A_{Part} bei Anwendung unterschiedlicher Schnitte. Links wurde zur Protonenidentifikation lediglich das Helitron verwendet. In der Mitte wurde zusammen mit der Plastikwand auf die polaren und azimutalen Winkeldifferenzen geschnitten. Das rechte Bild zeigt die zentralitätsabhängige Protonenmultiplizität bei Anwendung der Schnitte zur Kaonenidentifikation.

4.5 Technische Probleme

Bei großen Detektorsystemen wie dem Helitron bleibt es nicht aus, daß gewisse technische Probleme immer wieder auftauchten. Eines dieser Probleme stellt das **Altern** von Driftkammern dar. Darunter versteht man Oberflächenablagerungen auf den Kammerdrähten. Diese Ablagerungen vermindern die Leistungsfähigkeit der Kammer, da sich die Spannungsfestigkeit verringert und man dadurch gezwungen wird, die für die Gasverstärkung relevante Potentialspannung zu verkleinern. Nach derartigen Problemen mit der CDC wurde diese Kammer geöffnet und untersucht. Man beobachtete verschiedene Ablagerungen:

- Filamentartige Baumstrukturen, sogenannte *Whiskers*, die sich dem elektrischen Feld folgend von der Kathoden- zur Lesedrahtebene bildeten. Die Ausbildung von Whiskern konnte im Falle eines anderen Experimentes auf Ausgasungen aus PVC-Schläuchen im Gaszuführungssystem zurückgeführt werden.
- Fleckenartige, kohlenstoffhaltige Ablagerungen auf den Drähten. Diese könnten durch Hochspannungsüberschläge entstanden sein.
- Weiße Fäden, die filamentartig an den Drähten hingen. Diese sind unter Umständen durch Polymerisationsprozesse entstanden.

Eine ausführliche Darstellung dieser Untersuchungen findet man in der Diplomarbeit von M. Stockmeier [Sto96]. Speziell zum Helitron sind folgende Bemerkungen zu machen:

- Während der Messungen mit dem Helitron stellte man fest, daß mit wachsender Potentialspannung und mit Zunahme der im Helitron durch die Projektile der Schwerionenreaktion deponierten Energie die Häufigkeit von Spannungsüberschlägen mehr und mehr zunahm, so daß man schließlich die Potentialspannung verringern mußte.

  Manche der Sektoren begannen auch unvermittelt, den hundertfachen Nominalstrom zu ziehen. Um die Drähte des betroffenen Sektors vor dem Durchbrennen zu bewahren, mußte man die Potentialspannung weit reduzieren, um langsam wieder auf den Normalwert hochgefahren zu werden.
- Weitaus bedeutsamer ist der **Verlust von Spuren** im Helitron unterhalb von 15°. In Abb. 4.16 sind, jeweils innen und außen am Helitron gemessen, die unkalibrierten Kanalzahlen aus den Ladungsmessungen für drei Bereiche des Helitrons in je einem Histogramm dargestellt: Nahe des Innenzylinders (θ_{lab} ≈10°), in der Mitte (≈17°) und nahe des Außenzylinders (≈24°). Es wurde keine Selektion auf eine Teilchenart oder Spurqualität vorgenommen. Während die außen und in der Mitte gemessenen Spuren den erwarteten Verlauf zeigen, ergeben sich nahe des Innenzylinders folgende Beobachtungen: Die außen abgenommen Ladung q_o hat ihren Schwerpunkt nahe

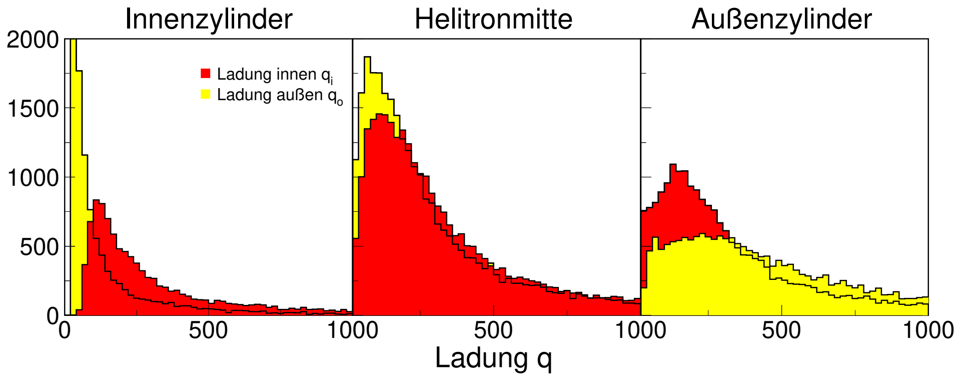


Abb. 4.16: Ladungsdeposition, gemessen am Innen- und Außenzylinder des Helitrons, nahe des Innenzylinder, in der Helitronmitte und nahe des Außenzylinders.

Null. Die innen abgenommene Ladung q_i reicht hingegen nicht, wie in den anderen Bereichen, bis Null. Da in den Front-End-Prozessoren nur solche Ereignisse, bei denen das außen und innen gemessene Signal gleichzeitig eine untere Schwelle übersteigen, weiterverarbeitet werden, ist dies gleichbedeutend mit dem Verlust von Spuren! Experimentell konnte der Polarwinkel, ab dem der Verlust auftritt, mit 15° bestimmt werden. An einer Lösung dieses Effizienzproblems wird momentan noch gearbeitet.

4.6 Kaonenidentifikation

Die Extraktion von Kaonen ist eine besonders anspruchsvolle Aufgabe, da nahe der Kaonenschwelle die Produkionsraten *per definitionem* sehr gering sind, und in Folge dessen eine sehr sorgfältige Untersuchung des Untergrunds, der das Kaonensignal kontaminiert, nötig macht. Anhand der von Metag [Met93] empirisch aufgestellten Systematik der Mesonenproduktion pro partizipierendem Nukleon über der verfügbaren Energie (d.h. nach Abzug der Schwellenenergie) kann eine Abschätzung der pro Ereignis zu erwartenden Kaonen N_{K^+} im Helitron angestellt

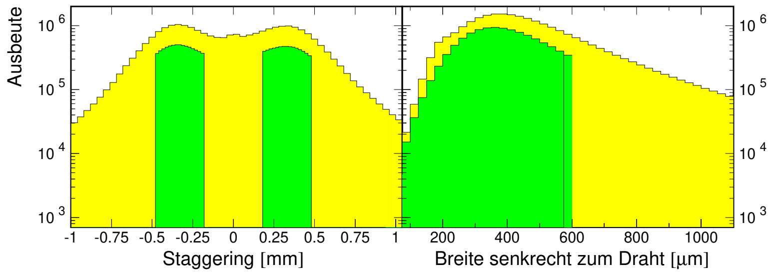


Abb. 4.17: Darstellung des Staggerings (links) und der Fitqualität χ_{dxdt} in Driftfeldrichtung (rechts) und der für die Kaonenidentifikation verwendeten Bereiche (dunkle Flächen).

werden

$$N_{K^+} = \left(\frac{N_{K^+}}{A_{\mathrm{Part}} \cdot \mathrm{Ereignis}} \right) \cdot \epsilon_{\mathrm{acc.}} \cdot \epsilon_{\mathrm{decay}} \cdot \langle A_{\mathrm{Part}} \rangle \tag{4.14}$$

Nach dieser Systematik ist $N_{K^+}/(A_{\mathrm{Part}} \cdot \mathrm{Ereignis}) \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Die Verringerung der Rate durch die Helitronakzeptanz wurde mit Hilfe eines thermischen Modells bei Temperaturen von 100, 75 und 60 MeV auf $\epsilon_{\mathrm{acc.}} = 5.9$, 8.2 und 10.4% abgeschätzt. Für den über den Impuls gemittelten Verlust durch den Zerfall der K-Mesonen ergibt sich der Faktor $\epsilon_{\mathrm{decay}} \approx 0.32$. Das mittlere A_{Part} wurde mit 150 abgeschätzt. Damit ergibt sich eine erwartete Rate von 1.43, 1.95 und 2.48 Kaonen pro 1000 Ereignisse.

Zur Kaonenidentifikation muß zunächst für eine effektive *Unterdrückung von Störreaktionen* gesorgt werden. Dazu wurden die in Kap. 4.2 dargelegten Kriterien benutzt.

GEANT-Simulationen (siehe Anhang B) haben gezeigt, daß nur *gute Spuren* im Helitron verwendet werden sollten, da ansonsten die Impulsrekonstruktion für diese Zwecke nicht befriedigend arbeiten kann. Drei Größen definieren die Qualität einer Spur: die Zahl der Hits pro Spur, die Staggering-Variable und das χ^2 des Fits durch die Hits in der Driftzeitkoordinate. Es wurden nun solche Spuren selektiert, bei denen mindestens jeder zweiter Zähldraht angesprochen hat. Dadurch werden sehr viele Pionen verworfen, da diese als zumeist minimalionisierende Teilchen eine nur geringe Ionisationsdichte besitzen. Da der Helitrontracker aber nur nach geraden Spuren sucht, werden Pionen wegen ihrer geringen magnetischen Steifigkeit von vornherein benachteiligt behandelt. Abb. 4.17 zeigt die Verteilungen der Staggeringvariable und der Spurbreite. Durch diese Schnitte werden zwar ca. die Hälfte der Spuren verworfen, allerdings verbessert sich dadurch das Peak-zu-Tal Verhältnis im Massenspektren für Pionen und Protonen ungefähr um den Faktor 10.

Ein weiterer, wesentlicher Punkt ist das Finden geeigneter Kriterien, um einen guten Abgleich zwischen Helitronspuren und Plastikwandtreffern zu erzielen. Dazu fordert man zuallererst, daß man ein gutes Plastikwandereignis vorliegen hat, d.h. der Anteil der akzeptierten Plastikwandtreffer an der Gesamtzahl soll mindestens 80% betragen. Der Verlust an Statistik durch diese Bedingung ist unbedeutend.

Durch Vergleich der azimutalen und polaren Winkel der Plastikwand und des Helitrons ist der geometrische Abgleich zwischen beiden Subdetektorsystemen möglich. In Abb. 4.18 sind die polaren und azimutalen Winkelverteilungen dargestellt. Für die Kaonenidentifizierung wurden alle Ereignisse, die innerhalb eines Kreises von 3° lagen, verwendet. Die entsprechende Bedingung lautet

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta\theta}{3^\circ}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi}{3^\circ}\right)^2} < 1\,. \tag{4.15}$$

Dies enspricht ungefähr einem 2σ-Schnitt. Wie in den *GEANT*-Untersuchungen (siehe Anhang B) gezeigt wurde, sind dadurch ca. 15% aller Zuordnungen falsch. Eine Verbesserung erreicht man durch Ausnutzung redundater Informationen. So

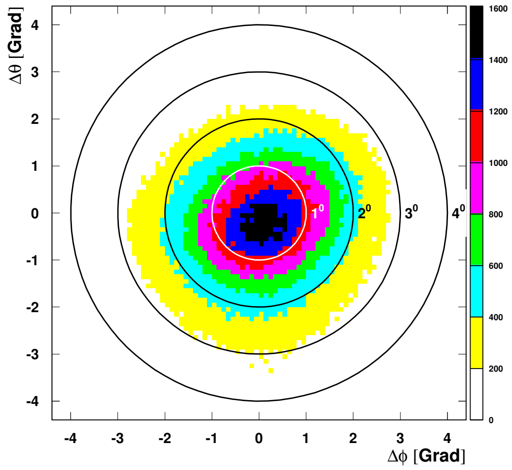


Abb. 4.18: Zweidimensionale Darstellung der Differenz der polaren Winkel $\Delta\theta = \theta_{\mathtt{Pla}} - \theta_{\mathtt{Hel}}$ über die Differenz der azimutalen Winkel $\Delta\varphi = \varphi_{\mathtt{Pla}} - \varphi_{\mathtt{Hel}}$. Beide Winkeldifferenzen sind nahezu gaußförmig verteilt mit einer Breite von $\sigma \simeq 1.5°$.

kann man die Ladung Z sowohl aus dem Energieverlust der **P**lastikwand als auch aus dem Energieverlust des **H**elitrons bestimmen, unter gleichzeitiger Benutzung der Geschwindigkeitsinformation der Plastikwand. Man erhält damit die redundanten Größen Z_P und Z_H. Die Auflösung von Z_H ist auf Grund der geringeren Dichte des Zählgases im Vergleich zum Plastikszintillator schlechter, aber man hat auf diese Weise ein weiteres Kriterium zur Selektion guter Plastikwand/Helitron-Spurkombinationen. Man erhält für die Ladungsverteilung von einfach geladenen

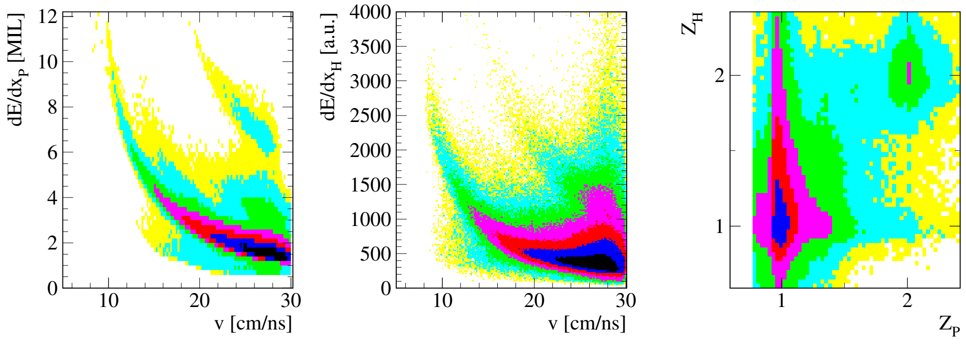


Abb. 4.19: Dargestellt sind die Schaubilder Energieverlust über Geschwindigkeit mit dem Energieverlust aus der Plastikwand (links) und dem Helitron (Mitte). Die aus diesen Diagrammen extrahierten Ladungen Z_H und Z_P sind im Schaubild rechts gegeneinander aufgetragen. Die Ladungen $Z = 1$ und $Z = 2$ treten eindeutig als Häufungspunkte in Erscheinung.

Teilchen unter Verwendung des Plastikwandenergieverlusts $Z_P = 0.997 \pm 0.03$ und unter Verwendung des Energieverlustes des Helitrons $Z_H = 0.985 \pm 0.05$. In Abb. 4.19 sind zunächst die Diagramme Energieverlust von Plastikwand bzw.

Helitron über der Geschwindigkeit gezeigt. Gut zu erkennen ist, daß der Helitronenergieverlust wesentlich stärker fluktuiert als der Plastikwandenergieverlust, insbesonders nahe der Lichtgeschwindigkeit. Für die spätere Analyse werden nur solche Teilchen selektiert, die folgende Bedingung erfüllen:

$$\sqrt{\left(\frac{Z_P - 0.997}{2\sigma_{Z_P}}\right)^2 + \left(\frac{Z_H - 0.985}{2\sigma_{Z_H}}\right)^2} < 1\,. \qquad (4.16)$$

Die Ladungen Z_H und Z_P sind aber nicht die einzigen redundanten Informationen. So kann man aus den ursprünglichen Meßgrößen, nämlich dem Impuls pro Ladung p/q und dem Energieverlust dE_H des Helitrons sowie der Geschwindigkeit v und dem Energieverlust der Plastikwand dE_P, insgesamt drei Massen- und vier Ladungsinformationen ableiten. Zusammen mit der Geometrieinformation muß für jede Kombination aus Helitronspur und Plastikwandtreffer eine Bewertung hinsichtlich der Winkel, den Ladungen und der Massen vorgenommen werden. Dabei wird jedesmal eine Einzelnote zwischen 0.1 und 1.0 vergeben. Am Ende werden alle Noten multiplikativ miteinander verknüpft und jene Kombination mit der besten Note selektiert[3]. Diese Größe hat leider den Nachteil, wenig anschaulich zu sein. Weiterin reagiert sie sehr empfindlich auf die Qualität der einzelnen Parametrisierungen zur Bestimmung der abgeleiteten Einzelnoten. In Abb. 4.20 ist exemplarisch die so definierte Güte über die polare und azimutale Winkeldifferenz $\Delta\theta$ bzw. $\Delta\varphi$ aufgetragen. Spuren mit einer Güte kleiner 0.1 werden für die Kaonenidentifikation verworfen. Diese Bedingung ist kompatibel zu dem 2σ-Schnitt auf die Winkeldifferenzen (s.o.).

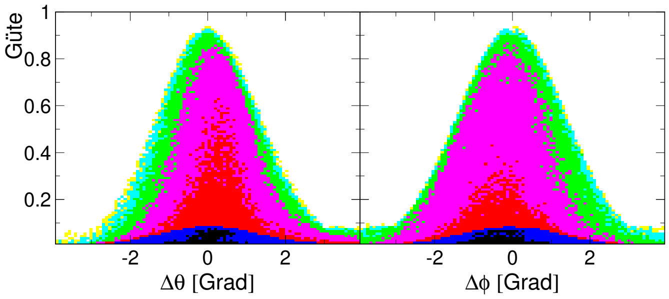


Abb. 4.20: Zuordnungsgüte für die polare bzw. azimutale Winkeldifferenz von Helitronspuren und Plastikwandtreffern.

Wie bereits erwähnt kann man die Masse auf drei verschiedenen Wegen bestimmen: aus den Energieverlusten dE_P und dE_H sowie dem Helitronimpuls lassen sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung zwei verschiedene Masse extrahieren. In Abb. 4.21 sind die beiden Energieverluste über dem Impuls im Laborsystem p aufgetragen. Die eingezeichneten Linien zeigen die angepaßten Bethe-Bloch-Kurven für Pionen, Kaonen und die drei Wasserstoffisotope. Für kleine

---

[3] Eine genaue Beschreibung des Fuzzy-Algorithmus findet sich in der Doktorarbeit von Stephan Mohren [Moh96].

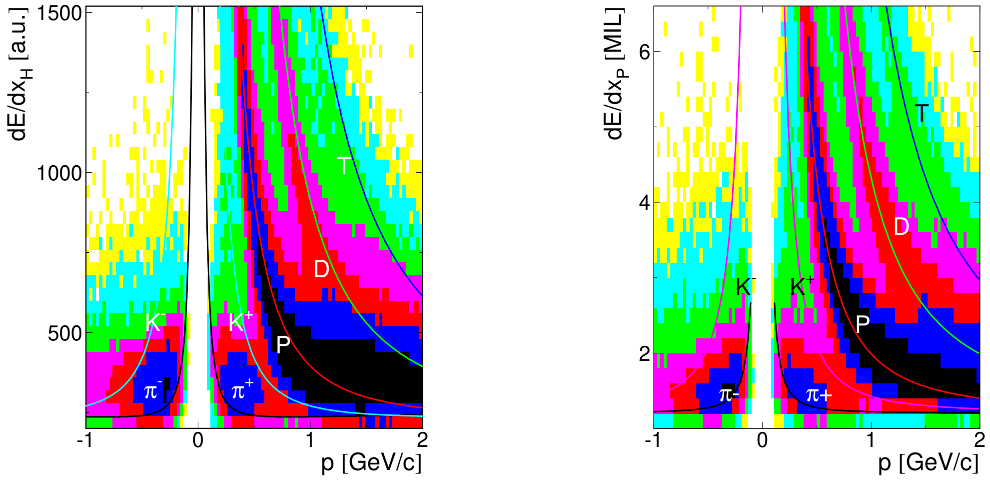


Abb. 4.21: Massenidentifizierung mit Hilfe des Energieverlusts des Helitrons (links) und der Plastikwand (rechts) durch Auftragen über dem Helitronimpuls. Die Linien zeigen die angepaßten Bethe-Bloch-Kurven.

Impulse läßt sich eine schwache Häufung entlang der K^+-Linie erkennen. K^--Mesonen lassen sich auf diese Weise jedoch nicht separieren. Die dritte und mit Abstand beste Masse, was die Auflösung betrifft, bestimmt man aus Impuls und Geschwindigkeit nach der einfachen Beziehung aus der relativistischen Kinematik

Masse [GeV/c^2]	Pionen	Protonen	Deuteronen	Tritonen
Masse $dE_H \% p$	0.30±0.10	0.95±0.13	1.8±0.2	–
Masse $dE_P \% p$	0.28±0.13	0.98±0.12	1.8±0.2	–
Masse $p \% v$	0.14±0.06	0.96±0.07	1.9±0.1	2.8±0.26
Masse $p \% v$ KID	–	0.95±0.05	1.8±0.1	2.8±0.24

Tab. 4.5: Massenauflösungen mit der Helitron/Plastikwand Detektorkombination für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV. Mit KID werden die Schnitte zur Kaonenidentifikation bezeichnet. Die Werte wurden durch Anpassen von jeweils einer Gaußverteilung an die Daten bestimmt.

$$m = \frac{p}{\beta\gamma}\,. \tag{4.17}$$

In der Tabelle 4.5 sind für die verschiedenen Massen die extrahierten Breiten angegeben. Tritonen können aus den Bethe-Bloch-Massen nicht extrahiert werden. Erst mit der Masse aus Impuls und Geschwindigkeit ist eine Separation aller Wasserstoffisotope möglich. Im System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV konnte so eine Massentrennung bis $Z = 3$ erreicht werden. Doch trotzdem ist die schlechte Impulsauflösung des Helitrons bei der K^--Identifikation ein Problem. Da jedoch die Geschwindigkeit wesentlich genauer gemessen wurde[4], trägt man die Masse aus Impuls und Geschwindigkeit über v auf (siehe Abb. 4.23). Hier kann man die

---

[4] Die Geschwindigkeitsauflösung beträgt $\frac{\Delta v}{v} \simeq (0.5 - 1.0)\%$, hingehen die Impulsauflösung $\frac{\Delta p}{p} = 7 - 8\%$.

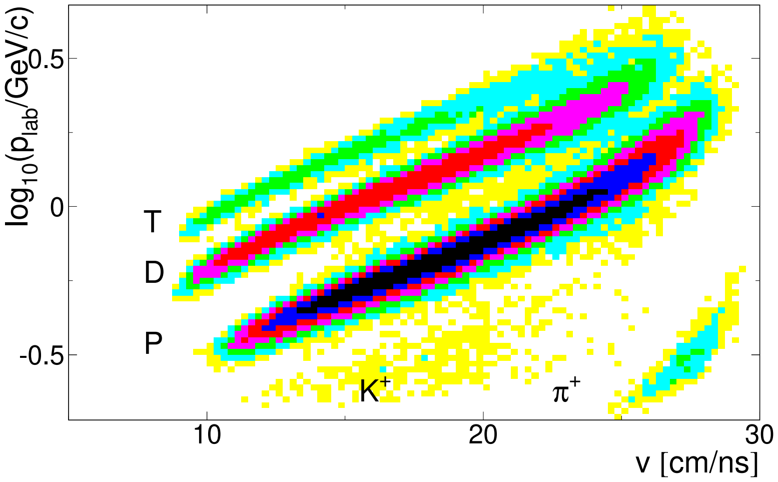


Abb. 4.22: Massenidentifizierung mit Hilfe des Impulses und der Geschwindigkeit

K$^-$-Kandidaten als Häufungsband erkennen. Die graue Fläche soll den Bereich andeuten, in dem geladene Teilchen in der Plastikwand stecken bleiben. Da für solche Teilchen die Ladung Z_P nicht mehr korrekt gemessen werden kann, verwirft man solche Teilchen. Für Protonen wurde der Durchstoßpunkt gemessen, für Kaonen und Pionen mußte dieser durch eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden [Nau97].

Mit Hilfe einer Projektion der Verteilung in Abb. 4.23 auf die y-Achse in jeweils einem Geschwindigkeitsband von 10 bis 16, von 16 bis 23[5] und von 23

---

[5] Dies entspricht einem Laborimpulsbereich von ungefähr 320 - 600 MeV/c

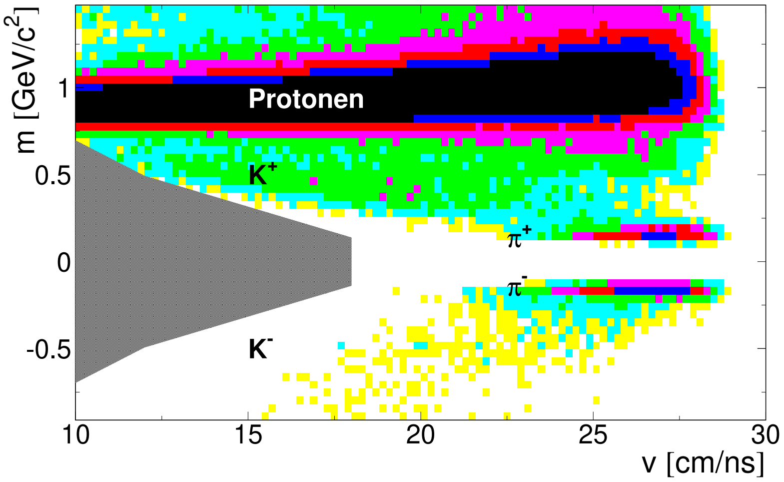


Abb. 4.23: Massenidentifizierung mit Hilfe der Masse aus Impuls und Geschwindigkeit und der Geschwindigkeit v. Bei Geschwindigkeiten von 21 cm/ns, was der Geschwindigkeit des zentralen Feuerballs entspricht, ist eine Häufung bei den Massen von K$^+$- und K$^-$-Mesonen zu verzeichnen.

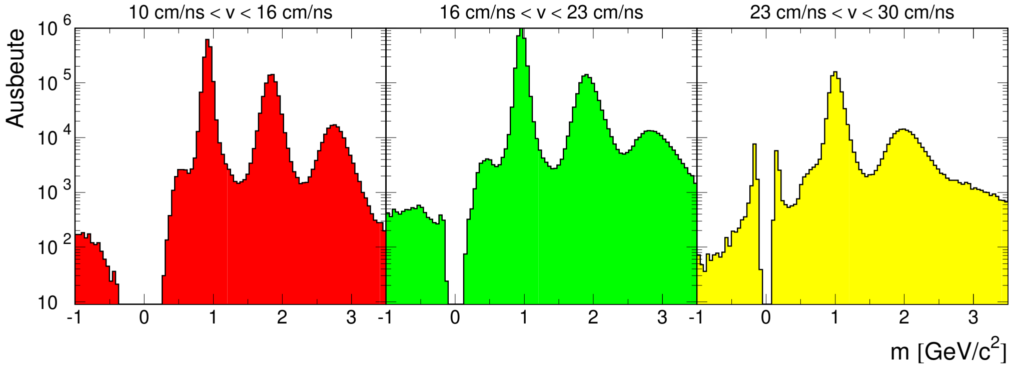


Abb. 4.24: Massenspektren für unterschiedliche Geschwindigkeitsbereiche. Bei kleinen Geschwindigkeiten können bereits Kaonen identifiziert werden, Antikaonen lediglich im Bereich zwischen 16 und 23 cm/ns. Zu höheren Geschwindigkeiten hin können Kaonen nicht mehr vom Untergrund separiert werden.

bis 30 cm/ns erhält man die Massenspektren in Abb. 4.24. Die Schwerpunktsgeschwindigkeit der Reaktionspartner im Laborsystem beträgt ungefähr 21 cm/ns. Hier erwartet man die meisten Kaonen. Für höhere Geschwindigkeiten wird das Kaonensignal durch Ausläufer der Protonenverteilung verdeckt. Bei kleineren Geschwindigkeiten ist noch ein K^+-Signal auszumachen, aber K^--Mesonen können nicht mehr identifiziert werden. In Abb. 4.25 ist der mit *FOPI* zugängliche Phasenraum für K^+-Mesonen dargestellt.

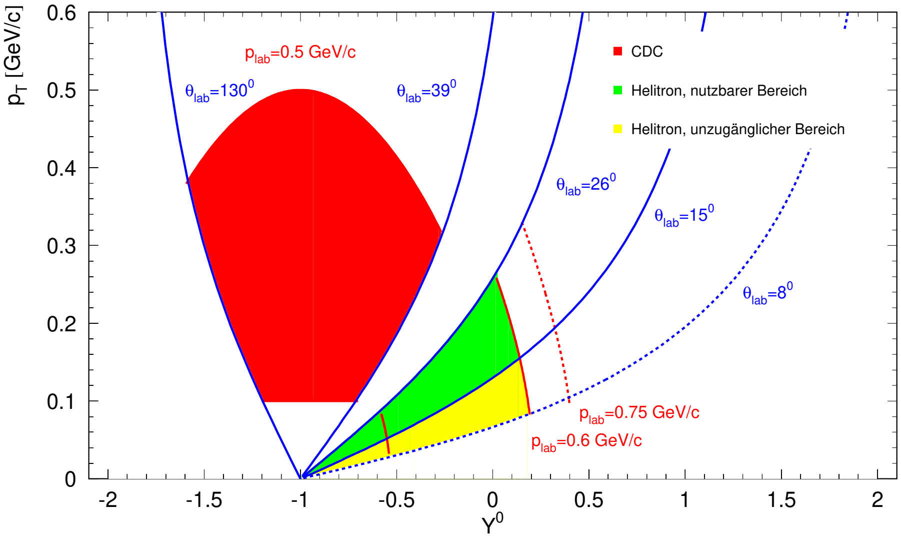


Abb. 4.25: Der *FOPI*-Phasenraum für K^+-Mesonen.

Die gestrichelte Linie zeigt die obere Impulsgrenze, bis zu der K^+-Mesonen gerade noch identifizert werden können. Mit der CDC/Barrel-Kombination beträgt die obere Impulsgrenze für die K^--Identifikation ($p_{lab} < 0.32\,\mathrm{GeV/c}$). Außerdem verringert sich durch die Verwendung des Plastikbarrels, das mit der CDC nicht vollständig überlappt, der zugängliche, polare Winkelbereich auf nunmehr θ_{lab} =39° - 130°.

4.7 Rekonstruktion von ϕ(1020)-Mesonen

Bei einem ϕ-Meson handelt es sich um eine leichtes, *unflavored*, elektrisch neutrales Vektormeson. Im Gegensatz zu Pionen, die aus d- und u-Quarks und deren Antiquarks zusammengesetzt sind, bestehen ϕ-Mesonen aus einer Linearkombination, deren Form $(c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s}))$ ist. Laut *Particle Data Group* [Par96] hat das ϕ-Meson eine Masse von $m = (1019.413 \pm 0.008)$ MeV bei einer Breite von $\Gamma = (4.43 \pm 0.05)$ MeV. Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von $(49.1 \pm 0.6)\%$ in ein K^+/K^--Paar. Zur Rekonstruktion des ϕ-Mesons aus seinen Zerfallsprodukten verwendet man die *invariante Masse*.

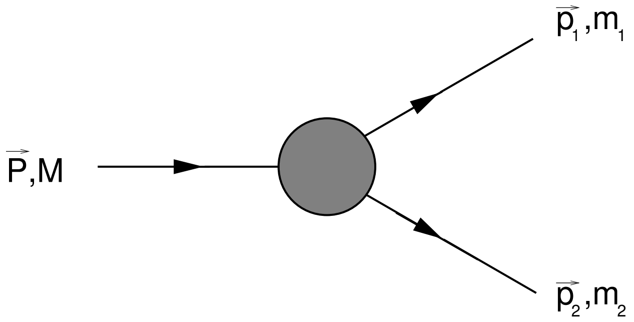


Abb. 4.26: Schematische Darstellung eines Zweikörperzerfalls.

Zerfällt ein Teilchen mit dem Impuls P und der Masse M in zwei Teilchen 1 und 2, so gilt wegen Energie- und Impulserhaltung vor und nach dem Zerfall

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 \\ \vec{P} &= \vec{P}_1 + \vec{P}_2 . \end{aligned}$$

Die Energie E ergibt sich aus der Beziehung

$$E^2 = \vec{P}^2 + M^2 . \tag{4.18}$$

Mit den Bezeichnungen der Abb. 4.27 kann die invariante Masse des ursprünglichen Teilchens aus den Energien und den Impulsen der Zerfallsprodukte ausgedrückt werden:

$$M_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} . \tag{4.19}$$

Mit der *Intra-Event-Methode*, das heißt der ereignisweisen Kombination aller Antikaonen mit den Kaonen kann das ϕ-Meson aus dem invarianten Massenspektrum extrahiert werden. Im linken Bild in Abb. 4.27 ist dies durch die helle Fläche dargestellt. Der kombinatorische Untergrund wird mit der *Inter-Event-Methode* (= event mixing) bestimmt. Hierbei werden aus der Kombination von Kaonen und Antikaonen eines Ereignisses mit den Kaonen und Antikaonen eines anderen Ereignisses die invariante Masse bestimmt. Dieses Massenspektrum wird an

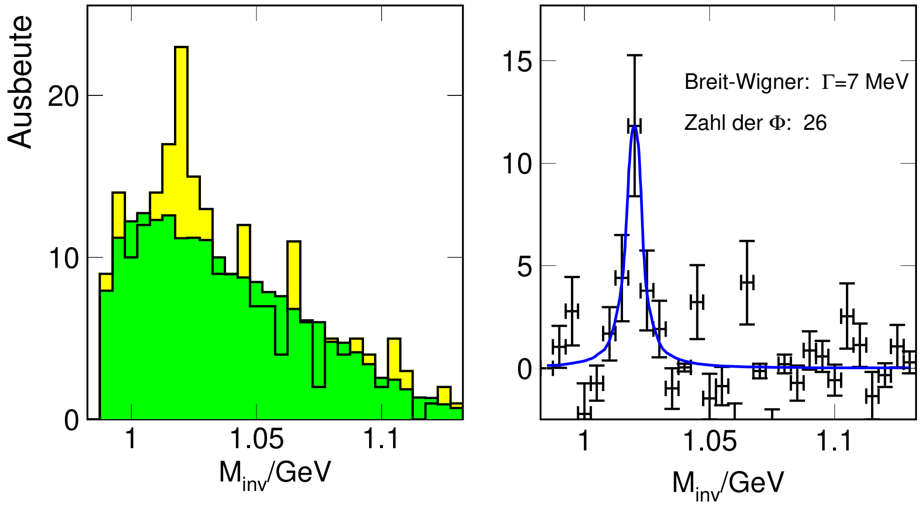


Abb. 4.27: Das linke Bild zeigt Spektren invarianter Massen, die aus K^-/K^+-Paaren mit der *Intra-Event-Methode* (helle Fläche) und der *Inter-Event-Methode* (dunkle Fläche) bestimmt wurden. Das rechte Bild zeigt das Massenspektrum nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds. Beide Diagramme wurden mit 5 MeV pro Bin gefüllt.

das mit der Intra-Event-Methode bestimmte Spektrum angepaßt. Das rechte Bild in Abb. 4.27 zeigt das invariante Massenspektrum nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds. Es wurden in einem Datensample von $5.4 \cdot 10^6$ semi-zentralen Ereignissen ($b_{geo} \leq 4.2\,\text{fm}$) insgesamt (26 ± 5) ϕ-Mesonen identifiziert. Zur Bestimmung der Breite der Massenverteilung der ϕ-Mesonen wurde eine Breit-Wigner-Funktion an die Daten angepaßt

$$f_{BW}(E, E_R) = \frac{P_{Fit}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \tag{4.20}$$

mit E_R der Lage der Resonanz, Γ der Breite und P_{Fit} einem Fitparameter. Es ergab sich für die hier gemessenen ϕMesonen eine Breite von $\Gamma = (7 \pm 3)$ MeV bei der Vakuummasse[6] von (1.020 ± 0.0004) GeV/c^2.

Untersuchungen über der Verhalten von Vektormesonen in heißer und dichter Materie mit Hilfe der QCD-Summenregeln [Hat92b, Hat92a] ergaben für die Abhängigkeit der ϕ-Masse von der Kernmateriedichte ρ:

$$\frac{m_\phi^*}{m_\phi} \approx 1 - (0.15 \pm 0.05)\, y_{Strange} \frac{\rho}{\rho_0}; \tag{4.21}$$

m_ϕ bezeichnet dabei die Mesonmasse im Vakuum, m_ϕ^* die Masse in Kernmaterie, und $y_{Strange}$ den Strangenessanteil in Nukleonen. Nimmt man wie Chung [Chu98] für $y_{Strange}$ den Wert 0.15 an, so wäre die ϕ-Masse bei der Grundzustandsdichte um ca. 2% verschoben, d.h. $m_\phi^*(\rho_0) \approx 0.997\,\text{GeV/c}^2$. Die in

---

[6] Der Fehler stammt aus der Anpassung der Funktion an die Daten.

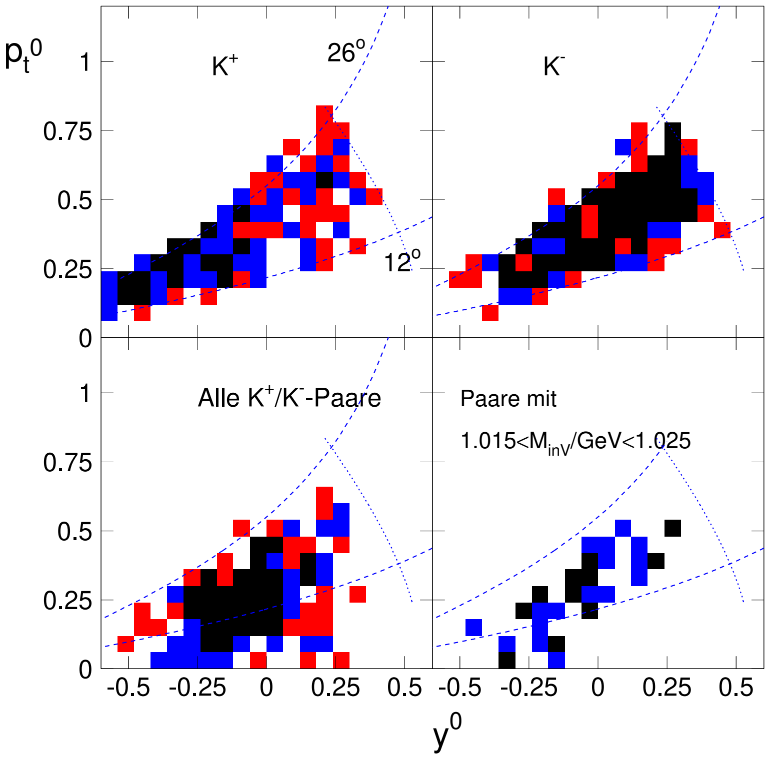


Abb. 4.28: Phasenraumverteilungen mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination für Kaonen, Antikaonen, Kaon/Antikaon-Paare und identifizierte ϕ-Mesonen.

Abb. 4.27 angepaßte Kurve zeigt mit großer Wahrscheinlichkeit den Zerfall von ϕ-Mesonen in Vakuum und somit außerhalb des Feuerballs. ϕ-Mesonen, die im Feuerball in ein K$^-$/K$^+$-Paar zerfallen, sind auf Grund der hohen Absorptionswahrscheinlichkeit der K$^-$ nur sehr schwer nachzuweisen.

Die Phasenraumverteilungen für Kaonen und Antikaonen, für Kaonen/Antikaonen Paare und identifizierte ϕ-Mesonen einschließlich ca. 50 % Untergrund sind in Abb. 4.28 zu sehen. Zur Identifizierung der ϕ-Mesonen wurde ein Massenbereich zwischen 1.015 und 1.025 GeV gewählt. Für Paare bekommt man, durch die Rekonstruktionsmethode bedingt, auch unterhalb der unteren Polarwinkelgrenze der Detektorkombination Beiträge ins Spektrum.

Die Bedeutung der ϕ-Mesonenrekonstruktion für diese Arbeit liegt darin, daß damit der Beweis erbracht werden kann, daß mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination unter Anwendung strenger Kriterien Kaonen *und* Antikaonen identifiziert werden können.

4.8 Das K^-/K^+–Verhältnis

Das K^-/K^+-Verhältnis ist von hohem Interesse, da es sehr stark auf Medium-Modifikationen von Kaoneneigenschaften reagiert. Unterliegen nämlich Kaonen und Antikaonen in komprimierter Kernmaterie einem Potentialeinfluß, so wirkt es für Kaonen leicht repulsiv und für Antikaonen stark attraktiv. Dadurch werden zum einen die Produktionsschwellen erhöht bzw. gesenkt und zum anderen die transversalen Massenspektren im Bereich kleiner transversaler, kinetischer Energien verzerrt (siehe Abb. 1.6). Durch das repulsive Potential bekommen die Kaonen einen zusätzlichen Impuls, wodurch das Spektrum im Gegensatz zur reinen Boltzmannverteilung bei kleinen Impulsen eine Schulter besitzt. Das starke attraktive Potential, das die Antikaonen erfahren, bremst sie ab und das Spektrum wird für kleine transversale Massen konkav. Teilt man demzufolge das Spektrum der Antikaonen durch das der Kaonen, ist man im Bereich kleiner transversaler Massen besonders sensitiv auf Modifikationen der Kaoneneigenschaften im nuklearen Medium. In Abb. 4.29 wird der Quotient dargestellt. Die Kurven wurden mit Hilfe von RBUU-Rechnungen für das in dieser Arbeit untersuchte System erzeugt. Im Bereich $(m_t - m_K) < 0.05\,\mathrm{GeV/c^2}$ beträgt das Verhältnis K^-/K^+ bei Berücksichtigung von Mediumeffekten 8.5%, während es bei Vernachlässigung der Mediumeffekte weniger als 0.5% beträgt.

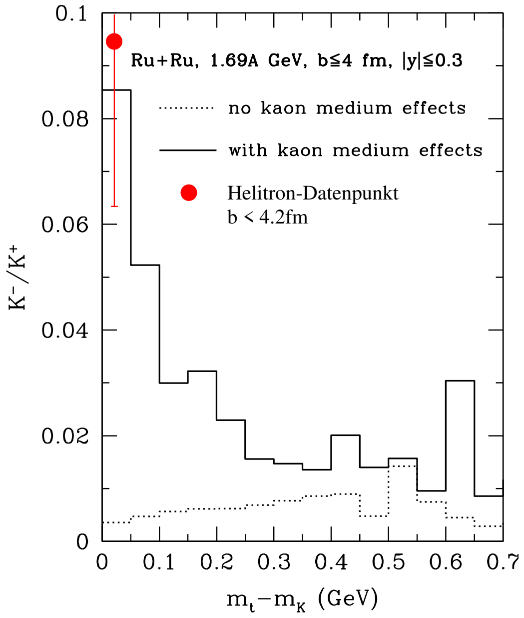


Abb. 4.29: Darstellung des Ergebnisses dieser Untersuchung für das K^-/K^+-Verhältnis (Punkt) über der tranversalen, kinetischen Energie $m_t - m_K$. Die Histogramme zeigen die Vorhersagen von G. Q. Li [Li98a] mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Berücksichtigung eines Mediumpotentials.

Mit der Detektorkombination aus Helitron und Plastikwand deckt man im Phasenraum der K-Mesonen (siehe Abb. 4.25) im Gebiet um Midrapidität den transversalen Impulsbereich von 100 MeV/c bis 250 MeV/c ab. Ausgedrückt in

$(m_t - m_K)$ entspricht dies einem Bereich von 10 MeV/c^2 bis 50 MeV/c^2. Damit befinden wir uns mit unserem Detektorsystem im Bild 4.29 genau im ersten Bin, d.h. dort, wo man besonders sensitiv auf Mediumeffekte ist.

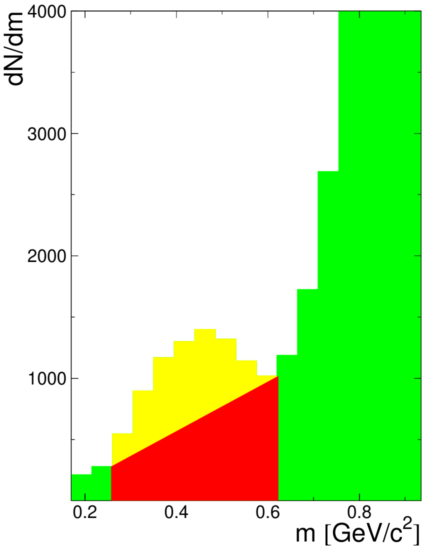


Abb. 4.30: Massenspektrum der Kaonen. Die helle Fläche repräsentiert die Kaonen nach Abzug des Untergrunds, der, wie auch in den folgenden Bildern, durch die dunkle Fläche dargestellt wird. Der Untergrund wurde im Beispiel durch eine lineare Interpolation bestimmt.

Für die weitere Analyse wurde die Geschwindigkeit auf das Intervall zwischen 16 und 23 cm/ns beschränkt. Dies entspricht im Laborsystem einem Impulsbereich zwischen 310 und 590 MeV/c. Das Kaon- bzw. Antikaonsignal wurde jeweils durch Summation über 8 Bins gebildet, wobei ein Bin eine Breite von 45 MeV/c^2 besitzt. Die Abbildungen 4.30 und 4.31 zeigen das *Kaonensignal*, wobei jedesmal der Untergrund unter den Kaonen nach einer anderen Methode bestimmt wurde. Die Gesamtzahl der Einträge beträgt[7]

$$N_{K^+,\,total} = 8793 \pm 94\,. \tag{4.22}$$

Eine lineare Approximation der Untergrunds $N_{UG,1}$, wie sie in Abb. 4.30 dargestellt ist, ergab zunächst

$$N_{UG,1} = 5196 \pm 72\,. \tag{4.23}$$

Die lineare Approximation ist natürlich nur eine sehr grobe Abschätzung. Der Untergrund wird jedoch mit einer hohen Wahrscheinlichkeit nicht linear mit der Masse verlaufen.

Durch den eingeschränkten Geschwindigkeitsbereich werden Pionen unterdrückt. Man hat daher in der weiteren Analyse nur noch die Protonen zu berücksichtigen. Die einfachste Methode, die Ausläufer der Protonen zu untersuchen, ist, sich ein System auszusuchen, in dem keine Kaonen produziert werden. Es wurde

---

[7] Es wird jeweils der statistische Fehler $\sqrt{N}$ angegeben.

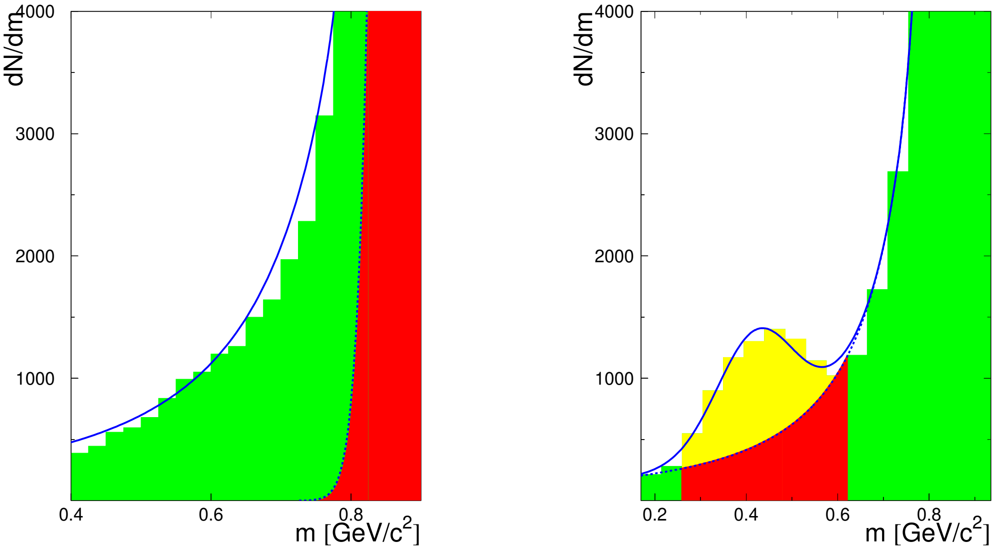


Abb. 4.31: Form der Ausläufer der Protonenverteilung aus ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 0.4 A·GeV (links) mit der Nebenbedingung $16\,\mathrm{cm/ns} < v < 23\,\mathrm{cm/ns}$. Die Linie gibt die Anpassung durch eine Breit-Wigner- und eine Gaußfunktion wieder. Rechts ist das Kaonensignal aus ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV mit wiederum der Anpassung durch eine Breit-Wigner- und eine Gaußfunktion für die Protonenverteilung und einer Gaußfunktion für das Kaonensignal.

das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 0.4 A·GeV ausgewählt. Das linke Bild in Abb. 4.31 zeigt die ansteigende Protonenflanke, die gleichzeitg durch eine Breit-Wigner-Funktion der Form

$$f_{BW}(m, m_P) = \frac{P_{BW}}{(m - m_P)^2 + (\Gamma/2)^2}\,, \tag{4.24}$$

die die extremen Ausläufer der Protonenverteilung beschreibt, und durch eine Gaußfunktion

$$f_G(m, m_P) = P_G \cdot \exp\left[-\frac{(m - m_P)^2}{2\sigma^2}\right]\,, \tag{4.25}$$

die den zentralen Teil der Protonenverteilung beschreibt, angepaßt wurde. Es bezeichnen m die gemessene Masse, m_P die Protonenmasse, Γ bzw. σ die Breiten der Verteilungen und P_{BW} bzw. P_G Skalierungsfaktoren. Der Vergleichbarkeit wegen wurde das Massenspektrum mit der Nebenbedingung $16\,\mathrm{cm/ns} < v < 23\,\mathrm{cm/ns}$ erzeugt. Die dunkle Fläche repräsentiert den Anteil der Gaußfunktion und die volle Linie zeigt die vollständige Funktion. Durch Skalieren, d.h. Anpassen der Faktoren P_G und P_{BW} an das Massenspektrum der Kaonen, und Summieren über den relevanten Bereich wurde der Untergrund $N_{UG,2}$ unter dem Kaonensignal abgeschätzt. Es ist

$$N_{UG,2} = 4959 \pm 70\,. \tag{4.26}$$

Das rechte Bild in Abb. 4.31 zeigt das Kaonensignal mit einer angepaßten Funktion, die aus der Summe einer Gauß- und einer Breit-Wigner-Funktion für die

Protonenverteilung und einer Gaußfunktion für die Kaonen besteht. Aus der Integration der Untergrundfunktion (gestrichelte Linie) über dem relevanten Bereich erhält man als Untergrundbeitrag

$$N_{UG,3} = 4419 \pm 66\,. \tag{4.27}$$

In Tab. 4.6 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Es sei hier angemerkt, daß nicht alle Parametrisierungen zu einem sinnvollen Ergebnis führen, obwohl sie das Massenspektrum selbst gut beschreiben. So kann man durch ausschließliche Benutzung von Gaußfunktionen das Kaonensignal gut beschreiben. Jedoch ist das Kaonensignal nahezu untergrundfrei. Dies widerspricht aber dem Ergebnis der *GEANT*-Simulationen sowie dem experimentellen Befund beim System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 0.4 A·GeV.

	N_{K^+}	$\sqrt{N_{K^+}}$
Gesamtsumme	8793	94
Linearer Untergrund $N_{UG,1}$ (Abb. 4.30)	5196	72
Untergrund $N_{UG,2}$ (Abb. 4.31, links)	4959	70
Untergrund $N_{UG,3}$ (Abb. 4.31, rechts)	4419	66

Tab. 4.6: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Bestimmung der Kaonenausbeute.

Durch Mittelung über die drei verschiedenen Untergrundraten erhält man nun für die Kaonen

$$\overline{N}_{UG,K^+} = 4858 \pm 325\,, \tag{4.28}$$

wobei sich der Fehler aus der Varianz $\sqrt{\Sigma_i (N_{UG,i} - \overline{N}_{UB,K^+})^2/3}$ ergibt. Die Zahl der verbleibenden Kaonen ist damit

$$\overline{N}_{K^+} = 3935 \pm 63\,, \tag{4.29}$$

wobei hier wieder nur der statistische Fehler angegeben ist.

Das Massenspektrum, das die *Antikaonen* zeigt, wurde analog behandelt. In Abb. 4.32 ist das Massenspektrum für einfach negativ geladene Teilchen gezeichnet. Es unterscheidet sich grundsätzlich dadurch vom Spektrum der Kaonen, daß Probleme mit einer ansteigenden Antiprotonenverteilung nicht auftreten. Spiegelspuren von Protonen werden durch die strengen Bedingungen auf die Spurqualität nahezu vollständig unterdrückt. Problematisch ist aber das Auftreten eines π^--Signals. Wir führen es auf Probleme bei der Spurzuordnung mit Hilfe der Fuzzylogik zurück, da infolge einer jüngst identifizierten Inkonsistenz in der Analysesoftware positiv und negativ geladene Teilchen unterschiedlich behandelt wurden.

Zur Parametrisierung des Massenspektrums der Antikaonen verwendete man eine Exponentialfunktion, um die Pionen, und eine Gaußfunktion, um die Anti-

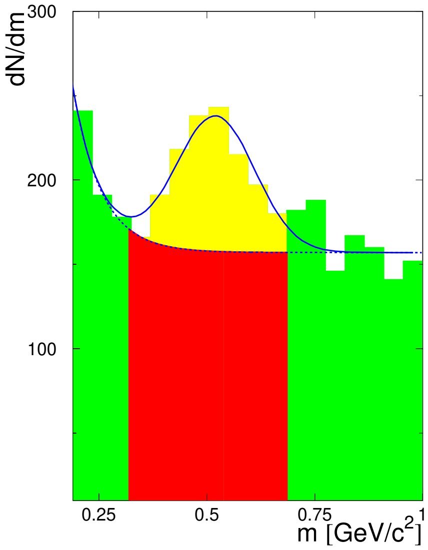


Abb. 4.32: Massenspektrum der Antikaonen. Die durchgezogene Linie bezeichnet die Anpassung einschließlich der Antikaonen, die gepunktete Linie ohne die Antikaonen.

	N_{K^-}	$\sqrt{N_{K^-}}$
Gesamtsumme	1648	41
Untergrund $N_{UG,1}$	1280	36
Untergrund $N_{UG,2}$	1274	36

Tab. 4.7: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Bestimmung der Antikaonenausbeute.

kaonen zu beschreiben. In Abb. 4.32 stellen die durchgezogene Linie die Parametrisierung mit und die gepunktete Linie die Parametrisierung ohne das Antikaonensignal dar. Die Gesamtzahl an Einträgen in den 8 Bins, die das Antikaonensignal beinhalten, ist

$$N_{K^-,\,total} = 1648 \pm 41\,. \tag{4.30}$$

Durch eine lineare Approximierung des Untergrunds erhält man

$$N_{UG,1} = 1280 \pm 36\,. \tag{4.31}$$

Es wurde der statistische Fehler angegeben. Durch Integration der Parametrisierung ohne das Antikaonensignal bekommt man für den Untergrund

$$N_{UG,2} = 1274 \pm 36\,, \tag{4.32}$$

d.h. fast den gleichen Wert. Der gemittelte Wert lautet

$$\overline{N}_{UG,K^-} = 1277 \pm 36\,. \tag{4.33}$$

Nach Abzug des gemittelten Untergrundes von der Gesamtzahl verbleiben

$$\overline{N}_{K^-} = 371 \pm 19 \tag{4.34}$$

Antikaonen. In Tab. 4.7 sind alle Ergebnisse zusammengefaßt. Damit ist man nun in der Lage, das Verhältnis der Erzeugungsraten von Kaonen und Antikaonen zu bilden. Es ist

$$\frac{N_{K^-}}{N_{K^+}} = \frac{371}{3935} \approx 9.4\% \,. \tag{4.35}$$

Der relative, statistische Fehler wird abgeschätzt durch

$$\Delta = \sqrt{1/\overline{N}_{K^+} + 1/\overline{N}_{K_{UG,\,K^+}} + 1/\overline{N}_{K^-} + 1/\overline{N}_{K_{UG,\,K^-}}} = 6.1\% \,. \tag{4.36}$$

Zur Berechnung des relativen, systematischen Fehlers gehen die Fehler bei der Berechnung der Untergrundverteilungen ein unter Annahme gleicher Effizienzen für Kaonen und Antikaonen

$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{3}{371}\right)^2 + \left(\frac{325}{3935}\right)^2} = 8.3\% \tag{4.37}$$

Der Fehler durch leicht unterschiedliche Effizienzen für den Kaonen- bzw. Antikaonennachweis wird durch einen Faktor 2 am Fehler berücksichtigt. Das Ergebnis für das K^-/K^+-Verhältnis innerhalb des Stoßparameterbereiches $b_{geo} \leq 4.2\,\text{fm}$ lautet damit mit den angehängten absoluten statistischen und systematischen Fehlern

$$\frac{N_{K^-}}{N_{K^-}} = (9.4 \pm 1.2 \pm 1.6)\,\% \quad \text{mit } p_t = (100-250)\,\text{MeV/c und } 15^\circ < \theta_{lab} < 26^\circ . \tag{4.38}$$

Dieses Verhältnis ist eines der wesentlichen Resultate der vorliegenden Arbeit. Es wurde ferner geprüft, was man für das K^-/ K^+-Verhältnis erhält, wenn man anstatt des Fuzzy-Algorithmus zum Spurabgleich das geometrische Matching verwendet. Anhand von vorläufig ca. $7 \cdot 10^5$ Ereignissen bekommt man für das Verhältnis einen Wert zwischen 8% und 10%. Hier sind weitere Untersuchungen mit der vollständigen Statistik nötig.

Der Vergleich mit den Modellvorhersagen von Li (siehe Abb. 4.29) ergibt ein starkes Argument für Medium-Modifikationen von K-Mesonen in dichter Kernmaterie, während der hier gefundene Wert eindeutig inkompatibel mit jene Modellrechnungen ist, in dem K-Mesonen kein Potential erfahren.

Mit Hilfe der **CDC/Barrel-Detektorkombination** wurde das K^-/K^+-Verhältnis in einem anderen Phasenraumbereich bestimmt. Es wurden die beiden Systeme ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV und ^{58}Ni + ^{58}Ni @ 1.93 A·GeV untersucht. Zur Identifikation der Kaonen sowie gleichzeitig der Antikaonen sind folgende Bedingungen essentiell:

$$p_t > 100\,\text{MeV/c} \qquad \text{und} \qquad p_{lab} \lesssim 320\,\text{MeV/c} \,. \tag{4.39}$$

Damit ist mit der CDC/Barrel-Detektorkombination die rückwärtige Hemisphäre bis $y^\circ \lesssim -0.3$ zugänglich. Es konnten im Falle des Nickel-Systems 40000

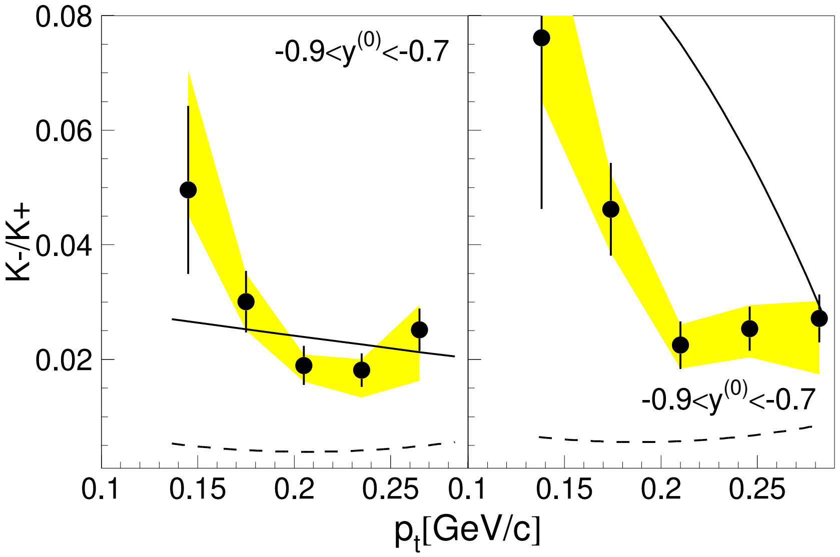


Abb. 4.33: Ergebnis der *FOPI*-Kollaboration [Wis98] für das K^-/K^+-Verhältnis als Funktion des Transversalimpulses p_t in den Reaktionen ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV (links) und ^{58}Ni + ^{58}Ni @ 1.93 A·GeV (rechts). Die schattierten Flächen bezeichnen die systematischen Fehler. Die Linien präsentieren das Ergebnis von RBUU-Rechnungen [Cas98] mit (durchgezogen) und ohne (gestrichelt) Medium-Modifikationen.

Kaonen und 220 Antikaonen und im Falle des Ruthenium/Zirkonium-Systems 26000 Kaonen und 240 Antikaonen identifiziert werden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.33 für Ruthenium (links) und Nickel (rechts) innerhalb des Rapiditätsintervall $-0.9 < y^\circ < -0.7$ dargestellt. Das K^-/K^+-Verhältnis nimmt in beiden Systemen mit p_t ab. Im Nickel-System ist aber das Verhältnis insgesamt größer als im Ruthenium-System. Dies spiegelt zum einen die höhere Einschußenergie beim Nickel wider, und zum anderen ist infolge der kleineren Zahl von Nukleonen die Absorptionsrate von Antikaonen im Nickel-System kleiner.

Der experimentelle Befund wurde mit dem RBUU-Transportmodell von W. Cassing [Cas98] verglichen. Mit Hilfe dieser RBUU-Rechnungen konnten die Szenarien mit und ohne Medium-Modifikationen getestet werden. In beiden Bildern der Abb. 4.33 stellen die Linien das Ergebnis dieser Untersuchungen dar, wobei die gestrichelten Linien den Fall ohne und die durchgezogenen Linien den Fall mit Medium-Modifikationen repräsentieren. Ohne Medium-Modifikationen beträgt das K^-/K^+-Verhältnis nahezu konstant 0.5% und zwar sowohl bei Ruthenium als auch bei Nickel. Es ist damit in Übereinstimmung mit den Rechungen von G. Q. Li. Mit Medium-Modifikationen sagt das Modell ein mit p_t abnehmendes K^-/K^+-Verhältnis voraus, das aber bei weit höheren Werten als im vorherigen Fall ohne Medium-Modifikationen liegt. Es konnte gezeigt werden, daß der Einfluß der Detektorakzeptanz auf den Verlauf des Verhältnisses gering ist (siehe Abb. 4.36). Es bleibt jedoch festzuhalten, daß dieses RBUU-Modell die gemessene p_t-Abhängigkeit nicht vollständig beschreiben kann. Im Fall des kleineren Nickel-Systems, wo die Absorption von Antikaonen eine geringere Rolle als bei Ruthenium spielt, sind die Abweichnungen noch stärker als im größerem Ruthenium-System.

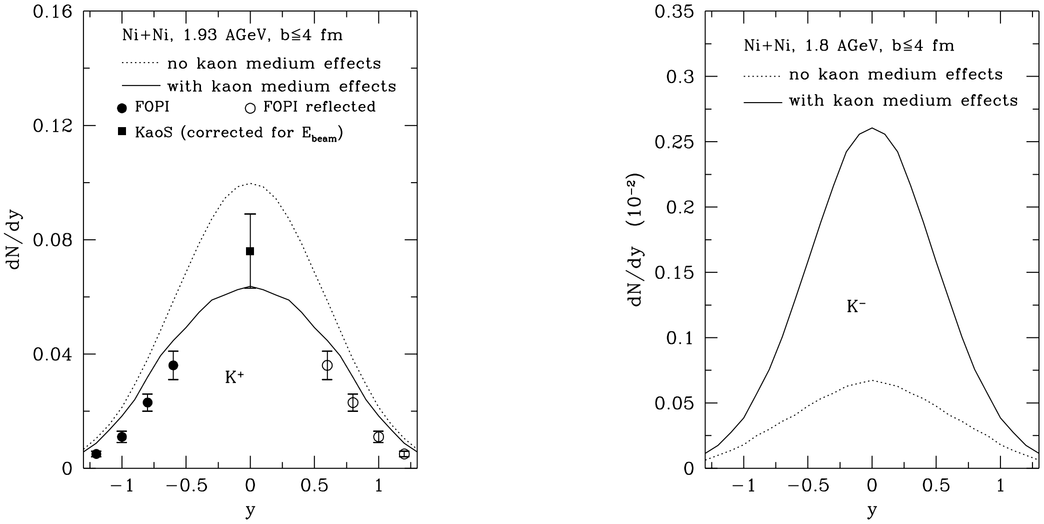


Abb. 4.34: Modellrechungen über die Rapiditätsverteilungen der Kaonen (links) und Antikaonen (rechts) mit und ohne Medium-Modifikationen (aus [Li97]). Im linken Bild sind zusätzlich die Ergebnisse der *FOPI*- und der KaoS-Kollaboration [Bes98] miteingezeichnet. Für Antikaonen liegen noch keine Daten vor.

Es soll hier betont werden, daß das in dieser Arbeit ermittelte Ergebnis im Trend der mit der CDC/Barrel-Detektorkombination gefundenen Abhängigkeit liegt. Der im direkten Vergleich zu den CDC-Daten höhere Wert kommt durch die unterschiedlichen Rapiditätsverteilungen von Kaonen und Antikaonen zustande. In Abb. 4.34 sind die Rapiditätsverteilungen von Kaonen (links) und Antikaonen (rechts) für das System ^{58}Ni + ^{58}Ni bei einer Projektilenergie von 1.93 A·GeV (Kaonen) bzw. 1.8A·GeV (Antikaonen) dargestellt. Die leicht unterschiedlichen Projektilenergien sind für die folgende Diskussion nicht von Belang. Im Bild der Kaonen (links) sind die von der *FOPI*-Kollaboration veröffentlichten, experimentellen Ergebnissen [Bes98] mit eingezeichnet. Bei Midrapdidität wurde dabei ein

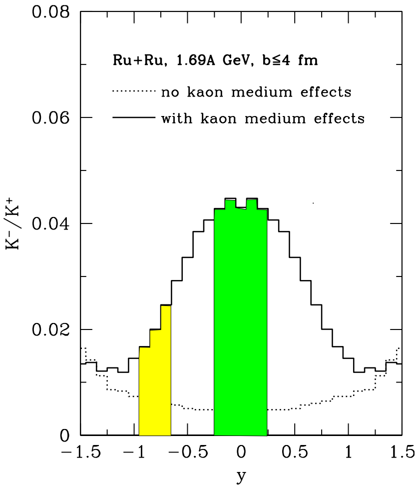


Abb. 4.35: Simulierte Rapiditätsverteilung des K^-/K^+-Verhältnisses (G. Q. Li [Li98a]). Die hellgraue Fläche deutet den mit der CDC/Barrel-Kombination und die dunkelgraue Fläche mit der Helitron/Plastikwand-Kombination berücksichtigten Rapiditätsbereich an.

Datenpunkt der KaoS-Kollaboration, korrigiert bezüglich der unterschiedlichen Strahlenergie, eingezeichnet. Leider ist der Fehlerbalken an diesem Punkt so groß, daß eine Aussage entgegen oder zugunsten von Medium-Modifikationen anhand dieser Observablen allein nicht möglich erscheint.

Durch das In-Medium-Potential werden die Rapiditätsverteilungen der Kaonen (Antikaonen) breiter (schmaller). Als Folge ist das K^-/K^+-Verhältnis bei Midrapidität am größten, und nimmt mit dem Betrag der Rapidität ab. Ohne Medium-Modifikationen ist das K^-/K^+-Verhältnis hingegen flach. In der Abb. 4.35 ist die von Li u.a. mit Hilfe des RBUU-Transportmodelles simulierte, über den Transversalimpuls integrierte Rapiditätsabhängigkeit des K^-/K^+-Verhältnisses für die Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV innerhalb des Stoßparameterbereichs $b \leq 4$ fm gezeigt [Li98a]. Das RBUU-Modell von W. Cassing ergibt bei Targetrapditäten ungefähr die gleichen Werte. Bei Midrapidität erhält man aber im Vergleich zu G. Q. Li um 30 % kleinere Werte (vgl. die Abbildungen 4.29 und 4.37). In Abb. 4.36 ist die Abhängigkeit des K^-/K^+-Verhältnisses von der reduzierten Rapidität dargestellt. Antikaonen konnten mit der CDC/Barrel-Kombination im Ru+Ru/Zr-System bis zu Laborimpulsen von 320 MeV/c von den π^--Teilchen getrennt werden, im Falle des Nickels sogar bis 340 MeV/c. Wiederum liefert das RBUU-Modell von W. Cassing für das Nickel-System größere Werte. Aber trotz der eingeschränkten Akzeptanz liegt der Verlauf der Kurve im Falle des Ruthenium-Systems ebenfalls im Bereich von 1 - 2 %, je nach dem Wert der Rapidität y°, was dem Befund von Rechungen von G. Q. Li (siehe Abb. 4.35) ohne

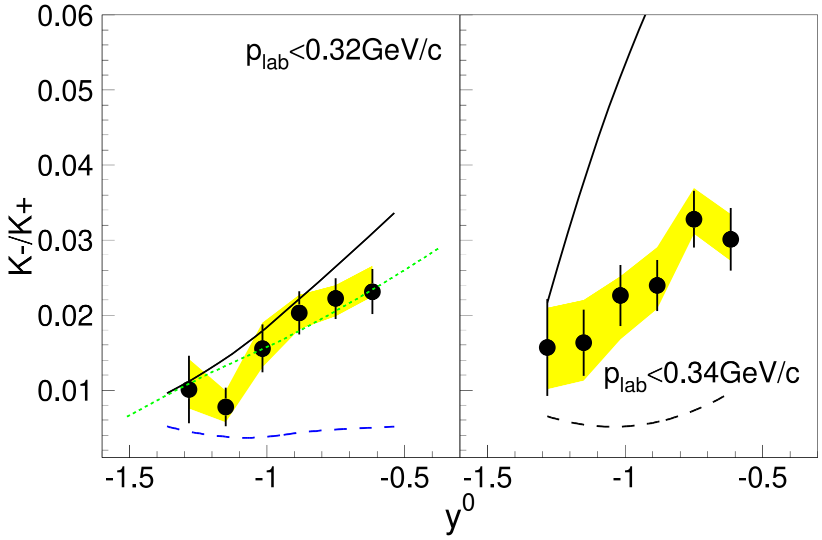


Abb. 4.36: Ergebnis der *FOPI*-Kollaboration [Wis98] für das K^-/K^+-Verhältnis als Funktion der reduzierten Rapidität y° in den Reaktionen ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV (links) und ^{58}Ni + ^{58}Ni @ 1.93 A·GeV (rechts). Die schattierten Flächen bezeichnen die systematischen Fehler. Die Linien präsentieren das Ergebnis von RBUU-Rechnungen [Cas98] mit (durchgezogen) und ohne (gestrichelt) Medium-Modifikationen. Die gepunktete Linie im linken Bild zeigt den Verlauf der Kurve mit Akzeptanzfilter und die volle Linie ohne Akzeptanzfilter.

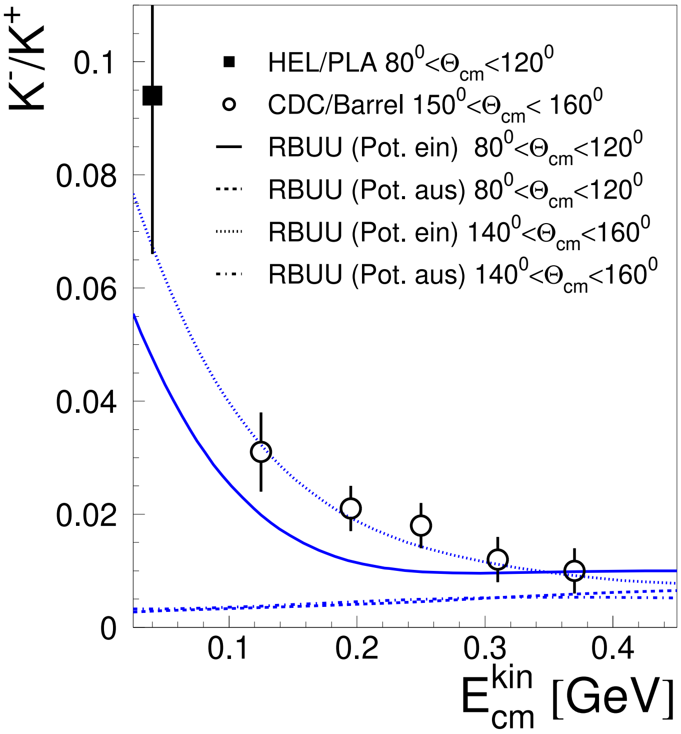


Abb. 4.37: Darstellung des K^-/ K^+-Verhältnisses in unterschiedlichen polaren Winkelbereichen im Schwerpunktsystem θ_{cm} von CDC (Kreise) und Helitron (Quadrat) in Abhängigkeit von E_{cm}^{kin}. Mit eingezeichnet sind die Ergebnisse von RBUU-Simulationen.

Akzeptanzfilter entspricht. Ohne Medium-Modifikationen erhält man wiederum mit beiden Transportmodellen ein flachen Verlauf bei 0.5 %.

In Abb. 4.37 sind die Ergebnisse von CDC und Helitron zusammen in einem Bild gezeigt. Dargestellt ist das K^-/ K^+-Verhältnis in Abhängigkeit von der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem E_{cm}^{kin} in unterschiedlichen Bereichen des Polarwinkels θ_{cm}. Die gepunktete Linie zeigt den mit dem RBUU-Modell von W. Cassing simulierten Verlauf im Bereich 140°$< \theta_{cm} <$ 160° und die durchgezogene Linie im Bereich von 80°$< \theta_{cm} <$ 120°. Damit wird ungefähr der experimentell zugängliche Bereich abgedeckt. Wie man sehen kann, beschreibt das Modell die CDC-Daten gut und den Helitron-Datenpunkt weniger gut. Der Fall ohne Medium-Modifikationen ist auch gezeigt, doch wie man sich leicht überzeugen kann, ist man damit nicht in der Lage, das experimentelle Ergebnis zu beschreiben.

Eine endgültige Bewertung dieser Ergebnisse ist schwierig aus mehreren Gründen: zwar beschreibt das RBUU-Modell von W. Cassing die CDC-Daten bei Auftragen des K^-/ K^+-Verhältnisses über E_{cm}^{kin} gut, aber in einem anderen Phasenraumbereich bei Auftragen des K^-/ K^+-Verhältnisses über dem Transversalimpuls p_t oder der reduzierten Rapidität $y°$ hat dieses Modell Schwierigkeiten, die experimentellen CDC-Daten zu beschreiben. Zum anderen wurde auf dem Kaonen-Workshop in Rossendorf [Gro98] gezeigt, daß die einzelnen theoretischen Gruppen auch untereinander voneinander abweichen. So kann, wie bereits gezeigt wurde, das Ergebnis dieser Arbeit durch das Modell von G. Q. Li beschrieben werden, nicht aber durch das Modell von W. Cassing. Ferner gibt es, wie noch gezeigt wird, bereits beim Vergleich der Vorhersagen des Squeeze-Out-Signals der Protonen erhebliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Transportmodellen.

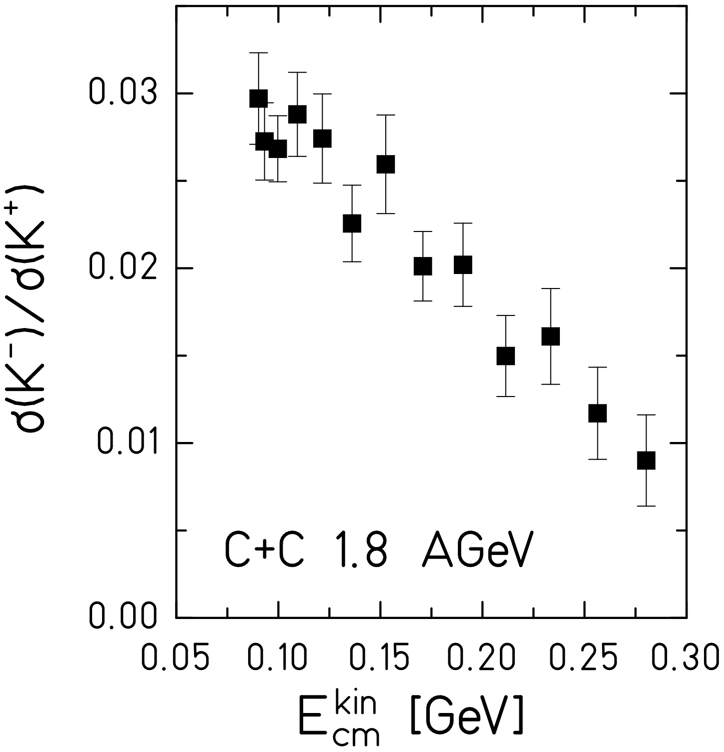


Abb. 4.38: Verhältnis der absoluten Wirkungsquerschnitte von K^- und K^+ über der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem E^{kin}_{cm} bei ^{12}C + ^{12}C @ 1.8 A·GeV. Das Bild stammt aus einer Veröffentlichung der KaoS-Kollaboration [Lau99].

Neuste Ergebnisse der KaoS-Kollaboration [Lau99] sprechen ebenfalls für die Veränderung der (Anti-) Kaonenmasse im nuklearen Medium. Es wurden die invarianten Wirkungsquerschnitte der (Anti-) Kaonproduktion in ^{12}C + ^{12}C-Kollisionen bei Projektilenergien von 0.8 bis 2.0 A·GeV gemessen. Bei der Einschußenergie von 1.8 A·GeV konnten insgesamt 17000 K^+- und 2000 K^--Mesonen identifiziert werden. Es zeigte sich eine steile Abnahme des K^-/K^+-Verhältnisses mit Zunahme der kinetischen Energie der K-Mesonen. Dieses Verhalten läßt sich durch die Verringerung der Antikaonenmasse erklären, wodurch die Reabsorption der Antikaonen bei kleinen Impulsen (über die Reaktion $K^-N \rightarrow Y\pi$) überkompensiert wird. RBUU-Rechnungen sagen bei eingeschaltetem In-Medium-Potential eine Zunahme der Antikaonenproduktion bei kleinen Impulsen um den Faktor Fünf voraus.

4.9 Flußanalyse

4.9.1 Reaktionsebene

Grundlage für die Untersuchungen kollektiver Flußeffekte in Schwerionenreaktionen ist die Kenntnis der Reaktionsebene. Diese muß ereignisweise aus den Daten extrahiert werden. Dazu wurde die *Transversalimpulsmethode* nach Danielewicz [Dan85] benutzt. Es werden hierbei die Transversalimpulse aller nachgewiesener Teilchen komponentenweise aufaddiert:

$$\vec{Q} = \sum_{\nu=1}^{N_C} \omega_\nu \vec{p}_{t,\nu} \,. \tag{4.40}$$

Teilchen, die aus dem Feuerball kommen, besitzen keine Erinnerung an die Reaktionsebene und verschlechtern so die Auflösung. Sie werden von der Reaktionsebenenbestimmung ausgenommen, indem man den Wichtungsfaktor ω_ν in einem Intervall $\pm\,\delta$ um Midrapidität auf Null setzt. Ferner wird für Teilchen in der hinteren Hemisphäre ω_ν auf -1 und für Teilchen aus der vorderen Hemisphäre ω_ν auf $+1$ gesetzt, da sonst infolge der Impulserhaltung und bei voller Akzeptanz $\vec{Q}$ immer Null ergeben würde.

$$\omega_\nu = \begin{cases} +1 & \text{für} \quad y^\circ \quad > \delta \\ 0 & \text{für} \quad |y^\circ| \quad \leq \delta \\ -1 & \text{für} \quad y^\circ \quad < \delta \end{cases} \tag{4.41}$$

Um die experimentelle Reaktionsebenenauflösung zu bestimmen, wird gemäß der *Subevent-Methode* das Ereignis willkürlich in zwei gleichgroße Teilmengen unterteilt. In diesen Teilmengen werden die Reaktionsebenen Φ_1 und Φ_2 getrennt voneinander berechnet. Die Reaktionsebenenauflösung $\Delta\Phi_R$ ergibt sich aus der Beziehung

$$\Delta\Phi_R = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2} \,. \tag{4.42}$$

Der Faktor 2 berücksichtigt, daß zum einen durch die Halbierung der Statistik und zum anderen durch die Verteilung von einer auf zwei Variablen, sich die Auflösung um jeweils einen Faktor $\sqrt{2}$ verringert.

Eine weitere Rolle spielen *Autokorrelationseffekte*. Diese treten immer dann auf, wenn man ein Teilchen in die Reaktionsebene Φ_R rotiert, zu der es bei der Berechung selbst beigetragen hat. Es wird daher für jedes Teilchen eines Ereignisses seine individuelle Reaktionebene bestimmt, bei deren Berechnung es selbst ausgeschlossen bleibt. Tabelle 4.8 zeigt die mit der äußeren Plastikwand erreichte Reaktionsebenenauflösung pro Ereignisklasse PM1 bis PM5 bei unterschiedlichen Schnitten um Midrapidität. Generell nimmt die Auflösung ab, zum einen mit Zunahme der Zentralität, da bei zentralen Ereignissen die Reaktionsebene nicht mehr definiert ist, und zum anderen mit Abnahme der Teilchenmultiplizität, was zu größeren Fluktuationen führt. Bei semizentralen Stößen wird foglich

δ	PM1	PM2	PM3	PM4	PM5
0.1	40.1°	37.6°	34.4°	34.3°	35.4°
0.2	39.5°	36.9°	33.6°	34.0°	35.1°
0.3	**39.6**°	**36.5**°	**33.2**°	**33.7**°	**35.3**°
0.4	39.4°	37.1°	34.2°	33.9°	35.2°
0.5	40.0°	36.9°	34.3°	34.4°	35.7°

Tab. 4.8: Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung $\Delta\Phi_R$ für verschiedene Ausschußparameter δ. Es wurden ausschließlich Daten der äußeren Plastikwand verwendet. Für $\delta = 0.3$ ist die Reaktionsebenenbestimmung am besten.

der beste Wert erreicht. Bezüglich des Ausschußparameters δ wurden mit $\delta = 0.3$ die besten Auflösungen erreicht. In der weiteren Auswertung wurde daher dieser Wert gewählt. In Tab. 4.9 ist $\Delta\Phi_R$ bei verschiedenen Ereignisklassen und Detektorkombinationen dargestellt. Die höchste Genauigkeit erreicht man bei einer Kombination aller Subsysteme CDC, PLA und ZDD. Wegen Problemen mit dem Nullgraddetektor würde aber durch dessen Hinzunahme die isotrope Verteilung der Reaktionsebene im Raum gestört. Für die Analyse der Flußeffekte wurden dementsprechend nur die CDC und die Plastikwand zur Bestimmung der Reaktionsebene verwendet.

	PM1	PM2	PM3	PM4	PM5
PLA	41.0°	36.1°	32.6°	32.5°	33.4°
PLA + ZDD	41.0°	36.0°	31.8°	31.0°	33.0°
PLA + CDC	37.8°	32.8°	28.3°	29.3°	32.5°

Tab. 4.9: Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung $\Delta\Phi_R$ für Kombinationen aus verschiedenen Subdetektorsysteme von *FOPI*. PLA steht für die äußere Plastikwand, ZDD für den Nullgraddetektor und CDC für die zentrale Driftkammer.

4.9.2 Squeeze-Out

Das natürliche Koordinatensystem für die Squeeze-Out-Analyse wird aufgespannt durch die drei Eigenvektoren des Flußellipsoids $\vec{e}_1, \vec{e}_2$ und $\vec{e}_3$. Die Ebene, die durch den Vektor $\vec{e}_3$ und der Strahlachse definiert wird, nennt man die Reaktionsebene. Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsebene wurde bereits im vorangegangenen Kapitel behandelt. Da bei der Analyse einer azimutalen Verteilung diese nur bezüglich der Reaktionsebene relevant ist, wird jedes Ereignis in eine einheitliche Reaktionsebene gedreht und der Azimutalwinkel von $\vec{e}_3$ auf 0° gesetzt. Durch die zwei verbleibenden Eulerwinkel ϕ und $\theta_{\mathrm{Fluß}}$ (siehe Abb. 4.39) wird die räumliche Orientierung des Flußellipsoids festgelegt.

Für die Analyse des Squeeze-Out-Signals ist daher die Drehung des Ereignisses in der Reaktionsebene um den Flußwinkel $\theta_{\mathrm{Fluß}}$ notwendig. Der Flußwinkel

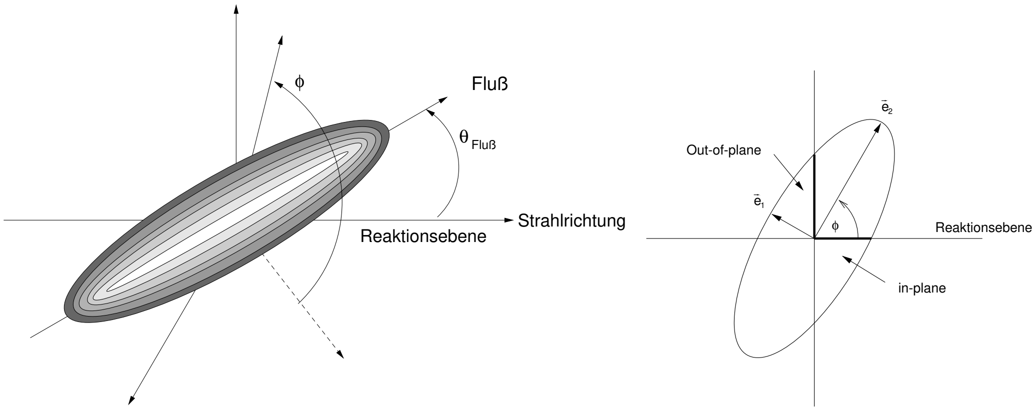


Abb. 4.39: Perspektivische Darstellung des Flußellipsoids im Raum (links) und Projektion des Ellipsoids auf die Ebene senkrecht zur Hauptflußrichtung (rechts), nach H. Gutbrod [Gut90].

wird für gewöhnlich anhand des skalierten Flußparameters F_S° bestimmt

$$\theta_{\mathrm{Flu}\imath} = \arctan(F_S^\circ)\,, \qquad (4.43)$$

wobei $F_S^\circ = F_S/p_p^{c.m.}$ und $p_p^{c.m.}$ der Projektilimpuls pro Nukleon im Schwerpunktsystem der Schwerionenreaktion sind. F ergibt sich aus der Steigung der Kurve des gemittelten, gerichteten Transversalimpulses $\langle p_x \rangle$ über der Rapidität y um Midrapidität. F_S wird außerdem nach den Projektil- und Targetmassen A_P und A_T skaliert, entprechend der von der EOS-Kollaboration eingeführten Vorschrift [Cha97]:

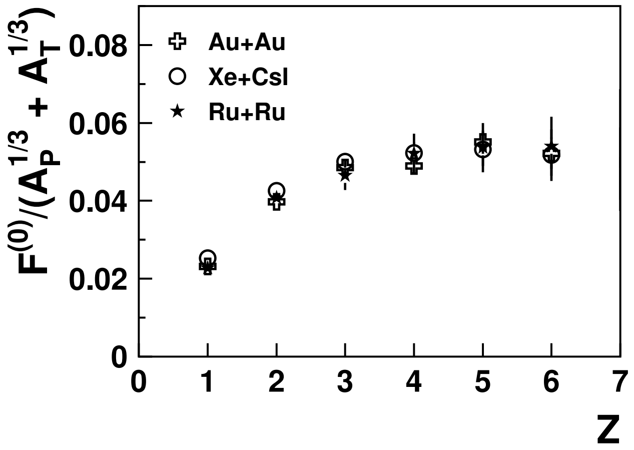


Abb. 4.40: Abhängigkeit des skalierten Flußparameters von der Fragmentladung Z bei unterschiedlichen Systemen [Ram98]. Die Projektilenergie war stets 400A·MeV.

$$F_S = F/(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) \quad \text{mit} \quad F = \frac{1}{A}\,\frac{d\langle p_x\rangle}{dY}\bigg|_{Y=Y_{c.m.}}\,. \qquad (4.44)$$

Durch die Skalierung können die Flußparameter unterschiedlicher Systeme direkt miteinander verglichen werden. In symmetrischen Systemen hat diese Kurve eine S-förmige Gestalt. Der gerichtete Transversalimpuls p_x wird durch die

Projektion des Transveralimpulses in Richtung der Reaktionsebene $\vec{Q}$ bestimmt. In Abb. 4.40 ist die Abhängigkeit des skalierten Flußparameters F_S° von der Fragmentladung Z bei unterschiedlichen Systemen dargestellt. Mit zunehmenden Z geht der Flußparameter in eine Sättigung über. Dies wird erklärt durch den Einfluß von starken, thermischen Fluktuationen, die sich bei den leichten Teilchen $(Z = 1, 2)$ infolge ihres kleineren Impulses stärker bemerkbar machen als für die intermediären Massenfragmente. Dadurch bedingt wird F_S° für leichte Teilchen signifikant kleiner als $\tan(\theta_{Flu\imath})$.

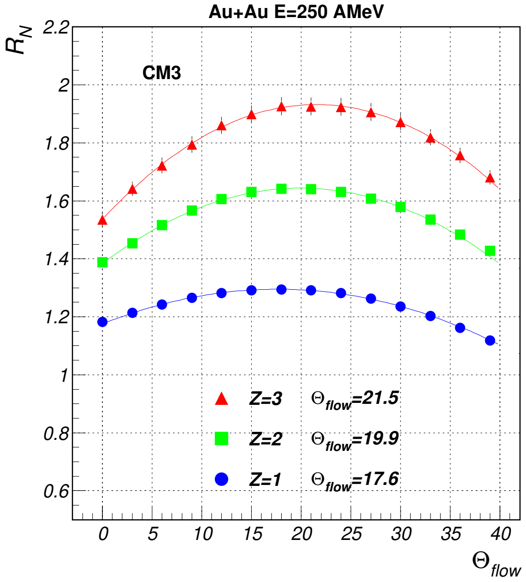


Abb. 4.41: Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals R_N vom Winkel „θ_{flow}“, um den die Ereignisse in der Reaktionsebene gedreht wurden, für unterschiedliche Fragmentladungen Z (aus [And98]). Die Definition von R_N folgt auf dieser Seite.

In einem neuen Verfahren zur Bestimmung des Flußwinkels wird das Squeeze-Out-Verhältnis bei verschiedenen Teilchen- und Ereignisklassen in Abhängigkeit vom Rotationswinkel „θ_{Flow}“ bestimmt. Der Flußwinkel ergibt sich aus dem Maximum der Kurve. In Abb. 4.41 ist das Ergebnis dieser Untersuchungen mit dem System ^{197}Au + ^{197}Au @ 250 A·MeV dargestellt. Es wurde die Zentralitätsklasse CM3, die den Stoßparameterbereich zwischen 4 - 6 fm abdeckt, selektiert. Dem Bild kann man entnehmen, daß die Kurven mit zunehmender Masse steiler werden, und damit der wahre Flußwinkel anhand des Maximums mit einer höheren Genauigkeit bestimmt werden kann. Wiederum nimmt der scheinbare Flußwinkel mit der Fragmentmasse zu.

Der Anteil an intermediären Massenfragmenten ist bei hohen Einschußenergien sehr gering. So beträgt bereits der Anteil an zweifach geladenen Teilchen im Akzeptanzbereich der Helitron/Plastikwand-Kombination im System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV bereits nur noch 4.0%. Der Schwerpunkt der Statistik geladener Teilchen liegt bei den Protonen. Mit ihnen läßt sich aber der Flußwinkel nicht mehr mit einer ausreichenden Genauigkeit rekonstruieren, da, wie man in

Abb. 4.41 sehen kann, bereits bei einfach geladenen Teilchen, die die schwereren Deuteronen und Tritonen miteinschließen, nur eine schwache Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals mit dem Flußwinkel zu beobachten ist. Es wurde daher bei der folgenden Analyse der azimutalen Verteilungen zur Bestimmung der Squeeze-Out-Verhältnisse auf die ereignisweise Drehung um den Flußwinkel verzichtet.

Das Squeeze-Out-Verhältnis R_N wird quantifiziert durch das Verhältnis der Teilchenmultiplizitäten der senkrecht zur Reaktionsebene emittierten Teilchen zu den parallel zur Reaktionsebene emittierten Teilchen:

$$R_N = \frac{N(\Phi = 90°) + N(\Phi = 270°)}{N(\Phi = 0°) + N(\Phi = 180°)} . \tag{4.45}$$

Die Winkel 0° bzw. 180° entsprechen den Positionen des Targets (Rückwärtshemisphäre) und des Projektils (Vorwärtshemisphäre) in der Reaktionsebene, während die Winkel 90° und 270° in die Richtung senkrecht zur Reaktionsebene zeigen. Ein Wert $R_N > 1$ weist auf einen bevorzugten Fluß senkrecht zur Reaktionsebene, dagegen deutet $R_N < 1$ auf eine bevorzugte Emission in der Reaktionsebene hin. Eine azimutale Verteilung $dN/d\Phi$ kann durch eine Fourierreihe entwickelt werden:

$$\frac{dN}{d\Phi} = a_0 \left(1 + a_1 \cos\Phi + a_2 \cos 2\Phi\right) . \tag{4.46}$$

Den einzelnen Komponenten kommen folgende physikalische Interpretationen zu:

a_0: Normalisierungkonstante

a_1: gerichtete Transversalflußkomponente.

a_2: Elliptische Flußkomponente.

Das Squeeze-Out-Verhältnis R_N kann durch die Quadrupolkomponente a_2 definiert werden:

$$R_N = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} . \tag{4.47}$$

Fluktuationen bei der Reaktionsebenenbestimmung führen zu einer Verschmierung der azimutalen Verteilung und so zu einem Auswaschen des Anisotropiesignals. Es wird daher die Quadrupolkomponente um die Reaktionsebenenauflösung korrigiert. Der korrigierte Wert a_2 lautet

$$a_2 = \frac{a_2'}{\overline{\overline{\cos(2\Delta\Phi_R)}}} , \tag{4.48}$$

wobei a_2' die gemessene Größe und $\Delta\Phi$ die experimentell ermittelte Reaktionsebenenauflösung sind. Entsprechend ergibt sich für die Komponente a_1:

$$a_1 = \frac{a_1'}{\overline{\overline{\cos(\Delta\Phi_R)}}} . \tag{4.49}$$

	PM1	PM2	PM3	PM4	PM5	ER5	ER5D1
$\overline{\Delta\Phi_R}$	37.8°	32.8°	28.3°	29.3°	32.5°	34.1°	43.4°
$\overline{\cos(\Delta\Phi_R)}$	0.74	0.78	0.85	0.88	0.88	0.85	0.83
$\overline{\cos(2\Delta\Phi_R)}$	0.69	0.73	0.77	0.76	0.75	0.73	0.65

Tab. 4.10: Die unter Verwendung der Subeventmethode bestimmte Reaktionsebenenauflösung $\overline{\Delta\Phi_R}$ und die daraus ermittelten Korrekturfaktoren $\overline{\cos(\Delta\Phi_R)}$ bzw. $\overline{\cos(2\Delta\Phi_R)}$ für verschiedene Ereignisklassen.

In Tab. 4.10 sind die verwendeten Werte dargestellt.

Der absolute Fehler des Squeeze-Out-Verhältnisses dR_N wird zusammengesetzt aus dem Produkt des totalen Differentials von R_N mit dem $\sqrt{\chi^2}$ der Anpassung der Fourierreihe an die gemessene, azimtulale Verteilung

$$dR_N = \left|\frac{\partial R_N}{\partial a_2}\right| \cdot da_2 \cdot \sqrt{\chi^2} = \left|\frac{2}{(1+a_2)^2}\right| \cdot da_2 \cdot \sqrt{\chi^2}\,. \tag{4.50}$$

Zur Anpassung wurde das Programmpaket MINUIT verwendet, das im Programm PAW [Paw93] integriert ist. Es wurde stets die χ^2-Methode angewandt.

Es sei angemerkt, daß bei Schneiden auf die, bei der Definition der Größen zur Zentralitätsbestimmung (Kap. 4.1) genannte, Direktivtät D zu beachten ist, daß man mit ihr direkt die azimutalen Verteilungen beeinflußt. Es wurde deswegen in der folgenden Analyse die Direktivität nicht zur Einschränkung des Stoßparameterbereichs verwendet.

4.9.3 Baryonen

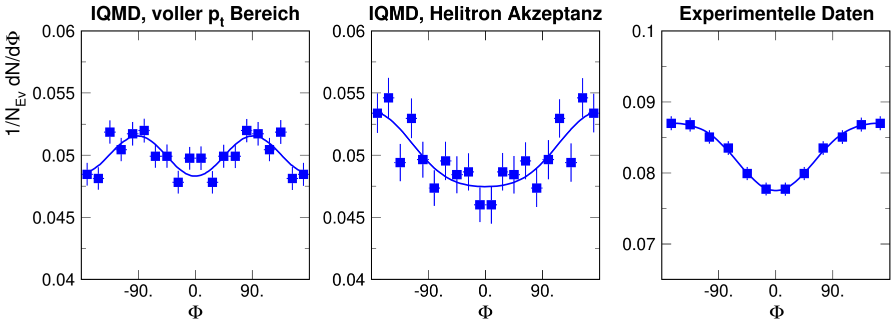


Abb. 4.42: Das linke Bild zeigt die symmetrisierte, azimutale Verteilung $dN/d\Phi$ von Protonen um Midrapidität, die mit Hilfe von IQMD für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV bei einer harten Zustandsgleichung ($\kappa = 380\,\mathrm{MeV}$) und impulsabhängigen Wechselwirkungen gerechnet wurde. Das rechte Bild zeigt die gemessene, azimutale Verteilung der Protonen um Midrapidität.

Um Midrapidität, d. h. in einem Bereich um $y^\circ = 0$, verschwindet der Transversalfluß und man mißt ausschließlich den elliptischen Fluß. In den azimutalen Verteilungen zeigt sich dies an einer Überhöhung bei ±90°. Dieses Squeeze-Out-Signal ist desto ausgeprägter, je größer der tranversale Impuls p_t ist [Bas97, Bri96, Lei93a]. Das linke Bild in Abb. 4.42 zeigt den Protonen-Squeeze-Out aus IQMD-Modellrechnungen. Durch die geometrische Akzeptanz der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination werden zum einen die großen Transversalimpulse abgeschnitten, zum anderen schneidet man asymmetrisch in das Flußellipsoid. Dies wird in Abb. 4.43 schematisch dargestellt. Es kommt dadurch zu einer Verzerrung der azimutalen Verteilungen. Das mittlere Bild in Abb. 4.42 zeigt dies anhand der IQMD-Rechnungen. Im rechten Bild ist die gemessene azimutale Verteilung für Protonen dargestellt. Sie zeigt den gleichen Verlauf wie die gerechnete Verteilung. Der Problematik durch die geometrische Akzeptanz könnte wie folgt entgegengewirkt werden:

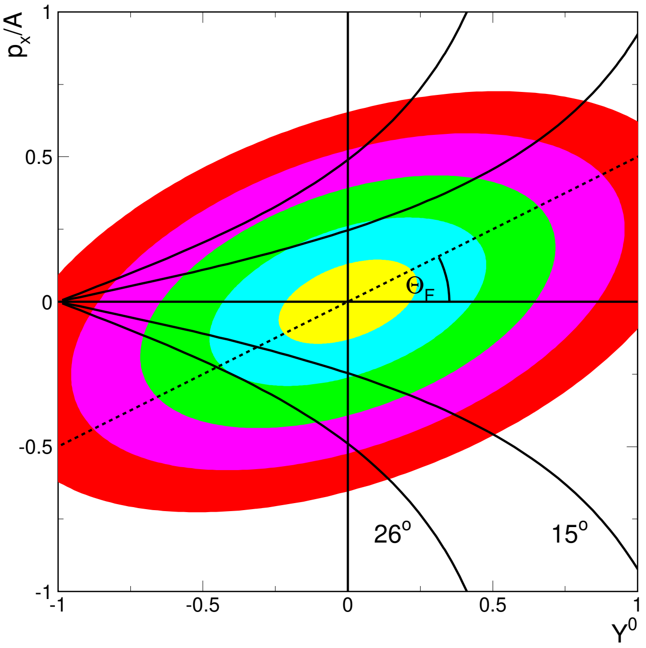


Abb. 4.43: Graphik zur beschränkten Akzeptanz der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination. Gezeigt wird das, über p_y integrierte, Flußellipsoid in der p_x-$y°$-Ebene, das um den Flußwinkel Θ_F aus der Strahlrichtung herausgedreht ist. Die verschiedenen Graustufen sollen die Teilchenintensitäten darstellen.

1. Die geometrische Akzeptanz der CDC reicht für Protonen bis zu Midrapidität. Man kann damit durch Analyse der beiden Driftkammern für kleine als auch große p_t zusammen die azimutale Verteilung der Protonen studieren. Allerdings verbleibt eine Akzeptanzlücke, die durch Interpolation überbrückt werden müßte.

2. Durch zusätzliche Bedingungen auf den Transversalimpuls p_t könnte ein Phasenraumbereich selektiert werden, der nicht von der geometrischen Akzeptanz beschnitten wäre. Damit würde die verbleibende Statistik stark ein-

> geschränkt, was aber für Protonen bei der Gesamtstatistik nicht ins Gewicht fallen würde. Bei den K^+-Mesonen ist dieses Verfahren auf Grund der geringen Statistik nicht möglich.

Da der Schwerpunkt der Analyse aber auf den geladenen K-Mesonen liegt, wurde anhand der Protonen lediglich untersucht, wieweit das Flußverhalten der Baryonen mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination nachvollzogen werden kann. Es wurde dazu das Ergebnis einer Flußanalyse anhand von IQMD-Rechnungen mit den experimentellen Befund verglichen. Abb. 4.44 zeigt das Ergebnis für die drei Zentralitätsbereiche PM3, PM4 und PM5, die durch die Plastikwandmultiplizität PMUL selektiert wurde[8]. Es sind darin die extrahierten Flußpa-

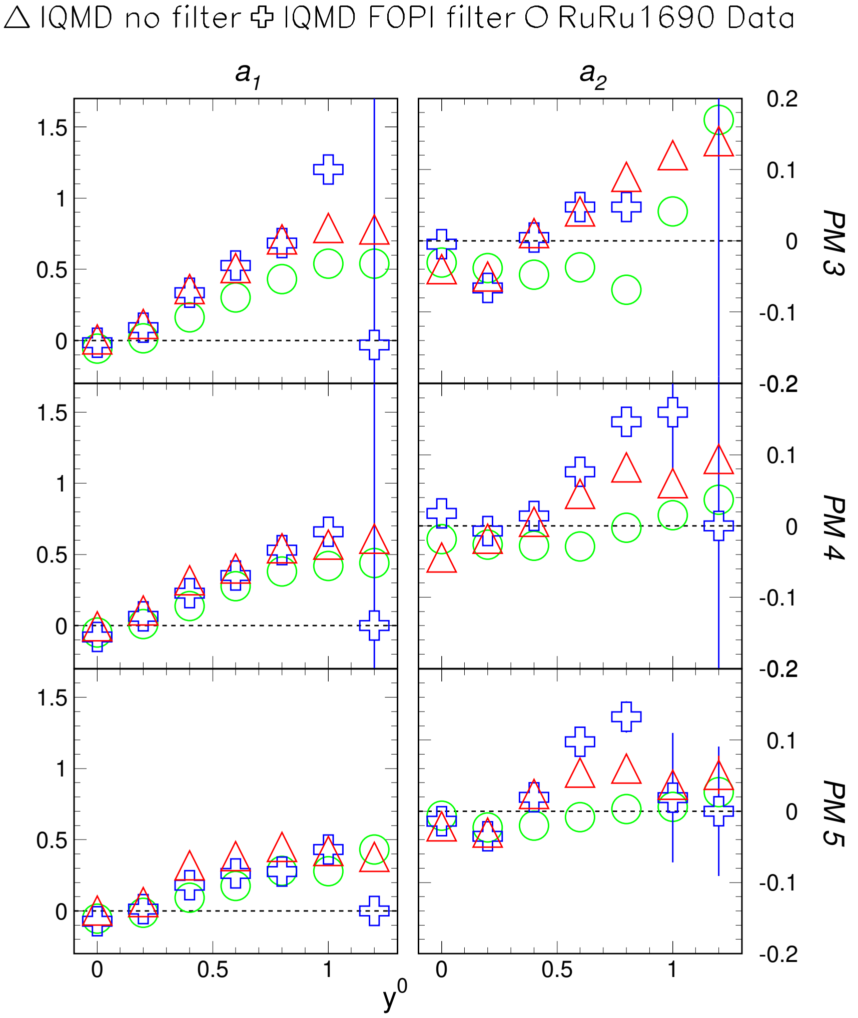


Abb. 4.44: Extrahierte Flußparameter a_1 und a_2 für Protonen in Abhängigkeit von der reduzierten Rapidität y° und der Ereignisklasse PM3 - PM5. Die auf die Unsicherheit der Reaktionsebenenbestimmung korrigierten Parameter sind für das ungefilterte IQMD-Modell (Dreiecke), dem akzeptanzgefilterten IQMD-Modell (Kreuze) und der Messung mit der Helitron/Plastikwand-Kombination (Kreise) gegenübergestellt.

---

[8] Die dazugehörigen Stoßparameterbereiche findet man in Tab. 4.3 auf Seite 52.

rameter a_1 und a_2 in Abhängigkeit von der reduzierten Rapidität y° dargestellt. Die y°-Achse wurde in Bins der Breite 0.2 eingeteilt. Die Flußparameter a_1, a_2 wurden entsprechend der Reaktionsebenenauflösung korrigiert.

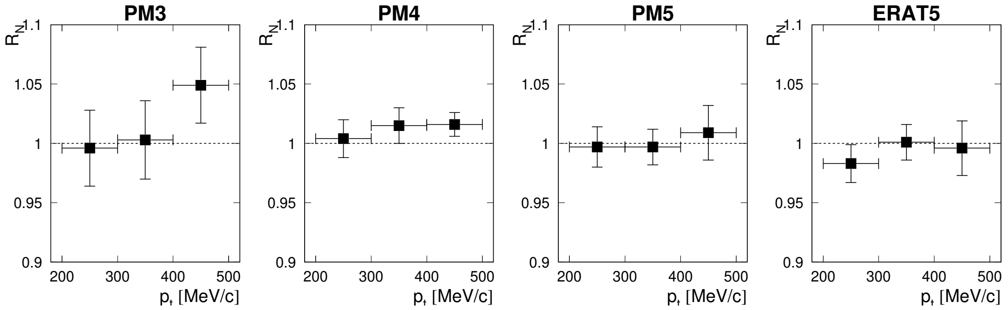


Abb. 4.45: Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals ($|y^\circ| < 0.1$) der Protonen vom transversalen Impuls p_t für verschiedene Ereignisklassen. Der Stoßparameter b nimmt dabei von links nach rechts ab.

Zum einen entnimmt man der Abbildung, daß durch die eingeschränkte, geometrische Akzeptanz der generelle Trend der a_1 Komponente nicht gestört wird. Das sieht man durch das akzeptanzgefilterte und ungefilterte Flußverhalten des IQMD-Modells. Beim Vergleich der Ergebnisses des IQMD-Modelles mit den experimentellen Daten erkennt man ferner, daß die Daten immer kleinere Werte für a_1 ergeben. Daraus könnte man folgern, daß die in der IQMD-Simulation gewählte Zustandsgleichung mit $\kappa = 380\,\text{MeV}$ zu hart gewählt wurde.

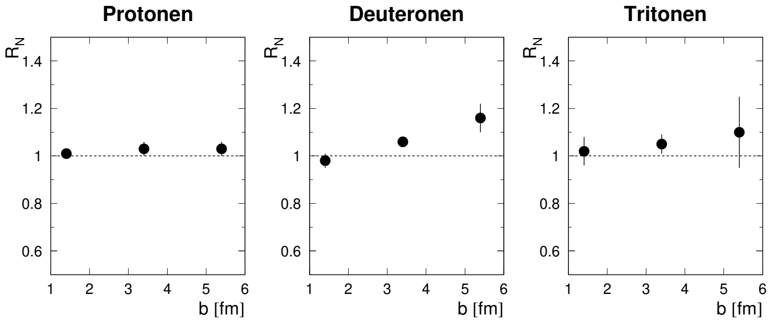


Abb. 4.46: Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals ($|y^\circ| < 0.1$) vom Stoßparameter für die drei Wasserstoffisotope.

Brill und andere (KaoS-Kollaboration) [Bri96] haben am System ^{209}Bi + ^{209}Bi die Emission senkrecht zur Reaktionsebene von Protonen und anderen leichten Fragmenten bei Einschußenergien von 400, 700 und 1000 A·MeV untersucht. Das von ihnen verwendete Magnet-Spektrometer erlaubt es, Teilchen über einen großen Bereich im Transversalimpuls[9] zu messen. Bei kleinen Transversalimpulsen um Midrapidität beobachten sie eine nahezu isotrope Emission von Protonen. Bei größeren Transversalimpulsen ändert sich dies: Man sieht eine Zunahme des Squeeze-Out-Signals mit p_t. Die stärkste Zunahme von R_N mit p_t wird bei peripheren Stößen beobachtet. Für kleinere Stoßparameter nimmt auch R_N wieder

---

[9] Für Protonen liegt der zugängliche Bereich bei 0.2 GeV/c $< p_t <$ 1.1 GeV/c.

ab.

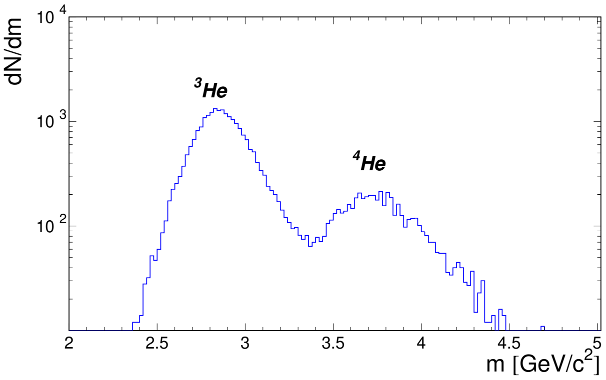


Abb. 4.47: Massenspektrum für zweifach positiv geladene Teilchen, die in der Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV erzeugt wurden.

Abb. 4.45 zeigt um Midrapidität ($|y^{\circ}| < 0.1$) die Abhängigkeit des Parameters R_N von p_t. Das System ist ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV bei semizentralen (PM3) bis zu zentralen Stößen (ERAT5). Wie in [Bri96], so nimmt auch hier R_N mit dem Transversalimpuls und dem Stoßparameter zu. Diese geringfügige Zunahme ist aber nicht signifikant. Im Rahmen der statistischen Fehler ist R_N mit einem konstanten Wert 1 über p_t vereinbar. Für periphäre Reaktionen (Multiplizitätsklassen PM1-PM2) kann wegen der geringen Statistik keine Aussagen gemacht werden.

Das Squeeze-Out-Signal R_N hängt aber nicht nur vom Stoßparameter, sondern auch von der Teilchenmasse ab. Dies liegt an elastischen Streuprozessen, denen die Teilchen unterliegen. Die meisten Größen, die kollektive Flußeigenschaften beschreiben, so auch R_N, nehmen betragsmäßig zu bei einer Vergrößerung der Teilchenmasse. Die Protonen zeigen unter den Baryonen demzufolge das kleinste Signal. In Abb. 4.46 ist R_N für die drei Wassestoffisotope in Abhängigkeit vom Stoßparameter b aufgetragen. Bei zentralen Stößen ist R_N im Rahmen der Fehler

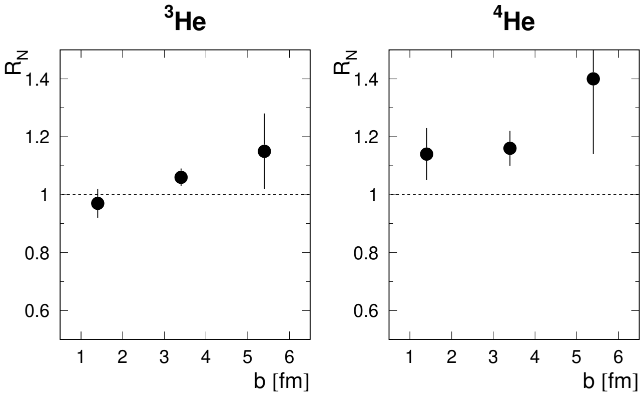


Abb. 4.48: Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals ($|y^{\circ}| < 0.1$) von ^{3}He- und ^{4}He-Teilchen vom Stoßparameter b.

eins, da bei zentralen Stößen eine Reaktionsebene nicht mehr definiert werden kann. Deuteronen, die ungefähr die doppelte Masse der Protonen haben, zeigen ein eindeutiges Squeeze-Out-Signal. Ähnliche Resultate liefern die Tritonen, jedoch sind hier, infolge der schlechteren Statistik, die Fehler zu groß, um zu einer eindeutigen Aussage zu kommen. Es wurde daher auch das Squeeze-Out-Signal zweifach positiv geladener Teilchen untersucht. Mit der Helitron/Plastikwand-Kombination lassen sich die Heliumisotope ^{3}He und ^{4}He voneinander trennen. Abb. 4.47 zeigt das entsprechende Massenspektrum. Das Verhältnis von ^{3}He- zu ^{4}He-Teilchen im untersuchten Phasenraum beträgt (4.3 ± 0.1). In die Berechnung des Fehlers ging lediglich die Zählraten ein. Abb. 4.48 zeigt das Squeeze-Out-Signal der Heliumisotope in Abhängigkeit vom geometrischen Stoßparameter. Um die Kontamination durch das jeweils andere Isotop zu verringern, wurden für diese Analyse nur Teilchen bis zu einer Abweichung von 200 MeV/c^{2} vom jeweiligen Maximalwert im Massenspektrum selektiert. Eine weitere Zunahme von R_N mit der Masse ist zu verzeichnen.

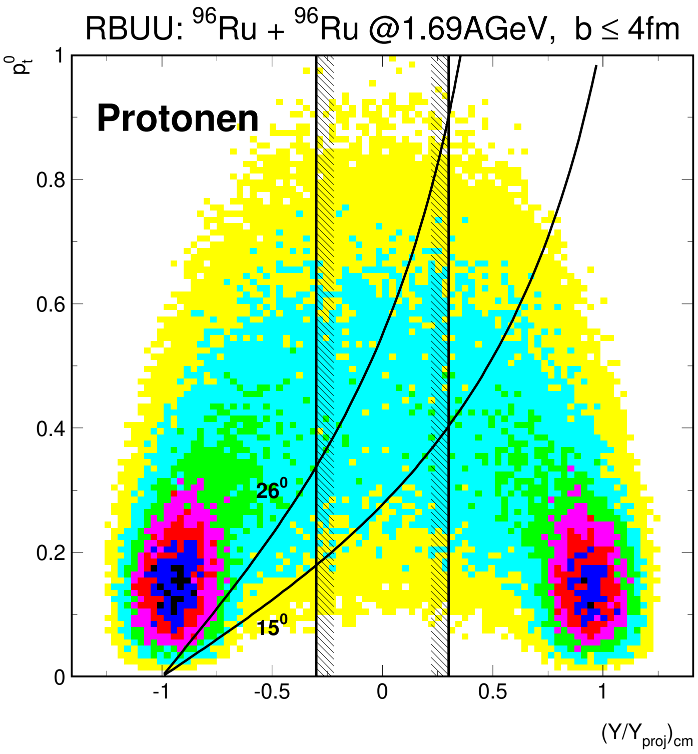


Abb. 4.49: Mit RBUU simulierte Phasenraumverteilung von Protonen $d^2N/dp_t dy$ mit den geometrischen Begrenzungen der Helitron/Plastikwand-Kombination. Die gestrichelte Fläche deutet den zur Bestimmung von R_N verwendeten Bereich an ($|y^\circ| < 0.3$).

Diese experimentellen Befunde wurden nun mit den Ergebnissen von zwei Transportmodellen, mit denen die Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV simuliert wurde, verglichen. Die verwendeten Transportmodelle sind *IQMD* [Bas93a, Bas93b], das dem Autor als ausführbares Programm zur Verfügung stand, und *RBUU*, bei dem der *FOPI*-Kollaboration freundlicherweise die Ergebnisse für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV mit und ohne Medium-Modifikationen der

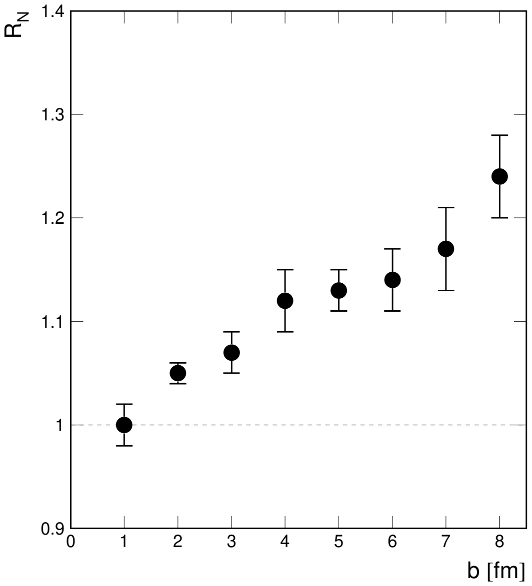


Abb. 4.50: Ungefilterte Stoßparameterabhängigkeit des Protonen-Squeeze-Outs ($|y^\circ| < 0.3$). Es wurden die Ergebnisse des IQMD-Modells verwendet.

Kaoneneigenschaften zugänglich gemacht wurden [Cas98]. Abb. 4.49 zeigt die mit RBUU simulierte Phasenraumverteilung der Protonen für den Stoßparameterbereich $b \leq 4.0\,\text{fm}$, was ungefähr dem mediumzentralen Trigger entspricht. Für die Berechnung des Squeeze-Out-Signals wurde entsprechend der experimentellen Vorgaben der Bereich $|y^\circ| \leq 0.3$ verwendet. Bei den akzeptanzgefilterten Daten wurden zusätzlich der Polarwinkelbereich zwischen 15° und 26° eingeschränkt. Mit den IQMD-Daten wurde in gleicher Weise verfahren. Abb. 4.50 zeigt die Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals vom Stoßparameter. Bei kleinen Stoßparametern ist der Protonen-Squeeze-Out nahezu Null, um dann mit b monoton anzusteigen. Dies entspricht auch dem experimentellen Befund. Im Vergleich zu den experimentellen Daten in Abb. 4.46 fällt aber auf, daß R_N im IQMD-Modell wesentlich größer ist. Dies ist die Folge des Akzeptanzschnittes, wodurch große Transversalimpulse nicht gemessen werden können. Aber wie man sich anhand von Abb. 4.51 leicht überzeugen kann, nimmt R_N mit p_t zu. Es kommt zu den in Abb. 4.42 dargestellten Verzerrungen.

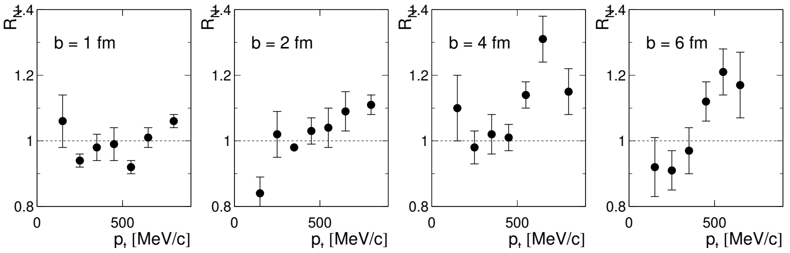


Abb. 4.51: p_t-Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals R_N ($|y^\circ| < 0.3$) von Protonen für verschiedene Stoßparameterbereiche unter Zuhilfenahme des IQMD-Modells.

Mit Hilfe der RBUU-Rechnungen wurden vier Datensätze für Protonen erzeugt: jeweils ein gefilterter und ein ungefilterter Datensatz mit und ohne Medium-Modifikationen von Kaoneneigenschaften in dichter Kernmaterie. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.52 gezeigt. Die obere Reihe zeigt das Squeeze-Out-Signal der ungefilterten Protonen in Abhängigkeit vom Stoßparameter. Der Verlauf ist im Rahmen des statistischen Fehlers ähnlich. Bei zentralen Stößen ist R_N Eins. Es folgt ein leichter Anstieg bis ungefähr 5 fm, um dann wieder abzunehmen. In der unteren Reihe wurde die Analyse auf die geometrische Akzeptanz der Helitron/Plastikwand-Kombination beschränkt. Wegen der schlechteren Statistik sind die Fehler und die Streuung der Werte größer. Sie zeigen aber wie erwartet im wesentlichen die gleiche p_t-Abhängigkeit wie die ungefilterten Daten. Jedoch ist dieses Verhalten ganz verschieden vom Ergebnis des IQMD-Modells. Dort sind die Werte für R_N größer und steigen monoton mit b an (vgl. Abb. 4.50). Außerdem zeigen die azimutalen Verteilungen aus dem RBUU-Modell mit dem Geometriefilter nicht die im Experiment beobachteten und durch das IQMD-Modell nachvollziehbaren Verzerrungen (siehe Abb. 4.42).

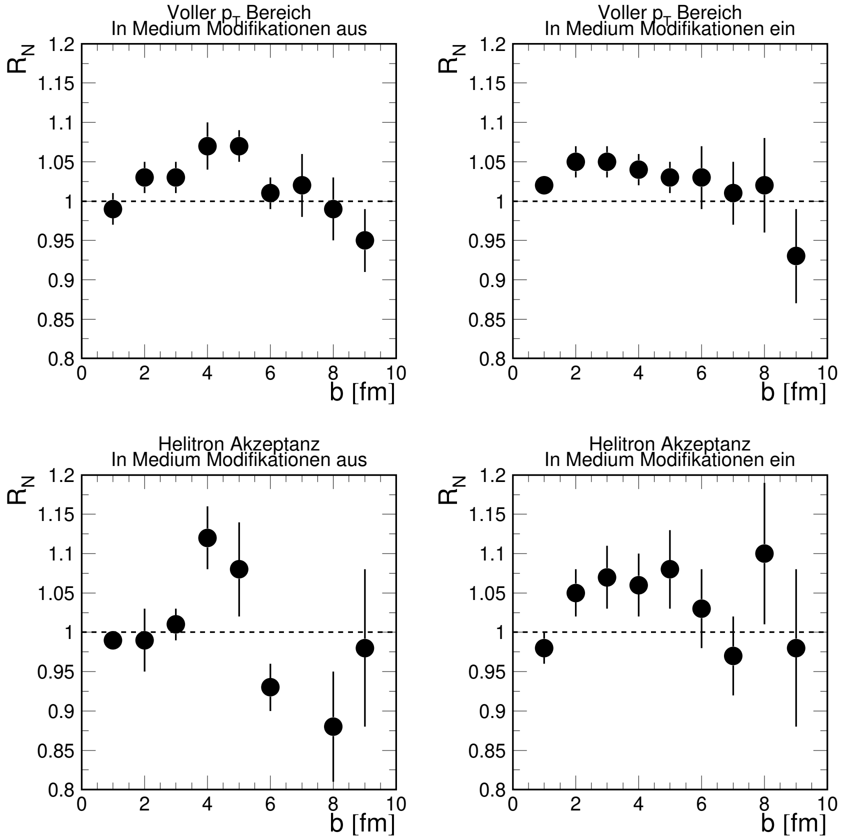


Abb. 4.52: Abhängigkeit des Squeeze-Out-Parameters R_N ($|y^\circ| < 0.3$) vom Stoßparameter für vier verschiedene, mit dem RBUU-Modell berechneten Datensätze.

4.9.4 Pionen

Das Flußverhalten der Pionen unterscheidet sich grundsätzlich von dem der Baryonen, da Pionen erst mit der Schwerionenreaktion im heißen Feuerball erzeugt werden, und neben der elastischen Streuung auch der Absorption in dichter Kernmaterie durch Nukleonen

$$\pi N \rightarrow \Delta \tag{4.51}$$

unterliegen. Da die Pionen im Feuerball gleichmäßig erzeugt werden, sind Asymmetrien in der azimutalen Verteilung auf Streuung, Absorption und, infolge der geringen Masse der Pionen, auch auf die Coulombkraft zurückzuführen. Eine weiter Rolle spielt hierbei der Zerfall der Δ-Resonanzen

$$\Delta \rightarrow N\pi\,. \tag{4.52}$$

Untersuchung von Brill (KaoS-Kollaboration)[Bri97] am System ^{209}Bi + ^{209}Bi bei 400, 700 und 1000 A·MeV haben gezeigt, daß der Pionenfluß für kleine Transversalimpulse bei symmetrischen Schwerionenreaktionen durch BUU- oder IQMD-Simulationen beschrieben werden kann. Für semizentrale Ereignisse sagt das BUU-Modell eine Sättigung des Squeeze-Out-Verhältnisses R_N bei Strahlenergien größer als 1.5 AGeV voraus. Dieses Verhalten sieht man jedoch nur bei relativ großen Transversalimpulsen.

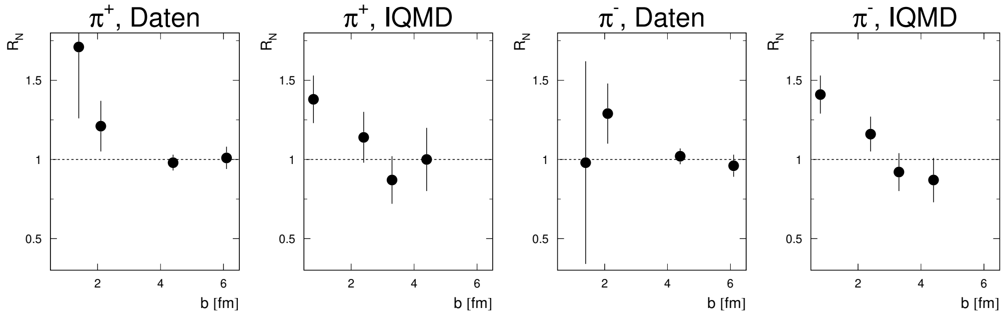


Abb. 4.53: In den vier Bildern ist jeweils R_N mit $|y^\circ| < 0.1$ gegen den geometrischen Stoßparameter b aufgetragen, und zwar für positiv und negativ geladene Pionen. In den ersten zwei Bildern sind die Ergebnisse für π^+-Mesonen aus der Messung ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV dem Befund aus dem IQMD-Modell gegenübergestellt, in den nächsten zwei die der π^--Mesonen.

Was man mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination beobachtet, ist eine Abnahme von R_N mit dem Stoßparameter b für negativ als auch positiv geladene Pionen. Abb. 4.53 stellt den gemessenen Werten von R_N jeweils den mit IQMD gerechneten für π^+ und π^- gegenüber. Innerhalb des statistischen Fehlers herrscht eine gute Übereinstimmung von Experiment und Theorie.

4.9.5 Kaonen

Modellvorhersagen

Die Frage, ob Kaonen in dichter Materie ein Medium-Potential erfahren oder nicht, kann nur durch den Vergleich eines experimentellen Befundes mit theoretischen Vorhersagen getroffen werden. Im Abschnitt 4.8 haben wir durch die Analyse des K^-/K^+-Verhältnisses bereits deutliche Hinweise bekommen. Hier wollen wir zunächst die Modellvorhersagen diskutieren und dann mit den experimentellen Resultaten vergleichen.

Ergebnisse von RBUU-Rechnungen von Wang und anderen [Wan98c] am System ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV sind in Abb. 4.54 dargestellt. Gezeigt wird die Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals von p_t bei semizentralen Stößen ($b = 6$ fm) für drei unterschiedliche Szenarien: Die Rauten zeigen den Verlauf von R_N ohne Kaon-Nukleon-Streuung und ohne Medium-Potential, die Vierecke den Verlauf mit eingeschalteter Kaon-Nukleon-Streuung aber weiterhin ausgeschaltetem Potential und die vollen Kreise das Ergebnis bei voller K^+-Dynamik. R_N ist in den ersten zwei Fällen kleiner oder gleich 1.0. Erst bei eingeschaltetem Medium-Potential nimmt R_N Werte größer als Eins an. Die numerischen Werte für R_N sind mit einem Spitzenwert von 1.7 sehr groß. Ein direktes Übertragen der Ergebnisse der Rechnungen von ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV auf die Verhältnisse

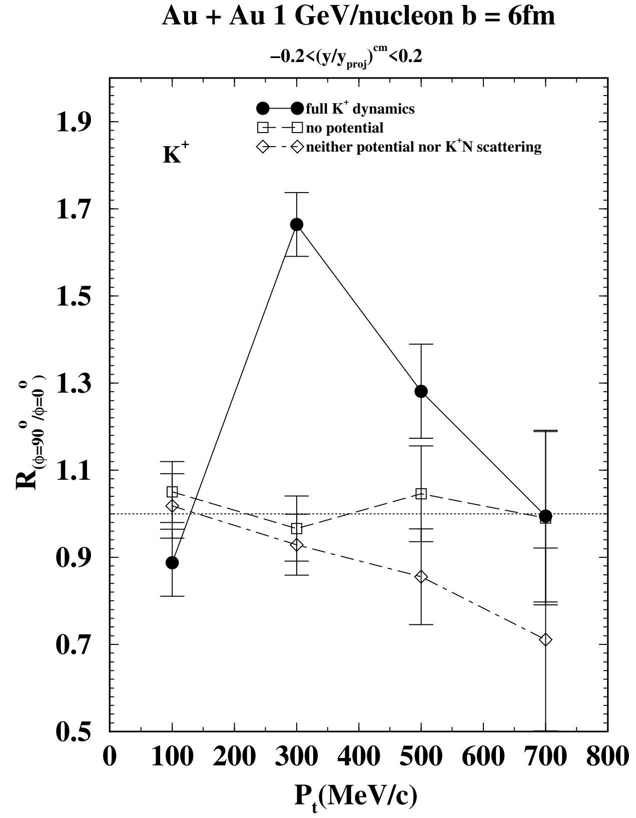


Abb. 4.54: Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals R_N vom transversalen Impuls p_t für Kaonen nach Rechnungen von Wang und anderen [Wan98c].

der Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV ist aber wegen der Komplexität von Schwerionenreaktionen nicht möglich.

Das bei den Protonen und Pionen eingesetzte IQMD-Programm liefert keine Kaonen, so daß es für die folgenden Untersuchungen nicht in Frage kommt. Wir greifen daher auf RBUU-Rechnungen zurück. Wie bereits in Kapitel 4.9.3 ausgeführt wurde, liegen die Ergebnisse von E. Bratkovskaya mit dem RBUU-Transportmodell für das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV der *FOPI*-Kollaboration als Datenfiles vor. Diese konnten damit direkt untersucht werden. In Abb. 4.55 ist die Phasenraumverteilung der Kaonen in der $p_t^\circ - y^\circ$-Ebene dargestellt. Gleichzeitig sind der mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination zugängliche Polarwinkelbereich von 15° bis 26° und der Impulsbereich von $p_{lab} = (320 - 590)$ MeV/c durch die weißen Linien dargestellt. Die schraffiert angedeutete Fläche markiert das für die Bestimmung des Squeeze-out-Signals selektierte Rapiditätsintervall $|y^\circ| \leq 0.3$.

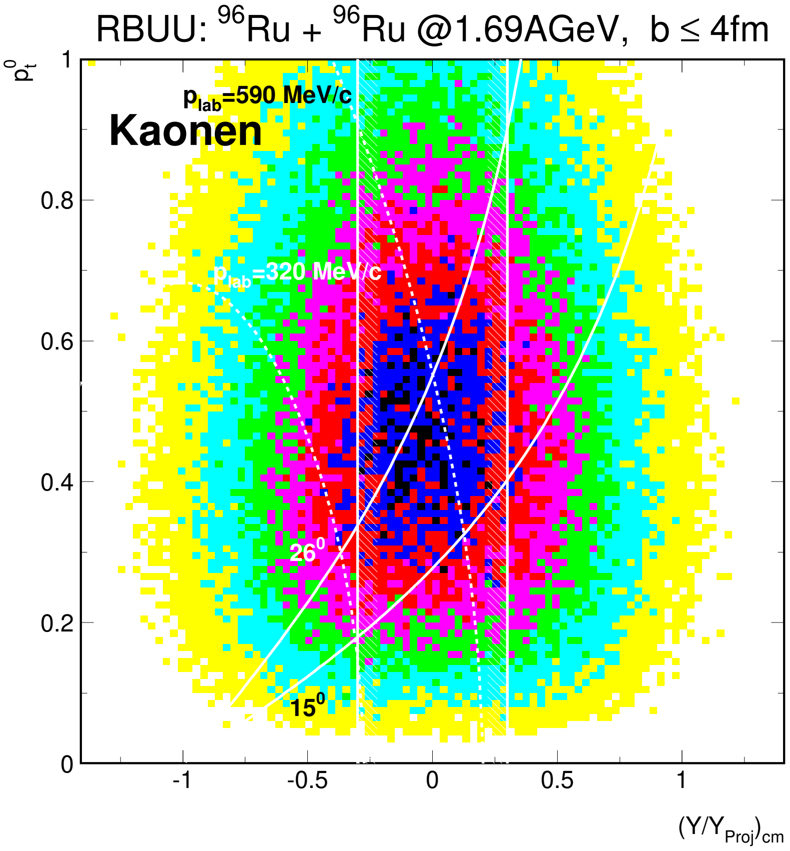


Abb. 4.55: Mit RBUU simulierte Phasenraumverteilung d^2N/dp_tdy (Ausbeuten) von Kaonen mit den Begrenzungen der Kaonenidentifikation mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination. Die gestrichelte Fläche deutet den zur Bestimmung von R_N verwendeten Rapiditätsbereich an ($|y^\circ| \leq 0.3$).

In Abb. 4.56 sind die Ergebnisse der Stoßparameterabhängigkeit des Squeeze-

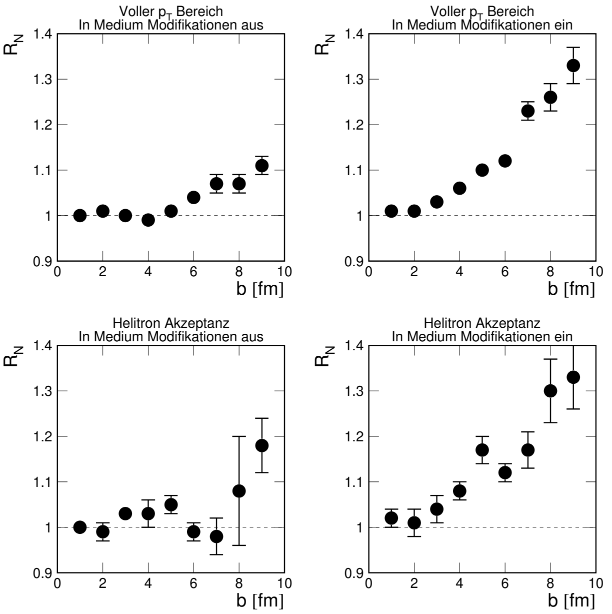


Abb. 4.56: Abhängigkeit des Kaonen-Squeeze-Outs ($|y^\circ| < 0.3$) vom Stoßparameter b mit ein- bzw. ausgeschalteten Medium-Modifikationen und mit bzw. ohne Akzeptanzfilter. Zur Analyse wurden die RBUU-Daten von E. Bratkovskaya verwendet.

Out-Signals der Kaonen für Rechnungen mit (rechts) und ohne (links) Medium-Modifikationen von Kaoneneigenschaften gezeigt. Die Ergebnisse ohne Akzeptanzfilter (oben) sind denen mit den Begrenzungen der Kaonenidentifikation (unten) gegenübergestellt. Man erkennt, daß in allen Fällen R_N monoton mit b zunimmt. Bei ausgeschaltetem Potential ist aber R_N bis 5 fm nahezu Eins; bei eingeschaltetem Potential beginnt der Anstieg früher, nämlich bei ungefähr 3 fm. Bei eingeschaltetem Akzeptanzfilter verringert sich die Statistik und damit vergrößern sich die Fehler. Glücklicherweise liegt man mit der Helitron/Plastikwand-Kombination, wie man sich leicht anhand von Abb. 4.55 überzeugen kann, noch in einem Bereich mit hoher Statistik. Es ist kein Zufall, daß die gefilterten Daten und die entsprechenden ungefilterten Ergebnisse nahezu gleich sind. Das liegt daran, daß für einen festen Stoßparameter fast keine p_t-Abhängigkeit beobachtet wird (s. unten). In dem Stoßparameterbereich, der experimentell zugänglich ist $(b_{geo} \leq 6\,\mathrm{fm})$, wäre eine Entscheidung für oder gegen die Existenz eines Medium-Potentials anhand der Stoßparameterabhängigkeit allein zu unsicher. Es wurde daher zusätzlich die Abhängigkeit der Größe R_N vom transversalen Impuls p_t anhand der RBUU-Datensätze näher untersucht. In Abb. 4.57 sind die Ergebnisse bei voller p_t-Akzeptanz jeweils mit aus- (obere Reihe) und eingeschaltetem Medium-Potential (untere Reihe) für ausgewählte Stoßparameter gegenübergestellt. Bei ausgeschalteten Medium-Modifikationen beträgt der azimutale Anisotropieparameter R_N innerhalb der statistischen Fehler, unabhängig vom Stoßparameter und vom transversalen Impuls p_t, ungefähr Eins. Bei eingeschaltetem Potential ändert sich dieses Verhalten: Bei Stoßparametern zwischen 2 und 4 fm nimmt R_N mit wachsendem p_t bis ca. 300 MeV/c zu, um dann, bei noch größeren

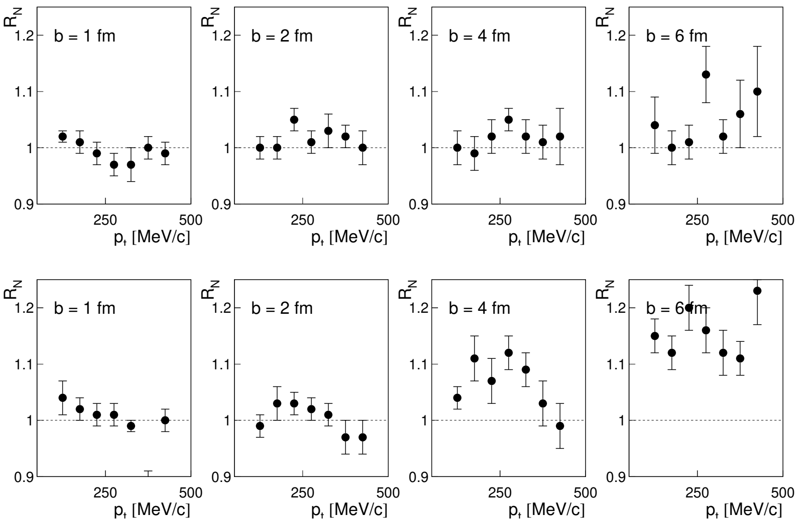


Abb. 4.57: Abhängigkeit des Kaonen-Squeeze-Out-Signals ($|y^\circ| < 0.3$) vom Transversalimpuls für unterschiedliche Stoßparameter im Falle ausgeschalteter (obere Reihe) und eingeschalteter Medium-Modifikationen (untere Reihe) im RBUU-Modell (ohne Akzeptanzbeschränkung).

Transversalimpulsen, wieder auf Eins zurückzufallen. Dies entspricht dem Verhalten, das in Abb. 4.54 gezeigt ist. Leider fehlt in der Arbeit von Wang [Wan98c] eine Diskussion über die Stoßparameterabhängigkeit des Squeeze-Out-Signals der Kaonen.

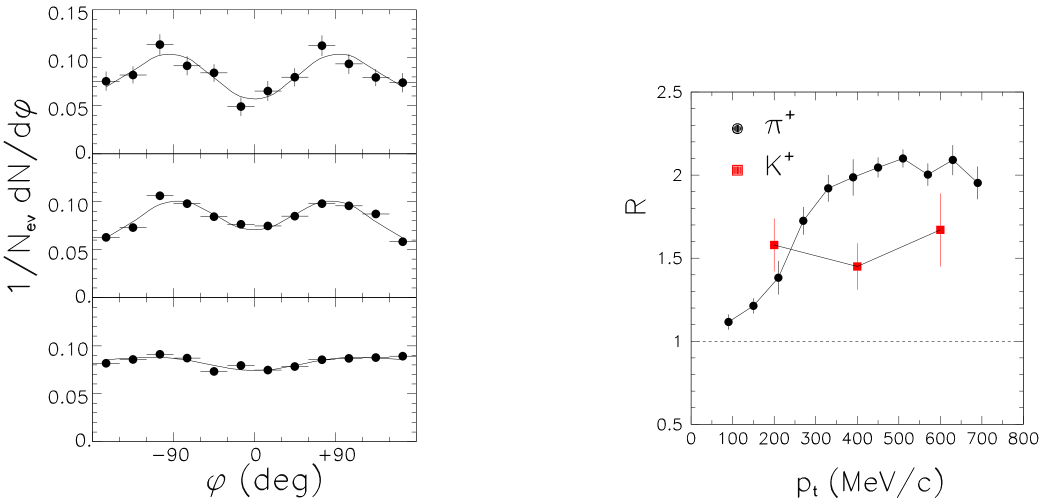


Abb. 4.58: Experimenteller Befund der KaoS-Kollaboration zur azimutalen Verteilung von Kaonen in der Reaktion ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV [Shi98]. Links sind die Winkelverteilungen der Kaonen für periphäre, semizentrale und zentrale Ereignisse gezeigt. Auf der rechten Seite sind die Anisotropieparameter R_N der Pionen (Kreise) und Kaonen (Quadrate) in Abhängigkeit von p_t dargestellt.

Im Falle von $b \simeq 6$ fm, dem größten, im vorliegenden Experiment auswertbaren Stoßparameterbereich, erhält man aus den RBUU-Rechnungen, daß R_N über einen weiten p_t-Bereich (100 - 500 MeV/c) nahezu konstant den Wert 1.15 annimmt. Als Vergleich dazu ist in Abb. 4.58 das Ergebnis der KaoS-Kollaboration für das System ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV gezeichnet. Es zeigt auf der linken Seite die azimutalen Verteilungen der Kaonen, von oben nach unten, für periphäre ($b \geq 10$ fm), semizentrale ($b = 5 - 10$ fm) und zentrale Kollisionen ($b \leq 5$ fm). Die Daten decken die Rapiditäten innerhalb des Intervalls $0.2 \leq y/y_{\mathrm{Proj}} < 0.8$ und den transversalen Impulsbereich von 0.2 GeV/c $< p_t < 0.8$ GeV/c ab. Auf der rechten Seite ist der azimutale Anisotropieparameter R_N als Funktion des Transversalimpulses für Pionen (Kreise) und Kaonen (Quadrate) bei semizentralen Ereignissen gezeichnet.

Rechnungen von Wang u. a. (vgl. Abb. 4.54) stehen zunächst im Widerspruch zum Ergebnis der KaoS-Kollaboration. Das Modell sagt nämlich ein Maximum bei einem Transversalimpuls von $p_t = 300$ MeV/c voraus. Aber man muß bedenken, daß das KaoS-Ergebnis über einen weiten Stoßparameterbereich ($b = 5 - 10$ fm) integriert ist. Wie man in Abb. 4.57 sehen kann, erfolgt der Übergang vom Verhalten mit dem Maximum zu einem nahezu flachen Verlauf, wohlgemerkt bei einem anderen System und einer anderen Projektilenergie, innerhalb von 2 fm.

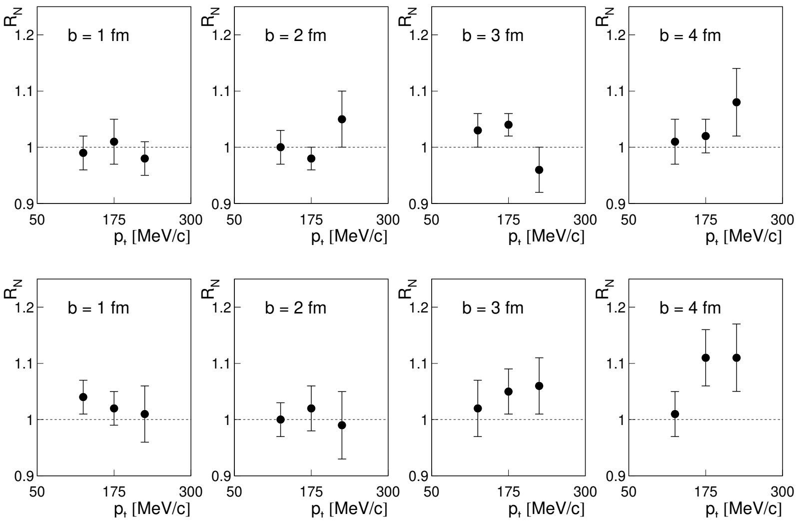


Abb. 4.59: p_t-Abhängigkeit des Kaonen-Squeeze-Outs ($|y^\circ| < 0.3$) im RBUU-Modell für unterschiedliche Stoßparameter im Falle ausgeschalteter (obere Reihe) und eingeschalteter Medium-Modifikationen (untere Reihe) bei aktivem Akzeptanzfilter.

Die Auswirkungen des Akzeptanzfilters auf die p_t-Abhängigkeit des Squeeze-Out-Parameters R_N ist in Abb. 4.59 gezeigt. Wiederum zeigt die obere Reihe das Ergebnis der RBUU-Rechnungen ohne und die untere Reihe mit Medium-Modifikationen von Kaoneneigenschaften in dichter Kernmaterie. Zunächst ist der Transveralimpuls auf den Bereich zwischen 100 und 250 MeV/c limitiert. Man kann daher bestenfalls den Anstieg von R_N mit p_t messen, nicht jedoch den möglichen Abfall bei großen p_t. Jedoch ist die Statistik mit eingeschaltetem Akzeptanzfilter sehr gering, so daß die Bilder keine allzugroße statistische Relevanz besitzen.

Experimentelle Analyse

Bei der Datenanalyse der azimutalen Verteilung der Kaonen, gemessen mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination, hat man das Problem eines sehr hohen Untergrunds. Dieser kann zwischen 50 und 60% betragen! In Kap. 4.9.3 wurde zwar gezeigt, daß das Protonen-Squeeze-Out-Signal im System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV nahezu verschwindet, aber es ist damit noch nicht gezeigt, wie sich R_N für Protonen aus der ansteigenden Flanke der Protonenverteilung, die den Untergrund für die Kaonen bilden, verhält.

Abb. 4.60 zeigt die Massenverteilung für einfach positiv geladene Teilchen im System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 0.4 A·GeV. Da bei dieser Projektilenergie so gut wie keine Pionen und praktisch keine Kaonen produziert werden, kann man so die ansteigende Protonenflanke studieren. Diese kann man, wie bereits gezeigt, durch eine Breit-Wigner-Funktion parametrisieren. Die Ursache dieser Flanke liegt in der Impulsrekonstruktion begründet (siehe Anhang B). Auf die azimutalen Verteilungen sollte es daher keine Auswirkungen haben. Um dies zu zeigen, wurden die azimutalen Verteilungen für gut rekonstruierte Protonenbahnen und für Teilchen aus der ansteigenden Flanke für die Ereignisklassen PM2 bis PM5 bestimmt, auf Eins normiert und ins Verhältnis gesetzt. Abb. 4.61 zeigt das Resultat. Im Rahmen der Statistik sind alle Verhältnisse der azimutalen Verteilungen konstant.

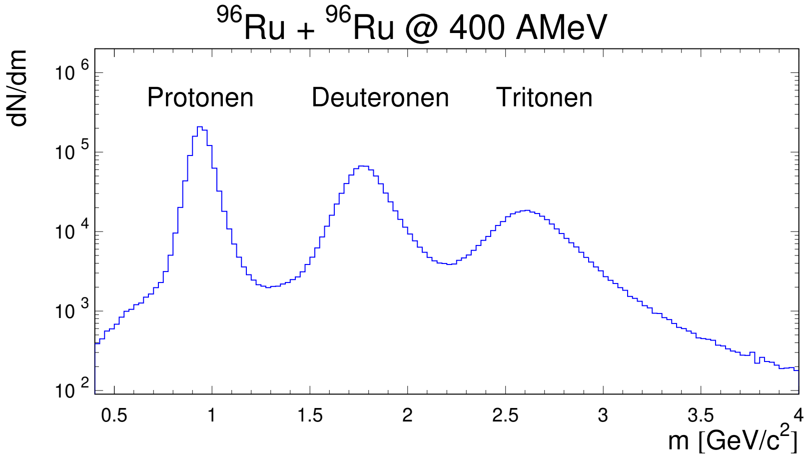


Abb. 4.60: Massenspektrum für einfach positiv geladene Teilchen des Systems ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 0.40 A·GeV, gemessen mit der Helitron/Plastikwand-Kombination.

Es wurden im weiteren die azimutalen Verteilungen der Kaonen und Protonen entsprechend der Zahl der Einträge normiert. Aus den Massenspektren für das jeweilige p_t-Intervall pro Ereignisklasse wurde der Protonenanteil am Gesamtkaonensignal bestimmt. Dann wurden die azimutalen Verteilungen der Protonen entsprechend ihres Anteils von den Kaonen-Verteilungen abgezogen. Abb. 4.62 zeigt exemplarisch das Squeeze-Out-Signal von Kaonen für $p_t = (100 - 150)$ MeV/c

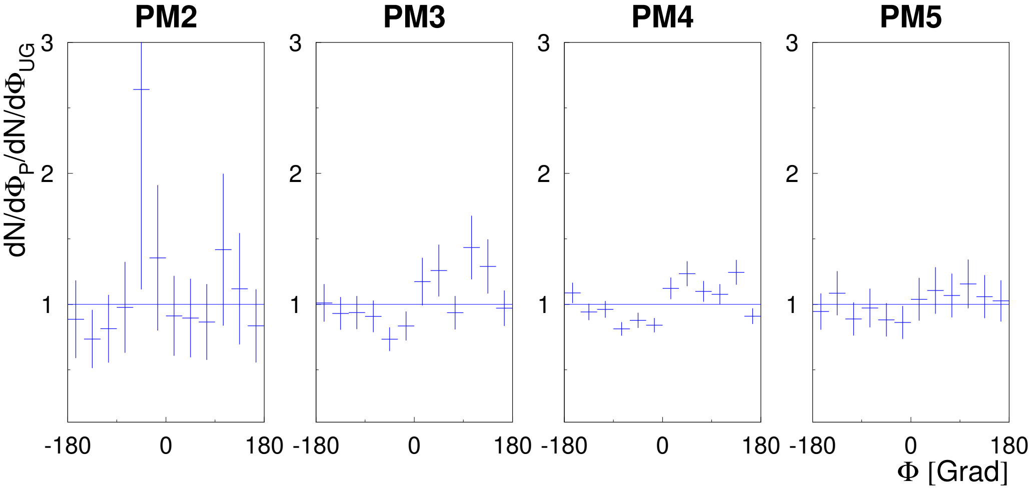


Abb. 4.61: Φ-Abhängigkeit des Verhältnisses aus den azimutalen Verteilungen der Protonen $dN/d\Phi_P$ und Teilchen aus der ansteigenden Protonenflanke $dN/d\Phi_{UG}$.

und $b_{geo} < 1.4$ fm vor und nach dem Abzug. Die Form der Verteilungen wird dadurch nicht wesentlich beeinflußt, lediglich die Überhöhung bei ±90° wird deutlicher. Entsprechend verhält sich die Beziehung $R_N(p_t)$ für jeweils unterschiedliche Ereignisklassen. Durch die Untergrundkorrektur erhöht sich R_N, die Form der Abhängigkeiten von p_t und b bleibt jedoch gleich. Exemplarisch konnte gezeigt werden, daß bei Abweichungen um bis zu $\pm 20\%$ von der experimentell ermittelten Untergrundrate keine signifikante Änderung des Squeeze-Out-Signals auftritt. Lediglich die Qualität der Anpassung der azimutalen Verteilungen durch eine Fourierserie nimmt ab.

In Abb. 4.63 ist das Squeeze-Out-Signal der Kaonen für verschiedene Ereignisklassen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls dargestellt. Man sieht eindeutig eine Abnahme von R_N mit p_t, die mit größer werdendem Stoßparameter schwächer wird. Für die Ereignisklasse PM3 ist jedoch bereits die Statistik zu gering, um noch eine Aussage treffen zu können.

Nach den Rechnungen von Wang u. a. (siehe Abb. 4.54) ist für Kaonen ein

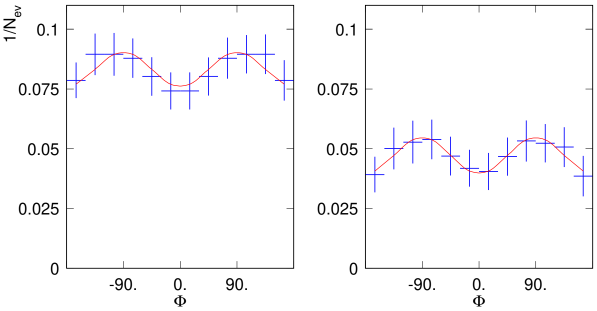


Abb. 4.62: Gegenüberstellung der, auf die Zahl der Einträge normierten, azimutalen Verteilung der Kaonen vor (links) und nach (rechts) Abzug des Protonenuntergrunds. Die Linie gibt die Anpassung mit einer Fourierserie dar.

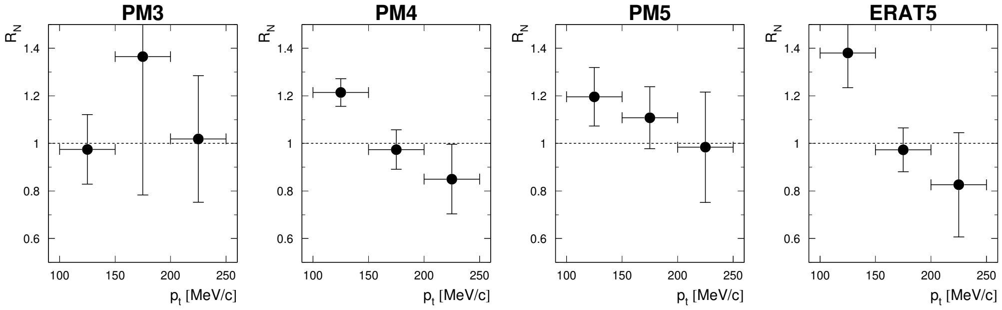


Abb. 4.63: Experimentelle Abhängigkeit des Squeeze-Out-Signals der Kaonen ($|y^{\circ}| < 0.3$) vom transversalen Impuls p_t für verschiedene Ereignisklassen der Reaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV. Der Stoßparameter nimmt von links nach rechts ab.

Wert von R_N, der eindeutig größer als Eins ist, ein Nachweis für Modifikationen von Kaoneneigenschaften in dichter Kernmaterie. Die Diskrepanz zum Ergebnis der KaoS-Kollaboration, die einen flachen Verlauf des Squeeze-Out-Verhältnisses mit p_t am System ^{197}Au + ^{197}Au @ 1.0 A·GeV gemessen haben, liegt den RBUU-Rechnungen zufolge am unterschiedlichen Stoßparameterbereich. Wie man in Abb. 4.57 in der unteren Reihe, die den Fall mit eingeschalteten Medium-Modifikationen repräsentiert, sehen kann, hat man im System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV, nach diesen Rechnungen, bei $b = 6$ fm einen flachen Verlauf, bei kleineren Stoßparametern sieht man zunächst mit größer werdendem p_t einen Anstieg und dann einen Abfall von R_N. Es muß aber erwähnt werden, daß trotz des hier vorgestellten, experimentellen Verfahrens zur Bestimmung des Kaonen-Squeeze-Outs ein vollständige Unterdrückung des Untergrundes nicht sichergestellt werden kann. Eine signifikante Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses würde die Qualität der Daten nachhaltig verbessern.

Kaonenfluß bei höheren Strahlenergien

Am AGS-Beschleuniger in Brookhaven, New York, USA, sind Experimente mit einem festen Target und Einschußenergien von $1 \lesssim E_{Beam} \lesssim 14$ A·GeV möglich. Wie R. A. Lacey auf der Konferenz in Hirschegg im Januar 1999 berichtete [Lac99], werden dort ebenfalls Untersuchungen zum Squeeze-Out-Verhalten der Kaonen bei Gold-auf-Gold-Kollisionen angestellt. Da zur Teilchenidentifizierung ausschließlich Energieverlust und Impuls verwendet werden, sind sie bei der K-Meson-Identifizierung jedoch auf Laborimpulse kleiner als 300 - 350 MeV/c beschränkt, da für höhere Impulse, bedingt durch das Ansteigen des Energieverlustes der Pionen mit dem Teilchenimpuls eine Trennung zwischen geladenen K-Mesonen und Pionen nicht mehr möglich ist.

Untersuchungen von P. Danielewicz [Dan98] mit Hilfe eines relativistischen Hadronen-Transportmodelles sagen eine Abhängigkeit des Squeeze-Out-Verhältnisses von der Steifigkeit der Zustandsgleichung von Kernmaterie voraus. Anhand der Steigung der Anregungsfunktion von R_N kann man nach diesen Rechnungen die Kompressibilität κ bestimmen. Ferner verändert sich das Verhalten des elliptischen Flusses mit der Anregungsenergie von *Out-ouf-Plane* nach *In-Plane* bei Strahlenergien zwischen 4 - 6 A·GeV. Der Durchstoßpunkt enthält Informationen über κ, aber klärt auch die Frage, ob man zur Beschreibung der Daten durch das Transportmodell die Impulsabhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen ein- oder auszuschalten hat.

Nach bislang vorläufigen Ergebnissen von R. A. Lavey und anderen [Lac99] zeigen Protonen bei einer Einschußenergie von 4 A·GeV bereis ein In-Plane-Fluß-Verhalten, was eine weiche Zustandsgleichung favorisieren würde. Für Kaonen beobachten sie bei 6 A·GeV eine Zunahme von R_N mit p_t, jedoch sind die Fehler infolge schlechter Statistik noch groß.

Wenn die Ergebisse vorliegen, ist man zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit zum Kaonen-Squeeze-Out in der Lage, die Abhängigkeit des Kaonen-Squeeze-Outs von der Projektilenergie E darzustellen. Damit könnte die Abb. 1.4, das die Abhängigkeit im Falle der Nukleonen und Pionen schematisch zeigt, um die der Kaonen ergänzt werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war die erstmalige Kaonen- und Antikaonenidentifikation mit Hilfe der Kombination der *FOPI*-Subdetektoren Helitron und Plastikwand sowie entsprechende erste physikalische Untersuchungen von geladenen K-Mesonen um Midrapidität bei kleinen Transversalimpulsen. Hintergrund ist die Frage nach der fundamentalen, starken Wechselwirkung in dichter Kernmaterie und inwieweit K-Mesonen davon berührt sind. Experimentell wurde das K^-/K^+-Verhältnis bei kleinen Transversalimpulsen um Midrapidiät ($|y^0| < 0.3$) sowie die Stoßparameter- und Transversalimpulsabhängigkeit des Kaonen-Squeeze-Out-Signals untersucht. Basis dieser Analysen sind die Daten, die im Sommer 1996 am Schwerionensynchrotron der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt bei einer Projektilenergie von 1.69 GeV pro Nukleon mit den Systemen ^{96}Ru + ^{96}Ru und ^{96}Ru + ^{96}ZrO$_2$ aufgenommen wurden.

Anhand der Masse, die aus dem Impuls (aus den Helitronsignalen) und der Geschwindigkeit (aus den Plastikwandsignalen) berechnet wird, können geladene K-Mesonen unter Anwendung sehr strenger Bedingungen identifiziert werden. Die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen aus K^-/K^+-Paaren untermauert die erfolgreiche Identifizierung. Im Bereich kleiner Transversimpulse $p_t = (100 - 250)$ MeV/c konnte das K^-/K^+-Verhältnis mit $(9.4 \pm 2.8)\%$ bestimmt werden, wobei sich der Fehler aus einer Abschätzung für den statistischen Fehler und für die Abweichung bei unterschiedlichen Untergrundbestimmungen zusammensetzt. Die experimentellen Daten wurden in einem Stoßparameterbereich von $b \leq 4.2\,\text{fm}$ aufgenommen. Gemäß der Vorhersagen von verschiedenen Transportmodellen ist das große K^-/K^+-Verhältnis ein starkes Argument zu Gunsten von Medium-Modifikationen von Kaoneneigenschaften in dichter Kernmaterie.

Unser Datenpunkt stimmt grob mit den Modellrechnungen von G. Q. Li [Li98a] überein. Die dort gewählten Potentiale lauten

$$\omega_K = \sqrt{m_K^2 + \vec{p}^2 - a_K \rho_S + (b_K \rho)^2} + b_K \rho \qquad (5.1)$$

$$\omega_{\overline{K}} = \sqrt{m_K^2 + \vec{p}^2 - a_{\overline{K}} \rho_S + (b_K \rho)^2} - b_K \rho\,, \qquad (5.2)$$

wobei $b_K = 3/(8f_\pi^2) \approx 0.333$ GeV fm^3, $a_K \approx 0.22$ GeV^{2}fm^3 und $a_{\overline{K}} \approx 0.45$ GeV^{2}fm^3 sind. Mit diesem Parametersatz konnten bereits die transversalen Massenspektren der Reaktionen ^{58}Ni + ^{58}Ni @ 1.0 A·GeV und ^{58}Ni + ^{58}Ni @ 1.8 A·GeV, die von der *FOPI*-Kollaboration gemessen wurden, gut beschrieben werden. Nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit können mit diesem Parametersatz ebenfalls das System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV dargestellt werden.

Nicht unerwähnt sollen experimentelle Probleme mit dem Helitron bleiben. Konzipiert für die Auflösung der Wasserstoffisotope bei Strahlenergien zwischen 100 und 1000 MeV pro Nukleon, stößt man bei kleinen Effekten wie dem Kaonensignal an die Grenzen des Detektors. Wie mit *GEANT*-Simulationen gezeigt werden konnte, ist durch die Spurrekonstruktion und durch die hohe Spurdichte in Vorwärtsrichtung bedingt eine untergrundfreie Extraktion von Kaonen unter den gegenwärtigen experimentellen Bedingungen nicht möglich. Es sind ferner sehr strenge Bedingungen für die Spurqualität notwendig, um (Anti-)Kaonen wirksam vom Untergrund zu separieren. Man verliert aber dadurch schon fast die Hälfte der verfügbaren Statistik. Durch Verbesserungen in der Spannungsfestigkeit der Kammer könnte hier ein Verbesserung erreicht werden. Zu Überdenken wäre auch die Frage, ob der Abgleich von Helitronspuren und Plastikwandtreffern weiterhin mit der Fuzzylogik vorgenommen werden sollte. Gedacht für die Auflösung der Wasserstoffisotope, wo klare Signale vorhanden sind, ist es schwierig nachzuvollziehen, wie der Fuzzyalgorithmus auf schwache Signale mit einem hohen Untergrundanteil reagiert. Versuche, nur mit Hilfe der geometrischen Informationen einen Abgleich der beiden Subdetektorsysteme vorzunehmen, so daß Kaonen identifiziert werden können, waren erfolgreich. Das Problem mit den unterschiedlichen Effizienzen bei der Pionenunterdrückung konnte auf diese Weise ebenfalls beseitigt werden.

Ferner gehen bis jetzt durch ein technisches Problem mit der Hardware am Helitron Spuren unterhalb von $\theta_{lab} = 15°$ verloren, so daß nicht der vollständige, geometrische Überlappungsbereich von 8° bis 26° von Helitron und Plastikwand zur Verfügung steht, sondern lediglich der Bereich zwischen 15° und 26°. Damit wird aber der um Midrapidität sowieso schon kleine Phasenraumbereich zusätzlich verkleinert, und zwar unter Verlust der interessanten, kleinen Transversalimpulse $p_t < 100$ MeV/c.

Die Untersuchung des Squeeze-Out-Signals der K^+-Mesonen liefert ein weiteres, wenn auch schwächeres Indiz für die Modifikation von Kaonen in dichter Materie. Zum einen ist, bedingt durch das hohe Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 1:1, eine sichere Trennung von Kaonen- und Untergrundsignal nicht möglich. Eine signifikante Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses würde die Qualität der Daten nachhaltig verbessern. Zum anderen zeigen die Transportmodelle nur eine geringe Abhängigkeit des Kaonen-Squeeze-Out-Signals von eventuellen Mediumeffekten.

Erfolgversprechender ist die Analyse der azimutalen Verteilungen der Antikaonen. Antikaonen unterliegen in Kernmaterie einer starken Absorption in Richtung des Baryonenflusses. Transportmodelle sagen voraus, daß durch das stark attraktive Potential, das die Antikaonen in komprimierter Kernmaterie erfahren, die Antikaonen zurück zur Hauptflußrichtung der Baryonen gezogen werden. Die azimutale Verteilung würde wieder flach. Wenn es gelänge, die Effizienz und die Spurrekonstruktion des Helitrons zu verbessern, könnte man hier weitere Untersuchungen anstellen. Um aber die Spurrekonstruktion und damit die Impulsauflösung nachhaltig zu verbessern, wäre es nötig, durch Aufstellen von z.B. Vieldrahtproportionalzählkammern zusätzliche Spurpunkte zu erhalten.

Am aussichtsreichsten wäre, nachdem die technischen Probleme wegen des Spurverlusts unterhalb von $\theta_{lab} = 15^\circ$ gelöst sind, das K^-/K^+-Verhältnis bei noch kleineren Transversalimpulsen zu untersuchen. Außerdem könnte man durch den größer gewordenen Phasenraum die transversalen Massenspektren auf Abweichungen von der Boltzmannverteilung bei kleinen transversalen Massen untersuchen und damit die Rapiditätsverteilung der Kaonen um den Punkt um Midrapidität erweitern.

Anhang A

Bedingungen für die Kaonenidentifikation

Ereignisselektion

Startzähler

Größe	Bedingung
$\|dt\|$	≤ 0.5 ns
E	< 3 a.u.

CDC Vertexposition

Größe	Bedingung
x-Position	$< \pm 0.32$ cm
y-Position	$< \pm 0.32$ cm
z-Position	$< \pm 0.01$ cm

Die z-Position wird, wenn sie weniger als 10 cm vom Nominalwert (= 0 cm) abweicht, auf Null gesetzt, und all die CDC-Spuren eines Ereignisses, die durch den Vertex verlaufen, werden unter Zuhilfenahme des neuen Vertexs neu angepaßt. Das Intervall um die z-Position entspricht daher nicht der Auflösung der CDC.

Spurqualität

Größe	Bedingung
Treffer pro Spur	≥ 30
Breite längs zum Draht	≤ 600 µm
Staggering s	$\|\|s\| - 0.35\text{ mm}\| < 0.1$ mm

Güte der Spurzuordnung

Größe	Bedingung
Winkel	$\sqrt{\left(\frac{\Delta\phi}{3^\circ}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{3^\circ}\right)^2} < 1.$
Ladungen	$\sqrt{\left(\frac{Z_P - 0.997}{0.06}\right)^2 + \left(\frac{Z_H - 0.985}{0.10}\right)^2} < 1.$
Güte G	$G > 0.1$

Anhang B

Resultate der *GEANT*-Simulationen

Bei *GEANT*[1] handelt es sich um ein auf Fortran 77 basierendes Programmpacket vom CERN zur Simulation des Durchgangs von Teilchen durch Materie. Dadurch kann es zur Entwicklung und Optimierung von Detektoren, zur Entwicklung und Erprobung von Analyseprogrammen sowie zur Interpretation von experimentellen Daten eingesetzt werden. Die erste Version von *GEANT* wurde bereits 1974 geschrieben, und bis heute wird es ständig den neuen Erfordernissen angepaßt. Zur Zeit wird an einer auf C++ basierenden *GEANT*-Version, dem *GEANT4-Project*, gearbeitet.

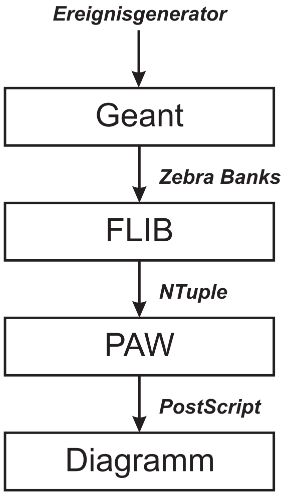


Abb. B.1: Grapische Darstellung des Ablaufs der *GEANT*-Simulation.

Für die hier angestellten Untersuchungen mit der Helitron/Plastikwand Detektorkombination wurde *GEANT* mit unterschiedlichen Ereignisgeneratoren gestartet. Diese übergeben an *GEANT* Teilchen mit jeweils einer Ort- und einer Impulsinformation. *GEANT* simuliert nun den zeitlichen Ablauf des Durchgangs der Teilchen durch die einzelnen Detektorkomponenten unter Berücksichtigung

---

[1] Es wurde die Version 3.21 verwendet.

einer Vielzahl von Wechselwirkungen mit dem umgebenden Material. Das Verhalten der Detektoren wurde in entsprechenden Digitalisierungsroutinen simuliert. Im Falle der Plastikwand wurden die Zeiten und die in den Szintillatorstreifen deponierten Energien verschmiert. Die Zeiten wurden dazu mit einer Gausfunktion der Breite $\sigma(t) = 200\,\text{ps}$ gefaltet. Die Energien erfuhren eine relative Auflösung von 6%. Das Quenching wurde ebenfalls berücksichtigt. Für das Helitron wurde auf eine realistische Simulation der Signalerzeugung und des Detektorverhaltens verzichtet, da in dieser Simulation das Verhalten der Analysesoftware (FLIB) untersucht werden sollte. Daher wurden der bei der Zeit t' in einer Driftzelle auftretenden Energieverlust dE' unter Berücksichtigung der Driftgeschwindigkeit v_D und des Lorentzwinkels α_L auf den Lesedraht der entsprechenden Driftzelle projiziert. Die aus der Digitalisierung bestimmten Zeiten und Energien wurden wie im Experiment in die entsprechenden Zebrabänke geschrieben. Es folgte die Analyse der simulierten Daten durch die *FOPI*-Routinen. Das Ergebnis wurde in ein Ntuple geschrieben, das anschließend untersucht wurde.

Zur Untersuchung, inwieweit die *FOPI*-Analysesoftware Helitronspuren und Plastikwandtreffer korrekt zuordnet, wurden die Zebrabänke dahingehend erweitert, daß rekonstruierte Spuren, die von mehr als einem simulierten Teilchen stammten, markiert wurden. In einem ersten Schritt wurde die maximal erreichbare *Impulsauflösung* der Helitronanalysesoftware bestimmt. Dazu wurden Protonen mit einem Impuls von 1 GeV/c simuliert. Um Probleme durch fehlerhafte Zuordnung zu vermeiden, wurde jeweils nur ein Proton pro Ereignis erzeugt. Sind alle *GEANT*-Wechselwirkungen (WW) ausgeschalten, so erreicht man eine Auflösung von 0.5%. Doch bereits durch Einschalten der Wechselwirkungen bekommt man eine Auflösung von 2.3%. Da der Targetpunkt in die Impulsrekonstruktion eingeht, wurde noch untersucht, wie die Impulsauflösung auf kleine Fluktuationen der Targetposition (DT) reagiert. Die Impulsauflösung verschlechtert sich dadurch um 40% auf nunmehr 3.2%.

WW	DT	$\lvert\frac{\Delta p}{p}\rvert$
aus	aus	0.5%
ein	aus	2.3%
ein	ein	3.2%

WW	DT	$\lvert\frac{\Delta p}{p}\rvert$
aus	aus	2.7%
ein	aus	4.2%
ein	ein	5.6%

Tab. B.1: Relative Impulsauflösung für Protonen bei einem festen Impuls von 1 GeV (linke Tabelle) und bei einer gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung (rechts). WW steht für die *GEANT*-Wechselwirkungen und DT für die räumliche Verschmierung des Targetpunkts, die jeweils ein- und ausgeschalten wurden.

Als nächstes wurden Protonen mit einer gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung ($\langle\beta\rangle = 0.7$, $\sigma_\beta = 0.2$) simuliert. Wieder wurde jeweils nur ein Proton pro Ereignis erzeugt. Bemerkenswerter Weise sind die erreichten Impulsauflösungen schlechter als im vorherigen Fall bei einem festen Impuls von 1 GeV/c. Die Werte reichen von 2.7% bis zu 5.6%. In einer genaueren Untersuchung wurde die relati-

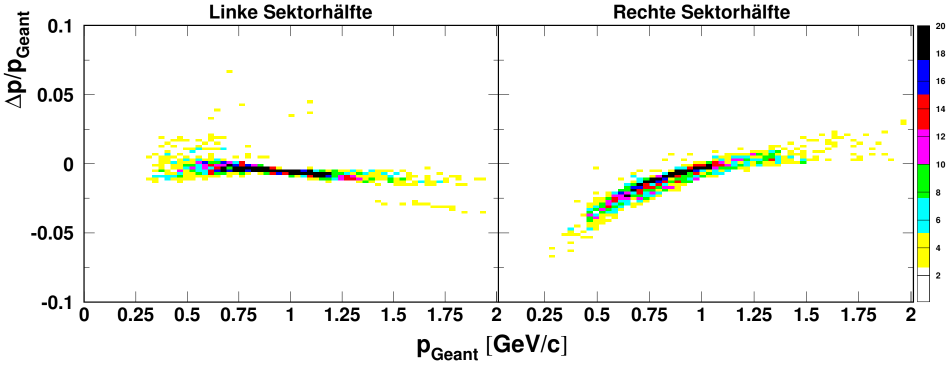


Abb. B.2: Die Abhängigkeit der Impulsrekonstruktion vom Impuls für beide Sektorhälften. Alle *GEANT*-Wechselwirkungen waren hierfür ausgeschaltet. Während für die linke Sektorhälfte keine Implsabhängigkeit festzustellen ist, so ist leider auf der rechten Sektorhälfte eine deutliche Impulsabhängigkeit zu verzeichnen.

ve Abweichung zwischen dem rekonstruierten und dem in *GEANT* verwendeten Impuls ($\Delta p / p_{\mathrm{Geant}}$) über den *GEANT*-Impuls p_{Geant} aufgetragen (siehe Abb. B.2). Es zeigte sich, daß man je nach Sektorhälfte ein unterschiedliches Verhalten erkennt. Ist die Verteilung in der linken Sektorhälfte flach und um Null verteilt, so ist in der anderen Sektorhälfte eine starke Impulsabhängigkeit für kleine Impulse zu konstatieren. Die Konsequenz ist eine sektorhälftenabhängige Massenauflösung! Teilchen mit einer umgekehrten Bahnkrümmung (z.B. $\bar{p}$, die in *GEANT* leicht zu erzeugen sind) zeigen ein entgegengesetzes Verhalten. Wir schließen daraus, daß entweder Probleme bei der Impulsrekonstruktion oder beim Staggering bestehen. Wären beim Staggering Probleme, so würde man statt der Spur ihre Spiegelspur selektieren und dadurch einen falschen Impuls berechnen. Allerdings wäre damit auch die Krümmung und damit das Vorzeichen der Ladung verkehrt. Abb. B.3 zeigt die simulierte Massenverteilung der Protonen bei Wahl der Spiegelspur anstelle der eigentlichen Spur. Die Lage der Protonen bleibt gleich, doch ist die

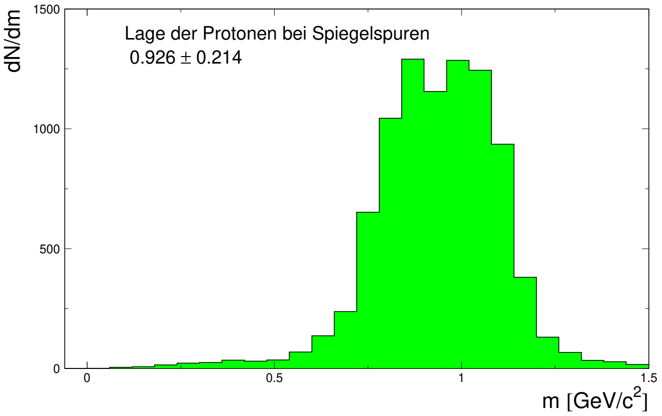
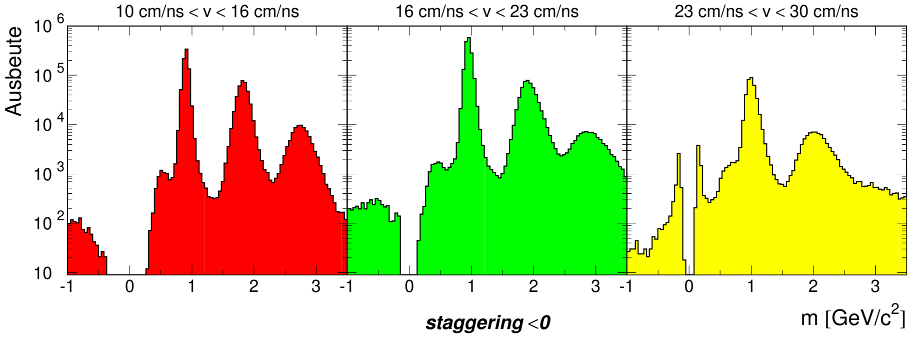
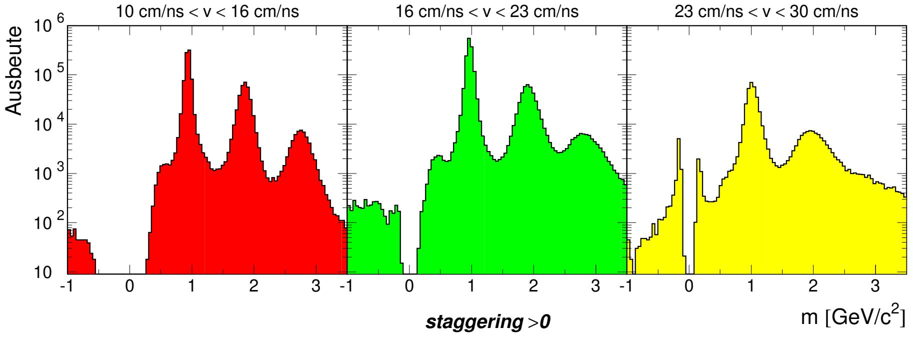


Abb. B.3: Simulierte Massenverteilung von Protonen bei einer gaußformigen Geschwindigkeitsverteilung ($\langle \beta \rangle = 0.7, \sigma_\beta = 0.2$). Die Analysesoftware wurde so geändert, daß immer die Spiegelspur statt der richtigen Spur selektiert wurde.



staggering **<0**



staggering **>0**

Abb. B.4: Gegenüberstellung experimentell gemessener Massenspektren für einfach geladene Teilchen je nach Sektorhälfte. Negative Massen bezeichnen Teilchen mit einer negativen Ladung.

Auflösung beträchtlich schlechter ($(\Delta m/m)_{\text{Spiegelspur}} \approx 23\%$). Die Ausläufer der Protonenmassenverteilung zu kleineren Massenwerten hin haben aber diesselbe Form wie im Falle der korrekten Spuren.

Abb. B.4 zeigt mehrere, experimentell gemessene Massenspektren für einfach geladenen Teilchen in jeweils drei Geschwindigkeitsintervallen für positives Staggering (obere Reihe) und negatives Staggering (untere Reihe). Die Masse wurde aus der Impuls- und Geschwindigkeitsinformation der Helitron/Plastikwand-Kombination berechnet. Die Lage und die Breite der Massenverteilungen sind jeweils vergleichbar, aber das Peak-zu-Tal-Verhältnis ist für negatives Staggering (linke Sektorhälfte) besser als für positives. Dieses Verhalten ist analog zu der in Abb. B.2 gezeigten Abhängigkeit.

Ein weiterer bis dato unklarer Punkt war die genaue Herkunft und Zusammensetzung des *Untergrunds* im Massenspektrum zwischen Pionen und Protonen und damit verbunden die Frage, ob ein untergrundfreies oder zumindest ein zuverlässig untergrundbereinigtes Kaonensignal mit der Helitron/Plastikwand-Kombination extrahiert werden kann. Um diese Frage zu klären, wurde das IQMD-Transportmodell zu Hilfe genommen. Mit diesem Programm wurde die Schwerionenreaktion ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV im Falle einer harten Zustandsgleichung im Stoßparameterbereich $b < 10$ fm simuliert und die Ausgabedatei als Eingabe für den Ereignisgenerator verwendet. Der Umstand, daß mit diesem Code keine Kaonen produziert werden, wurde genutzt, um die Zusammensetzung des Untergrunds bei $m = (0.35 - 0.65)$ GeV/c^2 genauer zu analysieren. Es zeigte

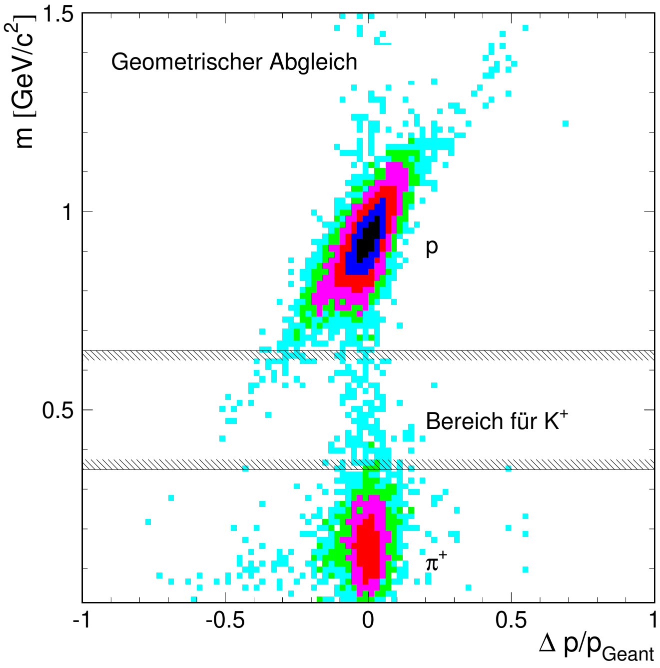


Abb. B.5: Darstellung der Masse, die aus dem Helitronimpuls und der Plastikwandgeschwindigkeit berechnet wird, über der relativen Abweichung des rekonstruierten Teilchenimpuls bezüglich des *GEANT*-Impulses. Die Entscheidung über die Qualität der Zuordnung von Helitronspuren mit Plastikwandtreffern wurde durch die azimutalen und polaren Winkeldifferenzen getroffen.

sich, daß drei Faktoren dabei eine Rolle spielen:

1. Durch eine *falsche Zuordnung* von Helitronspuren mit Plastikwandtreffern werden Impulse mit einer falschen Geschwindigkeit kombiniert. Die Masse m, die nach $m = p/(\beta\gamma)$ berechnet wird, nimmt in diesem Falle einen „zufälligen“ Wert an. Im Bild B.5 befinden sich diese Ereignisse im Band um $\Delta p/p_{\text{Geant}} = 0$.

   Weitere Untersuchungen anhand der IQMD-Rechnungen haben gezeigt, daß man durch ein rein geometrisches Kriterium für den Trefferabgleich zwischen dem Helitron und der äußerer Plastikwand mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 15% eine Falschzuordnung vornimmt. Auf diesen Wert kommt man bei Integration über den Bereich ±3° um $\Delta\phi = 0°$ bzw. $\Delta\theta = 0°$. Der hohe Wert ist auf die hohe Spurdichte in Vorwärtsrichtung zurückzuführen.

2. Nach Selektion von korrekt zugeordneten Spuren ist das Band um $\Delta p/p_{\text{Geant}} = 0$ nicht vollständig geleert. Ursache dafür sind *Doppeltreffer* in der Plastikwand, wodurch die Geschwindigkeit v falsch berechnet wird. Diese Doppeltreffer können dadurch unterdrückt werden, daß man die Plastikwandladung Z auf Werte kleiner 1.3 beschränkt. Der Anteil an Doppelhits in der Plastikwand bei diesem System betrug 7%.

3. Ein anderer Teil des Kaonenuntergrundes führt zu einem diagonal von den

Breite [MeV/c^2]	Pionen	Kaonen	Protonen
σ(Wechselwirkungen aus)	53	-	43
σ(Wechselwirkungen an)	68	41	63

Tab. B.2: Erreichte Massenauflösungen mit der Helitron/Plastikwand-Detektorkombination für das mit IQMD simulierte System ^{96}Ru + ^{96}Ru @ 1.69 A·GeV.

Protonen auslaufenden Band. Diese Ereignisse gehören zu Protonen mit einer *schlechten Spurqualität* im Helitron, d.h. der Fit der rekonstruierten Spur durch die Helitronhits hat ein großes χ^2. Dies ist umso erstaunlicher, da in der Helitron-Digitalisierung die *GEANT*-Treffer mit keinerlei Auflösungsfunktion gefaltet wurden.

In Abb. B.6 ist das Helitronmassenspektrum zwischen der Pionen- und der Protonenmasse unter Anwendung der drei Bedingungen dargestellt. Man muß leider erkennen, daß eine untergrundsfreie Extraktion der Kaonen unter den experimentellen Bedingungen mit der Helitron/Plastikwand-Kombination nicht möglich ist.

Durch Ein- und Ausschalten des Teilchenzerfalls in *GEANT* wurde weiterhin untersucht, ob ein Einfluß des Zerfalls, insbesondere der Pionen, auf die Massenspektren zu beobachten sei. Es zeigte sich jedoch keine relevante Auswirkung. Die Effekte der Wechselwirkungen sowie der Verschmierung der Targetposition auf die Massenauflösung ist in Tab. B.2 sowie in Abb. B.6 dargestellt. Ohne Wechselwirkungen erzielt man für Protonen eine Auflösung von 4.4%. Leider wurden mit dem verwendeten IQMD-Code viel zu wenige Deuteronen erzeugt, so daß hier auf eine genauere Untersuchung dieser Teilchen verzichtet wurde.

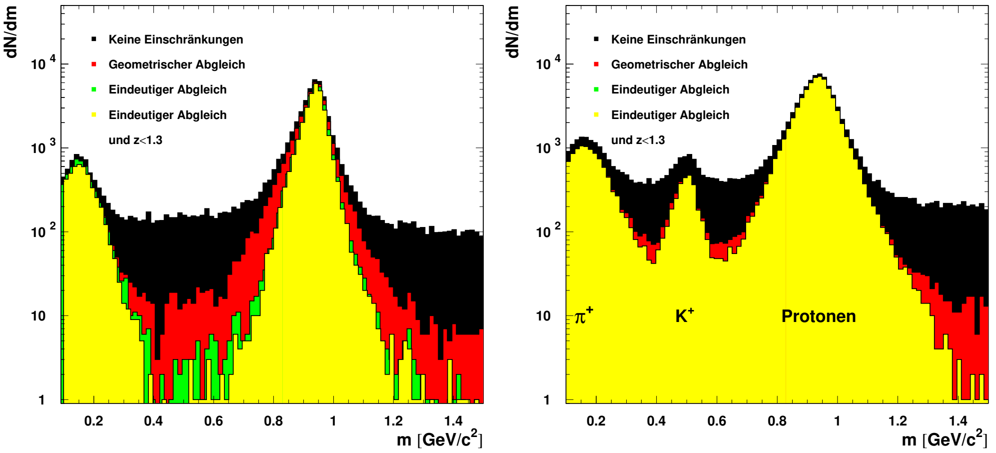
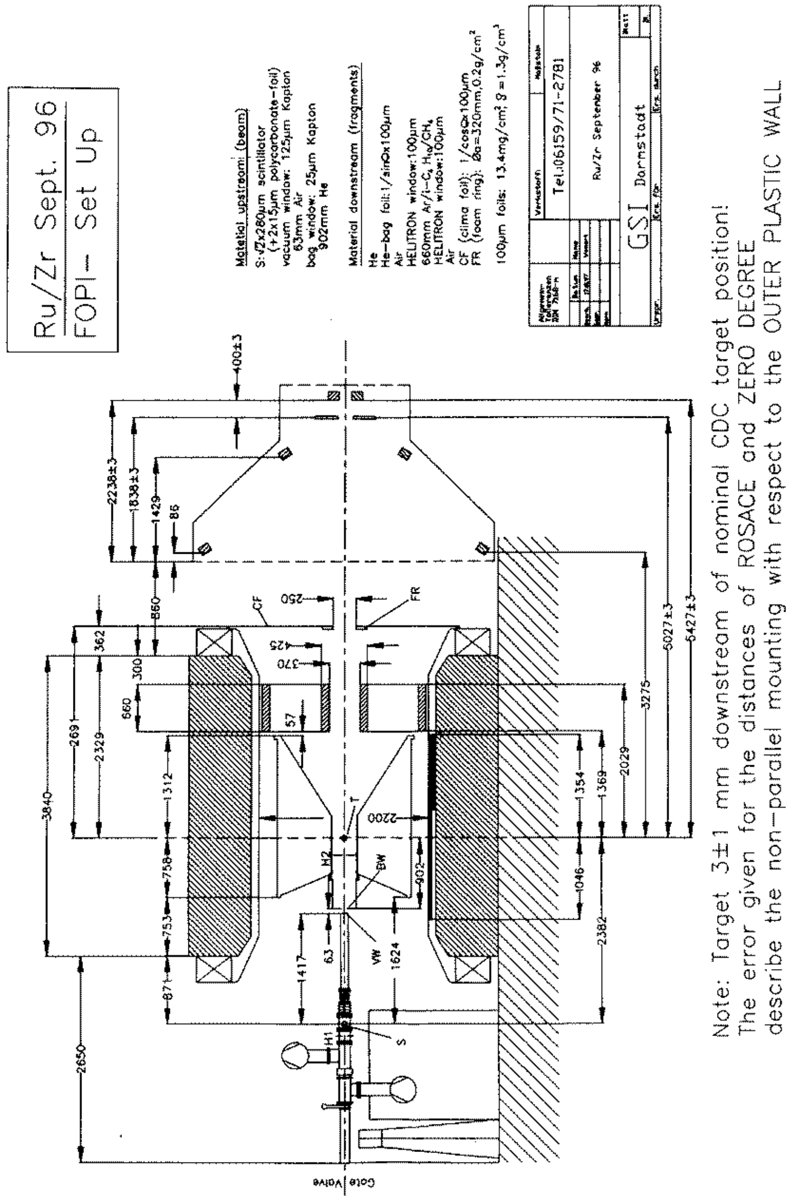


Abb. B.6: Das linke Bild zeigt das Massenspektrum aus einer IQMD-Simulation ohne Kaonen. Gut zu erkennen ist die Verbesserung des Untergrunds bei 500 MeV/c^2 sowie eine Verbesserung der Massenauflösung mit den Abgleichkriterien. Für das rechte Bild wurden nachträglich Kaonen aus einem thermischen Modell ($T = 100\,\text{MeV}$) beigemengt. Zusätzlich wurden alle *GEANT*-Wechselwirkungen eingeschaltet sowie eine leichte Verschmierung des Targetpunkts vorgenommen.

K^+-Mesonen wurden nachträglich in die IQMD-Ausgabedatei mit einer Rate von drei Kaonen pro Ereignis hinzugefügt. Dazu wurden diese Teilchen im Rahmen eines, im Schwerpunktsystem isotropen, thermischen Modells bei einer Temperatur von $T = 100$ MeV simuliert. Schaltet man alle Wechselwirkungen ein, so stellt man fest, daß die Massenauflösungen für den geometrischen und den eindeutigen Abgleich mit Hilfe der zusätzlichen *GEANT*-Information beide Male zwischen 7 und 8 Prozent liegen. Pionen, die nahezu bei Lichtgeschwindigkeit gemessen werden, sind ein Sonderfall. Ihre Massenauflösung ist im Vergleich zu den Protonen um einiges schlechter.

Anhang C

Aufbau des *FOPI*-Detektors



Material upstream: (beam)
S: √2x280μm scintillator
(+2x15μm polycarbonate-foil)
vacuum window: 125μm Kapton
63mm Air
bag window: 25μm Kapton
902mm He

Material downstream (fragments)
He
He-bag foil: 1/sinΘx100μm
Air
HELITRON window: 100μm
660mm Ar/i-C₄H₁₀/CH₄
HELITRON window: 100μm
Air
CF (clima foil): 1/cosΘx100μm
FR (foam ring): Øa=320mm, 0.2g/cm²

100μm foils: 13.4mg/cm², ρ=1.3g/cm³

Note: Target 3±1 mm downstream of nominal CDC target position!
The error given for the distances of ROSACE and ZERO DEGREE
describe the non-parallel mounting with respect to the OUTER PLASTIC WALL

Abb. C.1: Aufbau des *FOPI*-Detektors beim Experiment Ru/Zr im September 1996.
Quelle: http://axp616.gsi.de:8080/wfopi/sec/iso/resp/expauf_big.gif

Literaturverzeichnis

[Aic85] J. Aichelin and C. M. Ko, *Subthreshold Kaon Production as a Probe of the Nuclear Equation of State*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 2661.

[And98] A. Andronic und die *FOPI* Kollaboration, *Transition from in-plane to out-of-plane emission for mid-central heavy ion collisions*, to be published (1999).

[Bal98] A. Baldini et al., *Landolt-Börnstein, New Series I/12*, Springer Verlag Berlin, 1998.

[Bas93a] S. A. Bass, *Kollektive Effekte von Pionen bei SIS-Energien*, Master's thesis, Universität Frankfurt am Main, 1993, GSI-Report 93-13.

[Bas93b] S. A. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker, und W. Greiner, *Out-of plane pion emission in relativistic heavy-ion collisions: spectroscopy of Δ resonance matter*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 1144.

[Bas97] N. Bastid und die *FOPI* Kollaboration, *Out-of-plane emission of nuclear matter*, Nucl. Phys. **A 622** (1997), 573.

[Bes93] D. Best, *Tracking mit der Hough–Transformation für die zentrale Driftkammer des GSI–4π–Experiments*, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1993, GSI-93-11.

[Bes96] D. Best, *Produktion positiv geladener Kaonen für Ni + Ni und 1.93 AGeV*, Doktorarbeit, Ruprechts–Karl–Universität, Heidelberg, 1996.

[Bes98] D. Best und die *FOPI* Kollaboration, K^+ *Production in* $\mathtt{Ni}+\mathtt{Ni}$ *Collisions at Incident Energies between 1 and 2 AGeV*, Nucl. Phys. **A625** (1997), 307.

[Bet98] H. A. Bethe und G. E. Brown, *Contribution of High-Mass Black Holes to Mergers of Compact Binaries*, astro-ph/9805355 (1998), astro-ph/9805355.

[Bra97] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, und U. Mosel, *Analysis of Kaon Production at SIS Energies*, Nucl. Phys. **A 622** (1997), 593.

[Bri96] D. Brill und die KaoS-Kollaboration, *Study of the out-of-plane emission of protons and light fragments in symmetric heavy-ion collisions*, Z. Phys. **A 355** (1996), 61.

[Bri97] D. Brill und die KaoS-Kollaboration, *Studies of the out-of-plane emission of pions in symmetric heavy-ion collisions*, Z. Phys. **A 357** (1997), 207.

[Bro95] G. E. Brown, J. C. Weingartner, und Ralph A. M. J. Wijers, *On the formation of low-mass black holes in massive binary stars*, Astrophys. J. (1995).

[Bro96] G. E. Brown und M. Rho, *Chiral restoration in hot and/or dense matter*, Phys. Rep. **269** (1996), 333.

[Cas97] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, U. Mosel, S. Teis, und A. Sibirtsev, *Kaon versus Antikaon Production at SIS Energies*, Nucl. Phys. **A614** (1997), 415.

[Cas98] W. Cassing und E. L. Bratkovskaya, *private Mitteilung*.

[Cha97] J. Chance und die EOS-Kollaboration, *The Energy Dependence of Flow in Ni Induced Collisions from 400*A *to 1970*A *MeV*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 2353.

[Chu98] W. S. Chung und C. M. Ko, *Seeing phi mesons through dilepton spectra in heavy-ion collisions*, Nucl. Phys. **A641** (1998), 357.

[Dan85] P. Danielewicz und G. Odyniec, *Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions*, Phys. Lett. **157B** (1985), 146.

[Dan98] P. Danielewicz, R. L. Lacey, P.-B. Gossiaux, C. Pinkenburg, P. Chung, J. M. Alexander, und R. L. McGrath, *Dissappearance of Elliptic Flow: A New Probe for the Nuclear Equation of State*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 2438.

[Fan94] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li, und Y. M. Zheng, *The relativistic transport model description of subthreshold kaon production in heavy-ion collisions*, Nucl. Phys. **A 575** (1994), 766–790.

[Fuc98] C. Fuchs, D. S. Kosov, A. Faessler, Z. S. Wang, und T. Waindzoch, *Consequences of covariant kaon dynamics in heavy ion collisions*, Phys. Lett. **B 434** (1998), 245, nucl-th/9801048.

[Gar98] CN/ASD Group, *Garfield, a drift chamber simulation program*, CERN, Genf, http://wwwinfo.cern.ch/writeups/garfield, 1998.

[Gei98] J. Geiss, W. Cassing, und C. Greiner, *Strangeness Production in the HSD Transport Approach from SIS to SPS energies*, Nucl. Phys. **A 644** (1998), 107, nucl-th/9805012.

[Gob93] A. Gobbi und die *FOPI* Kollaboration, *A highly segmented ΔE–time–of–flight wall as forward detector of the 4π-system for charged particles at the SIS/ESR accelerator*, Nucl. Instrum. Methods **A324** (1993), 156.

[Gro98] *2^{nd} Workshop on Kaon Production*, (E. Grosse und B. Kämpfer, Eds.), 1998, Forschungszentrum Rossendorf, Preprint FZR-249.

[Gut90] H. H. Gutbrod, K. H. Kampert, B. Kolb, A. M. Poskanzer, H. G. Ritter, R. Schicker, und H. R. Schmidt, *Squeeze-out of nuclear matter as a function of projectile energy and mass*, Phys. Rev. C **42** (1990), 640.

[Häf95] E. Häfele, *Untersuchung der Produktion geladener Pionen im System Au + Au bei 1 AGeV*, Doktorarbeit, Ruprechts–Karl–Universität, Heidelberg, 1995.

[Har92] C. Hartnack, *Beschreibung von Flußeffekten und Teilchenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen*, Doktorarbeit, Universität Frankfurt/M., 1992.

[Hat92a] T. Hatsuda, *Theoretical overview – hot and dense QCD in equilibrium*, Nucl. Phys. **A544** (1992), 27c.

[Hat92b] T. Hatsuda and S. H. Lee, *QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium*, Phys. Rev. C **46** (1992), R34.

[Kap86] D. B. Kaplan und A. E. Nelson, *Strange goings in dense nucleonic matter*, Phys. Lett. **B 175** (1986), 57.

[Kap87] D. B. Kaplan und A. E. Nelson, *Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions*, Phys. Lett. **B 192** (1987), 193.

[Kle87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1987, 2. durchgesehene und erweiterte Auflage.

[Kno89] G. F. Knoll, *Radiation, Detection and Measurement*, 1989, 2. Auflage, John Wiley & Sons.

[Kol95] E. E. Kolomeitsev, D. N. Voskresensky und B. Kämpfer, *Kaon Polarization in Nuclear Matter*, Nuc. Phys. **A 588** (1995), 889.

[Kol97] E. E. Kolomeitsev, *Kaonen in Kernmaterie*, Doktorarbeit, Technische Universität Dresden, 1997, FZR-167.

[Lac99] R. C. Lacey, *International Workshop XXVII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations (Multifragmentation)*, (H. Feldmeier und W. Nörenberg, Eds.), 1999, Hirschegg, Austria.

[Lau99] F. Laue und die KaoS-Kollaboration, *Medium Effects in Kaon and Antikaon Production in Nuclear Collisions at Subthreshold Beam Energies*, accepted by Phys. Rev. Lett. (1999), nucl-ex/9901005.

[Lei93a] Y. Leifels und die LAND-Kollaboration, *Exclusive Studies of Neutron and Charged Particle Emission in Collisions of* $^{197}Au + ^{197}Au$ *at 400 MeV/Nucleon*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 963.

[Lei93b] Y. Leifels, *Neutronenfluß in Schwerionenstößen bei 400 A·MeV im System Au+Au*, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1993.

[Li95] G. Q. Li, C. M. Ko, und B. A. Li, *Kaon Flow as a Probe of the Kaon Potential in Nuclear Medium* , Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 235.

[Li96a] G. Q. Li und C. M. Ko, *Antikaon flow in heavy-ion collisions: effects of absorption and mean-field potential*, Phys. Rev. C **54** (1996), 2159.

[Li96b] G. Q. Li, C. M. Ko, und G. E. Brown, *Kaon azimuthal distributions in heavy-ion collisions*, Phys. Lett. **B 381** (1996), 17.

[Li97] G. Q. Li, C.-H. Lee, und G. E. Brown, *Kaons in dense matter, kaon production in heavy-ion collisions, and kaon condensation in neutron stars*, Nucl. Phys. **A 625** (1997), 372.

[Li98a] G. Q. Li und G. E. Brown, $\mathrm{K}^-/\mathrm{K}^+$ *ratios in relativistic heavy-ion collisions*, Phys. Rev. C **58** (1998), 1698.

[Li98b] G. Q. Li und G. E. Brown, K^+ *versus* Λ *flow in relativistic heavy-ion collisions*, Nucl. Phys. **A636** (1998), 487.

[Loh90] E. Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1990.

[Met93] V. Metag, *Nucleus-Nucleus Collisions in the SIS Energy Regime*, Prog. Part. Nucl. Phys. **30** (1993), 75, GSI–Preprint–97–43.

[Moh96] S. Mohren, *Ein FOPI-Experiment:* ^{40}Ar *auf* ^{40}Ca *bei einer Strahlenergie von 400 MeV/Nukleon*, Doktorarbeit, Ruprechts–Karl–Universität, Heidelberg, 1996.

[Nau97] B. Naumann, *private Mitteilung*.

[Oll98] J.-Y. Ollitrault, *Flow systematics from SIS to SPS energies*, nucl-ex/9802005 (1998), nucl-ex/9802005.

[Par96] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **54** (1996), 1.

[Paw93] CN/ASD Group, *PAW Users Guide*, CERN, Genf, http://wwwinfo.cern.ch/writeups/paw, 1993.

[Pes98] Y. N. Pestov, *Timing below 100ps with Spark Counters: Working Principle and Application*, XXXVI Intl. Winter Meeting in Nucl. Phys., Bormio, 1998, GSI-Reprint-98-21.

[Pin95] C. Pinkenburg, *Flußeffekte geladener Pionen im System Au + Au bei* E_p *=1 AGeV*, Doktorarbeit, Gesellschaft für Schwerionenforschung, 1995.

[Ram98] F. Rami und die *FOPI* Kollaboration, *Flow angle from intermediate mass fragment measurements*, Nucl. Phys. **A 646** (1999), 367.

[Rit95] J. Ritman und die *FOPI* Kollaboration, *On the transverse momentum distribution of strange hadrons produced in heavy ion collisions*, Z. Phys. **A 352** (1995), 355.

[Rol88] C. E. Rolfs und W. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago, 1988.

[Sch74] W. Scheid, H. Müller, und W. Greiner, *Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974), 741.

[Shi98] Y. Shin und die KaoS-Kollaboration, *Enhanced Out-of-Plane Emission of* K^+ *Mesons Observed in Au + Au Collisions at 1A·GeV*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998),1576.

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

[Sod94] U. Sodan, *Abbremsverhalten mittelschwerer Fragmente in zentralen Au + Au Stössen bei* $E_\mathrm{p} = 150 - 800$ *AMeV*, Doktorarbeit, Ruprechts–Karl–Universität, Heidelberg, 1994.

[Sto86] R. Stock, *Particle Production in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions*, Phys. Rep. **135** (1986), 259.

[Stö96] H. Stöcker und W. Greiner, *High energy ion collisions - probing the equation of state of highly excited hadronic matter* Phys. Rep. **137** (1986), 277.

[Sto96] M. Stockmeier, *PHIDOO, eine Testkammer für FOPI*, Diplomarbeit, Ruprechts–Karl–Universität, Heidelberg, 1996.

[Tei96] S. Teis, W. Cassing, M. Effenberger, A. Hombach, U. Mosel, und Gy. Wolf, *Pion production in heavy-ion collisions at SIS energies*, Z. Phys. **A 356** (1996), 421.

[Wan98a] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, U. Mahesware, und D. Kosov, *Role of Coulomb interaction in the flow and the azimuthal distribution of kaons from heavy ion reactions*, Nucl. Phys. **A 628** (1998), 151.

[Wan98b] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. U. Maheswari, und T. Waindzoch, *Radial flow of kaon mesons in heavy ion reactions*, Phys. Rev. C **57** (1998), 3284.

[Wan98c] Z. S. Wang, C. Fuchs, A. Faessler, und T. Gross-Boelting, *Kaon squeeze-out in heavy ion reactions*, nucl-th/9809043.

[Wie93] T. Wienold, *Fragmentproduktion und kollektives Verhalten in zentralen* ^{197}Au*+*^{197}Au *Reaktionen bei E/A = 100 MeV*, Doktorarbeit, Ruprechts–Karl–Universität, Heidelberg, 1993, GSI-Report 93-28.

[Win74] H. Wind, *Momentum analysis by using a quintic spline*, Nucl. Instrum. Methods **115** (1974), 431.

[Wis98] K. Wiśniewski und die *FOPI* Kollaboration, *Evidence for in-medium Modifications of (Anti)Kaon Masses in Heavy Ion Collisions at SIS energies from the Comparison of* K^- *and* K^+ *Meson Phase Space Distrinutions*, submitted to Phys. Rev. Lett. (1998).

[Zeb93] CN/ASD Group, *ZEBRA Users Guide*, CERN, Genf,
http://wwwinfo.cern.ch/writeups/zebra, 1993.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. E. Grosse für die freundliche Aufnahme an das Institut für Kern- und Hadronenphysik sowie die Unterstützung und das Interesse an dieser Arbeit bedanken.

Bei Prof. Dr. B. Kämpfer bedanke ich mich für sein fördendes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Bei Dr. R. Kotte für die sehr gute Zusammenarbeit, seine immerwährende Diskussionsbereitschaft, Geduld und Unterstützung, ohne die diese Arbeit in der jetzigen Form nicht Zustande gekommen wäre.

Ebenfalls Dipl. Ing. K.-H. Herrmann, Dr. W. Neubert und Dip. Phys. D. Wohlfarth gilt mein Dank für eine angenehme Arbeitsatmosphäre.

Natürlich gilt mein Dank auch allen Mitgliedern der *FOPI*-Kollaboration. Hier gilt besonders den Beitrag der Mitglieder der Helitronarbeitsgruppe, Dr. R. Averbeck, Dr. J. Kecskemeti und Dr. Y. Leifels hervorzuheben. Aber auch die Unterstützung von Prof. Dr. N. Herrmann bei der Bedienung der *FOPI*-Software war von sehr großem Wert für das Gelingen dieser Arbeit.

Auch möchte ich mich bei Dipl. Phys. S. Hausmann für den Kaffee, die Zigaretten und den Rotwein bedanken.

Mein Dank gilt in besonderen Maße meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben und mir während meiner Promotionszeit immer eine große Stütze waren.

Und bei Dipl. Phys. Cristina Borcan, die mich, während ich diese Arbeit zusammengeschrieben habe, tapfer ertragen hat.

Erklärung

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.

Die Dissertation wurde am Institut für Kern- und Hadronenphysik des Forschungzentrums Rossendorf unter Betreuung von Herrn Prof. Dr. E. Grosse, Herrn Prof. Dr. B. Kämpfer und Herrn Dr. R. Kotte angefertigt.

Ich erkenne die Promotionsordnung der TU Dresden an.

Rossendorf, den 25. Februar 1999

Christoph Plettner