INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl. -Phys. Dieter Best
aus Dienheim
Tag der mündl. Prüfung: 24. Januar 1996

Produktion positiv geladener Kaonen für Ni+Ni bei 1.45 und 1.93 AGeV

Gutachter: Prof. Dr. Rudolf Bock
Prof. Dr. Dietrich Pelte

Inhaltsverzeichnis

到醒千重，

里，迷离又清晰……

1 Einleitung

Die traditionelle Vorstellung eines Atomkerns besteht in einem wechselwirkenden Vielteilchensystem aus strukturlosen, punktförmigen Protonen und Neutronen. Diese Situation ändert sich, sobald Anregungsenergien von mehreren 100 MeV bis zu einigen GeV erreicht werden. In diesem Bereich werden die mesonischen Freiheitsgrade direkt sichtbar. Sowie die mesonischen Freiheitsgrade an Bedeutung gewinnen, beginnen die Nukleonen ihre innere Struktur zu zeigen. Die Beschreibung des Vielteilchenproblems mit Nukleonen und deren Resonanzen, die über Mesonen wechselwirken, hat sich als bemerkenswert erfolgreich erwiesen, ohne die Notwendigkeit, auf die zugrundeliegenden Quarkfreiheitsgrade zurückgreifen zu müssen.

Gleichzeitig hat sich die Quantenchromodynamik (QCD), die Feldtheorie der Quarks und Gluonen, als Theorie der starken Wechselwirkung etabliert. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die Phänomenologie der nuklearen Konstituenten und deren Kräfte von einem fundamentaleren Standpunkt aus zu verstehen.

Während jedoch in der Hochenergiephysik die asymptotische Freiheit der Quarks die Anwendung störungstheoretischer Methoden zuläßt, gestaltet sich die Situation in der Kernphysik aufgrund der großen Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung als sehr viel schwieriger. Die Entwicklung der sogenannten *chiralen Störungstheorie* in den letzten zwanzig Jahren verhalf jedoch unter anderem in dieser Frage zu einem Durchbruch.

Unter *Chiralität* versteht man die Projektion des Teilchenspins auf seine Impulsrichtung. Für den Fall verschwindender Quarkmassen ist die Chiralität eine gute Quantenzahl, linkshändige und rechthändige Quarkwellenfunktionen entkoppeln und die Lagrangefunktion der QCD wird invariant unter separater Drehung dieser Wellenfunktionen im Flavour–Raum. Die so erhaltene zusätzliche Symmetrie wird als *chirale Symmetrie* bezeichnet. Tatsächlich sind aber die Massen der für die Kernphysik relevanten u–, d– und s–Quarks von Null verschieden, es liegt also eine *explizite Brechung* dieser Symmetrie vor. Darüberhinaus erfüllt der Grundzustand der QCD, das QCD–Vakuum, nicht diese Symmetrie, die QCD weist also auch eine *spontane Brechung* dieser Symmetrie auf.

Da aber die Massen der u– und d–Quarks ($m_u \sim m_d \sim 10$ MeV), und zu einem geringeren Maße der s–Quarks ($m_s \sim 150$ MeV), klein sind im Vergleich zu der typischen hadronischen Skala von 1 GeV, besitzt die Lagrangefunktion der QCD näherungsweise diese Symmetrie, und die Massenterme können als kleine Störung aufgefaßt werden. Dies ist der Ansatz der *chiralen Störungstheorie*. Der für die Kernphysik relevante Aspekt besteht dabei darin, daß die Form der Wechselwirkung zwischen den Hadronen zu einem großen Teil von dieser chiralen Symmetrie bestimmt wird.

Das QCD–Vakuum kann man sich als ein Kondensat von Quark–Antiquark–Paaren vorstellen, das als temperatur– und dichteabhängiger Ordnungsparameter für Hadronen im nuklearen Medium dient [1, 2]. Die Hochtemperaturphase der QCD stellt das Quark–Gluon–Plasma dar [3], das vermutlich in der frühen Phase des Universums existierte und das möglicherweise in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen wiederhergestellt wird. Bei niedrigen Temperaturen erwartet man eine Wiederherstellung dieser Symmetrie, falls die Baryonendichte hoch genug wird. Dies ist möglicherweise im Innern von Neutronensternen der Fall [4, 5, 6, 7]. Viel wichtiger aber ist, daß es Vorläufer dieses Phasenübergangs bereits bei moderaten Änderungen von Dichte und Temperatur in nuklearer Materie gibt [8, 9, 10, 2, 11]. Die teilweise Wiederherstellung der chiralen Symmetrie im Innern von Atomkernen könnte auch einen wichtigen Beitrag zur nuklearen Bindungsenergie liefern. Durch die Reduktion der dynamischen Massen der Quarks könnten sich auch die Massen und sogar die Struktur der Hadronen im nuklearen Medium ändern (Abbildung 1.1). Solche Modifikationen würden die Wechselwirkungen der Hadronen ändern und die Dichteabhängigkeit der Kernkräfte beeinflussen. Auf diese Weise kann der Atomkern als ein Labor zum Studium der chiralen Symmetrie und deren Wiederherstellung in der QCD aufgefaßt werden.

Relativistische Schwerionenkollisionen stellen bislang die einzige Möglichkeit dar, Dichte und Temperatur von nuklearer Materie im Labor zu kontrollieren. Mediumeffekte können untersucht werden, indem man die Teilchenproduktion in Schwerionenkollisionen studiert. Teilchen, die in dichter hadronischer Materie erzeugt wurden, vermitteln Informationen über die Prozesse, die dort stattgefunden haben. Insbesondere die Existenz eines attraktiven skalaren Potentials aufgrund der expliziten chiralen Symmetriebrechung führt zu einer Reduktion der Hadronmassen und daher zu einer vermehrten Produktion in Schwerionenkollisionen [10]. Positiv geladene Kaonen sind nach gegenwärtigem Verständnis eine sehr sensitive Probe, um die Eigenschaften verdichteter Materie und der Hadronen im nuklearen Medium zu studieren [12, 13, 14]. Sie enthalten ein $\bar{s}$–Quark und können nur in der starken Wechselwirkung zusammen mit einem anderen seltsamen Teilchen produziert werden, das ein s–Quark enthält. Wegen der Erhaltung der Seltsamkeit in der starken Wechselwirkung können K^+–Mesonen nur in Kollisionen mit anderen seltsamen Teilchen absorbiert und vernichtet werden. Solche Prozesse sind aber bei den hier betrachteten Strahlenergien sehr selten. Daher ist die mittlere freie Weglänge der K^+–Mesonen im nuklearen Medium nur durch Streuprozesse bestimmt; für die Grundzustandsdichte beträgt die mittlere freie Weglänge $\lambda_{mean} = 7$ fm. K^+–Mesonen, die im nuklearen Medium erzeugt worden sind, verlassen daher dieses nahezu ungestört und vermitteln so direkt die physikalischen Verhältnisse der Kollisionszone, ganz im Gegensatz zu den

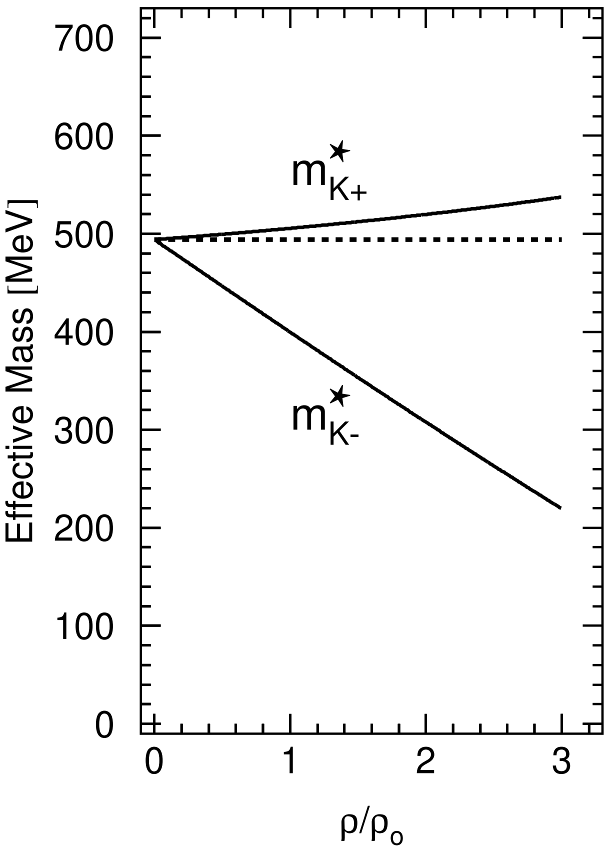

Abbildung 1.1: *Effektive Masse der positiv und der negativ geladenen Kaonen (in MeV) in Kernmaterie als Funktion der normierten Dichte ρ/ρ_0. ρ_0 ist die Grundzustandsdichte von 0.17 fm^{-3}. In dieser Darstellung befindet sich der Grundzustand also bei 1. Die Skala für die normierte Dichte reicht bis zu einem Wert von etwa 3. Nach verschiedenen Modellrechnungen ist dies die maximale Dichte, die bei Kollisionen von ^{58}Ni auf ^{58}Ni bei einer Strahlenergie von etwa 2 AGeV erreicht wird. Die effektive Masse von K^+–Mesonen steigt demnach gegenüber der freien Masse (gestrichelte Linie) um bis zu 10% an, während die Masse der negativ geladenen Kaonen auf einen bis zu 50% kleineren Wert sinken kann.*

K^-–Mesonen, die durch Reaktionen wie K^-+n $\rightarrow$ Λ+π^- absorbiert werden können. In diesem Energiebereich ist darüberhinaus die direkte Produktion von Kaonen unterdrückt und kooperative Effekte beginnen eine wichtige Rolle zu spielen. Die Reaktion mit dem kleinsten Q–Wert für die Produktion eines positiven Kaons ist

$$p + N \rightarrow K^+ + \Lambda + N.$$

N ist dabei entweder ein Neutron oder ein Proton. Die Schwelle für diesen Prozeß ist T_{Lab} = 1.58 GeV. Unterhalb dieser Energie kann ein K^+ mit Hilfe der Fermi–Bewegung der Nukleonen oder in einer Kollision mit einem sogenannten *nucleon cluster* [15] erzeugt werden.

Es gibt viele theoretische Modelle, die den Anspruch erheben, relativistische Schwerionenkollisionen zu beschreiben. Im allgemeinen beruhen sie auf mikroskopischen Ansätzen wie dem Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck (BUU) Modell [12] oder der Quanten–Molekular–Dynamik (QMD) [16]. In der Wahl der Parameter für diese Modelle bestehen aber gewisse Freiheiten. Die Kompressibilität der Kernmaterie ist ein Parameter der nuklearen Zustandsgleichung (Equation Of State – EOS), die elementaren Wirkungsquerschnitte sind zum großen Teil nur ungenau bekannt, nahe der Produktionsschwelle von Kaonen existieren keine Messungen, genausowenig für die Wirkungsquerschnitte im nuklearen Medium [17]. Viele Effekte der relativistischen Kern–Kern–Streuung wurden allerdings mit Hilfe dieser Modelle erklärt, so z.B. der Nukleonenfluß.

Kaonen in Schwerionenkollisionen wurden das erste Mal in den achtziger Jahren am BEVALAC bei Strahlenergien von etwa 2 AGeV nachgewiesen [18, 19, 20, 21, 22]. Diese Experimente haben sehr viel Aufmerksamkeit erregt und zahlreiche theoretische Studien nach sich gezogen, die entweder auf Kaskaderechnungen [23, 24, 25, 26] oder Transportmodellen [27, 28] beruhten. Mit der Fertigstellung des Schwerionen–Synchrotrons SIS an der GSI wurden neue Experimente zur Kaonen–Produktion in Schwerionen–Kollisionen ausgeführt [29, 30, 31]. Die Interpretation des verfügbaren Datenmaterials erwies sich allerdings als schwierig. X. S. Fang, C. M. Ko und Mitarbeiter konnten in [32] den totalen Produktionsquerschnitt von positiv geladenen Kaonen in dem symmetrischen System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV mit einer weichen Zustandsgleichung reproduzieren. Es gelang allerdings nur unter Berücksichtigung eines skalaren Potentials die Daten der KaoS–Kollaboration [29, 30, 31] zu verstehen. Andererseits konnten Maruyama und Mitarbeiter in [33] die Resultate ohne Berücksichtigung von Mediumeffekten nur mit Hilfe von explizit impulsabhängigen Potentialen erklären. Die Form des Kaonenpotentials in nuklearer Materie bedarf daher nach wie vor der Klärung. Darüberhinaus sind viele für die Kaonenproduktion relevanten Wirkungsquerschnitte wie etwa $N\Delta \rightarrow N\Lambda K$ experimentell bisher nicht zugänglich [34]. Die Rolle von höheren Resonanzen, N^* beispielsweise, wird in [35, 36] diskutiert.

In dieser Situation erweist es sich als unumgänglich, einen Detektor zur Verfügung zu haben, der durch die simultane Messung und Korrelation möglichst vieler Observabler auf einem großen Bereich des Phasenraums über die bereits genannten Messungen hinausgeht und so in der Lage ist, die große Zahl der Freiheitsgrade verschiedener Transportmodelle zu reduzieren. In dem in dieser Arbeit beschriebenen 4π–Experiment der FOPI–Kollaboration wird die Produktion von K^+–Teilchen in Kollisionen nahe der Schwelle (1.58 GeV) bei Energien von 1.93 und 1.45 AGeV untersucht. Bereits vorher wurden mit diesem Detektor die Spektren von Pionen, von Wasserstoffisotopen und schweren Kernfragmenten [37, 38, 39, 40] über einen großen Bereich des Raumwinkels vermessen und deren Abhängigkeit von der Stoßgeometrie einer Schwerionenreaktion ausgewertet. Weiterführende Korrelationsanalysen ermöglichten es, die vermessenen geladenen Teilchen als Zerfallsprodukte instabiler geladener ($\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + P$ [41]) oder neutraler Teilchen ($\Delta^\circ \rightarrow \pi^- + P$ [41], $\Lambda \rightarrow \pi^- + P$ [42], $K^\circ \rightarrow \pi^- + \pi^+$ [42]) zu identifizieren. Für die Untersuchung von Quellgrößen mit Hilfe der Intensitätsinterferometrie von Pionen [43, 40] stellt eine große Akzeptanz eine unabdingbare Voraussetzung dar. Aber erst mit diesem 4π–Detektor war es möglich, die Produktion von Kaonen über einen größeren Bereich des Phasenraums als zuvor zu vermessen [44] und deren Korrelation mit Zentralität und Reaktionsebene zu bestimmen.

Detailierte Informationen über den Produktionsmechanismus für Kaonen ist in den spektralen Verteilungen der Kaonen enthalten. In den oben erwähnten Transportmodellen zur Beschreibung von Schwerionenkollisionen erweist sich die Ausbeute an Kaonen als sensitiv auf die Kompressibilität und damit die Zustandsgleichung der Kernmaterie. Die Steilheitsparameter reagieren nach verschiedenen Modellrechnungen [45, 46] empfindlich auf die angenommenen Streuquerschnitte für die Kaonen in Kernmaterie. Die Winkelabhängigkeit der Steilheitsparameter konnte jedoch bislang nicht schlüssig getestet werden.

Die Impulsverteilungen der Kaonen werden allerdings auch durch das Potential der Kaonen in Kernmaterie beeinflußt. G. Q. Li und C. M. Ko haben in [47] den gerichteten Seitwärtsfluß von Kaonen als zusätzliche und sogar sensitivere Observable für das Potential von Kaonen in Kernmaterie vorgeschlagen. Mit der großen Akzeptanz des FOPI–Detektors konnte diese Fragestellung zum ersten Mal in Angriff genommen werden.

Die simultan dazu gemessenen Pionenspektren sind in diesen Zusammenhang interessant, denn falls Kaonen in Mehrfachprozessen erzeugt werden, die Δ– und N^*–Resonanzen beinhalten, können Pionen bei der Produktion von Kaonen beteiligt sein. Auf diese Weise können Modelle getestet werden, die diese Prozesse versuchen zu beschreiben. Das anwachsende Verhältnis der Kaonen zu den Pionen als Funktion der Zentralität wurde bereits in [31] als Indiz dafür gedeutet, daß Kaonen aufgrund von Resonanzbeiträgen überproportional in zentralen Kollisionen produziert werden. Da der FOPI–Detektor für die Bestimmung der Zentralität hervorragend ausgestattet ist, bietet sich die Untersuchung dieser Observablen an, um die Rolle von Resonanzmaterie bei der Produktion von Kaonen in Schwerionenkollisionen zu beleuchten.

Alle diese Aspekte werden in dieser Arbeit abgedeckt, die sich in fünf Teile gliedert. Nach der Einleitung wird im zweiten Teil der Detektor kurz vorgestellt, mit dem diese Untersuchungen durchgeführt wurden. Diese beruhten im ganz wesentlichen Maße auf der Verwendung der Zentralen Driftkammer (CDC). In dem darauffolgenden Teil der Datenanalyse wird zunächst auf die Kalibration der CDC [48] eingegangen, die mit einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten neuen Methode, dem *erweiterten Spurmodell* [49], arbeitet. Die Kalibration dieses Detektors liefert die Parameter, die notwendig sind, um die Rohdaten der Driftkammer in eine Form zu transformieren, die vom Spurerkennungsprogramm verwendet werden kann. Daraufhin wird die in dieser Arbeit zur Spurerkennung verwendete *Hough–Transformation* [50], deren Entwicklung im Rahmen einer Diplomarbeit [51] begonnen und in dieser Arbeit weitergeführt wurde, kurz erläutert. Die damit bestimmten Parameter der Teilchenbahnen und Viererimpulse sind eine Voraussetzung für die Zuordnung von Teilchenspuren zu Einschlägen im *Barrel*–Flugzeitdetektor, dem in dieser Arbeit entwickelten und erstmalig eingesetzten *Matching*. Nur diese zusätzlichen Anstrengungen führten schließlich zur Identifizierung der in diesem Energiebereich, nahe der Produktionsschwelle, selten erzeugten Kaonen. Im anschließenden vierten Teil dieser Arbeit werden die so gewonnenen Resultate zur Kaonenproduktion vorgestellt und diskutiert. Daran schließt sich eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und ein Ausblick auf zukünftige Experimente an.

2 Experimenteller Aufbau

Im folgenden soll zunächst der Detektor kurz vorgestellt werden, mit dem die Ergebnisse dieser Arbeit erzielt wurden. Eine genaue Beschreibung des experimentellen Aufbaus findet sich bereits in [52], in zahlreichen Diplomarbeiten [53, 54, 51] sowie Dissertationen [55, 38, 39, 40].

Durch einen möglichst vollständigen Nachweis aller Teilchen, die in einem Kernstoß erzeugt werden, will man Informationen über die sogenannte Zustandsgleichung der Kernmaterie erhalten. Daher wurde an der GSI in Darmstadt begonnen, ein 4π–Experiment aufzubauen, das Detektoren mit hoher Effizienz zum Nachweis geladener Teilchen, wie Protonen, leichte Kernbruchstücke und Pionen aber auch Elementarteilchen mit Strangeness–Inhalt (K^+, K^-, K_s° und Λ) enthält.

Der 4π–Detektor ist ein hochmodulares Detektorsystem mit mehreren Detektormodulen [56, 57, 58]. Abbildung 2.1 zeigt eine Seitenansicht des Detektors. Der Detektor besteht aus folgenden Elementen:

- äußere Plastikwand und innere Plastikwand (0–Grad Detektor)
- Ionisationskammern (Parabola) und Rosace
- Zentrale Driftkammer (CDC)
- Helitron
- Plastik–Barrel und Čerencov–Barrel
- supraleitender Solenoid

Der Detektor wird in zwei Schritten aufgebaut. Phase 1 besteht aus der **Vorwärtswand**, die den vollen Azimut und einen polaren Winkelbereich von 1° bis 30° abdeckt. Die Vorwärtswand besteht aus zwei Teilen:

- **Plastikwand**,
- **Cluster Detector Shell**.

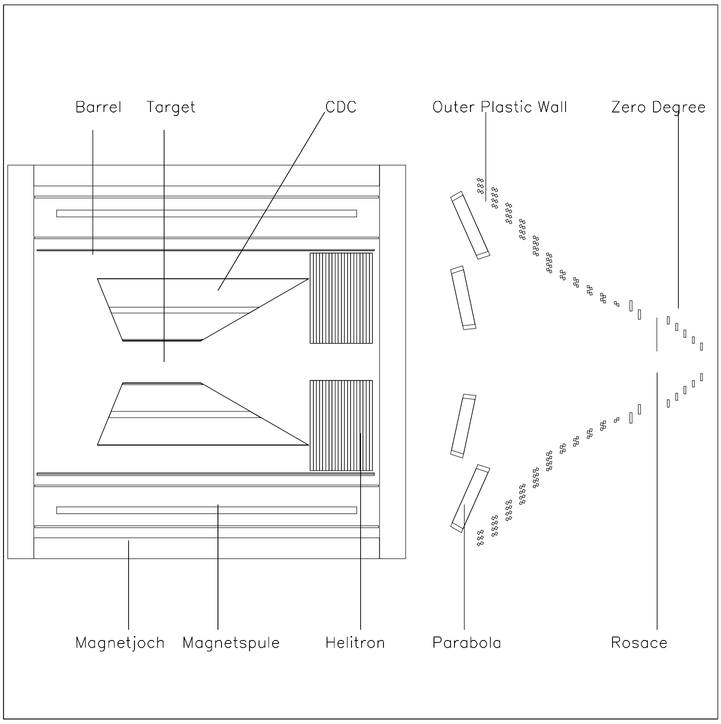

Abbildung 2.1: *Seitenansicht des 4π–Detektors*

Sie besteht aus insgesamt 764 Szintillator–Streifen. Diese messen die Flugzeit der Reaktionsprodukte relativ zu einem in–beam START Detektor mit einer Auflösung von etwa 300 ps (1 σ). Die Plastikwand liefert einen schnellen Online Trigger für die Multiplizität geladener Teilchen genauso wie für deren azimutalen oder polaren Verteilung.

Die beiden Teile sind im einzelnen:

- **Äußere Plastikwand:** Die äußere Plastikwand, die den polaren Winkelbereich von 7° bis 30° abdeckt, besteht aus 512 Szintillator–Streifen in 8 Sektoren. Sie werden beidseitig ausgelesen. Die gemessene Position auf dem Streifen liefert den Azimut, den polaren Winkel erhält man durch die Position des Streifens.

- **Innere Plastikwand (0–Grad Detektor):** Der innere Bereich der Vorwärtswand besteht aus 252 trapezförmigen Szintillatoren, die nur einseitig ausgelesen werden. Sie sind in 7 konzentrischen Ringen um die Strahlachse angeordnet, die den polaren Winkelbereich von 1° bis 7° abdecken.

Beide Detektoren liefern zusätzlich zur Flugzeit– noch eine Ortsinfomation mit einer Auflösung von etwa 1° im azimutalen Winkel. Der radiale Abstand und die polare Winkelkoordinate sind durch die Streifenposition gegeben.

Die Identifizierung der Elemente beruht auf der Messung des Energieverlustes im Szintillator (ΔE) und der Flugzeit (TOF). Sie liefert die Ladung Z des Fragments,

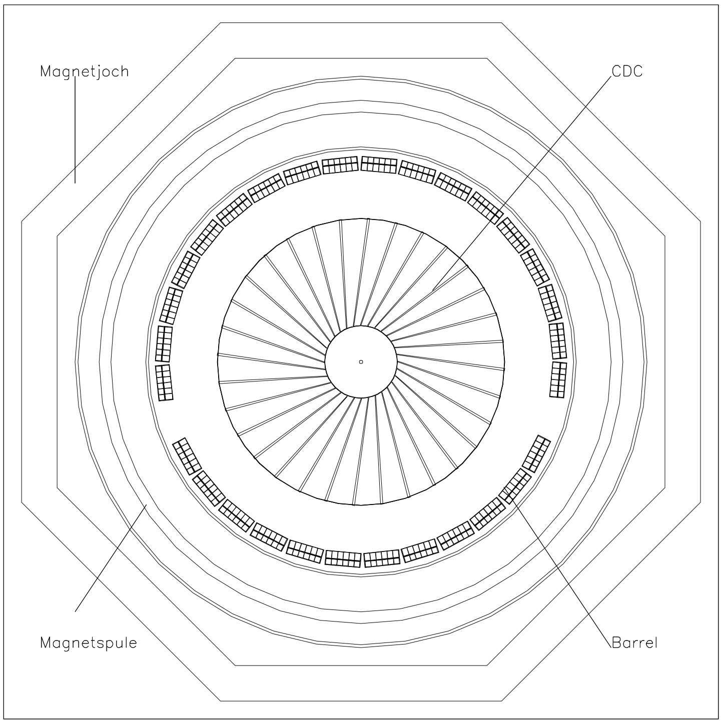

Abbildung 2.2: *Querschnitt vom Aufbau des 4π–Detektors*

falls sie nicht im Szintillator gestoppt werden. Dies führt zu einer Minimalenergie für die Teilchen: 45 MeV für Protonen und etwa 85 MeV/u für Kohlenstoffkerne. Eine der Hauptanforderungen an den Detektor ist aber die Messung von schweren Fragmenten ("clusters") als auch von schnellen geladenen Teilchen. Daher gibt es vor der Vorwärtswand noch eine dünnere ΔE–Shell.

Dieser Cluster–Detektor bedeckt den gleichen Winkelbereich von 1° bis 30°. Aus technischen Gründen wurden für die beiden polaren Winkelbereiche verschiedene Lösungen verwirklicht:

- **Ionisationskammern (Parabola):** Über 6° wird eine Wand aus 16 Ionisationskammern benutzt, die in zwei konzentrischen Ringen angeordnet sind und die äußere Plastikwand abdecken. Jede Kammer enthält 8 Anoden. Die resultierende Granularität von 128 Elementen wird als ausreichend für die erwartete Multiplizität schwerer Fragmente angesehen.

- **Rosace:** Für den Winkelbereich von 1° bis 6° wird ein Array von 60 dünnen (2mm) Szintillator–Paddles für die ΔE–Messung benutzt.

Phase 2 vervollständigt den Aufbau durch Detektoren zur Aufnahme von Teilchenspuren, sogenannten *Tracking–Detektoren*:

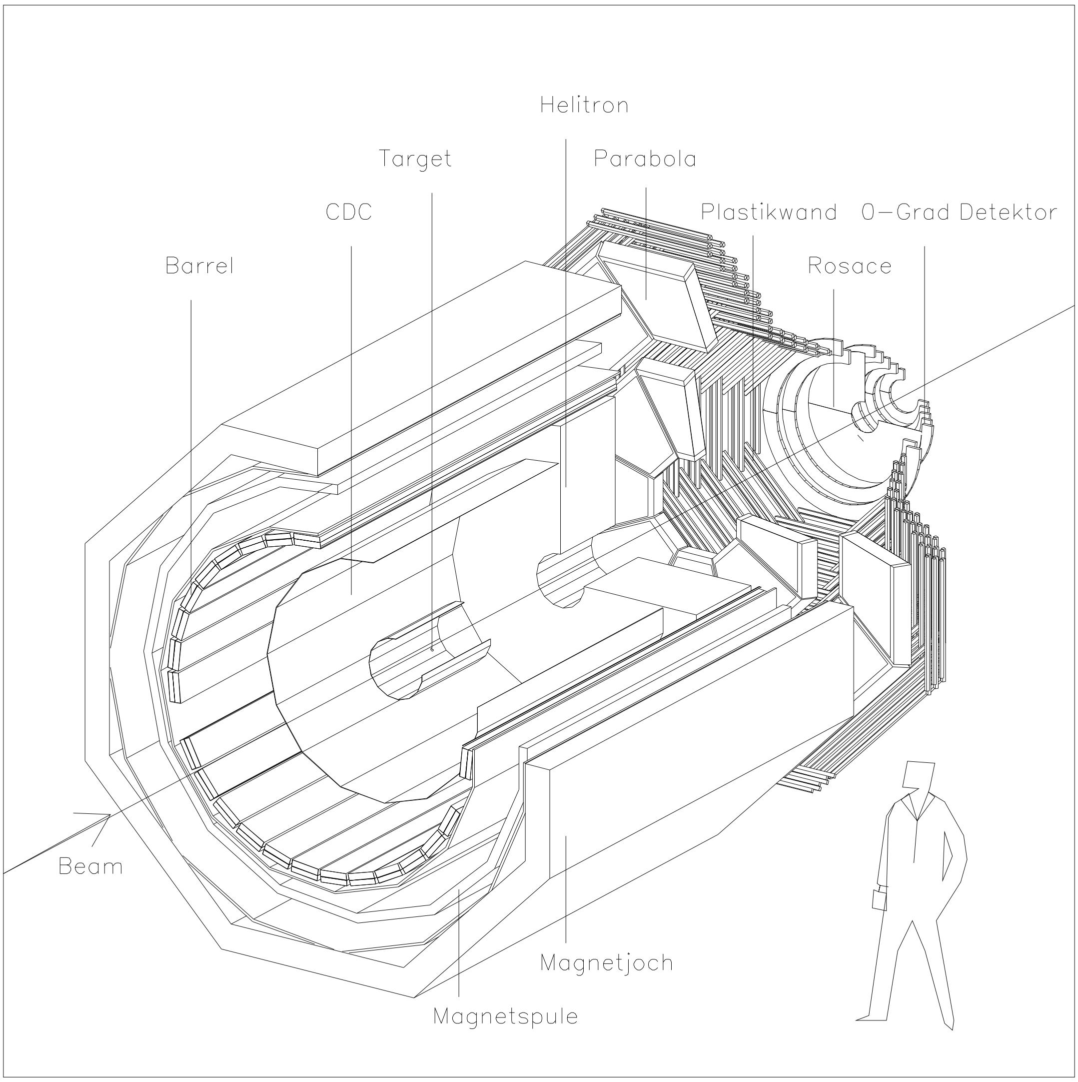

Abbildung 2.3: *Dreidimensionale Ansicht vom Aufbau des 4π–Detektors*

Zentrale Driftkammer:

Die zentrale Driftkammer [59] ist eine zylindrische Driftkammer mit einem äußeren Radius von etwa 80 cm und einem inneren von etwa 20 cm.

Der Vorwärtskonus hat einen Öffnungswinkel von 30°. Er zeigt genau auf die Targetposition und gibt damit den Teilchen, die mit kleineren polaren Winkeln emittiert werden, den Weg frei. Sie werden dann von den Detektoren in der Vorwärtsrichtung registriert.

Der Rückwärtskonus hat einen Öffnungswinkel von 60°. Er war ursprünglich nicht vorgesehen, mußte aber aus Gründen der mechanischen Stabilität eingeführt werden.

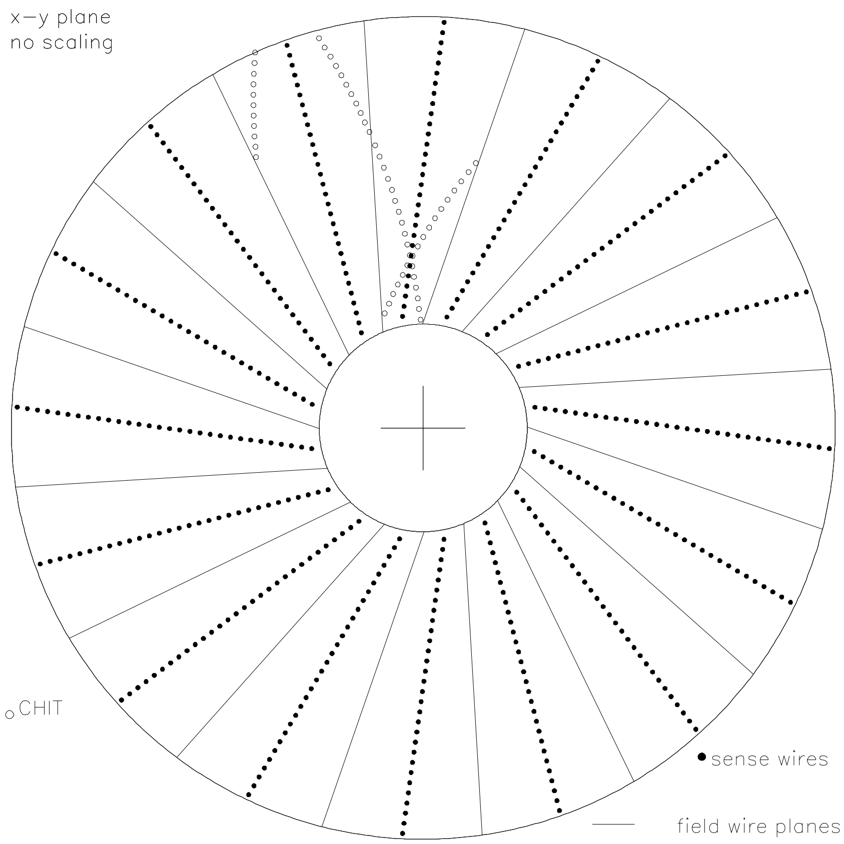

Abbildung 2.4: *Spur und Spiegelspur in der CDC: Ein Querschnitt senkrecht zur Strahlachse zeigt die Segmentierung der zylindrischen Driftkammer. Sie besteht aus 16 radialen Sektoren mit 60 Signaldrähten. Sie laufen parallel zur Strahlrichtung und sind in einer Ebene angeordnet. Allerdings werden nur 30 davon ausgelesen (volle Punkte). Die durchgehende Spur von Kreisen zeigt eine Teilchenspur an, die Spiegelspur wird einmal zerrissen, wenn das Teilchen von einem Sektor in einen anderen geht, und außerdem kommt sie aufgrund der geneigten Sektoren nicht vom Target (Kreuz in der Mitte).*

Damit wird der volle Azimut und ein polarer Winkelbereich von 30° bis etwa 140° von der zentralen Driftkammer (CDC) abgedeckt.

Die innere Länge beträgt etwa 86 cm die äußere 190 cm. Die Driftkammer ist aus einer EPOXY–Struktur aufgebaut. Der Innenmantel besteht aber aus einer dünnen Mylarfolie, um die Vielfachstreuung so klein wie möglich zu halten.

Der Querschnitt senkrecht zur Strahlachse des Detektor–Systems in Abbildung 2.2 zeigt die Segmentierung der Driftkammer. Die zentrale Driftkammer ist vom Typ einer Jet–Kammer [60] und ähnlich der JADE–Driftkammer am DESY [61] oder der DIOGENE–Driftkammer [62] in Saclay aufgebaut:

Das zylindrische Volumen der CDC ist in 16 radiale Sektoren aufgeteilt. In jedem Sektor befinden sich 60 Signaldrähte mit einem Abstand von 10 mm. Sie verlaufen parallel zur Strahlachse und sind in einer Ebene angeordnet (Abbildung 2.4), die von innen nach außen zeigt. In dieser Ebene sind die Drähte leicht gegeneinander versetzt, sie weisen ein sogenanntes *Staggering* auf, um die elektrostatische Stabilität der Drahtanordnung zu erhöhen. Ein Charakteristikum der 4π–Driftkammer ist, daß die Sektoren nicht auf das Target ausgerichtet sind, vielmehr sind sie, wie Abbildung 2.2 zeigt, mit einem *Tilt–Winkel* von 8° verdreht.

Die zentrale Driftkammer enthält ein Gasgemisch von 88% Argon, 2% Methan und 10% Isobutan und arbeitet unter Atmosphären–Druck. Die Elektronen, die von den durchfliegenden Teilchen im Kammergas freigesetzt werden, haben eine Driftgeschwindigkeit von etwa 40 μm/ns.

Das elektrische Feld in der CDC steht orthogonal auf der Ebene der Signaldrähte. Die Driftkammer befindet sich im solenoidalen Magnetfeld eines supraleitenden Magneten mit einer Feldstärke von maximal 0.6 T. Die Magnetfeldlinien verlaufen parallel zur Strahlachse und senkrecht zu den elektrischen Feldlinien. Aufgrund der langen Driftwege (maximal 15 cm) macht sich die Lorentzkraft bemerkbar. Die Driftzellen, also die Bereiche, aus denen die Elektronen auf einen Signaldraht driften, sind daher gegen die Drahtebene um einen Lorentzwinkel von etwa 30° verdreht.

Die Signaldrähte werden an beiden Enden ausgelesen. Aus den Ankunftszeiten wird die Driftzeit bestimmt und daraus die x– und y–Koordinate. Da man nicht weiß, von welcher Seite der Driftzelle die Elektronen auf den Draht gekommen sind, gibt es zu jedem Punkt noch einen sogenannten *Spiegelpunkt* und daher zu jeder Spur noch eine *Spiegelspur*. Aber aufgrund des Tiltwinkels bietet sich eine einfache Möglichkeit, Spiegelspuren in der Phase der Spurerkennung zu verwerfen, da die Spiegelspur nicht aus der Targetregion kommt. Das ist in Abbildung 2.4 illustriert. Die z–Koordinate wird über Ladungsteilung berechnet.

Die Ortsauflösung soll in der XY–Ebene $\sigma_{r\phi} = 300\mu m$ und in z–Richtung $\sigma_z = 20mm$ betragen ($\approx$ 1% der Drahtlänge). Angestrebt wird eine Doppelspurauflösung von 5–10mm.

Die zentrale Driftkammer erlaubt aber nicht nur die räumliche Rekonstruktion von gekrümmten Teilchenspuren und damit eine Impulsmessung, sondern bietet auch die Möglichkeit, den differentiellen Energieverlust dE/dx zu bestimmen. Die dE/dx–Auflösung sollte 5–10% betragen. Indem man dE/dx gegen den Impuls aufträgt ist eine Teilchenidentifizierung möglich.

Helitron:

Die HELITRON–Driftkammer erfüllt die gleichen Aufgaben wie die zentrale Driftkammer für den polaren Winkelbereich von 7° bis 30°. Es werden Helix–Trajektorien für geladene Teilchen aufgenommen, die in Vorwärtsrichtung emittiert und vom Magnetfeld abgelenkt werden. Für die Messung von Teilchenkorrelationen wird eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \leq 4\%$ angestrebt.

Mit Hilfe der Flugzeitinformation der aus der Vorwärtswand, die über einen Algorithmus zur Zuordnung von Spuren im Helitron zu Treffern in der Vorwärtswand gwonnen wird, ist es möglich, ein Teilchenidentifikation durchführen, insbesondere hofft man dadurch $\pi^{\pm}$, p, d, t, ^{3}He und ^{4}He trennen zu können.

Teilchen, die mit größeren polaren Winkeln als 30° emittiert werden, sind hauptsächlich Pionen oder Isotope von H und He.

Aufgrund der speziellen Eigenschaften von Kaonen (strangeness, lange mittlere freie Weglänge), ist es von großem Interesse, Kaonen zu messen. Da diese aber bei SIS–Energien selten sind, müssen zusätzliche Anstrengungen unternommen werden. Daher wird die CDC von einem *Barrel–Detektor* umgeben, der wiederum aus zwei Teilen besteht:

- **Plastik–Barrel:** Der Plastik–Barrel ist eine Flugzeitdetektor aus 180 Plastik–Szintillator–Streifen. Sie sind 240 cm lang, 3.2 cm breit, 4 cm tief und werden an beiden Enden ausgelesen. Diese TOF–Information kann zusätzlich zum differentiellen Energieverlust der CDC genutzt werden, um die Teilchenidentifikation zuverlässiger zu machen. Die Zeitauflösung beträgt etwa 1 ns (FWHM).

- **Čerencov Barrel:** Der TOF–Detektor wird von einer zweiten Schale umgeben. Diese besteht aus einer gleichen Anzahl von wassergefüllten Čerencov–Zählern, die 3 cm breit und tief sind. Die Länge dieser Streifen sollte die gleiche sein, wie beim Plastik–Barrel. Die Lichtausbeute war jedoch so gering, daß man sich entschied, die Streifenlänge auf 1 m zu reduzieren, auf eine einseitige Auslese zurückzugehen und das andere Ende der Streifen jeweils mit einem Spiegel zu versehen. Ein spezielles Salz dient als Wellenlängenschieber. Die Schwelle für Kaonen ist 560 MeV/c. Die Čerencov–Zähler wurden aufgrund der oben genannten Schwierigkeiten nicht in der Analyse nicht verwendet.

Die einzelnen Elemente beider Detektoren sind zu 30 Modulen gruppiert, wovon jedes 6 TOF– und 6 Čerencov–Streifen enthält. Alle diese Detektoren arbeiten in einem Magnetfeld von etwa 0.6 T, das von einem **supraleitenden Solenoiden** erzeugt wird. Das Magnetfeld ist im Bereich der CDC auf 2% homogen, so daß man in guter Näherung von Helix–Trajektorien für die geladenen Teilchen ausgehen kann. Die dreidimensionale Abbildung 2.3 verschafft einen besseren Eindruck vom ganzen Detektor, insbesondere von der Anordnung der Barrel–Module.

Abbildung 2.5 zeigt den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2N}{dp_T/Mdy^{(0)}}$, der die Akzeptanz des vollständigen FOPI 4π–Detektors für alle Reaktionsprodukte mit der Ladung Z=+1 aus dem symmetrischen System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV widerspiegelt. Oft wird die *normierte Rapidität* $Y^{(\circ)}$ verwendet, die folgendermaßen definiert ist:

$$Y^{(\circ)} = Y/Y_{CM} - 1 \tag{2.1}$$

Y_{CM} ist dabei die Rapidität des Schwerpunktsystems im Labor. Damit befindet sich Targetrapidität bei -1, Projektilrapidität bei +1, und Schwerpunktrapidität bei 0, un-

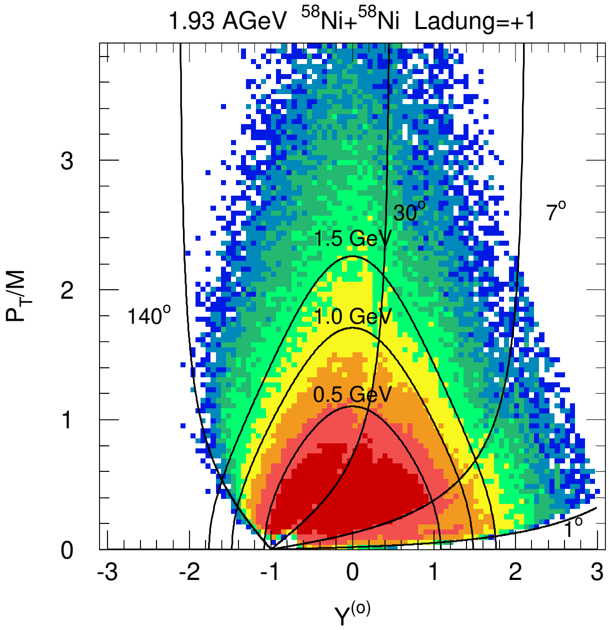

Abbildung 2.5: *Die Akzeptanz des FOPI Detektors für das symmetrische System ^{58}Ni+^{58}Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV und Teilchen der Ladung +1. Gezeigt sind Zählraten als Funktion von* transversaler Geschwindigkeit *p_T/M und normierter Rapidität $Y^{(o)}$. Die Beiträge der verschiedenen Detektoren des FOPI–Detektorsystems zur vollen Überdeckung des Phasenraums sind durch Linien konstanten Laborwinkels abgegrenzt.*

abhängig von der Strahlenergie. Die von Targetrapidität ausgehenden Linien sind Linie konstanten Laborwinkels und begrenzen die Beiträge verschiedener Subdetektoren des FOPI–Detektorsystems. Die innere Plastik–Wand (Nullgrad–Detektor) deckt den Bereich von 1° bis 7° im Labor ab, die äußere Plastik–Wand von 7° bis 30°. Mit der Zentralen Driftkammer (CDC) wird der Bereich ab 32° bis etwa 135° gemessen. Der Bereich um 30° wird demnach nur unvollständig abgedeckt. Dies führt zu der in Abbildung 2.5 feststellbaren Ineffizienz des Detektors in diesem Bereich. Wie aus Abbildung 2.5 hervorgeht, schließen die verschiedenen Bereiche an den Begrenzungen stetig an. Zum Vergleich sind Linien konstanter Energie einer isotrop emittierenden Quelle bei Schwerpunktrapidität ($Y^{(\circ)}$=0) angedeutet.

3 Die Analyse der Daten

Nach der Beschreibung des Detektors, mit dem die Daten gewonnen wurden, wird im folgenden auf die Analyse der Daten eingegangen. Die Ergebnisse dieser Arbeit beruhen zu einem wesentlichen Teil auf den Daten der Zentralen Driftkammer (CDC), deren Funktionsweise und Aufbau im vorhergehenden Kapitel beschrieben wurde. Die beim Meßvorgang ermittelten Größen werden durch die Kalibration, die zunächst auszugsweise beschrieben wird, in eine Form gebracht, die vom Spurerkennungsprogramm verwendet werden kann. Das in dieser Arbeit verwendete Spurerkennungsprogramm wird danach nur kurz erläutert, da bereits im Rahmen einer Diplomarbeit [51] mit der Entwicklung dieser Analyseroutinen begonnen wurde. Die Aufgabe dieser Routinen ist die Rekonstruktion der Teilchenbahnen und die Bestimmung der Viererimpulse, die unabdingbare Voraussetzung für das darauffolgende im Zusammenhang mit dieser Arbeit entwickelte Programm zur Zuordnung der Spuren zu Einschlägen im zentralen Flugzeit–Zähler (Barrel–Detektor) sind, was schließlich zur Identifizierung der Kaonen führt.

3.1 Die Kalibration der CDC

Nachdem im vorhergehenden Kapitel die prinzipielle Funktionsweise einer Driftkammer und der Aufbau der Zentralen Driftkammer (CDC) im FOPI–Detektor erläutert wurde, folgt nun die Beschreibung der Prozeduren zur Bestimmung der Kalibration. Dabei kann nicht auf alle Kalibrationskonstanten eingegangen werden, da dies den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Nach einem Überblick der Kalibrationskonstanten von Driftkammern und der gängigsten Methoden zu ihrer Bestimmung wird die *Methode des erweiterten Spurmodells* mit der Bestimmung der wichtigsten Kalibrationskonstanten Ereigniszeitnullpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel erläutert. Die *Methode der Spur–Residuen* wird zur Kalibration der Z–Koordinaten (Z–Kalibration) und zur Kalibration des Energieverlustes (dE/dx–Kalibration) verwendet. Diese Methode stellt ebenfalls ein sehr leistungsfähiges Werkzeug dar, um den Erfolg einer Kalibration zu messen. Die Ergebnisse der Kalibration werden in dem darauffolgenden Abschnitt über Methoden zur Überprüfung einer Kalibration präsentiert. Auch in diesem Fall kann nur auf die wichtigsten Ergebnisse und wesentlichsten Abhängig-

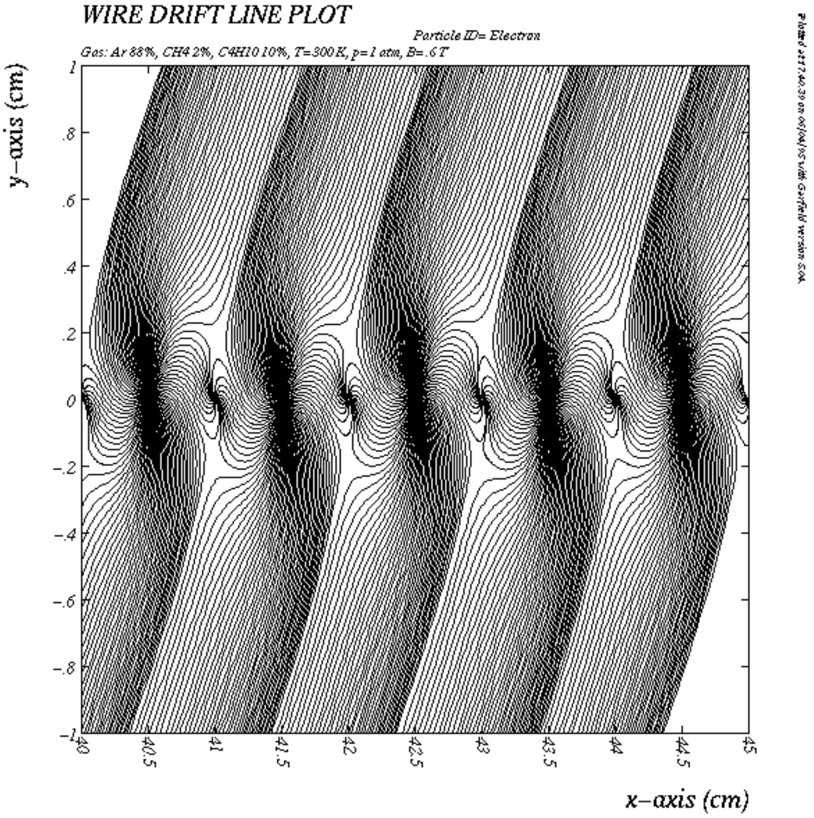

Abbildung 3.1: *Driftfeld der Elektronen simuliert mit GARFIELD. Ausschnitt eines Sektors der CDC. Die Werte an der x– und y–Achse geben die Dimensionen in cm an. Ein Sektor ist etwa 60 cm lang, etwa 2 x 4 cm breit am inneren Rand, etwa 2 x 15 cm breit am äußeren Rand. Nebenstehende Abbildung zeigt ein 5 cm langes und jeweils 1 cm links und rechts von der Anodendrahtebene breites Stück in der Mitte eines Sektors. Die Linien stellen mögliche Driftwege für die beim Teilchendurchgang freigesetzten Elektronen dar. Die Positionen von 5 Anodendrähten (Signaldrähten) sind an den verdichteten Driftwegen zu erkennen. Zwischen den Anodendrähten befindet sich jeweils ein zusätzlicher Potentialdraht, um den homogenen Driftbereich so nah wie möglich an den Anodendraht heranzuführen und einen besseren radialen Driftbereich um die Anodendrähte herum zu erzeugen.*

keiten eingegangen werden, da die Kalibration einer Driftkammer naturgemäß eine sehr komplexe und zeitaufwendige Aufgabe darstellt.

3.1.1 Kalibrationskonstanten von Driftkammern

Beim Meßvorgang in der Driftkammer werden folgende Größen ermittelt:

- t_+: Die Ankunftszeit für den digitalisierten Puls auf der +Z–Seite.

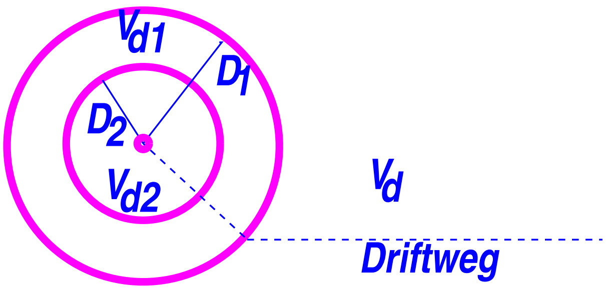

Abbildung 3.2: *Nahdrahtkorrektur: Die bei der Rekonstruktion verwendete Näherung. Radialer Driftweg mit der Driftgeschwindigkeit V_{d1} ab Radius D_1 und Driftgeschwindigkeit V_{d2} ab Radius D_2. Außerhalb des Bereiches D_2 driften die Elektronen parallel zur Driftrichtung mit der Geschwindigkeit V_d.*

- t_-: Die Ankunftszeit für den digitalisierten Puls auf der –Z–Seite.
- A_+: Das Integral über den digitalisierten Puls auf der +Z–Seite.
- A_-: Das Integral über den digitalisierten Puls auf der –Z–Seite.

Für die Rekonstruktion der Teilchenspuren müssen diese Größen in Raumkoordinaten überführt werden:

- X: Die X–Koordinate des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle.
- Y: Die Y–Koordinate des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle.
- Z: Die Z–Koordinate des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle.
- Q: Die vom Teilchen im Driftraum freigesetzte Ladung.

Die Aufgabe der Kalibration ist es nun, die Parameter zu bestimmen, die für diese Transformation notwendig sind, und diese zu überwachen. Die folgenden Kalibrationskonstanten werden benötigt, um die Raumkoordinaten von den Drahtsignalen zu rekonstruieren:

- Die Geometrie der Kammer.
- Die elektronische Verstärkung der Vorverstärker.
- Der Gasverstärkung der Kammer.
- Der Drahtwiderstand (effektive Drahtlänge).
- Die elektrostatische und gravitative Auslenkung der Drähte.
- Korrekturen in den inhomogenen Bereichen der Driftregion (Nahdrahtkorrektur).
- Der Ereigniszeitnullpunkt.
- Die Driftgeschwindigkeit.

- Der Lorentzwinkel.

Der Einfluß der Konstanten auf die Rekonstruktion ist verschieden. Die meisten Parameter sind sehr stabil und müssen nur einmal während einer Strahlzeit bestimmt werden.

Der Transformation liegt ein bestimmtes Modell des Verhaltens der Driftkammer zugrunde. Es wird davon ausgegangen, daß ab einer bestimmten Entfernung vom Signaldraht ein homogenes Feld vorhanden ist. In diesem homogenen Bereich bewegen sich die beim Teilchendurchgang freigesetzten Elektronen mit einer konstanten Geschwindigkeit, der Driftgeschwindigkeit v_D. Die Driftrichtung ist in diesem Bereich ebenfalls konstant und wird durch den Lorentzwinkel α_L gegeben. Die Form der Linien gleicher Driftzeit (Isochronen) wird als annähernd kreisförmig angenommen und wird im Bereich des homogenen Driftraumes als konstant angesehen (Abbildung 3.1).

Innerhalb eines kritischen Abstands von der Signaldrahtebene wird davon ausgegangen, daß die Elektronen radial zum Signaldraht driften. Die Änderung der Driftgeschwindigkeit bei der Annäherung an den Signaldraht wird durch die Aufteilung dieses Bereiches in zwei Zonen beschrieben (Nahdrahtkorrektur in Abbildung 3.2). In beiden Zonen driften die Elektronen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Die Annahme einer radialen Drift stellt eine gewisse Vereinfachung dar, die durch detaillierte Simulationen noch überprüft werden muß.

In die Bestimmung der Z–Koordinate geht das Verhältnis der Ladung ein, die jeweils an beiden Enden der Signaldrähte abgeflossen ist. Da die abgeflossenen Ladungen über zwei verschiedene Verstärker, Kabel und FADC–Kanäle laufen, werden die Unterschiede der beiden Kanäle durch einen Faktor korrigiert. Dieser Faktor wird *Verstärkungsverhältnis* genannt. Anschließend geht in die Berechnung der Z–Koordinate noch eine Größe ein, die das Impedanzverhältnis von Kammer und Elektronik beschreibt. Diese Größe wird *effektive Länge* genannt und muß ebenfalls für jeden Draht bestimmt werden, da sie von den Eigenschaften des jeweiligen Drahtes und der zum Draht gehörigen Elektronik abhängt.

Die bekannten Methoden zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten lassen sich in zwei Gruppen aufteilen:

- Verfahren, die mit externen Referenzen arbeiten, dazu gehören Systeme, die mit einem bekannten externen Teilchenstrahl arbeiten, Laserkalibrationssysteme, sowie Testpulseranlagen.

- Verfahren, die Eigenschaften des Meßvorganges nutzen.

Das Verfahren mit externen Teilchenstrahlen ist vor allem für die Kalibration geometrisch kleiner und zeitliche stabiler Detektoren, wie etwa Vertexkammern [63], geeignet.

Der Wunsch, die Vorteile dieses Verfahrens mit einer ständigen Wiederholbarkeit der Messungen zu kombinieren, führte zur Entwicklung von Lasersystemen, die innerhalb der Kammer Teilchenbahnen an genau vorgegebenen Positionen simulieren.

Eine solche Apparatur wurde zum Beispiel für die Jetkammer des OPAL–Experiments am LEP/CERN entwickelt [64]. Die Anwendung der Kalibration mit Lasern ist jedoch in keinem Fall unproblematisch. In der Praxis stellte sich heraus, daß die Kalibration mit Lasersystemen oft systematisch falsch ist. So ergaben sich zum Beispiel bei der OPAL–Jetkammer große Diskrepanzen zwischen der Laserkalibration und der Kalibration mit anderen Verfahren [65, 66]. Der Einbau eines Lasersystems für die CDC wurde nicht weiter verfolgt.

Die Testpulseranlage der Zentralen Driftkammer (CDC) des FOPI–Experiments hat sich als wichtiges Werkzeug zur Überwachung der Funktionstüchtigkeit aller Kanäle erwiesen.

In dieser Arbeit wird die Bestimmung und Überwachung der Kalibrationskonstanten mit Hilfe gemessener Teilchenspuren erreicht. Auf die Bestimmung aller oben genannten Kalibrationskonstanten kann nicht eingegangen werden, dies würde den Umfang dieser Arbeit übersteigen. Er wird vielmehr nur auf die Bestimmung der *wichtigsten Kalibrationskonstanten*,

- Ereigniszeitnullpunkt T_o,
- Driftgeschwindigkeit v_D und
- Lorentzwinkel α_L,

auf der einen Seite und

- Verstärkungsverhältnis g_+/g_- und effektive Drahtlänge L_{eff}, sowie
- Verstärkungsfaktor f für den Energieverlust

auf der anderen Seite eingegangen. Die dafür notwendige Spurerkennung in der Driftkammer wird mit einem Programm erreicht, das der Histogramm–Methode zugeordnet werden kann, der sogenannten *Hough–Transformation*. Die Entwicklung dieser Methode zur Spurerkennung wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [51] begonnen und im Zusammenhang mit dieser Arbeit weiterentwickelt und betreut. Eine kurze Einführung in die Funktionsweise wird später gegeben. Sie hat eine hohe Effizienz für isolierte und gerade Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt kommen. Zusätzlich ist man mit dieser Methode in der Lage, alle Treffer, die zu einer Spur gehören, aufzufinden, selbst die aufgrund falscher Kalibrationskonstanten weniger gut gemessenen Treffer. Dies ist besonders wichtig während der Anfangsphase einer Strahlzeit, wenn noch keine genauen Kalibrationskonstanten bekannt sind.

Um die Kalibrationskonstanten zu bestimmen und zu überwachen werden zwei Methoden angewendet:

- Die Analyse der Spurresiduen. Die Spurresiduen sind die Abstände der einer Teilchenspur zugeordneten Treffer zu der jeweils angepaßten Kurve.

- Die direkte Anpassung von Kalibrationskonstanten mit Hilfe eines *erweiterten Spurmodells*.

Das *erweiterten Spurmodell* wird im nächsten Abschnitt anhand der Bestimmung der drei globalen Kalibrationskonstanten Ereigniszeitnullpunkt T_0, Driftgeschwindigkeit v_D und Lorentzwinkel α_L demonstriert.

3.1.2 Erweitertes Spurmodell – Kalibration der XY–Koordinaten

Die Koordinaten eines Treffers ergeben sich nach den bereits erwähnten Modellvorstellungen über den Driftvorgang der beim Teilchendurchgang freigesetzten Elektronen auf die Signaldrähte, falls die Kammer ansonsten keine Fehlkalibration aufweist, zu:

$$\vec{R}_H = \vec{R}_W + S \cdot (T_D - T_{W0} - T_0) \cdot V_D \cdot \vec{D} \tag{3.1}$$

Dabei bedeutet:

$\vec{R}_H$: Gemessene Trefferkoordinaten.

$\vec{R}_W$: Drahtkoordinaten.

S : Trägt der Tatsache Rechnung, daß eine Driftkammer nur den Betrag der Driftzeit bestimmen kann. Nach Durchführung der Spurerkennung wird bei der Bestimmung der Koordinaten mit S die Driftrichtung eingestellt. S kann die Werte +1 oder -1 annehmen, je nachdem, ob das Teilchen links oder rechts von der Anodendrahtebene durch den Driftkammersektor geflogen ist.

T_D : Gemessene Driftzeit.

T_{W0} : Individuelle Zeitverschiebung.

T_0 : Globale Zeitverschiebung = Ereigniszeitnullpunkt

V_D : Driftgeschwindigkeit.

$\vec{D}$: Die angenommene Driftrichtung (Einheitsvektor).

Da bei der Durchführung der Kalibration die wahre Position des Treffers nicht bekannt ist, wird stattdessen die Position der an alle Meßpunkte angepaßten Spur genommen. Es wird davon ausgegangen, daß sich die Effekte, die sich durch die Fehlkalibration ergeben, aufheben. Da dies nur näherungsweise richtig ist, muß die Kalibration iterativ arbeiten und sich durch wiederholte Anpassung der Spuren und Bestimmung der Kalibrationskonstanten dem wahren Wert annähern.

Bestimmung des Ereigniszeitpunktes T_0
Der Zeitpunkt, an dem das Ereignis stattfindet, der *Ereigniszeitnullpunkt* T_0, ist für die Berechnung der Koordinaten aus den Driftzeiten von großer Bedeutung. Innerhalb

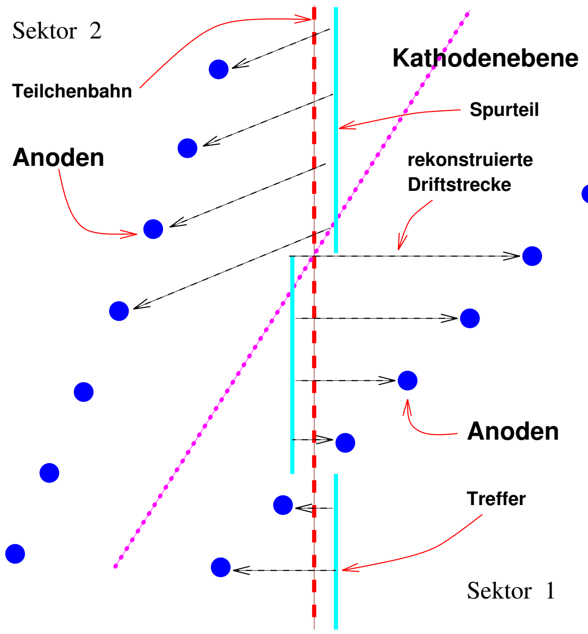

Abbildung 3.3: *Der Effekt eines falsch bestimmten Ereignisnullpunktes T_0 auf die Lage der rekonstruierten Trefferpunkte. Eine Spur (gestrichelte Linie) wird an der Anodenebene (Reihe großer schwarzer Punkte) und der Kathodenebene (gepunktete Linie) in zwei parallel verschobene Spurstücke (durchgezogene Linie) aufgeteilt. Bei Anpassung eines Spurmodells an die fehlkalibrierten Daten ergibt sich als Lage für die rekonstruierte Spur die gestrichelte Linie. Die Pfeile deuten die Driftwege der beim Teilchendurchgang freigesetzten Elektronen an.*

eines Driftraumes werden alle Spurpunkte parallel um den Fehler des Zeitnullpunktes verschoben.

Der Effekt eines falsch bestimmten T_0 auf die Trefferkoordinaten ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Eine Spur wird beim Übergang über eine Signaldrahtebene in zwei Spurstücke aufgeteilt. Beim Übergang zwischen zwei Sektoren ist eine ähnlicher Bruch zu erkennen.

Es kann, wie im folgenden gezeigt wird, für jedes Ereignis, in dem mindestens eine Spur eine Anoden– oder Kathodenebene schneidet, der Ereigniszeitpunkt bestimmt werden.

Der Spurversatz an der Anodenebene kann, unabhängig von der Kenntnis der Driftgeschwindigkeit v_D und des Lorentzwinkels α_L, zur Bestimmung des Zeitnullpunktes genutzt werden. Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt wird, kann dagegen ein Spurversatz an der Kathodenebene seine Ursache auch in einem falsch bestimmten Lorentzwinkel oder einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit haben.

In der ersten Phase der Kalibration ist es daher notwendig, nur *Anodenkreuzer* zur Bestimmung von T_0 zu benutzen. Das Verfahren, das bei genauer Kenntnis von Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel, durch Mitbenutzung der *Kathodenkreuzer*, die Genauigkeit der Nullpunktsbestimmung erhöht, arbeitet nach einem analogen Verfahren. Der Unterschied besteht darin, daß im ersten Fall die Anpassung des T_0 nur innerhalb eines Sektors durchgeführt und anschließend über die so bestimmten Werte gemittelt wird, während im zweiten Fall die Bestimmung des Zeitnullpunkts durch gleichzeitige Anpassung an alle Spurpunkte erfolgt. Daher wird nur das allgemeine Verfahren beschrieben.

Ein Fehler in der Bestimmung des Ereigniszeitnullpunktes bewirkt eine Verschie-

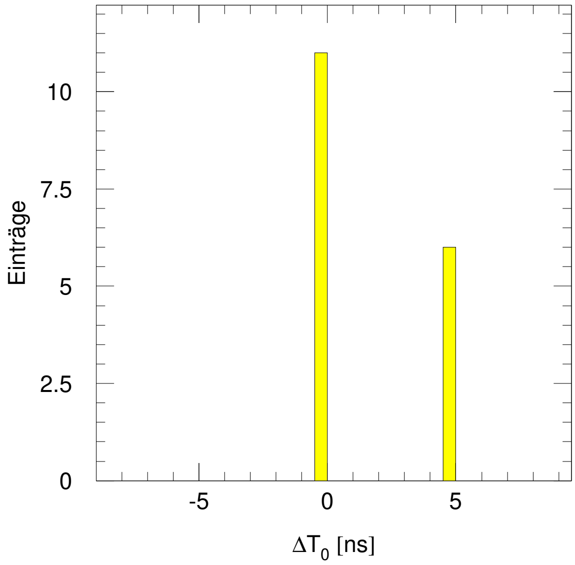

Abbildung 3.4: *Ermittelte Veränderung des Ereigniszeitnullpunktes. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Der Zeitnullpunkt wurde um 5 ns verändert.*

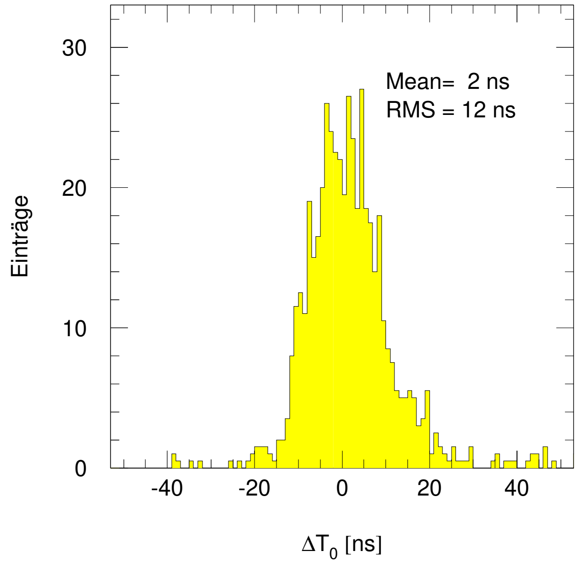

Abbildung 3.5: *Verteilung der Werte ΔT_0 bei der Kalibration des Ereigniszeitnullpunktes für die Daten des Ni+Ni Experiments bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV.*

bung in Driftrichtung um den Betrag $\Delta \mathrm{T}_0$. Zur Berechnung des Zeitnullpunktes wird an die falsch rekonstruierten Spurpunkte ein Spurmodell angepaßt. *Diese Modell enthält die falsch bestimmte Größe als weiteren Parameter*. Diese Größe wird eingeführt, indem man den rekonstruierten Koordinaten $\vec{R}_R$ ein Korrekturterm in folgender Weise hinzugefügt:

$$\vec{R}_T = \vec{R}_R + S \cdot \Delta T_0 \cdot V_D \cdot \vec{D} \tag{3.2}$$

Hierbei bedeutet:

$\vec{R}_T$: Koordinate des Spurpunktes $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$.

$\vec{R}_R$: Rekonstruierte Koordinate $\begin{pmatrix} x_R \\ y_R \end{pmatrix}$.

S : Seite des Driftraumes innerhalb eines Sektors (± 1).

ΔT_0: Der Abstand zum wahren Zeitnullpunkt des Ereignisses.

V_D : Die angenommene Driftgeschwindigkeit.

$\vec{D}$: Die angenommene Driftrichtung (Einheitsvektor).

Damit Vielfachstreuung und Energieverlust vernachlässigt werden können, werden nur Spuren mit hohem Impuls verwendet. Es wird daher eine Parabel an die Meßpunkte angepaßt. Die Gültigkeit der Parabelnäherung wurde für Laborimpulse größer als 300 MeV/c nachgewiesen, dann sind die theoretischen Abweichungen infolge der Näherung zwei Größenordnungen kleiner als die erwartete Auflösung.

$$\begin{aligned} y &= a + b \cdot x + c \cdot x^2 \\ x &= x_R + S \cdot \Delta T_0 \cdot V_D \cdot D_x \\ y &= y_R + S \cdot \Delta T_0 \cdot V_D \cdot D_y \end{aligned} \tag{3.3}$$

Die erste Zeile zeigt die benutzte Parametrisierung, um die Spurparameter a, b, c und ΔT_0 an die gemessenen Koordinaten anzupassen. In dieser Form handelt es sich um eine nichtlineares Anpassungsproblem. Es muß daher ein iteratives Verfahren gewählt werden.

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit und um Aussagen über die Genauigkeit des Verfahrens zu machen, wurden simulierte Spuren verwendet und der bereits bekannte Ereigniszeitnullpunkt verändert. Es wurden verschiedene Zeitverschiebungen eingeführt und untersucht, wie gut das Verfahren die Verschiebungen rekonstruiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Zunächst wurde mit simulierten Spuren bei korrektem Ereigniszeitnullpunkt die Korrektur ΔT_0 bestimmt. In diesem Fall erwartet man eine Häufung der Korrekturwerte um Null, was auch tatsächlich der Fall ist. Anschließend wurde für simulierte Spuren, deren Ereigniszeitnullpunkt um 5 ns verschoben war, der Zeitnullpunkt unter ausschließlicher Verwendung von Anodenkreuzern rekonstruiert. In der Tat ergibt sich ein neuer Häufungspunkt bei 5 ns. Auf diese Weise wird im Experiment der Korrekturwert zum angenommenen Ereigniszeitnullpunkt abgelesen. Da die richtigen Werte für die Spurkoordinaten aufgrund einer eventuellen Fehlkalibration nicht bekannt sind, diese aber bei dieser Vorgehensweise als Referenz benutzt wurden, muß das Verfahren wiederholt werden, bis sich innerhalb gewisser Grenzen der Korrekturfaktor nicht mehr von Null unterscheidet. Die Breite der Verteilung ist ein Maß für die Genauigkeit, mit der die Kalibration der betreffenden Größe möglich war.

In Abbildung 3.5 ist das Endergebnis der eben beschriebenen Kalibration des Ereigniszeitnullpunktes T_0 für die Daten Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV gezeigt. Für die Auflösung des Ereigniszeitnullpunktes konnte ein Wert von 10 ns ermittelt werden. Dies ist allerdings die Einzelspurauflösung. Die tatsächliche Auflösung ist etwas besser, da oft mehrere Spuren eines Driftkammerereignisses für die Kalibration geeignet sind.

Neben der Genauigkeit, mit der ein Zeitnullpunkt bestimmt werden kann, ist die Unabhängigkeit der so bestimmten Größe von anderen Kalibrationskonstanten zu prüfen. Werden nur Anodenkreuzer benutzt, so ergibt sich bei der Verschiebung der Driftgeschwindigkeit und/oder des Lorentzwinkels keine Veränderung von ΔT_0. Der Mittelwert und die Breite der Verteilung des bestimmten Ereigniszeitnullpunktes wer-

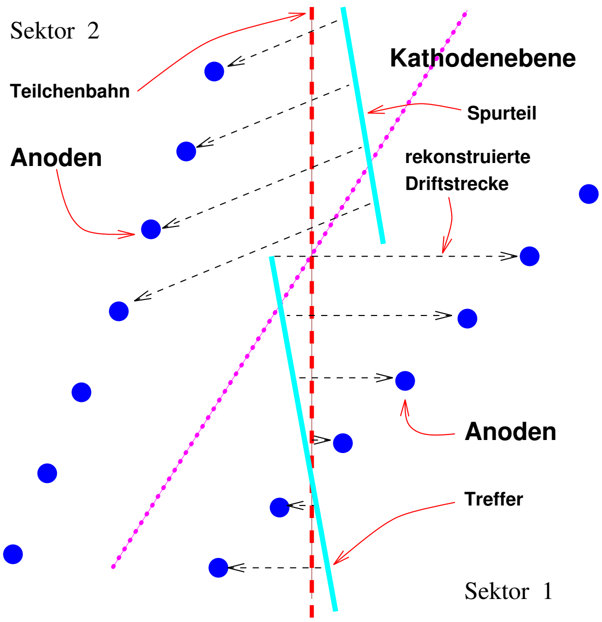

Abbildung 3.6: *Der Effekt einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit auf die Lage der rekonstruierten Trefferpunkte. Eine Spur wird um den Schnittpunkt mit der Anodenebene gedreht. An den Kathodenebenen wird die Spur in zwei Spurstücke zerbrochen. Bei Anpassung eines Spurmodells an die fehlkalibrierten Daten ergibt sich als Lage für die rekonstruierte Spur die gestrichelte Linie.*

den nicht durch die Fehlkalibration der anderen Parameter beeinflußt.

Bestimmung der Driftgeschwindigkeit V$_D$

Die Driftgeschwindigkeit V$_D$ wird benötigt, um die gemessene Driftzeit in eine Driftstrecke zu konvertieren. Die CDC wird so betrieben, daß die Driftgeschwindigkeit im größten Teil des Driftvolumens konstant ist. Nur in der Nähe der Anoden wird eine Abweichung von diesem Verhalten erwartet (Nahdrahtkorrektur). Die hier beschriebenen Modelle erlauben es, die Driftgeschwindigkeit im Bereich der konstanten Driftgeschwindigkeit zu bestimmen.

Eine falsch bestimmte Driftgeschwindigkeit verschiebt alle Trefferpunkte um einen der Driftzeit proportionalen Betrag in Driftrichtung. Innerhalb eines Sektors führt dies zu einer Rotation des Spursegments. Überschreitet die Spur die Kathodenebene, so passen die Spursegmente an den Übergangsstellen nicht mehr aneinander. Die Abbildung 3.6 veranschaulicht diesen Vorgang. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist analog zur Vorgehensweise bei der Bestimmung des Ereigniszeitnullpunktes. Das Spurmodell wird in diesem Fall um einen Term erweitert, der den Einfluß der Driftgeschwindigkeit auf die Form der Teilchenbahn berücksichtigt:

$$\vec{R}_T = \vec{R}_R + S \cdot T_D \cdot \Delta V_D \cdot \vec{D} \tag{3.4}$$

Hierbei bedeutet:

$\vec{R}_T$: Koordinate des Spurpunktes.

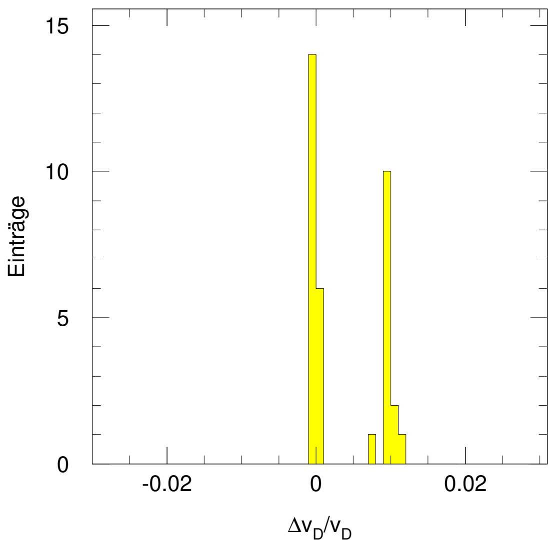

Abbildung 3.7: *Ermittelte Veränderung der Driftgeschwindigkeit. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Die Driftgeschwindigkeit wurde um 1% verändert.*

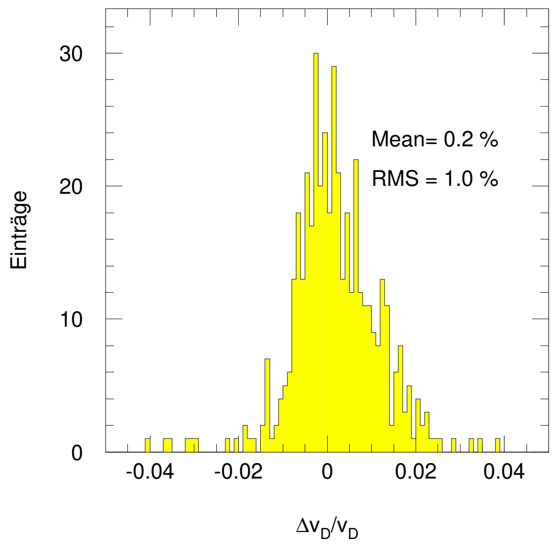

Abbildung 3.8: *Verteilung der Korrekturwerte Δv_D zur Driftgeschwindigkeit bei der Kalibration der Driftgeschwindigkeit.*

$\vec{R}_R$: Rekonstruierte Koordinate.

S : Seite des Driftraumes innerhalb eines Sektors (± 1).

T_D : Die Driftzeit.

ΔV_D: Die relative Abweichung von der Driftgeschwindigkeit.

$\vec{D}$: Die angenommene Driftrichtung (Einheitsvektor).

Das an die Koordinaten des Vektors $\vec{R}_T$ angepaßte Spurmodell ist die Parabel.

$$\begin{aligned} y &= a + b \cdot x + c \cdot x^2 \\ x &= x_R + S \cdot T_D \cdot \Delta V_D \cdot D_x \\ y &= y_R + S \cdot T_D \cdot \Delta V_D \cdot D_y \end{aligned} \tag{3.5}$$

Aus der Anpassung ergeben sich die Bahnparameter und die relative Korrektur $\Delta v_D / v_D$ zur benutzten Driftgeschwindigkeit. Es ist damit möglich, mit jeder Spur, die eine Kathodenebene kreuzt, eine Messung der Driftgeschwindigkeit durchzuführen. Dies ist bei der Überwachung der Driftkammer von großem Nutzen, da Änderungen der Driftgeschwindigkeit schon mit sehr wenigen Daten festgestellt werden können.

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit wurden simulierte Spuren verwendet und die bereits bekannte Driftgeschwindigkeit verändert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.7 zu sehen. In Abbildung 3.8 ist das Endergebnis für Strahlereignisse zu sehen, die Auflösung die Driftgeschwindigkeit liegt bei etwa 1%.

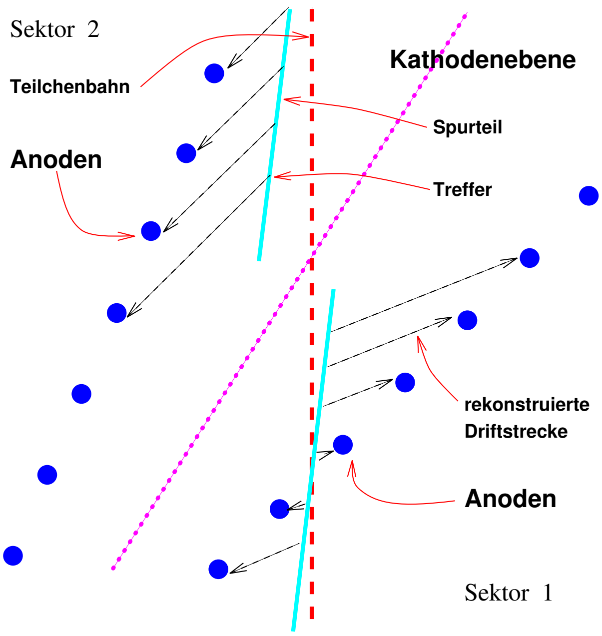

Abbildung 3.9: *Der Effekt eines falsch bestimmten Lorentzwinkels auf die Lage der rekonstruierten Trefferpunkte. Die Koordinaten der Treffer werden mit dem Fehlwinkel um die Position der Signaldrähte rotiert. An der Kathodenebenen wird die Spur in zwei Spurstücke zerbrochen. Bei Anpassung eines Spurmodells an die fehlkalibrierten Daten ergibt sich als Lage für die rekonstruierte Spur die gestrichelte Linie.*

Bestimmung des Lorentzwinkels α_L

Wird eine Driftkammer in einem magnetischen Feld B betrieben, so weicht die Driftrichtung von der Richtung des elektrischen Feldes E um den Winkel α_L gemäß der folgenden Gleichung ab:

$$\tan(\alpha_L) \propto V_D \cdot \frac{B}{E} \tag{3.6}$$

Wird die Rekonstruktion der Spurpunkte unter Annahme eines falschen Lorentzwinkels durchgeführt, so werden die Koordinaten der Trefferpunkte mit dem Fehlwinkel um die Drahtpositionen rotiert. Innerhalb eines Driftsektors bleiben die Spursegmente dabei verbunden. Bei der Überschreitung einer Kathodenebene werden die Spuren gegeneinander verkippt. Es ergibt sich die in Abbildung 3.9 dargestellt Situation.

Für die Bestimmung des Fehlwinkels ergibt sich folgende Darstellung:

$$\vec{R}_T = \vec{R}_R + S \cdot T_D \cdot V_D \cdot (R(\Delta\alpha_L) - 1) \cdot \vec{D} \tag{3.7}$$

Hierbei bedeutet:

$\vec{R}_T$: Koordinate des Spurpunktes.

$\vec{R}_R$: Rekonstruierte Koordinate.

S : Seite des Driftraumes innerhalb eines Sektors ($\pm$1).

T_D : Die Driftzeit.

V_D : Die Driftgeschwindigkeit.

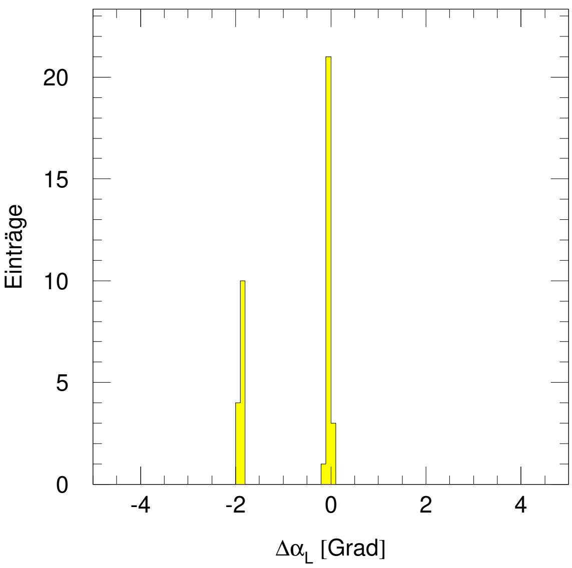

Abbildung 3.10: *Ermittelte Veränderung des Lorentzwinkels. Es wurden simulierte Spuren verwendet. Der Lorentzwinkel wurde um 2° verändert.*

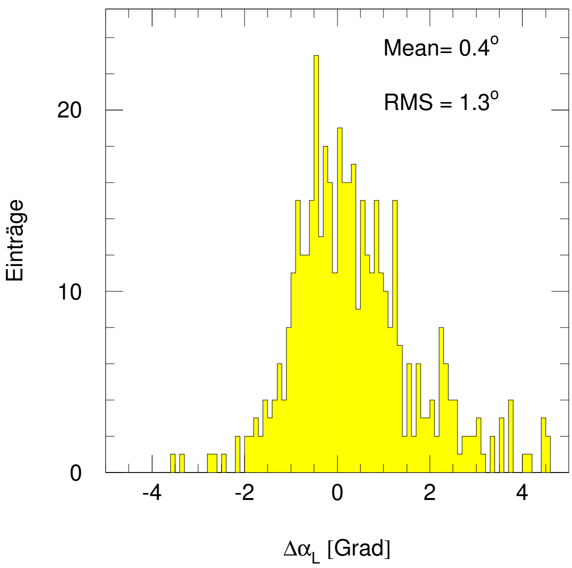

Abbildung 3.11: *Verteilung der Korrekturwerte $\Delta\alpha_L$ zum Lorentzwinkel bei der Kalibration des Lorentzwinkels α_L.*

$\vec{D}$: Die angenommene Driftrichtung (Einheitsvektor).

$R(\Delta\alpha_L)$: Die Rotationsmatrix mit der Abweichung vom angenommenen Lorentzwinkel:

$$R(\Delta\alpha_L) = \begin{pmatrix} \cos(\Delta\alpha_L) & \sin(\Delta\alpha_L) \\ -\sin(\Delta\alpha_L) & \cos(\Delta\alpha_L) \end{pmatrix} \tag{3.8}$$

Das an die Koordinaten des Vektors $\vec{R}_T$ angepaßte Spurmodell ist die Parabel.

$$\begin{aligned} y &= a + b \cdot x + c \cdot x^2 \\ x &= x_R + S \cdot T_D \cdot V_D \cdot ((\cos(\Delta\alpha_L) - 1) \cdot D_x + \sin(\Delta\alpha_L) \cdot D_y) \\ y &= y_R + S \cdot T_D \cdot V_D \cdot ((\cos(\Delta\alpha_L) - 1) \cdot D_y - \sin(\Delta\alpha_L) \cdot D_x) \end{aligned} \tag{3.9}$$

Aus der Anpassung des so erweiterten Spurmodells ergeben sich nun die Bahnparameter und die Korrektur zum Lorentzwinkel. Die Möglichkeit, aus wenigen Spuren mit ausreichender Genauigkeit den Lorentzwinkel zu bestimmen, macht dieses Verfahren besonders bei Anwendungen zur Überwachung des Detektors geeignet.

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit wurden simulierte Spuren verwendet und der bereits bekannte Lorentzwinkel verändert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.10 zu sehen. In Abbildung 3.11 ist das Endergebnis für Strahlereignisse zu sehen. Die typische Auflösung für den Lorentzwinkel beträgt 1–2°.

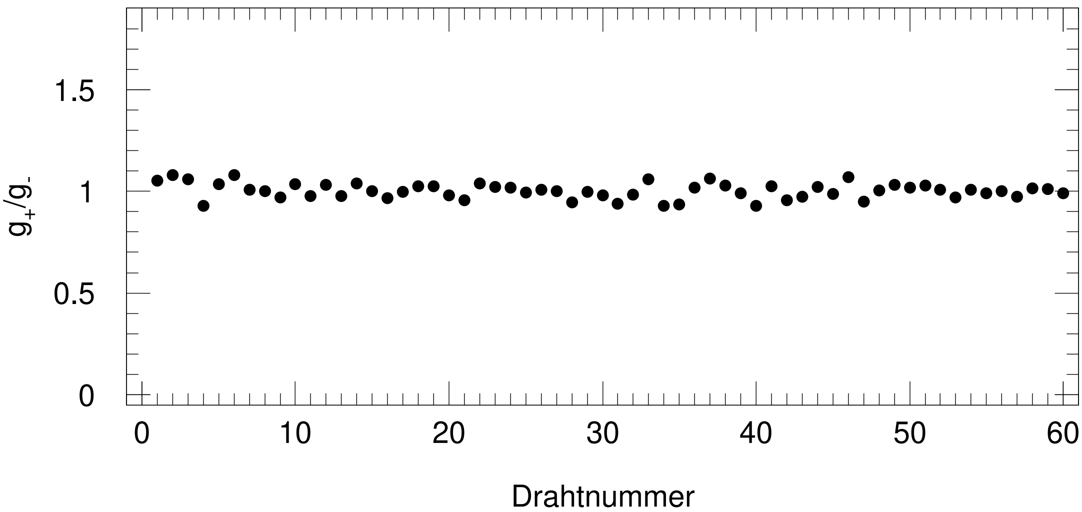

Abbildung 3.12: *Verstärkungsverhältnisse g_+/g_- für einige Drähte.*

3.1.3 Kalibration der Z–Koordinaten

In diesem Abschnitt werden die Methoden und Ergebnisse der Z–Kalibration dargestellt. Der erste Abschnitt erklärt das der Messung der Z–Koordinaten zugrundeliegende Prinzip der Ladungsteilung. Im zweiten Teil wird gezeigt, wie man aus den Meßpunkten die Kalibrationskonstanten berechnet. Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse der Eichung (Auflösung, Abhängigkeiten, etc.) gezeigt.

In der CDC wird die Z–Koordinate eines Teilchendurchgangs mit der Ladungsteilungsmethode bestimmt. Dazu betrachtet man die Signaldrähte als elektrische Leiter, deren Enden auf der gleichen positiven Hochspannung liegen. Bringt man auf einen solchen Leiter eine negative Ladungsmenge, so wird sich diese aufteilen und zu den Drahtenden hinbewegen. Das Prinzip der Ladungsteilung ist im wesentlichen eine Anwendung des Ohmschen Gesetzes. Es besagt, daß der Quotient der Teilladungen an den Leiterenden Q_+/Q_- gleich dem Inversen des Quotienten der entsprechenden Leiterwiderstände R_-/R_+ ist. Bei einem gleichförmigen Leiter ist dieser Quotient gleich dem Quotienten der zugehörigen Leiterabschnitte:

$$\frac{Q_+}{Q_-} = \frac{R_-}{R_+} = \frac{L/2 + (z - z_0)}{L/2 - (z - z_0)} \tag{3.10}$$

Die Größe L ist dabei die Länge des Drahtes und z_0 der Drahtmittelpunkt.

Durch Umstellung von Gleichung 3.10 erhält man Gleichung 3.11, nach der sich die Z–Koordinate eines Teilchendurchgangs aus den Ladungen an den Leiterenden Q_+ und Q_-, der Drahtlänge L und dem Mittelpunkt z_0 des Drahtes ergibt:

$$z = z_0 + \frac{L}{2} \cdot \frac{Q_- - Q_+}{Q_- + Q_+} \tag{3.11}$$

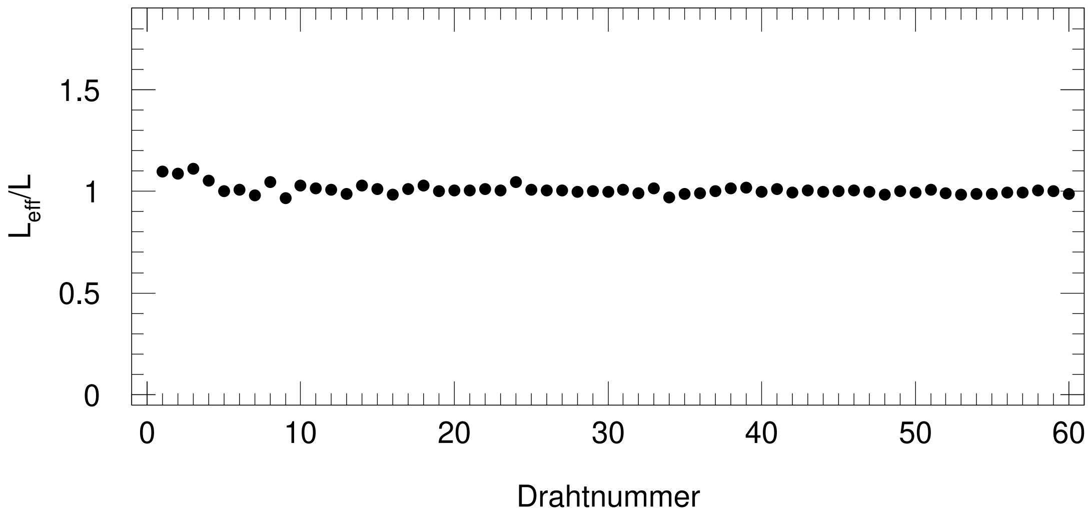

Abbildung 3.13: *Effektive Drahtlänge L_{eff}/L für einige Drähte.*

Die nach der Digitalisierung berechneten Pulsintegrale A_+ und A_- sind das Produkt aus tatsächlicher Ladung Q und Verstärkungsfaktor g:

$$\begin{aligned} A_+ &= g_+ \cdot Q_+ \\ A_- &= g_- \cdot Q_-. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Setzt man die Gleichung 3.13 in 3.11 ein, so erhält man nach einigen Umformungen die Gleichung 3.13, in der nur der Quotient der beiden Verstärkungsfaktoren auftritt:

$$z_{CDC} = z_0 + \frac{L}{2} \cdot \frac{L_{eff}}{L} \cdot \frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \cdot \frac{g_+}{g_-}}{1 + \frac{A_-}{A_+} \cdot \frac{g_+}{g_-}} \tag{3.13}$$

(L_{eff}/L) und (g_+/g_-) sind die beiden Kalibrationskonstanten, die für jeden Signaldraht der CDC zu bestimmen sind. Bei einer optimalen Kalibration wurden unter vergleichbaren Bedingungen (Gasverstärkung, Widerstände der einzelnen Komponenten, etc.) Z–Auflösungen von $\sigma_z/L = 0.5\% - 2\%$ erreicht [67].

Im folgenden Abschnitt wird die Methode beschrieben, mit der die individuellen Eichkonstanten (L_{eff}/L) und (g_+/g_-) für jeden der 960 Signaldrähte berechnet werden – insgesamt 1920 Werte. Das Verfahren wird unabhängig auf die Meßpunkte eines jeden Signaldrahtes angewendet.

Wenn die Kalibrationskonstanten (L_{eff}/L) und (g_+/g_-) richtig bestimmt sind, sollte die gemessene Z–Koordinate z_{CDC} eines Teilchendurchgangs im Mittel mit der aus der Anpassung einer Geraden an die Meßwerte, z_F, übereinstimmen:

$$< z_F - z_{CDC} >= 0 \tag{3.14}$$

Um die Kalibrationskonstanten (L_{eff}/L) und (g_+/g_-) zu bestimmen, wird z_0 von z_F subtrahiert und dann ein Geradenanpassung der Form

$$y = a \cdot x + b \tag{3.15}$$

an die Meßwerte x und y angelegt, um die Parameter a und b zu bestimmen. Die Größen x, y, a und b entsprechen den folgenden Termen:

$$z_F - z_0 = \frac{L}{2} \cdot \frac{L_{eff}}{L} \cdot \frac{1 - \frac{A_-}{A_+} \cdot \frac{g_+}{g_-}}{1 + \frac{A_-}{A_+} \cdot \frac{g_+}{g_-}} + \Delta z \tag{3.16}$$

Die Größe y ist in dieser Gleichung bekannt, und als Startwert für das Verstärkungsverhältnis wird $(g_+/g_-)_o = 1$ gesetzt. Aus dem Parameter a erhält man nach der Anpassung sofort die effektive Drahtlänge:

$$a = \frac{L}{2} \cdot \frac{L_{eff}}{L} \rightarrow \frac{L_{eff}}{L} = 2 \cdot \frac{a}{L} \tag{3.17}$$

Bemerkt man einen Versatz gegen den Ursprung b, so ist dies ein Anzeichen dafür, daß der momentane Wert von $(g_+/g_-)_i$ korrigiert werden muß. Aus Δz läßt sich folgendermaßen ein korrigiertes Verstärkungsverhältnis $(g_+/g_-)_{i+1}$ berechnen:

$$(\frac{g_+}{g_-})_{i+1} = (\frac{g_+}{g_-})_i + \Delta(\frac{g_+}{g_-})_i \tag{3.18}$$

$$\Delta(\frac{g_+}{g_-})_i = \left(\frac{\partial z_F}{\partial(\frac{g_+}{g_-})_i} \right)^{-1} \Delta z \tag{3.19}$$

Der große Vorteil der linearen Anpassung liegt darin, daß sich die gesuchten Parameter analytisch ohne Iteration aus den Meßpunkten berechnen lassen. Die Anpassung erfolgt nach der *Methode der Kleinsten Quadrate*. Da die Ergebnisse dieser Methode sehr anfällig gegen Meßpunkte sind, die weit entfernt von der wahren Kurve liegen, werden immer die 10 schlechtesten (weit entferntesten) von 100 verworfen.

So wird bei dieser Methode nicht innerhalb der Anpassung iterativ vorgegangen, sondern die Ergebnisse der Geradenanpassung dienen als Eingangsgrößen für den nächsten Durchlauf. Nach etwa 3 Durchläufen sind die Kalibrationsparameter mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt.

Um die Kalibrationskonstanten optimal zu bestimmen, ist es notwendig, auf ungenaue oder systematisch falsche Meßwerte zu verzichten. Aus diesem Grund werden die Meßwerte verworfen, für die eine der folgenden Kriterien zutrifft:

- Meßpunkte, die nur einseitig ausgelesen sind, das heißt, bei denen mindestens eines der beiden Pulsintegrale 0 ist.

- Meßpunkte mit sehr geringer Ladung, aufgrund ihrer schlechten z–Auflösung.

- Meßpunkte mit sehr hoher Ladung, das zu befürchten ist, daß einige clockbins der beiden Pulsintegrale in der Sättigung des FADCs gemessen wurden.
- Meßpunkte, deren z–Koordinate nicht auf dem Signaldraht liegt.
- Meßpunkte, bei denen $|z_F - z_{CDC}| \geq 20\ cm$ ist, da es sich fast ausschließlich um Treffer handelt, die der falschen Spur zugeordnet wurden.
- Meßpunkte, die dichter als 15 cm an einem Drahtende liegen und deren Abweichung $|z_F - z_{CDC}|$ mehr als 8 cm beträgt.

Die 10 schlechtesten von 100 Meßwerten werden verworfen und gehen damit nicht in die Berechnung der Eichkonstanten ein. Geeicht werden alle Drähte, die mehr als 10 akzeptierte Einträge aufweisen.

3.1.4 Kalibration von dE/dx

Dieses Kapitel beschreibt die Energieverlustmessung einer Teilchenspur mit der zentralen Jetkammer, die Bestimmung der dafür notwendigen Kalibrationskonstanten und die Ergebnisse der Kalibration.

Ein elektrisch geladenes Teilchen, das eine dünne Gasschicht durchquert, verliert bei der Ionisation der Gasatome einen Teil seiner Energie. Dieses Phänomen wird durch das Bethe–Bloch–Modell beschrieben. In der üblichen Darstellung, in der der Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses aufgetragen wird, zeigen sich mehrere Bänder für die unterschiedlichen Teilchenarten aufgrund ihrer unterschiedlichen Massen. So ist es allein mit einer Driftkammer möglich, durch die Bestimmung des Impulses und des Energieverlustes eines Teilchens in Bereichen, in denen sich die dE/dx–Bänder nicht überlagern, zu identifizieren.

Die Anzahl der bei der Ionisation freiwerdenden Elektronen ist proportional zur abgegebenen Energie des Teilchens ΔE. Auch die auf dem Signaldraht der CDC nachgewiesene Ladung Q unterscheidet sich von dieser Energie nur um einen konstanten Faktor, da die Kammer im Proportionalbereich betrieben wird:

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx}\right) \cdot \Delta S = f \cdot \left(A_+ + A_- \cdot \frac{g_+}{g_-}\right). \tag{3.20}$$

Die Massenbelegung ist in einem homogenen Medium proportional zur in der Kammer zurückgelegten Strecke ΔS. Diese entspricht der Bogenlänge der Teilchenspur in der xy–Ebene ΔS_{xy} dividiert durch den Sinus des Polarwinkels θ:

$$\Delta S_{xy} = \frac{\Delta S}{\sin(\theta)}. \tag{3.21}$$

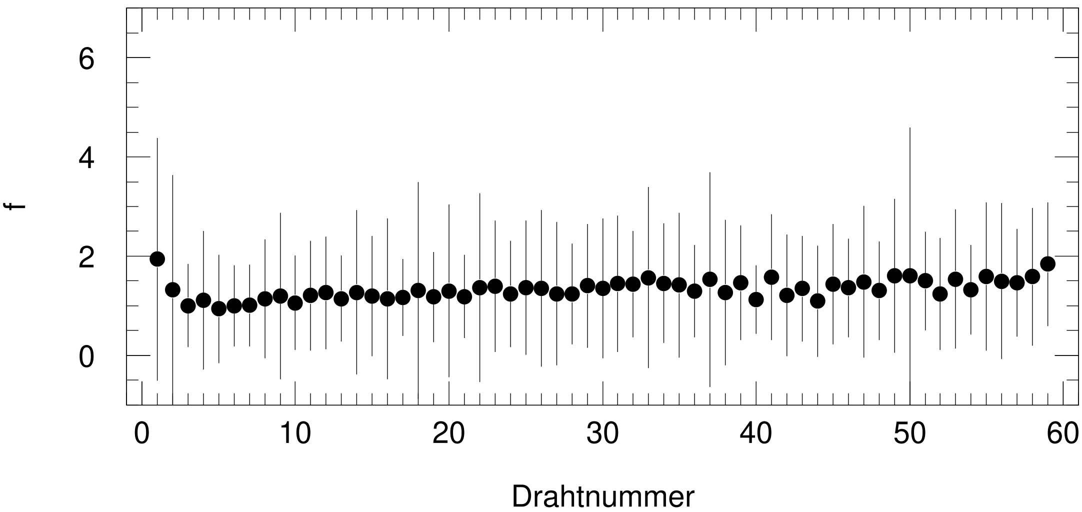

Abbildung 3.14: *Verstärkungsfaktoren f für den Energieverlust für einige Drähte.*

Man erhält also für jeden Treffer auf einem Signaldraht eine Messung der Größe, die direkt proportional dem Energieverlust des Teilchens dE/dx in der Zelle ist:

$$\frac{dE}{dx} = f \cdot \left(A_+ + A_- \cdot \frac{g_+}{g_-} \right) \cdot \frac{\sin(\theta)}{\Delta S_{xy}}. \tag{3.22}$$

Die Konstante f berücksichtigt die Gasverstärkung der Signaldrähte und die Verstärkungsfaktoren der Verstärker.

Die auf den Signaldrähten deponierten Ladungen dE/dx sind nicht gaußförmig um den Mittelwert verteilt, sondern folgen einer asymmetrischen Landauverteilung. Durch seltene, hohe Einträge kann der Mittelwert für eine Spur stark schwanken. Um trotzdem eine stabile Größe für den mittleren Energieverlust eines Teilchens zu erhalten, gibt es unterschiedliche Möglichkeiten. Zwei von ihnen, die sich durch eine einfache und schnelle Berechnung auszeichnen, seien hier vorgestellt:

- **Truncated Mean–Methode:** Bei der Truncated Mean–Methode (abgeschnittener Mittelwert) werden nicht alle Treffer einer Spur zur Mittelwertbildung des Energieverlustes verwandt. Statt dessen verwirft man einen Teil der Meßwerte. Im allgemeinen werden zwischen 20 bis 30% der höchsten Einträge verworfen, weil sie eine große Unsicherheit des Mittelwertes bedingen. Zusätzlich ist es möglich einen unteren Schnitt (0–15%) an die Verteilung anzulegen, um zu verhindern, daß außergewöhnlich kleine Meßwerte in die Berechnung eingehen. Diese können zum Beispiel durch falsch zugeordnete Treffer verursacht werden. Die genauen Grenzen ergeben sich aus der optimalen dE/dx–Auflösung. Da im allgemeinen mehr hohe als niedrige Werte verworfen werden, liegt der Mittelwert der Truncated Mean–Verteilung $< dE/dx >_{trunc}$ niedriger als bei der

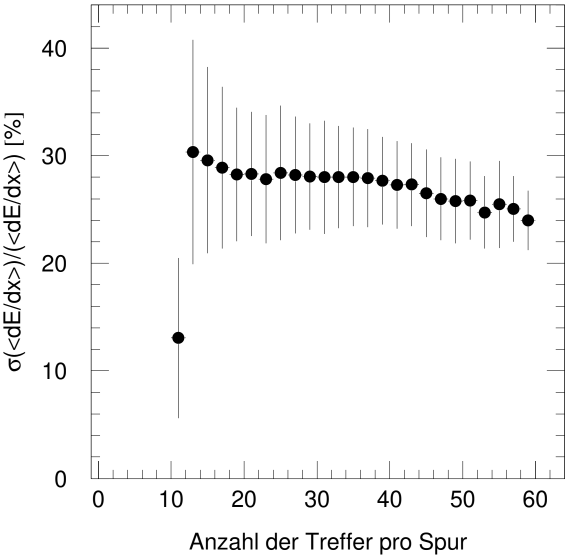

Abbildung 3.15: *Energieauflösung als Funktion der Trefferzahl pro Teilchenspur.*

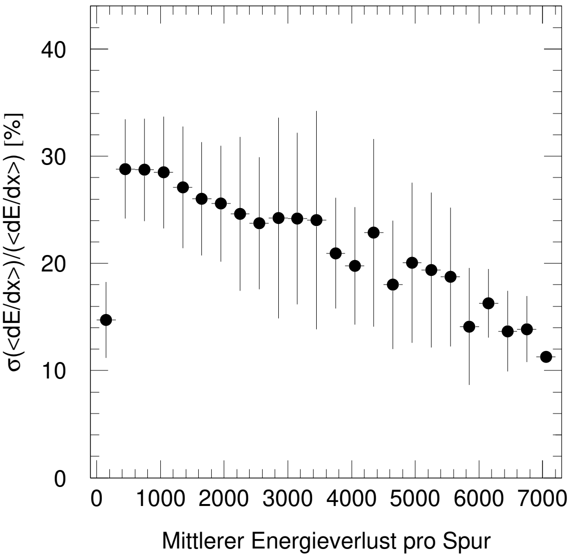

Abbildung 3.16: *Energieauflösung als Funktion der mittleren Pulshöhe pro Teilchenspur.*

nicht abgeschnittenen Verteilung. Wichtiger ist jedoch, daß die Varianz des Mittelwertes auf etwa ein Drittel der ursprünglichen Verteilung reduziert wird.

- **$1/\sqrt{x}$–Methode:** Eine andere Methode, einen stabilen Mittelwert der dE/dx–Verteilung einer Teilchenspur zu erhalten, ist die $1/\sqrt{x}$–Methode. Auch hier werden nicht alle Treffer verwandt, sondern einige aus den oben genannten Gründen verworfen. Allerdings nur etwa 5–10% am unteren sowie am oberen Ende der Verteilung. Für die übrigen bildet man das Mittel der inversen Wurzeln der Einträge. Die Methode beruht auf der Beobachtung, daß diese Größe nahezu normalverteilt ist. Der dE/dx–Wert der Spur ist der Kehrwert dieses Mittels zum Quadrat. Auch diese Methode verringert die Varianz des Mittelwertes, indem sie die großen Gewichte der hohen Einträge reduziert.

Die Kalibrationskonstante der dE/dx–Messung, der Verstärkungsfaktor f, wird bestimmt, indem man die gemessenen Werte an die theoretisch mit Hilfe des Bethe–Bloch–Modells berechnete und normierte Energieverlustkurve für Pionen anpaßt. Dazu werden nur Mittelwerte verwandt, die zu Spuren gehören, die einem negativen Teilchen zuzuordnen sind. Das hat folgenden Grund:

Die meisten während einer Meßperiode gemessenen Teilchen sind Pionen, Protonen und Deuteronen. Bei den negativen Teilchen handelt es sich faßt ausschließlich um Pionen. Untergrundstrahlung durch kosmische Myonen erweist sich nicht als störend, da die Massen dieser beiden Teilchen sich nicht sehr stark unterscheiden, und somit die Minima der Energieverlustkurven für beide Teilchenarten dicht beieinander liegen.

Damit der theoretisch erwartete dE/dx–Wert einer Spur berechnet werden kann, muß der Impuls des betreffenden Teilchens bekannt sein. Er berechnet sich folgendermaßen aus den Spurparametern und der z–Komponente B des Magnetfeldes am Ursprung:

$$p = \frac{e \cdot B}{|\omega|} \cdot \sin(\theta). \tag{3.23}$$

Da in die Berechnung des relativen Energieverlustes eines Teilchens der Sinus des Polarwinkels θ eingeht, ist es notwendig, daß die akzeptierten Spuren in der rz–Ebene gut definiert sind. Darum werden nur Spuren verwandt, die mindestens 30 Treffer enthalten.

Für die Treffer, die den akzeptierten Spuren zugeordnet sind, wird die Größe

$$\frac{\left(A_+ + A_- \cdot \frac{g_+}{g_-}\right)}{< dE/dx >_{norm}} \cdot \frac{\sin(\theta)}{\Delta S_{xy}} \tag{3.24}$$

für jeden Draht histogrammiert. Erwartungsgemäß genügen die Einträge einer Landauverteilung. Die 10 niedrigsten und die 30 höchsten von 100 Einträgen auf jedem Draht werden verworfen. Der Mittelwert der übrigen entspricht dem Kehrwert des Faktors f auf dem Draht. Auch hier wird, wie schon bei der Z–Kalibration, aus Speicherplatzgründen nach jeweils 100 eingelesenen Meßwerten ein temporärer Mittelwert gebildet:

$$f = \left\langle \frac{\left(A_+ + A_- \cdot \frac{g_+}{g_-}\right)}{< dE/dx >_{norm}} \cdot \frac{\sin(\theta)}{\Delta S_{xy}} \right\rangle_{10\%-70\%}^{-1} \tag{3.25}$$

Wie schon bei der Z–Kalibration werden ungenaue oder systematisch falsche Meßpunkte verworfen und tragen somit nicht zur Bestimmung der Eichkonstanten bei. In Abbildung 3.14 ist die Kalibrationskonstante f für einige Drähte dargestellt.

Die derzeitige Energieauflösung von 30% entspricht noch nicht dem Designwert von etwa 10%.

3.1.5 Methoden zur Überprüfung einer Kalibration

Es ist besonders wichtig, ein Instrument zur Verfügung zu haben, mit dem Effekte gefunden werden können, die durch Abweichungen von Annahmen, auf denen die Kalibration beruht, herrühren. Eine solche Annahme ist zum Beispiel die Konstanz der Driftgeschwindigkeit innerhalb einer Zelle. Es werden also Verfahren gebraucht, die unabhängig von einem bestimmten Modell des Driftvorgangs es erlauben, Fehlkalibrationen zu finden. Es handelt sich hierbei um Verfahren, die ebenfalls mit Spuren arbeiten, die jedoch auf Analysen von *Residuenverteilungen* beruhen.

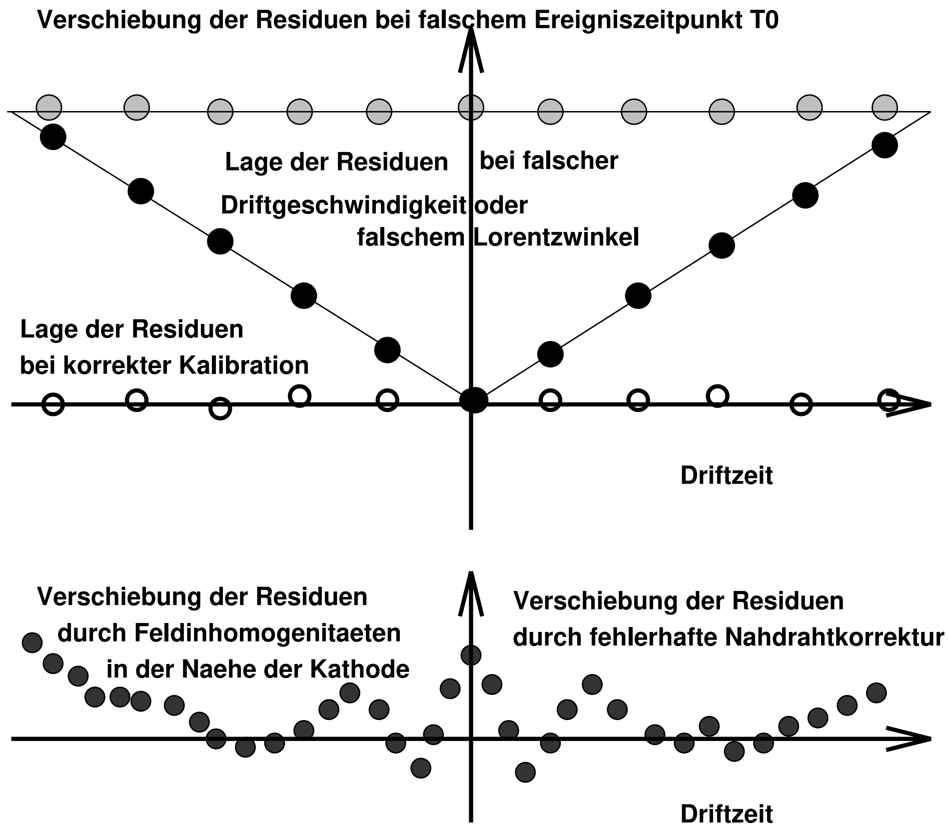

Abbildung 3.17: *Verhalten der Residuen bei falschen Kalibrationparametern*

Diese Verfahren erlauben es, Aussagen über einzelne Zellen, Drahtlagen oder Drähte zu machen. Zwei dieser Verfahren werden im folgenden näher erläutert:

- Residuenverteilungen in Abhängigkeit von der Driftstrecke,
- Residuenverteilungen in Abhängigkeit von der Z–Position.

Residuen gegen Driftstrecke

Eine falsche Driftgeschwindigkeit oder ein falscher Lorentzwinkel haben den Effekt, daß die mittleren Residuen systematisch mit der Driftdistanz korreliert sind.

Eine falsch bestimmte Zeitkorrektur führt zu einer Verschiebung aller Residuen um den gleichen Betrag. Abweichungen bei sehr kleinen oder großen Driftstrecken lassen darauf schließen, daß die Korrekturen, die vorgenommen wurden, um die Effekte des inhomogenen elektrischen Feldes in diesen Bereichen zu kompensieren, nicht korrekt sind.

Nimmt man solche Verteilungen für Untergruppen des Detektors auf, lassen sich lokale Abweichungen aufspüren.

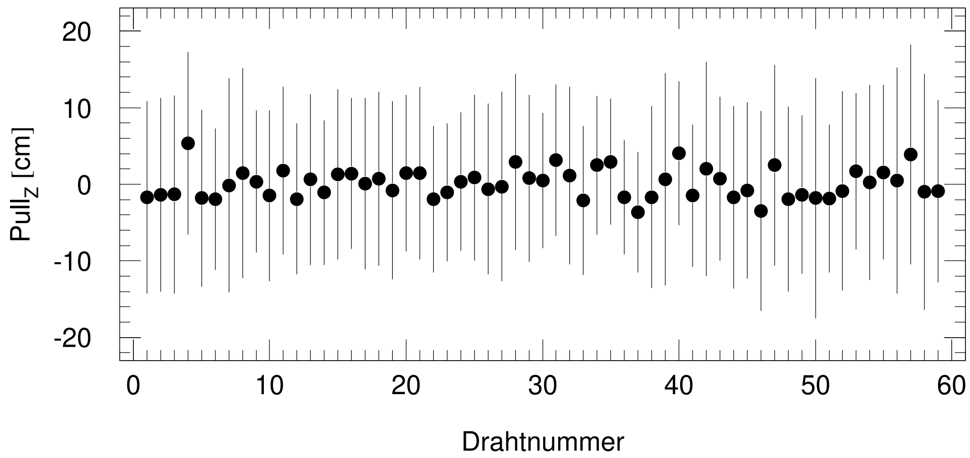

Abbildung 3.18: *Z–Residuen gegen Drahtnummer*

Residuen gegen Z–Position

Zur Überprüfung der Z–Kalibration werden zwei Verfahren verwendet. Beide Verfahren nutzen die Abhängigkeit eines systematischen Fehlers der Konstanten Verstärkungsverhältnis g_v und effektive Drahtlänge L_{eff} von der Z–Position.

- Ein Fehler im Verstärkungsverhältnis verschiebt den gemessenen Spurpunkt systematisch in eine Richtung. Das bedeutet, daß der Mittelwert der Residuenverteilung nur bei korrekt bestimmten relativen Verstärkungsverhältnis verschwindet. Diese Größe wurde zur Kontrolle herangezogen. In Abbildung 3.18 sind die Mittelwerte der Z–Residuen für die einzelnen Drähte zu sehen.

- Ein Fehler in der effektiven Länge bewirkt eine Abweichung der Meßpunkte von den wahren Spurpunkten, die proportional zur Z–Position ist. Der Mittelwert der Residuen ist bei gleichmäßiger Verteilung der Spuren Null. Betrachtet man jedoch die Verteilung der Größe Residuum/Z–Position, so sieht man, daß diese Größe vom Fehler der effektiven Länge abhängt. Die Lage der Mittelwerte dieses relativen Residuums wurde benutzt, um die Bestimmung der effektiven Länge zu überprüfen. In Abbildung 3.19 ist diese Größe dargestellt.

Nach der Durchführung der Kalibration ist es erforderlich, ihre Qualität zu beurteilen. Hierfür kann die Abweichung der rekonstruierten Spuren von der wahren Teilchenbahn herangezogen werden, wenn die Kalibration mit einer externen Referenz durchgeführt wurde. Wird die Driftkammer jedoch unter Verwendung von Ereignisspuren und Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung kalibriert, so ist dies nicht möglich. Es werden daher zwei Verfahren verwendet:

- Vergleich der intrinsischen Auslösung (Drei–Draht–Methode) mit der Auflösung, die aus Spurresiduen bestimmt wurde (Methode der Spurresiduen).

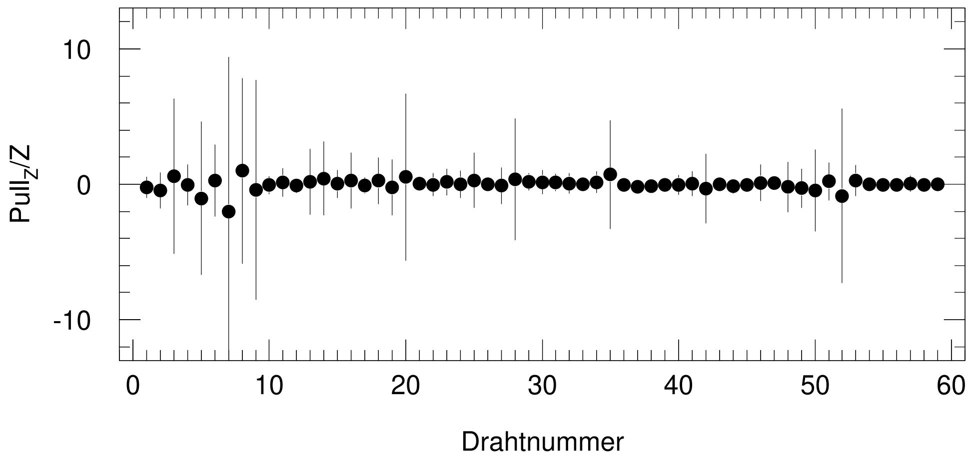

Abbildung 3.19: *Relative Z–Residuen gegen Drahtnummer*

- Aufteilung von Spuren in getrennte Spursegmente und Vergleich der aus den Segmenten bestimmten Parameter miteinander (Spursegment–Methode).

Intrinsische Auflösung und Spurresiduen

Vergleicht man Driftzeiten, die auf drei aufeinanderfolgenden Drähten innerhalb eines Sektors gemessen wurden, so kann, unter der Annahme, daß die Spur lokal als Gerade beschrieben werden kann, ein Maß für die Auflösung bestimmt werden. Diese Größe ist weitgehend unabhängig von der Güte der Kalibration:

$$\sigma_{dt} = \sqrt{\frac{2}{3}}\left(\frac{dt1 + dt3}{2} - dt2\right) \tag{3.26}$$

Eine falsche Driftgeschwindigkeit oder ein falscher Lorentzwinkel zeigen keinen Effekt auf diese Größe. Lediglich falsch bestimmte Zeitnullpunkte der einzelnen Kanäle relativ zueinander verändern die so bestimmte intrinsische Auflösung. Zieht man zur Bestimmung der intrinsischen Auflösung nur solche Treffertriplets heran, die zu den Kanälen eines Vorverstärkers gehören, so können die erforderlichen, relativen Zeitnullpunkte leicht mit Hilfe des Testpulsers bestimmt und so dieser Einfluß verringert werden.

Nach der Durchführung der Kalibration wird die Spurauflösung aus den Residuenverteilungen der Trefferpunkte langer Spuren bestimmt. Es wird bei der Auswahl der Spuren ein Impulsschnitt durchgeführt, um den Einfluß der Vielfachstreuung auf die so bestimmte Auflösung zu verringern. Diese Spurauflösung hängt von der Kalibration ab. Vergleicht man die intrinsische Auflösung mit der Spurauflösung, so spiegelt der Unterschied den Effekt der Fehlkalibration wieder.

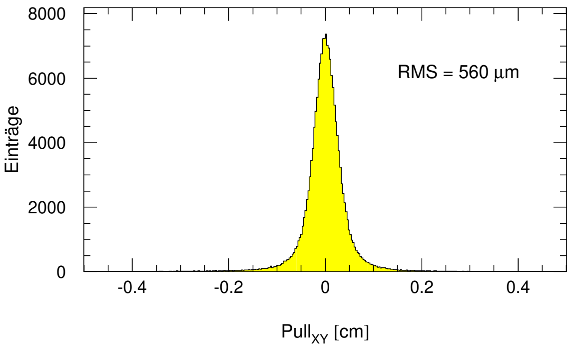

Abbildung 3.20: *Ortsauflösung der zentralen Driftkammer (CDC) des FOPI–Detektors in Driftrichtung.*

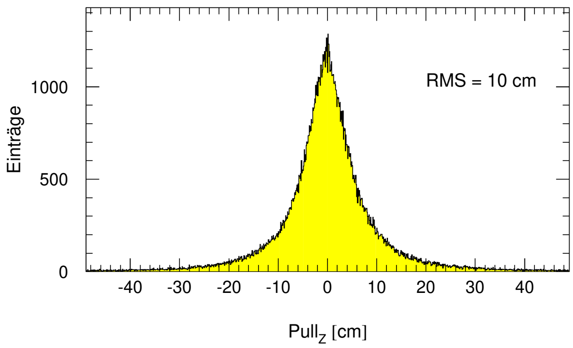

Abbildung 3.21: *Ortsauflösung der zentralen Driftkammer (CDC) des FOPI–Detektors in Z–Richtung.*

Für die Daten ergibt sich folgende Situation: In Abbildung 3.23 ist die intrinsische Auflösung gezeigt. Die Verteilung hat eine Breite von 160μm. Bestimmt man für den gleichen Datensatz die Spurauflösung, so erhält man die in Abbildung 3.20 dargestellte Residuenverteilung. Diese Verteilung hat eine Breite von 270μm. Der Unterschied zwischen diesen beiden Größen wird auf den Einfluß der Fehlkalibration zurückgeführt. Behandelt man kalibrationsbedingte Fehler und statistische Fehler gleich, so ergibt sich der Fehler, der durch die Kalibration verursacht wurde, zu:

$$\sigma_{\mathrm{Kalibration}} = \sqrt{\sigma^2_{\mathrm{Spur}} - \sigma^2_{\mathrm{Triple}}} \tag{3.27}$$

Der Fehler durch die fehlerhafte Kalibration beträgt zur Zeit etwa 300 μm. Der Vorteil dieses Bewertungsverfahrens ist, daß es eine Zahl ergibt, die als Maß für die Güte der Kalibration benutzt werden kann. Der Nachteil dieser Methode ist, daß diese Größe den systematischen Einfluß der Fehlkalibration auf die relevanten Spurparameter nicht wiedergibt. Um eine größere Sicherheit zu erhalten, wurde das im folgenden beschriebene Verfahren benutzt.

Methode der Spursegmente

Eine Teilchenbahn in der CDC kann so behandelt werden, als bestünde sie aus zwei gleich langen Spuren, die durch die gleichen Bahnparameter zu beschreiben sind. Vergleicht man die aus diesen Spurstücken getrennt berechneten Spurparameter, so erhält man die Verteilungen der Abweichungen, die bei einer idealen Kalibration gaußförmig um Null verteilt sind. Die Breite der Verteilungen entspricht dann der intrinsischen Auflösung. Die Beziehung zwischen Ortsauflösung und der Auflösung, mit der die Bahnparameter bestimmt werden können, sind in [68] beschrieben.

Die Spuren werden bei der Analyse in zwei Spuren aufgeteilt, dann werden folgende Parameter bestimmt und miteinander verglichen:

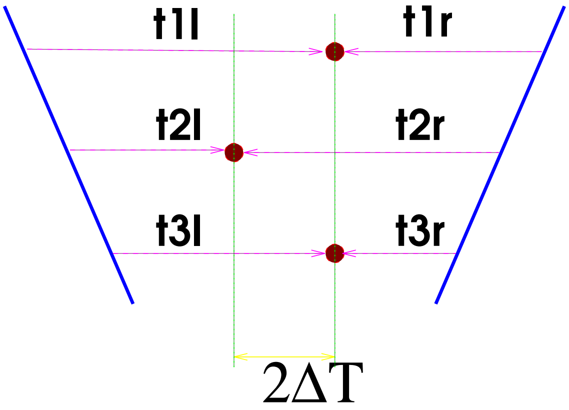

Abbildung 3.22: *Illustration der Drei–Draht–Methode zur Bestimmung der intrinsischen Auflösung*

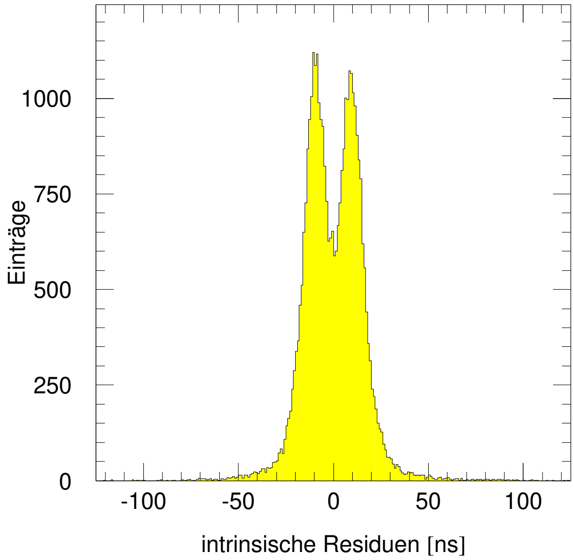

Abbildung 3.23: *Intrinsische Auflösung der CDC bestimmt nach der Drei–Draht–Methode.*

ω : Die Krümmung (= inverser Kreisradius) 1/R mit Vorzeichen

ϕ : Der Emissionswinkel in der xy–Ebene

θ : Der Emissionswinkel in der rz–Ebene

d_0 : Der Stoßparameter in der xy–Ebene

z_0 : Der Stoßparameter in der rz–Ebene

Da es sich bei der Bestimmung der Bahnparameter aus den beiden Zweigen der Spur um zwei unabhängige Messungen der gleichen Größe handelt, kann der Fehler der Einzelmessung aus der Breite der Verteilung der Differenzen der beiden Messungen bestimmt werden. Um möglichst viele Spuren verwenden zu können, wird der Effekt unterschiedlich langer Spurstücke berücksichtigt. Es wird dabei die theoretische Abhängigkeit der Auflösungen der einzelnen Größen von der Spurlänge benutzt. In den Abbildungen 3.24 sind die Verteilungen der Differenzen dargestellt.

Abschließende Bemerkungen

Es wurde gezeigt, daß eine Jetkammer vom Typ der Zentralen Driftkammer des FOPI–Experiments weitgehend ohne externe Referenz kalibriert werden kann. Bedingt durch die geneigte Zellgeometrie kreuzen radial verlaufende Spuren die

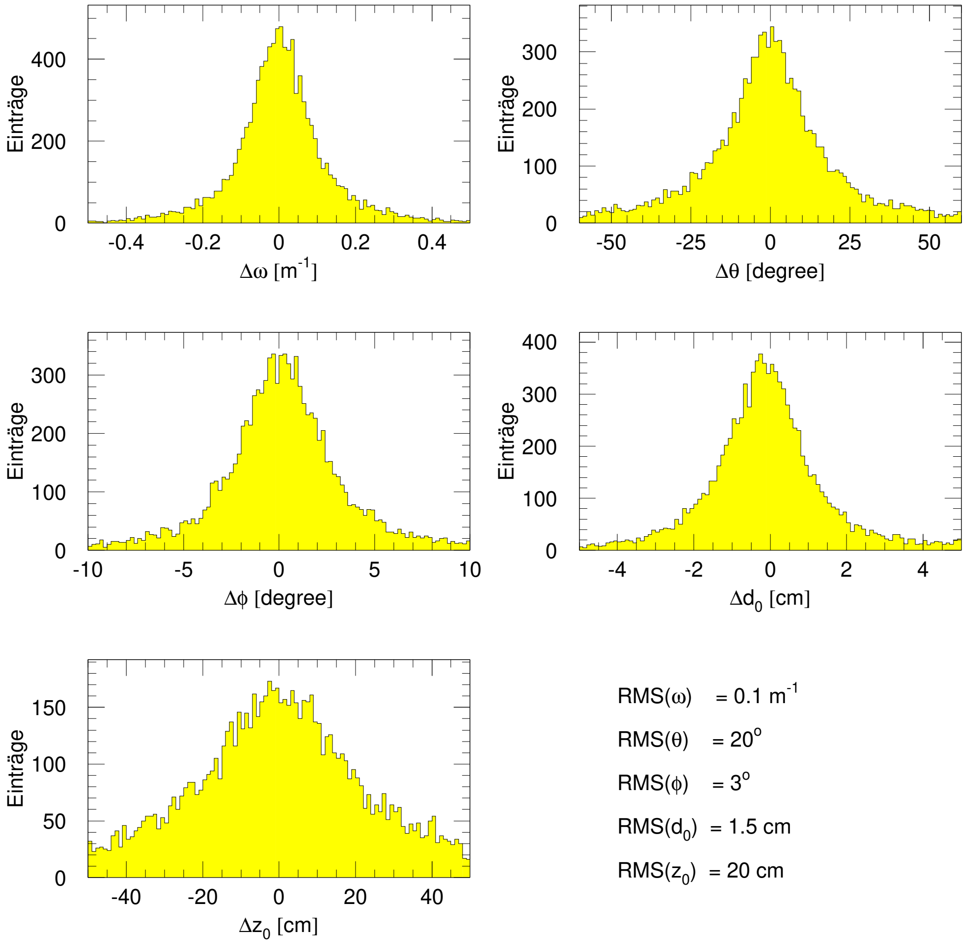

Abbildung 3.24: *Vergleich der Spursegmente: Die Verteilung der Abweichung der gemessenen* ω*–,* θ*–,* ϕ*–,* d_0*– und* z_0*–Spurparameterwerte für die beiden Zweige einer Spur. Die analysierten Daten sind Reaktionen des Systems* ^{58}*Ni+*^{58}*Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV. Die Breite der Verteilung entspricht der Auflösung, mit der die einzelnen Spurparameter bestimmt werden konnten. Die erreichten Werte für die Auflösung der einzelnen Spurparameter sind in der Legende angegeben.*

Anoden– und Kathodenebenen. Dies ermöglicht es, wichtige Größen wie Ereigniszeitnullpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel für fast jedes Ereignis zu bestimmen. Jetkammern mit geneigten Driftzellen kann man daher als selbstkalibrierend bezeichnen. Lediglich die z–Kalibration erfordert die Benutzung externer Detektorkomponenten.

Für die Bestimmung der zur Spurrekonstruktion notwendigen Kalibrationsparameter wurden Verfahren entwickelt und erprobt. Diese Methoden wurden mit Hilfe von simulierten Spuren und Teilchen aus ^{58}Ni+^{58}Ni–Reaktionen untersucht und verifiziert.

Die Bestimmung der Leistungsfähigkeit der Kalibration ist ebenfalls ohne exter-

Methode	Größe	Daten
Drei–Draht	Intrinsische Auflösung	180 μm
Spurresiduen	xy–Spurauflösung	560 μm
Spurresiduen	rz–Spurauflösung	20 cm
Vergleich	$\frac{\sigma_p}{p^2}$	0.4 % GeV^{-2}
von	σ_ϕ	3°
zwei	σ_θ	10°
Spursegmenten	σ_{d_0}	1.5 cm
	σ_{z_0}	20 cm

Tabelle 3.1: *Auflösungen der CDC*

ne Referenz möglich. Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, konnte die angestrebte Auslösung allerdings noch nicht erreicht werden.

Die vorgestellten Verfahren wurden zur Kalibration der Daten aus ^{58}Ni+^{58}Ni–Reaktionen bei einer Strahlenergie von 1.06, 1.45 und 1.93 AGeV verwendet.

3.2 Die Spurerkennung – Hough–Transformation

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Kalibration der Driftkammer wird mit Hilfe rekonstruierter Teilchenspuren durchgeführt. Die Kalibration der CDC muß daher notwendigerweise ein iterativer Prozeß sein, da die Qualität der Kalibration für die Effizienz der Spurrekonstruktion und damit für die Zuverlässigkeit der physikalischen Resultate von grundlegender Bedeutung ist. In diesem Abschnitt wird das für die Kalibration und für die spätere Analyse der kalibrierten Driftkammerdaten verwendete Spurerkennungsprogramm erläutert. Die Entwicklung dieser Routinen wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [51] begonnen und im Zusammenhang mit dieser Arbeit erheblich weiterentwickelt und betreut. Die folgende Darstellung stützt sich wesentlich auf [51], näheres kann dort nachgelesen werden.

Ein Spurerkennungsprogramm, das für Kalibrationsaufgaben geeignet ist, muß die folgenden Kriterien erfüllen:

- Es muß in der Lage sein, Spuren von isolierten Teilchen mit hohen Impulsen zu finden, die aus der Targetregion kommen. Die Effizienz, die der dies geschieht, ist von untergeordneter Bedeutung, insoweit sie nicht von den Eichkonstanten stark abhängt. Das Erkennen von stark gekrümmten Spuren ist nicht erforderlich, solche Spuren sind nicht mit einem einfachen Spurmodell wie dem Kreis zu beschreiben. Die Ursache liegt in der höheren Wahrscheinlichkeit der Vielfachstreuung und des größeren Energieverlustes entlang der Bahn. Außerdem ergibt sich für derartige Spuren ein viel größerer Meßfehler. Spuren, die nicht durch die Targetregion laufen, treten unter ungünstigen Winkeln in die Drifträume der Zellen ein. Sie haben dadurch zum Teil sehr große Meßfehler. Da bei solchen Spuren die Meßgenauigkeit durch Vielfachstreuung dominiert wird, ist es nicht erforderlich, die Meßgenauigkeit für solche Spuren durch eine Kalibration zu optimieren.

- Wenn eine Spur gefunden wird, ist es wichtig, daß möglichst alle Treffer, die zur Spur gehören, gefunden werden. Dies ist besonders wichtig im ersten Stadium einer Kalibration, da einige Regionen der Kammer noch schlecht kalibriert sind und Treffer in diesem Bereich der Kammer systematisch um ein Vielfaches der mittleren Meßgenauigkeit von der idealen Lage entfernt sind. Ein Algorithmus, die diese Punkte als nicht zur Spur gehörend klassifiziert, macht es unmöglich, solche Effekte zu kalibrieren.

- Der Algorithmus muß sich leicht unterschiedlichen Meßgenauigkeiten anpassen lassen.

- Der Rechenaufwand für die Spurerkennung ist von großer Bedeutung. Die Verfahren zur Kalibration der Driftkammer mit rekonstruierten Teilchenspuren liefern oft nur durch Iteration gute Ergebnisse. Dadurch ist es erforderlich, die Spurensuche mehrfach durchzuführen. Zur Überwachung der Driftkammer wird ein Teil der Kalibration bereits während der Datenaufnahme durchgeführt. Aus diesem Grunde ist es erforderlich, eine möglichst schnelle Spurerkennung zur Verfügung zu habe.

Alle diese Kriterien treffen für die in dieser Arbeit verwendeten *Hough–Transformation* zu [69, 51].

Im allgemeinen wird *Spurerkennung in Driftkammern* als schwieriges Problem betrachtet in dem Sinne, daß es keine allgemeinen und in irgendeiner Weise optimalen Strategien gibt, um ein gegebenes Problem zu lösen. Dies trifft auch für die Zentrale Driftkammer des 4π–Experimentes an der GSI zu, obgleich bereits viel Erfahrung mit Spurerkennung für Driftkammern in der Hochenergiephysik gesammelt wurde [70, 71, 72]. In [51] werden die wichtigsten Ansätze zur Spurerkennung vorgestellt. Diese haben sich für die bis dahin erreichten Teilchenmultiplizitäten in Driftkammern als erfolgreich erwiesen.

Bei hadronischen Reaktionen und insbesondere Schwerionenkollisionen wird man aber mit viel höheren Spurmultiplizitäten als bisher konfrontiert. Daher haben sich die Ansprüche an das Auflösungsvermögen und den dynamischen Bereich erhöht. Gleichzeitig wurden die Detektoren in den letzten Jahren verbessert.

Damit wurde das Argument, Drahtkammern liefern entweder zu wenige oder zu ungenaue Meßwerte von gekrümmten Trajektorien, um globale Methoden zur Spurerkennung in Driftkammern anwenden zu können, obsolet:

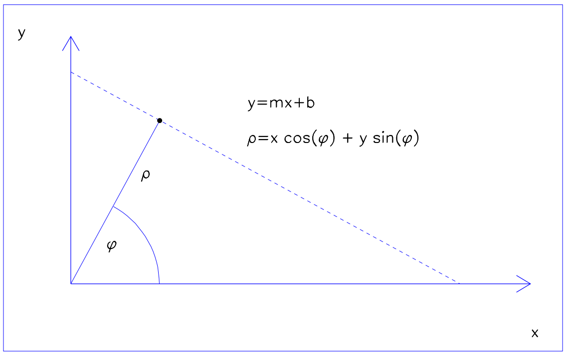

Abbildung 3.25: *Hough–Transformation für ein Geradenstück (gestrichelte Linie).*

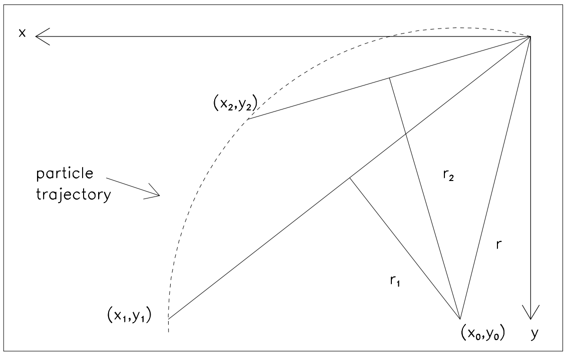

Abbildung 3.26: *Hough–Transformation für einen Kreisbogen (gestrichelt).*

In [51] wurde die Leistungsfähigkeit der sogenannten *Hough–Transformation* für das *Pattern Recognition* in Jetkammern vorgestellt. Damit werden die Möglichkeiten zur Spurerkennung auf viel höhere Spurdichten erweitert, als dies mit den bisher zur Verfügung stehenden Methoden möglich war.

Die Stärke der in [51] entwickelten Implementierung der Hough–Transformation besteht darin, daß sie die vom Detektor zur Verfügung gestellte globale Information ausnutzt, um Spuren mit kleinem Abstand im Phasenraum aufzulösen, eine wichtige Eigenschaft für Anwendungen zum Beispiel in der Teilchen–Interferometrie. Diese Eigenschaften bleiben selbst bei 100% Untergrund erhalten. Dies wurde in zahlreichen Tests mit Simulationen gezeigt und durch die Anwendung auf experimentelle Daten bestätigt [51].

Die *Hough–Transformation* (HT) [50] ist eine seit Jahrzehnten bekannte, sehr leistungsstarke Methode zur Parameterextraktion. Sie wird bei vielen Bildverarbeitungsproblemen [73, 74] wegen ihrer Vorteile angewendet:

- Die Anzahl der Operationen ist proportional zur Anzahl der Punkte.
- Sie ist robust gegen Untergrund.
- Sie ist sensitiv auch auf nur teilweise vorhandene Objekte.

In der Hochenergiephysik wurde sie zum ersten Mal auf digitalisierte Streamerkammerbilder [75] angewendet. Dort erwiesen sich lokale Methoden in Regionen hoher Spurdichte als problematisch, und man wandte sich globalen Methoden zur Spurerkennung zu. Sie wurden auch bereits auf Driftkammerdaten in der Hochenergiephysik [76, 77] angewendet. Anfänge, diese Methode auch für Jetkammern [60] zu verwenden, findet man in [78] und [79]. Diese Methode zur Spurerkennung besitzt neben vielen anderen Vorteilen den wesentlichen Vorzug, daß sie als Chip realisierbar ist. Diese Elektronik ist bereits verfügbar und wird beispielsweise bei der Reduktion von RICH–Detektor–Daten sehr erfolgreich eingesetzt. Daneben gibt es Anstrengungen der OPAL–Kollaboration ein Trigger–System für die dortige Zentrale Driftkammer, die der Zentralen Driftkammer des FOPI–Detektors sehr ähnlich ist, mit Hilfe eines Hough–Chips aufzubauen [80]. Überlegungen der FOPI–Kollaboration zu einem Kaonen–Trigger, gehen in die gleiche Richtung.

Zunächst soll die Hough–Transformation an einem Beispiel erklärt werden: Auf welche Weise wird ein Geradenstück in der Ebene mit der *Hough–Transformation* erkannt?

In Abbildung 3.25 wird ein sogenannter *Bildraum* mit einem kartesischen Koordinatensystem (XY) gezeigt. In diesem Bildraum befindet sich eine Menge von Punkten, die einen gewissen Grad an linearer Korrelation aufweisen. Dazu muß man sich einen quantisierten *Parameterraum* vorstellen. Dabei stellt sich die Frage, wie diese Quantisierung konkret realisiert werden soll. Sie hängt von der Genauigkeit ab, mit der man die Geradenparameter bestimmen will. Dabei gehen die Fehlern der Punkte im Bildraum ein. Der Parameterraum kann durch ein zweidimensionales Array dargestellt werden, einen *Akkumulator*.

Zur Bestimmmung der Geraden können verschiedene Koordinatensysteme verwendet werden. Oft sind kartesische Koordinaten von Vorteil, d.h. die Steigung m und der Ordinatenabschnitt c. Die Punkte (x, y), die auf der Geraden liegen, erfüllen dann die Gleichung

$$y = mx + c. \tag{3.28}$$

Unter Umständen sind aber Polarkoordinaten zu bevorzugen, d.h. den kürzesten Abstand ρ der Geraden vom Koordinatenursprung und den Winkel ϕ dieser Strecke gegen die x–Achse. Die Punkte (x, y) erfüllen dann die Gleichung

$$\rho = x\cos(\phi) + y\sin(\phi). \tag{3.29}$$

Die Abbildung des Bildraumes in den Parameterraum heißt *Hough–Transformation*. Eine solche Abbildung soll nun für das Beispiel der Geraden konstruiert werden. Dazu wird folgendermaßen vorgegangen:

Eine Möglichkeit wäre, die Geradengleichung 3.29 als Abbildungsgleichung zu benutzen. Man setzt einen Punkt (x_1, y_1) in die Gleichung ein und geht gemäß der gewählten Quantisierung für ϕ alle Werte für ϕ durch. In jedem Schritt wird der dazugehörige Wert ρ berechnet. Dieser fällt in eine der Zellen des quantisierten Parameterraums, und der Inhalt dieser Zelle wird um 1 erhöht. Ein *Punkt* im Bildraum erzeugt also im Parameterraum als Signal eine Kurve. Diese Implementation ist ein Beispiel für eine *1–to–many Methode*.

Bildet man einen zweiten Punkt auf die gleiche Weise ab, gibt es unter Umständen für die beiden Kurvensignale im Parameterraum einen Schnittpunkt. Diese Zelle weist einen höheren Eintrag als die Zelle in der Umgebung auf. Auf diese Weise ergibt sich also ein lokales Maximum im Parameterraum. Dieses Maximum im Parameterraum zeigt den Parametersatz für das Geradenstück an, auf dem die beiden Punkte im

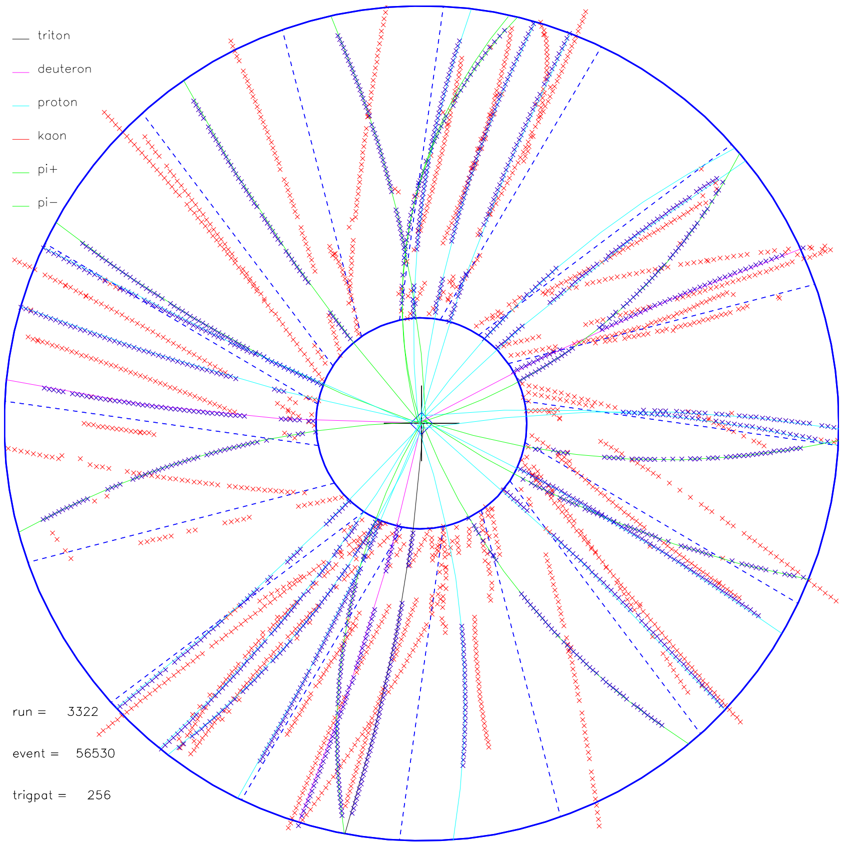

Abbildung 3.27: *XY–Projektion eines Ereignisses in der CDC: Ni+Ni bei 1.93 AGeV.*

Bildraum liegen. Im Prinzip ist das die graphische Lösung eines Gleichungssystems aus zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten.

Führt man diese Prozedur für alle Punkte aus, so zeigt die Zelle mit dem größten Eintrag, also dem höchsten Maximum, die Stelle an, wo sich die meisten Kurven geschnitten haben. Auf einer Geraden mit diesen Parametern im Parameterraum liegen also die meisten Punkte im Bildraum.

Die Hough–Transformation transformiert also das Problem, das Geradenstück im Bildraum zu rekonstruieren, in das Problem, das signifikante Maximum im Akkumulator-Feld, dem Parameterraum, zu erkennen. Die Hough–Transformation erfordert also eine Methode, diese Maxima zu finden.

Die 1-to-many Methode hat den Vorteil, linear zu sein. Der Inhalt des Akkumulators, das *Hough–Feld*, ergibt sich als Superposition der Kurvensignale. Jeder Bildpunkt wird auf die gleiche Art und Weise behandelt. Diesbezüglich ist diese Art der Hough–Transformation leichter zu verstehen und übersichtlicher. Der Rechenaufwand steht in direkter Beziehung zur Feinheit der Quantisierung des Parameterraumes. Das ist ein Nachteil bei großen Akkumulatorfeldern, nachteilig ist auch der hohe Untergrund.

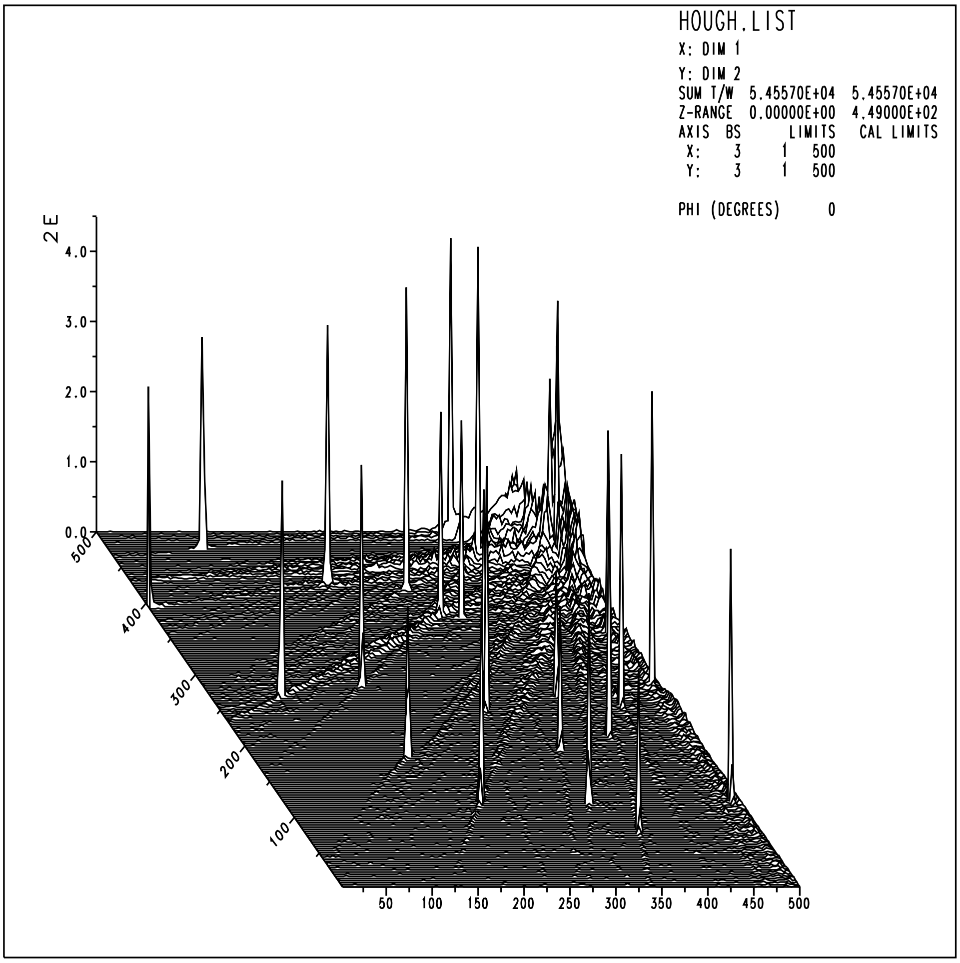

Abbildung 3.28: *Akkumulator der Hough–Transformation für eine Verteilung der Treffer in der CDC wie es zum Beispiel in Abbildung 3.27 gezeigt wird. Die hohen Peaks im Akkumulator entsprechen den Teilchenspuren in dieser Punktmenge.*

Dieses Verfahren kann leicht verallgemeinert werden: Sei irgendeine parametrisierbare Kurve f gegeben. Hier ein allgemeines zweidimensionales Beispiel mit Parametern a und b:

$$f(x,y,a,b) = 0. \tag{3.30}$$

Sind zwei feste Punkte, $p_1 = (x_1, y_1)$ und $p_2 = (x_2, y_2)$, gegeben und setzt diese ein, so erhält man zwei verschiedene implizit gegebene Kurven im Parameterraum.

$$f(x_1,y_1,a,b) = 0. \tag{3.31}$$

$$f(x_2,y_2,a,b) = 0. \tag{3.32}$$

a hängt von b funktional ab. Liegen die beiden Punkte p_1 und p_2 auf der Kurve f, so ergibt sich für diese beiden Kurven ein Schnittpunkt. Man kann nun jeden Punkt gleichartig behandeln, also unabhängig von anderen Punkten, und Kurvensignale im Akkumulator zulassen (*1–to–many Methode*), oder diesen Schnittpunkt ausrechnen und nur diesen Schnittpunkt abspeichern (*many–to–1 Methode*). Im Falle eines Kreises sieht das so aus:

$$f(x,y,a,b) = (x-a)^2 + (y-b)^2 - r^2 = 0. \tag{3.33}$$

Wird zusätzlich angenommen, daß der Kreis geht durch den Ursprung verläuft, dann vereinfacht sich die Gleichung etwas und es gilt

$$a^2 + b^2 = r^2. \tag{3.34}$$

Also:

$$f(x,y,a,b) = x^2 - 2ax + y^2 - 2by. \tag{3.35}$$

Nach der Substitution von p_1 und p_2 ergeben sich so zwei Geraden im Parameterraum:

$$\begin{array}{lcl} p_1 : b & = & q_1 a + s_1 \\ p_2 : b & = & q_2 a + s_2 \end{array} \tag{3.36}$$

Den Schnittpunkt dieser beiden Geraden ausrechnen heißt, dieses Gleichungssystem lösen. Auf diese Weise erhält man die Parameter des Kreises, auf dem diese beiden Punkte liegen:

$$a = \frac{s_1 - s_2}{q_2 - q_1} \tag{3.37}$$

$$b = q_1 a + s_1 \tag{3.38}$$

Geometrisch sieht das wie in Abbildung 3.26 gezeigt folgendermaßen aus: Die Annahme, die diesem Ansatz zugrundeliegt ist, daß die Spuren in der XY–Projektion Kreise sind, die alle vom Target kommen. Das Target wird als primärer Wechselwirkungspunkt, als *Common Vertex*, angenommen. Dabei wird dieser Vertex gleichzeitig als Koordinatenursprung gewählt. Die Idee besteht nun darin, jeden Treffer mit dem Vertex zu kombinieren. Jeder Treffer wird mit dem Vertex durch eine Gerade verbunden, und auf dieser Geraden wird die Mittelsenkrechte errichtet. Auf diese Weise definiert jeder Treffer eine Gerade. Gleichzeitig muß man sich ein Gitter auf der XY–Ebene vorstellen. Dieses Gitter entspricht einem zweidimensionalen Feld, dem Akkumulator. Man kann nun wieder diese ganze Gerade in den Akkumulator eintragen. Dies wäre allerdings bei großen Akkumulatoren sehr aufwendig. In diesem Fall bietet es sich an, den Schnittpunkt mit einer anderen Geraden zu bestimmen und nur diesen Schnittpunkt einzutragen. Dies wäre ein Beispiel für eine *many–to–1 Methode.* Anschließend werden die Punkte in einer Gitterzelle gezählt und der Eintrag im Akkumulator entsprechend erhöht. Auf diese Weise entsteht beispielsweise das Histogramm in Abbildung 3.28. Vorteil der many-to-1 Methode ist:

- weniger Untergrund,

- der Aufwand ist unabhängig von der Akkumulatorgröße.

Nachteil ist, daß der Rechenaufwand quadratisch mit der Zahl der Punkte ansteigt.

Im idealen Fall sieht das so aus: Alle Treffer in der Zentralen Driftkammer, die zur gleichen Teilchenspur gehören, erzeugen im Histogramm in der gleichen Zelle einen Schnittpunkt. Dieser Schnittpunkt entspricht den Mittelpunktkoordinaten der Kreisspur. Auf diese Weise entsteht im Histogramm ein Maximum. Falsche Kombinationen erscheinen nur als Untergrund im Akkumulator–Feld. Das Problem, die geladenen Teilchenspuren in der Zentralen Driftkammer (CDC) zu rekonstruieren, wurde damit in das Problem transformiert, Maxima in einem mehrdimensionalen Feld zu finden.

Abbildung 3.27 zeigt ein typisches Punktemuster in der XY–Ebene (senkrecht zur Strahlachse) der Zentralen Driftkammer. Wendet man auf diese Punktemenge die Hough–Transformation an, so ergibt sich ein Histogramm für die Mittelpunktskoordinaten (x_c, y_c) der Kreisspuren wie es zum Beispiel in Abbildung 3.28 zu sehen ist. Die Maxima, die dort zu sehen sind, entsprechen den Mittelpunkten von Kreisspuren. Die hohen Maxima korrespondieren zu einer großen Zahl von Treffern in der Zentralen Driftkammer, die auf einer Kreisspur liegen, und damit zu Teilchenspuren. Als Parameter wurden die Mittelpunktskoordinaten eines Kreises durch den Koordinatenursprung gewählt. Außerdem wird aus technischen Gründen nur ein Viertel des Akkumulators gezeigt. Die rechte obere Ecke ist die Strahlrohrposition, dort steigt der Untergrund der Hough–Transformation sehr stark an. Die strahlenförmigen Gebilde, die davon ausgehen, sind ebenfalls kombinatorischer Untergrund: Ein falscher Treffer kombiniert mit den Treffern einer wahren Spur ergibt diese korrelierten Gebilde im Akkumulator.

Die Ortsauflösung der Zentralen Driftkammer beeinflußt dieses Spektrum. Eine schlechtere Auflösung wird die Maxima verbreitern und ihre Höhe verkleinern, das Signal/Untergrund–Verhältnis steigt und damit der Anteil von fehlerhaft rekonstruierten Spuren. Ein intelligentes Programm zur Maximum–Erkennung muß im nächsten Schritt die richtigen Maxima, die mit den Teilchenspuren korrespondieren, durch Filtern des Hough–Akkumulators extrahieren. Näheres dazu kann in [51] nachgelesen werden.

Um die *Effizienz* der Spurerkennung zu messen, braucht man ein quantitatives Maß. Es ist auf den ersten Blick überraschend, daß in vielen Veröffentlichungen auf diesem Gebiet die erhaltene Effizienz *nicht* diskutiert wird. Andererseits haben die Autoren aber sicher eine solche Größe, um ihre Methoden zu testen. Ein Grund dafür ist gewiß, daß es keine universelle Definition einer Effizienz gibt und daher Befürchtungen vor ungerechtfertigen Vergleichen und Fehlinterpretationen bestehen. Detaillierte Untersuchungen zur Effizienz der Spurerkennung mit der Hough–Transformation wurden bereits in [51] und [38] vorgenommen. Für die Bestimmung der Effizienz dieser Methode für die in dieser Arbeit analysierten Daten aus Nickel–Kollisionen bei den Strahlenergien von 1.06, 1.45 und 1.93 AGeV standen etwa 10000 mit dem IQMD–Programm [81, 82] simulierte Ereignisse für die Strahlenergie von 1 AGeV zu Verfügung. Desweiteren wurden etwa 7000 Ereignisse mit Hilfe des RQMD–Programms [83, 84] für die Strahlenergie von 1.93 AGeV generiert. Nicht nur die in [51] verwendeten Techniken, sondern auch eine visuelle Inspektion von experimentellen Driftkammerdaten ergab eine geometrische Rekonstruktionseffizienz von etwa 95% für jede der hier betrachteten Strahlenergien.

Damit ist die Spurerkennung abgeschlossen, und man kann sich im nächsten Schritt der Teilchenidentifizierung zuwenden, die es schließlich erlaubt, die Viererimpulse zu bestimmen. Die für die Interpretation der physikalischen Ergebnisse maßgebliche Effizienz muß die Güte der Teilchenidentifizierung berücksichtigen. Mit der Zentralen Driftkammer alleine ist aufgrund der Bethe–Bloch–Relation eine zuverlässige Teilchenidentifizierung nur innerhalb eines mit der Teilchensorte variierenden Impulsbereichs möglich. Auf die Teilchenidentifizierung und den damit verbundenen Akzeptanzbetrachtungen wird im Zusammenhang mit der Identifizierung der Kaonen später noch näher eingegangen.

3.3 CDC–Barrel Spurzuordnung – Matching

Im letzten Schritt der Datenanalyse, die schließlich zur Identifizierung der Kaonen im FOPI–Experiment führt, wird die Zuordnung der mit der Hough–Transformation rekonstruierten Spuren in der Zentralen Driftkammer (CDC) zu Einschlägen im Zentralen Flugzeitzähler (Plastik–Barrel) und Čerenkov–Detektor (Čerenkov–Barrel) durchgeführt.

Der Plastik– und Čerenkov–Barrel alleine liefern nicht genug Information, um Spuren zu definieren. Statt dessen müssen CDC–Spuren zu den Barrel–Streifen extrapoliert werden. Die so bestimmten *theoretischen* Barrel–Einschläge werden dann unter bestimmten Kriterien gemessenen Treffern im Barrel–Detektor zugeordnet. Damit ist ein sogenannter *Match* definiert, die so beschriebene Prozedur wird im folgenden als *Matching* bezeichnet.

Die extrapolierten Punkte ergeben sich mit Hilfe folgender Algebra. Die CDC Helix–Spuren sind durch 5 Parameter bestimmt:

ω : Die Krümmung (= inverser Kreisradius) 1/R mit Vorzeichen.

ϕ_0 : Der Emissionswinkel in der xy–Ebene.

θ : Der Emissionswinkel in der rz–Ebene.

d_0 : Der Stoßparameter in der xy–Ebene.

z_0 : Der Stoßparameter in der rz–Ebene.

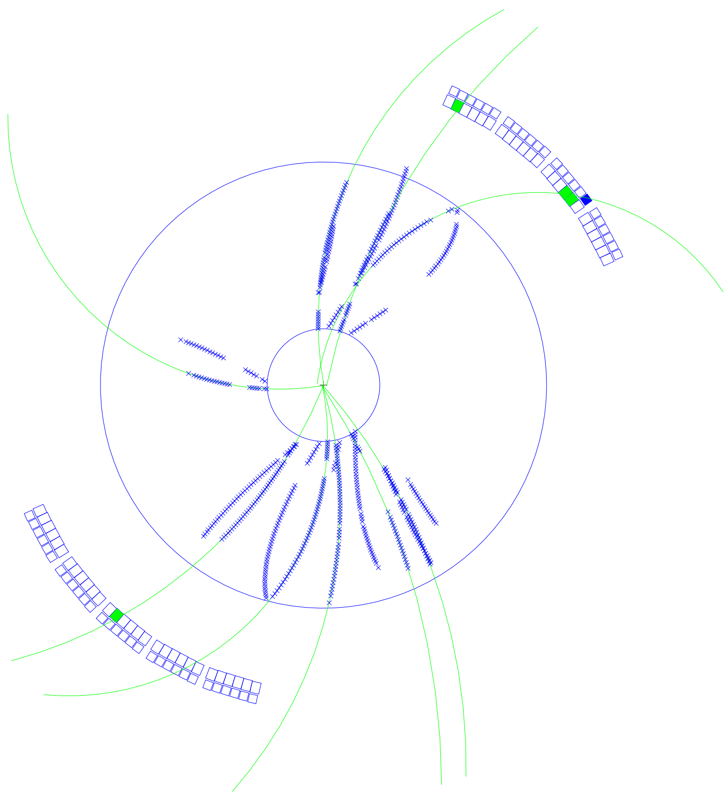

Abbildung 3.29: *xy–Ansicht der CDC zusammen mit dem Plastik– und Čerenkov–Barrel.*

Die Mittelpunkte des Helixkreise werden dann folgendermaßen bestimmt:

$$x_c = +(d_0 - R) \cdot \sin(\phi_0), \tag{3.39}$$
$$y_c = -(d_0 - R) \cdot \cos(\phi_0). \tag{3.40}$$

Diese Parametrisierung nutzt die radiale Struktur der CDC aus. Ein Punkt (x, y, z) auf der Helix wird durch die polaren Koordinaten (r, ϕ, z) beschrieben. ϕ und z sind Funktionen von r, dem radialen Abstand in der xy–Ebene, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. ϕ ist der azimutale Winkel, unter dem ein Punkt auf der Helix gesehen wird, und seine Abhängigkeit von r und den Helixparametern ist:

$$\phi(r, \vec{h}) = \phi_0 + (s_r - s_t)\frac{\pi}{2} + s_r \cdot \arcsin\left\{\frac{\omega \cdot (r^2 - d_0^2)}{2r \cdot (d_0 \cdot \omega - s_t)} + \frac{d_0}{r}\right\} \tag{3.41}$$

Dabei sind

$\vec{h}$ = $(\omega, \cot(\theta), \phi_0, d_0, z_0)$,

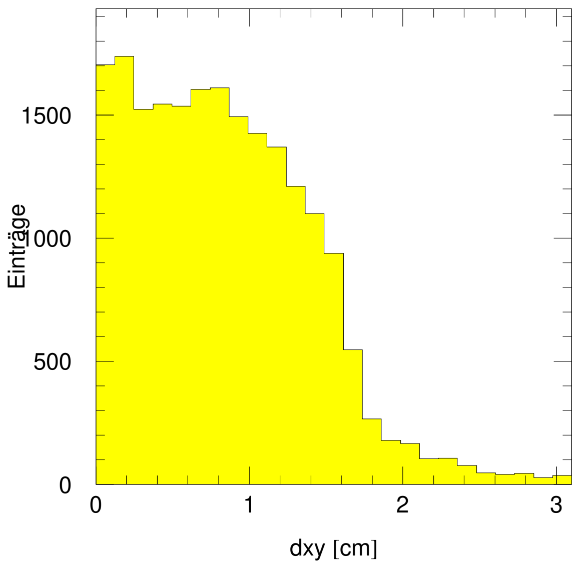

Abbildung 3.30: *Verteilung des xy–Abstandes der CDC–Barrel–Matches.*

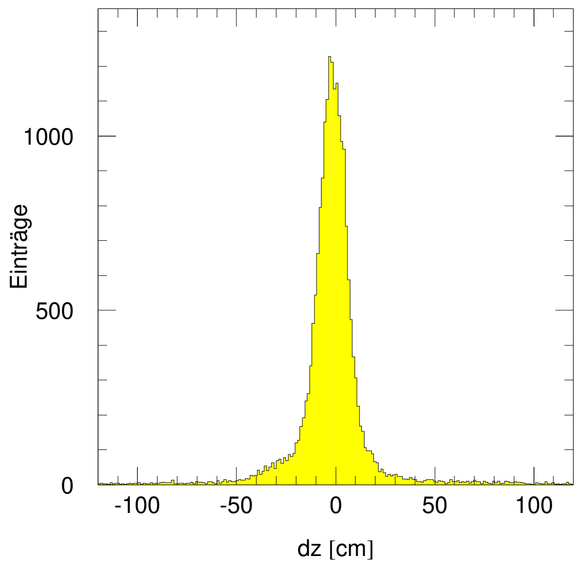

Abbildung 3.31: *Verteilung des z–Abstandes der CDC–Barrel–Matches.*

s_t = 1, falls die Spur sich entlang des Strahls gesehen im Uhrzeigersinn dreht, sonst -1,

s_r = s_t, falls der Punkt zum ersten Teil der Helix gehört, sonst $-s_t$.

Die z Koordinate

$$z(r,\vec{h}) = z_0 + \cot(\theta) \cdot s_{xy}(r) \tag{3.42}$$

ist linear in

$$s_{xy}(r) = \frac{2}{\omega} \cdot \arcsin\left\{ \frac{\omega}{2} \sqrt{\frac{r^2 - d_0^2}{1 - s_r \cdot d_0 \cdot \omega}} \right\}, \tag{3.43}$$

der Bogenlänge des Kreises, der sich durch die Projektion der Helix auf die xy–Ebene entlang der z –Achse ergibt. Die Bogenlänge wird vom Punkt größter Annäherung der Helix an den Ursprung des Koordinatensystems aus gemessen.

Das Matching geht von den CDC–Spuren aus und ist ein mehrstufiger Prozeß:

1. **Schritt:** Schleife über alle CDC Spuren, für jede Spur Schleife über alle aktiven Streifen, extrapoliere die Spur zu diesem Streifen und überprüfe, ob die Spur den Streifen getroffen hat. Falls ja, speichere (x,y,z) Koordinaten der Extrapolation sowie die Nummer des getroffenen Streifens.

2. **Schritt:** Schleife über alle Extrapolationen und überprüfe, ob der Streifen gefeuert hat, falls ja, speichere einen direkten Match.

3. Schritt: Schleife über Spuren, die bisher nicht zugeordnet wurden und schaue in der 1 strip Nachbarschaft nach einen unzweideutigen Match (secondary match).

4. Schritt: Wiederhole Schritt 3 mit Spuren, die bisher nicht zugeordnet wurden.

5. Schritt: Schleife über die direkten Matches und versuche Barrel–Einschläge, die bisher nicht zugeordnet wurden, hinzuzufügen, d.h. forme Cluster. ToF des zuerst getroffenen Streifens wird als ToF des Clusters gespeichert, gemittelte Energie wird als Energie des Clusters gespeichert.

Abbildung 3.29 zeigt die Projektion des CDC zusammen mit dem Barrel–Detektor auf eine Ebene senkrecht zur Strahlachse. Wie bereits früher erwähnt war der Barrel–Detektor zu einem Drittel für diese Strahlzeit fertiggestellt, vier Module in der oberen Hälfte, fünf Module in der unteren (siehe Abbildung 3.29). Jedes Module enthält 6 Szintillator– und 6 Čerenkov–Streifen mit einer Breite von 3 cm. Die Plastik–Szintillatoren bilden den inneren Ring des Barrel–Detektors, die Čerenkov–Streifen den äußeren Ring. Der Čerenkov–Detektor wurde in der Analyse nicht verwendet, da die nur 1 m langen Stücke zwar eine zuverlässige Teilchenidentifizierung zu höheren Laborimpulsen hin ermöglichen aber gleichzeitig eine zusätzliche Reduktion der polaren Akzeptanz bedeutet hätten. Mit dieser Konfiguration des Barrel–Detektors war etwa ein Drittel des Azimuts abgedeckt. Da mit dem Barrel–Detektor nicht ab 30°, wie mit der Zentralen Driftkammer, sondern erst ab 44° der polare Winkelbereich im Labor vermessen wird, ergibt sich dadurch eine weitere Reduktion der Zahl der Teilchenspuren aus der CDC um 50%, die theoretisch den Barrel–Detektor treffen können. Von den Teilchenspuren der CDC, die den Barrel–Detektor auch getroffen hatten, konnte im Mittel etwa 80% auch ein Barrel–Einschlag zugeordnet werden. In Abbildung 3.29 sind eine Reihe von Matches zu sehen. Die Treffer in der Zentralen Driftkammer sind zusammen mit ihren Spiegelpunkten abgebildet. Das Ergebnis der Spurerkennung mit Hilfe der Hough–Transformation ist in Abbildung 3.29 als Kreisbögen zu erkennen, die von der Targetposition auf der Strahlachse ausgehen. Rechts oben hat eine Teilchenspur einen Barrel–Szintillator–Streifen getroffen, der auch gefeuert hat. Auf diese Weise wurde ein Match gefunden, und die Flugzeit–Information konnte der Teilchenspur zugeordnet werden. Mit der so geometrisch definierten Flugstrecke kann dann eine Teilchengeschwindigkeit gestimmt werden. Mit Hilfe des durch die CDC rekonstruierten Impulses ist es möglich, eine Masse zu bestimmen. Ein weiterer Match, der einen einzelnen Barrel–Szintillator–Streifen ausgelöst hat, ist links unten zu sehen. Diese beiden Matches sind relativ gerade Teilchenspuren, was ein Indiz für Protonen ist. Ebenfalls rechts oben ist in Abbildung 3.29 eine viel stärker gekrümmte Spur zu sehen, die zwei Szintillator–Streifen und zusätzlich dazu einen Čerenkov–Streifen ausgelöst hat. Dieser Match ist ein Beispiel für ein positiv geladenes Pion.

Abbildung 3.30 zeigt die Abstandsverteilung der extrapolierten Treffer gegenüber den tatsächlichen Barrel–Einschlägen. Die Verteilung ist bis 1 cm flach und fällt dann bis 2 cm langsam ab. Dieser Bereich entspricht den sogenannten direkten Matches, eine extrapolierte Teilchenspur aus der Zentralen Driftkammer hat direkt einen Barrel–Streifen getroffen, der auch gefeuert hatte. Da der Barrel–Detektor Mehrfachtreffer während eines Ereignisses nicht auflösen kann, ist die Zuordnung eines Barrel–Einschlages zu mehreren Teilchenspuren aus der Zentralen Driftkammer nicht ausgeschlossen. Eine einfache Abzählung dieser Fälle ergab, daß dies für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV nur in 2% der Fälle eintritt und daher keine Konsequenzen für die physikalische Interpretation der Daten nach sich zieht. Die entsprechende Verteilung für die z–Koordinate ist in Abbildung 3.31 zu sehen. Um die Zahl der falschen Zuordnungen zu reduzieren, wurde in der Auswertung konsequent ein Schnitt von 30 cm auf diese Variable angewendet, wodurch etwa 10% der zugeordneten Treffer verworfen werden. Weitergehende Untersuchungen zur Matching–Effizienz erfordern die detaillierte Simulation des Barrel–Detektors und stellen eine der Aufgaben dar, die noch in Angriff genommen werden müssen.

4 Resultate und Diskussion

Die ersten Experimente mit dem FOPI Detektor zur Produktion von positiven Kaonen nahe und unterhalb der freien NN–Schwelle im Mai 1994 haben mit der vorher beschriebenen Datenanalyse zu ersten Ergebnissen zur Produktion von positiven Kaonen für das System Ni+Ni bei den Strahlenergien 1.06, 1.45 und 1.93 AGeV geführt. Diese Ergebnisse sollen im folgenden dargestellt werden.

Insgesamt wurden bei jeder Strahlenergie mindestens 2 Millionen zentrale Ereignisse (10% des geometrischen Wirkungsquerschnitts σ_{geo}) aufgenommen, etwa 3 Millionen Ereignisse bei der höchsten Energie (1.93 AGeV). Die Kaonen werden mit Hilfe des Impulses und Energieverlustes aus der Zentralen Driftkammer (CDC) und einer zusätzlichen Orts– sowie Flugzeitinformation aus dem Barrel–Detektor identifiziert.

Der Barrel–Detektor war zu diesem Zeitpunkt zu einem Drittel fertiggestellt. Dies führt zu einer reduzierten Akzeptanz des Gesamtdetektors für Kaonen. Außerdem deckt der Barrel–Detektor den Winkelbereich von 45° bis etwa 150° im Laborsystem ab, was gegenüber der Zentralen Driftkammer, mit der ab 30° im Labor gemessen werden kann, zu einer weiteren Reduktion der Akzeptanz führt. Innerhalb des damit abgesteckten Phasenraums konnten etwa 3000 positive Kaonen sowie etwa 30 negativ geladene Kaonen bei der höchsten Einschußenergie von 1.93 AGeV extrahiert werden.

Die Identifizierung der Kaonen stellt bereits eine anspruchsvolle Aufgabe dar. Die Hilfsmittel dazu sind im vorhergehenden Kapitel beschrieben worden. Die erfolgreiche Identifizierung der Kaonen für das System Ni+Ni bei den Strahlenergien 1.93 und 1.45 AGeV wird daher zunächst beschrieben.

Danach wird die Abhängigkeit der Kaonenproduktion von der Stoßgeometrie, Stoßparameter und Reaktionsebene, untersucht.

Schließlich werden die Energiespektren der positiv geladenen Kaonen, Protonen und Pionen präsentiert und miteinander in Beziehung gesetzt, sowie deren Ausbeute in Abhängigkeit von der Rapidität untersucht.

4.1 Identifizierung der Kaonen

Teilchen werden durch ihre Massen identifiziert. Mit Hilfe der zentralen Driftkammer (CDC) alleine ist bereits eine Teilchenidentifizierung möglich, da nicht nur die räumlichen Koordinaten (x,y,z) sondern auch der Energieverlust ΔE für einen Spurpunkt aufgenommen wird. Näheres dazu wurde bereits im Abschnitt über die Kalibration dargestellt. Der mittlere Energieverlust pro Spur in der Driftkammer, ermittelt nach der *truncated mean* Methode, folgt der Bethe–Bloch–Relation.

Abbildung 4.1 zeigt den mittleren Energieverlust logarithmisch als Funktion des Impulses/Ladung aufgetragen. Gezeigt sind positiv und negativ geladene Teilchen. Negativ geladene Teilchen können über ihr negatives Vorzeichen der Krümmung leicht absepariert werden. Es sind fast ausschließlich negativ geladene Pionen, für sie ist die Größe Impuls/Ladung negativ.

In Abbildung 4.1 ist zu erkennen, wie sich die verschiedenen Teilchensorten gemäß der Bethe–Bloch–Relation in verschiedenen Ästen anordnen. Von links unten nach rechts oben ordnen sich positive Pionen, Protonen, Deuteronen und Tritonen an, über den Tritonen deutet sich Teilchen mit Ladung Z=2 an. Die eingezeichneten Linien geben den gemäß Bethe–Bloch erwarteten Verlauf für positiv und negativ geladenen Pionen, Proton, Deuteronen und Tritonen an. Die Energieauflösung von 30% reicht aus, um auch die positiv und negativ geladenen Kaonen aufzulösen. Für die positiven Kaonen zeichnet sich in Abbildung 4.1 eine Linie ab, für negativ geladene Kaonen gibt es Anzeichen, jedoch liegt keine ausreichende Statistik vor.

Mit Hilfe der Bethe–Bloch–Relation kann für jedes Teilchen in dieser zweidimensionalen Darstellung eine Masse bestimmt werden, die dann im nächsten Schritt zur Teilchenidentifizierung genutzt werden kann, indem ein Schnitt auf die nominelle Masse des Teilchen, das untersucht werden soll, angewendet wird.

Die Trennung der einzelnen Teilchensorten ist allerdings mit dieser Methode und damit durch die Driftkammer alleine nicht vollständig, positive Pionen können nur in einem eingeschränkten Impulsbereich von 70 MeV/c bis 600 MeV/c im Labor identifiziert werden. Die untere Grenze ist durch die Geometrie der Driftkammer bedingt, während für höhere Laborimpulse die Pionen nicht mehr von den Protonen unterschieden werden können. Analog ist die Trennung zwischen Protonen und Deuteronen ab einem Laborimpuls von 1 GeV/c nicht mehr vollständig. Tritonen können zwar für niedrige Impulse (500 – 1000 MeV/c) getrennt werden, jedoch besitzen Driftkammern nur eine Auflösung für Teilchen unterschiedlicher Masse, nicht jedoch für Teilchen gleicher Masse aber unterschiedliche Ladung. Daher muß bei den Tritonen mit einem erheblichen Untergrund an ^{3}He gerechnet werden.

Diese Limitierungen in der Teilchenidentifizierung können zum Teil mit Hilfe des Barrel–Detektors überwunden werden. Aufgrund der kleineren Akzeptanz des Barrel–Detektors, die bei der Beschreibung des Aufbaus des FOPI Detektors und des *Matchings* zwischen CDC und Barrel angedeutet wurde, können etwa 15% der Spuren

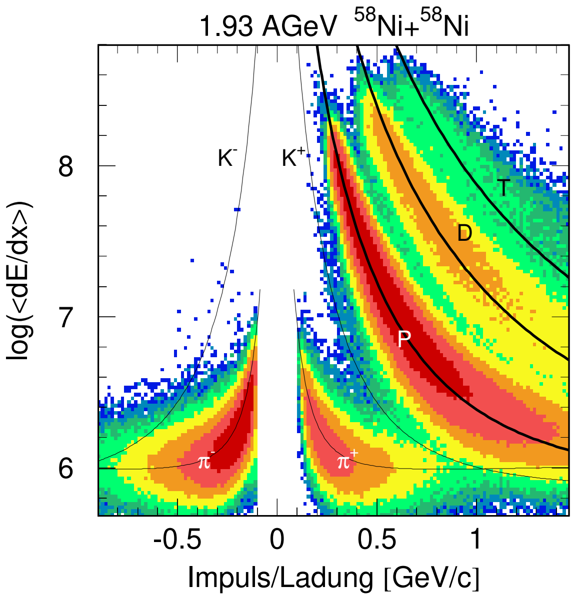

Abbildung 4.1: *Mittlerer Energieverlust aus der CDC aufgetragen gegen Impuls/Ladung.*

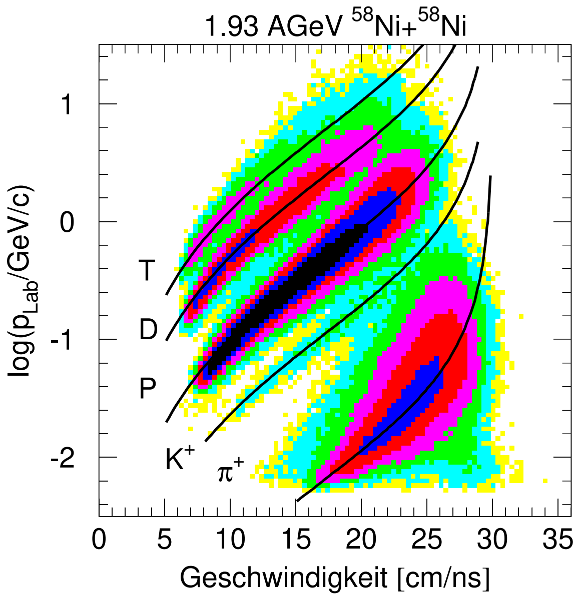

Abbildung 4.2: *Logarithmus des Impulses aufgetragen gegen Geschwindigkeit.*

in der Driftkammer über das *Matching* Treffer im Barrel–Detektor zugeordnet werden. Dies bedeutet auf den gleichen Raumwinkel bezogen eine Matching–Effizienz von im Mittel 80%. Damit ergibt sich nicht nur eine Flugzeitinformation ToF sondern über die zusätzliche Ortsinformation durch den Barrel auch die Flugstrecke L. Damit kann eine Geschwindigkeit v bestimmt werden. Auf diese Weise ergeben sich zusätzliche Größen, Flugzeit T und Geschwindigkeit v, die mit den Größen Laborimpuls p_{Lab} und mittlerer Energieverlust $< dE/dx >$ aus der Zentralen Driftkammer CDC korreliert werden können, um eine verbesserte Teilchenseparation zu erzielen.

In Abbildung 4.2 ist der Logarithmus des Laborimpulses aus der CDC als Funktion der Geschwindigkeit dargestellt. Nun sind die Wasserstoffisotope (P, D, T) über den gesamten Geschwindigkeitsbereich klar aufgelöst. Darüberhinaus werden nun die positiven Kaonen als zusätzlicher Teilchenast sichtbar, der ab einem gewissen Laborimpuls bzw. Geschwindigkeit in den Protonen– bzw. Pionenast übergeht.

Im Gegensatz zur Driftkammer, mit der Massen aufgelöst werden können, erreichen die Flugzeitdetektoren, also auch der Barrel, eine Auflösung verschiedener Ladungszustände. Trägt man daher den mittleren Energieverlust $< dE/dx >$ aus der CDC gegen die Geschwindigkeit v auf, ergibt sich Abbildung 4.3 für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV. In dieser Darstellung wurde Teilchen mit negativer Krümmung, also negativ geladenen Pionen, eine negative Geschwindigkeit zugeordnet. Auf diese Weise sind die beiden Ladungsvorzeichen stets klar getrennt. Für die positive geladenen Teilchen sind zwei Äste zu sehen, die der Bethe–Bloch–

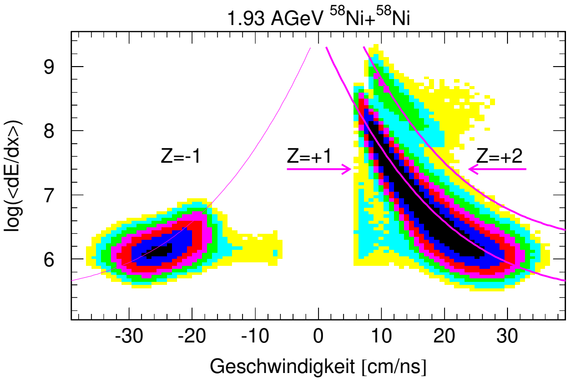

Abbildung 4.3: *Energieverlust aus der CDC logarithmisch aufgetragen gegen die Geschwindigkeit. Deutlich sind zwei äste zu sehen, der untere für Ladung 1 Teilchen, der obere für Ladung 2.*

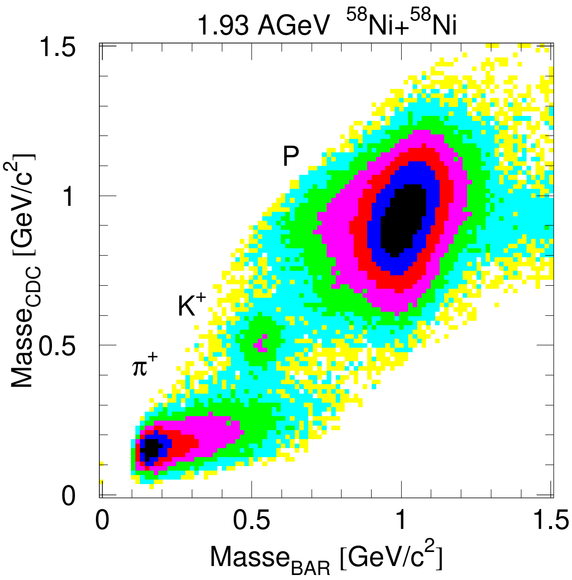

Abbildung 4.4: *Masse CDC aufgetragen gegen Masse aus dem Barrel. Zwischen dem Cluster für positiv geladene Pionen links unten und den Protonen rechts oben sind die Kaonen klar zu sehen.*

Relation folgen, für Ladung 1 der untere Ast, für Ladung 2 der obere. Die entsprechende Bethe–Bloch–Kurve ist jeweils eingezeichnet. Ladung 1 beinhaltet Pionen und die Wasserstoffisotope, Ladung 2 ^{3}He und α–Teilchen. Damit ergibt sich die Möglichkeit, durch Schnitte in dieser Darstellung Teilchen mit Ladung 1 oder solche mit Ladung 2 zu selektieren. In der Auswertung für die Kaonen wird ein Schnitt auf Ladung 1 gelegt. Mit einem Schnitt auf Ladung 2 gelingt es, die vorher erwähnte Problematik bei der Separation von Tritonen und ^{3}He aufzulösen.

Mit Hilfe der Flugzeit T, der Flugstrecke L und dem Impuls p ist es aber möglich, eine Masse nach folgender Gleichung zu bestimmen:

$$Masse_{Bar} = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{cT}{L}\right)^2 - 1}$$

Die Masse ist also eine redundante Information, da sie auch mit der CDC alleine bereits innerhalb eines bestimmten Impulsbereiches bestimmt werden kann. In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis einer solchen Darstellung für einen Bereich im Laborimpuls von 100–500 MeV/c zu sehen. Die verschiedenen Teilchensorten erscheinen hier als kreisförmige Cluster. Zwischen den positiven Pionen links unten und einer breiten Verteilung von Protonen rechts oben, sind deutlich die positiven Kaonen zu sehen.

Diese Darstellung wird schließlich auch benutzt, um die positiven Kaonen zu identifizieren. Dazu wird eine Kreisschnitt mit einem Radius von 0.12 GeV/c^2 um den

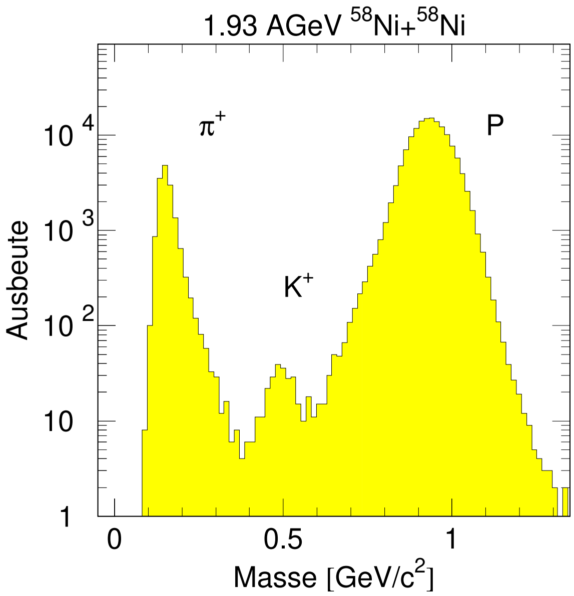

Abbildung 4.5: *Massenspektrum für Ni+Ni bei 1.93 AGeV Strahlenergie. Teilchen mit Ladung Z=1 sind gezeigt mit einem oberen Schnitt im Laborimpuls von 500 MeV/c.*

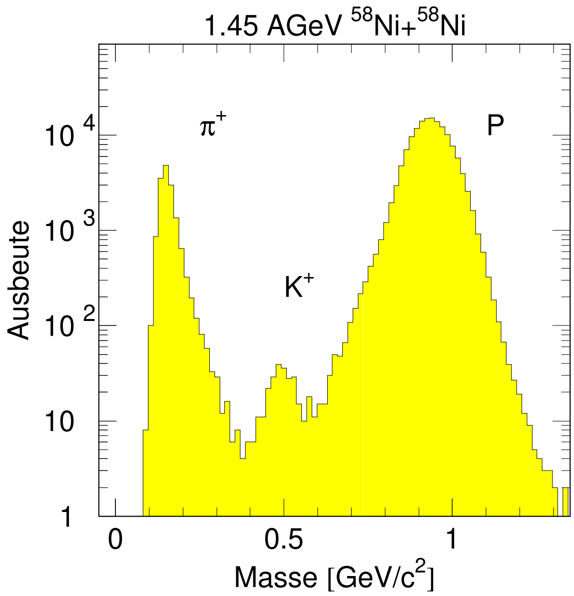

Abbildung 4.6: *Massenspektrum für Ni+Ni bei 1.45 AGeV Strahlenergie. Teilchen mit Ladung Z=1 sind gezeigt mit einem oberen Schnitt im Laborimpuls von 500 MeV/c.*

Punkt (m_{K^+}, m_{K^+}) gelegt. Wie in Abbildung 4.4 deutlich zu sehen, ist diese Identifizierung nahezu frei von Untergrund im Gegensatz zur Identifizierung in einer der Projektionen alleine.

Abbildung 4.5 zeigt ein Spektrum für den Mittelwert

$$(Masse_{CDC} + Masse_{Bar})/2,$$

was im wesentlichen einer Projektion auf die Winkelhalbierenden in Abbildung 4.4 entspricht.

Abbildung 4.6 zeigt das analog erzeugte Massenspektrum für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.45 AGeV. Auch bei dieser Strahlenergie konnten mit dem FOPI–Detektor innerhalb der zur Verfügung stehenden Statistik von etwa 2×10^6 zentralen Triggerereignissen etwa 270 positiv geladene Kaonen mit Sicherheit im Laborimpulsbereich von 100–500 MeV/c innerhalb der Akzeptanz des Barrel–Detektors nachgewiesen werden.

Der Schnitt von p_{Lab}=500 MeV/c ist erforderlich, um eine nahezu untergrundfreie Identifizierung der Kaonen zu erreichen, nicht jedoch, um das Kaonensignal zu erhalten. In Abbildung 4.7 wird daher ein Massenspektrum gezeigt, das nach einem Schnitt von 900 MeV/c im Laborimpuls für Teilchen mit Ladung Z=+1 entsteht. Neben der Identifizierung der Kaonen wird mit Hilfe des Barrel–Detektors eine klare Identifizierung der Deuteronen und selbst der Tritonen erreicht, die aufgrund des hohen Betrages an ^{3}He mit der Zentralen Driftkammer alleine nicht möglich ist.

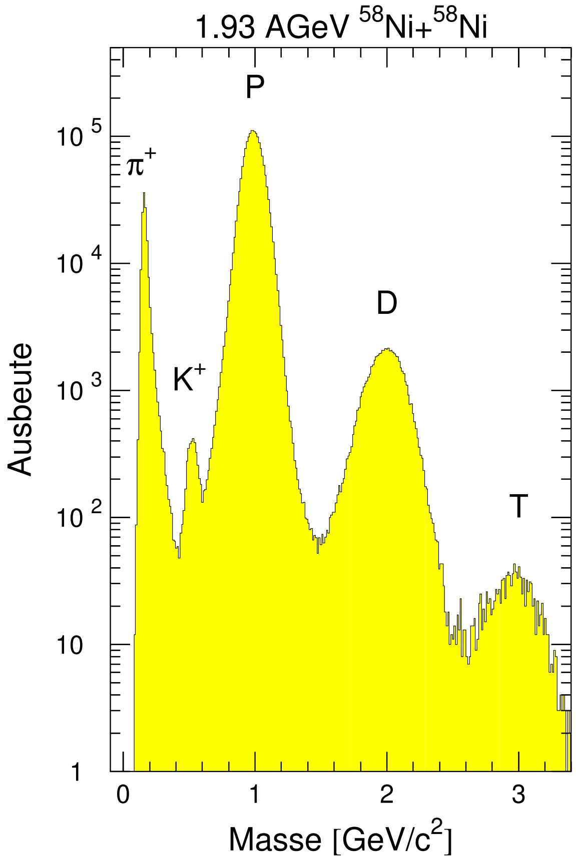

Abbildung 4.7: *Massenspektrum für Ni+Ni bei 1.93 AGeV Strahlenergie. Teilchen mit Ladung Z=1 sind gezeigt mit einem oberen Schnitt im Laborimpuls von 900 MeV/c.*

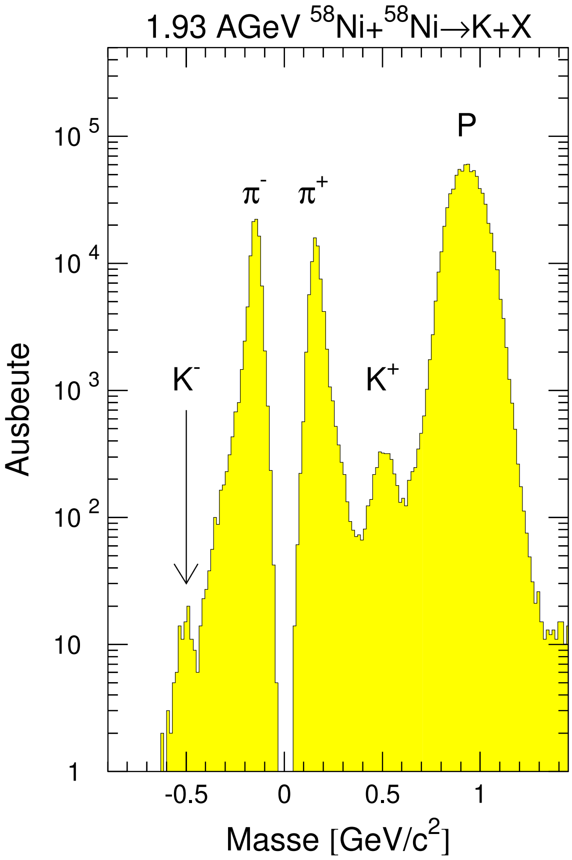

Abbildung 4.8: *Massenspektrum der Teilchen mit Ladung Z=±1 für Ni+Ni bei 1.93 AGeV Strahlenergie. Neben den negativ geladenen Pionen zeigt sich eine statistisch signifikante Struktur, die man mit negativ geladenen Kaonen identifizieren kann.*

Darüberhinaus ergibt sich mit dem FOPI–4π–Detektor im Gegensatz zu vielen Spektrometer–Experimenten die Möglichkeit, positiv und negativ geladene Teilchen simultan zu identifizieren und so deren Korrelationen zu untersuchen. Das Ergebnis einer simultanen Analyse von positiv und negativ geladenen Teilchen mit den Schnitten, die zur Identifizierung der positiv geladenen Kaonen schließlich verwendet wurden, ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Das Verhältnis der Zählraten von negativ und positiv geladenen Pionen entspricht dem Isobaren–Verhältnis von 1.13. Eine analoge Auswertung für die Kaonen ergab 27 K^-–Teilchen, daraus folgt ein Wert von 1% für K^-/K^+–Verhältnis. Dies ist in der gleichen Größenordnung wie die Resultate von A. Shor und Mitarbeitern [18, 21].

Für die negativ geladenen Kaonen zeigt sich eine vollständige Separation von den negativ geladenen Pionen in der zweidimensionalen Massendarstellung.

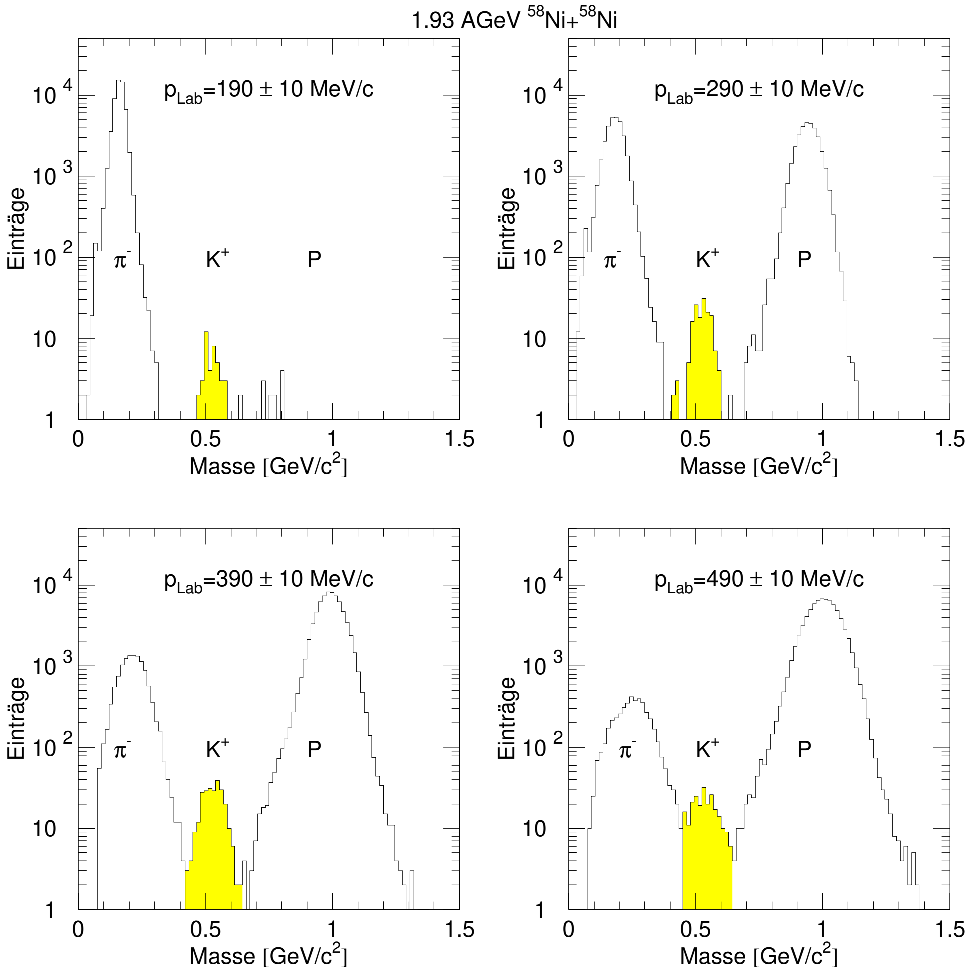

Abbildung 4.9: *Massenspektren für einige Impulsschnitte.*

Aufgrund der begrenzten Auflösung für die Bestimmung der Masse aus der Zentralen Driftkammer (CDC) und dem Barrel–Detektor ist eine Kontamination der positiv geladenen Kaonen durch Protonen oder positiv geladene Pionen aber nicht auszuschließen. Daher ist es notwendig, den Beitrag des Untergrundes abzuschätzen, ihn zu parametrisieren und gegebenenfalls eine Subtraktion des Untergrundes vorzunehmen.

Dazu wurde folgendermaßen vorgegangen. Das Massenspektrum 4.5 für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV zeigt die Ausbeute für den Laborimpulsbereich von 100 bis 500 AMeV. Der Untergrund für die Kaonen hängt vom betrachteten Impulsbereich ab. Daher wurden Impulsschnitte mit einer Breite von $\pm$10 MeV/c für dieses Massenspektren über den oben genannten Impulsbereich angelegt. Einige Massenspektren sind in Abbildung 4.9 zu sehen. In diesem Zusammenhang ist Abbildung 4.2 hilfreich. Dort ist der Laborimpuls eines Teilchens logarith-

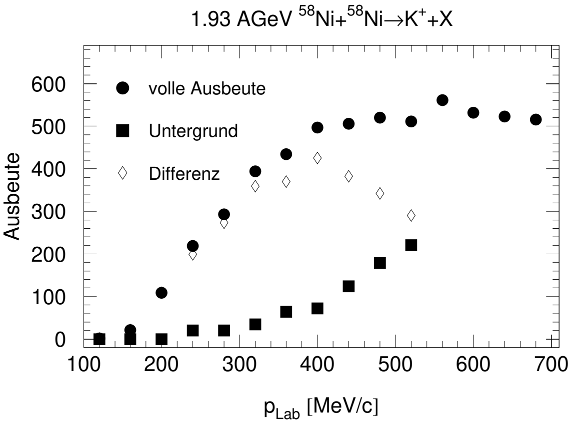

Abbildung 4.10: *Abhängigkeit des Untergrundes vom Laborimpuls.*

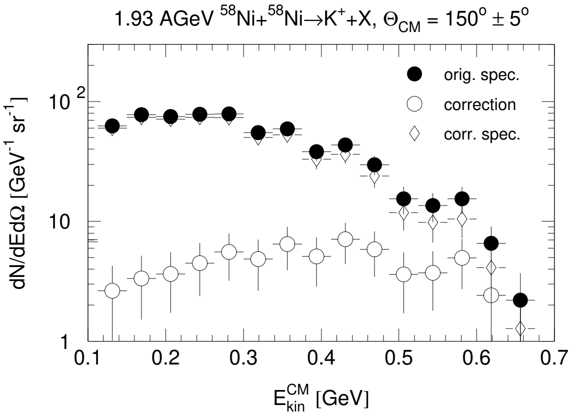

Abbildung 4.11: *Untergrundkorrektur zum kinetischen Energiespektrum der Kaonen.*

misch gegen seine Geschwindigkeit (in cm/ns) aufgetragen. Die Teilchen verschiedener Masse ordnen sich in dieser Darstellung gemäß der relativistischen Beziehung zwischen Laborimpuls p_{Lab} und Geschwindigkeit v an:

$$p = m\gamma\beta$$

Die eingezeichneten Linien geben diesen Zusammenhang wieder. Wenn man Massenspektren für immer größer werdende Impulse betrachtet, so bewegt man sich in dieser Abbildung von unten nach oben. Damit wird verständlich, daß für den niedrigeren Impulsbereich von 190±10 MeV/c die Teilchenseparation sehr gut ist und zum überwiegenden Teil positive Pionen, Protonen aber kaum zu sehen sind (Abbildung 4.9, oben links). In diesem Impulsbereich gibt es noch keine Probleme mit Untergrund bei der Identifizierung der positiv geladenen Kaonen. In der gleichen Abbildung ist oben rechts das logarithmische Massenspektrum für den Impulsbereich 290±10 MeV/c zu sehen. Mit einem Schnitt von 100 MeV/c^2 um die nominelle Masse des Kaons von etwa 494 MeV/c^2 wird eine untergrundfreie Identifizierung der Kaonen erzielt. Will man die Identifizierung von Kaonen zu höheren Laborimpulsen treiben, so wird der Untergrund von Null verschieden, wie das in Abbildung 4.9 unter links für den Impulsbereich 390±10 MeV/c zu sehen ist. In diesem Bereich dominieren die positiv geladenen Pionen ebenso wie die Protonen, die Energieauflösung der Driftkammer ebenso wie die Zeitauflösung des Barrel–Detektors und damit die Massen–Auslösung werden schlechter. Aufgrund dieser Tatsache wächst der Untergrund für noch höhere Laborimpulse von 490±10 MeV/c (Abbildung 4.9) zu einem nicht vernachlässigbaren Betrag an. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Auswertung wurden nur Kaonen mit einem Laborimpuls kleiner als 500 MeV/c akzeptiert.

Um eine obere Abschätzung für den Untergrundbeitrag bei den positiv geladenen Kaonen zu erhalten, wurden die Minima zwischen den Pionen– und den Kaonen–Peaks auf der einen Seite und den Kaonen– und Protonen–Peaks auf der anderen Seite in der obigen Darstellung der Massenspektren jeweils durch eine Gerade miteinander verbunden und die Ausbeute unterhalb des so definierten Graphen bestimmt. Da die Massenspektren logarithmisch dargestellt sind, entspricht dies einem exponentiellen Ansatz für den Untergrund. Dies entspricht einer oberen Abschätzung für den Untergrund, denn die genaue Form des Untergrundbeitrages ist nicht bekannt, und schließlich wird ein konstanter Verlauf des Untergrundes in den logarithmisch dargestellten Massenspektren oder gar ein Anwachsen des Untergrundes unterhalb des Kaonen–Peaks nicht erwartet. Hinzu kommt, daß die für die Untergrundabschätzung verwendeten Massenspektren eine Projektion der für die eigentliche Kaonen–Identifikation verwendeten zweidimensionalen Massenspektren (Masse aus der CDC aufgetragen gegen die Masse aus dem Barrel–Detektor, siehe Abbildung 4.4) sind. Damit werden in den eindimensionalen Massenspektren Beiträge betrachtet, die in der zweidimensionalen Kaonenidentifizierung nicht berücksichtigt sind.

Gleichzeitig wurde die Ausbeute ohne Untergrundabzug mit den für die Auswertung verwendeten Schnitten bestimmt. Diese Ausbeute ist in Abbildung 4.9 schattiert dargestellt.

Die so erhaltenen Kaonenausbeuten sind in Abbildung 4.10 für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV als Funktion des Laborimpulses dargestellt. Die schwarzen Punkte zeigen die Kaonenausbeute als Funktion des Laborimpulses ohne Untergrundabzug. Ein ausreichendes Kaonensignal konnte bis zu einem Impulsbereich von 700$\pm$10 MeV/c nachgewiesen werden. Die schwarzen Quadrate zeigen das anwachsen des nach obiger Methode bestimmten Untergrundbeitrages bis zu der für vertretbar gehaltenen oberen Grenze von 500 MeV/c an. Die nach Abzug des Untergrundes erhaltene Kaonenausbeute wird in der gleichen Abbildung als offene Raute dargestellt.

Der Einfluß dieses Untergrundes auf die kinetischen Energiespektren im Schwerpunktsystem der Kern–Kern–Kollisionen ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Dort ist die auf den Raumwinkel normierte Ausbeute an positiv geladenen Kaonen als Funktion der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem (in GeV) aufgetragen (Spektrum mit schwarzen Punkten), beschränkt auf den polaren Winkelbereich von $150^\circ \pm 5^\circ$ im Schwerpunktsystem. Das korrigierte Spektrum ist im Vergleich mit offenen Rauten abgebildet. In der gleichen Abbildung ist der Verlauf der angebrachten Korrektur als Spektrum mit offenen Kreisen zu sehen.

Damit ist eine wesentliche Quelle für den systematischen Fehler der Impulsspektren der positiv geladenen Kaonen behandelt worden.

Die Akzeptanz des FOPI–Detektors für positiv geladene Kaonen ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Der Barrel–Detektor deckt einen polaren Winkelbereich von 44° bis etwa 150° im Laborsystem ab. Da der Barrel einen mittleren radialen Abstand von etwa 110 cm vom Target hat, besteht eine untere Schwelle für den transversalen Impuls von etwa 100 MeV. Die obere Schwelle entsteht durch einen Schnitt von 500 MeV/c im Laborimpuls p_{Lab}. In der gleichen Abbildung wurde das kinematische

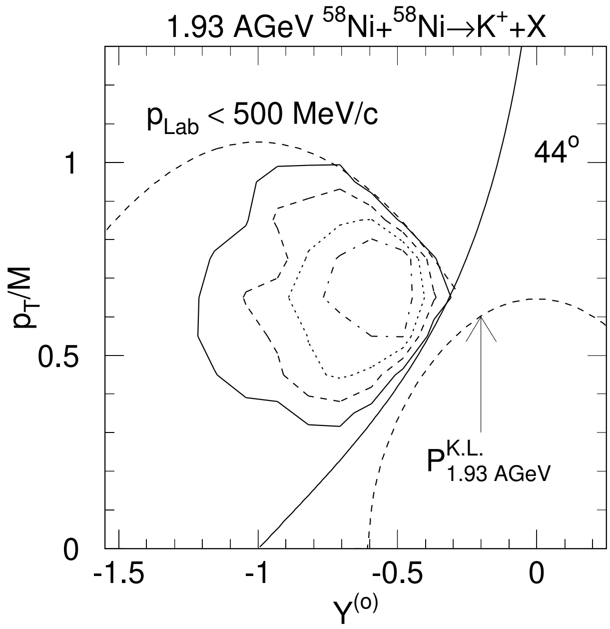

Abbildung 4.12: *Die Akzeptanz des FOPI Detektors für positiv geladene Kaonen. Der Barrel Detektor beginnt bei 45° im Laborsystem. Da der Barrel einen mittleren radialen Abstand von etwa 110 cm vom Target hat, besteht eine untere Schwelle für den transversalen Impuls von etwa 100 MeV. Die obere Schwelle entsteht durch einen Schnitt von 600 MeV/c im Laborimpuls p_{Lab}.*

Limit von p_{CM} = 250 MeV für positv geladene Kaonen im System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV als gestrichelte Linie eingezeichnet. Dies verdeutlicht einen wesentlichen Aspekt dieser Messung: Die auf den ersten Blick als nachteilig erscheinende reduzierte Akzeptanz des Barrel–Detektors läßt die Aussage zu, däs die identifizierten positiv geladenen Kaonen zumindest Fermi–Impuls für ihre Produktion erforderten, und somit unterhalb der freien Nukleon–Nukleon–Schwelle (*subthreshold*) erzeugt wurden. War dies nicht der Fall, so muß es zumindest eine elastische Streuung des K^+–Teilchens mit einem Nukleon (10 mb) gegeben haben, um es so in diesen Bereich des Phasenraums zu transportieren.

4.2 Zentralität und Kaonenproduktion

Da Kerne ausgedehnte Gebilde sind, können Observable einer Kern–Kern–Streuung von der Geometrie des Stoßes abhängen. In diesem Abschnitt wird daher die Abhängigkeit der Kaonenproduktion von der im Kern–Kern–Stoß erreichten Zentralität untersucht. Die Zentralität einer Kern–Kern–Streuung kann experimentell bestimmt werden, indem man globale Observable benutzt, die möglichst eindeutig vom Stoßparameter abhängen. Eine ausführliche Diskussion dieser Problematik findet sich in [37]. Die Größen zur Bestimmung eines Stoßparameters können danach in zwei Klassen eingeteilt werden:

In der ersten Gruppe wird die Fragmentation als Charakteristikum der Reaktion verwendet. Ihr liegt die Idee zugrunde, daß die Anzahl der Reaktionsprodukte sowohl mit zunehmender Zentralität als auch mit wachsender Energiedeposition zunimmt.

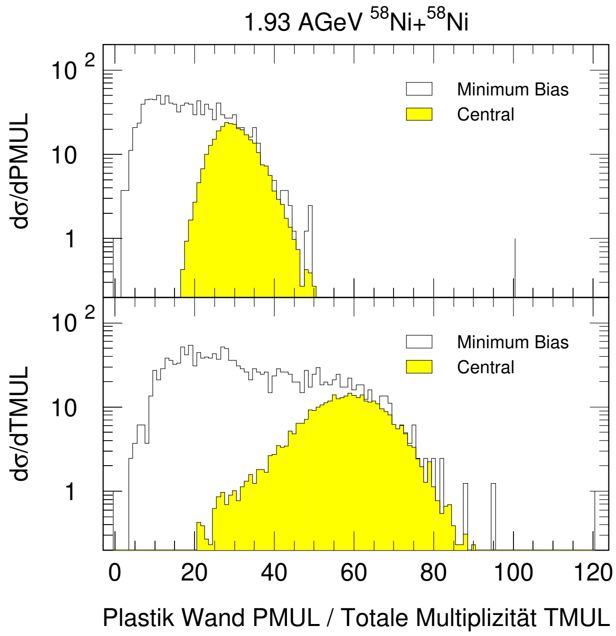

Abbildung 4.13: *Multiplizitätsverteilung in der äußeren Plastikwand für das System symmetrische Ni+Ni und einer Einschußenergie von 1.93 AGeV einmal für den Minimum Bias und dann für den Zentralen Trigger (schraffiert).*

Eine subjektive Auswahl der wichtigsten Größen ist:

- Multiplizität geladener Teilchen [85].
- die Observable Z_{Bound} (Summe aller Fragmentladungen $Z \geq 2$) [86].

Der zweiten Gruppe können alle Observable zugeordnet werden, die sich auf die globale Impuls– und Energieverteilung im Ausgangskanal der Reaktion beziehen und nicht *a priori* mit der Teilchenmultiplizität korrelieren, so zum Beispiel:

- die longitudinale– oder transversale Energieverteilung wird oft in der ultrarelativistischen Kern–Kern–Streuung verwendet,
- das Verhältnis ERAT der beiden,
- die Sphärizität S.

Welches Kriterium zur Festlegung des Stoßparameters letztendlich verwendet wird, hängt vom jeweiligen Aufbau des Detektors sowie von der Fragestellung ab.

In Anlehnung an die Plastikball–Experimente am BEVALAC [87] wird die Multiplizität geladener Teilchen als Kriterium für Zentralität verwendet. Darüberhinaus wird nicht die Gesamtmultiplizität sondern nur die Multiplizität in der äußeren Vorwärtswand verwendet, da diese Größe bereits bei der Datenaufnahme zur Vorauswahl der Daten (Trigger) herangezogen wird. Auf diese Plastikwandmultiplizität wird noch eine Reihe von Schnitten, die in [37] genauer beschrieben sind, angewendet. Sie sollen hier daher nur noch kurz aufgelistet werden:

	PM1	PM2	PM3	PM4	PM5
Au σ [mbarn]	2260	1430	776	664	127
Au σ/σ_{tot} [mbarn]	36,9	23,4	12,7	10,8	1,2
Ni σ [mbarn]	1000	630	340	290	56
b_{min} [fm]	6,47	4,72	3,319	1,33	0
b_{max} [fm]	8,58	6,47	4,67	3,319	1,335
$< b_{geo} >$ [fm]	7,57	5,62	4,03	2,47	0,89
N_{part}	8	30	55	81	105

Tabelle 4.1: *Zusammenfassung der Werte aus dem geometrischen Modell.*

- das geladene Teilchen muß eine minimale Energie im Plastikszintillator deponieren,
- es werden nur solche Teilchen zugelassen, deren Ortsinformation aus dem Verhältnis der Energiesignale einerseits und der Zeitdifferenz andererseits innerhalb einer gewissen Grenze übereinstimmen,
- Teilchen mit Überlichtgeschwindigkeit werden verworfen.

Abbildung 4.13 zeigt in der oberen Bildhälfte die Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen in der Plastikwand für das symmetrische System Ni+Ni bei einer Einschußenergie von 1.93 AGeV. Untergrundereignisse wurden bereits durch einen Schnitt auf die Vertexposition in der Zentralen Driftkammer (CDC) unterdrückt. Das triggerkorrigierte Spektrum wird nach [88] in fünf Bereiche PM1 bis PM5 unterteilt. Dazu wird in [88] PM5 festgelegt, indem man es ab der halben Plateauhöhe in der Multiplizitätsverteilung beginnen läßt. Die übrigen Bereiche werden dann durch eine lineare Unterteilung der niedrigeren Multiplizitäten erreicht. Im Unterschied dazu wurde hier ein anderer Weg eingeschlagen, die *Methode der äquivalenten Wirkungsquerschnitte*, da sich für das System Ni+Ni bei keiner der hier untersuchten Strahlenergien ein solches Plateau ausbildet.

Tabelle 4.1 zeigt in der ersten Reihe die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen PM–Bereiche σ_{PM} für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV wie sie nach der Methode von [88] in [39] bestimmt wurden. In der Reihe darunter sind die Verhältnisse dieser Wirkungsquerschnitte zum totalen Wirkungsquerschnitt angegeben. Die Werte σ_{PM}^{Ni} wurden dann nach

$$\sigma_{PM}^{Ni} = \sigma_{tot}^{Ni} \cdot \frac{\sigma_{PM}^{Au}}{\sigma_{tot}^{Au}}$$

bestimmt und sind in der dritten Reihe abzulesen. $< b_{geo} >$ ergibt sich dann aus

$$< b_{geo} >= \sqrt{\frac{\sigma_{PM}}{\pi}}.$$

Anschließend wird die Anzahl der Partizipanten N$_{Part}$ nach [85] bestimmt:

$$N_{Part} = f(< b_{geo} >).$$

Die Atomkerne werden dazu als homogene Kugeln ohne diffuse Oberfläche angenommen.

Bereits früher wurde vorgeschlagen, die Teilchenproduktion, insbesondere die Produktion von Pionen, als Observable für die in Schwerionenstößen erreichte Kompression zu nutzen [89]. Dieser Ansatz wurde motiviert durch Ergebnisse der Intra–Nuklearen–Kaskade, mit der die Pionenmultiplizitäten stets überschätzt wurden, und basierte auf der Idee, daß ein Teil der verfügbaren Energie in Kompressionsenergie gespeichert und damit für die Pionenproduktion nicht mehr zur Verfügung steht. Die Differenz zwischen den experimentellen Daten und den Kaskade–Resultaten kann dann der Kompressionsenergie zugeschrieben werden.

Die Streamer–Kammer–Experimente von Harris und Mitarbeiten am BEVALAC haben gezeigt, daß die Multiplizität negativ geladener Pionen in leichten symmetrischen Systemen (Ar+KCl und La+La) proportional zur Anzahl der Partizipanten und unabhängig vom Stoßsystem ist [90]. Die Konstanz des Verhältnisses $< \pi > /N_{Part}$ wurde dahingehend interpretiert, daß die Pionenproduktion ein Volumeneffekt darstellt, die Unabhängigkeit von der Masse des Systems sollte auf vernachlässigbare Absorptionseffekte hindeuten. Beides sprach für die Hypothese, daß die Pionenproduktion sensitiv sei auf die Hochdichtephase der Kern–Kern–Streuung und unbeeinflußt von der späteren Expansion.

Dieses Resultat wird durch Messungen der Ausbeute positiver und negativer Pionen im System Ni+Ni bei 1.93, 1.45 und 1.06 AGeV Strahlenergie bestätigt. In Abbildung 4.14 wird die Abhängigkeit der totalen Pionenmultiplizität von der Anzahl der Partizipanten für die oben genannten drei Fälle gezeigt. Der Verlauf ist wie in [90] weitestgehend linear. Für die größte Zahl von Partizipanten und damit für die zentralsten Stöße zeigt sich jedoch eine Abweichung, die allerdings darauf zurückgeführt werden kann, daß die benutzte Plastikwandmultiplizität offenbar kein gutes Maß darstellt, um sehr zentrale Ereignisse zu selektieren. Für die Strahlenergie von 1.93 AGeV ergeben sich 0.3 Pionen pro Baryon, für 1.06 AGeV 0.1 Pionen pro Baryon.

Die Energieabhängigkeit des Verhältnisses $< \pi > /N_{Part}$ wird in Abbildung 4.15 gezeigt. Neben den Ergebnissen für das System Ni+Ni bei den drei gemessenen Strahlenergien sind noch die Resultate von [90], die mit dem System Ar+KCl bei verschiedenen Strahlenergien gewonnen wurden, gezeigt. Der Verlauf dieser Pionenanregungsfunktion ist in jedem Fall linear, und die Unabhängigkeit der Pionenproduktion von der Masse des untersuchten Stoßsystems kann ebenfalls bestätigt werden.

Detailliertere Modellrechnungen konnten allerdings den obigen Ansatz zur Interpretation der Pionenproduktion nicht bestätigen, wie in [16] näher ausgeführt wird. Für verschiedene Ansätze der nuklearen Zustandsgleichung (EOS) ergibt sich die gleiche Pionenmultiplizität. Dies ergibt sich als direkte Konsequenz der fast identischen Kompressionsenergie. Daher wurde als aussichtsreicherer Kandidat zur Bestimmung der

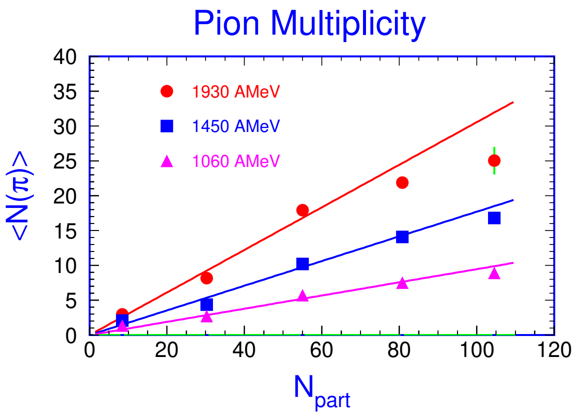

Abbildung 4.14: *Die mittlere Pionenmultiplizität als Funktion der Anzahl der Partizipanten N_{part} in der Reaktion Ni+Ni bei 3 verschiedenen Strahlenergien. Die durchgezogenen Linien sind der Fit einer Geraden mit y=ax an die Daten.*

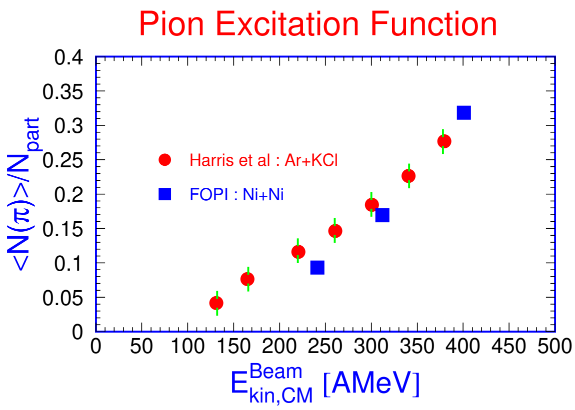

Abbildung 4.15: *Anregungsfunktion der Pionen: $< N(\pi) > /N_{part}$ für fast symmetrische Systeme. Kreise sind Daten, die mit der Streamer Kammer am BEVALAC mit Ereignissen hoher Multiplizität in Ar+KCl Kollisionen [90] gewonnen wurden, während Quadrate die FOPI Daten repräsentieren.*

EOS die K^+–Produktion ins Auge gefaßt. Für die K^-–Produktion besteht eine höhere Produktionsschwelle von 2.5 GeV im Labor als für das K^+, da aufgrund der Erhaltung der strangeness durch die starke Wechselwirkung das K^-–Teilchen nur paarweise zusammen mit dem K^+ erzeugt werden kann.

Kaonen in Schwerionenkollisionen wurden das erste Mal in den achtziger Jahren am BEVALAC bei Strahlenergien von etwa 2 AGeV nachgewiesen [18, 19, 20, 21, 22]. Das K^+ stellt aus mehreren Gründen ein vielversprechenderes Teilchen als das Pion dar. Die Untersuchung der Kaonen–Produktion bei Schwerionen–Kollisionen unterhalb der Schwellenenergie ist interessant, da sie eine Reihe von Möglichkeiten bietet, die Eigenschaften von verdichteter Materie, wie sie bei diesen Reaktionen erzeugt wird, über ihre Effekte auf die Teilchen–Produktion zu studieren [12, 13, 14]. Diese Effekte beinhalten:

1. **Der intrinsische Fermi–Impuls der Nukleonen.** Der Fermi–Impuls addiert sich zum Impuls der Projektil–Nukleonen und erhöht damit die verfügbare Energie für die Produktion von Kaonen. Der Fermi–Impuls der Nukleonen in Kernmaterie ist gut bekannt und wird in allen Transportmodellen der Kern–Kern–Kollision berücksichtigt. Bei einer Strahlenergie von 1 AGeV jedoch bleibt man trotz des Fermi–Impulses noch immer weit unterhalb der Schwelle für die Produktion von Kaonen im freien Nukleon–Nukleon–Stoß. Um die beobachtete Kaonen–Ausbeute in Kern–Kern–Kollisionen in diesem Energiebereich zu erklären, sind daher andere Medium–Effekte notwendig.

2. **Resonanzen**, angeregt durch Nukleon–Nukleon–Stöße, können als Energiespeicher dienen und in einer weiteren Wechselwirkung mit einem Baryon ein Kaon produzieren. Bei Strahlenergien von etwa 1 GeV pro Nukleon wird nur die Deltaresonanz in nennenswerten Ausmaß produziert. Die Produktion und der Zerfall der Deltaresonanz wird im allgemeinen in Transportmodellen, die Schwerionenkollisionen über der Schwelle für die Pionenproduktion beschreiben wollen, berücksichtigt. In der Tat spielt die Deltaresonanz, wie in [12, 91, 92, 46, 93] gezeigt wurde, eine wichtige Rolle für die Produktion von Kaonen unterhalb der Schwelle.

3. **Die Kompressionsenergie der Kernmaterie**. Je kleiner die Kompressionsenergie von Kernmaterie ist, um so mehr Energie steht für die Produktion von Kaonen zur Verfügung und umso größer ist die Multiplizität der Kaonen. In der Tat war es die Frage nach der Inkompressibilität von Kernmaterie, die erste Experimente zur Produktion von Kaonen unterhalb der Schwelle motivierte. Aichelin und Ko [12] haben als erste bemerkt, daß die Multiplizität der Kaonen abhängig von der Steifheit der nuklearen Zustandsgleichung um einen Faktor 2 bis 3 unterschiedlich sein kann. Die Sensitivität der Kaonenausbeute auf die Inkompressibilität der Kernmaterie wurde in späteren Rechnungen bestätigt [27, 28, 91, 92, 94, 46]. Andererseits reduziert die Impulsabhängigkeit des *mean–field* Potentials der Nukleonen die Kaonenausbeute und ihre Sensitivität auf die nukleare Zustandsgleichung [28, 13]. Die Bestimmung der Inkompressibilität der Kernmaterie wurde dadurch komplizierter als das in [12] vorgeschlagen wurde.

4. **Medium–Modifikationen der Kaonen–Eigenschaften.** Aufgrund der expliziten Brechung der chiralen Symmetrie sind die Kaonen einem attraktiven skalaren Potential unterworfen. Dies reduziert die Schwelle für die Produktion von Kaonen in Kern–Kern–Stößen und führt zu einer vermehrten Produktion [95, 96, 97, 98]. Die Untersuchung der Kaonenproduktion in Kern–Kern–Kollisionen erlaubt damit die Bestimmung der Eigenschaften von Kaonen in dichter Kernmaterie, was nicht nur von grundsätzlichem Interesse in der Kernphysik ist, sondern auch astrophysikalische Implikationen nach sich zieht.

5. **Mehrteilchen–Prozesse**, in denen mehr als zwei Nukleonen bei der Kaonen–Produktion beteiligt sind. Obwohl die Wahrscheinlichkeit von Zweikörper– oder Mehrkörperprozessen sehr klein ist [99], werden diese Prozesse um so wichtiger für die Kaonenproduktion, je kleiner die Strahlenergie wird. Andererseits sind solche Reaktionen schon teilweise in den Transportmodellen enthalten, die die Anregung von Resonanzen und die darauffolgenden Wechselwirkungen der Resonanzen mit den Nukleonen oder anderen Resonanzen beschreiben.

6. **Kaonen–Propagation im mittleren Potential und die Kaon–Baryon elasti-**

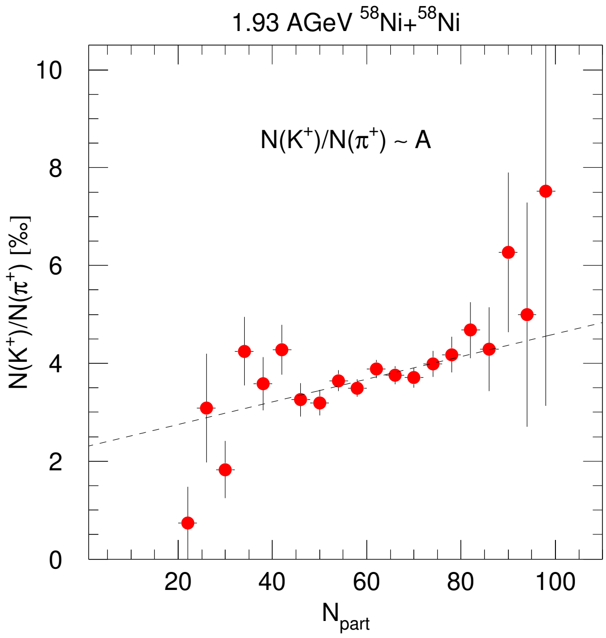

Abbildung 4.16: *Gemessenes Verhältnis der Produktionsraten von positiv geladenen Kaonen und Pionen als Funktion der Zahl der Partizipanten für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV.*

sche Streuung. Obwohl Kaonen aufgrund der Erhaltung der Strangeness nicht von anderen Baryonen absorbiert werden, können ihre Impuls und Winkelverteilungen durch Endzustandswechselwirkungen erheblich modifiziert werden [100, 45].

Die Produktion von K^+–Mesonen nahe oder unter ihrer Produktionschwelle wird also nach diesen Modellvorstellungen stark durch Mehrfach–Prozesse der folgenden Art beeinflußt:

$$\begin{aligned} N_1 + N_2 &\rightarrow N_1 + B \\ N_3 + B &\rightarrow N_3 + Y + K^+ \end{aligned}$$

Dabei steht N für ein Nukleon, B für eine baryonische Resonanz, z.B. ein Δ, und Y für ein Hyperon, d.h. ein Σ oder Λ. Die Wahrscheinlichkeit für solche Prozesse hängt sehr sensitiv von der im Kern–Kern–Stoß erreichten Dichte ab. Da sowohl dir Größe des Feuerballs als auch die maximal erreichbare Dichte von der Zentralität des Stoßes abhängen, sollte die Ausbeute von Teilchen unter diesen Verhältnissen stark mit der erreichten Zentralität variieren [46]. Diese Vorstellungen wurden bereits von Experimenten der **KaoS**–Kollaboration [31, 101] für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV unterstützt.

Die Normierung des K^+–Wirkungsquerschnitts in einem Multiplizitätsbereich auf den entsprechenden π^+–Wirkungsquerschnitt ergibt die Wahrscheinlichkeit, ein Kaon zu produzieren bezogen auf die Anzahl der Partizipanten an der Reaktion.

In Abbildung 4.16 wird das gemessene K^+/π^+–Verhältnis für das symmetrische System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV gezeigt. Das Verhältnis wurde

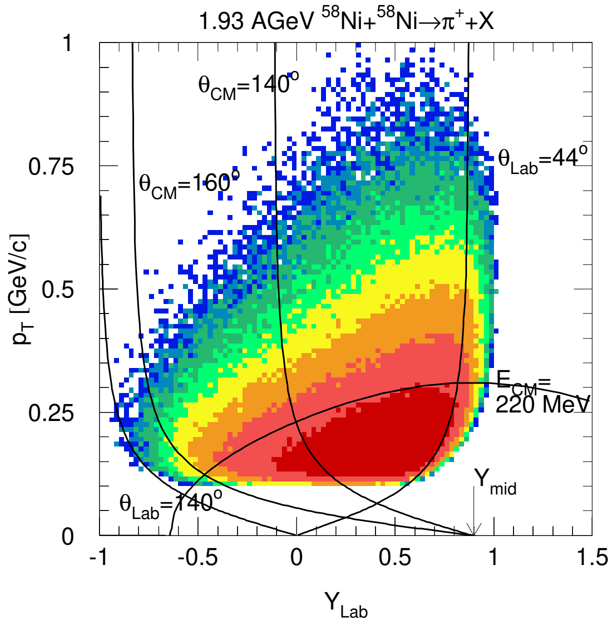

Abbildung 4.17: *Die Akzeptanz des Zentralen Flugzeitzählers für positiv geladene Pionen und dem symmetrischen System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV. Der Barrel deckt den polaren Winkelbereich von 44° bis etwa 140° ab. Die Schwerpunktrapidität befindet sich bei Y_{mid}=0.891, angedeutet durch einen Pfeil. Zur Orientierung ist der Winkelbereich von 140–160° im Schwerpunktsystem angedeutet. Ein kinetisches Energiespektrum im Schwerpunktsystem hätte die in der Abbildung angedeutete Schwelle von etwa 220 MeV.*

innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Zentralen Flugzeit–Detektors (Barrel–Detektor), etwa 4% von 4π, und in einem Laborimpulsbereich von 100-500 MeV/c aufgenommen. Die Akzeptanz des Barrel–Detektors wurde bereits in Abbildung 4.12 gezeigt. In Abbildung 4.17 ist die entsprechende Akzeptanz des Zentralen Flugzeitzählers für die positiv geladenen Pionen zu sehen. Im Unterschied zu den K^+–Mesonen besteht für die positiv geladenen Pionen keine obere Schwelle im Laborimpuls, mit Hilfe des Barrel–Detektors ist eine Identifizierung der π^+ über den gesamten Impulsbereich möglich. Lediglich die untere Schwelle im Transversalimpuls p_T von 100 MeV besteht auch hier, da die Teilchen diesen minimalen Transversalimpuls benötigen, um den Barrel–Detektor zu erreichen. Das Verhältnis liegt im Promille–Bereich und ist in Abbildung 4.16 als Funktion der Zahl der Partizipanten N_{Part} aufgetragen. Die Anzahl der Partizipanten reicht bis 120, was der totalen Zerlegung des Ni+Ni–Systems entspricht. Durchgehend wurden in dieser Arbeit, so auch hier, Ereignisse analysiert, für die der zentrale Trigger angesprochen hatte. Dies beinhaltet etwa 10% des totalen geometrischen Wirkungsquerschnitts. Das Verhältnis ist proportional zur Anzahl der am Kern–Kern–Stoß beteiligten Partizipanten. Gemittelt über den gesammten gemessenen Bereich in N_{Part} liegt das Verhältnis bei 0.4% und steigt um 30%, sobald die Zahl der Partizipanten von 40 auf 80 vergrößert wird. Den Ergebnissen verschiedener Modellsimulationen nach zu urteilen spricht dies für einen nur moderaten Anteil der Δ–Resonanz an der Kaonenproduktion. Nach Aichelin [102] könnte diese Überhöhung der Kaonenproduktion für zentralere Stoßereignisse auch ein Anzeichen dafür sein, daß in heißer und dichter Kernmaterie die chirale Symmetrie teilweise wiederhergestellt wird.

4.3 Reaktionsebene und Kaonenproduktion

Die Variation der Kompressibilität der nuklearen Zustandsgleichung, die Einführung einer weichen EOS, und die Berücksichtigung der Population von Nukleon–Resonanzen konnten aber nach Ergebnissen der KaoS–Kollaboration [32, 103] die Ausbeute an positiv geladenen Kaonen für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV nicht erklären. Erst die Berücksichtigung eines attraktiven skalaren Potentials für die Kaonen im nuklearen Medium konnte die RBUU–Simulationen von C. M. Ko und Mitarbeitern [32, 103] in Übereinstimmung mit der Messung bringen.

Um die Form des Potential für Kaonen in Kernmaterie zu untersuchen, haben daher C. M. Ko und Mitarbeiter in [104] den gerichteten Seitwärtsfluß von Kaonen als zusätzliche und sogar sensitivere Observable für diese Größe vorgeschlagen und darin für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV einen meßbaren Unterschied im Flußverhalten der Kaonen abhängig vom verwendeten Ansatz für das Potential der Kaonen in nuklearer Materie vorhergesagt. Für bisherige Experimente war allerdings die Untersuchung diese Observablen aufgrund ihres sehr eingeschränkten Bereiches in der Rapidität nicht möglich, in der Messung solcher Observabler liegt aber gerade die Stärke von 4π–Detektoren wie den des FOPI–Experiments. Der gerichtete Seitwärtsfluß verschiedener Ejektile einer Schwerionenkollision wurde daher bereits intensiv mit Hilfe der *Transversal–Impuls–Analyse* von der FOPI–Kollaboration untersucht [37, 38].

Ein charakteristischer Aspekt kollektiven Verhaltens in Kern–Kern–Stößen ist, daß die Richtungen der emittierten Teilchen korreliert sind mit der Orientierung des Stoßparameters [105]: azimutale Verteilungen bezüglich der Reaktionsebene sind nicht strukturlos. Die Reaktionsebene ist die Ebene, die den Stoßparametervektor und die Strahlachse enthält. Quantitative Studien dieser Effekte sollten Aufschluß geben über die nukleare Zustandsgleichung (EOS) [106]. Verschiedene Experimente haben azimutale Verteilungen geladener Teilchen gemessen [107], haben Protonen und leichte Fragmente identifiziert [108], oder sogar geladene Pionen [109], neutrale Pionen [110], Neutronen [111] und Λ Baryonen [112]. In diesen Analysen wird der azimutale Emissionswinkel bezüglich einer Reaktionsebene bestimmt, die wegen den Fluktuationen aufgrund der endlichen Teilchenzahl von der wahren Reaktionsebene abweicht. Die publizierten azimutalen Verteilungen waren bis auf wenige Ausnahmen nicht auf diese Unsicherheit korrigiert [113, 114, 115].

In hochenergetischen Kollisionen (E/A $>$100 MeV) werden die Projektilfragmente (Targetfragmente) vom Target (Projektil) abgestoßen. Daher ist der Vektor, den man erhält, indem man alle Transversalimpulse der produzierten Teilchen in der Projektil (Target) Rapiditätsgegend aufsummiert parallel (antiparallel) zum Stoßparameter. Ganz allgemein kann nach Danielewicz [116] folgender Vektor konstruiert werden:

$$\vec{Q} = \sum_{k=1}^{M} w_k \begin{pmatrix} \cos\phi_k \\ \sin\phi_k \end{pmatrix} \tag{4.1}$$

Die Summe läuft dabei über alle detektierten Teilchen eines Ereignisses. ϕ_k ist der azimutale Emissionswinkel eines Teilchens und w_k ist ein Gewicht, das von der Teilchensorte, seiner Rapidität und seinem transversalen Impuls abhängen kann. Die Wahl der w_k ist zu einem großen Teil willkürlich. Danielewicz und Odyniec [116] haben folgende Wahl getroffen:

$$w_k = p_T \cdot \begin{cases} -1 & y < \text{-0.3} \\ 0 & |y| < 0.3 \\ +1 & y > 0.3 \end{cases} \tag{4.2}$$

für Protonen, Deuteronen und Tritonen sowie schwerere Fragmente,

$$w_k = 0 \tag{4.3}$$

für alle in der Schwerionenkollision produzierten Teilchen, in diesem Fall Pionen und Kaonen, da sie a priori keine *Erinnerung* an die anfängliche Stoßgeometrie besitzen können. Vorwärts– und Rückwärtsrapiditäten gehen dabei mit unterschiedlichem Vorzeichen ein, da sonst unter der Voraussetzung, daß alle Impulse gemessen werden, aufgrund der Impulserhaltung die Vektorsumme 4.1 Null werden würde. Die Ejektile aus dem zentralen *Fireball* werden oft unterdrückt, da ein Großteil der *participants* zahlreiche Stöße erfahren hat und daher die *Erinnerung* an die Reaktionsebene verlorengegangen ist. Darüberhinaus wurde bei diesen mittleren Rapiditäten der senkrecht zur Reaktionsebene gerichtete *squeeze out* Effekt nachgewiesen.

Diese Methode zur Bestimmung der Reaktionsebene wird im allgemeinen mit *Transversal–Impuls–Methode* bezeichnet.

Für ein ideales System mit unendlich hoher Multiplizität M, liegt $\vec{Q}$ in der wahren Reaktionsebene, und die azimutalen Verteilungen können mit diesem Vektor $\vec{Q}$ gemessen werden. In einem Experiment ist aber die Multiplizität endlich. Das hat vor allem zwei Konsequenzen:

- Wegen statistischer Fluktuationen gibt es eine Abweichung $\Delta\phi$ zur wahren Reaktionsebene $\vec{Q}$.
- Ein anderer Effekt der endlichen Multiplizität ist eine gewisse Autokorrelation, wenn ein Teilchen, dessen Azimut bezüglich $\vec{Q}$ gemessen wird, in der Summe 4.1 enthalten ist. Dies kann vermieden werden, indem ein neuer Vektor $\vec{Q}_j$ bestimmt wird, der nur die M–1 anderen Teilchen enthält [116].

$$\vec{Q}_j = \sum_{k=1,k\neq j}^{M} w_k \begin{pmatrix} \cos\phi_k \\ \sin\phi_k \end{pmatrix} \tag{4.4}$$

Die Transversal–Impuls–Methode besteht nun darin, den in die Reaktionsebene projizierten Transversalimpuls eines Teilchens zu bestimmen,

$$P_X = \vec{p}_T \cdot \frac{\vec{Q}_j}{|\vec{Q}_j|}, \tag{4.5}$$

und den Mittelwert $< P_X >$ als Funktion der Rapidität zu untersuchen. Für eine azimutal symmetrische Verteilung würde sich $< P_X >= 0$ in jedem Rapiditätsintervall ergeben. Man kann nachprüfen, ob die Reaktionsebene wirklich eine Symmetrieebene darstellt, indem man $< P_Y >$ bestimmt. Konkret wurde jedes Teilchen folgender Operation unterworfen:

$$P_X = p_x \cdot \cos(\phi_{rp}) + p_y \cdot \sin(\phi_{rp}) \tag{4.6}$$
$$P_Y = -p_x \cdot \sin(\phi_{rp}) + p_y \cdot \cos(\phi_{rp}) \tag{4.7}$$

Dabei ist ϕ_{rp} durch den Einheitsvektor in Richtung der Reaktionsebene $\hat{Q}$ gegeben:

$$\hat{Q} = \frac{\vec{Q}_j}{|\vec{Q}_j|} = \begin{pmatrix} \cos\phi_{rp} \\ \sin\phi_{rp} \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

P_Y ist also die Projektion des Transversalimpulses auf eine Ebene senkrecht zur Reaktionsebene. Es sollte keine Korrelation beobachtet werden. Dies ist für die in dieser Arbeit untersuchten Ni–Daten auch tatsächlich der Fall. Detaillierte Betrachtungen dazu wurden bereits früher in [37] vorgenommen.

Viele andere Methoden wurden benutzt [117, 118], um diesen sogenannten gerichteten Seitwärtsfluß in der Reaktionsebene zu untersuchen, einige von ihnen benötigen keine Teilchenidentifizierung.

Um die im folgenden vorgestellten Ergebnisse zu erzielen, wurde die beschriebene *Transversal–Impuls–Methode* verwendet. Sie ist die am häufigsten angewandte Methode und nutzt die Abhängigkeit des mittleren in die Reaktionsebene projizierten Transversalimpulses $< P_X >$ von der Rapidität Y aus [116]. Im Schwerpunktsystem semizentraler Schwerionenstöße ist $< P_X >$ für Protonen positiv für positive Rapiditäten und negativ für negative Rapiditäten. Im allgemeinen wird eine S–förmig um Mittrapidität (im Schwerpunktsystem 0) gebogene Kurve beobachtet.

Für eine quantitative Analyse dieser Flußeffekte wurden bereits früher eine große Zahl von Größen vorgeschlagen. Eine eingehende Diskussion verschiedener Definitionen findet sich in [37]. Sehr verbreitet ist der sogenannte Flußparameter F, der folgendermaßen definiert wird:

$$F = \frac{\partial < P_X >}{\partial Y}|_{Y_{CM}} \tag{4.9}$$

Die Größe F stellt damit die Steigung der Kurve bei Mittrapidität dar und ist ein Maß für die Ablenkung der Kernmaterie in der Reaktionsebene. Der Flußparameter F wird ebenfalls durch Effekte der endlichen Teilchenzahl beeinflußt. Der korrigierte Wert von F kann bestimmt werden, falls die Abweichung der bestimmten Reaktionsebene von der wahren Reaktionsebene, $\Delta\phi$, und damit $< \cos(\Delta\phi) >$ bekannt ist:

$$< P_X > \quad \rightarrow \quad \frac{< P_X >}{< \cos(\Delta\phi) >}$$

$$F \quad \rightarrow \quad \frac{F}{< \cos(\Delta\phi) >}$$

Desweiteren findet sich besonders häufig in der theoretischen Literatur die noch globalere Größe P_X^{Dir}:

$$P_X^{Dir} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^{M} sign(Y^{(o)}) \cdot p_X. \tag{4.10}$$

Sie beschreibt ereignisweise den globalen in die Reaktionsebene gerichteten Seitwärtsfluß für eine bestimmte Teilchensorte.

Um von experimenteller Seite eine Abschätzung für die Genauigkeit der nach der Transversal–Impuls–Methode bestimmten Reaktionsebene zu erhalten, wurde die von Danielewicz in [116] beschriebene sogenannte *Subevent–Methode* angewandt. Sie besteht darin, die für die Bestimmung der Reaktionsebene eines Ereignisses verwendeten Teilchen in zwei Unterereignisse einzuordnen. Die Zuweisung eines Teilchens zu einem der Teilereignisse erfolgt dabei zufällig mit der zusätzlichen Randbedingung, daß die beiden so hergestellten Teilereignisse etwa gleich große Teilchenmultiplizität annehmen. Für diese beiden Teilereignisse wird anschließend der die Reaktionsebene definierende Vektor $\vec{Q}$ nach der bereits beschriebenen Transversal–Impuls–Methode bestimmt. Der von diesen beiden Vektoren $\vec{Q}_1$ und $\vec{Q}_2$ eingeschlossene Halbwinkel $\Delta\phi/2$ kann nach Danielewicz [116] als Maß für die Qualität in der Bestimmung der Reaktionsebene genutzt werden.

Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 4.18 für das System Ni+Ni bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV zu sehen. Die Reaktionsebene wurde mit Hilfe aller Detektoren des FOPI–Experiments und daher mit der gesamten 4π–Information bestimmt. Links ist die Verteilung des Winkels der Reaktionsebene relativ zum FOPI–Koordinatensystem abgebildet. Für einen azimutal symmetrischen Detektor wie den FOPI–4π–Detektor erwartet man eine flache Verteilung dieser Größe, da physikalisch keine Richtung für die Reaktionsebene ausgezeichnet ist. Das Ergebnis in Abbildung 4.18 zeigt aber, daß die Zahl der Ereignisse mit einer Reaktionsebene bei -100° um etwa 20% kleiner als bei +100° ist. Dies wurde bereits früher in [38] festgestellt und übt aus den dort genannten Gründen keinen Einfluß auf die experimentellen Resultate aus.

In Abbildung 4.18 rechts ist der Winkel $\Delta\phi$ zwischen den beiden Reaktionsebenen nach der *Subevent–Methode* zu sehen. Der RMS–Wert dieser Verteilung geteilt durch 2 gibt nach dem oben bereits gesagten die Güte in der Bestimmung der Reaktionsebene an. Der inklusive Wert für das System Ni+Ni bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV beträgt 41°. Es wurde der RMS–Wert benutzt, da die Verteilung im Gegensatz zu Resultaten in [37, 38] nicht gaußverteilt ist, vielmehr wird die Verteilung durch eine Gaußverteilung mit einem zusätzlichen konstanten Untergrund wiedergegeben. Im Falle einer Gaußverteilung würde der halbe 1 σ–Wert als Maß für die Güte der Reaktionsebene dienen.

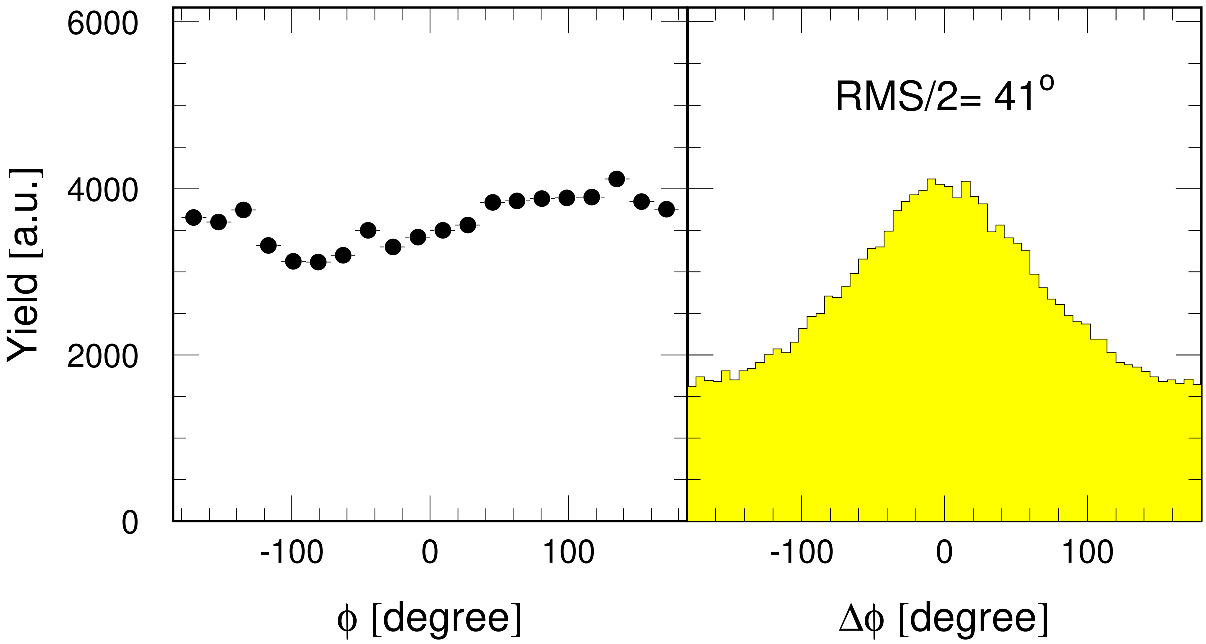

Abbildung 4.18: *Genauigkeit der Reaktionsebene für das System Ni+Ni bei 1.93 AGeV bestimmt nach der Subeventmethode. Die Größe RMS/2 gibt hier die inklusive Genauigkeit in der Bestimmung der Reaktionsebene wieder und beträgt 41°. Links ist gezeigt, inwiefern die Reaktionsebene gleichverteilt ist. Man erkennt einen kleinen experimentellen Bias, der hauptsächlich von der äußeren Plastikwand herrührt, die als Trigger in diesem Experiment eingesetzt wurde.*

Die so bestimmte Auflösung der Reaktionsebene hängt von einer Reihe weiterer Variablen ab. Zunächst sei bemerkt, daß die Güte der Reaktionsebene von 41° zu vergleichen ist mit einer Auflösung von etwa 34°, die von der EOS–Kollaboration am BEVALAC für das System Ni+Cu bei einer Strahlenergie von 2 AGeV [112] und mit 56°, die von Danielewicz für die Streamerkammerdaten des Systems Ar+KCl bei vergleichbaren Strahlenergien, erreicht wurde. Andererseits wurde bereits für das System Au+Au bei Strahlenergien von $\leq$ 1 AGeV nach [37, 38] eine Auflösung für die Reaktionsebene bestimmt, die besser als 20° war. Damit deutet sich einmal eine Massenabhängigkeit an, die die Effekte endlicher Teilchenzahl widerspiegelt. Und dann zeigt sich eine Abhängigkeit von der Strahlenergie, denn auch für das System Ni+Ni wird die Auflösung der Reaktionsebene besser, sobald man von 1.93 AGeV nach 1.45 AGeV und 1.06 AGeV geht. Um dies zu verstehen, muß berücksichtigt werden, daß für die Bestimmung der Reaktionsebene verschiedene Detektorkomponenten benutzt wurden.

Da der FOPI–Detektor ein hochmodularer Apparat darstellt, der mehreren Subdetektoren umfaßt, stehen für die Bestimmung der Reaktionsebene verschiedene Detektor–Einheiten zur Verfügung. Aufgrund der bereits weiter oben aufgeführten

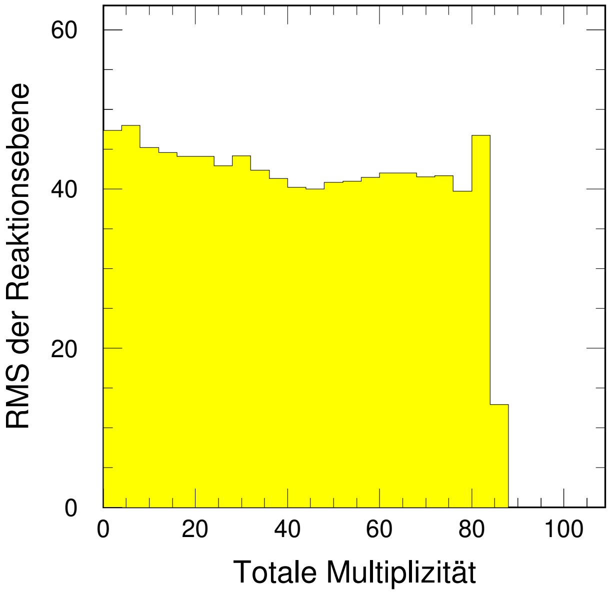

Abbildung 4.19: *Genauigkeit der Reaktionsebene für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV. Der RMS–Wert dieser Verteilung muß noch durch 2 geteilt werden und gibt dann die Genauigkeit der Verteilung an. Dieser Wert* $\sqrt{<\phi>}/2$ *beträgt 40° für semizentrale Stöße mit mittleren Multiplizitäten und wächst für periphere mit den kleinsten Multiplizitäten und zentrale Stöße mit den höchsten Multiplizitäten an. Die Variation beträgt dennoch nur 5% über den gesamten Multiplizitätsbereich.*

Einflüsse der endlichen Teilchenzahl auf die Güte der Reaktionsebene liegt es allerdings nahe, die vollständige Detektorinformation zu nutzen, die in erster Linie den Null–Grad–Detektor und die äußere Plastikwand für die Vorwärtsrapiditäten und die Zentrale Driftkammer für den rückwärtigen Rapiditätsbereich umfaßt.

Eine wesentliche Rolle bei der Bestimmung der Reaktionsebene spielen die Flugzeitdetektoren äußere Plastikwand und Null–Grad–Detektor. Deren begrenzte Zeitauflösung führt allerdings bei den höheren Strahlenergien wie 1.93 AGeV zu Schwierigkeiten mit Teilchen, denen Überlichtgeschwindigkeit zugeordnet wurde, die daher durch die Analyse verworfen werden. Gerade in diesen Raumwinkel werden aber die Ejektile der Schwerionenkollision gestreut, die noch am ehesten eine Erinnerung an die ursprüngliche Reaktionsgeometrie besitzen. Von daher wird es verständlich, daß die Güte in der Bestimmung der Reaktionsebene mit dem FOPI–Detektor für höher werdende Strahlenergien abnimmt.

Darüberhinaus hängt die Auflösung für die Reaktionsebene von der im Schwerionenstoß erreichten Zentralität ab, was Abbildung 4.19 zeigt. Dort ist die halbe RMS–Breite als Funktion der totalen im FOPI–4π–Detektor gemessenen Multiplizität, die bis auf 80 ansteigen kann, zu sehen. Dies korrespondiert zur totalen Zerlegung des Ni+Ni–Systems. Da mit diesem Detektor nur geladene Teilchen aufgenommen werden können und das System Ni+Ni insgesamt 2x28 Ladungen besitzt, erwartet man unter Vernachlässigung der Teilchenproduktion 56 als maximale gemessenen Multiplizität, der Rest muß der Teilchenproduktion, hauptsächlich π^+– und π^-–Teilchen zugerechnet werden. Dieser Wert $\sqrt{<\phi>}/2$ beträgt 40° für semizentrale Stöße mit mittleren Multiplizitäten und wächst für periphere mit den kleinsten Multiplizitäten und zentrale Stöße mit den höchsten Multiplizitäten an. Während für die zentralen Stöße im idealen Fall von Stoßparameter Null die Reaktionsebene verschwinden sollte, kann

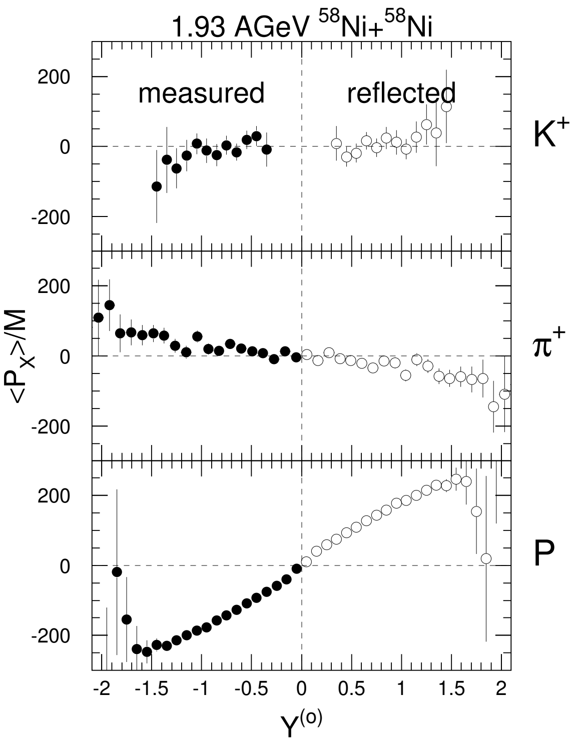

Abbildung 4.20: *Mittlerer Transversalimpuls der drei Teilchensorten positives Kaon, positives Pion und Proton.*

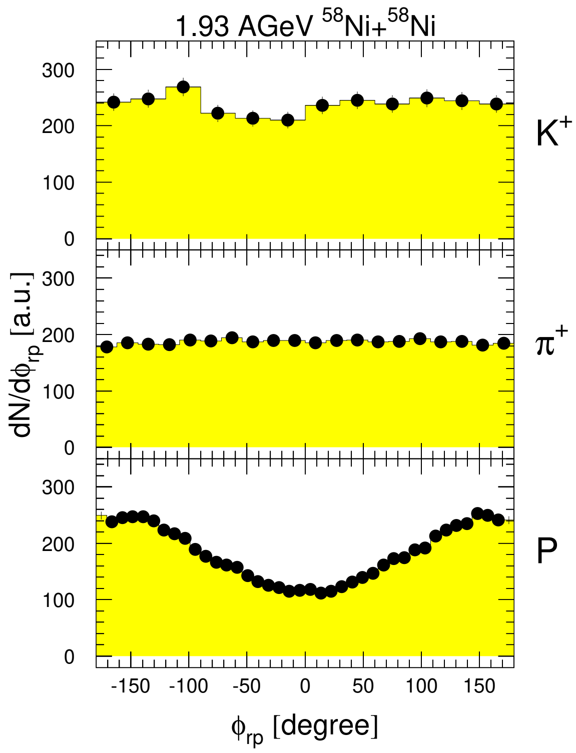

Abbildung 4.21: *Azimutale Verteilung der drei Teilchensorten positives Kaon, positives Pion und Proton.*

die geringere Güte der Reaktionsebene für die peripheren Stöße auf den größeren Einfluß von Effekten aufgrund der endlichen Teilchenzahl zurückgeführt werden. Die Variation beträgt dennoch nur 5 % über den gesamten Multiplizitätsbereich.

Im folgenden wird nun die Korrelation der für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV identifizierten positiv geladenen Kaonen mit der so bestimmten Reaktionsebene untersucht. Die Kaonen werden mit Hilfe des Barrel–Detektors identifiziert. Wie früher bereits erläutert, gibt es für die Analyse der Kaonen daher einige Einschränkungen.

Der Barrel–Detektor besitzt in seiner vollen Ausbaustufe zwar azimutale Symmetrie, aber zur Zeit der Aufnahme der in dieser Arbeit analysierten Daten war der Detektor nur zu einem Drittel fertiggestellt. Dies führt außer zu einer Reduktion der Kaonenstatistik zu keiner weiteren Konsequenz für die Datenanalyse. Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Barrels war die Zuordnung einer TOF–Information nur für Teilchen, die mit einem Laborwinkel von $>44^\circ$ emittiert wurden, möglich. Daher muß die Auswertung beschränkt bleiben auf einen Bereich in der Rapidität, der kleiner als Y_{CM} ist. Dies stellt kein prinzipielles Problem dar, da Symmetrieargumente erfordern, daß für das System Ni+Ni beide Hemisphären gleich sind. Da der Barrel–Detektor einen mittleren radialen Abstand von 110 cm von der Strahlachse hat, ergibt sich ein unterer Schnitt für den Transversalimpuls der Kaonen von 100 MeV/c. Ein Schnitt von 500 MeV/c im Laborimpuls ist nach dem was im Kapitel über die Identifizierung der Kaonen gesagt wurde für eine nahezu untergrundfreie Identifizierung der positiv geladenen Kaonen erforderlich. In Abbildung 4.12 wurde die Akzeptanz des FOPI–Detektors für die geladenen Kaonen bereits vorgestellt und die Aufmerksamkeit auf die Tatsache gelenkt, daß der mittlere Rapiditätsbereich mit diesem Experiment vom Barrel–Detektor nicht abgedeckt wird.

Protonen und Pionen dagegen können mit Hilfe der Zentralen Driftkammer alleine zuverlässig identifiziert werden. Zusätzliche Effizienzeffekte durch die Spurzuordnung von Teilchen in der Zentralen Driftkammer zu Einschlägen im Barrel–Flugzeit–Detektor brauchen daher für diese Teilchensorte nicht betrachtet zu werden. Der hauptsächliche Vorteil liegt aber darin, daß mit Hilfe der Zentralen Driftkammer auch der Bereich mittlerer Rapiditäten gemessen wird.

In Abbildung 4.20 ist der mittlere Transversalimpuls der positiv geladenen Kaonen, der positiv geladenen Pionen und Protonen als Funktion der normierten Rapidität $Y^{(o)}$ zu sehen. Targetrapidität befindet sich in dieser Darstellung bei -1, Projektilrapidität bei +1. Der mittlere Transversalimpuls wurde auf die Teilchenmasse normiert, um das Flußsignal der verschiedenen Teilchensorten vergleichen zu können. Um eine gleichmäßige Belegung des Phasenraums zu erhalten und Einflüsse durch die geometrische Akzeptanz zu vermeiden, wurde die Auswertung jeweils nur für Teilchen mit $p_T/M > 0.5$ durchgeführt. Daraus resultierte für die positiv geladenen Kaonen ein weiterer Schnitt im transversalen Impuls von 250 MeV/c und eine weitere Reduktion in der Ausbeute auf etwa 2000. Für die Protonen wird damit nur ein Bereich mit $p_T >$500 MeV/c betrachtet, für die Pionen resultiert daraus keine weitere Einschränkung, denn der minimale Impuls, der durch die Geometrie der Zentralen Driftkammer bedingt gemessen werden kann, beträgt bereits 70 MeV/c. Die Spektren mit den schwarzen Punkten geben jeweils den gemessenen Bereich in der Rapidität an, die Spektren mit den offenen Kreisen geben die an $Y^{(o)}$=0 punktgespiegelten Meßwerte wieder, um ein vollständiges Bild zu erhalten.

In Abbildung 4.20 oben ist für Ereignisse, für die der zentrale Trigger angesprochen hatte (etwa 10% des totalen geometrischen Wirkungsquerschnitts), der mittlere Transversalimpuls der positiv geladenen Kaonen als Funktion der normierten Rapidität gezeigt. Die positiv geladenen Kaonen zeigen innerhalb der statistischen Fehler keinen gerichteten Seitwärtsfluß. – Zusätzlich wird in Abbildung 4.21 oben die azimutale Verteilung der positiv geladenen Kaonen bezügliche der Reaktionsebene gezeigt. Aufgrund der Akzeptanz des Barrel–Detektors und der zur Verfügung stehenden Kaonenstatistik beschränkt sich dieses Spektrum auf einen Bereich in der normierten Rapidität von $Y^{(o)} >$-0.7 und mißt daher hauptsächlich bei Targetrapidität. Es wird keine statistisch signifikante Abweichung von einer flachen Verteilung beobachtet.

Im Vergleich dazu werden der gerichtete Seitwärtsfluß von positiv geladenen Pionen und Protonen in der Abbildung 4.20 darunter für die gleiche Ereignisklasse gezeigt. Diese beinhaltet immer noch eine große Zahl semizentraler Ereignisse, die innersten 4 fm etwa werden abgedeckt. Die Pionen zeigen für diese Ereignisklasse den in [119, 82] für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV vorhergesagten Antifluß der Pionen. Diese Fragestellung wurde von der FOPI–Kollaboration bereits mit zwei komplementären Ansätzen für dieses System in Angriff genommen. Durch die simultane Analyse des mittleren Transversalimpulses von Protonen und Pionen in der Reaktionsebene als Funktion der Rapidität zeigt sich der Schatteneffekt der Spektatormaterie als eine Antikorrelation der mittleren Transversalimpulsverteilung von Pionen und Protonen für semizentrale und periphere Reaktionen. Indem man die azimutale Verteilung der Pionen bezüglich der Reaktionsebene untersucht erscheint der Schatteneffekt als eine azimutale Anisotropie mit einer Vorzugsemission der Pionen senkrecht zur Reaktionsebene [82, 38].

Obwohl das Signal sehr klein ist, kann eine Andeutung für einen Antifluß der positiv geladenen Pionen auch für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV in Abbildung 4.20 beobachtet werden. Die dazugehörige azimutale Verteilung der positiven Pionen ist in nebenstehender Abbildung 4.21 bei Targetrapidität und dem Intervall -1$\pm$0.1 zu sehen und zeigt, daß weitere Untersuchungen zu den Pionen erforderlich sind, um den Antifluß von Pionen für dieses System quantitativ zu bestätigen.

Die analoge Analyse für die mit Hilfe der CDC identifizierten Protonen ergibt die in Abbildung 4.20 gezeigte typische S–förmige Kurve. Bei Targetrapidität nimmt der auf die Masse normierte mittlere Transversalimpuls etwa den Wert 200 an. Die nebenstehende dazugehörige azimutale Verteilung zeigt das typische Flußverhalten der Protonen in die Reaktionsebene.

Die in Abbildung 4.20 gezeigten mittleren Transversalimpulsverteilungen sind gemäß Danielewicz [116] wie das vorher bereits erläutert wurde auf die Variation der Reaktionsebene korrigiert. Auf der für dieses System ermittelten Variation der Reaktionsebene von etwa 41° folgt daher eine Korrektur der ursprünglichen Verteilungen von 30%. Die azimutalen Verteilungen sind nicht auf die Variation der Reaktionsebene korrigiert, da ihre Korrektur eine Annahme über die Variation der gemessenen Reaktionsebene um die wahre Reaktionsebene erfordert [114].

Neben diesen systematischen Korrekturen gibt es noch andere systematische Fehler für die mittlere Transversalimpulsverteilung. Der größte Einfluß resultiert aus dem unteren Schnitt im Transversalimpuls p_T. Neben einem Verlust in der Statistik wird dadurch aber auch der Flußeffekt verstärkt, da die Größe des mittlere Transversalimpulses in der Reaktionsebene $< P_X >$ durch einen unteren Schnitt im Transversalimpuls p_T vergrößert wird. Ein Vergleich der experimentellen Resultate mit Modellen für relativistische Kern–Kern–Kollisionen erfordert daher einen Filter für die Modellergebnisse. Nichtsdestotrotz kann eine Versuch gemacht werden, die unbeeinflußte Verteilung für Teilchen, die mit hoher Statistik zur Verfügung sehen, zu erhalten. Wenn der mittlere Transversalimpuls in der Reaktionsebene $< p_X >$ unabhängig von p_Y ist, dann sollte der Wert von $< p_X >$ für Teilchen, für die gilt, $|p_Y|$ ist größer als die

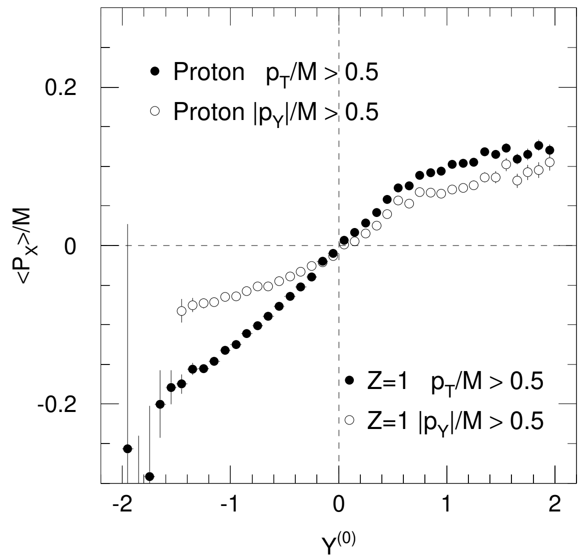

Abbildung 4.22: *Mittlerer Transversalimpuls in der Reaktionsebene für Protonen in der Rückwärtshemispäre, einmal mit p_T–Schnitt (schwarze Symbole) und einmal mit p_Y–Schnitt (offene Symbole).*

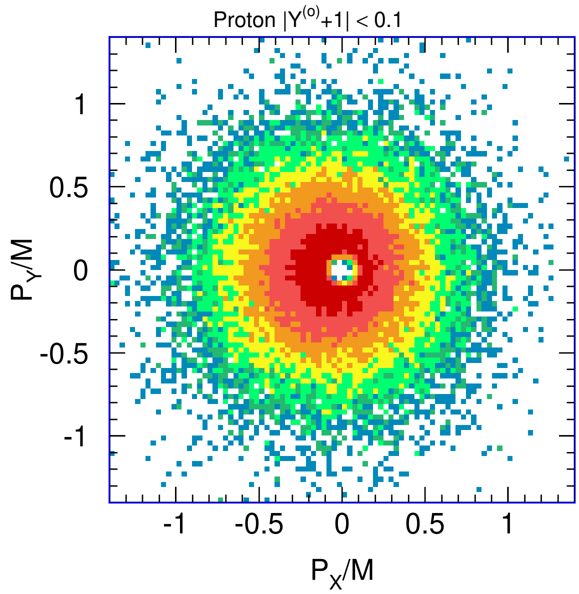

Abbildung 4.23: *Tripel differentieller Wirkungsquerschnitt $d^3N/dydp_xdp_y$ um Targetrapidität $Y^{(0)}$=-1 für Protonen.*

Schwelle in p_T, gleich dem Wert von $< p_X >$ für die volle Verteilung. Diese Hypothese wurde mit den vorliegenden Daten getestet, indem der mittlere Transversalimpuls der Protonen in der Reaktionsebene $< p_X >$ bei Targetrapidität als Funktion eines Schnittes in der Größe $|p_Y|/M$ betrachtet wird (Abbildung 4.23). Die ist in Abbildung 4.24 zu sehen. Wird die Schwelle in $|p_Y|/M$ verkleinert, bleibt $< p_X >$ konstant, bis die p_T Schwelle erreicht wird. Auf diese Weise ist die oben aufgestellte Hypothese bestätigt.

Um die Größe dieses Effektes zu illustrieren, wird in Abbildung 4.22 der mittlere Transversalimpuls von Protonen in der Reaktionsebene als Funktion der normierten Rapidität $Y^{(o)}$ gezeigt. Die schwarzen Punkte zeigen die Verteilung für Protonen mit p_T/M>0.5, die Verteilung mit den offenen Symbolen zeigt das Spektrum mit der zusätzlichen Bedingung, daß $|p_Y|$/M>0.5 ist. Durch den Vergleich der beiden Kurven kommt man zu dem Schluß, daß die Schwelle im Transversalimpuls den mittleren Transversalimpuls der Protonen in der Reaktionsebene um einen Faktor zwei vergrößert.

4.4 Steilheitsparameter der Energiespektren

Während die Population von Nukleonen–Resonanzen bei der Produktion von Kaonen während der Kompressionsphase einer Schwerionenkollision eine entscheiden-

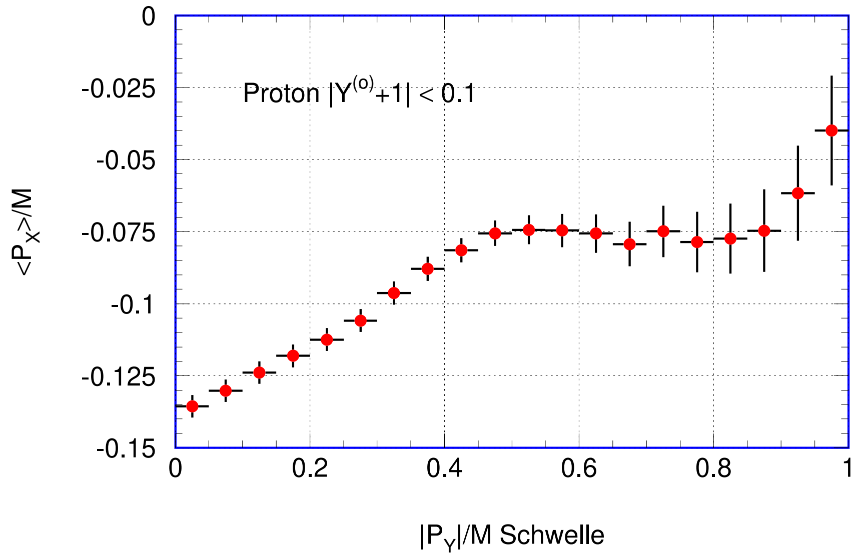

Abbildung 4.24: *Mittlerer Transversalimpuls in der Reaktionsebene für Protonen um Targetrapidität als Funktion des $|P_Y|$/M Schnitts.*

de Rolle spielt, wurde bereits früh die Bedeutung der elastischen Streuung [100] für das Verständnis der gemessenen Energiespektren der Kaonen erkannt. Dies stellt auch heute noch einen lebendigen Forschungsgegenstand dar [120, 45, 121], denn die elementaren Wirkungsquerschnitte für die Kaon–Nukleon–Streuung sind nur unzureichend bekannt, zumal im nuklearen Medium. In dieser Frage bestehen Querverbindungen zu Experimenten mit Kaonen–Strahlen und Untersuchungen an kaonischen Atomen.

Die Motivation für die Messung von K^+ Mesonen beruht auf ihrer vergleichsweise großen mittleren freien Weglänge λ. Da der Wirkungsquerschnitt für K^++N ($\sigma_{K+N} \approx$ 10 mb) viel kleiner ist als für N+N ($\sigma_{NN} \approx$ 40 mb) oder π+N ($\sigma_{\pi N} \approx$ 100 mb) [122], werden positiv geladene Kaonen im Gegensatz zu Pionen oder Nukleonen viel weniger an den Nukleonen in der Umgebung gestreut. Auf diese Weise kann das Energiespektrum der Kaonen Aufschluß geben über die anfänglich heiße und komprimierte Phase der Kern–Kern–Streuung.

Schnetzer und Mitarbeiter [19, 22] haben am BEVALAC für das System Ne+NaF bei 2.1 AGeV Strahlenergie K^+–Spektren mit einem Magnetspektrometer gemessen. Die Form des kinetischen Energiespektrums ist exponentiell mit einem Steilheitsparameter von $\approx$ 122 MeV, falls man den invarianten Wirkungsquerschnitt mit einer Exponentialfunktion anpaßt. Dieser Wert ist größer als für Protonen oder Pionen [123, 124]!

Die polare Winkelverteilung der positiven Kaonen ist nahezu isotrop im Schwerpunktsystem der Nukleon–Nukleon–Streuung.

Es ist interessant die Steilheitsparameter E_o von Kaonen, Pionen und Protonen zu vergleichen. Ausgehend von verschiedenen Ansätzen ergeben sich verschiedene Schlußfolgerungen für den Größenvergleich der Steilheitsparameter zwischen den Teilchensorten.

In einem thermodynamischen Bild gibt der Steilheitsparameter die Temperatur zum Zeitpunkt des Ausfrierens (*freeze out*) der betrachteten Teilchensorte aus dem thermodynamischen Gleichgewicht an. Die verschiedenen Steilheitsparameter der Teilchensorten geben in diesem Bild Aufschluß über die zeitliche Entwicklung des Expansionsprozesses der Reaktionszone.

Wird der Steilheitsparameter hauptsächlich durch die mittlere freie Weglänge λ der Teilchen bestimmt, so erwartet man für die Steilheitsparameter der verschiedenen Teilchensorten

$$E_o(\pi) < E_o(P) < E_o(K^+),$$

da die mittleren freien Weglängen λ der Teilchen sich verhalten wie

$$\lambda(\pi) < \lambda(P) < \lambda(K^+).$$

Diese Relation stimmt mit den Ergebnissen von Schnetzer und Mitarbeitern überein.

Auf der anderen Seite erwartet man in einem Phasenraummodell, in dem die Spektren durch den verfügbaren Phasenraum bestimmt werden, eine Abnahme der Steilheitsparameter mit der Schwellenenergie im Schwerpunktsystem:

$$E_o(K^+) < E_o(\pi) < E_o(P).$$

Für positive Kaonen beträgt die Schwellenenergie im Schwerpunktsystem $E^{CM}_{Schwelle}(K^+)$ = $(m_\Lambda - m_N + m_{K^+})c^2$ = 671 MeV, für Pionen 140 MeV und für Protonen existiert keine Schwelle, da sie nicht zusätzlich erzeugt werden müssen.

Die Ergebnisse von Schnetzer sind außerdem nicht mit dem radialen Flußszenario [125] verträglich, da man in diesem Fall aufgrund der Massenrelation

$$M(\pi) < M(K^+) < M(P)$$

folgendes Verhalten der Steilheitsparameter erwarten würde

$$E_o(\pi) < E_o(K^+) < E_o(P).$$

Diese Ergebnisse haben damals viel Aufsehen erregt, da eine Interpretation schwierig erschien. Frühe Kaskade–Rechnungen [23] konnten den Steilheitsparameter nicht reproduzieren. Nach Randrup und Ko [23] können die BEVALAC Daten weder durch hochenergetische Schwänze in der Fermiverteilung noch durch Vielfachkollisionen zwischen den Nukleonen während der Kompressionsphase erklärt werden. Man konnte diese Ergebnisse jedoch erklären, sobald man mindestens einen Streuvorgang für jedes K^+ zuließ. Die mittlere Anzahl an Streuungen wurde auf 0.68 geschätzt [100]. Diese Rechnungen konnten allerdings nicht die experimentell von Schnetzer bestimmte isotrope polare Winkelverteilung der Kaonen reproduzieren.

Insgesamt können zwei Gründe für die Diskrepanzen zwischen den experimentellen Daten und den Modellen angegeben werden:

- Der erste Grund ist die sogenannte Vielfachstreuung. Bei 2.1 AGeV haben die Kaonen immer noch relativ niedrige Impulse [46] und können daher ihren Impuls durch Stöße mit Nukleonen beträchtlich vergrößern.

- Ein zweiter Grund wurde kürzlich von Laget [126] herausgestellt. Die gemessenen Impulsverteilungen der Kaonen im elementaren pp Kollisionen bei 2.3 GeV [127] sind größer als man das durch elementare Phasenraumüberlegungen erwarten würde. Der Grund dafür ist die starke Endzustandswechselwirkung zwischen den Λ–Baryonen und den Nukleonen. Es gibt allerdings kein Experiment, das die Abhängigkeit dieses Effektes von der Strahlenergie gemessen hat. Bei 2.53 GeV sind die Impulsverteilungen der Kaonen wieder in Übereinstimmung mit den Phasenraumrechnungen.

Obwohl der Steilheitsparameter und die polare Winkelverteilung nicht reproduziert werden konnte, gelang es doch, den absoluten Produktionsquerschnitt für positiv geladene Kaonen von 23$\pm$8 mb wiederzugeben [46].

Das Spektrum von Schnetzer wird hauptsächlich durch Daten bei einem polaren Winkel von 80° im Labor bestimmt. Die KaoS–Kollaboration an der GSI hat das von Schnetzer benutzte System bei der gleichen Strahlenergie nachgemessen, allerdings bei einem Laborwinkel von 44°, der 90° im Schwerpunktsystem entspricht, und abweichende Ergebnisse erhalten, wie in Tabelle 4.2 zu sehen ist. Die Steilheitsparameter für Kaonen, Pionen und Protonen sind grundsätzlich niedriger.

Tabelle 4.2 zeigt für Kern–Kern–Stöße in einem Energiebereich von 400 bis 2000 AMeV die Steilheitsparameter einer Boltzmannverteilung für positive Kaonen, geladene Pionen und Protonen, die einmal an den inklusiven Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem und dann an den invarianten Wirkungsquerschnitt angepaßt wurden. Die Spektren sind hauptsächlich unter Θ^{CM} = 90° im Schwerpunktsystem angepaßt worden.

Die Anpassung der Spektren basiert auf einer nichtrelativistischen Maxwell–Boltzmann–Verteilung im Schwerpunktsystem der Nukleon–Nukleon–Streuung. Für ein klassisches Maxwell–Boltzmann–Gas gilt:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{p^2dpd\Omega} = \frac{d^3\sigma}{pEdEd\Omega} = C\exp(-\frac{E}{E_o}) \tag{4.11}$$

mit

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{p^2+m_o^2} \\ m_o &= Ruhemasse \\ d^3p &= p^2dpd\Omega \\ pdp &= EdE \end{aligned}$$

Gehorchen die gemessenen Teilchenspektren dieser Relation, so erscheinen die durch $p \cdot E$ dividierten Verteilungen auf einer logarithmischen Skala als Gerade. Statt

Der Vergleich der Steilheitsparameter $E_\circ^I$							
System	A	E_{Strahl} [AGeV]	$E_\circ^I(K^+)$ [MeV]	$E_\circ^I(\pi^+)$ [MeV]	$E_\circ^I(\pi^-)$ [MeV]	$E_\circ^I(p)$ [MeV]	Ref.
Ne+NaF	20	0.4			39	49	[124]
C+C	12	0.8			60	68	[128]
Ne+NaF	20	0.8			62	75	[128]
Ar+KCl	40	0.8			66	79	[128]
La+La	139	0.8			66	84	[128]
Ne+NaF	20	1.0	70	66		81	KaoS
Au+Au	197	1.0	79	82		111	KaoS
Si+Si	28	2.0	240		108		[21]
Der Vergleich der Steilheitsparameter $E_\circ$							
System	A	E_{Strahl} [AGeV]	$E_\circ(K^+)$ [MeV]	$E_\circ(\pi^+)$ [MeV]	$E_\circ(\pi^-)$ [MeV]	$E_\circ(p)$ [MeV]	Ref.
Ca+Ca	40	0.4				50	[107]
Nb+Nb	93	0.4				54	[107]
Ne+NaF	20	1.0	64	58		77	KaoS
Au+Au	197	1.0	65	67	≈ 50	89	KaoS
Ne+NaF	20	2.0	84	74		52	KaoS
Ne+NaF	20	2.1	122	≈ 90	102	≈ 110	[19]

Tabelle 4.2: *Die Steilheitsparameter der Impulsspektren von positiven Kaonen, geladenen Pionen und Protonen in Schwerionenstößen mit symmetrischen Stoßsystemen. Der obere Teil der Tabelle enthält die Steilheitsparameter des invarianten Wirkungsquerschnitts, der untere die Steilheitsparameter von Boltzmannverteilungen im Schwerpunktsystem (aus [129]).*

dieser Parametrisierung wird in der Literatur oft der Steilheitsparameter des invarianten Wirkungsquerschnitts angegeben. Dieser ergibt sich aus seiner Beschreibung durch folgende Funktion:

$$\sigma_I = E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = N_I \exp(-\frac{E_{kin}^{CM}}{E_o^I}). \qquad (4.12)$$

Die Steilheitsparameter sind je nach gewählter Parametrisierung leicht verschieden. Beim Vergleich verschiedener Literaturwerte muß dies berücksichtigt werden. In Tabelle 4.2 wird daher der Steilheitsparameter für die invariant aufgetragenen Spektren zur Unterscheidung mit E_o^I bezeichnet.

Der exponentielle Abfall der Spektren ist ein gemeinsamer Aspekt der Spektren von Protonen, Pionen und Kaonen. Betrachtet man die vorhandenen Daten, so stellt man fest, daß die Spektren härter werden einmal mit zunehmender Strahlenergie und zum anderen mit zunehmender Masse des stoßenden Systems. Mit zunehmender Strahlenergie nimmt die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie zu, $E_{\text{verfügbar}} \sim \sqrt{E_{\text{Strahl}}}$, mit zunehmender Masse des stoßenden Systems wird die zur Verfügung stehende Energie durch eine erhöhte Anzahl von Stößen besser ausgenutzt.

Die Spektren der Kaonen können nicht direkt aus den Daten gewonnen werden, da die K^+–Mesonen mit einem $c\tau$ von etwa 370 cm zerfallen, bevor sie den Barrel–Detektor erreicht haben. Daher muß eine Zerfallskorrektur angebracht werden, um die wahre Ausbeute zu bestimmen:

$$N = N_o \cdot \exp(-\frac{L}{c\tau}\frac{p}{m_o}) \tag{4.13}$$

L Flugstrecke in cm

p Impuls in GeV/c

cτ Zerfallskonstante in cm

m$_o$ Ruhemasse in GeV/c^2

Für eine Flugstrecke von 110 cm, die dem mittleren Abstand des Barrel–Detektors von der Strahlachse entspricht, und einem Laborimpuls von 250 MeV/c ergibt das eine Zerfallswahrscheinlichkeit von 40%. Die im folgenden gezeigten Energiespektren der Kaonen enthalten stets diese Zerfallskorrektur. Für Pionen ist die Zerfallskorrektur aufgrund ihres großen $c\tau$ von 7.8 m vernachlässigbar.

Im Gegensatz zu den frühen Ergebnissen der Experimente am BEVALAC und den Resultaten der KaoS–Kollaboration an der GSI werden in dieser Arbeit für die Parametrisierung der Teilchenspektren die Größen Rapidität Y, beziehungsweise normierte Rapidität $Y^{(o)}$, und transversale Masse $m_T=\sqrt{m_o^2+p_T^2}$ verwendet. Damit hatte man sich den am AGS und SPS verwendeten Darstellungen angeglichen. Aus $E = m_T \cdot \cosh(Y - Y_{CM})$ und Gleichung 4.11 folgt für die invariante Multiplizität:

$$\frac{1}{p_T}\frac{d^2N}{dp_T dY} = \frac{1}{m_T}\frac{d^2N}{dm_T dY} = A_B(Y)\cdot \exp(-\frac{m_T}{T_B}) \tag{4.14}$$

Dabei ist $A_B(Y) \propto m_T \cdot \cosh(Y - Y_{CM})$ der Durchstoßpunkt des Spektrums an der Stelle p_T=0 als Funktion der Laborrapidität Y, Y_{CM} ist die Rapidität des *fireballs* im Schwerpunktsystem des Kern–Kern–Stoßes. Der *Boltzmann–Steilheitsparameter* T_B weist in dieser Darstellung eine Abhängigkeit von der Rapidität auf:

$$T_B(Y) = T/cosh(Y - Y_{CM}). \tag{4.15}$$

T ist dabei der Boltzmann-Steilheitsparameter bei Mitrapidität, für die normierte Rapidität also bei $Y^{(o)}$=0. Diese Rapiditätsabhängigkeit von A_B und T_B gelten nur für einen isotrop teilchenemittierenden *fireball*. Ist die Emission nicht isotrop, so können die Verteilungen für die Rapidität und T_B(Y) davon abweichen.

Eine weitere Möglichkeit, die Teilchenspektren zu parametrisieren, ist:

$$\frac{1}{p_T}\frac{d^2N}{dp_T dY} = \frac{1}{m_T}\frac{d^2N}{dm_T dY} = A_o(Y)\cdot\exp(-\frac{m_T}{T_o}) \tag{4.16}$$

Für sie gibt es keine direkte physikalische Interpretation, sie wird aber oft zur Parametrisierung der Spektren geladener Teilchen aus hochenergetischen Kollisionen verwendet.

In dieser Auswertung wird die Boltzmann–Parametrisierung verwendet, da ihr Steilheitsparameter T_B unter Umständen als Temperatur interpretiert werden kann. Die Werte für T_o aus der rein exponentiellen Parametrisierung sind generell größer als die entsprechenden Werte für T_B [130]. Analysen, die beide Parametrisierungen verwenden und miteinander vergleichen, findet man beispielsweise in [131].

Die Multiplizitäten pro Rapiditätseinheit und Transversalimpuls, $1/p_T^2 \cdot d^2N/dp_T dY$, sind für die zentrale Triggerbedingung (10% σ_{geo}) in Abbildung 4.27 für die Protonen, in Abbildung 4.25 für die positiv geladenen Pionen, in Abbildung 4.26 für die negativ geladenen Pionen und in 4.28 für die positiven Kaonen zu sehen. Eine triviale Verschiebung der m_T–Achse wurde durch die Subtraktion der Ruhemasse m_o jeweils eliminiert.

In Abbildung 4.25 sind die m_T–Spektren der positiv geladenen Pionen für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV über den gesamten mit der Zentralen Driftkammer gemessenen Rapiditätsbereich zu sehen. Wie die nebenstehenden Werte für die Laborrapidität Y zeigen, reicht dieser von +1.1 bis -0.9. Die Rapidität des Schwerpunktsystems liegt bei Y_{CM}=+0.9. Die vorderen Rapiditäten (+1.1, +1.0, ...) befinden sich in der unteren Bildhälfte, und man bewegt sich zu den hinteren Rapiditäten (-0.5, -0.4, ...) hin, wenn man in dieser Abbildung sich aufwärts bewegt. Für die Pionen und Protonen wurde das nte Spektrum mit 10^n multipliziert, wobei mit n=0 für die vorderen Rapiditäten jeweils begonnen wurde. Aufgrund der viel geringeren Statistik für die Kaonen ($\approx$ 3000) wurde das nte Spektrum der Kaonen mit 10^{2n} multipliziert. Dennoch war es möglich, die gleiche Intervallbreite von 0.1 in der Rapidität für die K^+–Spektren zu verwenden. Der abgedeckte Rapiditätsbereich wird bei den Vorwärtsrapiditäten einmal durch die geometrische Akzeptanz der Zentralen Driftkammer eingeschränkt, die einen Schnitt im Laborwinkel von $\theta_{LAB} > 30°$ zur Folge hat. Dieser ist an der Abwärtskrümmung der m_T–Spektren zu den vorderen Rapiditäten hin (Y$\geq$0.9) zu erkennen. Ein zusätzlicher Schnitt im Laborimpuls von 600 MeV/c ist nach bereits früher gesagtem aufgrund der Bethe–Bloch–Relation erforderlich, um eine untergrundfreie Separation der π^+ von den Protonen zu ermöglichen. Dieser Schnitt verursacht die in Abbildung 4.25 erkennbare obere Grenze der m_T–Spektren. Die untere Grenze gibt einen weiteren Schnitt in p_T wieder, da die Pionen einen minimalen Transversalimpuls von etwa 70 MeV/c benötigen, um eine Spur

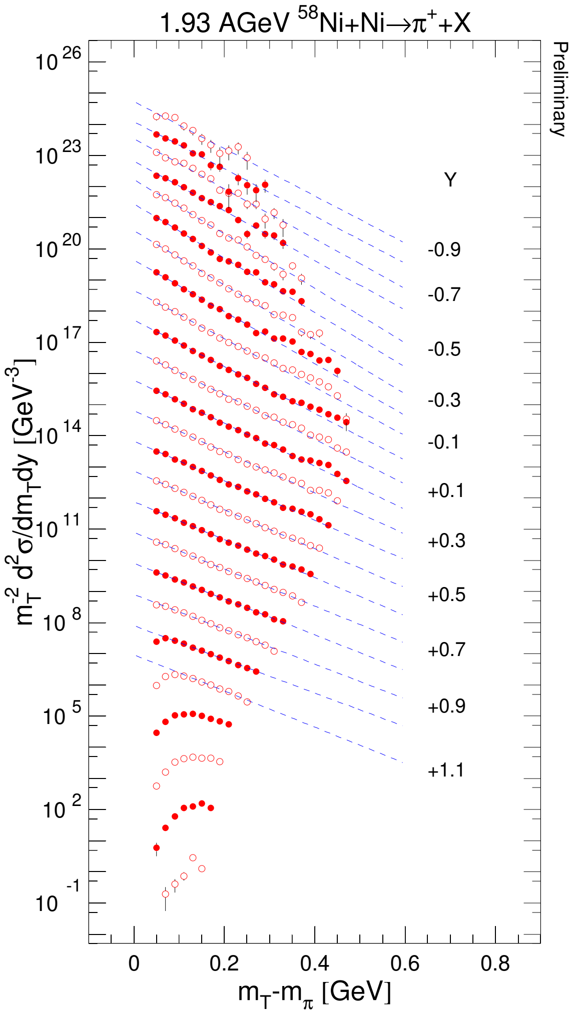

Abbildung 4.25: *Transversales Massenspektrum positiv geladener Pionen.*

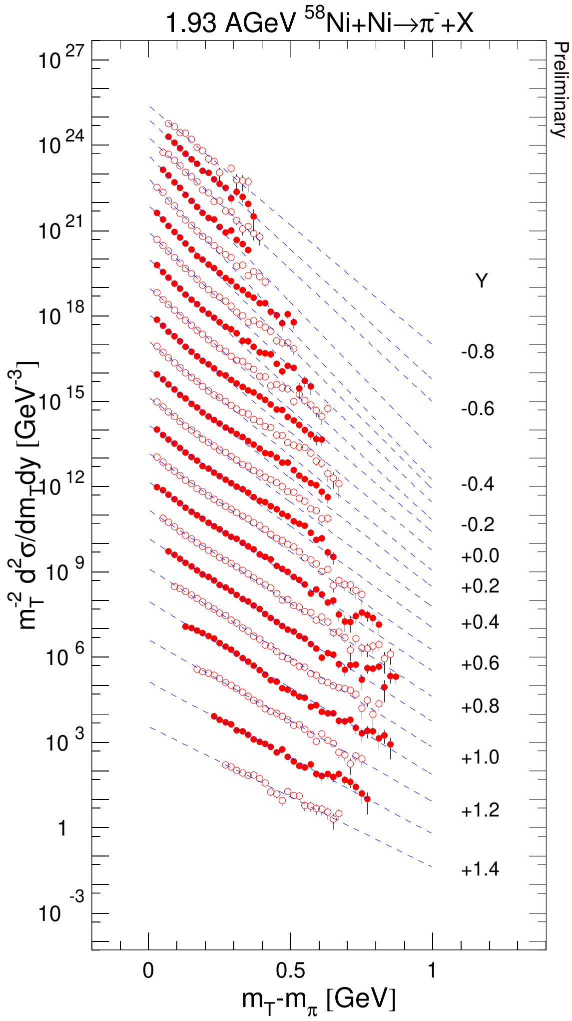

Abbildung 4.26: *Transversales Massenspektrum negativ geladener Pionen.*

in der CDC zu hinterlassen. Die Akzeptanz der CDC für positiv geladene Pionen ist in Abbildung 4.29 zu sehen. Für die Spektren wurde eine Boltzmann–Verteilung angenommen:

$$\frac{d^2N}{dm_T dY} = A \cdot m_T^2 \cdot \exp(-\frac{m_T}{T}). \tag{4.17}$$

Daher wurden die Spektren durch m_T^2 dividiert und logarithmisch aufgetragen. In dieser Darstellung erscheint eine Boltzmann–Verteilung als lineare Funktion. Für die positiv geladenen Pionen ist dies innerhalb der gemessenen Bereichs der Fall. Daher wurde an die abgebildeten Meßpunkte eine Boltzmann–Verteilung angepaßt. Das Ergebnis dieser Anpassung, in den Abbildungen jeweils als gestrichelte Linie zu sehen, wurde mit der *Maximum Likelihood–Methode* für eine Poisson–Statistik erhalten. Die

Verteilung der χ^2–Werte pro Freiheitsgrad liegt bei 0.5–2. Höhere Werte werden für die Spektren an den Grenzen der Akzeptanz erreicht. Die Fehler für die Parameter A und T wurden aus den Diagonaltermen (σ_A^2, σ_T^2) der Fehler–Matrix, wie sie durch die Routine zur Anpassung der Spektren gegeben wurde, und die Korrelation zwischen dem Parameter A und dem Parameter T enthält, gewonnen. Diese zwei Parameter sind nicht unkorreliert. In der Tat ist die Verteilung der Korrelationskoeffizienten, definiert durch $\sigma_{AT}^2/\sigma_A\sigma_T$, negativ und in einem Bereich von 0.8–0.9.

Im Vergleich dazu zeigen die π^-–Spektren in Abbildung 4.26 eine bemerkenswerte Struktur. Sie sind in der gleichen Weise wie die π^+–Spektren dargestellt. Da für die Identifizierung der negativ geladenen Pionen kein Schnitt im Laborimpuls erforderlich ist, reicht das m_T–Spektrum bis etwa 1 GeV, und der vermessene Bereich in der Rapidität ist etwas größer, er reicht von Y=-0.8 bis Y=+1.4. Der Schnitt bei 30° im Labor durch den Vorwärtskonus der CDC verursacht die höhere Schwelle für die m_T–Spektren in den vorderen Rapiditätsbereichen weiter unten im Bild. Die gestrichelten Linien zeigen das Resultat der Anpassung einer Boltzmann–Verteilung an das gesamte Spektrum. Wie die Spektren besonders um Targetrapidität (Y=0) deutlich zeigen, kann die Verteilung aber nicht durch eine einzige Boltzmann–Verteilung wiedergeben werden. Vergleicht man ein π^-–Spektrum mit dem Resultat einer Anpassung des entsprechenden π^+–Spektrums, so stellt man fest, daß die negativ geladenen Pionen bei den niedrigen Transversalimpulsen gegenüber den positiv geladenen Pionen eine Überhöhung zeigen. Ein Vergleich der hohen Transversalimpulse ist nicht möglich, da dort die Messung von positiven Pionen durch die Akzeptanz der Zentralen Driftkammer eingeschränkt wird. Unter Zuhilfenahme der Flugzeit–Information aus dem Barrel–Detektor wäre eine Ausdehnung der π^+–Spektren zu höheren Transversalimpulsen möglich, dafür mußte allerdings eine weitere Einschränkung in der gemessenen Rapidität, der Verlust des mittleren Rapiditätsbereichs um Y_{CM}, in Kauf genommen werden.

Die Überhöhung bei den niedrigen Transversalimpulsen kann auf unterschiedliche Coulomb–Effekte der positiv und negativ geladenen Pionen zurückgeführt werden. Das Auftreten einer zweiten Steigung in den m_T–Spektren ist Gegenstand unterschiedlicher Diskussionen. Sie kann als Hinweis für eine veränderte Masse der Δ–Resonanz verstanden, als auch auf Beiträge höherer Resonanzen wie N^* beispielsweise zurückgeführt werden.

Die Pionen sind über die Δ–Resonanz stark an die Nukleonen gekoppelt, daher ist für das Verständnis der Pionen–Spektren die Zerfallskinematik der Δ–Resonanzen von grundlegender Bedeutung.

In Abbildung 4.27 sind die m_T –Spektren der Protonen gezeigt. Sie sind in der gleichen Weise wie die Pionen–Spektren aufgetragen. Im Bereich der Targetrapidität von Y=0 zeigt sich der Einfluß von Spektatormaterie, da dort die Spektren relativ kühler werden. Für jeden Rapiditätsbereich kann allerdings von einem Spektrum ausgegangen werden, das mit Boltzmann–Verteilung kompatibel ist. Die Akzeptanz der CDC für Protonen ist in Abbildung 4.30 zu sehen.

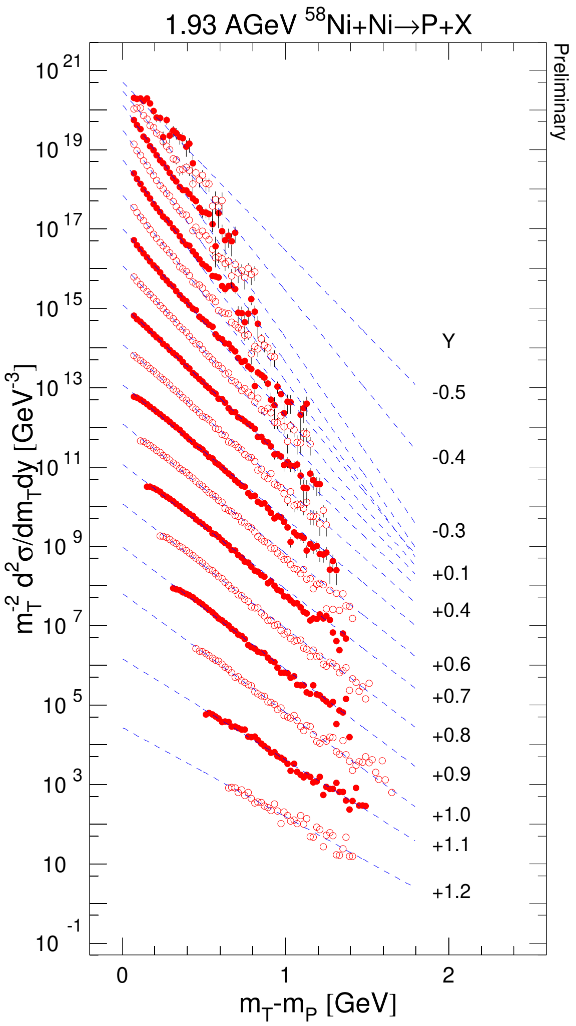

Abbildung 4.27: *Transversales Massenspektrum der Protonen.*

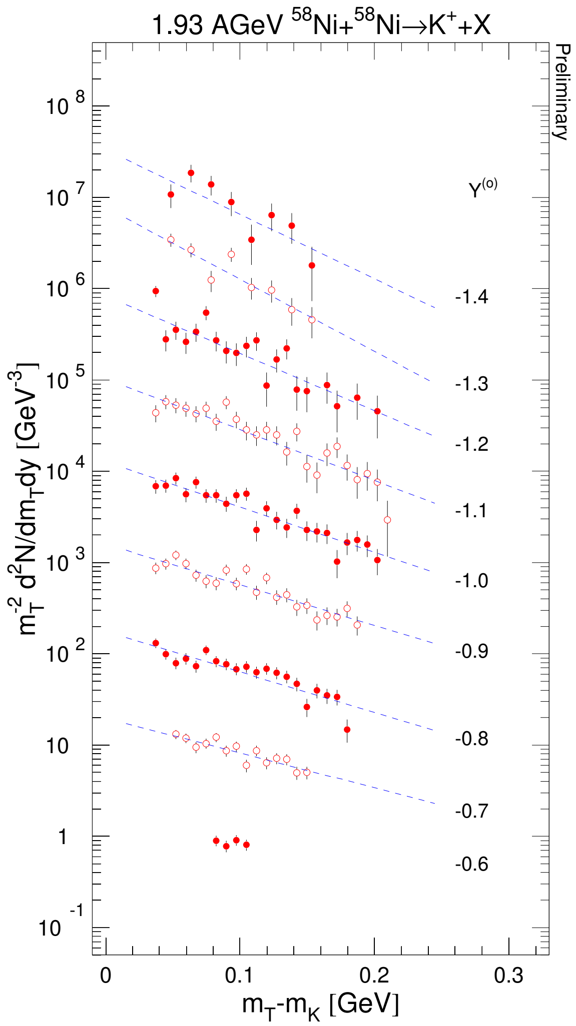

Abbildung 4.28: *Transversales Massenspektrum positiv geladener Kaonen.*

Die Spektren der positiv geladenen Kaonen sind schließlich in Abbildung 4.28 dargestellt. Trotz der vergleichsweise geringen Statistik von etwa 3000 positiv geladenen Kaonen, war es möglich das Energiespektrum der Kaonen über einen weiten Bereich in der Rapidität zuverlässig aufzunehmen. In diesem Fall wurde die normierte Rapidität $Y^{(o)}$ verwendet, Targetrapidität befindet sich in dieser Darstellung bei 0. Da die Kaonen stets im Gegensatz zu den Pionen und Protonen nicht mit der CDC alleine, sondern mit der zusätzlichen Flugzeitinformation des Barrel–Detektors, identifiziert werden, wurde aufgrund der eingeschränkten Barrel–Akzeptanz nur der rückwärtige Rapiditätsbereich gemessen. Insgesamt konnten 10 Rapiditätsbereiche in Schritten von ΔY=0.1 von -0.8 bis -1.5 über einen Impulsbereich von p_{Lab}=100–500 MeV/c zuverlässig an eine Boltzmann–Verteilung angepaßt werden. Die Belegungsdichte

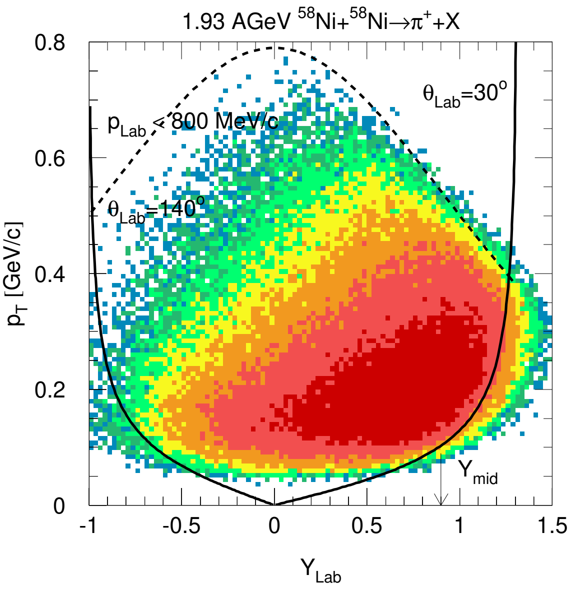

Abbildung 4.29: *Akzeptanz der CDC für positiv geladener Pionen.*

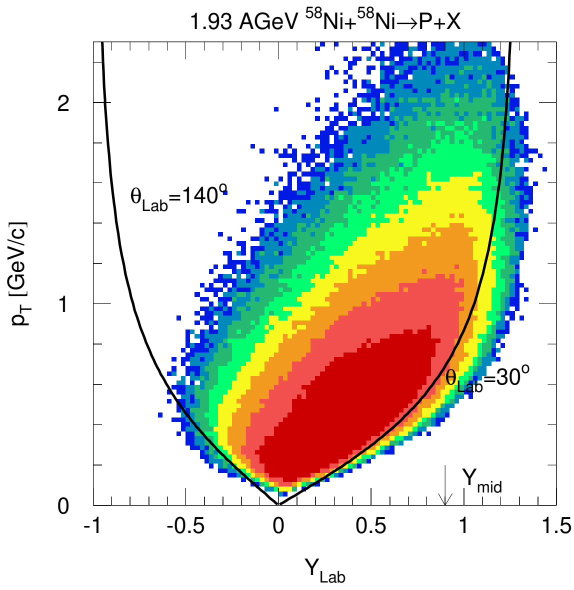

Abbildung 4.30: *Akzeptanz der CDC für Protonen.*

in m_T ist ausreichend groß und die statistischen Fehler sind klein genug, um eine zuverlässige Anpassung der Kaonen–Spektren an eine Boltzmann–Verteilung zu ermöglichen.

Die gezeigten Fehler sind stets rein statistischer Natur. Die Kaonenspektren sind nicht auf den im Kapitel über die Identifizierung der Kaonen untersuchten Untergrund korrigiert, da er für die niedrigen Impulse von p_{Lab}=100–400 MeV mit unter 10% als vernachlässigbar betrachtet werden kann. Er wächst danach exponentiell bis auf 30% für einen Laborimpuls von 500 MeV/c an. Daraus resultiert ein systematischer Fehler von ≈10% für die Steilheitsparameter der positiv geladenen Kaonen. Um eine Abschätzung für den systematischen Fehler in den Pionen– und Proton–Spektren zu erhalten, wurde der Steilheitsparameter als Funktion der Spurgüte betrachtet. Als Maß dafür wurde die Anzahl der Treffer pro Spur verwendet, deren Verteilung für jede Teilchensorte etwa exponentiell von 4 bis 50 anwächst, um danach schnell auf die maximal mögliche Anzahl von etwa 60 Treffern pro Teilchenspur wieder abzufallen. Der daraus resultierende systematische Fehler liegt ebenfalls bei etwa 10%. Diese Vorgehensweise war für die Kaonen einerseits nicht erforderlich, da die identifizierten Kaonen bereits eine Trefferzahl von 30–60 aufwiesen, und andererseits aufgrund der begrenzten Statistik nicht möglich. Es muß außerdem darauf hingewiesen werden, daß die Steilheitsparameter von der gewählten Intervallbreite in der Rapidität abhängen können, und zusätzlich kann der angepaßte Steilheitsparameter T mit dem für die Anpassung gewählten m_T–Bereich variieren. Diese Effekte sind in der Abschätzung des systematischen Fehlers nicht enthalten.

Abbildung 4.31 zeigt die Boltzmann–Steilheitsparameter T_B in MeV, wie sie für

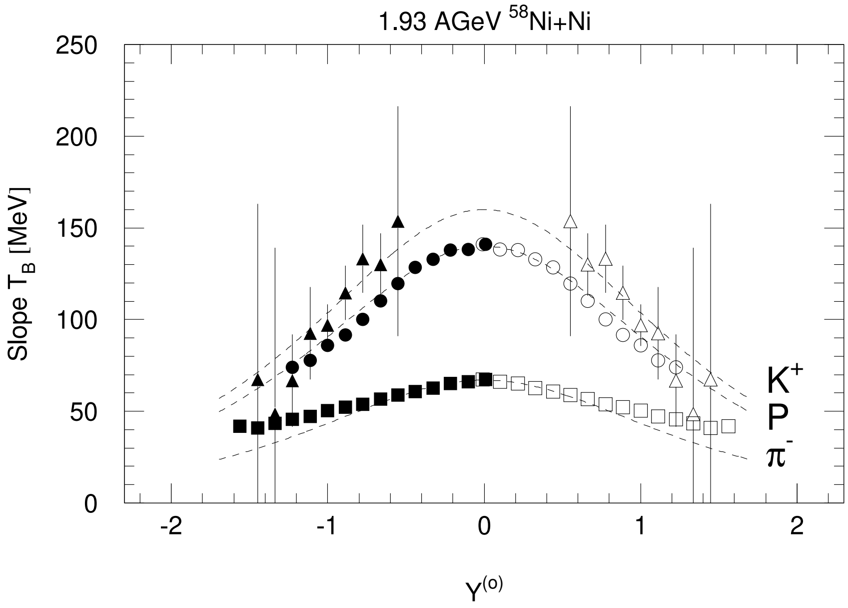

Abbildung 4.31: *Steilheitsparameter als Funktion der normierten Rapidität für negativ geladene Pionen, für Protonen und positiv geladene Kaonen.*

die einzelnen Rapiditätsbereiche angepaßt wurden. Die Ergebnisse für die negativ geladenen Pionen, die Protonen und positiv geladenen Kaonen sind als schwarze Symbole abgebildet. Die offenen Symbole geben die an $Y^{(o)}$ gespiegelten Meßwerte wieder, da für ein symmetrisches System wie Ni+Ni beiden Hemisphären aus Symmetriegründen gleich sein müssen. Für eine isotrop teilchenemittierende Quelle hängt der Boltzmann–Steilheitsparameter T_B von der Rapidität $Y^{(o)}$ nach folgender Beziehung ab:

$$T_B = T/cosh(Y^{(o)}). \tag{4.18}$$

Diese Relation ist in Abbildung 4.31 als gestrichelte Linie zu sehen. Dazu muß der Steilheitsparameter bei $Y^{(o)}$, T, abgelesen werden:

- 65 MeV für die π^-,
- 140 MeV für die Protonen,
- für die K^+–Teilchen muß eine Abschätzung vorgenommen werden, da die mittleren Rapiditäten nicht durch die Barrel–Akzeptanz abgedeckt wird: 160 MeV.

Die Verteilung der Protonen ist mit der einer isotropen Quelle verträglich.

Pionen sind flacher verteilt. Dies kann auf eine zusätzliche Quelle von Pionen bei Target– und Projektilrapidität zurückgeführt werden. Hinweise für eine solche Möglichkeit gibt es bereits aus theoretischen Untersuchungen [119, 82].

Die K^+–Verteilung ist innerhalb der Fehler mit der einer isotropen Quelle kompatibel.

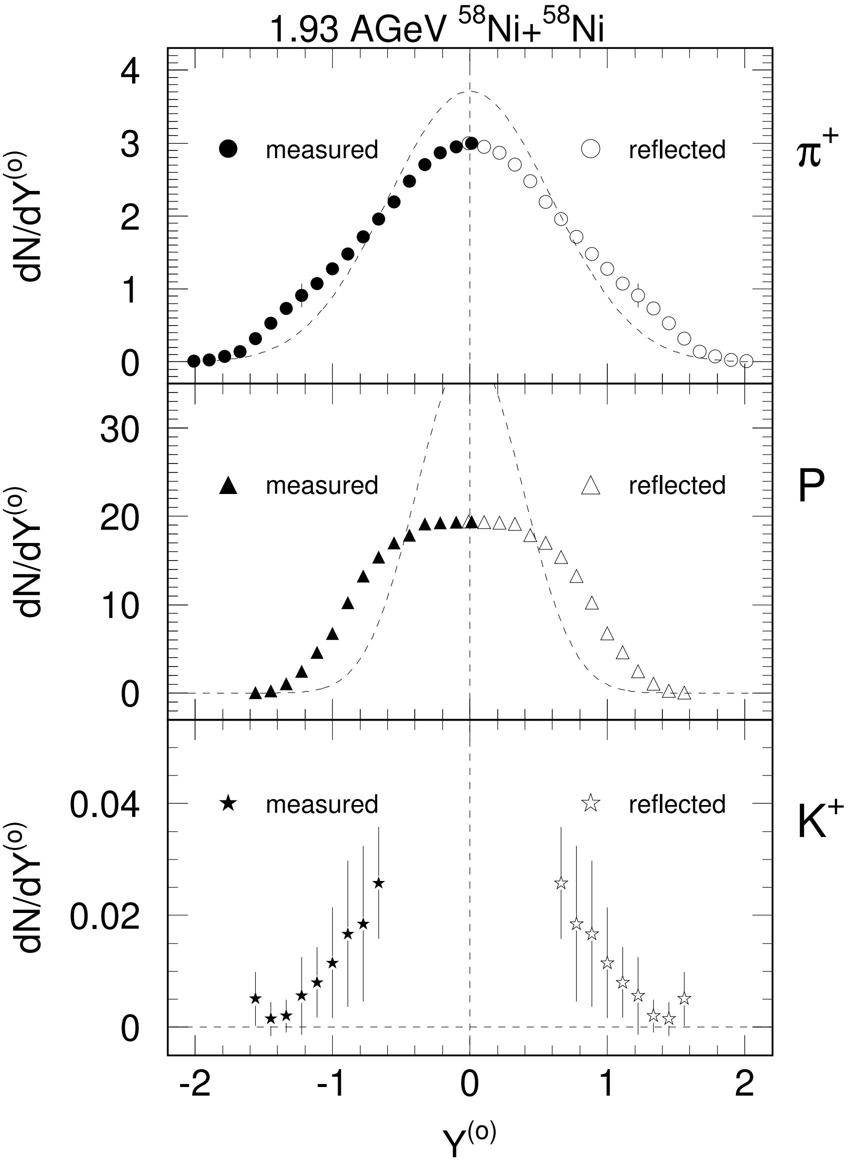

Abbildung 4.32: *Teilchenausbeute als Funktion der normierten Rapidität $Y^{(o)}$ für positiv geladene Pionen, für Protonen und positiv geladene Kaonen.*

Ein weit interessanterer Aspekt besteht allerdings in der Relation der Steilheitsparameter verschiedener Teilchensorten. Die Steilheitsparameter der positiv geladenen Kaonen sind zumindest in der gleichen Größenordnung wie die der Protonen. Zusammen mit den Pionenspektren kann daher aus Abbildung 4.31 folgende Relation der Steilheitsparameter für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV festgestellt werden:

$$E_o(\pi) < E_o(P) < E_o(K^+) \tag{4.19}$$

gilt über den gesamten gemessenen Rapiditätsbereich. Die gleiche Relation wurde von Schnetzer und Mitarbeitern für das System Ne+NaF bei einer Strahlenergie von 2 AGeV festgestellt [19, 22]. Dies steht im Widerspruch zu den Vorstellungen, wonach radialer Fluß die Relation zwischen den Steilheitsparametern festlegen sollte, demnach sollten die Steilheitsparameter wie die Massen der Teilchen skalieren. Diese Beziehung zwischen den Steilheitsparametern der hier betrachteten Teilchen wurden allerdings von der KaoS–Kollaboration an der GSI für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV [31] und am AGS für das System Si+Au bei einem Strahlimpuls von 14.6 AGeV/c [132] gemessen: $E_o(\pi) < E_o(K^+) < E_o(P)$.

Indem man die exponentielle oder Boltzmann–Abhängigkeit in der transversalen Masse m_T nutzt, um die Wirkungsquerschnitte über m_T zu integrieren, erhält man die Rapiditätsverteilung dN/dy. Die Werte hängen von der gewählten Methode für die Extrapolation ab, stimmen aber innerhalb 20% überein. Die Rapiditätsverteilungen dN/dy, wie sie mit der Boltzmann–Parametrisierung gewonnen wurden, sind in Abbildung 4.32 für positiv geladene Pionen, Kaonen und Protonen zu sehen. Die Resultate sind mit den Unsicherheiten in der Extrapolation gezeigt. Die schwarzen Symbole zeigen den gemessenen Rapiditätsbereich an, die offenen Symbole sind die an Mitrapidität gespiegelten Werte.

Die Verteilung für die π^+–Teilchen zeigt den gleichen Verlauf wie für die π^-. Bei Target– und Projektilrapidität zeigt sich ein zusätzliche Struktur, die auf eine weitere Quelle für die Pionen in diesem Bereich zurückgeführt werden muß. Theoretische Untersuchungen haben auch bereits gezeigt, daß mit starken Rückstreueffekten für die Pionen an den Spektatoren zu rechnen ist [119, 82]. Es ist allerdings bemerkenswert, daß solche Einflüsse ganz offenbar selbst bei einem relativ kleinen System wie ^{58}Ni meßbar groß sind. Bei der Schwerpunktrapidität ($Y^{(o)}$=0) zeigt sich eine Unstetigkeit der Pionenverteilung. Dies muß auf weitere systematische Fehler zurückgeführt werden, die Steilheitsparameter der m_T–Spektren am Rande der Akzeptanz sind mit größeren Unsicherheiten behaftet, auch aufgrund des vergleichsweisen kleinen Bereichs in m_T, der für die Anpassung zur Verfügung steht. Weitergehende Untersuchungen sind erforderlich.

Die Verteilung für die Protonen zeigt ein Plateau. Angesichts der Tatsache, daß die Resultate für den zentralen Trigger gewonnen wurden, bieten sich dafür drei Erklärungsmöglichkeiten an: Transparenz, longitudinaler Fluß oder die wahrscheinlichste in diesem Fall, Spektatorbeiträge, da ein großer Teil der mit dem zentralen Trigger betrachteten Ereignisse auch semizentral sind und beträchtliche Spektatormaterie aufweisen müssen.

Eine einfache Vorhersage für die Gestalt der Rapiditätsverteilungen der einzelnen Teilchensorten ergibt sich durch die Boltzmann–Verteilung einer einzelnen Quelle:

$$dN/dY \propto \left(x^{-2} + x^{-1} + 0.5\right) \cdot \exp(-x), \tag{4.20}$$

mit $x = (m_o/T)\cosh(Y - Y_{CM})$, wobei m_o die Ruhemasse des emittierten Teilchens ist und T die Temperatur der Quelle mit der Rapidität Y_{CM}.

Die gestrichelten Kurven in Abbildung 4.32 geben die Verteilung an, die man erhält, in dem man die bei Mitrapidität abgelesene Temperatur benutzt und die Ausbeute so einstellt, daß sich die gleiche integrale Ausbeute ergibt. Für die K^+–Teilchen ist das problematisch, da die Schwerpunktrapidität ($Y^{(o)}$=0) nicht gemessen wurde. Es wurde daher eine flache Verteilung für den fehlenden Rapiditätsbereich angenommen. Ein Vergleich mit diesem thermischen Modell ist daher nur bedingt möglich.

Für die systematischen Fehler der Rapiditätsverteilungen wurde $\pm$(10–15)% abgeschätzt. Diese setzen sich zusammen aus Ineffizienzen in der Spurerkennung ($\pm$8%) und der Teilchenidentifizierung ($\pm$2%). Die Fehler wurden als unabhängig angenommen. Die Effizienz der Spurerkennung wurde durch die visuelle Analyse einiger Hundert Driftkammerereignisse gewonnen [51]. Die Fehler in der Teilchenidentifizierung wurden durch eine Variation der Software–Schnitte abgeschätzt.

4.5 Modellvergleich

Nachdem die experimentellen Resultate dieser Arbeit vorgestellt wurden, sollen in diesem Abschnitt verschiedene Modelle wo dies möglich ist damit konfrontiert werden. Dies beinhaltet einmal das K^+/π^+–Verhältnis und den gerichteten Seitwärtsfluß der Kaonen. Detaillierte Aussagen über das skalare Potential der Kaonen in Kernmaterie lassen auch die Energiespektren der Kaonen sowie deren Winkelabhängigkeit zu [32]. Modellrechnungen dazu stehen allerdings noch aus.

4.5.1 K^+/π^+–Verhältnis

Abbildung 4.33 zeigt Ergebnisse einer RBUU Modellrechnung von Bao-An Li [35] für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV, wodurch die experimentelle Untersuchung der Kaonenausbeute motiviert wird. Die Verhältnisse sind ähnlich für das hier untersuchte System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV. Die Produktionswahrscheinlichkeit der Kaonen wird für verschiedene Kanäle als Funktion des Stoßparameters aufgetragen. In dieser Simulation werden nicht nur die Kanäle NN, NΔ, $\Delta\Delta$ und Nπ, sondern auch Stöße von N oder Δ mit der N^* Resonanz für die Kaonenproduktion berücksichtigt. Darüberhinaus erweist sich diese Observable als sensitiv auf die Kompressibilität der Kernmaterie, der Verlauf der Kaonenausbeute wird einmal für eine weiche Zustandgleichung (soft EOS, linke Seite) und dann für eine harte Zustandsgleichung (stiff EOS, rechte Seite) gezeigt. Die Kaonenproduktion hängt in diesem Modell empfindlich vom Stoßparameter ab, für jeden betrachteten Produktionskanal steigt sie *linear* mit zunehmender Zentralität bzw. abnehmendem Stoßparameter an. Geht man von der weichen Zustandsgleichung auf eine harte über, so verringert sich die Kaonenproduktion um 40 bis 50% über den ganzen Stoßparameterbereich. Die größte Sensitivität zeigt sich bei den relativen Anteilen der

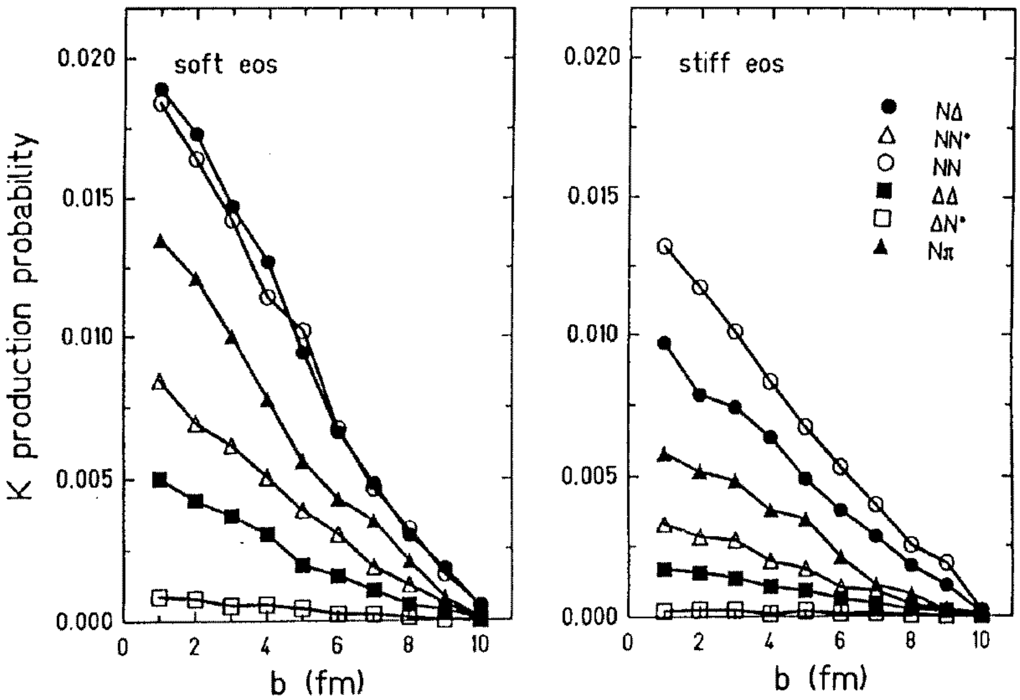

Abbildung 4.33: *Abhängigkeit der Kaonenproduktion vom Stoßparameter für das System Au+Au bei einer Strahlenergie von 1 AGeV für eine weiche (soft EOS) und eine harte (stiff EOS) nukleare Zustandsgleichung [35]. Die Verhältnisse sind für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV ähnlich [133].*

NΔ und NN Kollisionen. Mit der weichen Zustandsgleichung ist der Beitrag von NΔ Kollisionen etwa vergleichbar mit dem von NN Kollisionen. Mit der harten Zustandsgleichung dominiert der Beitrag von NN Kollisionen über dem von NΔ Kollisionen. Im Vergleich zur weichen Zustandsgleichung ist der NN Beitrag um etwa 30%, der von NΔ um sogar 40 bis 50% verringert. Die generelle Reduktion der Kaonenausbeute im Falle der harten Zustandsgleichung kann auf die geringere im Stoß erreichte Kompression zurückgeführt werden, da weniger Energie für die Teilchenproduktion oder die Anregung von Nukleonresonanzen zur Verfügung steht. Darüberhinaus erfordert die Kaonenproduktion über den NΔ–Kanal mindestens zwei aufeinanderfolgende Wechselwirkungen, und daher ist dieser Kanal sensitiver auf die nukleare Zustandsgleichung.

Daher soll zunächst das K^+/π^+–Verhältnis diskutiert werden, das nach gegenwärtigem Verständnis auf den Anteil der Resonanzmaterie an der Kaonenproduktion sensitiv ist.

In Abbildung 4.34 wird das gemessene K^+/π^+–Verhältnis für das symmetrische System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV gezeigt. Das Verhältnis wurde

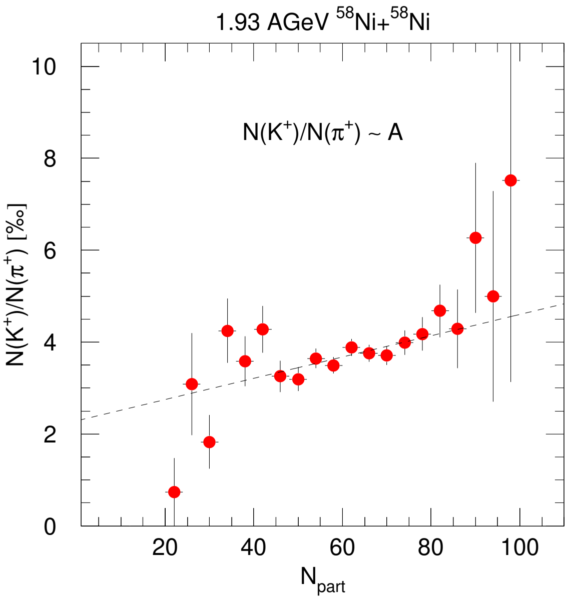

Abbildung 4.34: *Gemessenes Verhältnis der Produktionsraten von positiv geladenen Kaonen und Pionen als Funktion der Zahl der Partizipanten für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV.*

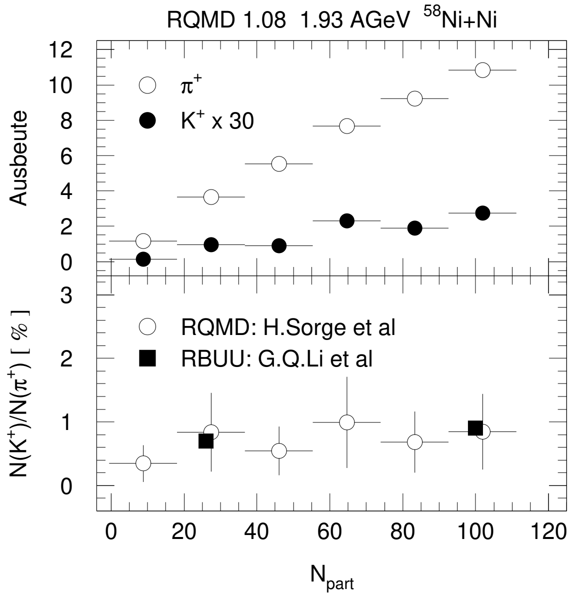

Abbildung 4.35: *Verhältnis der Produktionsraten von positiv geladenen Kaonen und Pionen als Funktion der Zahl der Partizipanten für RQMD 1.08 von H. Sorge (offene Kreise, [83]) und RBUU von G. Q. Li und C. M. Ko (volle Quadrate, [133]).*

innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Zentralen Flugzeit–Detektors (Barrel–Detektor), etwa 4% von 4π, und in einem Laborimpulsbereich von 100-500 MeV/c aufgenommen. Das Verhältnis liegt im Promille–Bereich und ist in Abbildung 4.34 als Funktion der Zahl der Partizipanten N_{Part} aufgetragen. Die Anzahl der Partizipanten reicht bis 120, was der totalen Zerlegung des Ni+Ni–Systems entspricht. Durchgehend wurden in dieser Arbeit, so auch hier, Ereignisse analysiert, für die der zentrale Trigger angesprochen hatte. Dies beinhaltet etwa 10% des totalen geometrischen Wirkungsquerschnitts. Das Verhältnis ist proportional zur Anzahl der am Kern–Kern–Stoß beteiligten Partizipanten. Gemittelt über den gesammten gemessenen Bereich in N_{Part} liegt das Verhältnis bei 0.4% und steigt um 30%, sobald die Zahl der Partizipanten von 40 auf 80 vergrößert wird. Den Ergebnissen verschiedener Modellsimulationen nach zu urteilen spricht dies für einen nur moderaten Anteil der Δ–Resonanz an der Kaonenproduktion. Nach Aichelin [102] könnte diese Überhöhung der Kaonenproduktion für zentralere Stoßereignisse auch ein Anzeichen dafür sein, daß in heißer und dichter Kernmaterie die chirale Symmetrie teilweise wiederhergestellt wird.

In Abbildung 4.35 sind im Vergleich zu den experimentellen Resultaten die Ergebnisse einer RQMD–Simulation von H. Sorge [83, 84] für das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV gezeigt. In der oberen Bildhälfte sind die 4π–