

**Kaonen- Produktion
in C+C und Si+Si Kollisionen
bei 40A und 158A GeV**

Diplomarbeit

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

von

Michael Kliemant

Frankfurt am Main, April 2005

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Das Experiment NA49 | 7 |
| 2.1 | Experimenteller Aufbau | 7 |
| 2.2 | Funktionsweise einer Spurendriftkammer (TPC) | 9 |
| 2.3 | Die anderen Detektoren | 11 |
| 3 | Datenverarbeitung | 13 |
| 4 | Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx Spektren | 17 |
| 4.1 | Energieverlust als Funktion der Geschwindigkeit (Bethe-Bloch-Funktion) | 17 |
| 4.1.1 | $\langle dE/dx \rangle$ Berechnung und Korrektur | 19 |
| 4.1.2 | Vergleich zwischen Globaler und Lokaler dE/dx- Analyse | 21 |
| 5 | Analyse | 23 |
| 5.1 | Ereignisschnitte | 23 |
| 5.1.1 | Vertex IFlag | 23 |
| 5.1.2 | Vertex Position | 23 |
| 5.1.3 | Strahlladung (Beamcharge) | 25 |
| 5.2 | Spurschnitte | 27 |
| 5.2.1 | Track IFlag | 27 |
| 5.2.2 | Impulsschnitt | 27 |
| 5.2.3 | Winkelbegrenzung | 28 |
| 5.2.4 | Potentielle Punkte | 28 |
| 5.2.5 | Track- Statistik | 28 |
| 5.3 | dE/dx Analyse | 28 |
| 5.4 | Korrekturen | 31 |
| 5.4.1 | GEANT Korrekturen | 31 |
| 6 | Ergebnisse | 35 |
| 6.1 | Zentralitätsbestimmung der Datensätze | 35 |
| 6.2 | Transversalimpuls- Spektren | 37 |
| 6.3 | Transversale Massenspektren | 47 |
| 6.4 | Inverse Slope Parameter | 52 |
| 6.5 | Rapiditätsspektren | 56 |
| 6.6 | Systematische Fehler | 57 |
| 7 | Systemgrößenabhängigkeit | 65 |

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 8 Zusammenfassung und Schlussfolgerung | 79 |
| 9 Appendix | 81 |
| Danksagung | 93 |
| 9.1 Danksagung | 93 |
| Erklärung | 95 |

1 Einleitung

Das Ziel beim Studium von Hochenergie-Kernkollisionen ist die Untersuchung der Eigenschaften von stark wechselwirkender Materie bei hohen Energien. Insbesondere wird dabei versucht die Frage zu beantworten, welche Phasen es in stark wechselwirkender Materie gibt und wie sich die Übergänge zwischen diesen Phasen äußern.

Die Substruktur eines Atoms wurde zum ersten Mal 1911 von Rutherford nachgewiesen. Dabei stellte Rutherford fest das fast die gesamte Masse eines Atoms im positiv geladenem Kern liegt, und von einer negativ geladenen Hülle eingeschlossen wird. Aus klassischer Sicht ergibt sich nun das Problem, dass die Elektronen auf ihrer Kreisbahn Energie verlieren müssen. Mit den von Bohr 1913 verfassten Grundlagen der Quantentheorie wurde das Verhalten der Atomhülle erklärt.

Als 1932 von Chadwick das Neutron entdeckt wurde blühte das Gebiet der Kernphysik auf, da nun die Eigenschaften des Kerns erklärt werden konnten. Zur Auflösung der inneren Struktur der Nukleonen sind jedoch höhere Energien notwendig. Diese Energie kann jedoch nicht durch natürliche Zerfallsprozesse geliefert werden, die folgenden Elementarteilchen wurden mit Hilfe der Höhenstrahlung entdeckt. 1947 weist Powell mit Photoplatten das Pion nach und im gleichen Jahr fanden Rochester und Buttle in Nebelkammeraufnahmen das neutrale Kaon. Die geladenen Kaonen wurden 1949 von Powell entdeckt. Da die Teilchenraten bei Experimenten mit Höhenstrahlung sehr gering sind wurden die ersten modernen Beschleuniger gebaut. Dazu gehören die Beschleuniger in Berkeley, Brookhaven, Dubna und in Genf (CERN). Im Laufe der nächsten Jahre entstand der so genannte Teilchenzoo. Ordnung in dieses immer komplexer werdende System brachte 1961 Murray Gell-Mann mit der anerkannten Multiplett Anordnung der Elementarteilchen, die bis heute ihre Fortführung im Standard-Modell der Teilchenphysik hat. Als nächstes stellte sich natürlich die Frage wie es zu dieser Ordnung kommt. Mit der Entdeckung der Substruktur der Protonen und Neutronen wurde auch dies beantwortet. Die postulierten Teilchen wurden Quarks genannt und mit zunehmenden Beschleunigerenergien kamen immer mehr dazu. Bis heute sind sechs Quarks und ihre Antiteilchen bekannt (up, down, charm, strange, top, bottom). Diese Quarks können jedoch nie ungebunden existieren (Confinement), da alle Teilchen farbneutral sein müssen. Mit Ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen ist es möglich die Energiedichte im Reaktionsgebiet zu erhöhen und hoch angeregte dichte Kernmaterie zu studieren.

Es wird angenommen das bei solchen Reaktionsbedingungen ein neuer Zustand der Materie entsteht das sogenannte Quark-Gluon-Plasma. In diesem Plasma ist es Quarks und Gluonen möglich sich frei zu bewegen (Deconfinement). Bei normalen Bedingungen werden Quarks vom Vakuumdruck farbneutral zusam-

1 Einleitung

mengehalten. Dies ist durch die Eigenschaften der starken Kraft begründet, dabei nimmt die Kraft die notwendig ist zwei Quarks zu trennen bei größeren Entfernungen nicht ab. Wird jedoch die notwendige Kraft eine gewisse Strecke lang ausgeübt, so wird dem System Energie zugeführt. Die zwei Quarks entfernen sich voneinander bis der sie verbindende String genug Energie hat um zwei neue Quarks zu bilden. Somit bleiben zwei farbneutrale Quarkpaare (Mesonen) übrig.

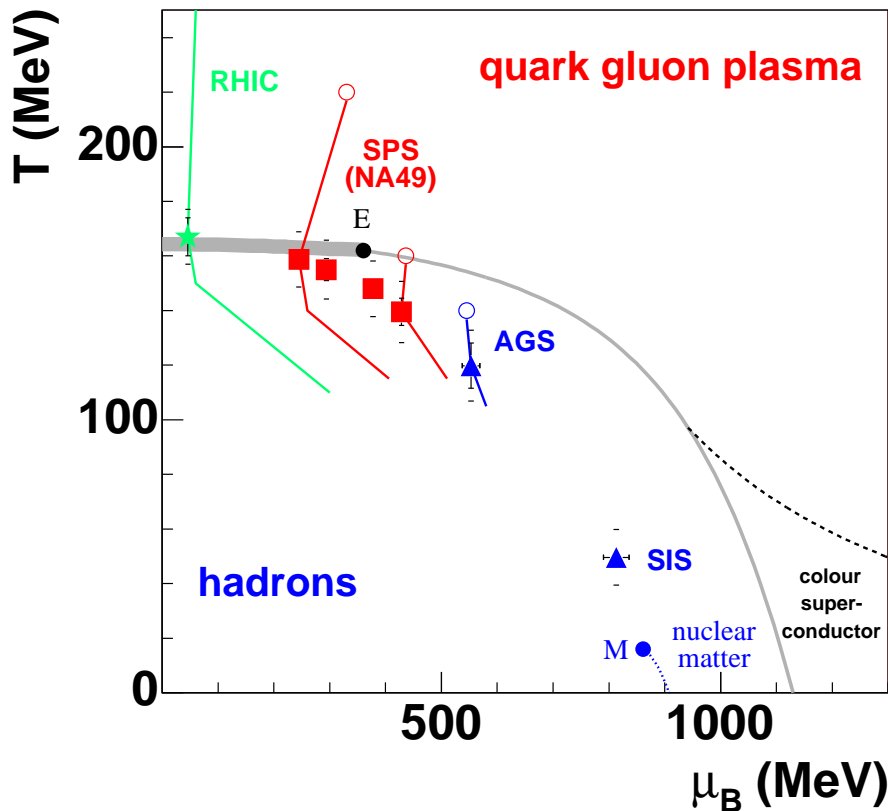


Abbildung 1.1: QGP-Phasendiagramm in Abhängigkeit von der Temperatur und dem baryochemischen Potential μ_B . Die hypothetische Phasenübergangslinie zwischen dem Hadronen Gas und dem Quark- Gluon- Plasma ist durch die graue Linie dargestellt. Die eingezeichneten Punkte sind experimentell bestimmte Werte des chemischen Ausfrierpunktes bei Pb+Pb und Au+Au Kollisionen [2]. Die farbigen Linien veranschaulichen die hypothetischen Trajektorien von stark interagierenden Materie in Schwerionenkollisionen bei unterschiedlichen Energien.

Die notwendige Energiedichte für den Phasenübergang wurde in Lattice-QCD-Rechnungen [1] auf $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ berechnet. Diese Energiedichte kann durch Komprimierung von Kernmaterie auf das 5-10 fache erfolgen oder durch Erwärmung

der Materie auf $T_c \approx 170$ MeV (Abb. 1.1). Selbstverständlich ist auch eine Kombination der beiden möglich. In der Natur gibt es kein Quark Gluon Plasma, nur kurz nach dem Urknall bis 10^{-6} sec war die Energiedichte des gesamten Universums hoch genug. Möglicherweise gibt es auch schwere Neutronensterne deren Kerne Quark Gluon Plasma enthalten. Am CERN (Europäisches Zentrum für Teilchenphysik) werden am SPS (Super Proton Synchrotron) seit 1994 Bleiionen auf ultrarelativistische Energien beschleunigt (max. $\sqrt{s_{NN}}=17.2$ GeV). In diesen Energiebereichen sollte der Phasenübergang zum Quark Gluon Plasma stattfinden (rote Rechtecke in Abb. 1.1). Da das Reaktionsvolumen sehr klein ist und die Kollisionszeit sehr kurz, ist es nicht möglich die Kernreaktion direkt zu beobachten. Vielmehr ist man darauf angewiesen den Verlauf der Reaktion anhand der produzierten Teilchen nachzuvollziehen. Es gibt verschiedene Vorschläge für mögliche Signale von Quark Gluon Plasma Erzeugung in Kern-Kern Kollisionen. Zum einen die in dieser Arbeit betrachtete Anomalie in der Seltsamkeitsproduktion [3, 4] desweiteren aber auch J/ψ Unterdrückung [5], *Jet-Quenching* [6] und *Event- by Event-Fluktuationen* [7]. Für den Nachweis dieser Signaturen wurden am CERN mehrere Experimente aufgebaut. Diese Arbeit widmet sich der Analyse der experimentellen Daten, aufgenommen von einem dieser Experimente am CERN SPS, das NA49 Experiment.

NA49 ist ein magnetisches Spektrometer mit großer Akzeptanz, mit dem es möglich ist die produzierten Hadronen nach einer Kollision nachzuweisen. Diese Arbeit untersucht die Produktion von geladenen Kaonen in Kollisionen von Kohlenstoff (C+C) und Silizium (Si+Si) bei 40A und 158A GeV. Die Multiplizität von Kaonen ist eine gute Größe zur Untersuchung der Seltsamkeitsproduktion da Kaonen den Großteil der erzeugten seltsamen Teilchen ausmachen. In Kaonen ist ein (Anti)Strange-Quark gebunden und da Kaonen die leichtesten Hadronen sind, die Seltsamkeit enthalten werden sie sehr leicht produziert. In den letzten Jahren wurde das NA49 energyscan Programm durchgeführt bei dem insbesondere Blei+Blei Kollisionen aufgenommen wurden, dabei wurden fünf Energien untersucht (20A, 30A, 40A, 80A und 158A GeV). Dabei stellte sich heraus, dass es im $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ Verhältnis eine Erhöhung bei 30 - 40A GeV gibt, die ein Zeichen für den Übergang ins QGP sein kann. Bei Proton+Proton Daten ist diese Erhöhung bis zu RHIC Energien nicht sichtbar. Dadurch stellt sich jetzt die Frage bei welcher Systemgröße es noch Anzeichen für den Phasenübergang gibt. In der Abbildung 1.2 fehlen die Daten für C+C und Si+Si für 40A GeV. Diese Lücke wird jetzt gefüllt. Da jede neue Datenanalyse auch neue oder veränderte Prozeduren benötigt wird zur Vergleichbarkeit der Daten untereinander die gesamte Analyseketten auch für 160A GeV benutzt, obwohl diese Daten bereits analysiert sind [24].

Auf den folgenden Seiten wird das Experiment NA49 kurz vorgestellt, die Rekonstruktionskette mit der Teilchenidentifikation erläutert, die Datenanalyse mit ihren Spektren und Korrekturen nachvollzogen und zum Schluss die gesamte Arbeit mit ihren Ergebnissen zusammengefasst.

1 Einleitung

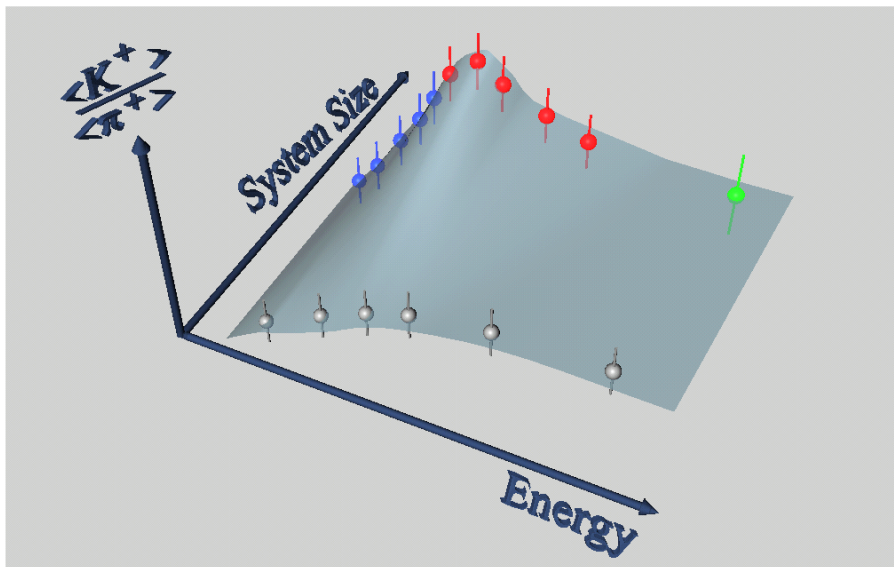


Abbildung 1.2: Qualitative Darstellung der Energie und Systemgrößenabhängigkeit des $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ Verhältnisses

2 Das Experiment NA49

NA49 wurde im CERN gebaut um die Hadronen Produktion in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen zu messen. Das Experiment steht in der H2-Beamline des Super-Proton-Synchrotron-Beschleunigers (SPS) in der North Area des CERN. Seit 1994 werden am SPS Bleiionen auf maximal 158A GeV beschleunigt. Durch Fragmentation ist es möglich auch leichtere Kerne wie Silizium, Kohlenstoff oder Deuteronen zu untersuchen. Am SPS gibt es auch die Möglichkeit Protonen- und Pionenstrahlen zu beschleunigen. Da bei NA49 auch das Target ausgewechselt werden kann, gibt es verschiedene Targetkonfigurationen (Blei, Silizium, Kohlenstoff und flüssiger Wasserstoff). Somit ist eine Vielzahl an Kollisionsszenarien messbar. Bei Kern-Kern Stößen ist es auch möglich die Zentralität der Kollision zu bestimmen. Da es bei ultrarelativistischen Blei+Blei Kollisionen sehr hohe Teilchenmultiplizitäten entstehen, ist es notwendig einen Detektor mit hoher Zweispurauflösung zu haben. NA49 ist für Teilchenmultiplizitäten von bis zu 2000 geladenen Teilchen ausgelegt.

Das folgende Unterkapitel beschreibt die grundlegenden Eigenschaften des Detektors, für eine ausführliche Beschreibung sollten jedoch auf die dafür speziell geschriebenen Arbeiten verwiesen werden [8].

2.1 Experimenteller Aufbau

NA49 ist ein magnetisches Spektrometer für geladene Hadronen mit großer Akzeptanz Abb.2.1. Da die Spur- und Ortsauflösung für die richtige Auswertung sehr wichtig ist, werden Time Projection Chambers (TPC) als zentrale Detektoren benutzt. Dadurch erreicht man auch eine Minimierung von Sekundärreaktionen, da auch die Datenaufnahme mit Padreadout nicht im Beamstrahl oder der direkten Flugbahn der geladenen Teilchen steht. Zur genaueren Analyse der Kollisions Eigenschaften stehen noch mehrere sekundäre Detektoren zur Verfügung: Kalorimeter, Proportionalkammern, Szintillationszähler und Flugzeitwände. Nach dem Target stehen zwei große supraleitende Dipolmagnete die mit ihrem homogenem Feld die geladenen Teilchen nach Impuls trennen. Der Impuls kann durch anschließende Bestimmung des Krümmungsradius ermittelt werden. Die Magnetfelder wurden mit einer Hallsonde vermessen und mit dem Simulationsprogramm TOSCA durch Eingabe der Eisen- und Stromverteilung berechnet. In den Magneten ist jeweils eine TPC (VertexTPC) eingebaut. Alle TPCs haben entlang des Beamstrahls keine Ausleseelektronik da bei der Kollision von Schwerionen die Spurdichte und deponierte Ladung zu hoch ist um detektiert zu werden. Nach den Magneten stehen zwei große TPCs (Main TPCs) die nicht hintereinander stehen sondern nebeneinander. Dies ist notwendig da die Teilchen von den Magneten aufgefächert werden. Mit den TPCs wird

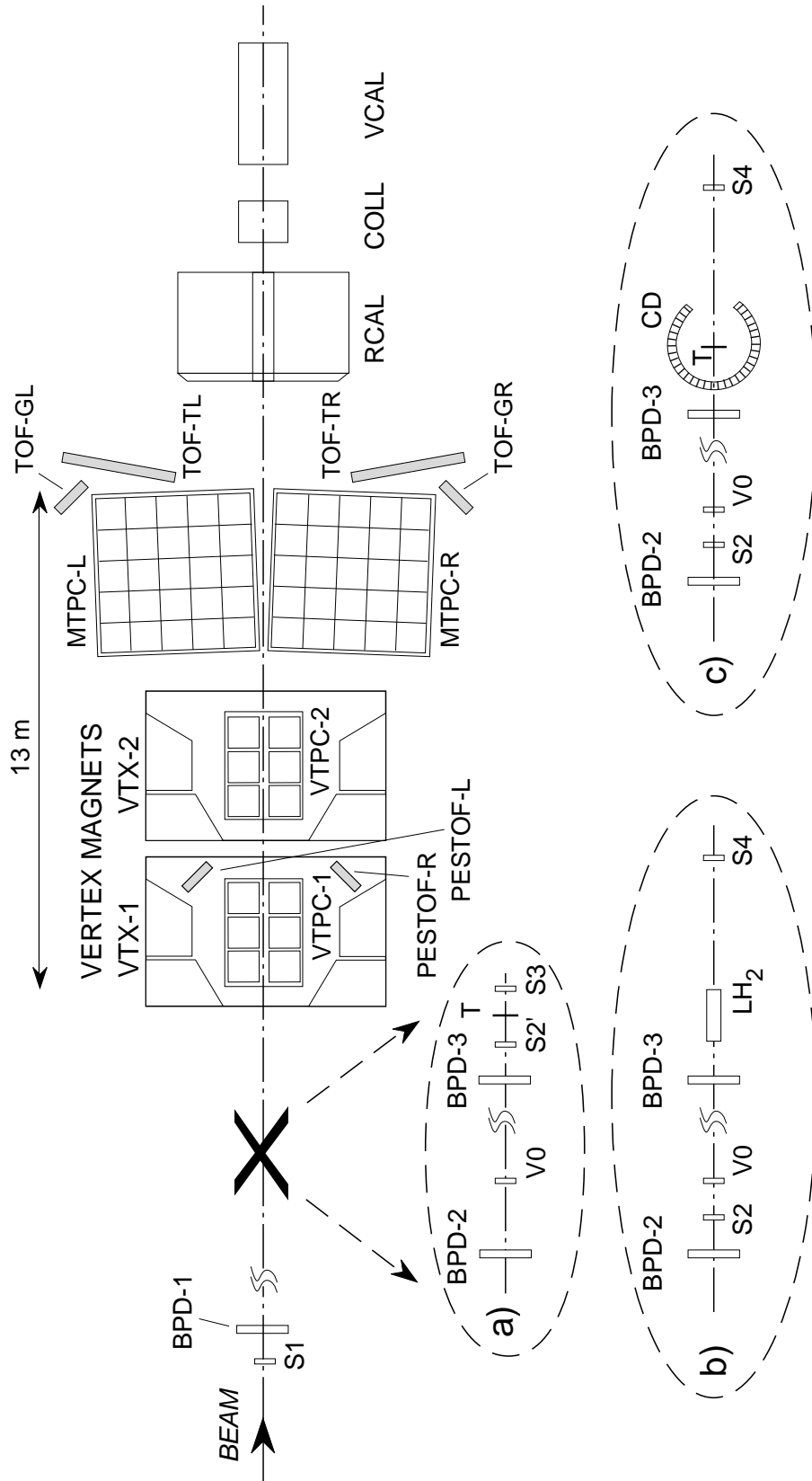


Abbildung 2.1: NA49 Aufbau, die verschiedenen Target- Konfigurationen werden verwendet bei (a) Kern- Kern (A+A)- Stößen, (b) Proton-Proton (p+p)- Stößen und (c) Proton- Kern (p+A) Stößen. [8]

2.2 Funktionsweise einer Spurendriftkammer (TPC)

| | VTPC-1 | VTPC-2 |
|----------------------|---------------------|---------------------|
| Volumen | 2*2,5*0,98 | 2*2,5*0,98 |
| Gas | Ne/CO_2 (90/10) | Ne/CO_2 (90/10) |
| Sektoren | 6 | 6 |
| Padreihen pro Sektor | 24 | 24 |
| Pads pro Padreihe | 192 | 192 |
| Kanäle (Pads) | 27648 | 27648 |
| Padlänge[mm] | 16/28 | 28 |
| Padbreite[mm] | 3,5 | 3,5 |
| Pad-Winkel [°] | 12-55 | 3-29 |

| | MTPC-L | MTPC-R |
|----------------------|-------------------------|-------------------------|
| Volumen | 3,9*3,9*1,8 | 3,9*3,9*1,8 |
| Gas | $Ar/CH_4/CO_2$ (90/5/5) | $Ar/CH_4/CO_2$ (90/5/5) |
| Sektoren | 25 | 25 |
| Padreihen pro Sektor | 18 | 18 |
| Kanäle (Pads) | 63360 | 63360 |

| Sektortyp | HR | SR | SR´ |
|-------------------|-----|-----|-----|
| Pads pro Padreihe | 192 | 128 | 128 |
| Padlänge[mm] | 40 | 40 | 40 |
| Padbreite[mm] | 3,6 | 5,5 | 5,5 |
| Pad-Winkel [°] | 0 | 0 | 15 |

Tabelle 2.1: Eigenschaften der NA49-TPC´s.

der spezifische Energieverlust von den geladenen Teilchen bestimmt, den sie im Detektorgas erfahren. In der Tabelle 2.1 sind einige Eigenschaften der TPC zusammengefasst.

2.2 Funktionsweise einer Spurendriftkammer (TPC)

Geladene Teilchen die ein Gas durchqueren, ionisieren die Atome oder Moleküle die auf der Spur des geladenen Teilchens liegen. Normalerweise rekombinieren die Ionen und Elektronen nach dem Vorbeiflug wieder. In einer TPC ist jedoch ein homogenes elektrisches Feld angelegt, somit werden die Elektronen von den Ionen getrennt und driften entlang des elektrischen Feldes. Das Feld ist so gepolt, dass die Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit in Richtung der Ausleseelektronik driften. Die Ausleseelektronik besteht aus Vieldrahtproportionalkammern mit jeweils drei Drahtebenen. Von der Teilchenspur aus gesehen sind dies das Gating Gitter, das Frisch Gitter und die Feld- und Verstärkungsdrähte. Bis zum Frisch Gitter ist das elektrische Feld homogen danach wird das Feld inhomogen und es kommt zur Gasverstärkung der Elektronen. Die dabei erzeugten Ionen verursachen eine Spiegelladung auf den Pads die dann von der Ausleseelektronik registriert wird. Das Gating Gitter verhindert ein zurückdrif-

2 Das Experiment NA49

ten der Ionen in das Gasvolumen. Durch diese Anordnung ist es möglich die genaue Lage einer Spur im Raum zu ermitteln. Im NA49 Koordinatensystem (rechtshändig euklidisch) zeigt x links vom Strahl auf das Jura, y zeigt an die Decke der Experimentierhalle und z verläuft in Richtung der Strahlachse. Durch diese Konfiguration ist es möglich die x und z Position durch die Signalposition auf den Pads zu bestimmen und die y Position ist durch Ankunftszeit des Signals definiert.

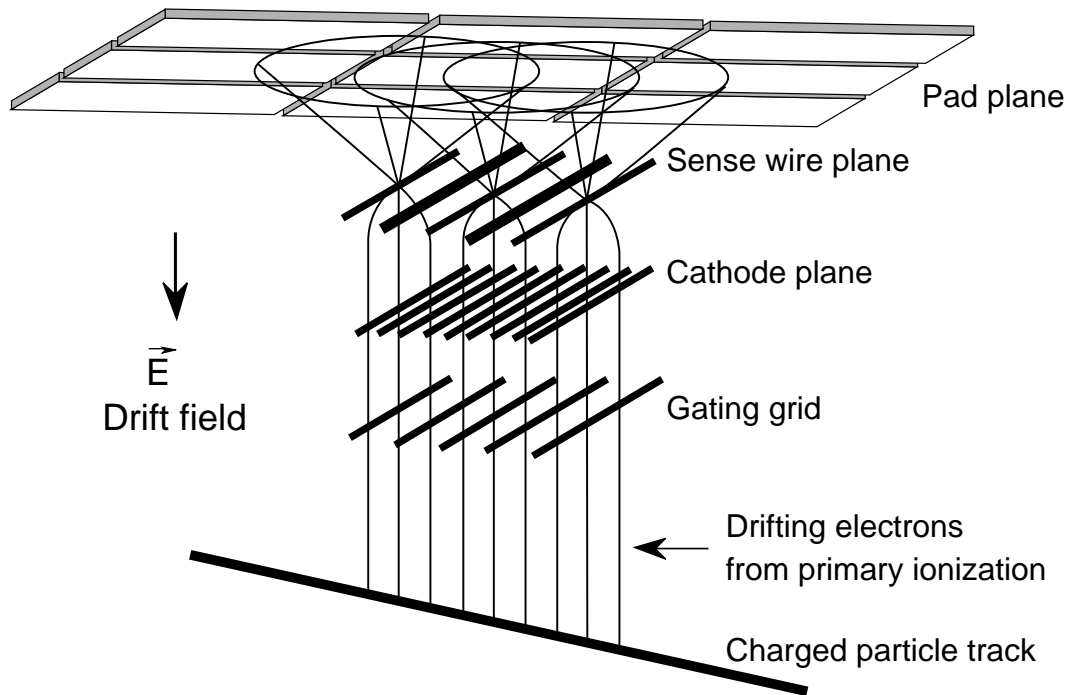


Abbildung 2.2: Funktionsweise der TPC Drähte [8].

In den TPCs werden unterschiedliche Gasmixturen verwendet, dies wurde als beste Option im R&D Projekt [9, 10] festgestellt. Die VTPCs sind mit 90% Neon und 10% Kohlendioxid, die MTPCs mit 90% Argon, 5% Methan und 5% Kohlendioxid gefüllt. Um möglichst wenig Material zu verwenden, welches den Teilchenflug behindert, ist der Feldkäfig aus Aluminium beschichteten Mylarstreifen aufgebaut. Diese Streifen werden von Keramikzylindern gehalten. Dadurch erreicht man ein sehr geringes Gewicht, wodurch die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision gering ist.

Die gesamte sensitive Fläche der TPCs umfasst 182000 Pads die über ein mehrstufiges Elektroniksystem ausgelesen werden. Die Daten werden noch auf den TPCs in Digitale Signale umgewandelt, dafür sind immer 32 Kanäle auf einer Front-End-Karte zusammengefasst. Jede dieser Karten enthält zwei 16 Kanal Vorverstärker und Pulsformer, welche die Daten von analogen zu digitalen Signalen umwandeln. Immer 24 dieser Front-End-Karten senden ihre Daten an das Kontroll und Transfer Modul, von dort aus wird der Datenstrom von vier

Transfer Modulen über Glasfaserkabel ins 20 m entfernt stehende Counting House an die Receiver Module geschickt.

Im Counting House werden somit 3072 Kanäle von einem Receiver Modul gebündelt und korrigiert. Es wird eine Nulllinien Korrektur (pedestal correction), Rauschunterdrückung (threshold-cut), Nullunterdrückung, Speicherung, und Ereigniszwischen-speicherung durchgeführt. Die gesamten Daten werden von einem VME 68k Prozessor verarbeitet und sortiert, da sie zwecks Geschwindigkeitserhöhung unsortiert aufgenommen werden. Nach dieser Ereignisbildung (event building) wird das ganze Datenmaterial mit einem Sony DIR-100M Tape Recorder auf Bänder geschrieben (max. 16 MB/s). Durch diese Maßnahmen wird der Datenstrom auf 10% der ursprünglichen Menge reduziert.

2.3 Die anderen Detektoren

Noch bevor der Strahl auf das Target trifft, muss seine Position und Intensität bestimmt werden da es dabei immer Schwankungen geben kann. Dafür werden sehr dünne Strahlzähler und Positionsdetektoren eingesetzt um möglichst wenig Material in der Beamline zu positionieren. Der Strahlzähler S1 ist vor dem Target installiert und besteht bei Schwerionenstrahlen aus einer 200 μ dicken Quartscheibe. S2 ist ein Helium Gas-Cerenkov-Strahlzähler. Die Position des Strahls in der xy-Ebene wird mit den sechs Proportionalkammern (Beam Position Detector BPD 1, 2, 3) bestimmt. Damit ist die Strahltrajektorie bis zum Target auf 40 μ m bekannt [8]. Das Target ist möglichst dünn damit Vielfachstreuung und γ -Konversion auf einem niedrigen Level gehalten werden. Die verschiedenen Datensätze wurden mit unterschiedlichen Targetdicken aufgenommen und sind nachfolgend aufgelistet.

- C+C 40A GeV 10 mm
- Si+Si 40A GeV 5 mm
- C+C 158A GeV 10 mm
- C+C 158A GeV 3.05 mm
- Si+Si 158A GeV 5.02 mm

Damit die aufgenommenen Daten auch nur Kollisionen enthalten werden die Interaktionstrigger benutzt. Wenn die Interaktionstrigger vor und nach dem Target nicht das gleiche Signal senden ist davon auszugehen das eine Kollision stattgefunden hat. Nach den TPC's stehen Flugzeitwände (ToF Time of Flight) mit denen eine bessere Teilchenidentifikation möglich ist. Diese stehen speziell in den Regionen der Schwerpunktsrapidität, in denen sich die dE/dx Spektren von Pionen und Kaonen überschneiden. Somit ist auch bei Schwerpunktsrapidität eine Teilchenidentifikation möglich.

Die beiden Flugzeitwände (TOF-L/R) sind mit jeweils 1782 rechteckigen Szintillatoren mit Photomultipliern ausgestattet und haben eine Zeitauflösung von 60ps. Weitere zwei TOF-Wände (TOF-GL, TOF-GR) stehen daneben und haben eine Zeitauflösung von 85ps. Zwischen den VTPCs stehen noch zwei

2 *Das Experiment NA49*

PesTOF-Wände mit einer Zeitauflösung von 50ps. Am Ende des Experiments steht in 20m Entfernung hinter einem Kollimator (COLL) das Veto-Calorimeter (VCAL). Dessen Öffnung so gewählt ist das Strahlteilchen, Fragmente der Projektile und Spektatorenprotonen und -neutronen das Veto-Calorimeter erreichen können. Das Kalorimeter besteht aus einem Bleiszintillator und einem Eisenzintillator. Seine Energieauflösung ist: $\sigma(E)/E \approx 2/\sqrt{E(\text{GeV})}$

3 Datenverarbeitung

Daten die während eines Runs auf Kassettenbänder geschrieben werden, haben noch keinen direkt auswertbaren physikalischen Inhalt. Zur Analyse werden Informationen über die Teilchenspuren benötigt. Mit der Rekonstruktionskette werden den Spuren elektrische Ladung, Impuls und Energieverlust in den TPCs zugeordnet. Die NA49 Daten sind in einem objektorientierten Client-Server Datenmanagementsystem namens DSPACK [11] gespeichert. Die DST Dateien (Data Summary Tape) enthalten die aufgenommenen Detektorinformationen und alle Variablen die von der Rekonstruktionskette erzeugt wurden.

Die gesamte Rekonstruktion ist sehr rechenintensiv und wird deshalb zentral im CERN auf einer Rechner-Farm durchgeführt. Die Rohdaten werden bei der Rekonstruktion auf 20% ihrer ursprünglichen Größe auf Data Summary Tapes gespeichert. Da in den DSTs noch immer Informationen stehen die für die Analyse nicht benötigt werden, insbesondere Daten zur Berechnung der Spurinformatoren und zur Qualitätskontrolle, wird für die Analyse ein kleineres Datenformat gewählt (MiniDSTs). MiniDSTs sind im ROOT Format als ROOT-Trees gespeichert. Für NA49 wurde ROOT [12] [13] um einige Klassen zur Speicherung und Darstellung der Daten erweitert. Daraus entstand das in dieser Arbeit häufig verwendete ROOT49. In der Rekonstruktionskette berechnen unterschiedliche Clients die Spurdaten.

Am Anfang der Rekonstruktion steht das sogenannte Clusterfinding in den verschiedenen TPCs. Dabei werden vom Cluster Finder auf jeder Padreihe die zusammenhängenden Bereiche ausgewertet. Ist in einem Bereich der ADC-Wert über dem threshold Wert in der Pad-Zeit-Ebene (xy-Ebene), so wird an dieser Stelle das Maximum gesucht. Die Stelle des Maximums wird als Spurpunkt gespeichert und an die nachfolgenden Spurfindungsprogramme weitergegeben. Die dadurch gewonnenen Raumpunkte müssen noch auf Verzerrungen korrigiert werden. Verzerrungen können durch unterschiedliche Auslesezeiten der Elektronik oder unterschiedliche Signallaufzeiten entstehen. Desweiteren gibt es Inhomogenitäten im elektrischen und magnetischem Feld da elektrisch und/oder Magnetische Feldlinien nicht mehr parallel laufen, dadurch verändern sich die Driftspuren der Elektronen.

Die gesamte Ladung eines Clusters wird durch Summation der einzelnen ADC-Werte ermittelt. Besonders problematisch wird dies in Regionen in denen sich Spurpunkte überlappen, es werden nur dann zwei separate Punkte entdeckt wenn zwischen den Maximalwerten drei ADC Werte liegen. Die Spurpunkte werden nicht nur als Pad-Zeit Koordinate gespeichert sondern auch im bereits erwähnten NA49 Koordinaten System, dabei liegt der Nullpunkt des Systems im Zentrum der VTPC-2. Die Basiseinheit des Koordinatensystems sind Zentimeter (cm).

Der nächste Schritt in der Rekonstruktion fügt die gefundenen Cluster zu Spu-

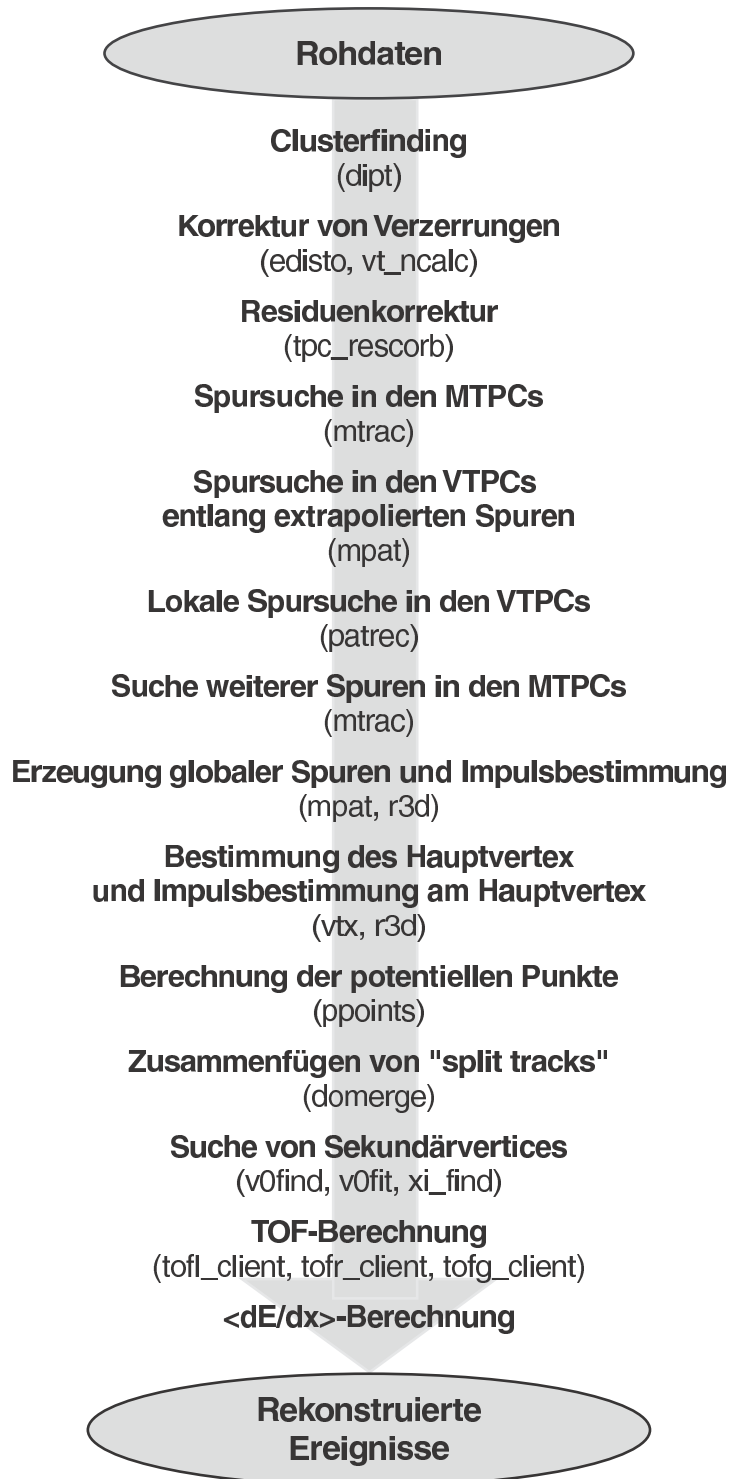


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der NA49-Rekonstruktionskette

ren zusammen. Bei diesem Tracking werden als erstes die Cluster in den MTPCs zu Spuren vereint. Dies liegt darin begründet, da es in der MTPC am einfachsten ist Spuren zu identifizieren. Da die MTPC nicht im Magnetfeld steht sind die Spuren der geladenen Teilchen gerade, somit ist auch das Modell das bei der Spurfundung benutzt wird eine Gerade. Ein weiterer Vorteil der MTPCs ist ihre Entfernung von Vertx. Dadurch das die Teilchen in den Magneten aufgefächert werden, sind sie in den MTPCs besser zu unterscheiden. In den VTPCs ist es schwieriger Spuren zu finden da die Teilchen in dem Magnetfeld auf krummen Bahnen fliegen. Als Spurmodell wird deshalb eine Helix benutzt. Auch ist die Dichte der Spuren in den VTPCs um ein vielfaches höher als in den MTPCs. Einen wichtigen Vorteil haben die VTPCs dennoch, durch die Krümmungsradien der Spuren ist es möglich den Impuls jedes Teilchens zu bestimmen. In den MTPCs ist dies nur möglich unter der Annahme, dass das Teilchen aus dem Hauptvertex kommt.

Diese Vor- und Nachteile werden durch geschicktes kombinieren in der Spurrekonstruktion ausgeglichen. Dabei wird immer versucht Spurteile in den unterschiedlichen TPC's zu verbinden. Folgende Vorgehensweise wird benutzt.

- In allen vier TPC's werden Cluster gesucht und deren Maximum bestimmt, dadurch erhält man die Raumpunkte.
- Alle Spuren in den MTPC's werden als gerade Linien rekonstruiert
- Zu allen MTPC Spuren werden Vertex TPC Spuren gesucht, und wenn welche gefunden werden, wird diesen der zugehörige Impuls zugeordnet.
- Die MTPC Spuren werden in die VTPC-2 verlängert und darin werden die zusammengehörenden Cluster gesammelt. Wird an der entsprechenden Stelle keine Spur gefunden wird die Quellspur in der MTPC als unbenutzt gekennzeichnet.
- Alle bisher gefundenen Spuren werden in die VTPC1 extrapoliert, dort wird erneut nach zugehörigen Clustern gesucht. Werden keine Cluster gefunden werden die entsprechenden Spuren wieder voneinander gelöst.
- Bisher nicht berücksichtigte Spuren in den VTPC's werden in die MTPC's verlängert und dort wird ebenfalls nach zugehörigen Clustern gesucht.
- Die letzte Suche wird in den MTPC's durchgeführt diesmal ohne die Bedingung, dass die Spuren dem Hauptvertex entstammen (Insbesondere werden dabei Zerfallsspuren gefunden).

Mit diesem Prozess werden fast alle Spuren identifiziert. Die Vorgehensweise ist in Abb. 3.1 graphisch dargestellt. Dadurch dass die Spuren von der MTPC in die VTPC's extrapoliert werden ist dort die Suche nach zusammengehörigen Clustern wesentlich einfacher da bereits ein Großteil identifiziert ist. Die gefundenen lokalen Spuren werden zu globalen Spuren zusammengefügt, somit sind jetzt auch die Detektoren verbunden. Anhand der Krümmung der Spur im Magnetfeld wird jeder Spur ein Impuls zugeordnet. Mit diesen Informationen

3 Datenverarbeitung

wird jede Spur zum Target hin extrapoliert und die Position des Hauptvertex (Kollisionspunkt im Target) bestimmt. Alle Spuren die in der Nähe des Hauptvertex verlaufen werden diesem zugeordnet. Dadurch haben diese Spuren einen weiteren Raumpunkt und der Impuls kann noch genauer berechnet werden. Damit ist der Verlauf jeder entdeckten Spur genau bestimmt, somit können jetzt auch die potentiellen Punkte in den TPC's in denen keine Punkte entdeckt wurden, berechnet werden. Im letzten Schritt wird überprüft ob Potentielle Spuren in der Nähe von echten Spuren sind die noch nicht zugeordnet wurden. Dadurch wird ein Großteil der *splittracks* zusammengeführt. Danach werden noch Sekundärvertices gesucht und die Teilchenidentifikation noch mit den TOF-Wänden vervollständigt. Zur Berechnung des Energieverlustes in den TPCs wird die Ladung die ein Cluster des Teilchens deponiert, gemessen da beide zueinander proportional sind. Bei dieser Berechnung müssen einige Effekte korrigiert werden, dies geschieht durch die sogenannte *Krypton – Kallibration* und die *Intersektorkallibration*. Dies wird jedoch im folgendem Kapitel beschrieben. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz der TOF-Wände ist dies bei Kaonen nur in der Region um Midrapidity möglich. Das folgende Kapitel behandelt die Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx -Spektren.

4 Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx Spektren

Zur eindeutigen Bestimmung von Teilchen sind deren Masse und Ladung die wichtigsten Informationen, leider ist die Messung der Masse nur indirekt möglich. In NA49 wird der Impuls und die Ladung anhand der Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld bestimmt. Zur Identifizierung eines Teilchens muss noch der Energieverlust bekannt sein. Der Energieverlust wird durch die Interaktion im Detektorgas verursacht. Mit Hilfe der TPC's wird der Energieverlust gemessen. Die Intensität der Interaktionen mit dem Detektorgas ist nur von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängig. Die Masse ergibt sich aus dem Zusammenhang zwischen Impuls und Geschwindigkeit.

Die Zuordnung des Energieverlustes erfolgt bei den Pads, dadurch ist es möglich den Energieverlust pro Strecke im Gas des Detektors zu bestimmen. Natürlich ist bei einem so großen Experiment die Datenaufnahme nicht unabhängig von den Bedingungen der Umgebung. Insbesondere werden die Messungen durch Änderungen im Gasdruck und Gastemperatur beeinflusst. Ebenfalls wird die Messung von der Detektorgeometrie, Elektronik und der Rohdatenauswertung beeinflusst. Für all diese Variablen werden Korrekturen durchgeführt.

Dennoch bleibt die Identifikation jedes einzelnen Teilchens unmöglich. Die Teilchen werden statistisch identifiziert, dies geschieht durch Summation der einzelnen Events. Die Ursache für diese Ungenauigkeit ist in dem begrenzten Auflösungsvermögen des Experiments begründet, dadurch überlappen sich die Verteilungen der verschiedenen Teilchen zum Teil sehr stark.

4.1 Energieverlust als Funktion der Geschwindigkeit (Bethe-Bloch-Funktion)

Wenn ein geladenes Teilchen ein Gas durchfliegt, wird dieses Gas entlang der Flugbahn ionisiert. Durch elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den Gasatomen und den zu identifizierenden geladenen Teilchen, werden die Elektronen und die Ionen getrennt. Dieser Prozess verbraucht Energie, welche der kinetischen Energie des Teilchens entzogen wird. Somit erfährt das Teilchen einen stetigen Energieverlust.

Zum ersten mal wurde dies von Bethe [14] und Bloch [15] berechnet. Damals wurde die Berechnung für Teilchen durchgeführt die schwerer sind als Elektronen. Es wird über alle Elektronen in der Nähe der Teilchenflugbahn integriert, wobei der jeweilige Abstand mit einbezogen wird. Der Einfachheit halber wir

4 Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx Spektren

das Feld um das Teilchen als zylindrisch angenommen. Es ergibt sich die bekannte *Bethe- Bloch- Formel*:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^2 z^2}{m c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2 m c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (4.1)$$

In der Gleichung steht N für die Elektronendichte im Medium, m für die Masse des Elektrons, e für die Elementarladung und z für die Ladung. Das Ionisationspotential des Mediums I ist das mittlere Ionisationspotential. Besonders kennzeichnend für die Form der Kurve ist die Geschwindigkeit β . Wenn das Teilchen einen kleinen Impuls hat verläuft die Kurve entsprechend der $\frac{1}{\beta^2}$ Abhängigkeit. Ist der Impuls größer, wird der logarithmische Term dominierend für die Kurvenform 4.1.

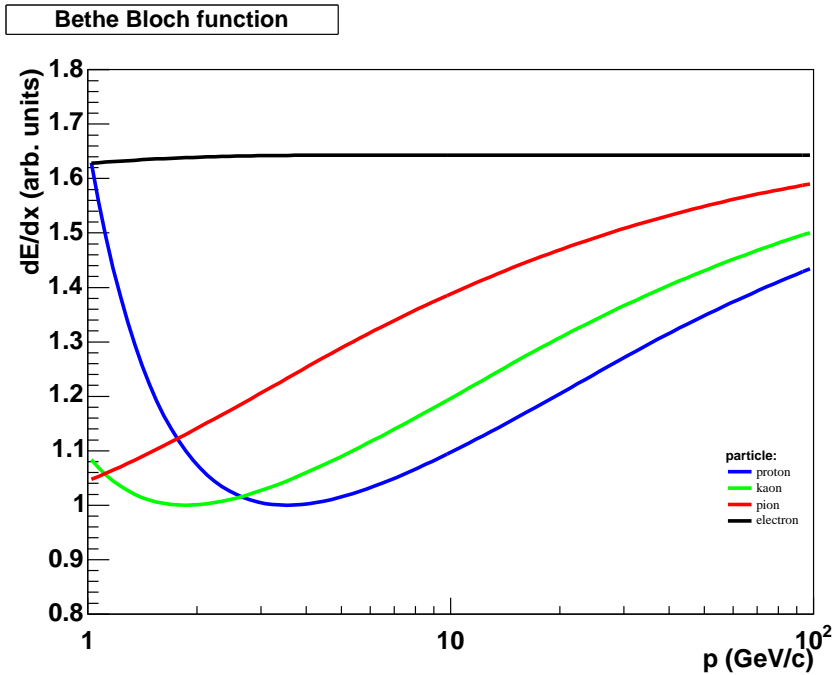


Abbildung 4.1: Bethe-Bloch Kurven der vier Teilchenspezies mit der dE/dx -Parametrisierung der $p + A$ - Kette von NA49

Bei sehr großen Impulsen entspricht der Verlauf nicht der Formel und es ist eine Korrektur notwendig. Fermi führte diesen Korrekturfaktor $\delta(\beta)$ als erster ein. Bei hohen Impulsüberträgen werden δ -Elektronen aus dem Gas herausgeschlagen, diese haben eine hohe Reichweite, dadurch können ihre Ionisationspuren nicht mehr der Ursprünglichen Spur zugeordnet werden. Zur Kompensation dieses Effekts wird ein maximaler Energieübertrag E_{max} eingeführt, ist der Energieübertrag über diesem Wert, wird er für die Berechnung des mittleren Energieverlusts nicht berücksichtigt. Mit diesen Korrekturen wird aus der

4.1 Energieverlust als Funktion der Geschwindigkeit (Bethe-Bloch-Funktion)

Formel 4.1:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -\frac{4\pi N e^4 z^2}{m c^2 \beta^2} \left[\ln \sqrt{\frac{2m c^2 \beta^2 E_{max}}{I (1 - \beta^2)}} - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta(\beta)}{2} \right] \quad (4.2)$$

Wie bereits oben erwähnt fällt die Kurve bei kleinen Geschwindigkeiten mit $\frac{1}{\beta^2}$ ab und bei großen Geschwindigkeiten steigt sie logarithmisch an. Somit gibt es einen Punkt mit minimaler Ionisation, bei $\beta \approx 0.96$. Nähert sich das Teilchen der Lichtgeschwindigkeit $\beta \approx 1$, dann nähert sich der mittlere Energieverlust dem Fermi - Plateau. Die Funktion $\delta(\beta)$ ist folgendermaßen definiert [16].

$$\delta(\beta) = \begin{cases} 0 & \text{falls } X < X_0 \\ 2 \ln(10) (X - X_A) + a (X_1 - X)^m & \text{falls } X_0 < X < X_1 \\ 2 \ln(10) (X - X_A) & \text{falls } X_1 < X \end{cases} \quad (4.3)$$

Dabei ist $X = \log_{10}(\beta\gamma)$. X_A und a sind abhängig von den Eigenschaften des Mediums.

In der Auswertung wird der Energieverlust jedoch nicht aus den material-abhängigen Parametern berechnet, stattdessen wird folgende Funktion an die Daten gefittet (im Falle der $p + A$ - Rekonstruktionskette):

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle (\beta) = -E_0 \beta^\alpha (K + \ln(\gamma^2) - \beta^2 - \delta(\beta)) \quad (4.4)$$

Dabei sind E_0 , K und α freie Parameter. Der mittlere spezifische Energieverlust ist nur noch abhängig von der Ladung und der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ des Teilchens (und von den Detektoreigenschaften). Da es im Experiment jedoch der Impuls ist der bestimmt wird, wird dieser eingesetzt $p = \beta\gamma mc$ (mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$). Dadurch ist es jetzt möglich, durch einsetzen des Impulses die Masse zu bestimmen. Die Auflösung, mit der der Spezifische Energieverlust bestimmt wird ist nicht gut genug um die Masse jedes einzelnen Teilchens zu bestimmen. Dies wird gelöst, indem die Teilchen statistisch identifiziert werden.

4.1.1 $\langle dE/dx \rangle$ Berechnung und Korrektur

Der spezifische Energieverlust wird durch Messung der auf den einzelnen Padreihen deponierten Ladung (*Clusterladung*) berechnet. Daraus wird der mittlere Energieverlust pro Spur bestimmt. Hierfür wird vorausgesetzt, dass der erlittene Energieverlust eines Teilchens proportional zur gemessenen Clusterladung pro Strecke ist. Die gesamte dE/dx Bestimmung ist von äußeren Bedingungen abhängig wie dem Luftdruck, der Temperatur, der Gaszusammensetzung, der Detektorgeometrie, den Eigenschaften der Elektronik und Softwarevorgehensweise wie zum Beispiel das Clusterfinding. Glücklicherweise können die äußeren Bedingungen stabil gehalten werden. Die anderen Effekte müssen korrigiert werden. Im folgendem Abschnitt werden die einzelnen Korrekturen beschrieben. Die erste Korrektur befasst sich mit den einzelnen Elektronikkanälen, da diese die Signale unterschiedlich verstärken. Dies wird mit der Methode der **Krypton-Kalibration** geglättet. Die Methode wurde von der ALEPH- Kollaboration

[18] entwickelt. Die Anwendung der Methode bei NA49 wird in [19] und [8] beschrieben. Mit Hilfe der Zerfallsenergie von radioaktivem Krypton Kr(83) welches in das NA49- Gassystem injiziert wird, ist es möglich die Elektronikkanäle zu kalibrieren. Da diese Energie ($41.554keV$) jedoch um eine Größenordnung höher ist als die von Teilchen deponierte Energie, müssen die Kammern mit einer niedrigeren Verstärkungsspannung betrieben werden. Bei der Absenkung der Verstärkungsspannung ist jedoch nicht sichergestellt daß die Verstärkung in alle Sektoren gleich ist. Um dies zu korrigieren wurde die sogenannte **Intersektorkalibration** entwickelt, sie ist in [20] und [21] beschrieben. Ein weiterer Effekt der korrigiert werden muss ist die sogenannte **Driftlängenabhängigkeit**. Mit der Anlagerung von Elektronen an Sauerstoffmoleküle im Detektorgas ergibt sich ein Ladungsverlust von $2\%/m$. Damit dies stabil bleibt wird der O_2 -Gehalt durchschnittlich bei $3ppm$ gehalten. Der nächste driftlängenabhängige Verlust ergibt sich durch den zur Nullunterdrückung benutzten Schnitt auf 5 ADC Werte pro Pad. Da die Cluster bei zunehmender Driftstrecke immer breiter werden, fällt immer mehr Ladung unter diesen Schnitt. Der Effekt verursacht einen Ladungsverlust von $7\%/m$. Ein weiterer Ladungsverlust von ca. $3\%/m$ entsteht durch einen Unterschwinger unter die Basislinie des Signals für die Dauer von $1\mu s$. In besonders dichten Gebieten der TPCs kann es somit zu einer Unterbewertung der Ladung kommen. Kompensiert wird dies durch eine **Verschiebung der Basislinie**. Die Bereits erwähnte Druckabhängigkeit der Gasverstärkung in den TPCs wird durch Messung des Luftdrucks und anschließende Normierung der Daten kompensiert. Ein weiterer Effekt ist die Abhängigkeit zwischen gemessener Ionisation und dem Winkel der Spur relativ zur Padebene. Dies ist jedoch eine einfache geometrische Erscheinung die berechnet und korrigiert werden kann. Zur Bestimmung des mittleren spezifischen Energieverlusts einer Spur werden die Clusterladungen geeignet gemittelt. Die Verteilung der Clusterladung ist nicht symmetrisch sondern eine Landau- Verteilung siehe Abb. 4.2. Die hohen Werte im Landauschwanz verursachen starke Fluktuationen von Spur zu Spur, somit ist eine einfache Mittelung der Werte ungeeignet. Die verwendete Alternative ist die *Truncated – Mean*– Methode, dabei entfernt man die höchsten gemessenen Werte, 30% bei NA49 [19]. Der so bestimmte Mittelwert ist nicht unabhängig von der Anzahl der Spurpunkte. Die Korrektur wird mit dieser Formel durchgeführt:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{truncated\ mean} \cdot \left(C_A + \frac{C_B}{N_p} \right) \quad (4.5)$$

Die Konstanten $C_A \approx 0.9965$ und $C_B \approx 0.25$ werden experimentell bestimmt und N_p ist die Menge der Spurpunkte, die zur Berechnung des truncated mean verwendet wurden. Der minimale Energieverlust ist auf 1 normiert. Auf diese Weise wird der Mittlere Energieverlust für jede TPC bestimmt, mit dieser Methode ist es jedoch nicht möglich eine Mittelung über die Punkte aller TPCs durchzuführen, da sie unterschiedliche Gasmischungen haben. Dies wird jedoch mit einer Methode [21] möglich bei der eine Umrechnung der Energieverlustmessungen in den einzelnen TPCs auf eine Gemeinsame Bethe- Bloch- Parametrisierung durchgeführt wird. Das Ergebnis ist ein kalibrierter dE/dx - Wert mit dem es möglich ist die registrierten Teilchen zu identifizieren.

4.1 Energieverlust als Funktion der Geschwindigkeit (Bethe-Bloch-Funktion)

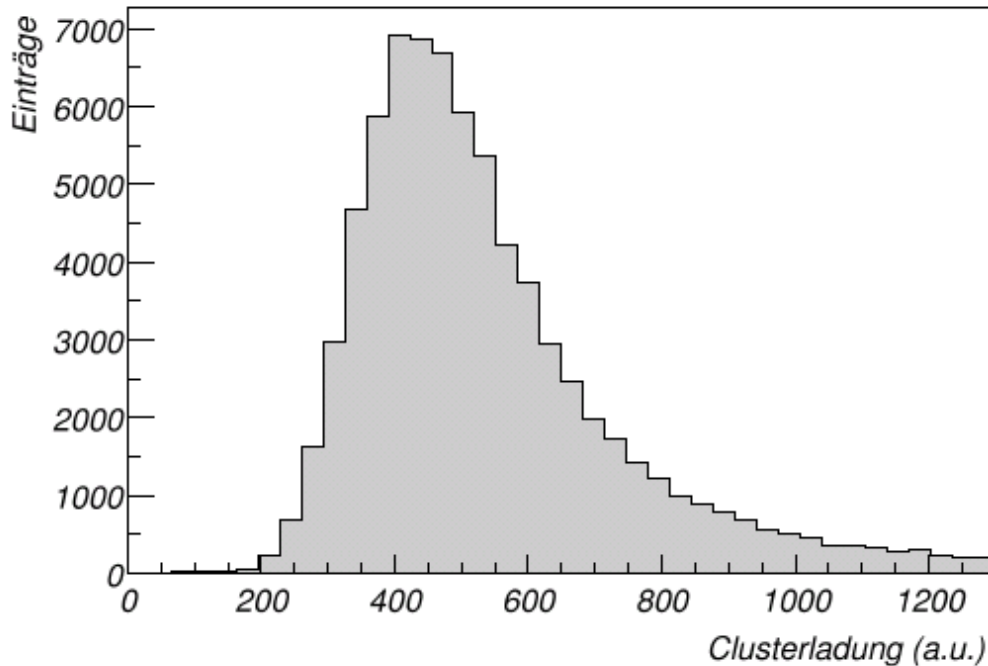


Abbildung 4.2: Landau- Verteilung der Clusterladung für Pionen mit einem Impuls zwischen 9 und 10 GeV/c [22].

4.1.2 Vergleich zwischen Globaler und Lokaler dE/dx- Analyse

Die meisten Analysen bei NA49 die auf der dE/dx Analyse beruhen sind lokale MTPC- dE/dx Analysen. Die dE/dx Spektren sind bei der MTPC Analyse leichter zu erzeugen und werden deshalb bevorzugt. Insbesondere ist die Spurdichte in den MTPCs geringer als in den VTPCs. Auch in dieser Diplomarbeit wurde zunächst die lokale MTPC Analyse benutzt. Da die C+C und Si+Si 158A GeV Daten erneut analysiert wurden, fiel auf dass die Ergebnisse nach allen durchgeführten Korrekturen nicht zueinander passten. Die Abweichungen lagen im Bereich von 15 - 20 %. Dies weist darauf hin daß in der Analyse oder der Rekonstruktionskette ein Fehler ist. Nachdem alle Fehlerquellen Schritt für Schritt ausgeschlossen wurden, konnte das Problem lokalisiert werden. Der Client der die MTPC dE/dx Daten bei 40A und 160A GeV C+C und Si+Si berechnet setzt bei 10 - 20 % der Tracks den dE/dx Wert auf 0 somit sind die dE/dx Spektren nicht mehr normierbar. Das Problem ist in Abb. 4.3 quantitativ dargestellt. Da der Client der Globalen Analyse keine Spuren mit einem dE/dx Wert von 0 produziert, verwende ich für meine Datenauswertung die Globale dE/dx Analyse. Durch diese erneute Auswertung der Daten stimmen auch die Resultate von C. Höhne [24] und die hier gezeigten Ergebnisse in fast

4 Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx Spektren

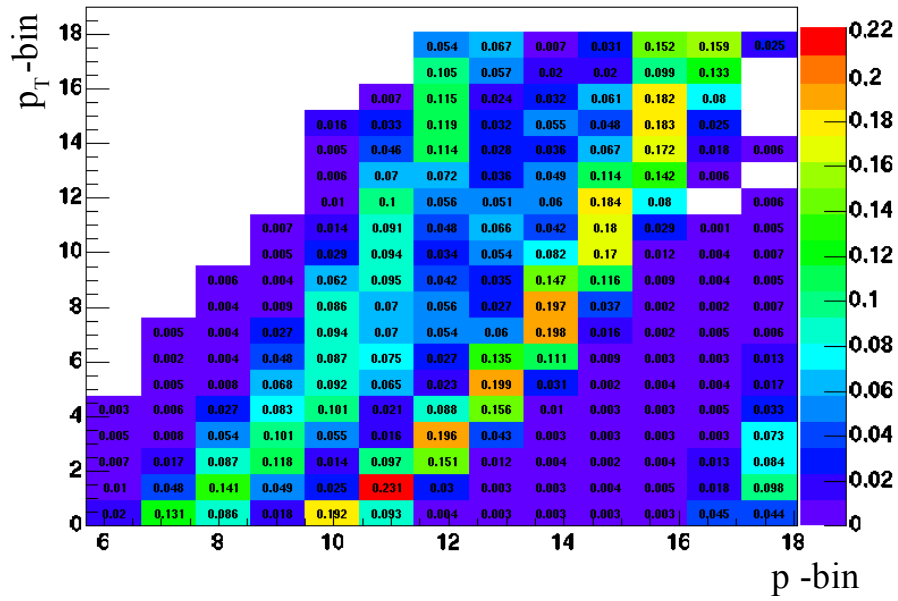


Abbildung 4.3: Prozentualer Anteil der Spuren die den Wert 0 im MTPC dE/dx - Spektrum zugeordnet bekommen haben.

allen Rapiditätsbereichen überein.

5 Analyse

Die Hadronen die nach einer Kern+Kern Kollision entstehen und Seltsamkeit (strangeness) in sich tragen, sind zum größten Teil Kaonen. Das ist einfach dadurch zu erklären, dass Kaonen die leichtesten Teilchen sind die Seltsamkeit enthalten können. Geladene Kaonen haben eine Masse von $0.469 \text{ GeV}/c^2$ und sind einfach strange geladen.

Bevor die eigentliche Analyse gestartet werden kann, müssen die Ereignisse vorselektiert werden.

Für diese Arbeit wurden folgende Datensätze verwendet:

- C+C Kollisionen bei 40A GeV (01F) von 1999, Run 3244 bis 3293
- Si+Si Kollisionen bei 40A GeV (01G) von 1999, Run 3300 bis 3389
- C+C Kollisionen bei 158A GeV (00V) von 1998, Run 2468 bis 2495 (10mm Target, alter dE/dx- Client)
- Si+Si Kollisionen bei 158A GeV (00X) von 1998, Run 2524 bis 2550

5.1 Ereignisschnitte

Die aufgenommenen Rohdaten enthalten alle Ereignisse bei denen die Trigger die Voraussetzungen für ein Ereignis bestätigten. Natürlich sind darunter auch Ereignisse die dennoch nicht erfolgreich rekonstruiert werden können. Insbesondere kann bei solchen Ereignissen der Hauptvertex nicht bestimmt werden oder die Bestimmung ist nicht Eindeutig. Dies geschieht häufig bei Sekundärreaktionen mit dem Detektormaterial, wodurch die Spurmultiplicität ansteigt. In der Tabelle sind die entsprechenden Ereignisschnitte 5.1 und Statistiken zusammengefasst 5.2, in den folgenden Kapiteln werden die Schnitte im einzelnen erklärt.

5.1.1 Vertex IFlag

Der Wert des Vertex IFlag gibt an, wie gut definiert der Vertex ist. Je mehr entdeckte Spuren auf den Vertex zulaufen umso besser wird der Interaktionspunkt der beiden Kerne bestimmt. Ist die Vertexfindung erfolgreich wird IFlag=0 gesetzt. In so einem Fall kommen fast alle Spuren aus der Interaktionszone. Für die Auswertung der vier Datensätze werden nur Ereignisse mit IFlag=0 benutzt.

5.1.2 Vertex Position

Die Bestimmung der Hauptvertexposition mit Hilfe der Spuren ist nicht die einzige Möglichkeit den Vertex zu finden. Mit dem BPD (Beam Position Detektor) ist dies ebenfalls möglich. Die beiden Messungen haben meistens eine

5 Analyse

| Cut | C+C 40A GeV | Si+Si 40A GeV | C+C 158A GeV | Si+Si 158A GeV |
|-----------------------------|-------------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| Vertex IFlag (b) | = 0 | | | |
| Vertex P χ^2 (b) | > 0 | | | |
| Vertex Fit x,y (a) | $\neq 0$ | | | |
| Vertex BPD x,y (a) | $\neq 0$ | | | |
| Vertex BPD-Fit x (a) (c) | $\neq 0$ | | | |
| | $> -0.742cm$ $< 0.538cm$ | $> -0.3698cm$ $< 0.1726cm$ | $> -0.4046cm$ $< 0.2472cm$ | $> -0.27505cm$ $< 0.1369cm$ |
| Vertex BPD-Fit y (a) (c) | $\neq 0$ | | | |
| | $> -0.309cm$ $< 0.2266cm$ | $> -0.2255cm$ $< 0.2721cm$ | $> -0.2168cm$ $< 0.0884cm$ | $> -0.1684cm$ $< 0.0428cm$ |
| Vertex BPD-Fit z (d) | $> -3.67cm$ $< 2.482cm$ | $> -1.508cm$ $< 1.3cm$ | $> -2.409cm$ $< 2.627cm$ | $> -0.9657cm$ $< 1.9177cm$ |
| Beam- Ladung (e) | > 730 < 820 (ab Run 3248) | > 500 < 2000 | > 500 < 670 | > 1250 < 1560 |
| Selektierte Projektil | C | Al, Si, P | C, N | Al, Si, P |

Tabelle 5.1: Die für die Analyse verwendeten Event- Cuts. Detaillierte Beschreibungen zu den verschiedenen Cuts sind im Text enthalten.

| | 40A GeV C+C | 40A GeV Si+Si | 158A GeV C+C | 158A GeV Si+Si |
|---|----------------|------------------|-----------------|-------------------|
| alle Events | 242840 | 134200 | 220297 | 296796 |
| nach Cuts auf fehlerhafte Vertex- Bestimmung (a) | 208105 | 99110 | 207256 | 272504 |
| nach IFlag- und Vertex P χ^2 - Cut (b) | 176091 | 83090 | 198596 | 263619 |
| nach Vertex BPD- Fit x,y Cut (c) | 163717 | 77550 | 184494 | 243618 |
| nach Vertex- Fit z Cut (d) | 151592 | 65670 | 177044 | 184996 |
| nach Projektil- Ladungs- Cut (e) | 135267 | 65490 | 122021 | 151412 |

Die Buchstaben in Klammern in der ersten Spalte verweisen auf die Cuts in Tabelle 5.1.

Tabelle 5.2: Anzahl der untersuchten Events vor und nach den verschiedenen Event- Cuts.

5.1 Ereignisschnitte

kleine Diskrepanz in den Werten. Wird diese zu groß, so wird das entsprechende Ereignis nicht benutzt. Wie oben beschrieben kann es passieren das ein Ereignis mehrere Vertices hat, um die Daten nicht zu verfälschen wurden solche Ereignisse für die weitere Analyse nicht verwendet. Insbesondere werden auch Ereignisse weggeschnitten die keine Reaktion im Target haben, z.B. Reaktionen mit der Mylar Folie, welche das Detektorgas vom Vakuum der Beamline trennt. Die Abbildungen zeigen die Differenz der beiden Messmethoden 5.1. Um alle Datensätze gleich zu bewerten, wurde an jedes Histogramm eine Gaußfunktion gefittet. Die Begrenzung durch Cuts erfolgt in einer $\pm 4\sigma$ Umgebung um den Mittelwert. In der Tabelle 5.1 sind die Werte für die Vertex Schnitte aufgelistet. Die z-Position des BPD ist durch seine Lage im Experiment definiert.

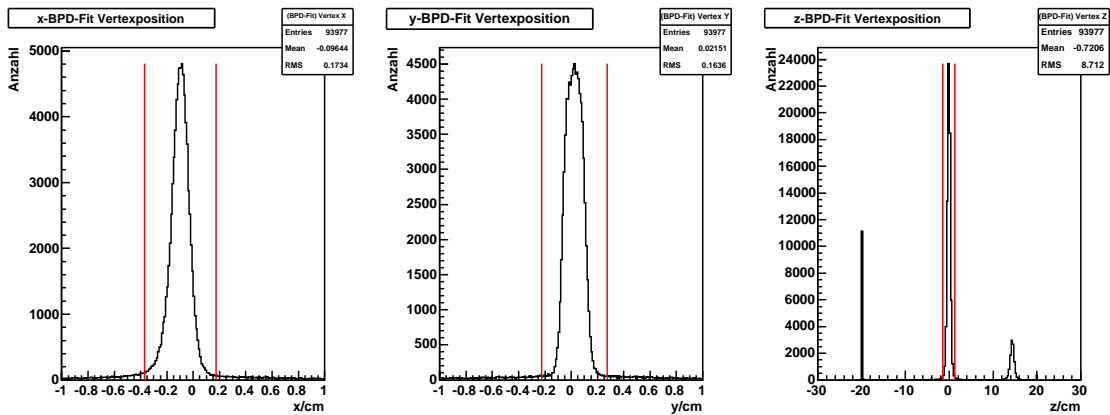


Abbildung 5.1: BPD-Fit Vertexpositionen für 40A GeV Si+Si. Die vertikalen Linien zeigen die Position der $\pm 4\sigma$ Cuts.

5.1.3 Strahlladung (Beamcharge)

Der Teilchenstrahl der im SPS (Super Proton Synchrotron) benutzt wird ist ein Blei oder Proton Strahl. Um C oder Si im Experiment nutzen zu können wird der Blei- Strahl fragmentiert. Dies geschieht kurz nach dem Extraktionspunkt des SPS Strahls an einem 10 mm dickem Kohlenstoff- Konverter. Der daraus resultierende Fragmentationsstrahl 5.2 besteht aus vielen unterschiedlichen Elementen.

Mit Beammagneten werden aus dem Strahl die Elemente selektiert, die das gleiche Ladungs zu Masse Verhältniss haben. Durch diese Methode wird jedoch kein reiner C oder Si Strahl erzeugt, es werden auch Elemente mit ähnlichem Ladungs zu Masse Verhältnis bis zum Target gelangen. Durch entsprechende *Beamchargecuts* kann man jedoch die gewünschten Elemente mit hoher Statistik selektieren. Bei den ersten Runs für 40A GeV C+C wurde die Kallibration der Beam- Ladungs- Information geändert Abb. 5.3. Bei diesen Runs wurde ein jeweils entsprechender Cut verwendet Tab. 5.3. Ab dem Run 3247 ist der Online-Trigger so justiert worden daß nur noch Events mit Kohlenstoff aufgezeichnet wurden.

5 Analyse

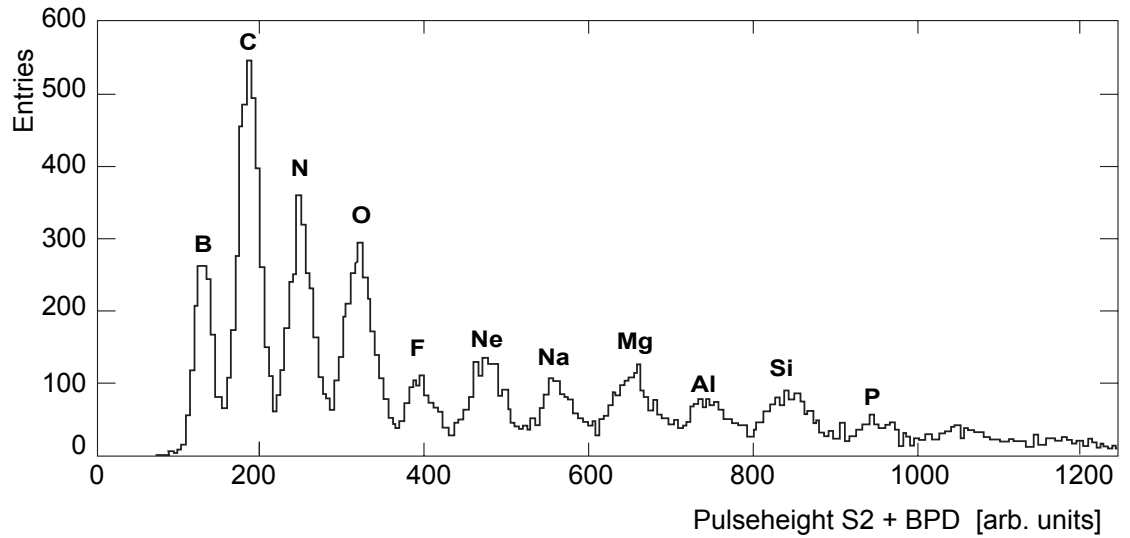


Abbildung 5.2: Fragmentationsstrahl bei 158A GeV [8].

| Run | Beginn cut | Ende Cut |
|---------|------------|----------|
| 3244 | 750 | 830 |
| 3245 | 750 | 830 |
| 3246 | 780 | 870 |
| ab 3247 | 730 | 820 |

Tabelle 5.3: Runabhängige Cuts bei 40A GeV C+C

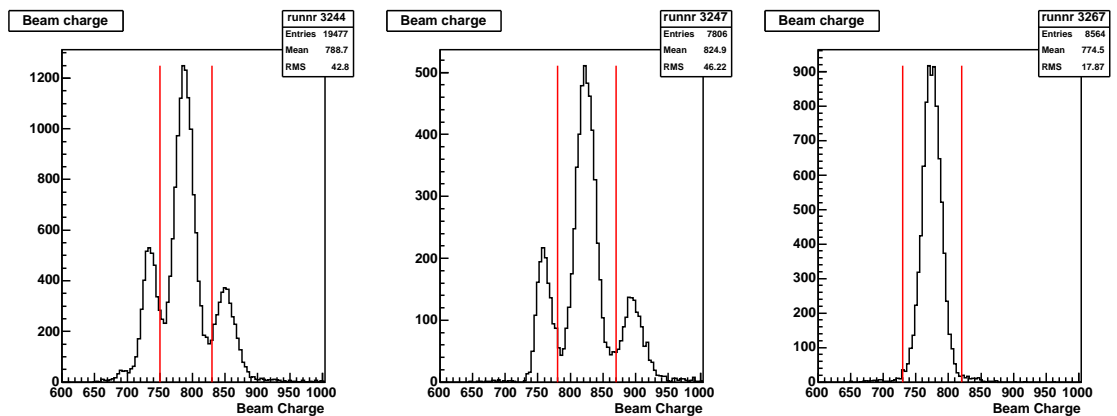


Abbildung 5.3: Verteilung der Beamladung für verschiedene Runs bei 40A GeV C+C. Die Cuts sind als rote Linien eingezeichnet.

Im Datensatz von 40A GeV Si+Si ist die Beamladung unscharf Abb. 5.4 dies liegt an an Problemen in der Offlinerekonstruktion der Beamladung, der Onlinetrigger war jedoch auf Silizium, Aluminium und Phosphor eingestellt, somit wurde für diesen Datensatz ein sehr freier Ladungs- Cut benutzt.

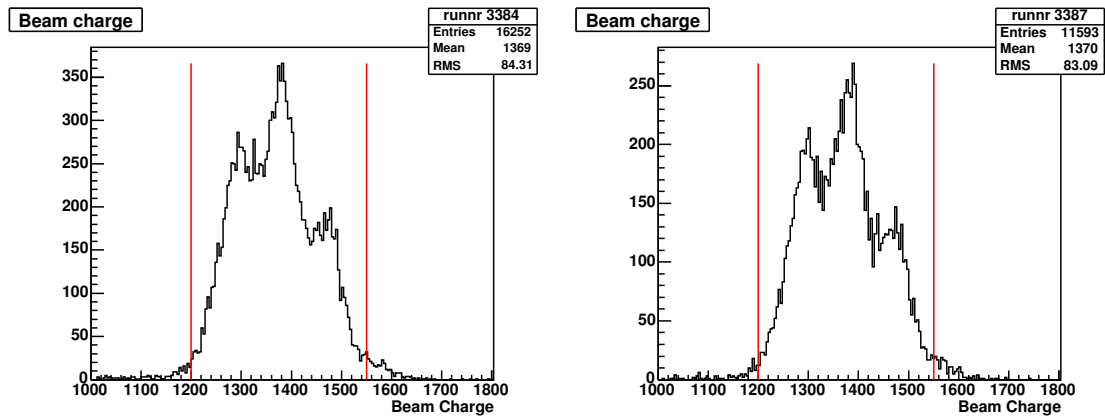


Abbildung 5.4: Verteilung der Beamladung für verschiedene Runs bei 40A GeV Si+Si. Die Cuts sind als rote Linien eingezeichnet.

5.2 Spurschnitte

So wie es bei einem Ereignis zu Problemen bei der richtigen Identifizierung kommen kann, ist dies auch bei den einzelnen Spuren nicht anders. Die Rekonstruktionskette ermittelt die Spuren die vom Hauptvertex stammen. Spuren bei denen die Ladung oder der Impuls falsch oder ungenau bestimmt werden, sind von der weiteren Analyse ausgeschlossen. In Tab. 5.4 sind alle Cuts zusammengefasst.

5.2.1 Track IFlag

Beim kopieren der Daten von DST's zu MiniDST's wird auch die Abfrage nach Track IFlag=0 durchgeführt. Dadurch werden Spuren entfernt bei denen die Rekonstruktionskette nicht bis zum Schluss durchgelaufen ist, da es an irgendeinem Punkt ein Problem gab. Nur Spuren die vollständig rekonstruiert wurden haben Track IFlag=0.

5.2.2 Impulsschnitt

Der Impulsschnitt bei 4 GeV/c ist notwendig da sich die Bethe-Bloch-Kurven von Protonen und Kaonen bei 2 GeV/c schneiden. In diesem Bereich ist es unmöglich Protonen und Kaonen mit Hilfe der dE/dx Daten zu unterscheiden. Beim Schnittpunkt der Bethe-Bloch-Kurven sind die Maxima der dE/dx Kurven für die beiden Teilchenarten an der gleichen Stelle.

5.2.3 Winkelbegrenzung

Zur Verbesserung der Spurqualität wird der Winkelbereich in dem die Spuren analysiert werden eingeschränkt. NA49 hat im Winkelbereich um die Ablenkebene die höchste Akzeptanz und einen geringen Untergrund. Der für die Analyse verwendete Winkelbereich ist auf $\pm 45^\circ$ begrenzt.

5.2.4 Potentielle Punkte

Damit die benutzten Spuren auch wirklich vom Vertex kommen und der spezifische Energieverlust sicher bestimmt werden kann muss die Anzahl der Spurpunkte größer oder gleich 50 sein. Weiterhin ist es wichtig daß Spuren nicht doppelt gezählt werden, ermöglicht wird dies durch die Bedingung 50% der potentiellen Spurpunkte müssen von der Rekonsuktionskette gefunden werden. Die Ermittlung des spezifischen Energieverlusts wird erheblich vereinfacht wenn das Teilchen durch alle TPCs fliegt, deshalb ist eine weitere Bedingung daß jedes Teilchen mindestens einen gefundenen Punkt in einer der Vertex TPCs aufweist.

| | |
|---|----------------------|
| cut | Global dE/dx |
| Track IFlag | =0 |
| right- side tracks | $p_x \cdot q > 0$ |
| Winkel zwischen Spur und Ausleseebene (<i>Wedge- Cut</i>) | $\leq 45^\circ$ |
| Potentielle Punkte | Global: ≥ 50 |
| gefundene / potentielle Punkte | Global: ≥ 0.5 |
| gefundene Punkte | VTPC 1 + 2: ≥ 1 |

Tabelle 5.4: Verwendete Track- Cuts für die verschiedenen Datensätze

5.2.5 Track- Statistik

Nachdem alle notwendigen Ereignis- und Spurschnitte durchgeführt sind, hat sich die Statistik der Ereignisse die analysiert werden deutlich verkleinert. Nur rund 50 Prozent der ursprünglichen Ereignisse sind übrig. Auch die Spuren in den Ereignissen sind weniger geworden. Besonders viele Spuren verschwinden aufgrund des Winkelschnittes und der Bedingung für das Verhältnis zwischen potentiellen Punkten und tatsächlich gefundenen Punkten Tab. 5.5.

5.3 dE/dx Analyse

Mit den Daten die jetzt noch übrig sind können die dE/dx Spektren gefittet werden. Dafür müssen sie jedoch erst einmal erstellt werden. Jeder Datensatz enthält für jede Spur die Impulswerte des Teilchens welches die Spur erzeugt hat. Der gesamte Datensatz wird in 20 Bins für den totalen Impuls unterteilt, wobei das Binning des totalen Impulses logarithmisch ist (1 -100 GeV/c). Ebenfalls werden 20 Bins für den transversalen Impuls erstellt (0-2 GeV/c). Somit ist jeder Datensatz in 20 x 20 Bins unterteilt und wird so als ROOT-Container

| | 40A GeV C+C | 40A GeV Si+Si | 158A GeV C+C | 158A GeV Si+Si |
|--|----------------|------------------|-----------------|-------------------|
| vor Track- Cuts | 2280764 | 3993217 | 7436379 | 20309670 |
| nach right- side- und IFlag- Cut | 1297228 | 2263092 | 3764458 | 10325345 |
| nach Wedge- Cut | 778166 | 1353537 | 1996160 | 5487155 |
| nach pot. Punkte in allen TPC- Cut | 396482 | 716021 | 1073842 | 2934925 |
| nach gefundene / potentielle Punkte Global- Cut | 396154 | 715478 | 1071943 | 2932735 |
| nach gefundene Punkte Cut | 383931 | 693927 | 987538 | 2739715 |

Tabelle 5.5: Anzahl der untersuchten Spuren vor- und nach den Track- Cuts für Globale dE/dx - Analyse

abgespeichert. Natürlich ist nicht in jedem Bin etwas enthalten. Es ist zum Beispiel recht unwahrscheinlich dass es Spuren mit sehr hohem Transversalimpuls und nur geringem totalen Impuls gibt.

Für die Analyse werden nur Bins verwendet in denen mehr als 1000 Einträge sind. Erst dann ist es möglich an dieses dE/dx Spektrum die Gauskurven der einzelnen Teilchensorten zu fitten. Die Fitroutine setzt zunächst den Pionen-Peak fest, da sich dieser als höchster Peak sehr leicht identifizieren lässt. Zur Kontrolle werden die Peakpositionen zusammen mit der Bethe- Bloch- Formel gezeichnet Abb. 5.5.

Relativ zu dem Pionen-Peak werden jetzt die Protonen, Kaonen und Elektronen-Peaks ins dE/dx -Spektrum gesetzt 5.1. Dies wird für alle p_T - und Ladungs- Bins eines p - Bins gemeinsam durchgeführt, dadurch erhöht sich die Stabilität des Fits.

$$g(x) = \sum_{i \in \{p, K, \pi, e\}} g_i(x, A_i, x_i \alpha, \delta, \sigma) \quad (5.1)$$

Durch das Fitprogramm wird überprüft wie gut die Summe der Gauskurven zum Spektrum passt. Die Abweichungen werden gespeichert und vor der nächsten Anpassung analysiert. Dabei werden die Positionen und die Höhen der Gauskurven entsprechend den Abweichungen korrigiert.

Sind Beispielsweise die Abweichungen zwischen dE/dx -Spektrum und Summe der Gauskurven positiv, so wird die entsprechende Gauskurve etwas in diese Richtung verschoben und ihre Höhe vergrößert. Als Beispiel soll hier ein einzelnes dE/dx - Spektrum gezeigt werden Abb. 5.6.

Um die dE/dx -Spektren noch besser mit den Gauskurven zu fitten wird der Asymmetrieparameter δ in die Formel 5.2 eingeführt.

$$g_i(x, A_i, x_i, \alpha, \delta, \sigma) = A_i \sum_l \frac{n_l}{N_{tot}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_i}{(1 \pm \delta) \sigma_{i,l}} \right)^2 \right) \quad (5.2)$$

Dies ist notwendig da zum Erstellen der dE/dx -Spektren die truncated-mean-Methode verwendet wurde.

Die Breite der dE/dx -Spektren ist abhängig von der Spurlänge der nachgewiesenen Teilchen. Da im ROOT-Container auch die Spurlängen gespeichert werden,

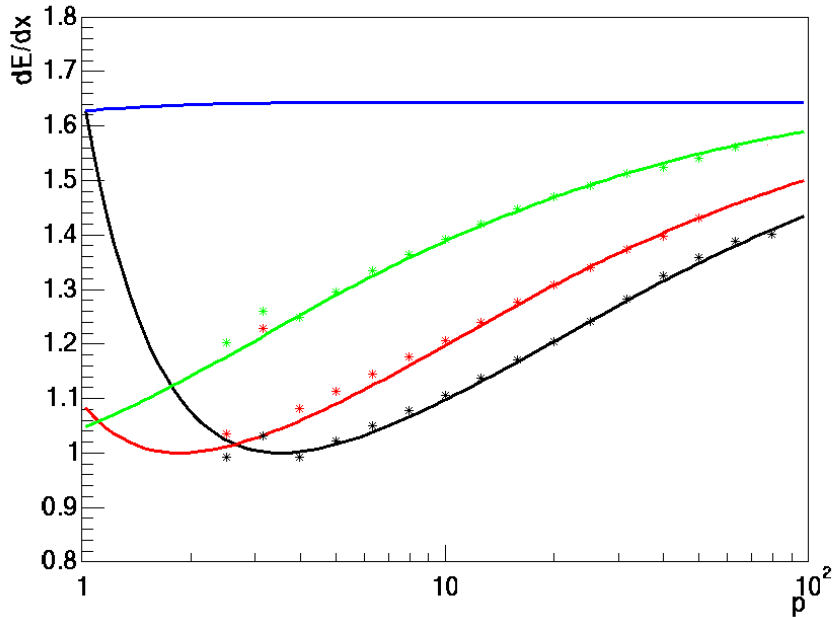


Abbildung 5.5: Die Bethe- Bloch- Funktionen von den folgenden Teilchen sind eingezeichnet: von oben nach unten Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen. Die gemessenen Datenpunkte sind in den gleichen Farben eingetragen.

ist es möglich diese Information zu nutzen. Hierfür nimmt man die Summe der Verteilungen über jede vorhandene Länge l der Spuren. Diese Prozedur wird bis zu 30 mal wiederholt, wobei am Ende die letzten Abweichungen zwischen Spektrum und Fit gespeichert bleiben. Damit dieses Vorgehen korrekt bleibt muss die Breite der Gauss-Verteilung für eine bestimmte Spurlänge mit der Wurzel ihrer Länge skaliert werden 5.3.

$$\sigma_{i,l} = \frac{\sigma x_i^\alpha}{\sqrt{l}} \quad (5.3)$$

Ein weiterer Punkt ist die Abhängigkeit der dE/dx -Breite von der Position des entsprechenden Peaks im dE/dx -Spektrum. Mit dem Exponent α wird dies berücksichtigt. α wurde mit Hilfe der TOF- Methode experimentell auf $\alpha = 0.625$ bestimmt. Werden alle freien Parameter zusammengezählt, dann hat die Fit- Funktion $g(x)$ 10 freie Parameter. Die vier Positionen x_i der Peaks im dE/dx - Spektrum, die vier Amplituden A_i der entsprechenden Peaks, ein Peak pro Teilchenspezies, den Asymmetrieparameter δ und die Breite der Verteilung. Die gesamte Prozedur wird vom Fitprogramm `fit_ptb_asymII.C` durchgeführt und ist von Marco van Leeuwen [23] ausgearbeitet worden. Für die weitere Bearbeitung wird ein 20X20 Bins großer gefitteter ROOT-Container gespeichert.

5.4 Korrekturen

Da sich diese Arbeit mit den geladenen Kaonen befasst, liegt das Augenmerk der folgenden Analyse auf den dE/dx -Fits der Kaonen. Bei den bisher durchgeführten Ereignis- und Spurschnitten wurde einerseits darauf geachtet, daß sich durch die Schnitte die Qualität der Daten erhöht, andererseits aber auch die zur Verfügung stehende Statistik nicht zu sehr beschnitten wird. Diese Vorgehensweise sorgt dafür, daß der Phasenraum in großen Bereichen mit Daten erfasst wird. Die Geometrie des Detektors beeinflusst die Messwerte, dies wird nach dem Fitten der Kaonenpeaks im dE/dx -Spektrum durchgeführt. Eine weitere Korrektur wird wegen des Kaonzerfalls notwendig. Beides wird vom Korrekturprogramm GEANT übernommen. Die nächste Korrektur die GEANT durchführt, ist die Effizienzkorrektur. Diese letzte Korrektur ist im Fall der Kohlenstoff und Silizium Kollisionen aufgrund der geringeren Spurmultiplicität bei weitem nicht so bedeutsam wie bei Blei-Blei Stößen.

Aufgrund der geringen Statistik ist es nicht möglich mit der TOF- $\langle dE/dx \rangle$ Analyse die vordere Hemisphäre auszuwerten. Die Systemsymmetrie der kollidierenden Ionen ist der Grund für die Symmetrie der Verteilungen, aus denen man durch Spiegelung um den mittleren Impuls die totale Multiplizität der Kaonen bestimmen kann.

5.4.1 GEANT Korrekturen

Durch die bereits durchgeführten Spurschnitte die zur Verbesserung der Datenqualität dienen, wird es notwendig diese zu korrigieren. Anders als Ereignischnitte haben Spurschnitte einen erheblichen Einfluss auf die Multiplizitätswerte. Die Eigenschaften des Detektors haben ebenfalls Auswirkungen auf die Ergebnisse und müssen berücksichtigt werden, da der Detektor nicht in jedem Bereich die gleiche Akzeptanz hat. Kaonen die aus dem Hauptvertex kommen können auch zerfallen und sind somit nicht nachweisbar oder erfüllen nicht die Qualitätskriterien der Spurschnitte.

In den folgenden Abschnitten werden die entsprechenden Korrekturen beschrieben.

Geometrische Akzeptanzkorrektur

Bei der Geometrischen Akzeptanzkorrektur wird die Lage der Spuren im Detektor überprüft und die durch die Detektorgeometrie verursachten Verluste korrigiert. Durchgeführt werden diese Korrekturen vom Simulationsprogramm GEANT, dieses ist ausführlich in [17] beschrieben. In dem Programm ist der genaue Aufbau des NA49-Detektors gespeichert. Die Teilchen die vom Eventgenerator im Target erzeugt werden können durch das Magnetfeld und die TPC's verfolgt werden. Da das reale Magnetfeld vermessen wurde und die Daten auch in GEANT verwendet werden ist es möglich elektromagnetische Prozesse die die Flugbahn beeinflussen zu berechnen weiterhin werden andere physikalische Prozesse beachtet wie Vielfachstreuung, Zerfälle, hadronische Interaktionen und Ionisation der Gasatome sowie die dadurch resultierenden δ -Elektronen. GEANT

5 Analyse

simuliert nicht nur die TPC's sondern auch die TOF-Wände und die Kalorimeter. Die Summe der Korrekturen ist in Abb. 5.7 dargestellt.

Zerfallskorrektur

Aufgrund der kurzen Lebensdauer von Kaonen zerfallen diese teilweise noch im Detektor. Ist jedoch ein Kaon vor Erreichen notwendigen der Qualitätsbedingungen zerfallen, so wird es bei der Ermittlung der Multiplizität nicht berücksichtigt.

Dieser Effekt wird in der Simulation von GEANT berechnet und korrigiert 5.7. Geladene Kaonen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von $t = 1.2384 \pm 0.0024 * 10^{-8}$ s. Der wichtigste leptonische Zerfallskanal ist $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ (63.4%), der bedeutendste hadronische Zerfall ist $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi_0$ (23.1%) .

Effizienzkorrektur

Bei Ereignissen mit hoher Spurmultiplicität kommt es vor das die Rekonstruktionskette nicht alle Spuren sauber trennt oder nicht alle Spuren erkennt. Dies geschieht insbesondere in den VTPC's da sich die Spuren dort sehr dicht beieinander befinden. Zum ermitteln der Effizienzkorrektur können zwei verschiedene Methoden verwendet werden. Zum einen werden komplette Ereignisse simuliert und rekonstruiert um möglichst reale Ereignisse zu bekommen. Zum anderen werden reale Ereignisse mit zusätzlichen Kaonen ergänzt. Danach wird jeweils überprüft wie viele der Teilchen tatsächlich von der Rekonstruktionskette gefunden werden. Beide Methoden erfordern einen erheblichen Rechenaufwand der die Rechenzeit der normalen Analyse mehrfach übersteigt. Deshalb soll jetzt kurz berechnet werden wie groß die Effizienzkorrektur ist. In der früher durchgeführten Untersuchung von Blei- Blei- Stößen bei 158A GeV erreichten die Korrekturen bis zu 10% [17, 23]. Bei Blei- Blei- Stößen bei 40A GeV waren die Korrekturen nur noch 2%. Wird jetzt noch einbezogen das die Multiplizitäten der erzeugten Teilchen bei Si +Si Ereignissen rund sieben mal kleiner sind als bei Blei- Blei- Stößen und bei Kohlenstoff- Kollisionen noch kleiner.

Somit sind Korrekturen von rund 0.5% zu erwarten. Aus diesem Grund ist in dieser Analyse keine Effizienzkorrektur durchgeführt worden.

Summe der Korrekturen

Mit dem Programm `mymake_ypt.C` werden die berechneten Korrekturen auf die Amplituden der dE/dx - Spektren angewandt. Ergänzend zu den geometrischen Korrekturen wird der Right- Side- Track- Cut und der Wedge- Cut berücksichtigt 5.7. Zusammen ergeben sich folgende Korrekturen:

$$\frac{d^2n}{dp dp_T} = \left(\frac{d^2n}{dp dp_T} \right)_{unkorr} \cdot [c_{geom}(p, p_T) \cdot c_{dec}(p, p_T)]^{-1} \quad (5.4)$$

Die korrigierten Spektren werden erneut gespeichert und in der Nachfolgenden Analyse benutzt.

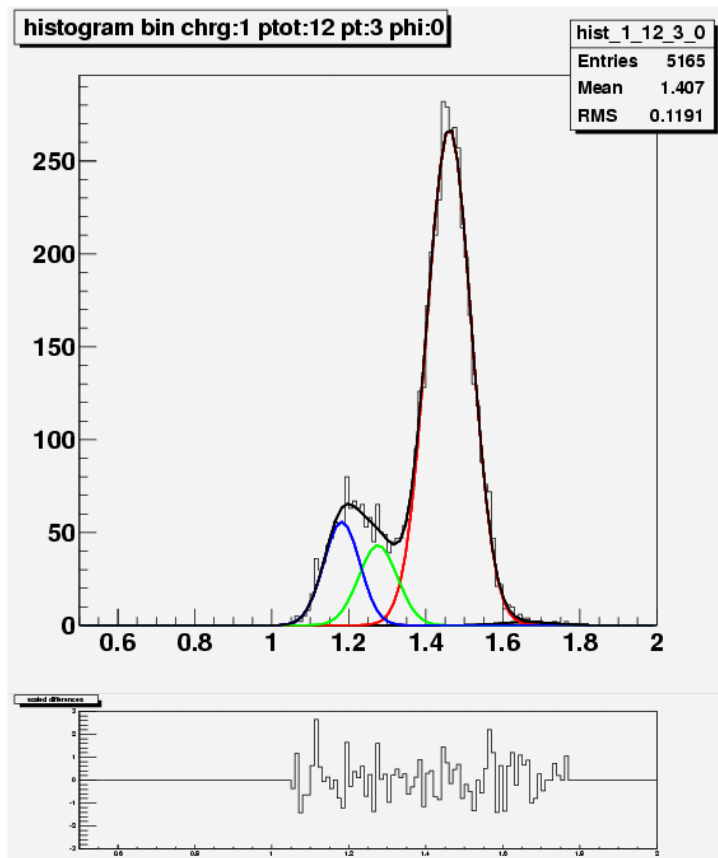


Abbildung 5.6: Die unterschiedlichen Farben der Gauskurven kennzeichnen die verschiedenen Teilchenspezies: Rot=Pionen, Grün=Kaonen, Blau=Protonen und die schwarze kurve repräsentiert die Summe der Gauskurven. Dieser Plot entstammt der C+C 158A GeV Analyse, die gezeigten Teilchen sind positiv geladen. Das Histogramm zeigt die Werte bei $p=15.8\text{GeV}$ und $p_T=0.3\text{GeV}$.

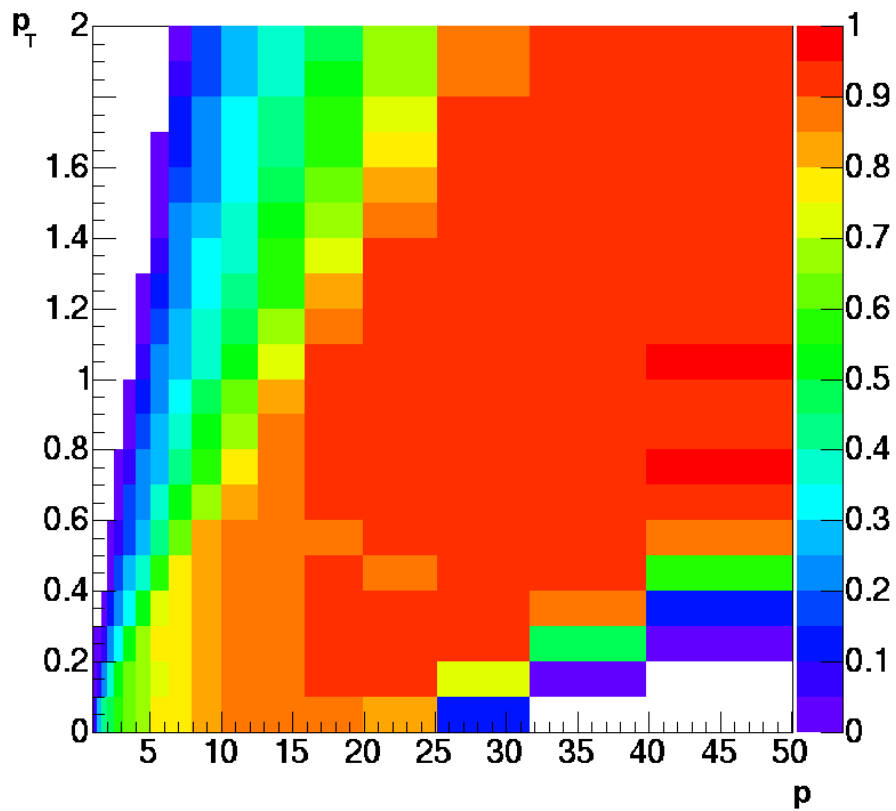


Abbildung 5.7: Kehrwerte der Geantkorrekturen in p pt Bin's (rot bedeutet fast keine Korrekturen, blau große Korrekturen) In dieser Abbildung sieht man dass nur an den Rändern größere Korrekturen notwendig sind. Da die Statistik in diesen Binns zu klein ist werden sie nicht für die Analyse verwendet.

6 Ergebnisse

6.1 Zentralitätsbestimmung der Datensätze

Da Kerne ausgedehnte Körper sind, ist jede schwerion Kollision unterschiedlich stark. Die Kerne können sich nur streifen oder direkt aufeinanderprallen. Die sogenannte Zentralität einer Kollision ist ein Anzeichen für die Größe des Volumens in dem die Kernmaterie interagiert. Durch Bestimmung der Zentralität ist es möglich die Anzahl der *wounded nucleons* $\langle N_W \rangle$ und die der *participants* $\langle N_P \rangle$ zu bestimmen. Die Zentralität ist definiert als Verhältnis zwischen Wirkungsquerschnitt der Reaktion und dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt [24]

$$C = \frac{\sigma_{trig}}{\sigma_{inel}} \quad (6.1)$$

Aus der Triggerrate des Experimentes und der Targetkonfiguration kann der Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnet werden

$$\sigma_{trig} = R_{trig} \cdot \left(\frac{M}{\rho \cdot d \cdot N_A} \right) \quad (6.2)$$

Dabei ist M die Molmasse der Targetatome, d die Dicke des Targets und ρ seine Dichte. N_A ist die *Avogadro-Konstante* $N_A = 6.0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. Zur Bestimmung der Triggerrate wird die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit R_{trig} berechnet:

$$R_{trig}(A) = \left[\left(\frac{N_{trig}}{B_{gated}} \right)_{target\ in} - \left(\frac{N_{trig}}{B_{gated}} \right)_{target\ out} \right] \quad (6.3)$$

N_{trig} ist die Anzahl der Events, auf die getriggert wurde, und B_{gated} die Anzahl der Strahlteilchen, die zum gleichen Zeitpunkt am Target ankommen.

Das Verhältniss N_{trig}/B_{gated} wird dabei dem Logbuch entnommen, welches bei jeder NA49 Schicht geführt wird. In der Formel ist bereits die Wechselwirkung ohne Target abgezogen. Die Information dafür erhält man aus einem Run ohne Target.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Triggerrate ist durch Messung des Z- Vertex der Reaktion das Verhältnis der Reaktionen im Target zu allen Reaktionen bestimmen

$$R_{trig}(B) = \left(\frac{N_{trig}}{B_{gated}} \right)_{target\ in} \cdot \left(\frac{\text{Reaktionen im Target}}{\text{alle Reaktionen}} \right) \quad (6.4)$$

Die dritte Methode benutzt die Daten die in den mini- DSTs gespeichert sind, diese Methode wird von C.Alt benutzt. Für die Berechnung wird die Zahl der

6 Ergebnisse

Strahlteilchen gespeichert die das Experiment bis zum nächsten Event passiert haben. Die Wahrscheinlichkeit eine Bestimmte Zahl von Strahlteilchen zu zählen ist:

$$\begin{aligned}
P(\Delta B_{gated}) &= p(2 \text{ akzeptierte Events}) \\
&\cdot p((\Delta B_{gated} - 2) \text{ nicht getriggerte bzw. akzeptierte Events}) \\
&= p^2 \cdot (1 - p)^{\Delta B_{gated} - 2} \\
&= p^2 \cdot \exp((\Delta B_{gated} - 2) \ln(1 - p)) \\
&= p^2 \cdot (1 - p)^{-2} \cdot e^{\Delta B_{gated} \ln(1-p)} \\
&= A \cdot e^{D \cdot \Delta B_{gated}}
\end{aligned} \tag{6.5}$$

$p = 1 - e^D$ entspricht der Wahrscheinlichkeit das auf ein Event getriggert und es akzeptiert wurde. Mit einer ähnlichen Vorgehensweise wie zuvor wird jetzt der Untergrund abgezogen. Die dritte Methode wird bei Pb+Pb Kollisionen benutzt und ist genauer als die beiden anderen, aus diesem Grund wird sie auch in dieser Analyse benutzt Die Tabelle 6.1 fast die benutzten Werte und

| | $C + C$ 40 AGeV | $Si + Si$ 40 AGeV | $C + C$ 158 AGeV | $Si + Si$ 158 AGeV |
|---------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| d | 10mm | 5mm | 10mm | 3.05mm |
| ρ | 1.84 g/cm ³ | 2.33 g/cm ³ | 1.84 g/cm ³ | 2.33 g/cm ³ |
| M | 12.01 | 28.09 | 12.01 | 28.09 |
| R_{trig} | 5.09% | 1.29% | 1.18% | 0.368% |
| σ_{trig} | 551.7 mb | 516.5 mb | 127.9 mb | 131 mb |
| σ_{inel} [?] | 856 mb | 1768 mb | 856 mb | 856 mb |
| C | (65.7 ± 2)% | (29.2 ± 2)% | (14.9 ± 2)% | (15.3 ± 2.4)% |

FRITIOF- Rechnungen

| | | | | | |
|-----------------------|---------|---------|---------------|---------|---------|
| $\langle b \rangle$ | 2.23 fm | 2.63 fm | 1.8 ± 0.01 fm | 1.51 fm | 1.81 fm |
| $\langle N_W \rangle$ | 9.343 | 32.21 | 15.9 | 15.9 | 39.9 |

Venus- Rechnungen

| | | | | | |
|-----------------------|---------|--------|--|----------------|------------|
| $\langle b \rangle$ | 3.07 fm | 2.9 fm | | 1.88 ± 0.07 fm | 2 ± 0.1 fm |
| $\langle N_W \rangle$ | 8.279 | 28.68 | | 13.9 | 37 |
| $\langle N_P \rangle$ | 10.976 | 37.23 | | 16.6 | 43.3 |

Mittelwerte

| | | | | |
|-----------------------|----------------|----------------|--------------|------------|
| $\langle b \rangle$ | 2.65 ± 0.84 fm | 2.77 ± 0.27 fm | 1.9 ± 0.2 fm | 2 ± 0.2 fm |
| $\langle N_W \rangle$ | 8.81 ± 1.1 | 30.45 ± 3.5 | 14 ± 2 | 37 ± 3 |

Für die Berechnung von R_{trig} und allen daraus folgenden Werten wurde die Methode C verwendet. Die Fehler in $\langle b \rangle$ und $\langle N_W \rangle$ bei den Mittelwerten wurden als die Unterschiede der beiden verwendeten Modelle definiert. Diese dominieren den gesamten Fehler. Die Werte von 158A GeV C+C 3mm - Target und 158A GeV Si+Si wurden in Ref. [24] berechnet.

Tabelle 6.1: Zentralitäten der verwendeten Datensätze.

resultierenden Ergebnisse zusammen. Die Werte bei 158A GeV stammen von C.Höhne [24]. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt bei 40A GeV wurde entsprechend dem bei 158A GeV gewählt.

Zur Berechnung der Anzahl der wounded Nucleons wurde das FRITIOF 7.0 Modell verwendet. Bei C.Höhe wurde $\langle N_W \rangle$ zusätzlich mit dem Venus- Modell berechnet. Mit FRITIOF können Kern- Kern- Kollisionen simuliert werden, es beruht auf dem String- Hadronischen Modell. Für Kerne $A < 16$ (z.B. C) wird ein harmonisches Oszillator- Schalenmodell benutzt:

$$\rho(r) = \frac{4}{\pi^{3/2}d^3} \left[1 + \frac{A-4}{6} \left(\frac{r}{d} \right)^2 \right] e^{-r^2/d^2} \quad (6.6)$$

$$d^2 = \left(\frac{5}{2} - \frac{4}{A} \right)^{-1} (< r_{ch}^2 >_A - < r_{ch}^2 >_p) \quad (6.7)$$

Bei Kernen $A > 16$ (z.B. Si) wird eine Wood- Saxon- Dichteverteilung angenommen:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0A^{1/3}}{C}\right)} \quad (6.8)$$

$$r_0 = 1.16 \cdot \left(1 - 1.16 \cdot A^{-2/3} \right) fm \quad (6.9)$$

Mit diesem Modell können die Target und Projektil Spektatoren berechnet werden. Sie sind in der Tabellen 6.1 zusammengefasst.

6.2 Transversalimpuls- Spektren

Aus dem gefitteter und korrigierten ROOT- Container werden die Amplituden der Kaon- Gaußfunktion zur Erstellung der Transversalimpuls- Spektren benutzt. Dafür werden die Impulsspektren $d^2n/(dp dp_T)$ in Rapiditätsspektren $d^2n/(dy dp_T)$ umgerechnet. Diese Umrechnung wird in den folgenden Zeilen und Formeln beschrieben.

Zur Erzeugung eines Rapiditätsspektrums sollte wir uns erst einmal anschauen wie die Rapidität definiert ist,

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z} \right) \quad (6.10)$$

mit

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \quad (6.11)$$

dabei ist p der Impuls des Teilchens und m die Masse des Teilchens.

Der Longitudinalimpuls wird einfach durch Abzug des transversalen Impulses vom gesamten Impuls bestimmt,

$$p_Z = \sqrt{p^2 - p_T^2} \quad (6.12)$$

Werden die Gleichungen 6.11 und 6.12 in die Gleichung 6.10 eingesetzt so ist der Umrechnungsfaktor als

$$\frac{dy}{dp} = \frac{d}{dp} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p^2 + m^2} + \sqrt{p^2 - p_T^2}}{\sqrt{p^2 + m^2} - \sqrt{p^2 - p_T^2}} \right) \right] = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2} \sqrt{p^2 - p_T^2}} = \frac{p}{E p_Z} \quad (6.13)$$

6 Ergebnisse

definiert. Die Umrechnung der Bininhalte erfolgt mit der „Kettenregel“ :

$$\frac{d^2n}{dp dp_T} = \frac{dy}{dp} \cdot \frac{d^2n}{dy dp_T} \quad (6.14)$$

Die so erhaltenen Spektren füllen aufgrund der geringen Statistik den p_T - Bereich nicht ganz aus. Mit einer Boltzmann- Verteilungsfunktion wird jedes Rapiditätsbin einzeln gefittet.

$$\frac{d^2n}{dy dp_T} = C p_T \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \quad (6.15)$$

Wie bereits zuvor ist p_T der Transversalimpuls, $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ die transversale Masse und T (der Inverse Slope Parameter). Die beiden Parameter C und T sind dabei die freien Parameter der Fitfunktion. Aufgrund der Akzeptanz gibt es nicht im gesamten p_T - Bereich Daten. Aus diesem Grund werden die Daten mit einem Wert c_{p_T} 6.16 korrigiert, der den Anteil von $\frac{dn}{dy}$ angibt, der innerhalb der p_T - Akzeptanz liegt.

$$c_{p_T} = \frac{\int_{\text{Akzeptanz}} p_T \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) dp_T}{\int_0^\infty p_T \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) dp_T} \quad (6.16)$$

Daraus ergeben sich die Punkte des Rapiditätsspektrums wie folgt:

$$\frac{dn}{dy} = \left[\sum_{\text{Akzeptanz}} \frac{d^2n}{dy dp_T} \Delta p_T \right] / c_{p_T} \quad (6.17)$$

Im folgenden Abschnitt werden die Transversal- Impuls- Spektren für die verschiedenen Kollisionssysteme und Energien gezeigt. Bei den 158A GeV Spektren sind auch die Werte von Claudia Höhne [24] eingetragen somit ist auch ein Vergleich möglich. Die Fehler der einzelnen Punkte sind nur die statistischen Fehler, systematische Fehler werden später beschrieben. Da ich an dieser Stelle zum ersten Mal die Datenpunkte von C.Höhne und mir gemeinsam auf einem Plot zeige, und es bei C+C 158A GeV um Midrapidity Abweichungen gibt, möchte ich eine kurze Zusammenfassung der Unterschiede in der Analyse geben.

Der erste Unterschied den es bei der Kohlenstoff- Analyse gibt ist die Statistik. C.Höhne benutzt nur den 3mm Run und hat dadurch nur 104500 Events zur Verfügung. In dieser Analyse konnte zusätzlich der 10mm Run benutzt werden somit beruht sie auf 221000 Events. Ein weiterer Unterschied ergibt sich bei den Cuts C.Höhne hat bei Ihrer Analyse den Winkelschnitt auf 30° begrenzt, in meiner Analyse ist der Winkel mit 45° offener. Bei der Mindestanforderung von Punkten die eine Spur haben muss um akzeptiert zu werden ist C.Höhne auf 30 Punkte herab gegangen um ihre Statistik zu verbessern. Mit 50 Punkten als minimum habe ich an dieser Stelle einen strengeren Cut. Ein wichtiges Kriterium bei der dE/dx Analyse ist die Anzahl der Spuren die für einen Bin als

6.2 Transversalimpuls- Spektren

Minimum gelten. Da es bei sehr wenigen Tracks pro Bin, schwierig für die Fitroutine wird korrekte Resultate zu liefern. In C.Höhnes Analyse ist das Minimum auf 500 tracks pro bin gesetzt, ich habe mich für 1000 Einträge pro bin entschieden da M.van Leeuwens Fitroutine darauf optimiert ist. Dies ist auch der Grund dafür daß meine Analyse mit assymetrie Parameter arbeitet, C.Höhne hat diesen in Ihrer Arbeit weggelassen. Eine weitere Ursache für die Abweichungen ist das unterschiedliche Binning. Das die Abweichungen dennoch nur in der Midrapidity Region sind liegt daran, daß sich die dE/dx Analyse dann sehr an die Cros-over-Region der Bethe- Bloch- Funktion annähert und die Systematischen Fehler groß werden.

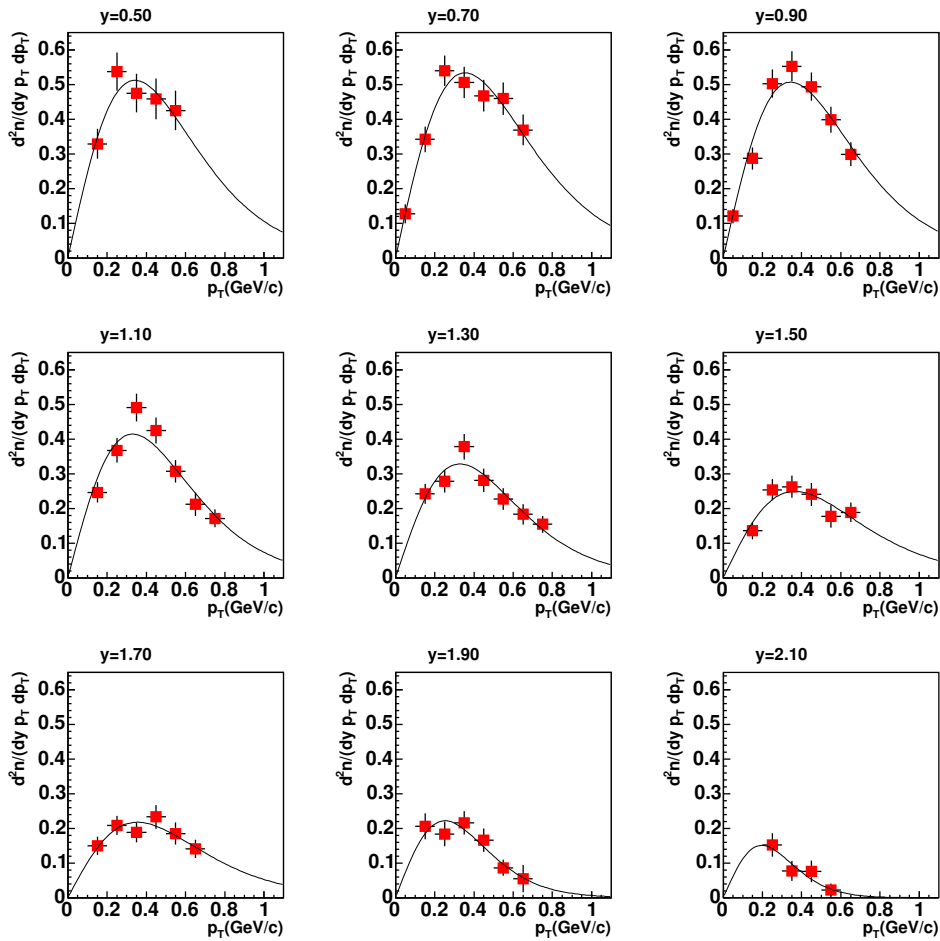


Abbildung 6.1: $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in C+C Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.5 bis 2.1. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14

6 Ergebnisse

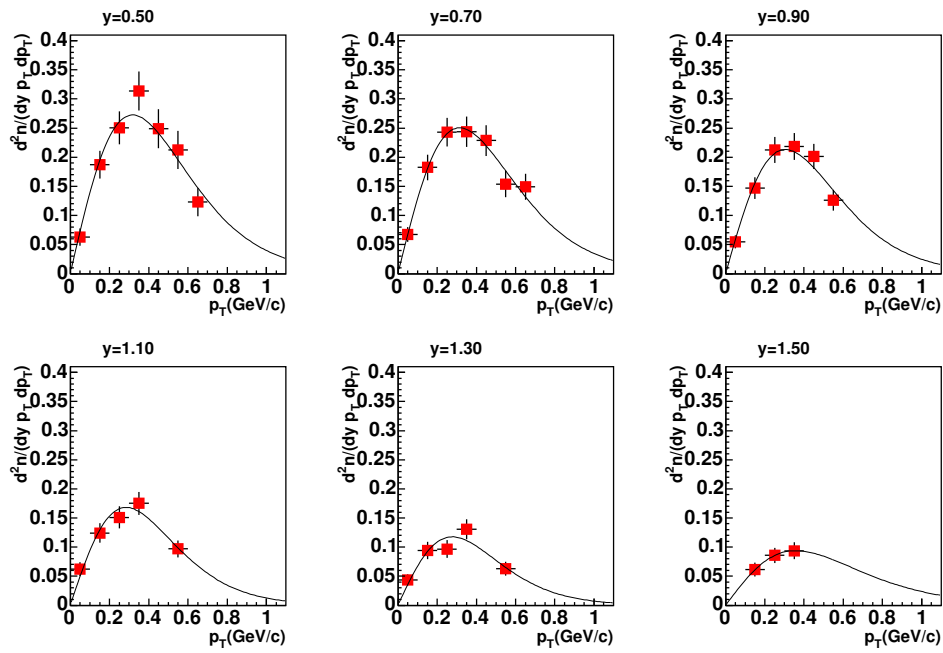


Abbildung 6.2: $d^2n/(dy dp_T)$ - Werte Spektren für K^- Mesonen in C+C Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.5 bis 1.5. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14

6.2 Transversalimpuls- Spektren

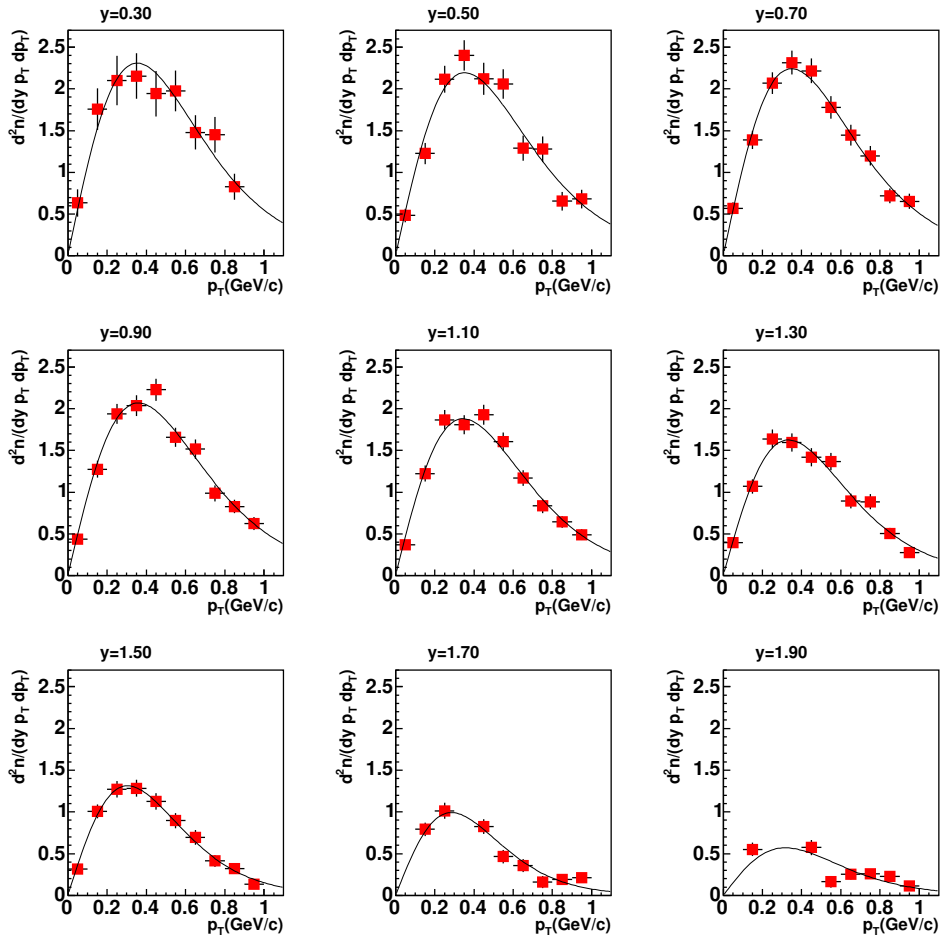


Abbildung 6.3: $d^2n/(dy dp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.3 bis 1.9. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14

6 Ergebnisse

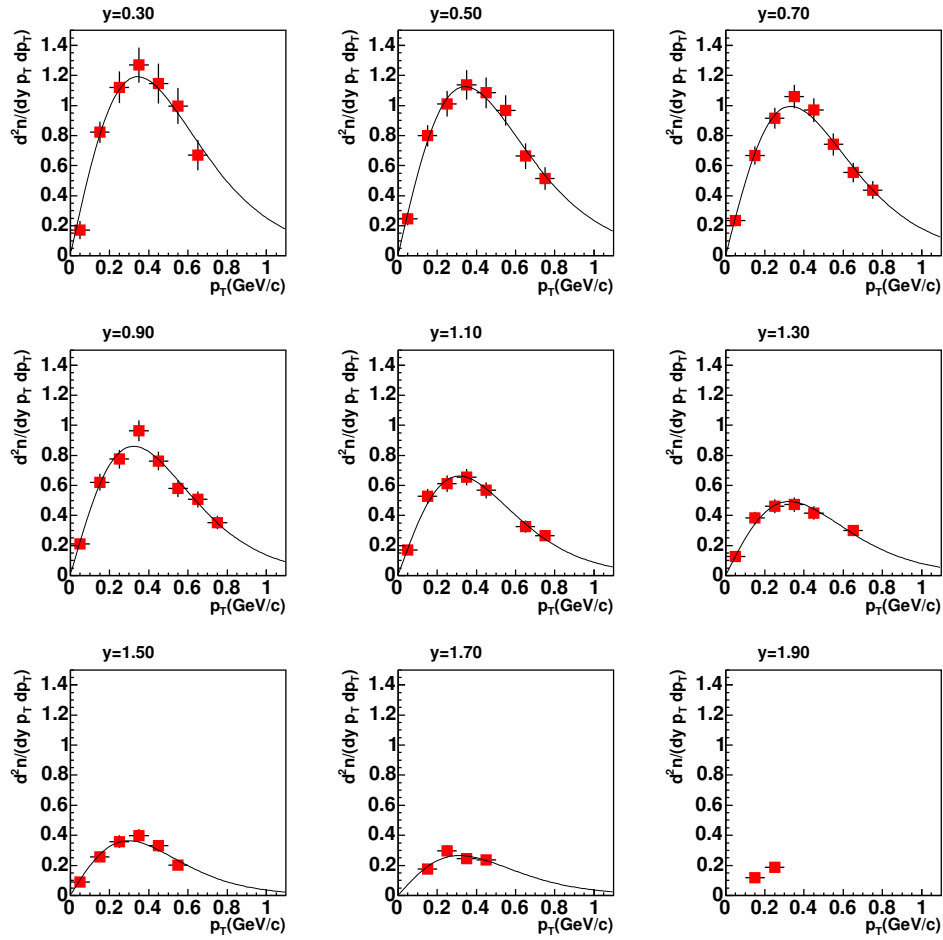
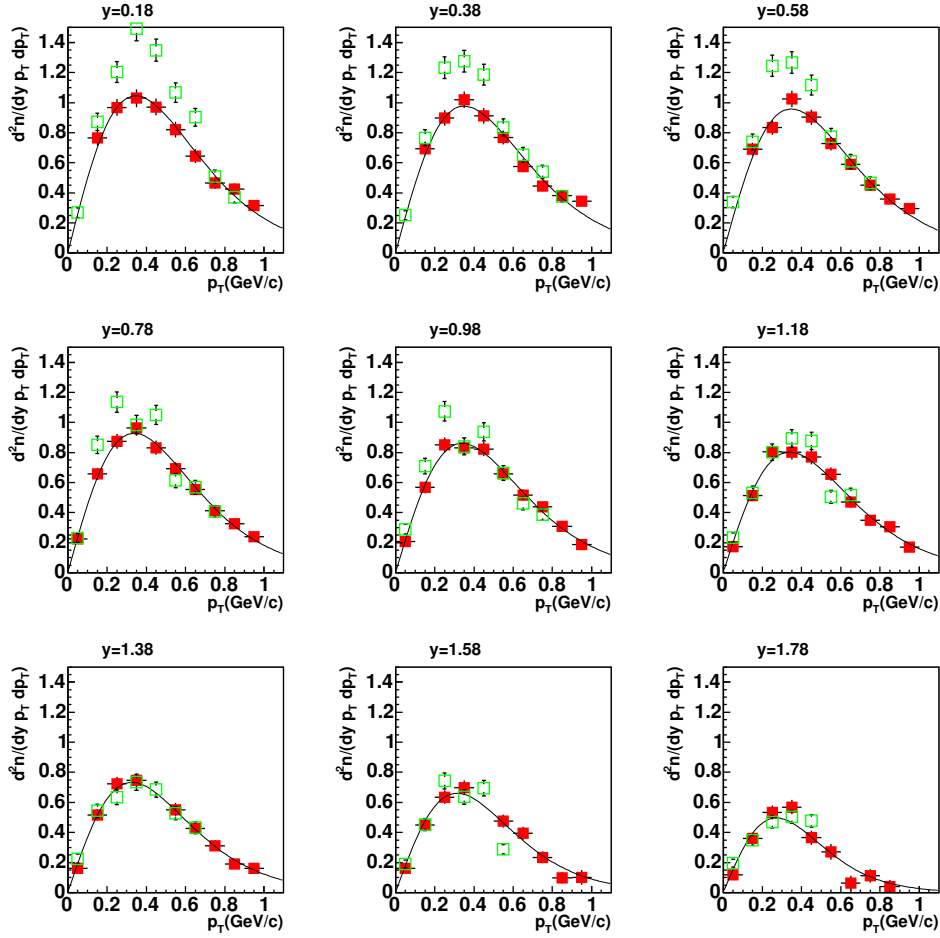


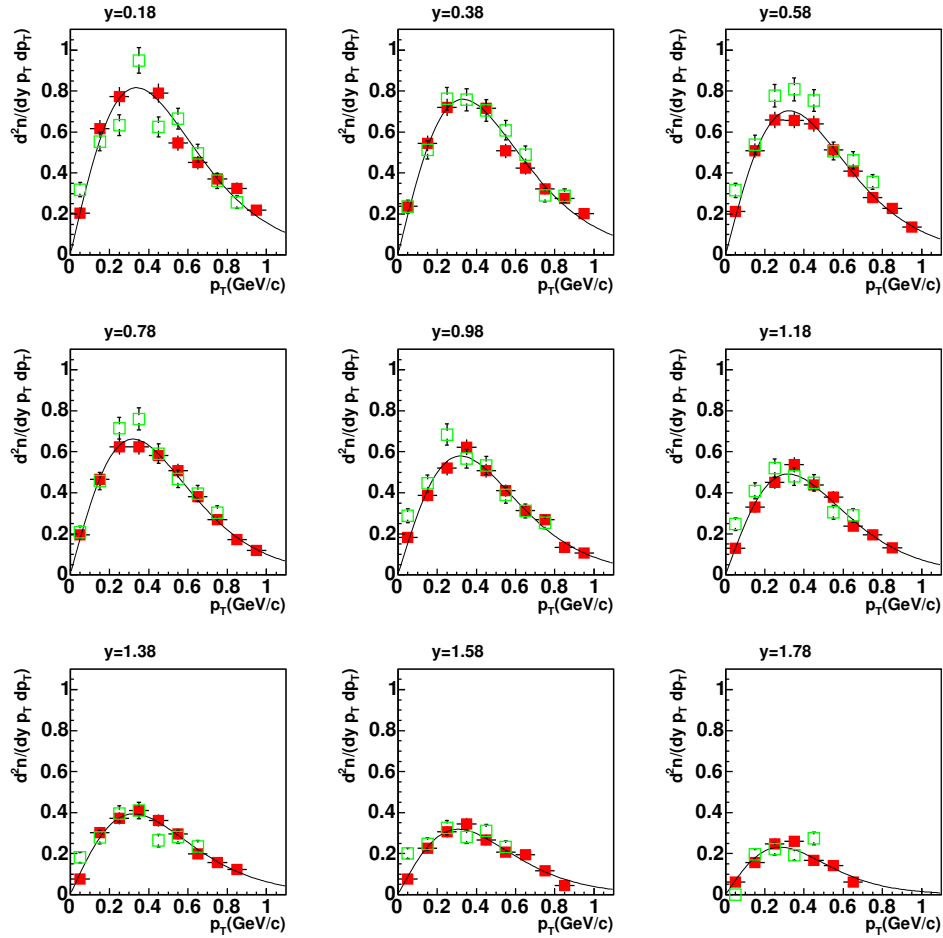
Abbildung 6.4: $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^- Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.3 bis 1.9. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14



rote Quadrate: K^+ , grüne offene Quadrate: K^+ von C. Höhne

Abbildung 6.5: $d^2n/(dy dp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in C+C Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von 0.18 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14.

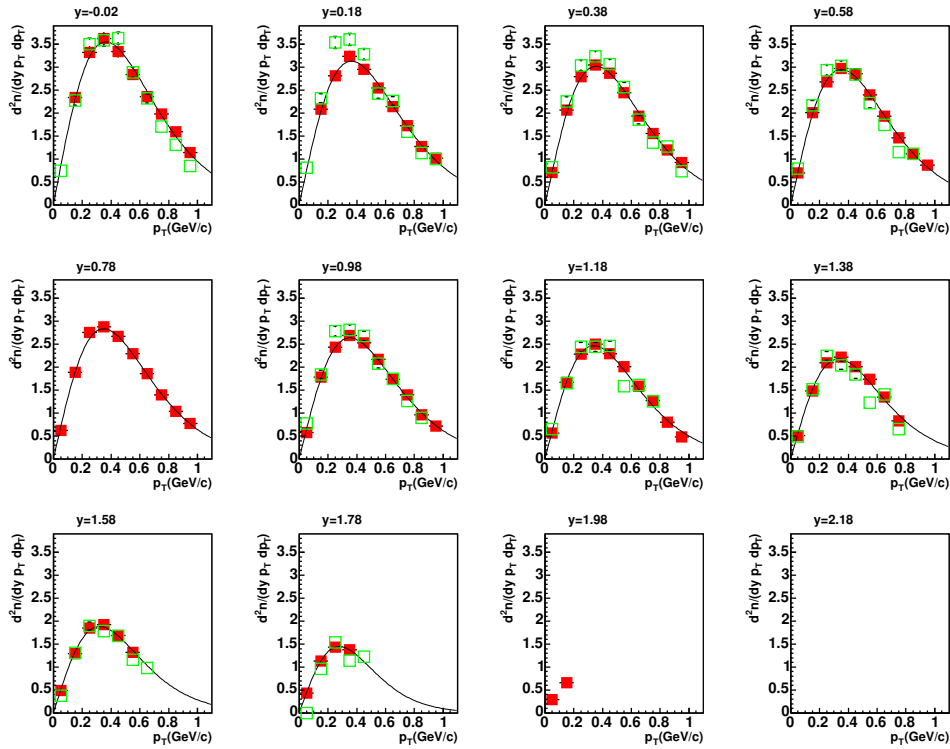
6 Ergebnisse



rote Quadrate: K^- , grüne offene Quadrate: K^- von C. Höhne

Abbildung 6.6: $d^2n/(dy dp_T)$ - Spektren für K^- Mesonen in C+C Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von 0.18 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14.

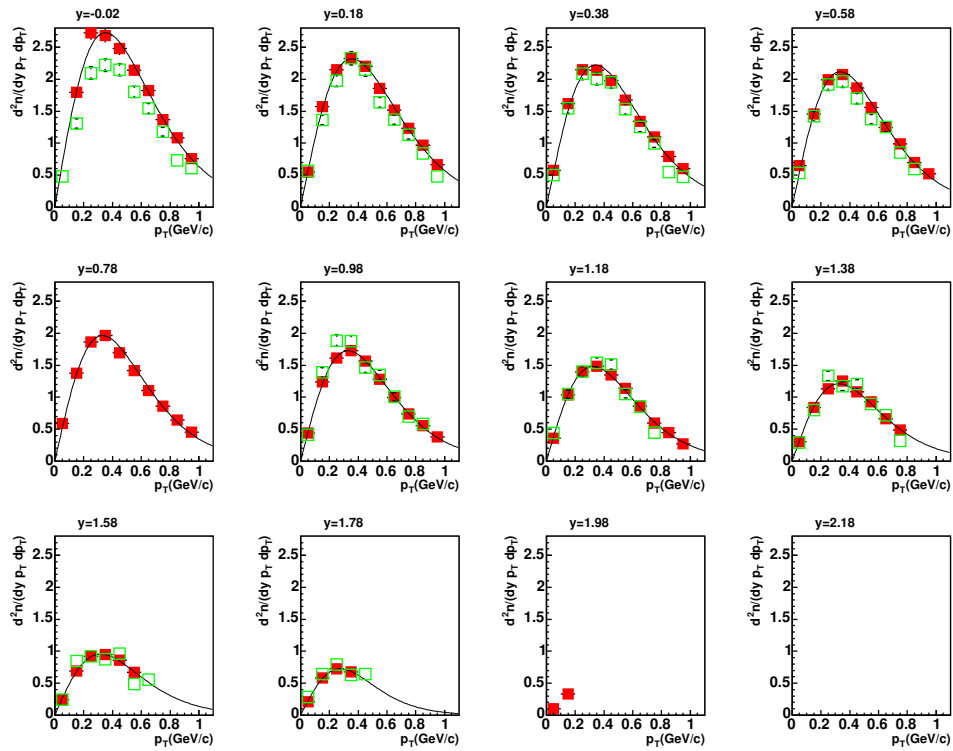
6.2 Transversalimpuls- Spektren



rote Quadrate: K^+ , grüne offene Quadrate: K^+ von C. Höhne

Abbildung 6.7: $d^2n/(dy dp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von 0.22 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14

6 Ergebnisse



rote Quadrate: K^- , grüne offene Quadrate: K^- von C. Höhne

Abbildung 6.8: $d^2n/(dy dp_T)$ - Spektren für K^- Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von -0.02 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14

6.3 Transversale Massenspektren

Bei den eben gezeigten Transversalimpulsspektren ist es leicht zu erkennen ob ein Fit an die Datenpunkte passt oder nicht. Diese Spektren werden oft zu transversalen Massen- Spektren umgerechnet. Im transversalen Massenspektrum ist die Boltzmann- Funktion eine Gerade, da die y- Achse logarithmisch aufgeteilt ist. Ob die Datenpunkte nun systematisch über oder unter dieser Gerade liegen ist gut zu erkennen. Nur bei Kaonen ist es möglich die Daten mit einer einfachen Exponentiellen Funktion zu fitten.

$$\frac{1}{m_T} \frac{d^2 n}{dy dm_T} = C \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \quad (6.18)$$

Wie zuvor ist m_T folgendermaßen definiert:

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (6.19)$$

Dadurch wird die Umrechnung wieder durch die „Kettenregel“ vorgegeben.

$$\frac{1}{m_T} \frac{d^2 n}{dy dm_T} = \frac{1}{m_T} \frac{dp_T}{dm_T} \frac{d^2 n}{dy dp_T} = \frac{1}{p_T} \frac{d^2 n}{dy dp_T} \quad (6.20)$$

Die nachfolgenden Abbildungen der transversalen Massen- Spektren zeigen die verschiedenen Kollisionssysteme und Energien.

6 Ergebnisse

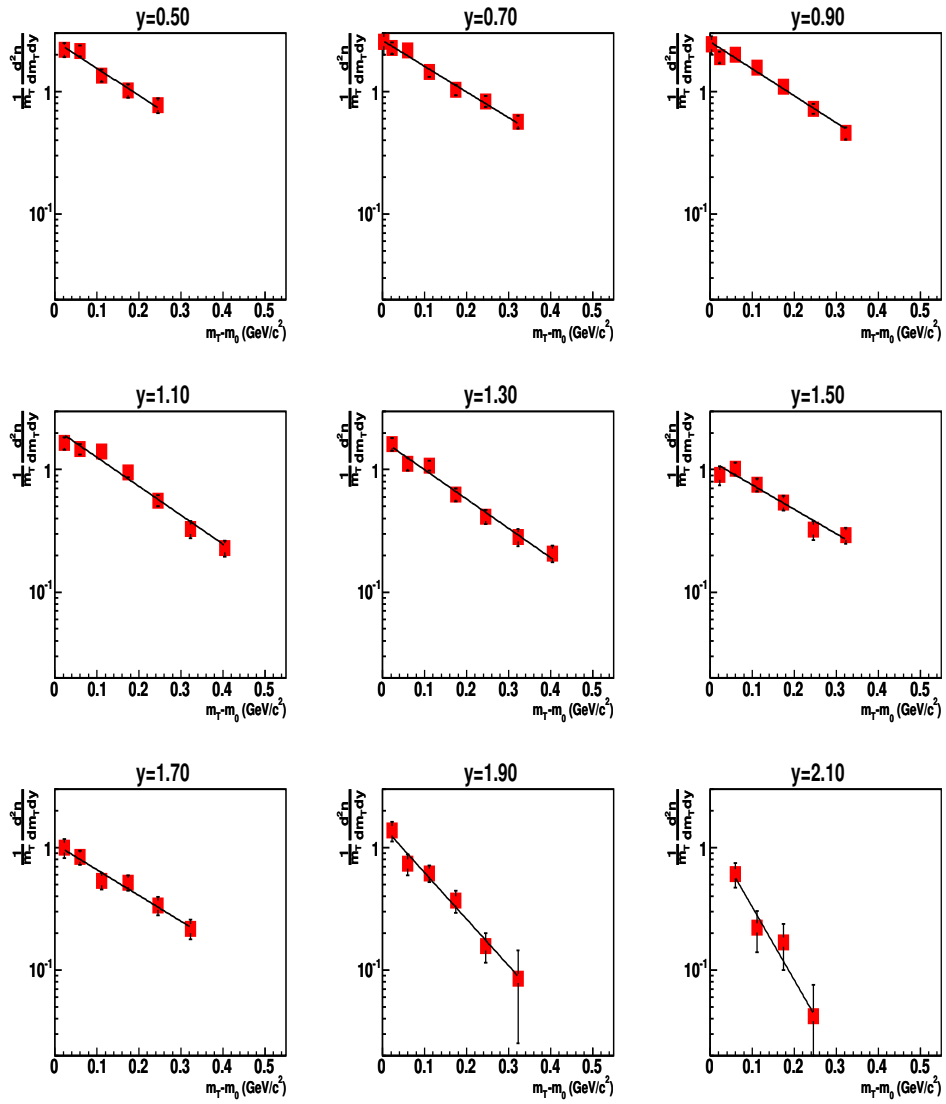


Abbildung 6.9: m_T - Spektren von 40A GeV C+C für K^+ , für die Rapiditäten von 0.5 bis 2.10. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18.

6.3 Transversale Massenspektren

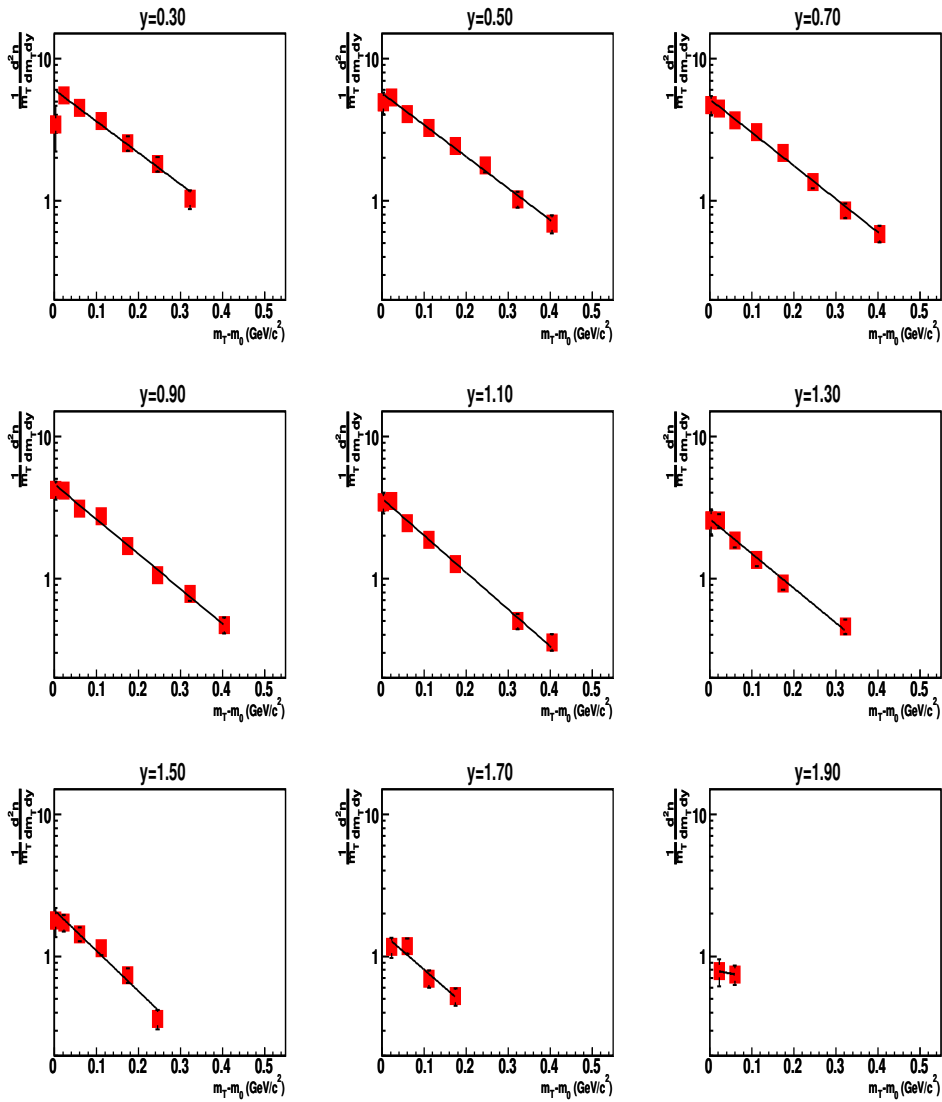


Abbildung 6.10: m_T - Spektren von $40A$ GeV Si+Si für K^- , für die Rapiditäten von 0.3 bis 1.70. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18.

6 Ergebnisse

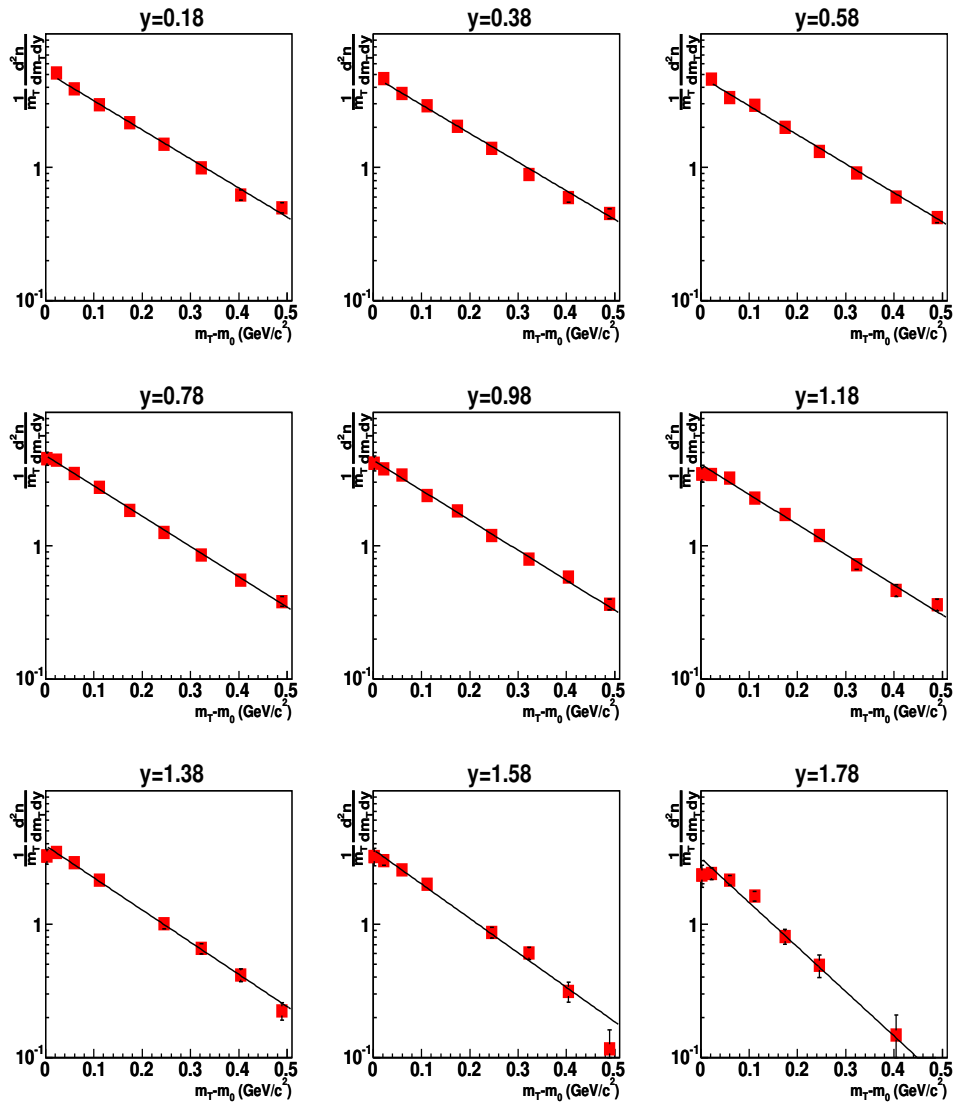


Abbildung 6.11: m_T -Spektren von 158A GeV C+C für K^+ , für die Rapiditäten von 0.18 bis 1.78. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18.

6.3 Transversale Massenspektren

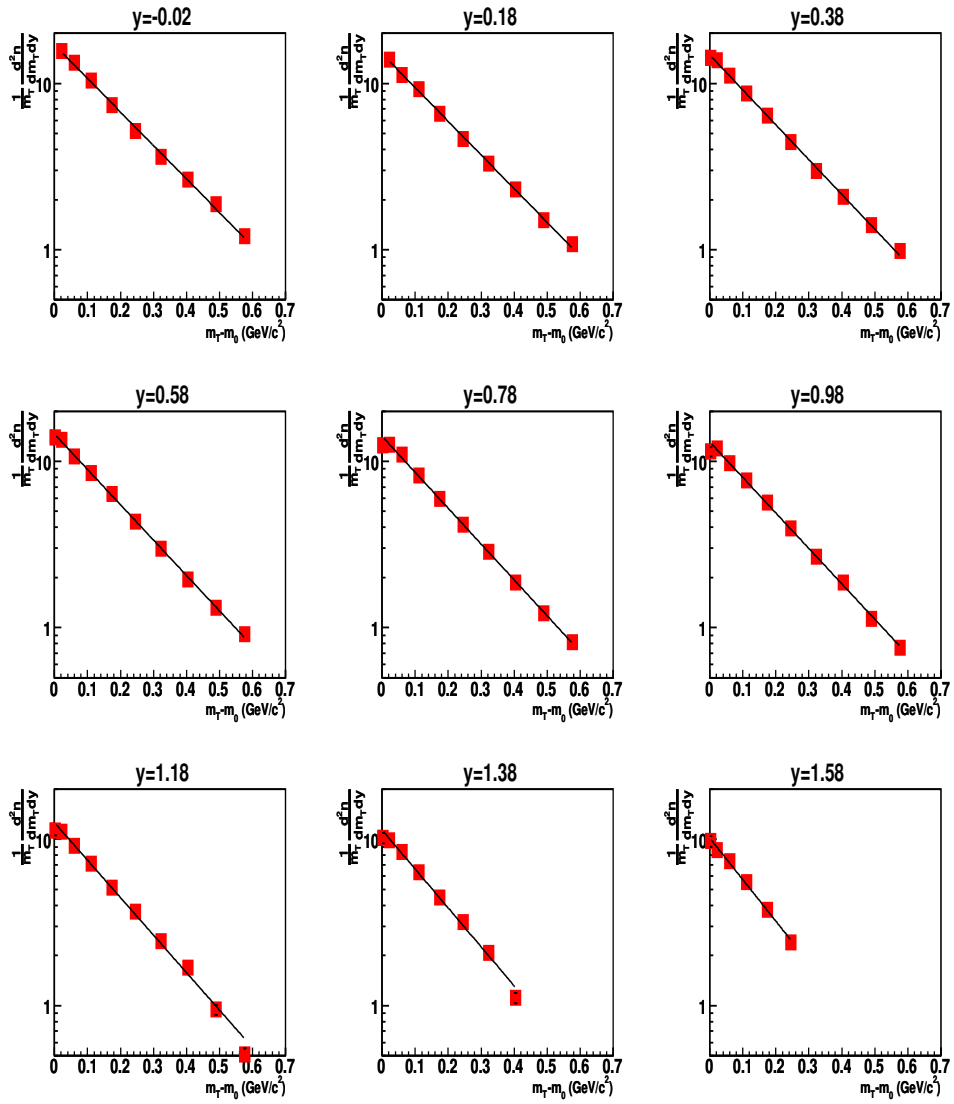


Abbildung 6.12: m_T - Spektren von 158A GeV Si+Si für K^- , für die Rapiditäten von -0.2 bis 1.58. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18.

6.4 Inverse Slope Parameter

In der Gleichung 6.15 wird der freie Parameter T eingeführt. In der Hydrodynamischen Theorie entspricht dieser Parameter der kinetischen *freezeout Temperatur* und hat Einfluss auf den *Flow* der Materie. In den Analysen der Blei-Blei- Stöße [23] zeigte sich daß mit abnehmender Kollisionsenergie die Spektren des Inverse Slope Parameter immer steiler wurden. Die relativ flache Verteilung des T - Parameters bei höheren SPS- Energien wird in statistischen Modellen [3] als Zeichen für einen Phasenübergang zwischen Hadronengas und Quark-Gluon- Plasma interpretiert.

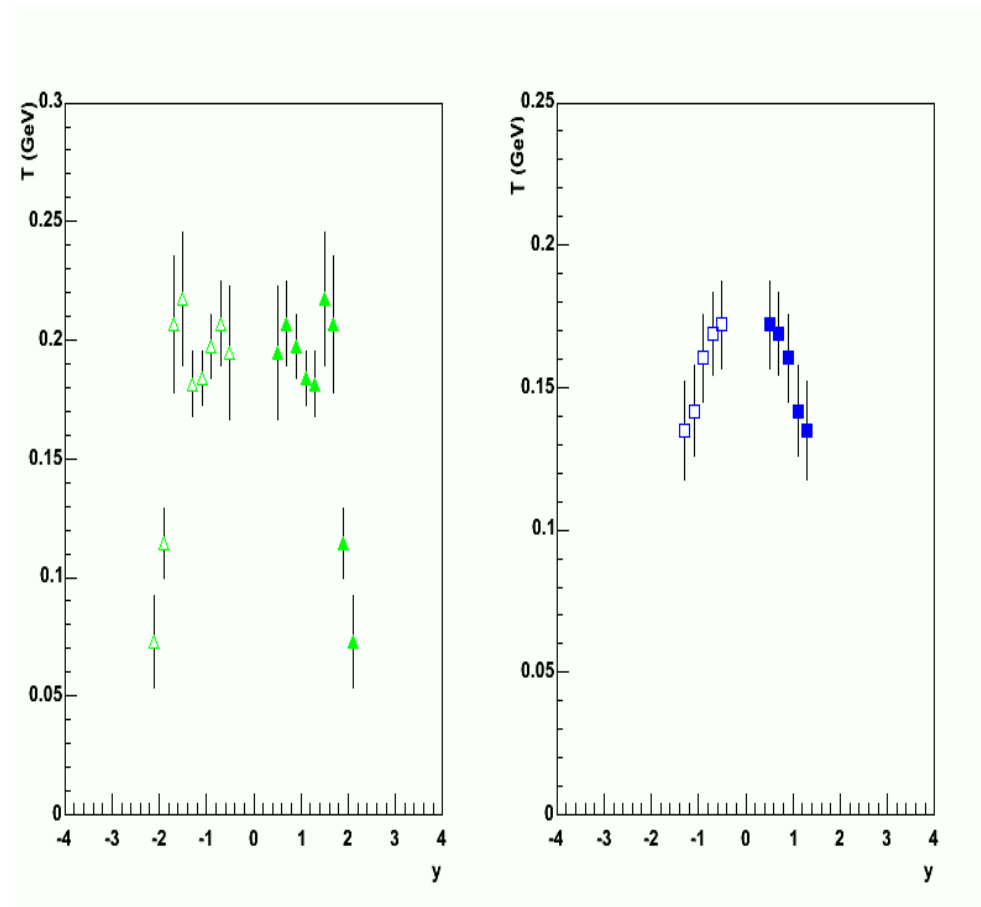


Abbildung 6.13: Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für 40A GeV C+C. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen.

6.4 Inverse Slope Parameter

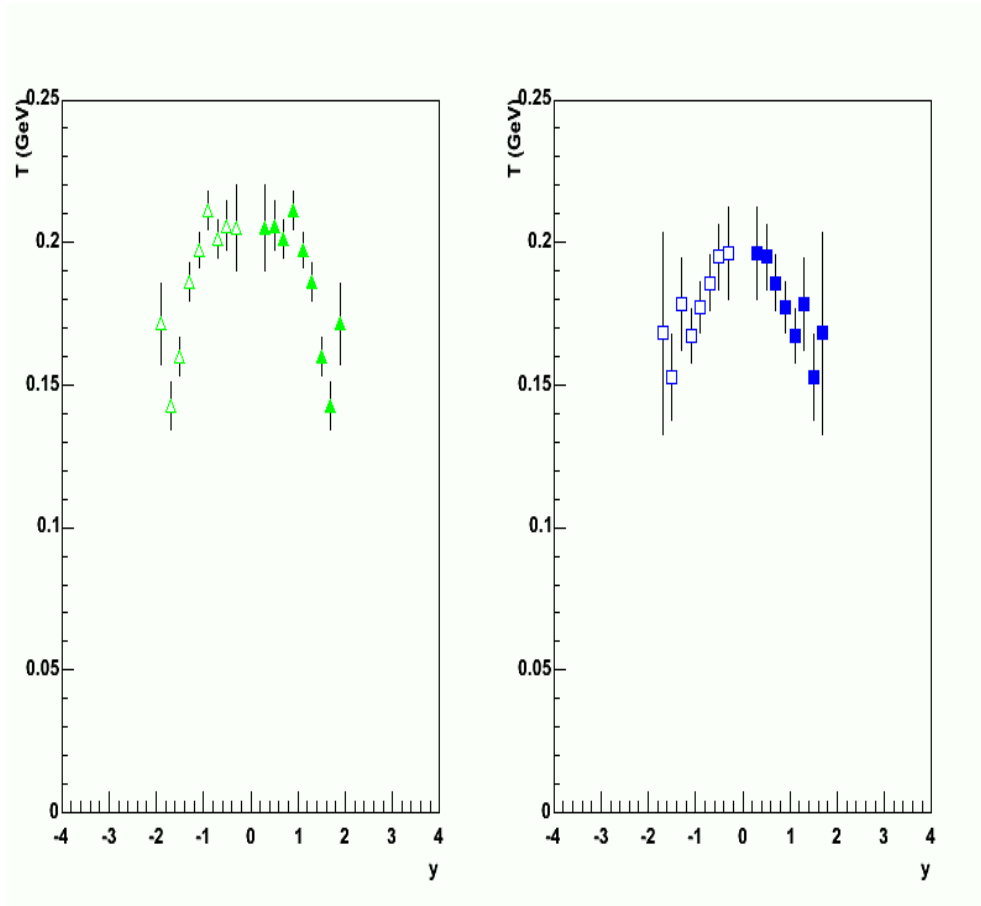


Abbildung 6.14: Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidity für 40A GeV Si+Si. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen.

6 Ergebnisse

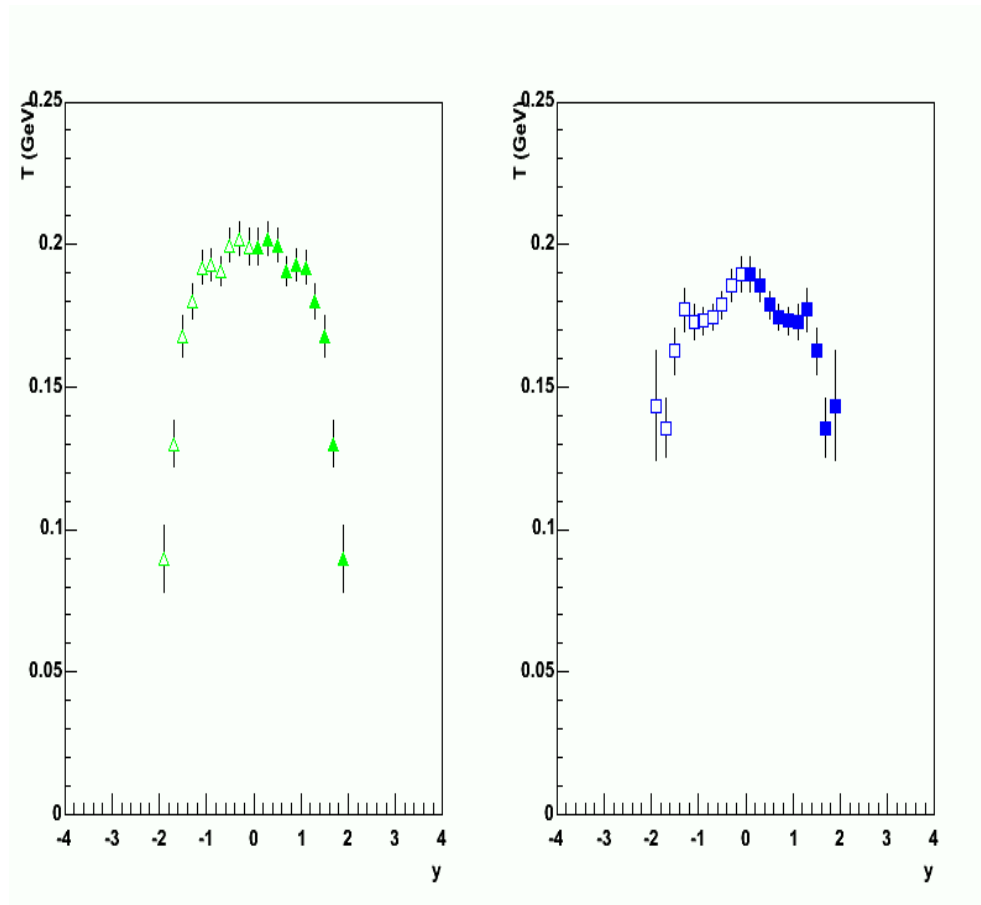


Abbildung 6.15: Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für 158A GeV C+C. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen.

6.4 Inverse Slope Parameter

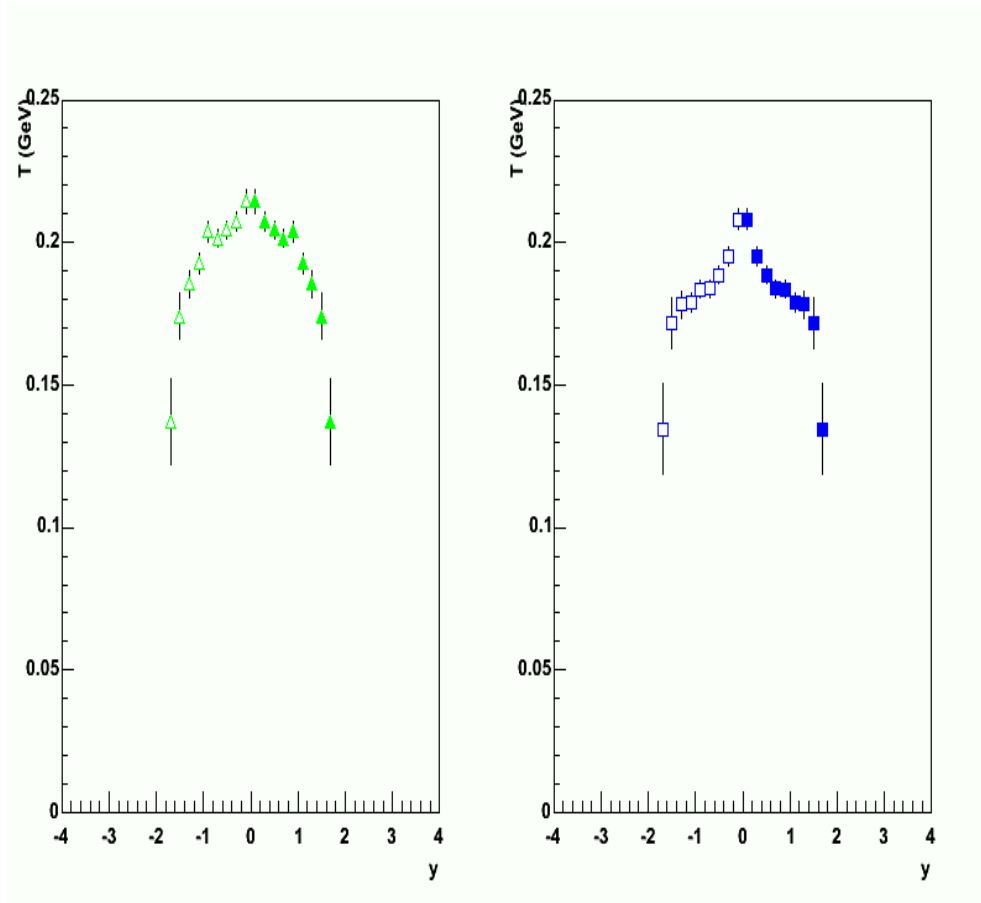


Abbildung 6.16: Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidity für 158A GeV Si+Si. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen.

6.5 Rapidityspektren

Für die Darstellung der Rapidityspektren werden die Werte in den einzelnen Transversalimpuls- Spektren addiert, in den Bereichen in denen keine Daten vorhanden sind wird das Integral des Fits benutzt. Das Maximum des Spektrums liegt bei $y=0$, y wird in Einheiten von cms benutzt wird. Da das Kollisionssystem symmetrisch ist, ist auch das Rapidityspektrum symmetrisch um Midrapidity. Somit können die Werte an Midrapidity gespiegelt werden. Die Rapidityspektren werden bei den verschiedenen Kollisionssysteme und Energien mit einer einfachen Gauß- Funktion gefittet :

$$\frac{dn}{dy} = B \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6.21)$$

oder bei einer breiteren Verteilung mit einem Doppelgauß:

$$\frac{dn}{dy} = D \cdot \left[\exp\left(-\frac{(y+y_0)^2}{2\sigma^2}\right) + \exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \right] \quad (6.22)$$

Insbesondere fällt auf daß die positiven Kaonen einem Doppelgauß gehorchen, wohingegen die negativen Kaonen eher einer einfachen Gauß- Funktion folgen. Der zusätzliche freie Parameter y_0 sorgt für eine bessere Anpassung des Fits an die Daten. Wie zuvor in den Transversalimpulsspektren sind auch bei den Rapidityspektren nicht im gesamten Bereich Daten vorhanden. Aus diesem Grund wird eine Korrektur eingeführt die auf den vorhandenen Daten aufbaut.

$$c_y = \frac{\int_{\text{Akzeptanz}} \exp\left(-\frac{y^2}{\sigma^2}\right) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{y^2}{\sigma^2}\right) dy} \quad (6.23)$$

Mit diesem Wert wird die Summe der Rapidityswerte geteilt, dadurch erhält man die totale Multiplizität:

$$\langle n \rangle = \left[\sum_{\text{Akzeptanz}} \left(\frac{dn}{dy} \right) \Delta y \right] / c_y \quad (6.24)$$

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse für 40A GeV zusammengefasst.

| | $\langle K^+ \rangle$ C+C | $\langle K^- \rangle$ C+C | $\langle K^+ \rangle$ Si+SI | $\langle K^- \rangle$ Si+Si |
|---|------------------------------|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| $\langle N_W \rangle$ | 9.3 ± 1.1 | 9.3 ± 1.1 | 32.2 ± 3.5 | 32.2 ± 3.5 |
| $\langle K \rangle$ | 1.16 ± 0.06 | 0.46 ± 0.05 | 4.98 ± 0.17 | 1.995 ± 0.09 |
| $\langle K \rangle / \langle N_W \rangle$ | 0.12 ± 0.01 | 0.49 ± 0.04 | 0.15 ± 0.02 | 0.06 ± 0.007 |
| $\sigma(y)$ | 1.35 ± 0.06 | 1.21 ± 0.05 | 1.45 ± 0.08 | 1.02 ± 0.05 |

Tabelle 6.2: Ergebnisse bei 40A GeV

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse für 158A GeV zusammengefasst.

| | $\langle K^+ \rangle$ $C + C$ | $\langle K^- \rangle$ $C + C$ | $\langle K^+ \rangle$ $Si + Si$ | $\langle K^- \rangle$ $Si + Si$ |
|---|----------------------------------|----------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| $\langle N_W \rangle$ | 15.9 ± 2 | 15.9 ± 2 | 39.9 ± 3 | 39.9 ± 3 |
| $\langle K \rangle$ | 2.15 ± 0.05 | 1.38 ± 0.03 | 6.99 ± 0.2 | 4.26 ± 0.1 |
| (C. Höhne) | 2.54 ± 0.28 | 1.49 ± 0.2 | 7.44 ± 0.82 | 4.42 ± 0.48 |
| $\langle K \rangle / \langle N_W \rangle$ | 0.13 ± 0.014 | 0.09 ± 0.007 | 0.18 ± 0.02 | 0.11 ± 0.013 |
| $\sigma(y)$ | 1.41 ± 0.06 | 1.08 ± 0.07 | 1.38 ± 0.06 | 1.05 ± 0.05 |

Tabelle 6.3: Ergebnisse bei 158A GeV

6.6 Systematische Fehler

Bisher wurden nur die Statistischen Fehler berücksichtigt, jedoch entstehen bei den unterschiedlichen Analysemethoden und Korrekturen systematische Fehler die ich jetzt abschätzen will.

Die aussagekräftigste Bewertung der systematischen Fehler, der Vergleich zwischen TOF und dE/dx Analyse, kann bei den verwendeten Datensätzen aufgrund mangelnder Statistik nicht durchgeführt werden. Dabei wird eine andere Analysemethode verwendet mit unterschiedlichen Cuts und anderen Fehlerkorrekturen für die Akzeptanz und den Zerfall. Eine weitere Kontrolle der systematischen Fehler ist möglich bei Datensätzen die mit zwei unterschiedlichen Feldpolaritäten aufgenommen wurden. Diese Kontrolle der systematischen Fehler wird von Marco van Leeuwen [?] ausführlich beschrieben. Den systematischen Fehler der Korrekturen ermittelt man durch Veränderung der Cut- Variablen um den Wert der bei der Analyse verwendet wurde (siehe Tab. 5.4). Dabei ergibt sich der systematische Fehler bei der Bedingung an die maximale Anzahl der Punkte die eine Spur haben soll (50 in dieser Analyse). Es ergibt sich ein systematischer Fehler von 3% bei dieser Spurpunkte- Bedingung, mit den anderen Systematischen- Fehlern der Cuts zusammen 4%.

Die Rapiditätsspektren die mit einem einfachen oder einem doppelten Gauß gefittet werden, unterliegen dadurch auch einem systematischem Fehler. Besonders fällt dies bei den positiven Kaonen auf da dort die Rapiditätsverteilung doppelgaußförmig ist. Werden diese Daten mit einem einfachen Gauß gefittet entstehen recht große Abweichungen in den Ergebnissen. Dies ist auch der Grund warum es bei den positiven Kaonen stärkere Abweichungen zwischen den Ergebnissen von C. Höhne und mir gibt, da sie ihre Kaonen alle mit einem einfachen Gaußfit ausgewertet hat. Es ergeben sich dadurch systematische Abweichungen von bis zu 10% bei den K^+ . Werden die ersten zwei Punkte bei midrapidity in den Fits nicht berücksichtigt, so sinken die systematischen Fehler auf 2%. Dies ist auch verständlich da die gesamte dE/dx- Analyse einer hohen Statistik bedarf um korrekte Ergebnisse zu bekommen. Insbesondere in der Region um Midrapidity stößt diese Analysemethode jedoch aufgrund mangelnder Statistik an ihre Grenzen. Die Ergebnisse von C. Höhne und mir bei den 158A GeV Daten stimmen sehr gut überein, wenn die ersten zwei Punkte im Rapiditätsspektrum (insbesondere bei K^+) nicht beachtet werden. Werden alle Punkte beachtet so stimmen die Ergebnisse ebenfalls überein da sich dadurch

6 *Ergebnisse*

größere systematische Fehler ergeben.

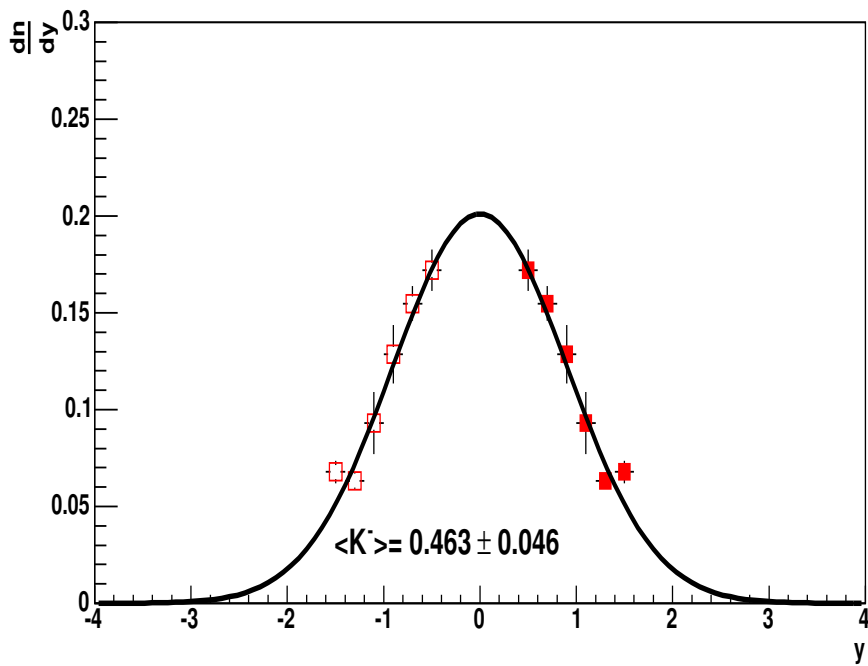
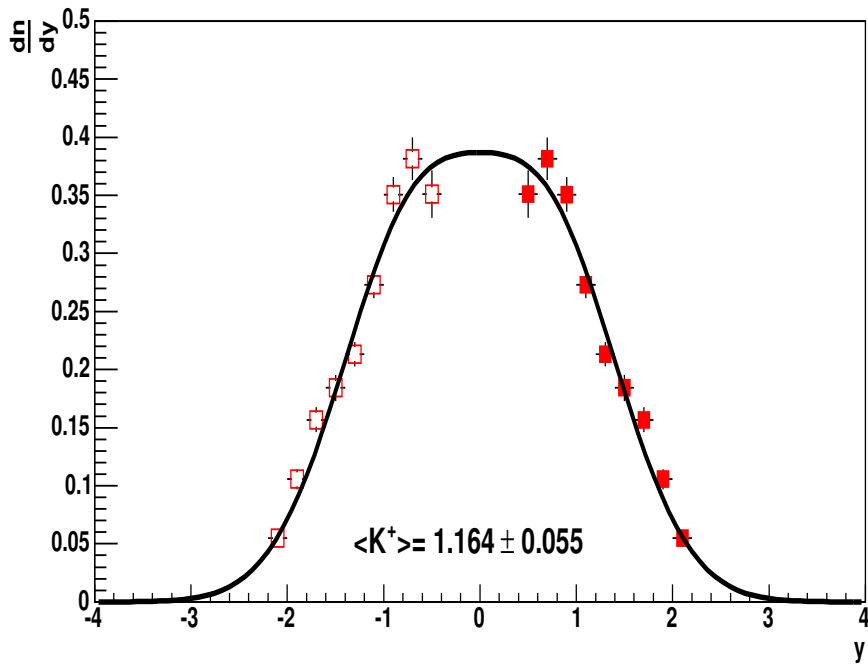


Abbildung 6.17: Rapidity Spektrum für 40A GeV C+C. Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Oben sind die positiven Kaonen mit einem Doppelgauß gefittet, die negativen Kaonen unten wurden mit einem einfachem Gauß gefittet.

6 Ergebnisse

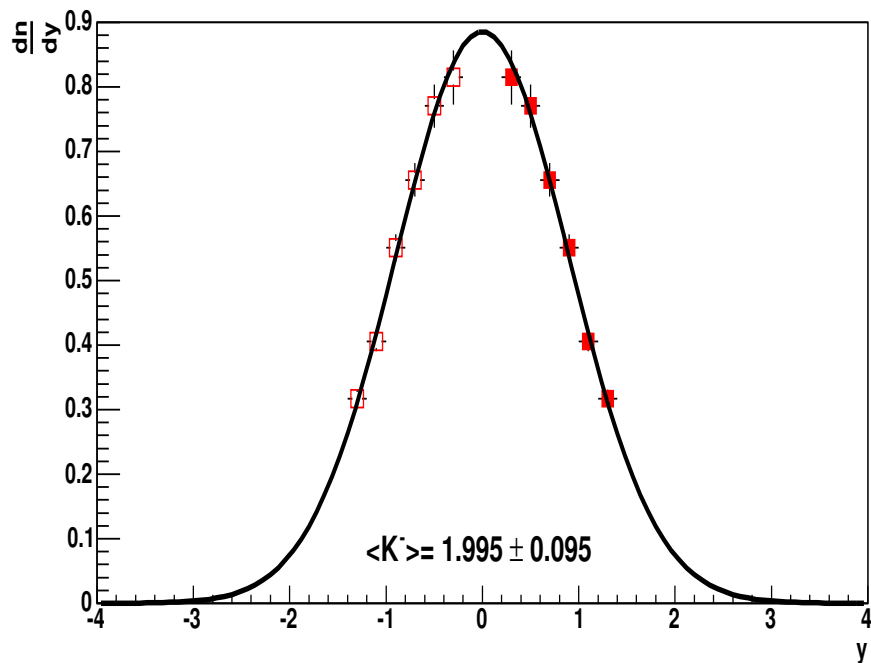
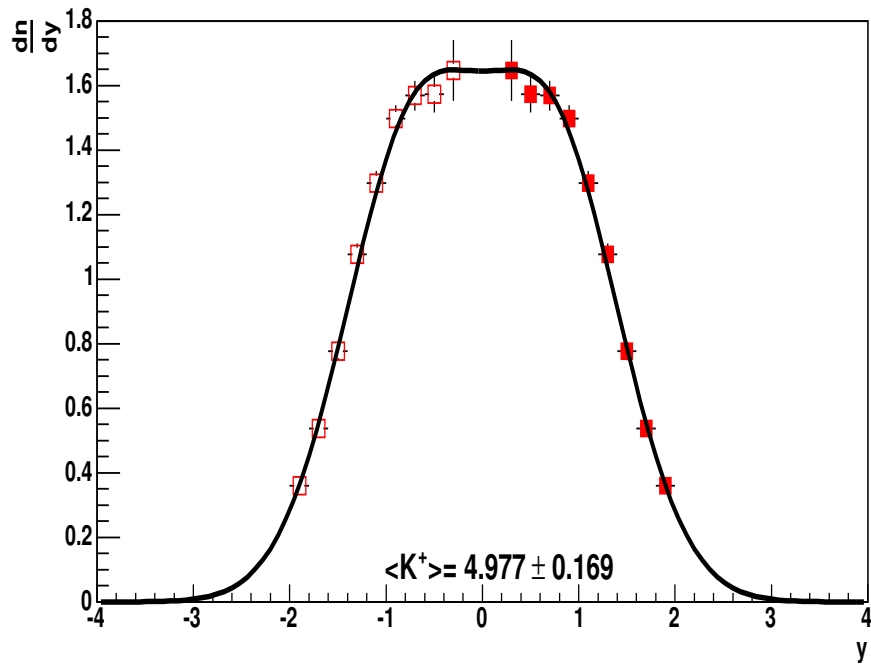


Abbildung 6.18: Rapidity Spektrum für 40A GeV Si+Si Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Oben sind die positiven Kaonen mit einem Doppelgauß gefittet, die negativen Kaonen unten wurden mit einem einfachem Gauß gefittet.

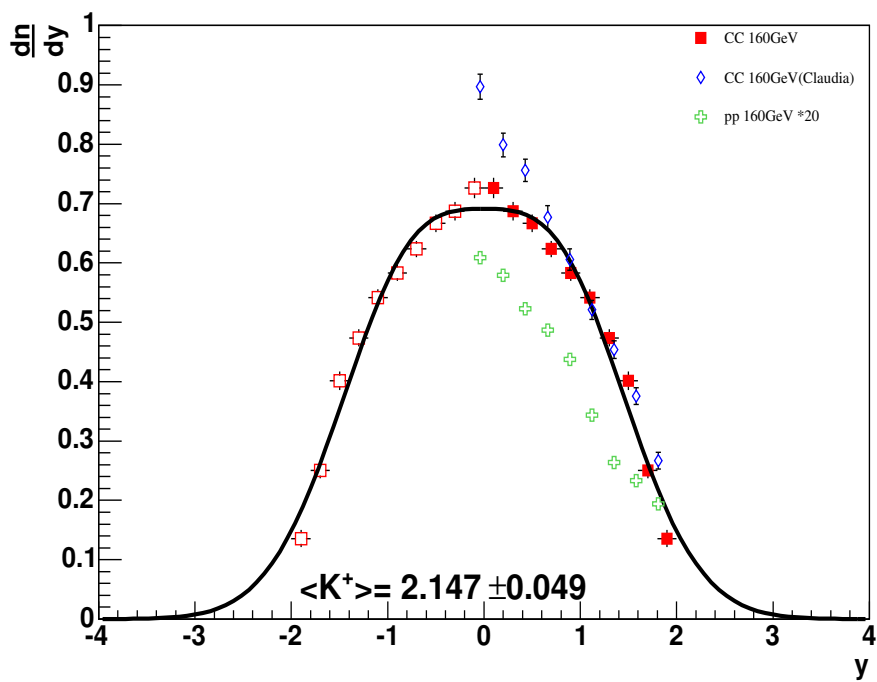


Abbildung 6.19: Rapiditäts Spektrum für 158A GeV C+C Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Die positiven Kaonen sind mit einem Doppelgauß gefittet. Die offenen Rauten sind die Daten von C.Höhne.

6 Ergebnisse

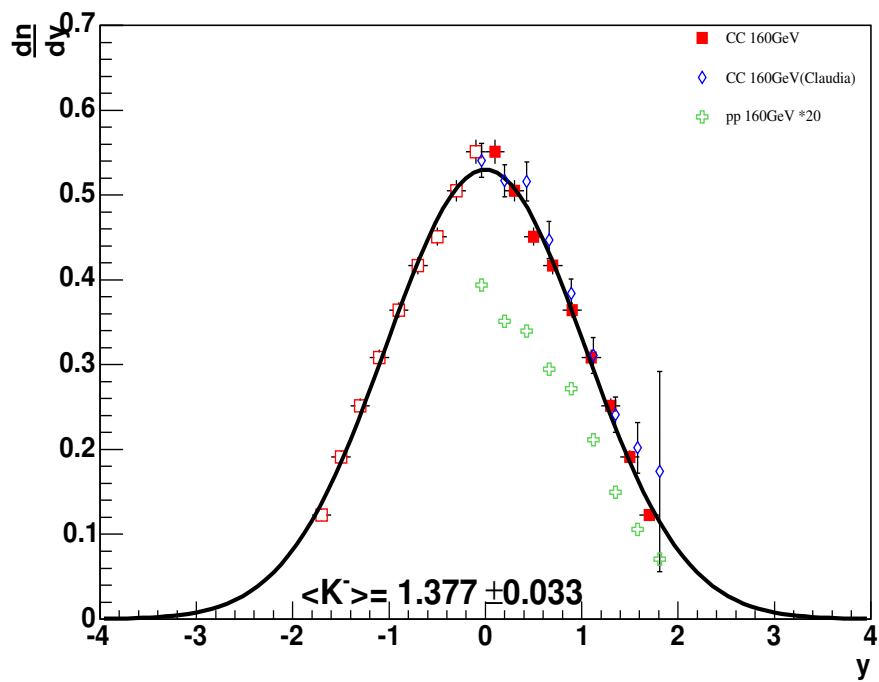


Abbildung 6.20: Rapidity Spektrum für 158A GeV C+C Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Die negativen Kaonen wurden mit einem einfachen Gauß gefittet. Die offenen Rauten sind die Daten von C.Höhne.

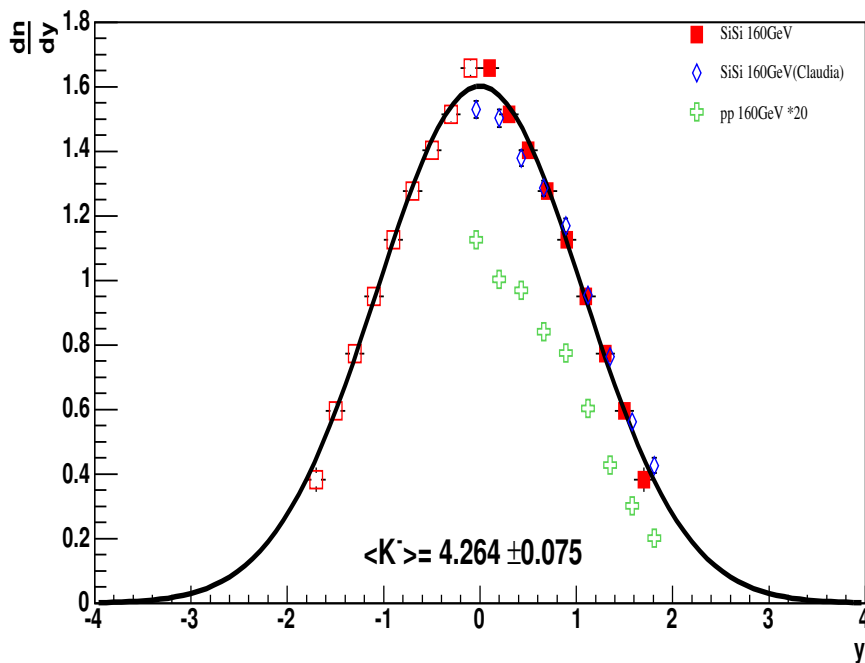
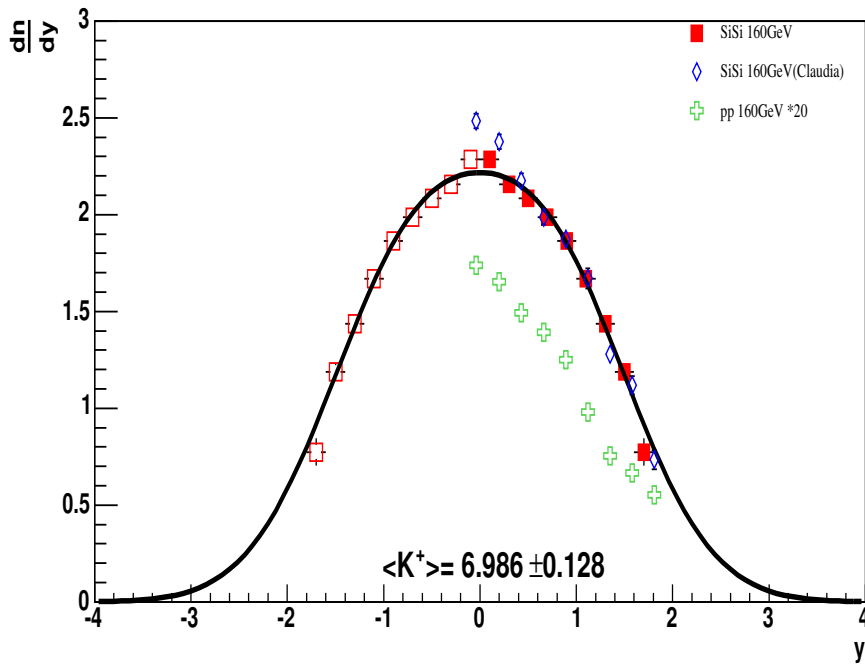


Abbildung 6.21: Rapidity Spektrum für 158A GeV Si+Si Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Oben sind die positiven Kaonen mit einem Doppelgauß gefittet, die negativen Kaonen unten wurden mit einem einfachen Gauß gefittet. Die offenen Rauten sind die Daten von C.Höhne.

6 Ergebnisse

7 Systemgrößenabhängigkeit

In den folgenden Abbildungen ist die Systemgrößenabhängigkeit der Rapidität der NA49 Daten dargestellt. Desweiteren sind die $\langle K \rangle$ zu $\langle \pi \rangle$ Verhältnisse gezeigt. Da es keine p + p Daten für 40A GeV gibt wurden diese aus anderen Daten extrapoliert. Dies sieht man für $\langle K^+ \rangle$ in Abb. 7.3 und für $\langle K^- \rangle$ in Abb. 7.6. In allen Abbildungen ist ein schneller Anstieg im Bereich zwischen Protonen und Silizium-Kollisionen zu sehen. Der weitere Verlauf ist nur schwach bis nicht ansteigend.

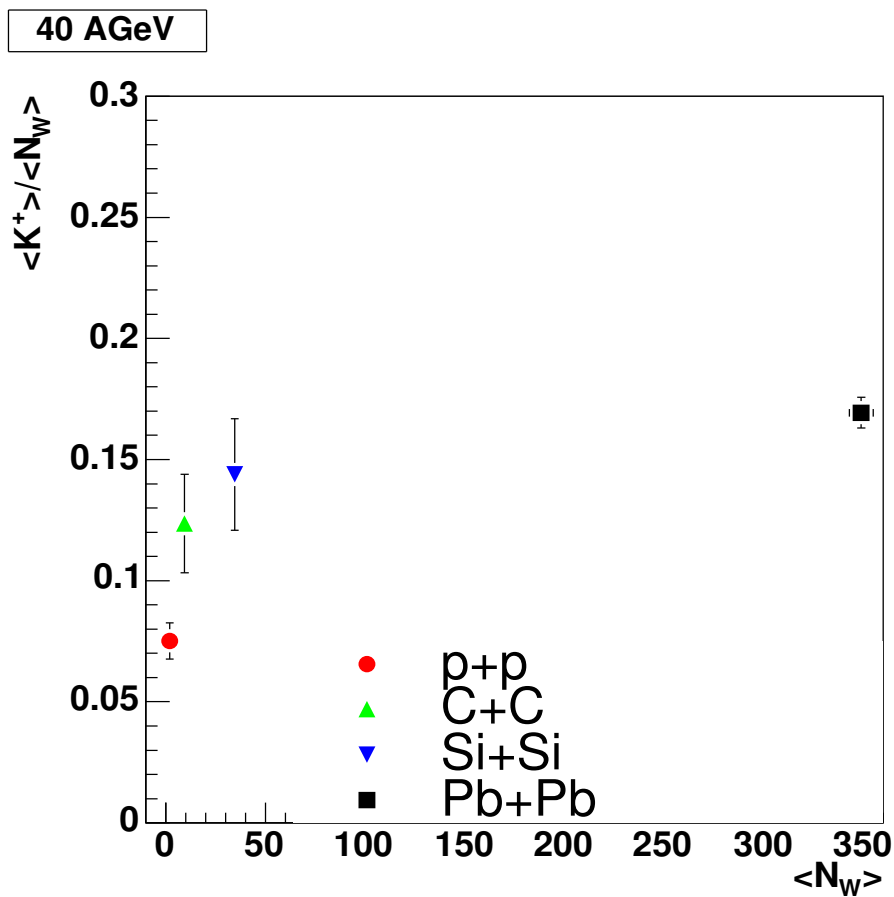


Abbildung 7.1: Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten positiven Kaonen pro Wounded Nucleon bei 40A GeV

7 Systemgrößenabhängigkeit

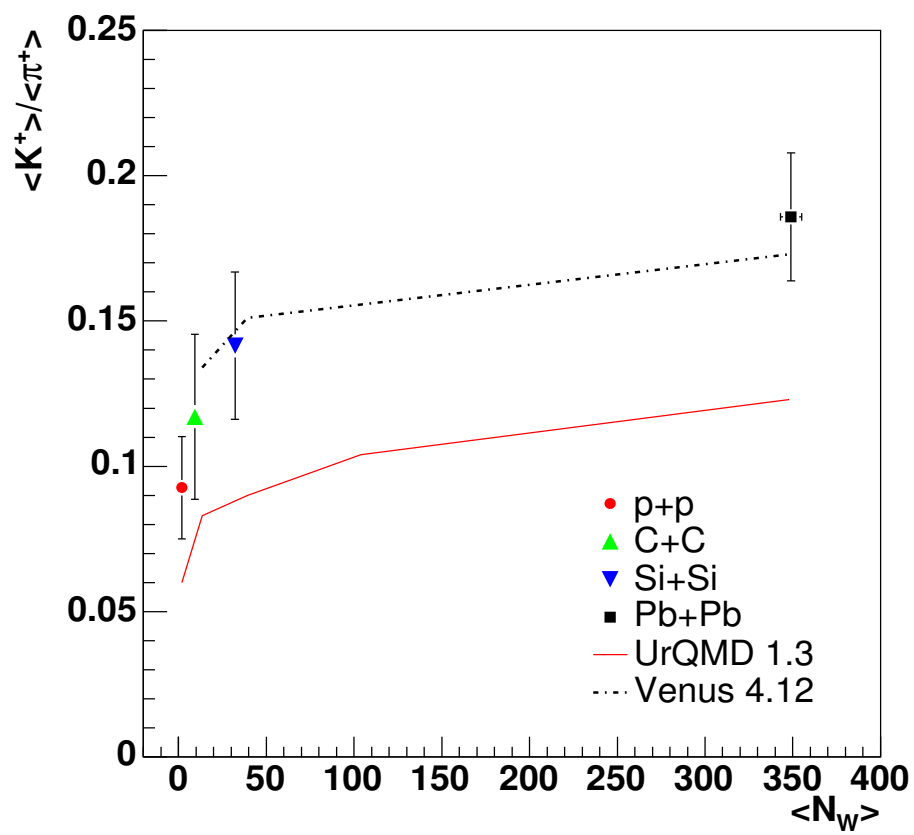


Abbildung 7.2: Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ bei 40A GeV.

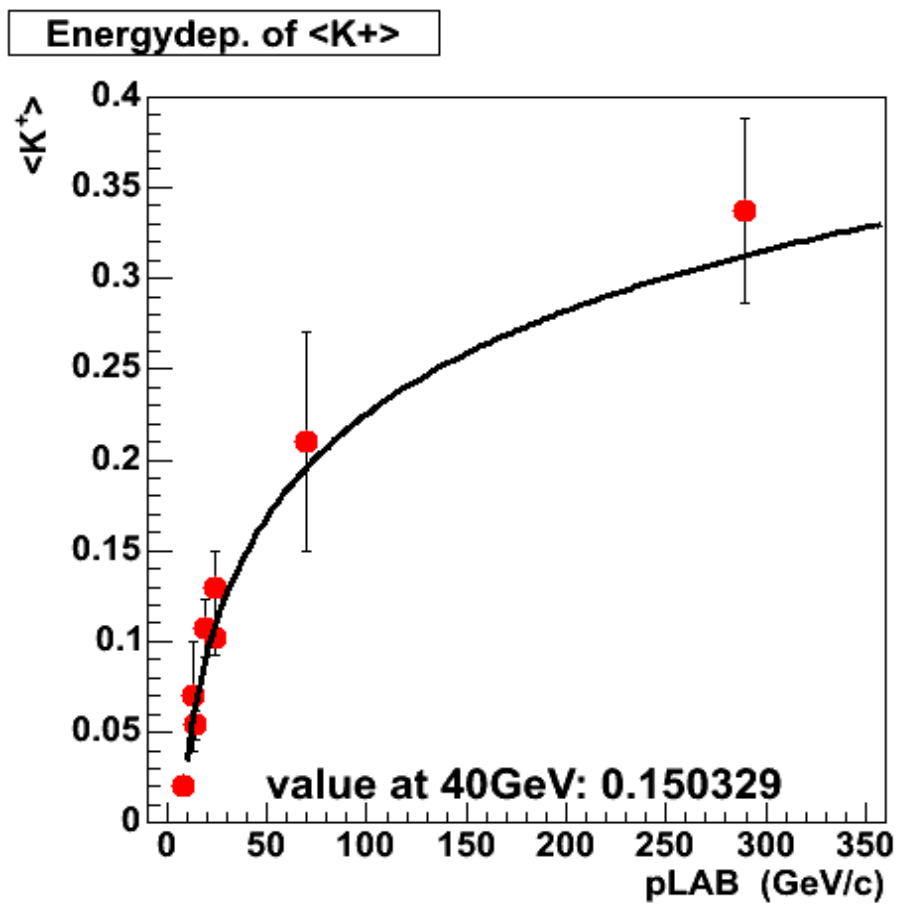


Abbildung 7.3: Energieabhängigkeit bei p + p Daten zur Extrapolation eines 40A GeV Wertes. Der ermittelte Wert beträgt 0.15033.

7 Systemgrößenabhängigkeit

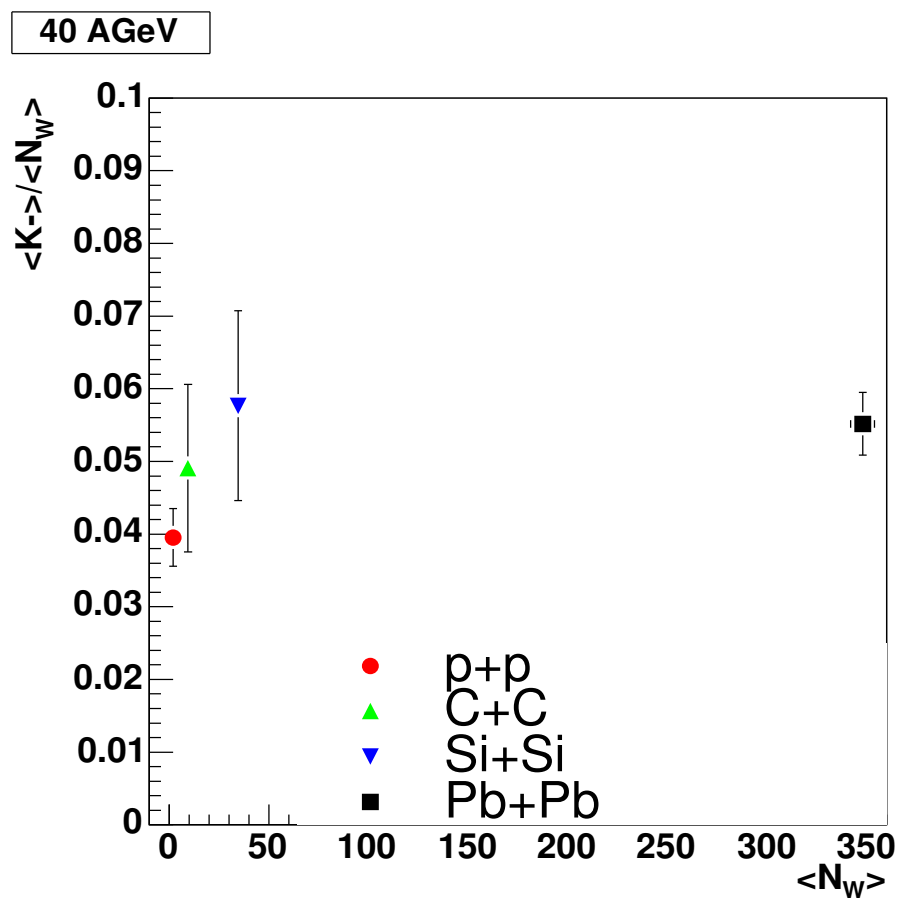


Abbildung 7.4: Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten negativen Kaonen pro Wounded Nucleon bei 40A GeV

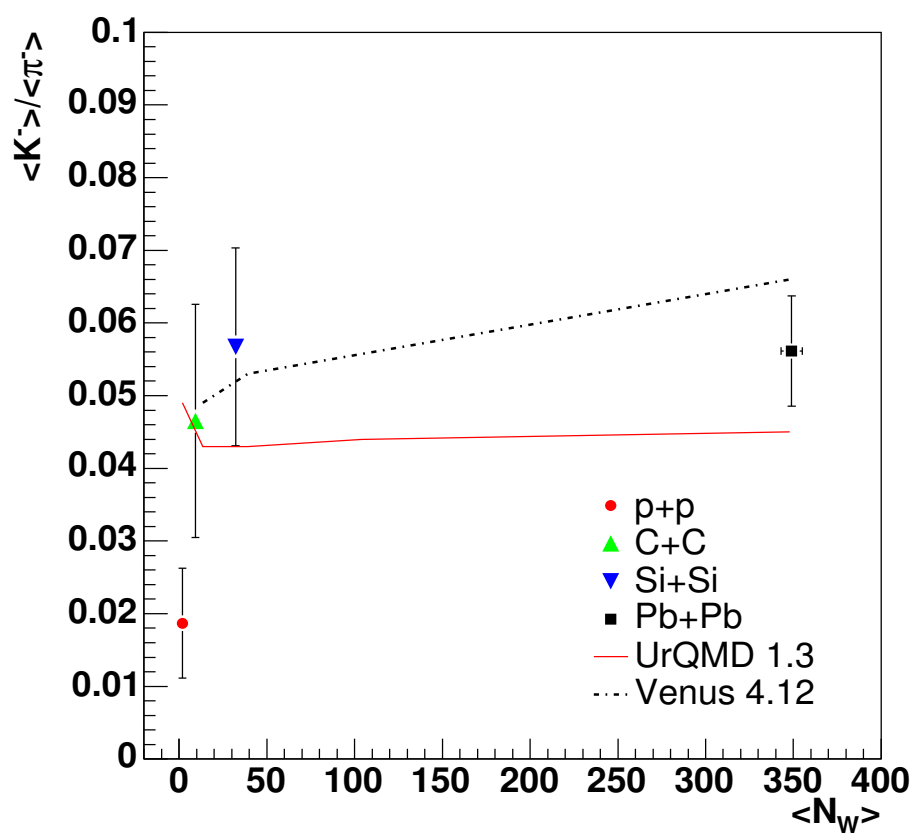


Abbildung 7.5: Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ bei 40A GeV.

7 Systemgrößenabhängigkeit

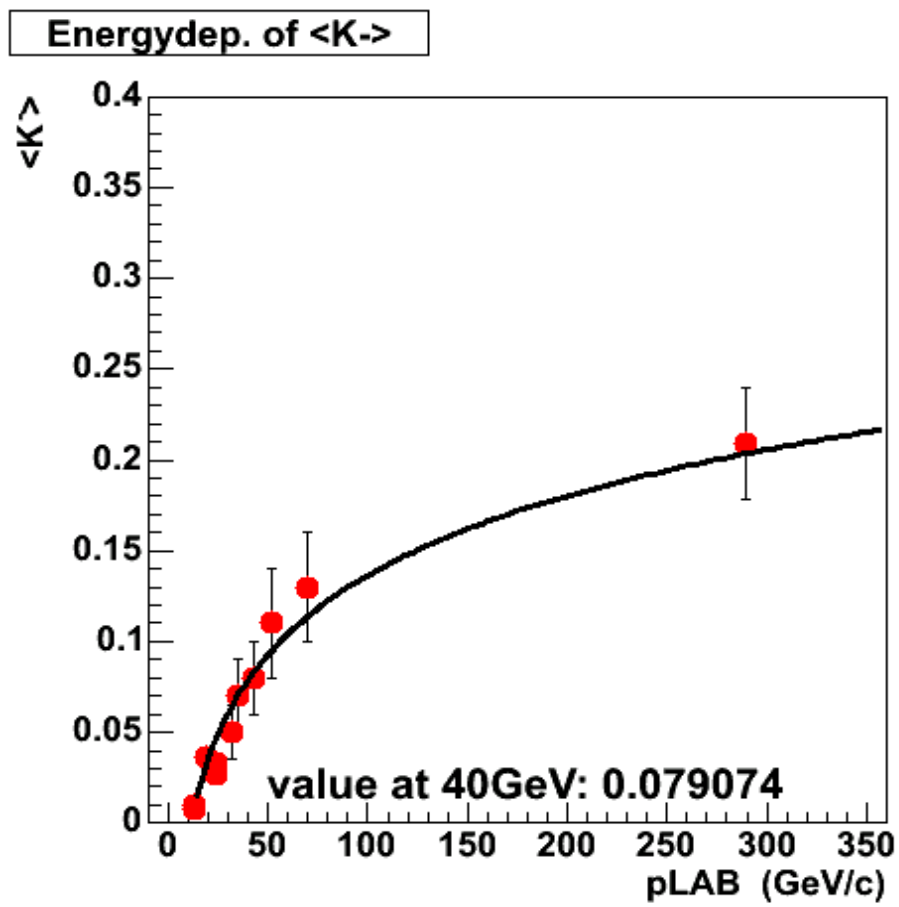


Abbildung 7.6: Energieabhängigkeit bei $p + p$ Daten zur Extrapolation eines $40A$ GeV Wertes. Der ermittelte Wert beträgt 0.0791.

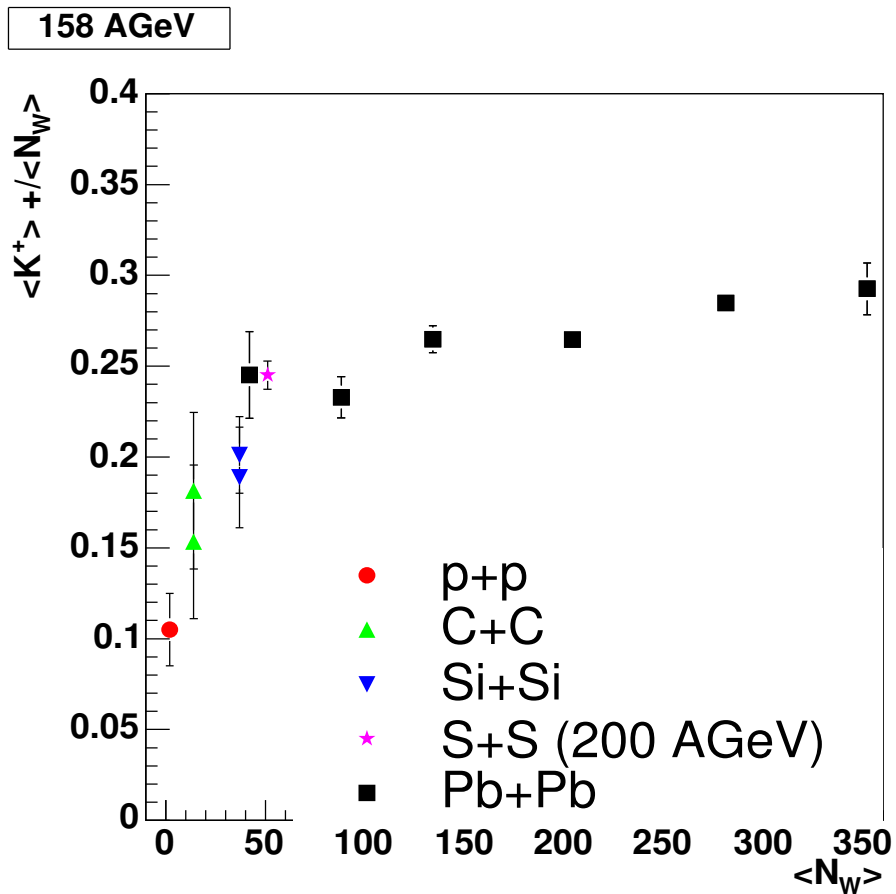


Abbildung 7.7: Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten positiven Kaonen pro Wounded Nucleon bei 158A GeV. Der Schwefel Wert stammt von der NA35 collab. [27]. Bei den Kohlenstoff und Silizium Werten sind die oberen von C.Höhne und die Unteren von mir.

7 Systemgrößenabhängigkeit

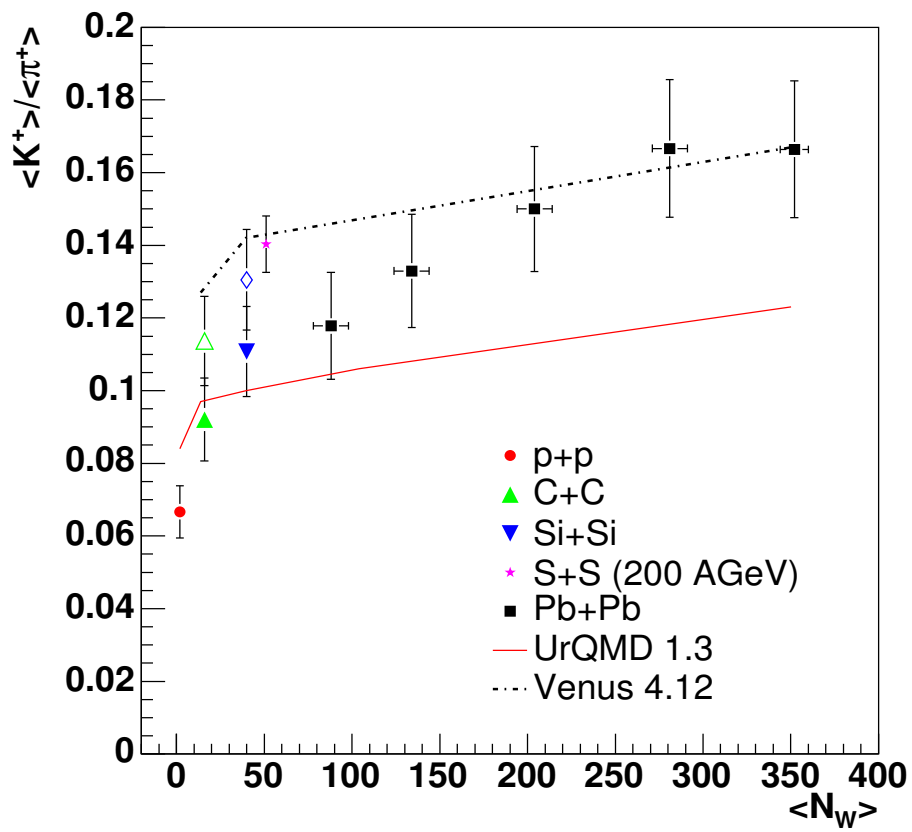


Abbildung 7.8: Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ bei 158A GeV.

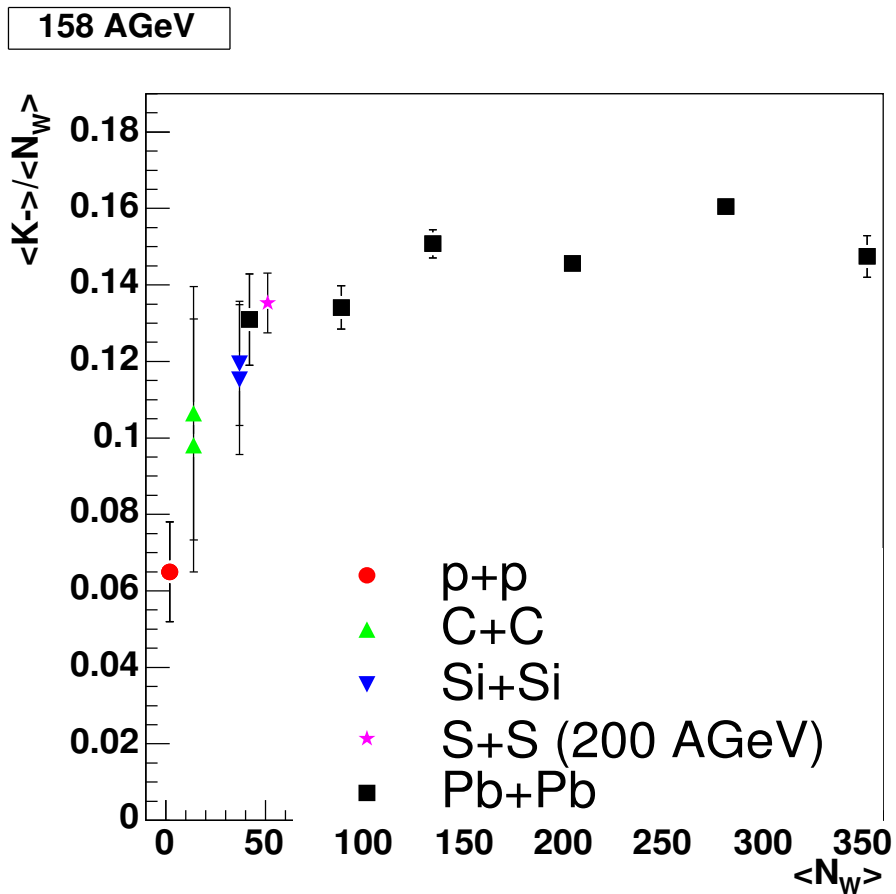


Abbildung 7.9: Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten negativen Kaonen pro Wounded Nucleon bei 158A GeV. Der Schwefelwert stammt von der NA35 collab. [27]. Bei den Kohlenstoff und Silizium Werten sind die oberen von C.Höhne und die Unteren von mir.

7 Systemgrößenabhängigkeit

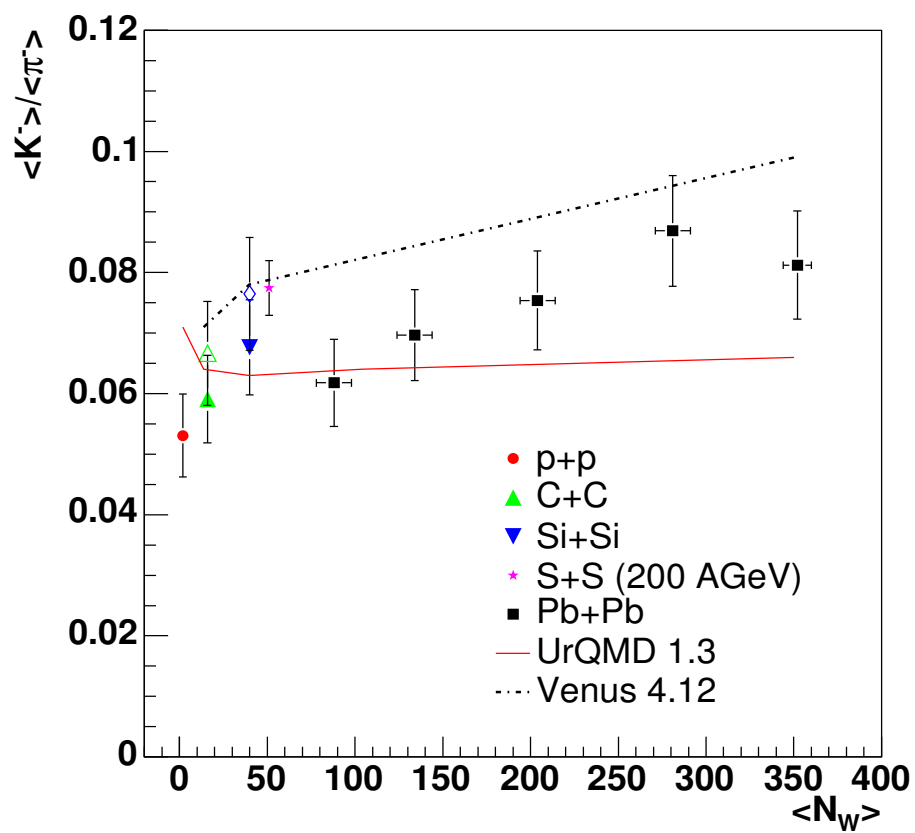


Abbildung 7.10: Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ bei 158A GeV.

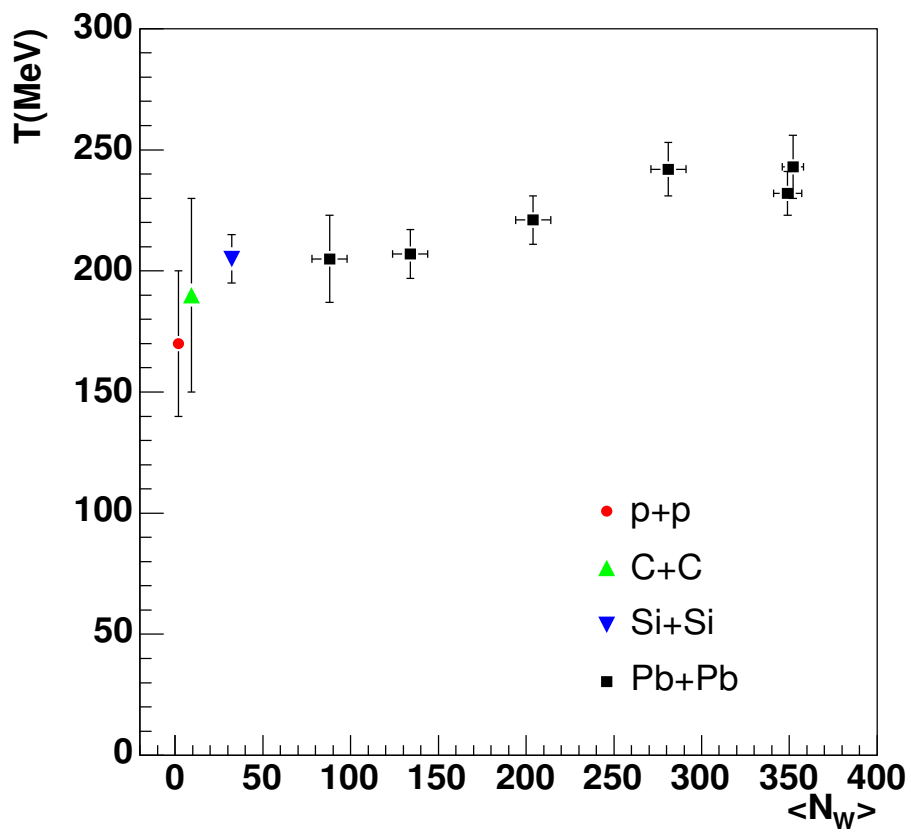


Abbildung 7.11: Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^+ \rangle$ bei $40A$ GeV. Der p+p Punkt ist eine Extrapolation aus der Kompilation von Benjamin Lungwitz, Marek Gazdzicki und mir selbst [25]. Die minimum Bias Daten stammen von Peter Dinkelaker.

7 Systemgrößenabhängigkeit

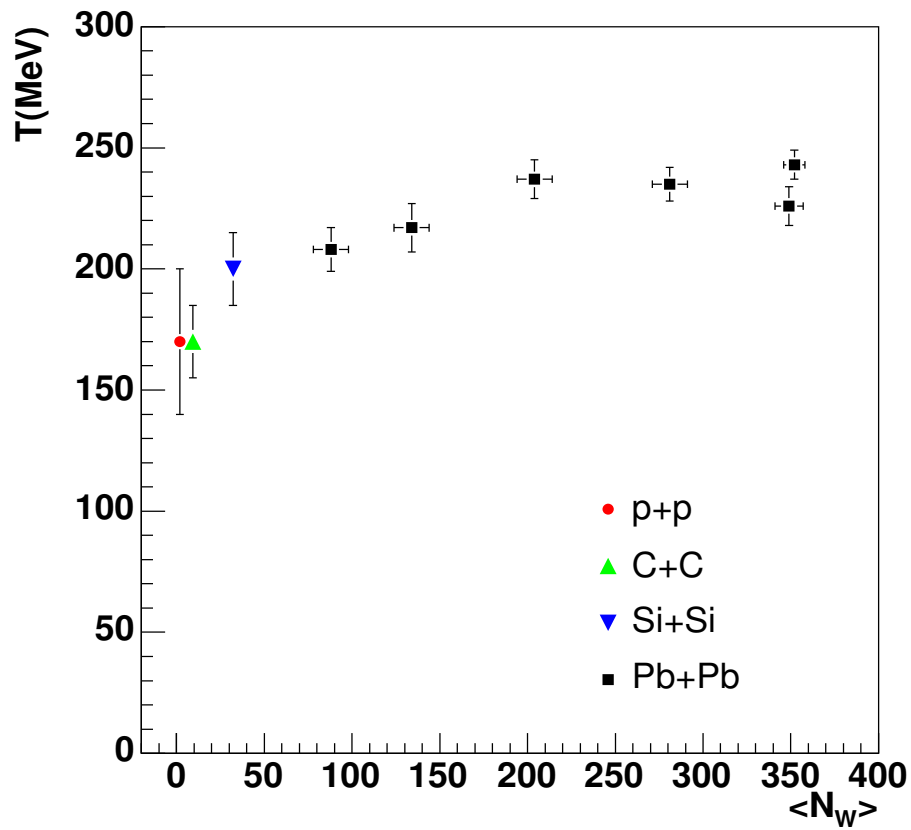


Abbildung 7.12: Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^- \rangle$ bei 40A GeV. Der p+p Punkt ist eine Extrapolation aus der Kompilation von Benjamin Lungwitz, Marek Gazdzicki und mir selbst [25]. Die minimum Bias Daten stammen von Peter Dinkelaker.

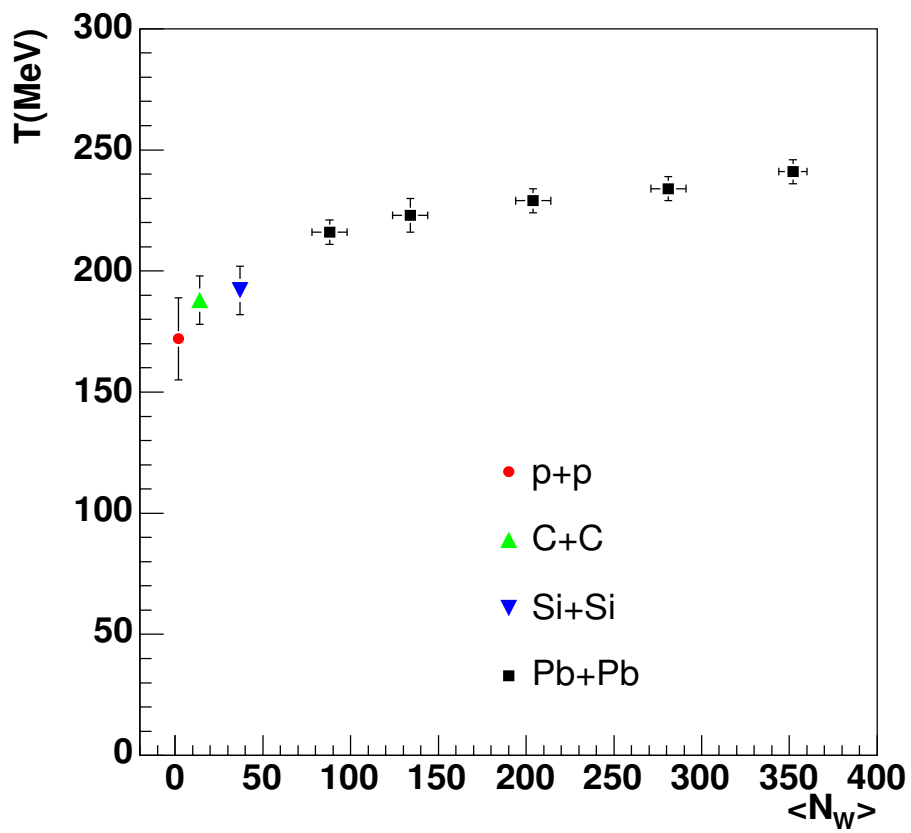


Abbildung 7.13: Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^+ \rangle$ bei $158A$ GeV. Der p+p Punkt ist aus der Arbeit von J.Bachler [26]. Die minimum Bias Daten stammen von Peter Dinkelaker.

7 Systemgrößenabhängigkeit

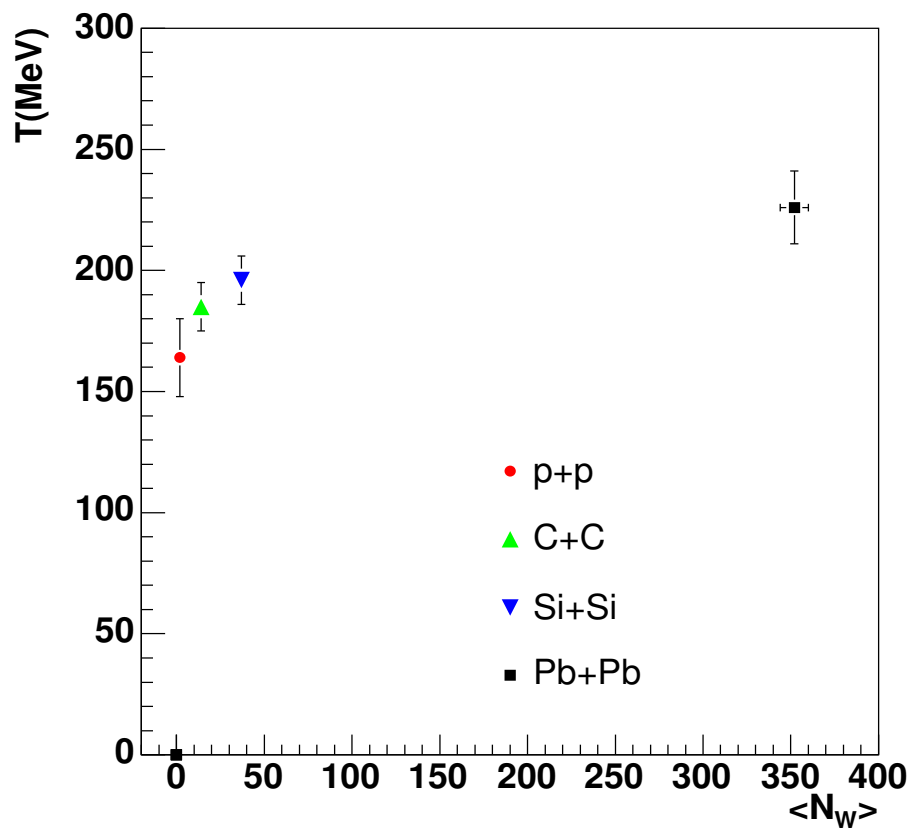


Abbildung 7.14: Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^- \rangle$ bei $158A$ GeV. Der p+p Punkt ist aus der Arbeit von J.Bachler [26].

8 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

In dieser Arbeit wurde die Produktion geladener Kaonen in C+C und Si+Si-Kollisionen bei Strahlenergien von 40A und 158A GeV untersucht, die verwendeten Daten stammen vom CERN Experiment NA49.

Die Kaonen wurden über den mittleren Energieverlust in den TPCs identifiziert, was die Messung der Phasenraumverteilung in einem großen Bereich möglich machte. Die Analyse basiert auf der dE/dx Auswertung aller NA49 TPCs (globale Analyse). Es wurde herausgefunden dass bei den C+C und Si+Si Datensätzen die MTPC dE/dx Information unvollständig auf den DSTs gespeichert wurde.

Da die Auflösung bei der Bestimmung des mittleren Energieverlusts beschränkt ist, ist die Teilchenidentifikation nur über statistische Methoden möglich. Im Kapitel 4 wird diese von Marco van Leeuwen mitentwickelte Methode beschrieben. Für die endgültigen Werte der Phasenraumverteilung der Teilchen müssen die identifizierten Kaonen noch auf Effekte korrigiert werden, die durch den Aufbau des Detektors und die verwendete Analysesoftware hervorgerufen werden. Die Korrekturen werden im Kapitel 5.4 beschrieben und angewandt, dies sind unter anderem geometrische Korrekturen, Akzeptanz und Zerfallskorrekturen.

Die Ergebnisse bei 158A GeV wurden mit C.Höhnes Ergebnissen verglichen und stimmen im Rahmen der Fehler überein. Zur Übersicht wurden die Daten mit den anderen NA49- Daten zusammengefasst. Dabei ist zu erkennen dass die Verhältnisse $\langle K^+ \rangle / \langle N_W \rangle$, $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$, $\langle K^- \rangle / \langle N_W \rangle$ und $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ im Bereich zwischen p+p und Si+Si schnell ansteigen und im weiteren Verlauf bis Pb+Pb kaum weiter ansteigen.

Im Rahmen des Statistical Model of the Early Stage sind dies Anzeichen für einen Übergang in das Quark- Gluon- Plasma bei 40A GeV in Si+Si Kollisionen. Für eine Bestätigung dieser Vermutung sind jedoch weitere Messungen bei unterschiedlichen Energien und Systemen notwendig.

8 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

9 Appendix

Nachfolgend sind einige Tabellen und Kontrollplots beigefügt. Die Rapidität y ist immer der mittlere Wert des entsprechenden Rapiditätsbins.

| y | dn/dy | $\pm d/dy$ |
|-----|---------|------------|
| 0.5 | 0.351 | 0.02 |
| 0.7 | 0.382 | 0.018 |
| 0.9 | 0.351 | 0.015 |
| 1.1 | 0.273 | 0.011 |
| 1.3 | 0.213 | 0.01 |
| 1.5 | 0.184 | 0.011 |
| 1.7 | 0.157 | 0.011 |
| 1.9 | 0.106 | 0.09 |
| 2.1 | 0.055 | 0.001 |

Tabelle 9.1: Rapiditätsverteilung für K^+ 40A GeV C+C

| y | dn/dy | $\pm d/dy$ |
|-----|---------|------------|
| 0.5 | 0.172 | 0.011 |
| 0.7 | 0.155 | 0.009 |
| 0.9 | 0.129 | 0.015 |
| 1.1 | 0.093 | 0.016 |
| 1.3 | 0.063 | 0.004 |
| 1.5 | 0.068 | 0.006 |

Tabelle 9.2: Rapiditätsverteilung für K^- 40A GeV C+C

9 Appendix

| y | dn/dy | $\pm d/dy$ |
|-----|---------|------------|
| 0.3 | 1.646 | 0.094 |
| 0.5 | 1.574 | 0.058 |
| 0.7 | 1.569 | 0.046 |
| 0.9 | 1.498 | 0.041 |
| 1.1 | 1.298 | 0.037 |
| 1.3 | 1.077 | 0.034 |
| 1.5 | 0.538 | 0.015 |
| 1.7 | 0.360 | 0.008 |

Tabelle 9.3: Rapiditätsverteilung für K^+ 40A GeV Si+Si

| y | dn/dy | $\pm d/dy$ |
|-----|---------|------------|
| 0.3 | 0.815 | 0.042 |
| 0.5 | 0.770 | 0.033 |
| 0.7 | 0.56 | 0.026 |
| 0.9 | 0.551 | 0.021 |
| 1.1 | 0.406 | 0.015 |
| 1.3 | 0.316 | 0.015 |

Tabelle 9.4: Rapiditätsverteilung für K^- 40A GeV Si+Si

| y | dn/dy | $\pm d/dy$ |
|-----|---------|------------|
| 0.1 | 0.0.726 | 0.017 |
| 0.3 | 0.687 | 0.016 |
| 0.5 | 0.667 | 0.015 |
| 0.7 | 0.624 | 0.014 |
| 0.9 | 0.583 | 0.014 |
| 1.1 | 0.542 | 0.014 |
| 1.3 | 0.474 | 0.014 |
| 1.5 | 0.401 | 0.016 |
| 1.7 | 0.251 | 0.014 |
| 1.9 | 0.136 | 0.014 |

Tabelle 9.5: Rapiditätsverteilung für K^+ 158A GeV C+C

| y | dn/dy | $\pm d/dy$ |
|-----|---------|------------|
| 0.1 | 0.551 | 0.014 |
| 0.3 | 0.505 | 0.013 |
| 0.5 | 0.451 | 0.011 |
| 0.7 | 0.417 | 0.010 |
| 0.9 | 0.364 | 0.009 |
| 1.1 | 0.308 | 0.009 |
| 1.3 | 0.252 | 0.009 |
| 1.5 | 0.191 | 0.009 |
| 1.7 | 10.23 | 0.007 |

Tabelle 9.6: Rapiditätsverteilung für K^- 158A GeV C+C

9 *Appendix*

Literaturverzeichnis

- [1] F.Karsch, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **83** (2000)
- [2] M.Mitrovski, private Kommunikation
- [3] M.Gazdzicki and M.I.Gorenstein, Acta Phys. Polon. **B30** (1999) 2705.
- [4] J.Rafelski and B.Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [5] T.Matsui and H.Satz, Phys. Rev. Lett. B **178** (1986) 416.
- [6] J.Bjorken, Phys. Rev. **D27** 140 (1983)
- [7] R.Stock, Prepared for NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne-les-Bains, France, 27 Jun - 1 Jul 1994.
- [8] S.Afanasiev et al. [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **430** (1999) 210
- [9] RD 32 Final Report, CERN LHCC 96-16
- [10] Nucl. Instr. and Meth. A **360** (1994) 56
- [11] R.Zybert, P.Buncic, Proceedings CHEP '95, R.Shellard and T.D.Nguyen(Hrsg.), World Scientific, Singapore (1996) 245
- [12] <http://root.cern.ch>
- [13] R.Brun, Nucl.Instrum.Meth A **389** (1997), 81
- [14] H.A. Bethe, Annalen der Physik **5** (1930) 325
- [15] F. Bloch, Z.Physik **81** (1933) 363
- [16] R.M. Sternheimer and R.F. Peierls, *General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles*, Phys. Rev. **B3** (1971) 3681
- [17] G. Cooper, Ph.D.-Thesis, University of California, Berkley (2000)
- [18] W.Blum et. al [ALEPH collaboration], The ALEPH Handbook, ALEPH 89-77 CERN (1989).
- [19] A.Mock, Dissertation, Max- Planck- Institut für Physik, München (1997)

Literaturverzeichnis

- [20] C.Roland, Dissertation, Johann wolfgang Goethe Universität Frankfurt (2000).
- [21] T.Sammer, Dissertation, Max- Planck- Institut für Physik, München (2000)
- [22] T.Kolleger, Diplomarbeit Johann wolfgang Goethe Universität Frankfurt (2001).
- [23] M. van Leeuwen, Dissertation, NIKHEF Amsterdam (2003)
- [24] C. Höhne, Dissertation, Phillips-Universität, Marburg Lahn (2003)
- [25] M. Kliemant, B. Lungwitz and M. Gazdzicki, Phys. Rev. C **69** (2004) 004903 [arXiv:hep-ex/0308002].
- [26] J.Bachler et al. (NA49 Collaboration), Nucl. Phys. A **661** (1999) 45.
- [27] T.Alber, et all (NA35 Collab.) Z.Phys.C64, p.195 1994)

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | QGP-Phasendiagramm in Abhängigkeit von der Temperatur und dem baryochemischem Potential μ_B . Die hypothetische Phasenübergangslinie zwischen dem Hadronen Gas und dem Quark- Gluon-Plasma ist durch die graue Linie dargestellt. Die eingezeichneten Punkte sind experimentell bestimmte Werte des chemischen Ausfrierpunktes bei Pb+Pb und Au+Au Kollisionen [2]. Die farbigen Linien veranschaulichen die hypothetischen Trajektorien von stark interagierenden Materie in Schwerionenkollisionen bei unterschiedlichen Energien. | 4 |
| 1.2 | Qualitative Darstellung der Energie und Systemgrößenabhängigkeit des $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ Verhältnisses | 6 |
| 2.1 | NA49 Aufbau, die verschiedenen Target- Konfigurationen werden verwendet bei (a) Kern- Kern (A+A)- Stößen, (b)Proton- Proton (p+p)- Stößen und (c) Proton- Kern (p+A) Stößen. [8] | 8 |
| 2.2 | Funktionsweise der TPC Drähte [8]. | 10 |
| 3.1 | Schematische Darstellung der NA49-Rekonstruktionskette | 14 |
| 4.1 | Bethe-Bloch Kurven der vier Teilchenspezies mit der dE/dx- Parametrisierung der p + A- Kette von NA49 | 18 |
| 4.2 | Landau- Verteilung der Clusterladung für Pionen mit einem Impuls zwischen 9 und 10 GeV/c [22]. | 21 |
| 4.3 | Prozentualer Anteil der Spuren die den Wert 0 im MTPC dE/dx-Spektrum zugeordnet bekommen haben. | 22 |
| 5.1 | BPD-Fit Vertexpositionen für 40A GeV Si+Si. Die vertikalen Linien zeigen die Position der $\pm 4\sigma$ Cuts. | 25 |
| 5.2 | Fragmentationsstrahl bei 158A GeV [8]. | 26 |
| 5.3 | Verteilung der Beamladung für verschiedene Runs bei 40A GeV C+C. Die Cuts sind als rote Linien eingezeichnet. | 26 |
| 5.4 | Verteilung der Beamladung für verschiedene Runs bei 40A GeV Si+Si. Die Cuts sind als rote Linien eingezeichnet. | 27 |
| 5.5 | Die Bethe- Bloch- Funktionen von den folgenden Teilchen sind eingezeichnet: von oben nach unten Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen. Die gemessenen Datenpunkte sind in den gleichen Farben eingetragen. | 30 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 5.6 | Die unterschiedlichen Farben der Gauskurven kennzeichnen die verschiedenen Teilchenspezies: Rot=Pionen, Grün=Kaonen, Blau=Protonen und die schwarze kurve repräsentiert die Summe der Gauskurven. Dieser Plot entstammt der C+C 158A GeV Analyse, die gezeigten Teilchen sind positiv geladen. Das Histogramm zeigt die Werte bei $p=15.8\text{GeV}$ und $p_T=0.3\text{GeV}$ | 33 |
| 5.7 | Kehrwerte der Geantkorrekturen in p pt Bin's (rot bedeutet fast keine Korrekturen, blau große Korrekturen) In dieser Abbildung sieht man dass nur an den Rändern größere Korrekturen notwendig sind. Da die Statistik in diesen Binns zu klein ist werden sie nicht für die Analyse verwendet. | 34 |
| 6.1 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in C+C Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.5 bis 2.1. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14 | 39 |
| 6.2 | $d^2n/(dydp_T)$ - Werte Spektren für K^- Mesonen in C+C Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.5 bis 1.5. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14 | 40 |
| 6.3 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.3 bis 1.9. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14 | 41 |
| 6.4 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^- Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 40A GeV, für die Rapiditäten von 0.3 bis 1.9. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14 | 42 |
| 6.5 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in C+C Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von 0.18 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14. | 43 |
| 6.6 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^- Mesonen in C+C Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von 0.18 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14. | 44 |
| 6.7 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^+ Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von 0.22 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14 | 45 |
| 6.8 | $d^2n/(dydp_T)$ - Spektren für K^- Mesonen in Si+Si Kollisionen bei 158A GeV, für die Rapiditäten von -0.02 bis 1.78 im Vergleich zu C. Höhne's Werten[24]. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.14 | 46 |
| 6.9 | m_T - Spektren von 40A GeV C+C für K^+ , für die Rapiditäten von 0.5 bis 2.10. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18. | 48 |
| 6.10 | m_T - Spektren von 40A GeV Si+Si für K^- , für die Rapiditäten von 0.3 bis 1.70. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18. | 49 |
| 6.11 | m_T - Spektren von 158A GeV C+C für K^+ , für die Rapiditäten von 0.18 bis 1.78. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18. | 50 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.12 | m_T - Spektren von 158A GeV Si+Si für K^- , für die Rapiditäten von -0.2 bis 1.58. Die durchgehende Linie repräsentiert den Fit 6.18. | 51 |
| 6.13 | Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für 40A GeV C+C. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen. | 52 |
| 6.14 | Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für 40A GeV Si+Si. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen. | 53 |
| 6.15 | Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für 158A GeV C+C. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen. | 54 |
| 6.16 | Inverse Slope Parameter in Abhängigkeit von der Rapidität für 158A GeV Si+Si. Die ausgefüllten Symbole sind die gemessenen Daten, die offenen Symbole sind die an midrapidity gespiegelten Punkte. Der linke Plot zeigt die K^- Mesonen, der rechte Plot die K^+ Mesonen. | 55 |
| 6.17 | Rapiditäts Spektrum für 40A GeV C+C. Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Oben sind die positiven Kaonen mit einem Doppelgauß gefittet, die negativen Kaonen unten wurden mit einem einfachem Gauß gefittet. | 59 |
| 6.18 | Rapiditäts Spektrum für 40A GeV Si+Si Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Oben sind die positiven Kaonen mit einem Doppelgauß gefittet, die negativen Kaonen unten wurden mit einem einfachem Gauß gefittet. | 60 |
| 6.19 | Rapiditäts Spektrum für 158A GeV C+C Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Die positiven Kaonen sind mit einem Doppelgauß gefittet. Die offenen Rauten sind die Daten von C.Höhne. | 61 |
| 6.20 | Rapiditäts Spektrum für 158A GeV C+C Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Die negativen Kaonen wurden mit einem einfachen Gauß gefittet. Die offenen Rauten sind die Daten von C.Höhne. | 62 |
| 6.21 | Rapiditäts Spektrum für 158A GeV Si+Si Die gefüllten Punkte sind gemessene Daten, die offenen Symbole sind um $y=0$ gespiegelt. Oben sind die positiven Kaonen mit einem Doppelgauß gefittet, die negativen Kaonen unten wurden mit einem einfachem Gauß gefittet. Die offenen Rauten sind die Daten von C.Höhne. | 63 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 7.1 | Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten positiven Kaonen pro Wounded Nucleon bei 40A GeV | 65 |
| 7.2 | Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ bei 40A GeV. | 66 |
| 7.3 | Energieabhängigkeit bei p + p Daten zur Extrapolation eines 40A GeV Wertes. Der ermittelte Wert beträgt 0.15033. | 67 |
| 7.4 | Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten negativen Kaonen pro Wounded Nucleon bei 40A GeV | 68 |
| 7.5 | Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ bei 40A GeV. | 69 |
| 7.6 | Energieabhängigkeit bei p + p Daten zur Extrapolation eines 40A GeV Wertes. Der ermittelte Wert beträgt 0.0791. | 70 |
| 7.7 | Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten positiven Kaonen pro Wounded Nucleon bei 158A GeV. Der Schwefel Wert stammt von der NA35 collab. [27]. Bei den Kohlenstoff und Silizium Werten sind die oberen von C.Höhne und die Unteren von mir. | 71 |
| 7.8 | Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ bei 158A GeV. | 72 |
| 7.9 | Systemgrößenabhängigkeit der Anzahl der produzierten negativen Kaonen pro Wounded Nucleon bei 158A GeV. Der Schwefelwert stammt von der NA35 collab. [27]. Bei den Kohlenstoff und Silizium Werten sind die oberen von C.Höhne und die Unteren von mir. | 73 |
| 7.10 | Systemgrößenabhängigkeit des Verhältnisse $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ bei 158A GeV. | 74 |
| 7.11 | Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^+ \rangle$ bei 40A GeV. Der p+p Punkt ist eine Extrapolation aus der Kompilation von Benjamin Lungwitz, Marek Gazdzicki und mir selbst [25]. Die minimum Bias Daten stammen von Peter Dinkelaker. | 75 |
| 7.12 | Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^- \rangle$ bei 40A GeV. Der p+p Punkt ist eine Extrapolation aus der Kompilation von Benjamin Lungwitz, Marek Gazdzicki und mir selbst [25]. Die minimum Bias Daten stammen von Peter Dinkelaker. | 76 |
| 7.13 | Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^+ \rangle$ bei 158A GeV. Der p+p Punkt ist aus der Arbeit von J.Bachler [26]. Die minimum Bias Daten stammen von Peter Dinkelaker. | 77 |
| 7.14 | Systemgrößenabhängigkeit des Inverse Slope Parameters von $\langle K^- \rangle$ bei 158A GeV. Der p+p Punkt ist aus der Arbeit von J.Bachler [26]. | 78 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Eigenschaften der NA49-TPC's. | 9 |
| 5.1 | Die für die Analyse verwendeten Event- Cuts. Detaillierte Beschreibungen zu den verschiedenen Cuts sind im Text enthalten. | 24 |
| 5.2 | Anzahl der untersuchten Events vor und nach den verschiedenen Event- Cuts. | 24 |
| 5.3 | Runabhängige Cuts bei 40A GeV C+C | 26 |
| 5.4 | Verwendete Track- Cuts für die verschiedenen Datensätze | 28 |
| 5.5 | Anzahl der untersuchten Spuren vor- und nach den Track- Cuts für Globale dE/dx- Analyse | 29 |
| 6.1 | Zentralitäten der verwendeten Datensätze. | 36 |
| 6.2 | Ergebnisse bei 40A GeV | 56 |
| 6.3 | Ergebnisse bei 158A GeV | 57 |
| 9.1 | Rapidityverteilung für K^+ 40A GeV C+C | 81 |
| 9.2 | Rapidityverteilung für K^- 40A GeV C+C | 81 |
| 9.3 | Rapidityverteilung für K^+ 40A GeV Si+Si | 82 |
| 9.4 | Rapidityverteilung für K^- 40A GeV Si+Si | 82 |
| 9.5 | Rapidityverteilung für K^+ 158A GeV C+C | 82 |
| 9.6 | Rapidityverteilung für K^- 158A GeV C+C | 83 |

Tabellenverzeichnis

9.1 Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Reinhard Stock bedanken. Mit seiner Vorlesung über Kernphysik hat er mein Interesse in diesem Gebiet geweckt. Durch den Besuch am CERN und speziell am NA49 Experiment stand bei mir die Entscheidung für diese Arbeitsgruppe fest. Großer Dank gilt auch meinem Betreuer Prof. Marek Gazdzicki, er war immer erreichbar wenn ich bei dieser Arbeit Hilfe oder Rat benötigte und hat die Lösungen nicht nur mit seinem statistischem Modell erklärt. Bei Prof. Herbert Ströbele möchte ich mich für die vielen Anregungen zu dieser Arbeit bedanken, insbesondere auch dafür dass er mir die GSI näher gebracht hat.

Benjamin Lungwitz war und ist mir während der gesamten Studienzeit stets ein guter Freund gewesen und hat mich ständig zu besseren Leistungen angespornt, dafür möchte ich mich ganz besonders bedanken. Bei Peter Dinkelaker, Stefan Kniege und Michael Mitrovski möchte ich mich für die Unternehmungen abseits der Physik insbesondere am CERN bedanken, dank auch dafür dass sie mir den Einstieg in die Datenanalyse erleichtert haben. Für die Hilfe bei der Betreuung des Praktikums möchte ich Christopher Alt danken.

Bei Prof. Christoph Blume möchte ich mich für die Hilfe bei der Einrichtung und Benutzung von Root bedanken. Für die Hilfe bei Linux „Problemen“ möchte ich mich bei Roland Bramm und Boris Wagner bedanken. Bei Claudia Strabel, Agnes Richard, Tim Schuster, Frederik Kramer und Wolfgang Sommer bedanke ich mich dass ich mit euch viel Spaß am IKF hatte.

Insbesondere danke ich Marco van Leeuwen der mit seiner Arbeit meine erst ermöglicht hat, und Claudia Höhne die mit ihrer Arbeit den Vergleich zwischen den beiden Analysen möglich gemacht hat.

An dieser Stelle noch ein Dank an alle Kommilitonen aus meinem Semester für die Hilfe beim Studium, insbesondere die Lern- und Tutorium Gruppe ohne die ich einige Aufgabenzettel nicht so vollständig abgeben hätte können.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern Lucia und Georg die mir das Studium der Physik erst ermöglicht haben und mich stets unterstützen. Bedanken möchte ich mich auch bei meinem Bruder Sebastian der immer für genug Ablenkung vom Studium gesorgt hat, sowie bei meiner Tante Maria Kliemant die mich oft unterstützt hat.

Danksagung

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt, der 7. Juni 2005, Michael Kliemant

Danksagung