

# **Pionproduktion in Pb+Pb Kollisionen @ 40 A·GeV**

Diplomarbeit

von

Roland Bramm

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

Frankfurt am Main, 2001



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	.....	1
<b>Experiment</b>		
	Konzept	5
	Koordinatensystem & Einheiten	5
	SPS	6
	Die Magneten	6
	Strahldetektoren & Trigger	7
	Spurendriftkammern	7
	Flugzeitdetektoren (ToF)	9
	Vetokalorimeter	9
	DAQ	9
	Weitere Informationen	9
<b>Software</b>		
	Rekonstruktionskette	11
	Tracking	11
	Rechenfarm	13
	Datenstrukturen	13
	ROOT	13
	CINT	13
	GEANT	14
	MTSIM	14
<b>40 GeV/Nukleon</b>		
	Magnetfeldskalierung	15
	Trigger	15
	Impulsauflösung	17
<b>Analyse</b>		
	Ereignisschnitte	19
	Spurschnitte	20
	Weiteres Vorgehen	23
<b>Korrekturen</b>		
	Geometrische Akzeptanz	25
	Untergrund	25
	Effizienz	27
	Kaonen	28
	Systematischer Fehler	28
<b>Ergebnisse</b>		
	Transversalimpuls	31
	$\langle p_T \rangle$	32
	Rapidität	32
<b>Diskussion</b>		
	Energieabhängigkeit	33
	Statistical Model of the early Stage	35
	Statistical Hadron Gas Model	37
	UrQMD	37
<b>Zusammenfassung</b>	.....	41
<b>Danksagung</b>	.....	43
<b>Literaturverzeichnis</b>	.....	45



# Einleitung

Das Standardmodell beschreibt den Aufbau der Materie mit Hilfe von Elementarteilchen, die innerhalb dieses Modells keine innere Struktur aufweisen. Die elementaren Teilchen der starken Wechselwirkung sind Quarks und Gluonen, welche bis jetzt nicht als freie Teilchen experimentell nachgewiesen worden sind. Aus diesen Teilchen bestehen Hadronen, also stark wechselwirkende, zusammengesetzte Objekte. Versucht man Quarks aus einem Hadron zu entfernen, entstehen bei zunehmender Feldenergie aus dem Vakuum Quark-Antiquark Paare, die im Endzustand als Hadronen auftreten. Den Zustand der Materie in Hadronen bestehend aus gebundenen Quarks und Gluonen, nennt man „Confined Matter“.

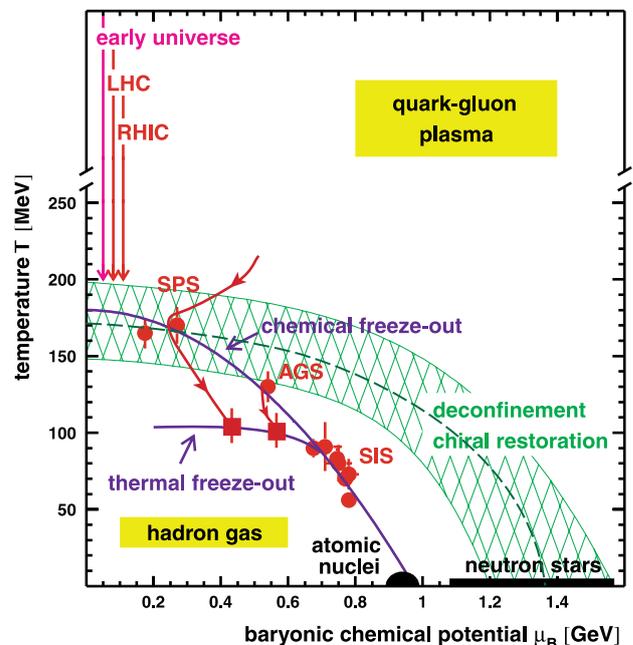
Im Universum gibt es einige Situationen, in denen die Dichten der stark wechselwirkenden Materie extrem groß sind und weit über der Kernmateriedichte liegen. Die zentralen Fragestellungen zum Verständnis der starken Wechselwirkung sind: „Was für eine Art Materie existiert in einem Zustand extrem hoher Energiedichten?“ und „Sind Hadronen selbst noch ein relevanter Freiheitsgrad?“. Hochdichte Zustände existieren im Zentrum eines Neutronensterns und Zustände extrem hoher Energiedichten sind in der frühen Phase des Urknalls [1,2] und in explodierenden Schwarzen Löchern vorhanden. Das Neutron hat einen Radius von 0,5-1 fm (1 fm =  $1 \cdot 10^{-15}$  m) und eine Dichte von ca.  $8 \cdot 10^{14}$  g  $\text{cm}^{-3}$ , ein Neutronenstern hat im Zentrum eine Dichte von  $10^{16}$  -  $10^{17}$  g  $\text{cm}^{-3}$ . In diesem Fall muß man annehmen, daß sich die Neutronen überlappen, so daß es keinen Sinn mehr macht, von individuellen Hadronen zu sprechen, sondern stattdessen von freien (deconfined) Quarks und Gluonen. Materie in diesem Zustand wird Quark Gluon Plasma (QGP) genannt [3]. Es besteht aus unabhängigen Quarks und Gluonen.

Die QCD (Quantenchromodynamik), das dominante Modell der starken Wechselwirkung, sagt einen Phasenübergang von „confined“ zu „deconfined Matter“ bei hohen Temperaturen oder Dichten voraus. Man hat diesen bei Dichten von 0,3-0,9  $\text{GeV}/\text{fm}^3$  und einer Temperatur von 165-180 MeV mit numerischen Kalkulationen (Gitterrechnung) entdeckt [4].

Lange Zeit nahmen Physiker an, daß ein solcher Zustand nur im Makrokosmos erzeugbar ist. Es zeigte sich aber, daß dieser Zustand extrem hoher Dichte mit Schwerionenkollisionen bei ausreichender Energie erzeugbar sein sollte. In der frühen Phase der Kollision sollte die Energiedichte für eine kurze Zeit oberhalb der Schwelle der QGP-Erzeugung liegen. Die Kollisionen schwerer Ionen sind ein einzigartiges Werkzeug, um Eigenschaften hochdichter Materie zu studieren.

Die ersten Beschleuniger, die so modifiziert wurden, schwere Ionen auf ultrarelativistische Energien zu beschleunigen, wurden 1986 in Brookhaven (AGS) und im CERN

(SPS) in Betrieb genommen. Es handelt sich bei beiden um eine Umrüstung vorhergehender Beschleuniger, die erst „leichte“ Ionen wie Silizium bzw. Schwefel und später (1994) Gold bzw. Blei beschleunigen konnten. Am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) sind Schwerpunktsenergien (im NN-System) bis  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,4$  GeV möglich und das SPS (Super Proton Synchrotron) hat eine maximale Energie von  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19,4$  GeV. Seit dem Jahr 2000 ist in Brookhaven der RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) mit Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  GeV verfügbar. Ab 2006 wird im CERN der LHC (Large Hadron Collider) betriebsbereit sein und wird Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,4$  TeV erreichen. In der Abbildung „QCD-Phasendiagramm“ unten ist eine Kompilation der beschriebenen Zustände dargestellt.

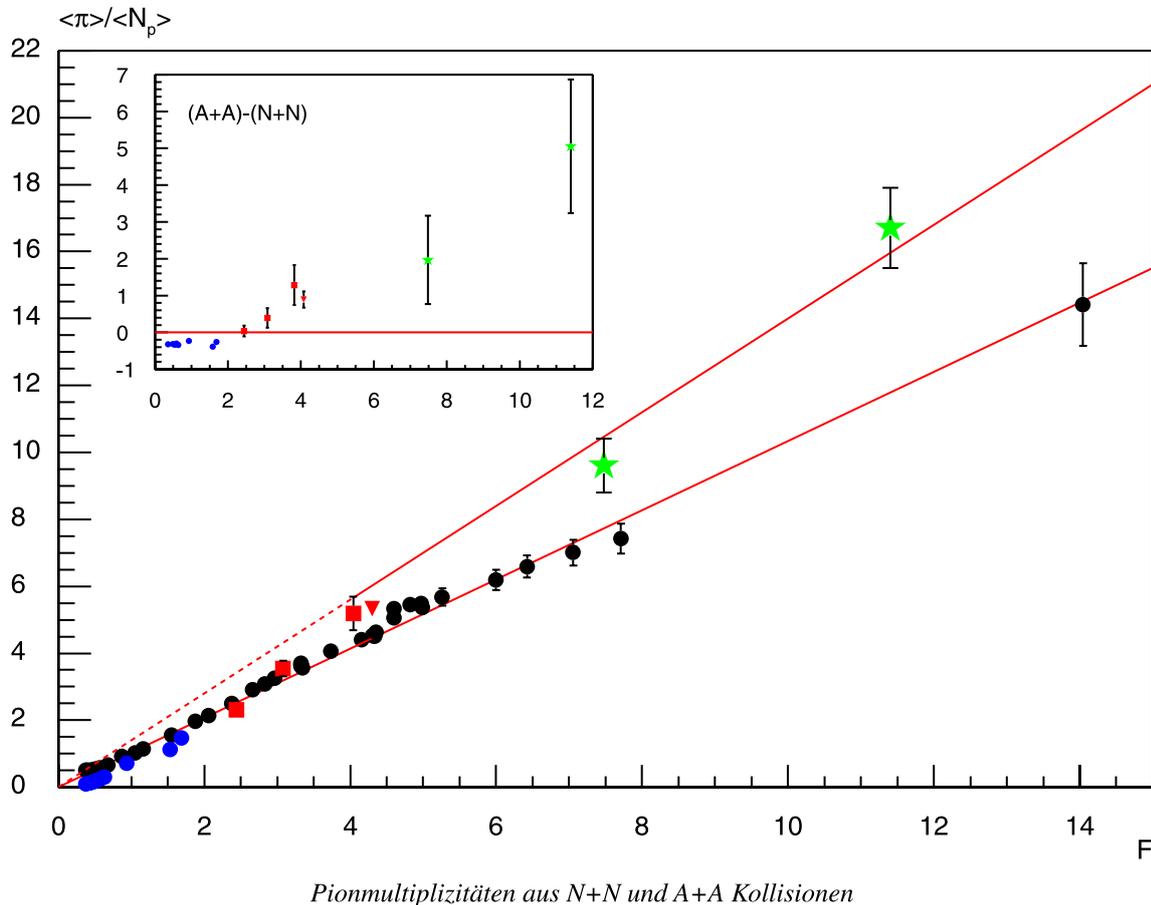


Schematische Darstellung des QCD-Phasendiagramms [5]

Das extrem kleine Volumen ( $V \approx 10^2$ - $10^4$   $\text{fm}^3$ ) und die kurze Lebensdauer ( $\tau \approx 10^{-22}$  s) einer Schwerionenkollision macht eine direkte Messung der Observablen des Feuerballs unmöglich. Im Endzustand der Reaktion nimmt man an, daß unabhängig von dem in der frühen Phase erzeugten Materiezustand, nur Hadronen und Elektronen beobachtbar sind. Es ist somit eine Herausforderung, aus dem experimentell zugänglichen Endzustand den Verlauf der Kollision herauszufinden. Zentral geht es um die Frage, ob es sich bei dem am SPS bei maximaler Energie erzeugten Materiezustand um das Quark Gluon Plasma handelt. Die experimentellen Daten für „Transversalenergie“ Spektren [6,7] erlauben eine Abschätzung der Energiedichte in der frühen Phase, die mit 1-10  $\text{GeV}/\text{fm}^3$  über der kritischen Energiedichte der mit der QCD-Gitterrechnung durchge-

fürten Kalkulationen liegt. Diese Abschätzung ist jedoch stark von dem benutzten Modell abhängig. Unter den von den Modellen bei der höchsten Energie des SPS vorhergesagten Signaturen des QGP sind erhöhte Seltsamkeitsproduktion [8],  $J/\Psi$  Unterdrückung [9] und signifikante Dilepton Produktion [10], die experimentell nachgewiesen wurden [11-13]. Leider erlauben diese Resultate nicht, von einer Entdeckung des QGP zu reden, denn sekundäre hadronische Prozesse produzieren ähnliche, manchmal auch größere Effekte [14-18] und die Gültigkeit der Modelle, die diese Signaturen vorhersagen, ist leider fraglich. Es scheint, daß es ein modellunabhängigerer Weg ist, nach dem Übergangspunkt zur Materie freier Quarks bei hohen Energiedichten mit der Betrachtung der Energieabhängigkeit relevanter Observablen zu suchen. Die Daten niedriger Energien vom AGS (15 A·GeV), JINR Dubna (4,5 A·GeV), Bevalac LBL und SIS GSI ( $< 3$  A·GeV) zusammen mit denen der SPS Energien (158 A·GeV) erlauben eine Suche nach Effekten in der Pion- und der Seltsamkeitsproduktion [19,20]. Da zwischen den AGS und SPS Daten eine Anomalie vorhanden ist, hat NA49 diverse Anträge auf einen Niedrigenergiestrahler gestellt. In der Bleistrahlerzeit 1998 gab es einen zwölf Stunden dauernden Teststrahl mit 40 A·GeV, 1999 gab es eine vier Wochen dauernde 40 A·GeV Strahlzeit, in der NA49 800 000 Zentrale (7,2% des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts) und 1 000 000 Ereignisse aller Zentralitäten aufgenommen hat. Inhalt dieser Arbeit ist die Analyse der Pionproduktion in zentralen Blei+Blei Kollisionen bei 40 A·GeV, und die

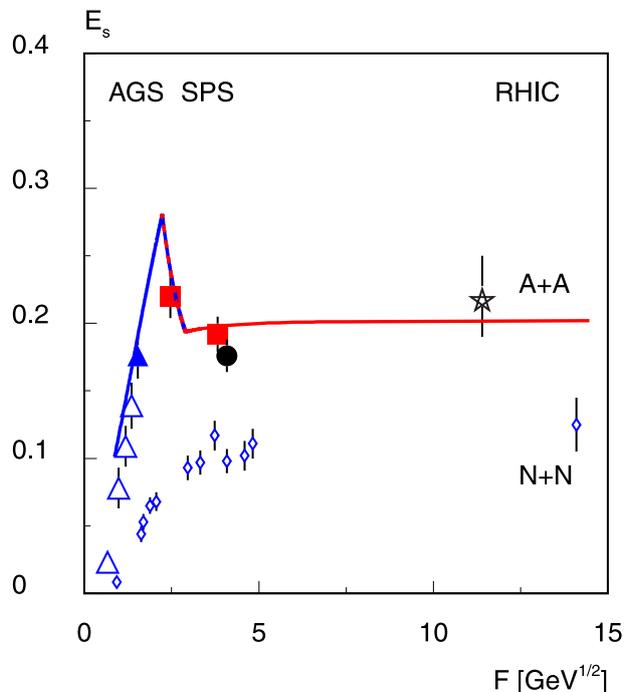
Untersuchung der Energieabhängigkeit der Pionproduktion mit den neuesten verfügbaren Daten aller Energien. Da der Großteil der Entropie einer Kollision durch die Pionmultiplizität repräsentiert wird, sollte hier die erwartete Erhöhung der Anzahl der Freiheitsgrade auf grund der Erzeugung des QGP sichtbar werden. Speziell im Fall eines Übergangs zu freien Quarks und Gluonen erwartet man einen steileren Trend der Energieabhängigkeit der totalen Pionmultiplizität. Eine natürliche Referenz, um diese Energieabhängigkeit der Pionmultiplizitäten zu studieren, sind die Ergebnisse von Nukleon+Nukleon Stößen (p+p, n+p). Die Annahme, ein QGP erzeugt zu haben, ist hier aufgrund des kleinen Reaktionsvolumens nicht anwendbar. Betrachtet man die mittlere Pionmultiplizität ( $\langle \pi \rangle$ ) normalisiert mit der Anzahl der Partizipanten ( $\langle N_p \rangle$ ) verglichen mit den Nukleon+Nukleon (N+N) Daten, so sieht man, daß die Pionen der Kern+Kern (A+A) Kollisionen im Bereich um 40 A·GeV anfangen, einem steileren Trend zu folgen. Bei kleineren Energien liegt das  $\langle \pi \rangle / \langle N_p \rangle$  Verhältnis unterhalb der Kern+Kern Daten, man spricht hier von Pionunterdrückung (pion suppression). Bei Energien über 40 A·GeV kehrt der Trend zur Pionvermehrung (pion enhancement) in A+A Kollisionen um. Dieses Verhalten ist konsistent mit der Annahme, daß ein Phasenübergang zum QGP im Bereich um 40 A·GeV vorhanden ist. Dieses Verhalten ist in Abbildung „Pionmultiplizitäten aus N+N und A+A Kollisionen“ unten mit den hier vorgestellten Pionmultiplizitäten gezeigt. Um diesen Effekt besser sichtbar zu machen, ist die Differenz aus den



(A+A) und (N+N) Werten gebildet worden und in diese Darstellung eingebettet.

Die Energieabhängigkeit des Seltsamkeits- zu Pionproduktionsverhältnisses ist in Abbildung „Energieabhängigkeit“ unten gezeigt. Man kann ein nichtmonotonisches Verhalten im Bereich unter 40 A·GeV beobachten. Dieses Verhalten wurde vom „Statistical Model of the early Stage“ [7] als ein weiteres Signal für einen Übergang zum QGP vorausgesagt.

berücksichtigt. Den Schluß bildet die Zusammenfassung, die Danlsagung und das Literaturverzeichnis.



#### Energieabhängigkeit des Strangness zu Pion Verhältnisses

Diese zuerst im Jahr 2000 dem SPS-Comittee vorgestellten Ergebnisse [21] veränderten den vorhandenen Strahlzeitplan nachhaltig, so daß ein paar Monate später eine Woche 80 A·GeV Strahl hauptsächlich für NA49 produziert wurde und für 2002 eine Strahlzeit mit 20 und 30 A·GeV vorgesehen ist, um den kompletten Energiebereich innerhalb des CERN „energy scan“ Programms abdecken zu können.

Diese Arbeit gliedert sich in einen Experimentteil, in dem NA49 kurz vorgestellt wird und einem Teil, in dem die Rekonstruktionskette, also die Umwandlung gemessener elektrischer Größen in physikalisch nutzbare Werte eingeführt wird. Danach wird in Kapitel „40 A·GeV“ die Veränderung am Aufbau des Experiments beschrieben, die für eine optimale Ausbeute notwendig war. Im nächsten Kapitel wird die hier verwendete Analyse vorgestellt, anschließend werden die notwendigen Korrekturen und eine Abschätzung des systematischen Fehlers eingeführt. Nun folgt das Kapitel, indem die ersten 40 A·GeV Ergebnisse vorgestellt werden, die im anschließenden Kapitel mit Modellen und Daten anderer Experimenten bei anderen Energien verglichen und diskutiert werden; hier sind auch die vorläufigen Ergebnisse der 80 A·GeV Analyse



# Experiment

## Konzept

Das Experiment NA49 wurde gebaut, um die Hadronproduktion in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen mit Blei+Blei zu messen. Dies ist die Fortführung des Schwerionenprogramms des CERN, in dem vorher leichtere Elemente wie z.B. Sauerstoff oder Schwefel untersucht wurden.

NA49 wurde geplant, um Blei+Blei Kollisionen bei der maximalen SPS Energie von 158 A-GeV mit Teilchenmultiplizitäten von bis zu 2000 geladenen Teilchen messen zu können. Es war notwendig, einen Detektor mit großer Akzeptanz, guter Impulsauflösung, guter Spurauflösung und Teilchenidentifikation zu bauen.

Diese Voraussetzungen wurden mit Hilfe von vier TPCs (siehe Abschnitt „Spurendriftkammer auf Seite 7) als primäre Detektoren für geladene Teilchen, mehreren Flugzeitwänden, Kalorimetern, Proportionalkammern, Szintillatorzählern und weiteren Unterdetektoren verwirklicht (Siehe Abbildung unten auf dieser Seite).

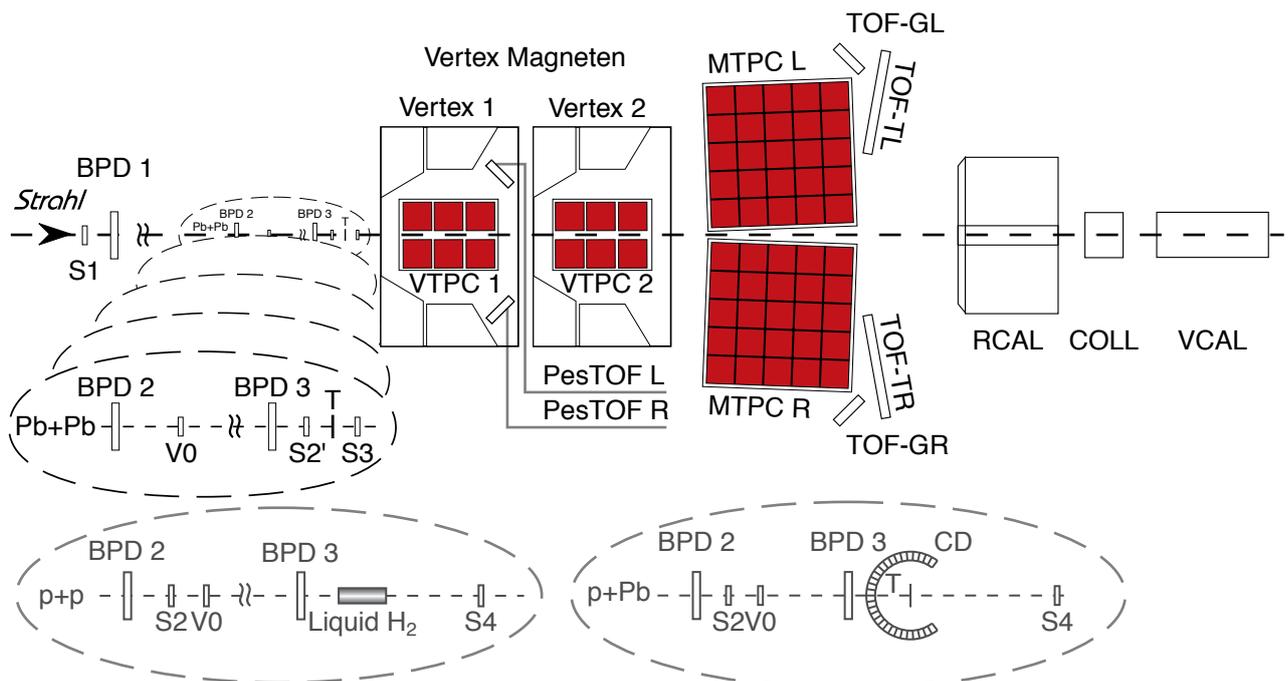
Aufgrund der Ereignisgeometrie eines Fixed-Target Experiments fliegen die Teilchen in einem kleinen Winkelbereich um die Strahlachse, da der Impuls des Schwerpunktsystems verglichen mit dem Transversalimpuls sehr groß ist. Man benötigt ein starkes, homogenes Magnetfeld, um die geladenen Teilchen aufzufächern. Das Magnetfeld ermöglicht eine Impulsbestimmung anhand der Krümmungsradien der Spuren.

Mit NA49 kann man eine Vielzahl von Observablen messen:

- Rapidity- und Transversalimpulsspektren identifizierter Hadronen ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ,  $K^-$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $\bar{d}$ ), in den Bereichen, in denen eine Identifikation mit  $dE/dx$  oder ToF möglich ist. [1-5]
- Produktion seltsamer Teilchen ( $K_s^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ) und mehrfach seltsamer Teilchen ( $\Xi^-$ ,  $\bar{\Xi}^+$ ,  $\Omega^-$ ,  $\bar{\Omega}^+$ ) durch Auswertung der Zerfallsgeometrie und Identifikation mit Hilfe der Analyse der invarianten Massen. [6-9]
- Produktion von hadronischen Resonanzen  $\phi$ ,  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda(1520)$ ,  $K(890)$ ,  $\Sigma(1385)$  durch Identifizierung der Zerfallsprodukte anhand des spezifischen Energieverlusts und anschließender Rekombination der invarianten Massen. [10-15]
- Event-by-Event Fluktuationen aufgrund der großen Phasenraumakzeptanz. [16-18]
- Kurzreichweitige Teilchenkorrelationen wegen der guten Impulsauflösung, der großen Phasenraumakzeptanz und der guten Zweispurauflösung. [19,20]
- Gerichteter Fluß aufgrund der Teilchenidentifikation und der großen Phasenraumakzeptanz. [21-23]

## Koordinatensystem & Einheiten

Das standard NA49 Koordinatensystem ist ein rechthändiges, euklidisches System, dessen Zentrum in der Mitte von Vertexmagnet 2 liegt. Die Orientierung des Koordinatensystems ist durch die Strahlachse (z), durch die Driftrich-



Aufsicht (xz-Ebene) auf das NA49 Experiment, mit den verschiedenen Strahldefinitionen und Targetaufbauten

tung der Elektronen in den TPCs ( $y$ ) und durch das Jura, das links vom Strahl verläuft ( $x$ ), definiert. Die Standard-einheiten sind cm, GeV, GeV/c und GeV/c<sup>2</sup> für Entfernungen, Energien, Impulse und Massen. Die Masse  $m_N$  ist die Mittlung zwischen der Proton- und Neutronmasse. In dieser Arbeit gilt  $\hbar = c = 1$ , die Einheiten werden aber weiterhin berücksichtigt.

Die longitudinale Geschwindigkeit eines Teilchens der Masse  $m$  wird durch die Rapidität beschrieben:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \text{arc tanh } \beta_z, \quad (1)$$

mit der Gesamtenergie:

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

Der Transversalimpuls ist durch:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3)$$

definiert, für die transversale Masse gilt:

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_x^2 + p_y^2} \quad (4)$$

Für die Schwerpunktsenergie einer Kollision gilt:

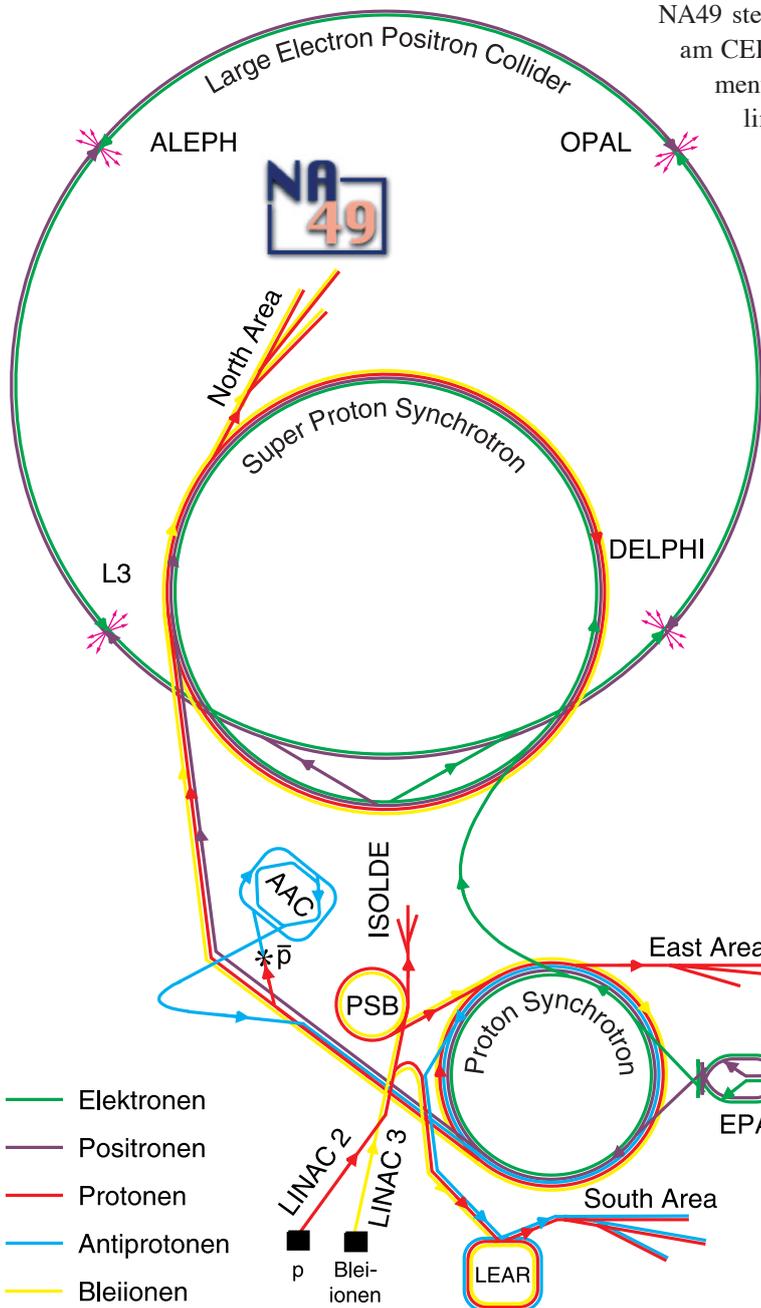
$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{2(m_N^2 + m_N \cdot \sqrt{m_N^2 + p_{\text{Strahl}}^2})}. \quad (5)$$

Eine andere Darstellung hiervon ist die Fermi Variable

$$F = \frac{\sqrt{(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)^3}}{\sqrt[4]{s_{NN}}}, \quad (6)$$

für große Energien gilt dabei:

$$F \approx \sqrt{s_{NN}}. \quad (7)$$



Der CERN Beschleuniger-Komplex

## SPS

NA49 steht in der „North Area“ an der „H2 Beam-line“ am CERN-SPS. In dieser sind Protonen, Blei und Fragmentationsstrahlen möglich [24] (siehe Abbildung links).

Das SPS kann geladene Kerne von Wasserstoff bis Blei auf bis zu 400 bzw. 158 A·GeV beschleunigen. Es sind auch andere Energien möglich, um z.B. eine Energieabstufung durchführen zu können. So gab es 1999 eine 40 A·GeV und 2000 eine 80 A·GeV Blei Strahlzeit. Das SPSC (SPS-Committee) hat auch den Antrag nach 20 und 30 A·GeV im Jahr 2002 genehmigt. Technisch sind diese Energien möglich, wenn auch nicht mit der vollen Strahlintensität.

## Die Magneten

Es sind zwei supraleitende Magneten vorhanden, die zusammen eine maximale Ablenkkraft von 9 Tm aufweisen. Sie sind 5,7 m breit und 3,7 m lang. Zwischen der oberen und unteren Spule ist ein 1 m großer, freier Raum, in dem die Vertex-TPCs (siehe Abschnitt „Spurendriftkammern“ auf Seite 7) untergebracht sind. Für eine gute Spurverfolgung muß das Magnetfeld sehr gut bekannt sein. Das Magnetfeld wurde für die bei 158 A·GeV

verwendete Konfiguration mit zwei unabhängigen Verfahren bestimmt, zum einen ist es mit dem Programm TOSCA berechnet worden [25], zum anderen mit einer Hall Sonde in 4 cm<sup>3</sup> Schritten gemessen worden [26]. Diese beiden Methoden stimmen innerhalb einer Abweichung von 0,5% überein. Für die Strahlenergien 40 und 80 A·GeV wurde

das Magnetfeld auf  $\frac{1}{4}$  bzw.  $\frac{1}{2}$  des vollen Feldes gesetzt. Für  $\frac{1}{4}$  Feld ist eine Berechnung mit TOSCA durchgeführt worden, aber keine Messung. Das  $\frac{1}{2}$  Feld ist weder simuliert noch gemessen worden, hier wurde das bei 158 A-GeV Kollisionen verwendete Feld halbiert. Die von der Rekonstruktion verwendeten Magnetfelder werden mit einem aus der  $\Lambda$  und  $K_s^0$  Massenverschiebung gewonnenen Faktor korrigiert (siehe Abschnitt „Magnetfeldskalierung“ in Kapitel „40 A-GeV“ auf Seite 15).

## Strahldetektoren und Trigger

### Strahlzähler & Positionsdetektoren

Für Schwerionenstrahlen ist es unabdingbar, sowenig Material wie möglich im Strahl stehen zu haben. So wurden möglichst wenig und möglichst dünne Strahlzähler installiert. Für die Blei+Blei Konfiguration wird für S1 ein 200  $\mu\text{m}$  Quarz-Čerenkov-Zähler verwendet, S2' und S3 sind dünne Heliumgas-Čerenkov-Zähler [27]. Die Strahlzähler messen die Ionisation der Strahlteilchen.

Die Strahlposition in der xy-Ebene wird mit einem aus drei Proportionalkammern (**B**eam **P**osition **D**etector BPD 1, 2, 3) bestehenden Teleskop gemessen. Die resultierende Genauigkeit der Strahlpositionsmessung, wenn man sie bis zum Target extrapoliert, ist 40  $\mu\text{m}$ .

### Target

Für Blei+Blei Kollisionen wird eine Bleifolie der Dicke 207  $\mu\text{m}$  und einer Dichte von 224  $\text{mg}/\text{cm}^3$  verwendet, was zu einer Interaktionswahrscheinlichkeit von ungefähr 0,5% führt. Die Folie sollte möglichst dünn sein, um die Vielfachstreuung und die  $\gamma$ -Konversion möglichst gering zu halten.

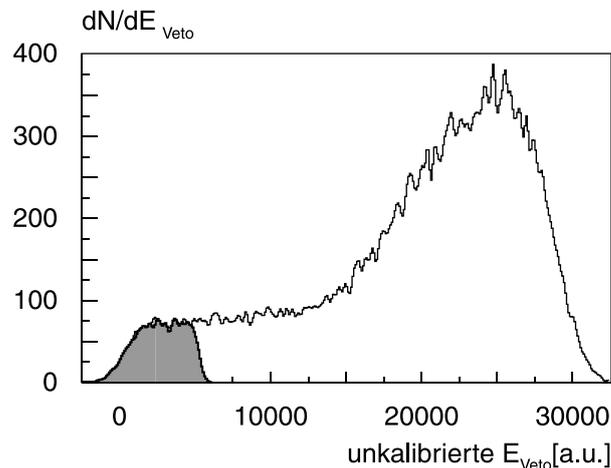
### Interaktionstrigger

Am wichtigsten ist zunächst die Information, ob überhaupt ein Ereignis stattgefunden hat, dies wird mit einer Antikoinzidenz zwischen S2' und S3 erreicht. Ist in S2' ein Strahlteilchen gemessen worden und ist die Ionisation in S3 bedeutend niedriger, so hat mit großer Wahrscheinlichkeit eine Interaktion im Target stattgefunden haben.

Um einen möglichst großen Energieübertrag zwischen Strahlteilchen und Target zu bekommen, versucht man nur die zentralen Ereignisse zu selektieren, also Ereignisse mit kleinem Impaktparameter.

### Selektion der zentralen Blei+Blei Kollisionen

Um auf zentrale Blei+Blei Kollisionen triggern zu können, wird die Energie der Projektilspektatoren gemessen. Hierfür ist ein Veto-Kalorimeter 20 m hinter dem Target vorhanden. Davor ist ein Kollimator, der so eingestellt ist,



*Energieverteilung des Vetokalorimeters, zentrale Ereignisse sind in grau dargestellt*

daß die Spektatoren des Projektilkerns, die Fragmente und die Spektator-Neutronen, sowie Protonen das Kalorimeter erreichen können. Es wird dann die Energie dieses Teilchens gemessen. Um Kollisionen mit einer großen Anzahl von Partizipanten zu selektieren, triggert man auf kleine Summenenergien der Projektilspektatoren. Die Energieverteilung der Projektilspektatoren und die, die vom Interaktionstrigger selektiert werden, sind in der Abbildung oben gezeigt. Für die 40 A-GeV Blei+Blei Kollisionen wurden 7,2% der Ereignisse mit der kleinsten gemessenen Energie ( $E_{\text{Veto}}$ ) akzeptiert. Die Abhängigkeit zwischen der gemessenen Energie und dem Impaktparameter kann mit Hilfe diverser Modelle ermittelt werden. Hierbei wird verwendet, daß die Anzahl der Partizipanten, also der Nukleonen, die an der Kollision beteiligt waren, antiproportional zur gemessenen Energie im Vetokalorimeter ist. Verwendet man diese selektierten 7,2% für ein „Hard Sphere“ Modell [28,29], so bekommt man einen Impaktparameter von  $b \approx 4,2$  fm. Die Anzahl der Partizipanten von  $\langle N_p \rangle = 349$  ist mit einer Fritiof [30,31] Simulation bestimmt worden.

## Spurendriftkammern (TPC)

Das Hauptdetektorsystem von NA49 sind die vier TPCs (**T**ime **P**rojection **C**hambers), die in zwei Gruppen eingeteilt sind. Es sind zwei hintereinander liegende, in ein Magnetfeld eingebettete TPCs vorhanden, die Vertex-TPC 1 und Vertex-TPC 2 genannt werden (VTPC1, VTPC2), sowie zwei bedeutend größere, die hinter den Magneten nebeneinander liegend angeordnet sind. Diese werden Main-TPC Left und Right genannt (MTPL, MTPR). Die Technischen Daten sind in der Tabelle auf der nächsten Seite aufgelistet. Die hier vorgenommene Analyse nutzt hauptsächlich die Information der TPCs.

	Vertex-TPC		Main-TPC Left & Right		
	1	2			
Volumen [m <sup>3</sup> ]	2 · 2,5 · 0,98		3,9 · 3,9 · 1,8		
sensitives Volumen [m <sup>3</sup> ]	1,6 · 2,3 · 0,66		3,6 · 3,6 · 1,1		
Gas	Ne/CO <sub>2</sub> (90/10)		Ar/CH <sub>4</sub> /CO <sub>2</sub> (90/5/5)		
Driftgeschwindigkeit [cm/μs]	1,4		2,4		
Driftfeld [V/cm]	200		175		
Driftspannung [kV]	13		19		
Kanäle (ges. Pads)	27648		63360		
Sektoren	2 · 3		5 · 5		
Sektortyp			HR	SR	SR'
Padreihen pro Sektor	24		18	18	18
Pads pro Padreihe	192		192	128	128
Padlänge [mm]	16/28	28	40	40	40
Padbreite [mm]	3,5	3,5	3,6	5,5	5,5
Winkel [°]	12-55	3-20	0	0	15

Technische Daten der NA49 TPCs

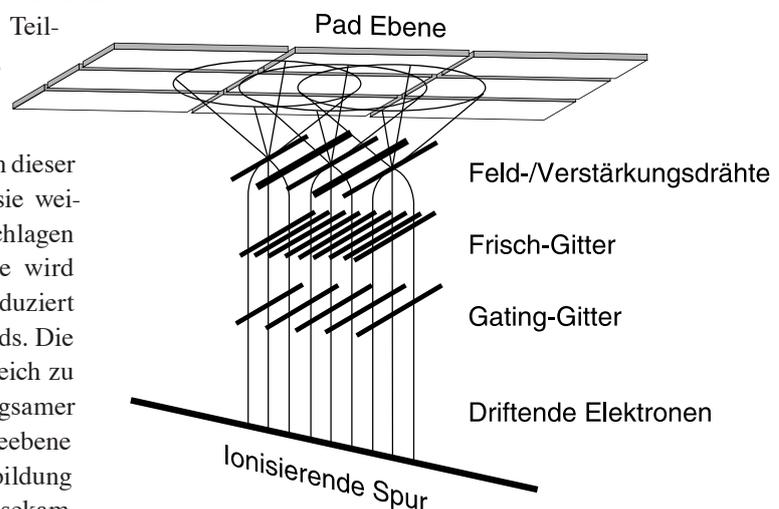
## Funktionsweise einer TPC

Eine TPC ist die Weiterentwicklung der Vieldrahtproportionalkammer und stellt die raffinierteste Art eines Gasionisationsdetektors dar. Sie ermöglicht eine dreidimensionale Spurrekonstruktion mit Teilchenidentifikation (PID, **P**article **I**dentification) in einem großen Volumen. Eine TPC besteht im allgemeinen aus einem großen, gasgefüllten sensitivem Raum, einer Vieldrahtproportionalsektion und einer Ausleseebene. Der sensitive Raum ist von einem möglichst homogenen elektrischen Feld durchsetzt, das eine konstante Driftgeschwindigkeit für Elektronen aus Ionisationsvorgängen bereitstellt. Auf diesem Bereich sitzen einige Drahtebenen, die eine Gasverstärkung der eindriftenden Elektronen bewirken, sowie für das „gating“ sorgen, also Elektronen durchlassen oder abriegeln, um zu verhindern, daß Elektronen nachdriften, oder daß die positiven Ionen in das sensitive Volumen zurückdriften können. Diese Pads nehmen das Signal auf. Die Ausleseebene ist in kleine unterschiedlich große Pads (Felder) aufgeteilt, deren Größe auf die beste Positions- und Ionisationsauflösung optimiert ist. Ein geladenes Teilchen ionisiert beim Durchflug die Gasmoleküle, die dann langsam in Richtung des angelegten Feldes driften, die entstehenden Elektronen bewegen sich im Driftfeld bis zur Drahtebene. In dieser werden die Elektronen beschleunigt, so daß sie weitere Elektronen aus den Gasatomen heraus schlagen können. Diese beschleunigte Elektronenwolke wird durch die Verstärkungsdrähte abgesaugt. Sie induziert einen kleinen scharfen Peak auf den Auslesepads. Die übrigbleibenden Ionenrümpfe driften im Vergleich zu den Elektronen um drei Größenordnungen langsamer und induzieren das Hauptsignal auf der Ausleseebene (Pads) durch eine Spiegelladung. In der Abbildung rechts ist der schematische Aufbau einer Auslesekammer dargestellt.

Aus der Verteilung der Ladungen auf einer Padreihe kann man die Position (x) bestimmen, an der das Teilchen die Padreihe überquert. Die zweite Koordinate (y) ergibt sich aus der Ankunftszeit des Signals, die z-Koordinate ergibt sich aus der Lage der Padreihe.

Der Feldkäfig ist bei NA49 nicht, wie sonst üblich, aus Leiterplatten, die mit Metallstreifen beklebt sind, aufgebaut, da dies viel mehr Material benötigt, und so sich die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen mit dem Detektormaterial massiv erhöhen würde. Hier verwendet man alumierte Mylarstreifen, die auf Keramikzylindern in den Ecken gehalten werden. Da die Masse dieser Konstruktion sehr gering ist, bekommt man auch weniger sekundäre Interaktionen und Vielfachstreuung von den gemessenen Teilchen mit dem Detektor.

Im R&D Projekt [32,33] sind diverse Gasmixturen untersucht worden. Die Entscheidung, unterschiedliche Gase in den Vertex und Main-TPCs zu verwenden, wurde auf dem Ergebnis dieser Arbeit gefällt und auf die jeweiligen TPCs optimiert. Die Main-TPCs sind mit 90% Argon (Ar),



Schematische Darstellung der TPC Auslesekammer

5% Methan (CH<sub>4</sub>) und 5% Kohlendioxid (CO<sub>2</sub>), die Vertex-TPCs's sind mit 90% Neon (Ne) und 10% Kohlendioxid (CO<sub>2</sub>), gefüllt.

## Ausleseebene und Elektronik

Das Auslesesystem der TPC's besteht aus über 182000 Kanälen, die alle direkt auf der TPC in digitale Daten gewandelt werden. Hierfür ist eine 32-Kanal-Karte entwickelt worden, die direkt mit den Auslesefeldern verbunden ist. Jede Karte besteht aus zwei 16 Kanal Vorverstärker/Impulsformern und zwei 16 Kanal Analogspeicher/ADC (Analog to Digital Converter) ICs (Integrated Circuits), die jeweils in einem ASIC (Application Specific Integrated Circuits) realisiert sind.

Die digitalisierten Daten werden mit einem Flachbandkabel auf das Kontroll und Transfer (CT Control and Transfer) Modul geschickt. Auf diesen werden 768 Kanäle auf eine Glasfaser gebündelt und zu den im „Counting House“ 20 m entfernt stehenden Receiver Modulen gesendet.

Diese bündeln dann 3072 Kanäle und führen eine Nulllinien Korrektur (pedestal Correction), Rauschunterdrückung, Nullunterdrückung, Speicherung, und Ereigniszwischen-speicherung durch. Hierfür sind DSPs (Digital Signal Processoren) vom Motorola (DSP 96000) mit 40 MHz Taktfrequenz verwendet worden. Die Software für die DSPs ist komplett in Assembler entwickelt worden, da es hier auf hohe Geschwindigkeit ankommt. Von den ursprünglich vom Detektor kommenden 100 MByte pro Ereignis bleiben bei zentralen Blei+Blei Ereignissen hier-nach noch 8 MByte pro Ereignis übrig. Es ist auch möglich, auf dieser Ebene eine Kompression mit dem Huffman Code [34] durchzuführen, was die Größe eines Ereignisses um weitere 40% verringert [35].

---

## Flugzeitdetektoren (ToF)

---

NA49 besitzt mehrere ToF (Time of Flight) Detektoren, die eine Verbesserung der Teilchenidentifikation in Regionen um die Schwerpunktsrapidität liefern, in denen die TPC dE/dx Information alleine nicht ausreicht, um Kaonen und Pionen zu identifizieren, da sich die dE/dx Spektren über-lappen.

Es sind zwei Pixel Szintillatorwände (ToF-TL und ToF-TR) vorhanden, mit jeweils 1782 rechteckigen Szintillatoren mit Photomultipliern und einer Zeitauflösung von 60 ps.

Die Detektorwände ToF-GL und ToF-GR sind anders auf-gebaut. Sie bestehen aus zwei Ebenen mit kreuzweise ange-ordneten Szintillatorstangen, die auf beiden Enden einen Photomultiplier haben. Die Zeitauflösung dieses Detektors beträgt 85 ps.

---

## Vetokalorimeter

---

Um Kollisionen bestimmter Zentralitäten selektieren zu können (siehe Abschnitt „Interaktionstrigger“ auf Seite 5) ist ein Vetokalorimeter [36] vorhanden, das ursprünglich für NA5 konstruiert wurde. Es steht 20 m hinter dem Target hinter einem Kollimator. Es besteht aus einer Blei-szintillator Sektion und einer Eisenszintillator Sektion. Die Energieauflösung ist:

$$\sigma(E)/E = 1/\sqrt{E(\text{GeV})} \quad (8)$$

---

## DAQ

---

Alle Daten werden von einem VME 68k Prozessor gesam-melt und sortiert. Das ist notwendig, da die Daten unsortiert ausgelesen werden, um so eine höhere Geschwindigkeit der DAQ (Data Acquisition) zu ermöglichen. Diesen Prozeß nennt man Ereignisbildung (event building). Der „Event Builder“ steuert den kompletten Datenaufnahmeprozess, also den Transfer zum Band und das Bandgerät selbst. Gesichert werden die Daten auf einem Sony DIR-100M Tape Recorder, der bis zu 16 MByte/s auf ein 100 GByte Band schreibt. Es passen somit ca. 15k Ereignisse (Zentral Blei+Blei @ 40 A·GeV) auf eine Bandkassette.

---

## Weitere Informationen

---

Eine detaillierte Darstellung des NA49 Detektors, dessen Elektronik und dessen DAQ sind in [37-39] dargestellt.



# Software

Um aus den von NA49 gewonnenen Rohdaten physikalisch nutzbare Größen und danach Analysen von Observablen durchzuführen, ist viel Software notwendig. Die Rekonstruktion legt den Grundstein für alle weiteren Analysen. ROOT ist das modernere Analysepaket, das bei NA49 genutzt wird, des öfteren wird aber noch der Vorgänger PAW benutzt. Für die Simulation ist das Paket GEANT vorhanden, die Detektorsimulation übernimmt MTSIM.

---

## Rekonstruktionskette

---

Um aus den aufgenommenen rohen elektrischen Signalen der diversen Detektoren nutzbare physikalische Größen zu extrahieren, muß man diese Ereignisse „rekonstruieren“. Aus den Rohdaten werden erst Raumpunkte berechnet, diese werden zu Spuren zusammengefügt und einige Parameter wie z.B. der Impulsvektor, der spezifische Energieverlust [1], und Zerfälle (V0) bestimmt. Hierfür sind diverse Softwarepakete entwickelt worden. Der Ablauf einer Rekonstruktion ist in der Abbildung „Schematische Darstellung der Rekonstruktionskette“ auf der nächsten Seite gezeigt.

---

## Tracking

---

Der wichtigste und komplizierteste Teil der Rekonstruktion ist das Tracking, da für alle weiteren Bestimmungen ein korrektes und effizientes Tracking benötigt wird. Generell wird mit der folgenden Prozedur vorgegangen:

- Cluster Suche in allen vier TPCs
- Gerade Spuren werden in den Main-TPCs rekonstruiert
- Vertexspuren werden in den gefundenen Main-TPC Spuren gesucht und diesen wird ein Impuls zugeordnet
- Die Main-TPC Spuren werden in die VTPC2 extrapoliert und Cluster werden an dieser gesammelt
- Cluster von den Main-TPC-Spuren mit vorhergesagten, aber nicht identifizierten Treffern in VTPC2 oder Main-TPC Spuren ohne Extrapolation werden als unbenutzt gekennzeichnet
- Alle übrigen Spuren in VTPC2 werden rekonstruiert
- Die neuen VTPC2 Spuren werden in die Main-TPC extrapoliert und Cluster werden an dieser gesammelt
- VTPC2 und Main-TPC Spuren werden in die VTPC1 extrapoliert und Cluster werden an dieser gesammelt
- Cluster von den Main-TPC-Spuren mit vorhergesagten, aber nicht identifizierten Treffern in VTPC1 werden als unbenutzt gekennzeichnet
- Alle übrigen Spuren in VTPC1 werden rekonstruiert

- Die neuen VTPC1 Spuren werden in die Main-TPC extrapoliert und Cluster werden an dieser gesammelt
  - Alle übrigen Spuren werden in den Main-TPCs gesucht
- Dieser kompliziert anmutende Prozeß identifiziert einen sauberen Satz von Spuren und sorgt gleichzeitig für die Verknüpfung der Detektoren [2].

## „Cluster Finder“ (dipt)

Der Cluster Finder berechnet Raumpunkte aus den aufgenommenen Rohdaten. Für jede Padreihe sucht er in der Pad-Drift Ebene (xy-Ebene) Bereiche, in denen Ladung vorhanden ist und kalkuliert die Position des Maximum, als Ergebnis erhält man die Raumpunktkoordinaten. Da diese Punkte diversen Verzerrungen unterliegen, müssen sie noch korrigiert werden. Es können Unterschiede in den Signallaufzeiten der Ausleseelektronik vorhanden sein, was eine verzerrte Driftzeit bewirkt, `tpc_calib` berechnet die notwendigen Korrekturen. Da sich die Vertex-TPCs in einem Magnetfeld befinden, treten dort  $E \times B$  Verzerrungen hauptsächlich aufgrund von Feldinhomogenitäten auf. Diese werden mit `edisto` und `vt_nca1c` korrigiert. Die verbleibenden Residuen werden mit einer phänomenologischen Methode von `tpc_res_corb` korrigiert [3].

## Lokales Tracking

Es wird erst ein lokales Tracking von `mtrac` in den Main-TPCs durchgeführt. Jetzt werden die Spuren mit `mpat` extrapoliert und in den Vertex-TPCs wird ein Tracking mit `patrec` durchgeführt. Für die TPCs wird ein einfacher Tracker benutzt, der Raumpunkte sammelt, die zu dem gewählten Spurmodell passen.

In den Main-TPCs wird eine gerade Linie als Modell genommen, dies ist möglich, da kein Magnetfeld vorhanden ist.

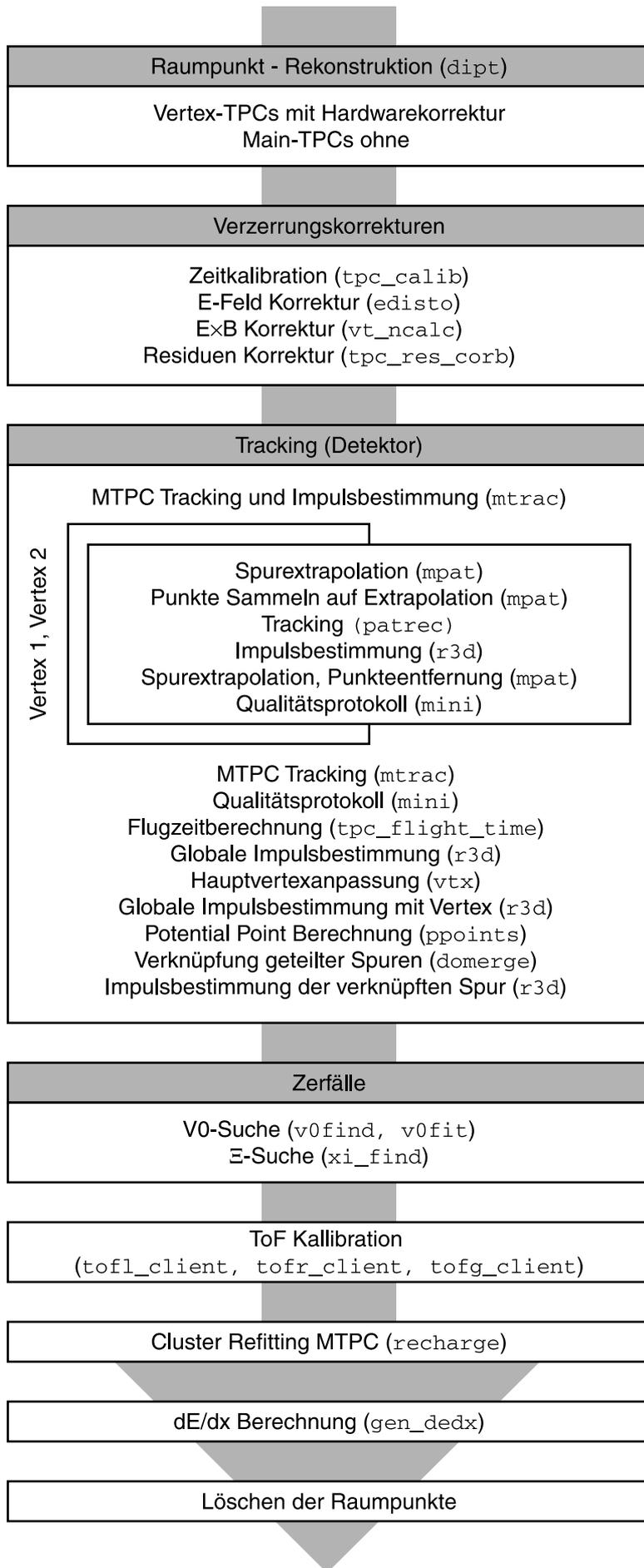
Die Vertex-TPCs hingegen sind in ein Feld eingebettet, deswegen wird hier ein Helixmodell genommen.

## Globales Tracking

Da ein einzelnes Teilchen in mehreren TPCs ein Signal hinterlassen kann, ist es erforderlich für die Analyse, die Detektoren zu verbinden. Nur so wird der maximale Informationsinhalt eines Teilchens erreicht. Dies erledigen die Softwaremodule `mpat` und `domerge`.

## Impulsrekonstruktion

Das Softwaremodul `r3d` läuft mehrfach in der Rekonstruktionskette. Beim ersten Durchlauf werden die lokalen Impulse der globalen Spuren bestimmt. In den Vertex-



*Schematische Darstellung der NA49 Rekonstruktionskette für Blei+Blei Daten*

TPCs wird er anhand der Krümmung bestimmt, in den Main-TPCs wird angenommen, daß das Spurstück zur Hauptvertex gehört. Die Spuren werden nun in die Targetebene extrapoliert, in dieser Ebene werden die Parameter  $b_x$  und  $b_y$  bestimmt, die den Abstand der Spur zur rekonstruierten Hauptvertex beinhalten. Bei dem vorletzten Durchlauf von `r3d` wird mit der nun bekannten Vertexposition eine weitere Impulsanpassung durchgeführt. Alle Spuren die danach noch mit `domerge` verbunden werden, behandelt `r3d` beim letzten Aufruf.

---

## Rechenfarm

---

Jedes Blei+Blei Ereignis braucht ca. 6-8 Minuten Rechenzeit auf einem durchschnittlichen Computer (PPC 604, 250 MHz [4,5]). Um also 2 Millionen Ereignisse zu rekonstruieren braucht ein Rechner 5000 Tage. NA49 hat eine aus 100 Prozessoren bestehende Rechenfarm mit Linux [6] als Betriebssystem, um diese Rechenzeit auf ein erträgliches Maß zu drücken. Auf dieser Farm kann jeder Nutzer auch Analysen, Simulationen, eigene Testproduktionen, usw. ausführen.

---

## Datenstrukturen

---

### DSPACK & DSTs

Die NA49 Daten sind in einem objektorientierten Client-Server Datenmanagementsystem namens DSPACK [7] gespeichert. In diesen DST Dateien (**Data Summary Tape**) stehen sämtliche Detektorinformationen, sowie alle von der Rekonstruktionskette erzeugten Variablen. Werden Blei+Blei Ereignisse gespeichert, ist nur eine gepackte, ungenauere Raumpunktinformation (`miniPoints`) vorhanden, da eine komplette Speicherung der Raumpunkte die Größe der DSTs verdoppeln würde. Jedes dieser Ereignisse hat eine Größe von ca. 2 MByte, was zu einem gesamten Datenvolumen von 1,7 TByte führt. Diese DSTs werden auf Tapes im zentralen Rechenzentrum des CERN gespeichert. Insgesamt hat NA49 ca. 30 TByte belegt und ca. 80 TByte Rohdaten aufgenommen. Für die Analyse sind DSTs ungeeignet, da man nur einen Bruchteil der Informationen braucht und die Arbeit auf solchen Datenmengen zu einem I/O Problem wird.

### ROOT miniDSTs

Aus den unhandlichen DSTs werden kleine `miniDSTs` erzeugt, die in einem speziellen Format für ROOT (siehe ROOT) gespeichert werden. Ereignisse in diesem Format nehmen nur noch ca. 150 kByte ein. Das Auslesen dieser Ereignisse ist ungefähr eine Größenordnung schneller. Da diese Datensätze viel kleiner sind, können sie ständig auf Festplatten gehalten werden. [8]

In diesen Ereignissen sind nicht mehr alle Informationen vorhanden, sondern nur die, bei denen sich gezeigt hat, daß sie für die meisten Analysen benötigt werden.

---

## ROOT

---

ROOT [9,10] ist ein Objektorientiertes Framework, das für die Anforderungen der HEP (**H**igh **E**nergy **P**hysics) in C++ designet wurde. ROOT wurde im Rahmen von NA49 von René Brunn entwickelt. Um schnelle Entwicklung von Code zu ermöglichen, war es extrem wichtig, eine Scriptsprache zu nutzen, die interpretiert, ohne daß eine vorhergehende Kompilation ausgeführt werden muß. Hierfür wurde CINT (siehe CINT) verwendet.

ROOT selber ist eine riesige Ansammlung von fertigen Programmteilen, auf die man einfach zugreifen kann.

Die oft benutzten Teile sind:

- Kommandozeileninterpreter
- Histogramme und Fitting
- Graphische Benutzeroberfläche
- 2D/3D Grafik
- I/O
- Sammlungsklassen

Seltener benutzt werden:

- Parallel Processing (PROOF)
- Run Time Type Identification (RTTI)
- Socket and Network Communication
- Threads

Da dieses Paket sehr flexibel, stabil und schnell ist, wird ROOT auch schon außerhalb der HEP in anderen Bereichen der Physik und sogar im Finanzsektor genutzt. ROOT besitzt den gleichen Funktionsumfang anderer üblicher Darstellungsprogramme wie z.B. Origin, ist aber für die Verarbeitung von extrem großen Datenmengen geeignet, bietet viele flexiblere Schnittstellen, ist frei verfügbar, einfach zu erweitern und zu einem großen Teil plattformunabhängig.

---

## CINT

---

Die Wahl der Scriptsprache war ein großes Problem, denn jeder, der ROOT nutzt, müßte erst diese Sprache erlernen. Außerdem sollte man diverse Teile der Analyse kompilieren können, um die Geschwindigkeit zu erhöhen. Normalerweise ist eine interpretierte Scriptsprache um ein bis zwei Größenordnungen langsamer als eine kompilierte. Man kann diese mit fortschrittlichen, informationstechnischen Methoden bis auf ca. 30-50% der Geschwindigkeit von kompilierten Code beschleunigen. Das beste Beispiel hierfür ist Java. [11]

Hier entschied man sich für C++ [12], was an sich keine interpretierte Sprache ist. Es existiert allerdings ein vollkommen unabhängiges Produkt von Masa Goto, genannt

CINT [13], welches C++ Code interpretiert ausführen kann.

Man hat somit alle Vorteile von C++ gegenüber älteren Verfechtern wie Fortran oder C und muß nicht erst umständlich kompilieren. Es bleiben nur die bei C++ üblichen Beschränkungen und Nachteile, verglichen mit Objective C [14] oder Java. Einen Großteil der Analyse kann man direkt in dem Interpreterinterface von ROOT ausführen, was die Analyse in vielen Fällen extrem beschleunigt.

---

## GEANT

---

GEANT [15] ist ein Softwarepaket, um die Detektorphysik zu simulieren. Hierfür wurde der Aufbau von NA49 in dieses Programm eingebaut, das Magnetfeld und jegliche verwendeten Baumaterialien (Mylar Folie, Aluminium, Keramik, ...), Betriebsmaterialien (diverse Gase, Glas, Szintillatoren) und die vorhandenen Luftstrecken. Es ist hiermit ein kompletter Detektor simulierbar. Die Rekonstruktionskette benötigt zusätzlich einen Ereignisgenerator, der Teilchen mit ihren Impulsen erzeugt und andererseits ein Softwarepaket, was aus den von GEANT erzeugten Spuren elektrische Rohdaten berechnet. Als Ereignisgeneratoren kann jedes Modell, das einem Monte-Carlo Generator entspricht, eingebunden werden, für „realistische“ Annahmen hat NA49 „VENUS“ benutzt, was aber im Augenblick durch UrQMD (siehe Abschnitt „UrQMD“ in Kapitel „Diskussion“ auf Seite 37) ersetzt wird, des öfteren wird aber auch nur ein einfacher „Mickey Mouse“ Simulator verwendet. Hier werden meist bekannte Spektren parametrisiert und für die Teilchensimulation verwendet. Es ist ebenfalls möglich, die Teilchen statistisch gleichmäßig verteilt über den Phasenraum zu generieren. Aus den generierten Teilchen mit ihrem Impuls, Masse und Ladung berechnet GEANT Spuren und jegliche Interaktionen mit dem Detektormaterialien, Zerfälle von instabilen Teilchen, sekundäre Wechselwirkungen, Vielfachstreuung, elektromagnetische Prozesse und Ionisation der Gasatome inklusive Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen. Die erzeugten Daten schreibt GEANT in ein programmeigenes Datenformat (Zebra), daß aber von NA49 nicht verwendet wird. Die NA49 GEANT Version wandelt während der Detektorsimulation das Zebra Format in das hier gebräuchliche DSPACK Format um.

---

## MTSIM

---

Um diese simulierten Daten rekonstruieren zu können, müssen aus den Spuren erst elektrische Signale in der Form der vom Detektor ausgelesenen Rohdaten erzeugt werden, denn die Rekonstruktionskette bekommt bei echten Ereignissen nur diese Werte geliefert und so ist eine konsistente Behandlung der realen und simulierten Daten möglich. Diese Aufgabe erledigt das Softwaremodul MTSIM. Da die echten Ereignisse aufgrund Feldinhomogenitäten im

elektrischen Feld und im Magnetfeld, sowie durch die Residuen verzerrt sind, die simulierten Ereignisse aber nicht, würde hier ein systematischer Fehler auftreten. Somit werden die simulierten Daten so realistisch wie möglich verzerrt; diese „inversen Korrekturen“ werden mit den Softwaremodulen `edisto`, `vt_ncalc` und `tpc_res_corb` erledigt.

# 40 GeV/Nukleon

NA49 wurde für die Messung von zentralen Blei+Blei Kollisionen bei 158 A-GeV geplant und optimiert. Nimmt man nun Daten bei einer anderen Strahlenergie, so hat der Detektor eine andere Akzeptanz für Spuren. Um den Detektor auf andere Strahlenergien zu optimieren, sind ein paar Änderungen vorgenommen worden.

## Magnetfeldskalierung

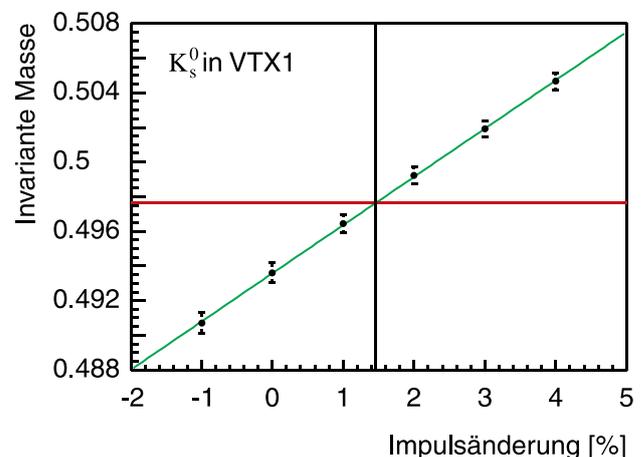
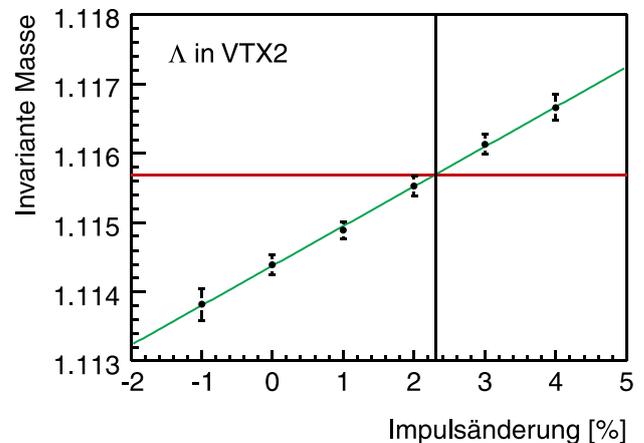
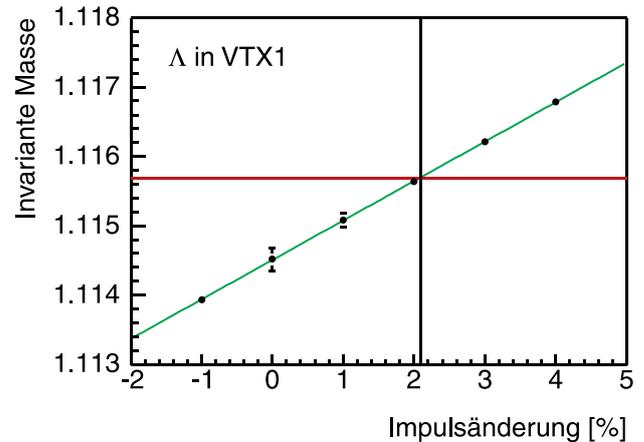
Das Magnetfeld wurde an die Strahlenergie angepaßt, indem man den Strom auf den Wert gestellt hat, bei dem die drei vorhandenen Hall-Sonden ein Viertel des vollen Feldes gemessen haben. Das Magnetfeld wurde nicht, wie für volles Feld, vermessen, da man hierfür den Detektor teilweise demontieren müßte. Es wurde allerdings mit TOSCA berechnet.

### $\Lambda$ , $K_s^0$ Masseverschiebung

Um das berechnete Magnetfeld zu kontrollieren und eventuell zu korrigieren, wurde eine Methode entwickelt, die die Skalierung des Magnetfeldes sehr genau überprüfen kann. Die Methode basiert auf der Analyse der  $\Lambda$  und  $K_s^0$  Massen, die sehr gut bekannt sind [1]. Da diese Teilchen zerfallen, kann man sie nicht direkt nachweisen, man kann aber aus den Massen und Impulsen der Zerfallsprodukte die invariante Masse bestimmen, wie es bei den Standard V0 [2] Analysen üblich ist.

$$\begin{aligned}
 m_{\text{inv}} &= \sqrt{E^2 - p^2} \\
 E^2 &= (E_1 + E_2)^2 = \left( \sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2} \right)^2 \\
 p^2 &= (p_1 + p_2)^2
 \end{aligned} \tag{1}$$

Ist das Magnetfeld nicht genau auf dem eingestellten Wert, sollte man hier eine Massenverschiebung sehen, da die gemessenen Impulse bei zu großem Feld größer und bei einem kleineren Feld kleiner sind. Die invariante Masse ist damit kleiner bei kleineren Impulsen und umgekehrt. In den Abbildungen rechts sind die Impulsverschiebungen in Prozent für das  $\Lambda$  in Vertex-TPC 1 und 2 sowie das  $K_s^0$  in Vertex-TPC 1 gezeigt. Da die invariante Masse des  $K_s^0$  sehr viel stärker auf eine Magnetfeldänderung reagiert, wurde dieser Wert von 1,4% als Skalierungsfaktor für das Magnetfeld in VTPC1 verwendet. Eine Bestimmung der Impulsverschiebung des  $K_s^0$  in der Vertex-TPC 2 war aufgrund mangelnder Statistik nicht möglich. Mit dem Unterschied zwischen der Verschiebung des  $\Lambda$  und des  $K_s^0$  in der VTPC1 wurde der aus der  $\Lambda$ -Verschiebung gewonnene Wert skaliert, man erhält so einen Skalierungsfaktor für das Feld in der VTPC2 von 1,8%. Die so gewonnenen Fak-

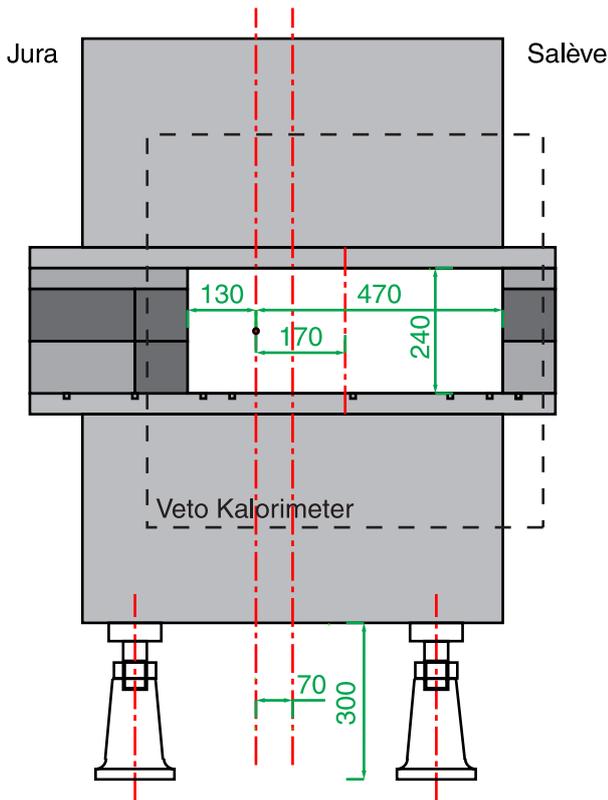


### Masseverschiebung durch Impulsveränderung

toren wurden als Korrekturfaktoren für das mit TOSCA berechnete Feld bei 40 A-GeV verwendet.

## Trigger

Um zentrale Kollisionen bei 40 A-GeV ähnlich wie bei voller Energie zu selektieren, mußte die Geometrie des



Darstellung des Kollimators für 40 A-GeV, das Veto Kalorimeter ist gestrichelt dargestellt

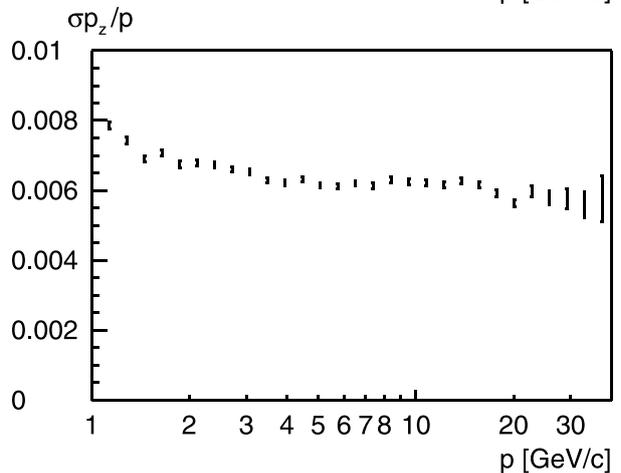
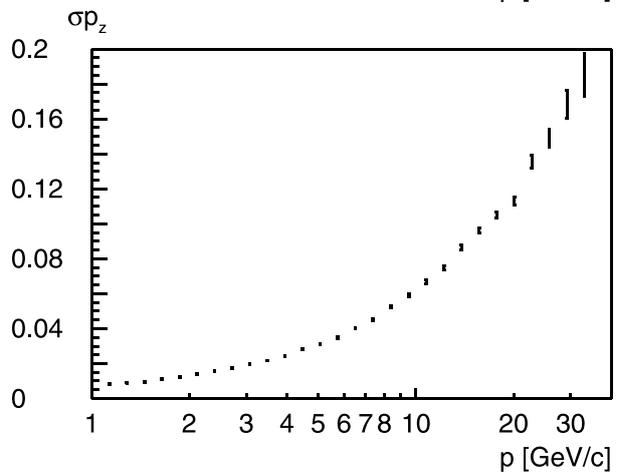
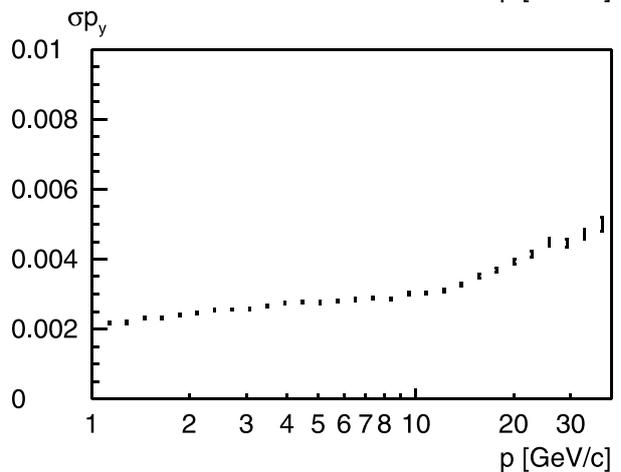
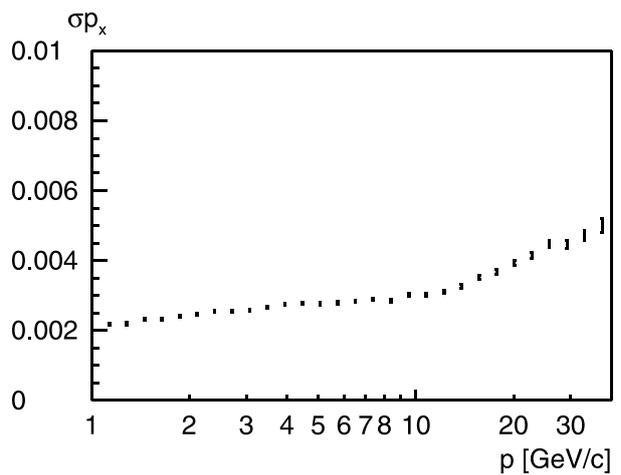
Kollimators und die Amplitude, sowie die Schwelle des Veto Kalorimeters angepaßt werden.

### Kollimator

Der Kollimator wurde so eingestellt, das alle Projektil Spektatoren (Fragmente, Protonen, Neutronen) das Veto Kalorimeter erreichen können. Hätte man ihn bei dem für 158 A-GeV genutzten Wert gelassen, würden hier ein Großteil der Teilchen verloren gehen und somit die Energiemesung der Spektatornukleonen im Kalorimeter verfälschen. Es wäre dann auch keine eindeutige Messung der Zentralität mehr möglich. Die Öffnung im Kollimator wurde im Vergleich zu 158 A-GeV [3] vergrößert, da die Spektator Protonen und Fragmente aufgrund ihrer geringeren Energie stärker abgelenkt wurden und sich aufgrund der Fermibewegung stärker aufweiten. Der 40 A-GeV Kollimator ist in der Abbildung oben dargestellt.

### Veto Kalorimeter

Hier wurde die Schwelle mit 72 mV so eingestellt, daß nur Ereignisse mit einer Zentralität von 7,2% der gesamten Energie akzeptiert werden.



Impulsauflösung bei 40 A-GeV

---

## Impulsauflösung

---

Die Impulsauflösung wurde mit Hilfe einer kompletten Simulation bestimmt. Als Monte-Carlo Ereignisgenerator wurde hier Venus [4] benutzt, es erzeugt ein DST mit der Teilchensorte und den drei Impulsen, sowie die jeweiligen Multiplizitäten und weiteren physikalischen Größen. Dieses benutzt man als Eingabe für GEANT und MTSIM, dessen Ausgabe man mit der Rekonstruktionskette rekonstruiert.

Um die Impulsauflösung zu erhalten, vergleicht man die rekonstruierten Spuren mit den vorher simulierten. Da der Impuls der simulierten Spuren vorher exakt bekannt ist, kann man die Impulsauflösung bestimmen. Es hat sich gezeigt, daß sie, verglichen mit 158 A-GeV, ungefähr um einen Faktor 3 schlechter geworden ist, was an dem anderen Magnetfeld liegt. Erwartet hätte man eine Verschlechterung um einen Faktor 4, es zeigte sich aber, daß hier andere Effekte einen steigenden Einfluss haben. In den Abbildungen „Impulsauflösung“ auf der vorhergehenden Seite sind die Impulsdifferenzen für die verschiedenen Impulskomponenten  $p_x$ ,  $p_y$  und  $p_z$  als Funktion des Gesamtimpulses gezeigt, sowie die relative Impulsauflösung des Longitudinalimpulses.



# Analyse

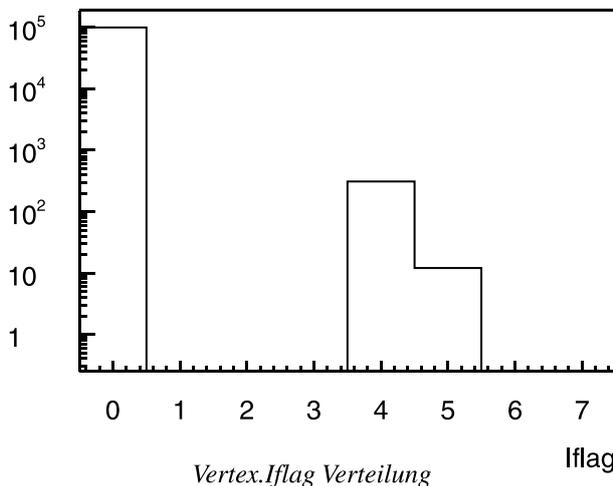
Der hadronische Endzustand einer typischen Blei+Blei Kollision besteht zum Großteil aus Pionen, da sie die am einfachsten zu erzeugenden Teilchen darstellen, was an ihrer geringen Masse von  $0,139 \text{ GeV}/c$  liegt. Betrachtet man alle negativen Teilchen, so stellen die Pionen ungefähr 90% dieser Teilchen. Somit ist ein gewonnenes Spektrum aller Teilchen, die zur Hauptvertex gehören schon fast ein Pionenspektrum. Um ein möglichst „sauberes“ Spektrum zu bekommen, wurde eine Sequenz von Ereignisschnitten und Spurschnitten gesetzt.

## Ereignisschnitte

In den aufgenommenen Daten sind alle Ereignisse enthalten, bei denen der Trigger angesprochen hat. Bei einer kleinen Anzahl der rekonstruierten Ereignisse war eine Bestimmung der Hauptvertex nicht möglich, oder das Ergebnis dieser Bestimmung ist fraglich. Dies kann aus vielen Gründen passieren, beispielsweise sekundäre Wechselwirkungen, die zu großen Spurmultiplicitäten führen, die nicht zur Hauptvertex gehören, Interaktionen mehrerer Strahlteilchen, Probleme bei der Vertexanpassung und andere. In Tabelle „Verwendete Ereignisschnitte“ auf der nächsten Seite sind die Schnitte zusammengefasst.

## Vertex Iflag

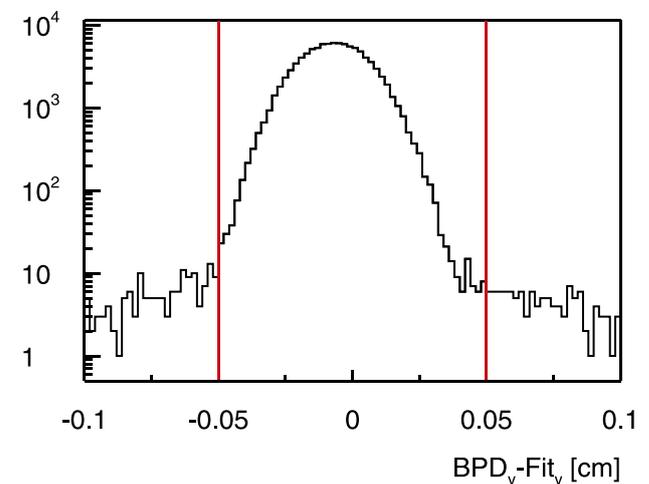
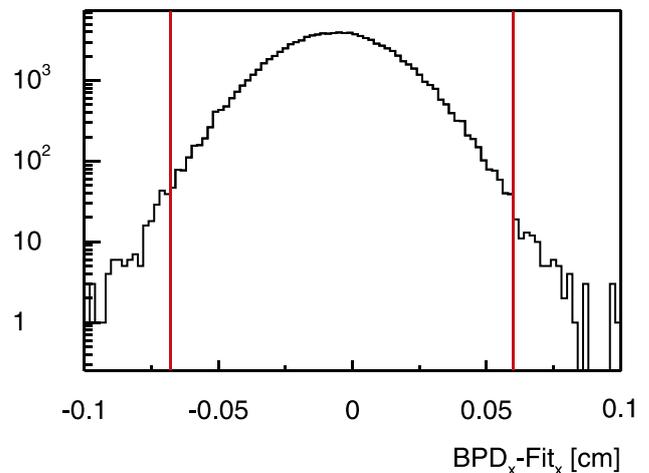
Jedes richtige Ereignis hat eine Hauptvertex, also den Interaktionspunkt zweier Bleiatome. Die meisten Spuren kommen aus dieser Zone des erzeugten Feuerballs. Die Rekonstruktionskette versucht diese Hauptvertex mit Hilfe der gefundenen Spuren zu finden. Hier kann es zu einigen Problemen kommen, wobei die Information der Anpassungsqualität in der Variable Vertex.Iflag gespeichert wird. Ein Erfolg der Vertexanpassung bedeutet, daß Iflag = 0 ist; sollten Probleme auftreten, steht hier eine andere Zahl.



Die meisten Ereignisse, ca. 99,7%, haben keine Probleme gemeldet. In dieser Analyse werden nur Ereignisse mit Iflag = 0 verwendet. In der Abbildung „Vertex.Iflag“ ist die Verteilung von 100 000 Ereignissen gezeigt. Der entfernte Teil besteht aus Ereignissen, bei denen der Fit auf die Hauptvertex nicht konvergierte und somit das IFlag  $\neq 0$  ist.

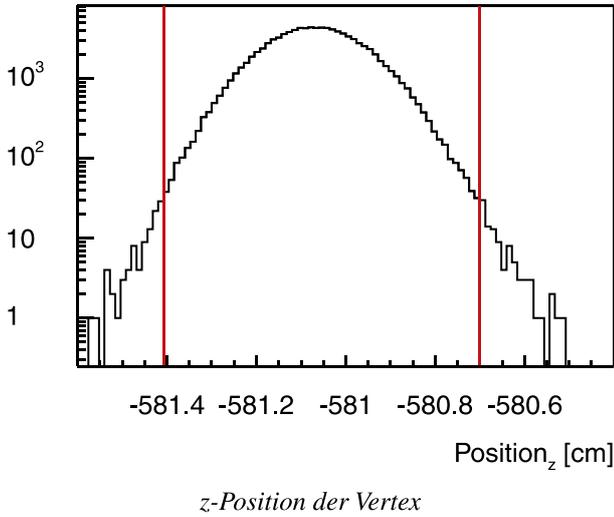
## Vertex Position

Die Position der Hauptvertex wird zum einen mit der BPD gemessen und unter anderem durch die Anpassung aller zur Hauptvertex gehörenden Spuren bestimmt. Es besteht meist ein kleiner Unterschied zwischen den zwei Messungen, Ereignisse mit einem großen Abstand werden hier nicht verwendet, da es sein kann, daß dieses ein Ereignis mit zwei Hauptvertices ein kann und somit das Ergebnis dieser Analyse verfälschen kann. Die Schnittparameter wurden so gewählt, daß sie an den Enden des Spektrums liegen und nur extreme Ausnahmen herausfiltern. In den Abbildungen „Differenz der Vertex Position“ sind die Ver-



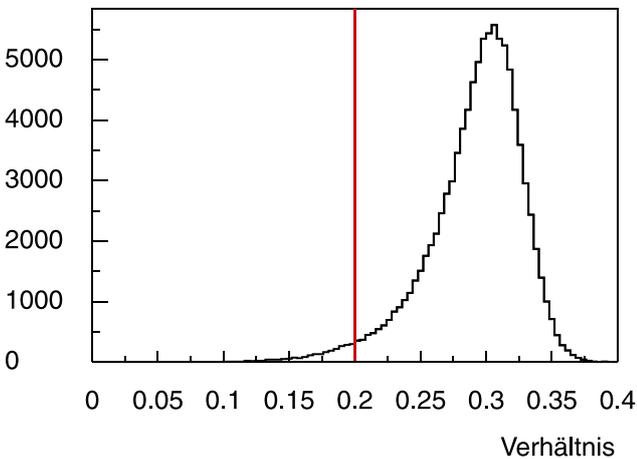
Differenz der Vertex Position zwischen der BPD und der Anpassung

teilungen für die x und y-Koordinate gezeigt. In rot sind die gewählten Schnittwerte eingefügt. Die z-Koordinate wird nur durch die Anpassung an die Hauptvertex bestimmt, die gewählten Schnittwerte und die Verteilung sind in Abbildung „z-Position der Vertex“ gezeigt.



### Anzahl der Hauptvertexspuren

Die Qualität der Hauptvertexfindung hängt von der Anzahl der gefundenen Spuren ab. Da es passieren kann, daß ein Ereignis viele nicht zur Hauptvertex gehörende Spuren enthält, wird somit auch die Definition der Hauptvertex in diesem Ereignis fraglich. Es wird sowohl die Anzahl der Spuren, die für die Vertexanpassung verwendet wurden,



Verhältnis zwischen den verwendeten Spuren der Anpassung und allen bestimmten Spuren

	Untergrenze	Obergrenze	Entfernt [%]
Iflag	= 0		0,32
Position x [cm]	-0,068	0,06	0,31
Position y [cm]	-0,05	0,05	0,37
Position z [cm]	-581,4	-580,7	0,2
#Spuren [%]	20		2,4

Verwendete Ereignisschnitte

als auch die Anzahl der nichtverwendeten Spuren gespeichert. Ereignisse, bei denen nur sehr wenige Spuren für die Vertexanpassung verwendet wurden, werden nicht weiter verwendet. Hier wurde die Grenze bei dem Verhältnis von genutzten zu ungenutzten Spuren bei 20% gezogen, wie in Abbildung „Verhältnis zwischen den verwendeten Spuren der Anpassung und allen bestimmten Spuren“ gezeigt ist.

### Spurschnitte

Es gibt viele Gründe, warum eine vom Tracking gefundene Spur nicht korrekt als eine Hauptvertexspur rekonstruiert wurde, es können z.B. der Impuls oder die Ladung ungenau bestimmt sein. Da man Spektren ohne Untergrund der Zerfallsspuren erhalten möchte, werden im weiteren nur Spuren verwendet, die zur Hauptvertex gehören. Diese Zuordnung erledigt die Rekonstruktionskette. Der Satz der Hauptvertexspuren enthält auch einen Teil von Spuren die aus Zerfällen kommen, die nah an der Hauptvertex stattgefunden haben und somit die grundlegenden Kriterien für eine Hauptvertexspur erfüllen, die in der Rekonstruktionskette verwendet werden. In Tabelle „Verwendete Spurschnitte“ auf Seite 23 sind die Schnitte zusammengefasst.

### Track Iflag

Für die Rekonstruktion einer Spur sind viele Schritte notwendig, wie in Abschnitt „Tracking“ in Kapitel „Software“ auf Seite 11 erklärt wird, es kann jedoch passieren, daß diverse Schritte nicht richtig vollendet werden konnten, in diesem Fall speichern die dafür verantwortlichen Softwaremodule dieses in der Variable Track.Iflag. Alle korrekt gefundenen und angepaßten Spuren haben ein Iflag = 0. Da diese Analyse ROOT miniDSTs verwendet, ist dieser Schnitt implizit in der Analyse vorhanden, denn bei der Kopie der DSTs in miniDSTs werden nur Spuren mit Iflag = 0 kopiert.

### rTrack Iflag

Hier sind die Information zum Tracking und zur Anpassung der Spur (rTrack) gespeichert, die noch nicht an die Hauptvertex angepaßt worden ist. Im allgemeinen sollten alle Spuren (track) mit track.iflag = 0 auch rTracks mit sicher bestimmten Impuls selektieren. Es bleiben aber aufgrund Problemen mit der Flagbestimmung eine Kategorie von Spuren übrig, die als „Ghost track“ gekennzeichnet werden. Diese Klasse von Spuren kann einfach mit Hilfe der Variable rTrack.Iflag entfernt werden.

### Impuls

Normalerweise sollte jeder Spur mit track.iflag = 0 ein sicher bestimmbarer Impuls zugeordnet sein.

Es gibt allerdings einen kleinen Satz von Spuren, bei denen die Impulsbestimmung zu falschen Ergebnissen führt. Diese Spuren haben dann einen Impuls von 0 GeV/c und werden in dieser Analyse nicht verwendet.

## Ladung

Zu jeder Spur ist die Ladung des Teilchens gespeichert, um alle Spuren negativer Teilchen zu selektieren, wählt man alle Spuren aus, bei denen die Ladung negativ ist.

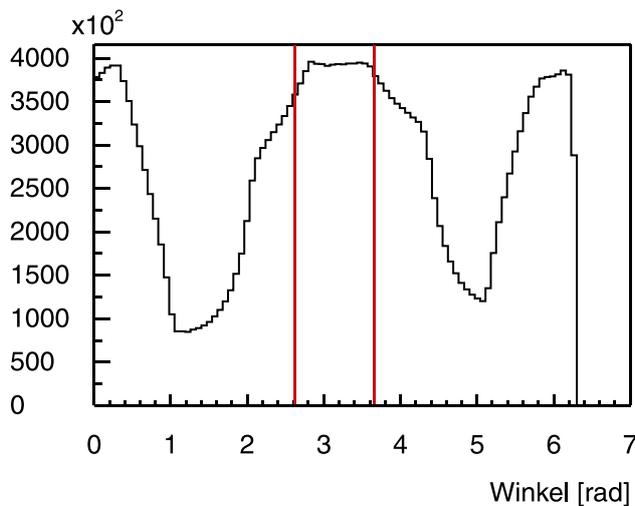
## „Wedgecut“

Um die beste Qualität des Spursatzes zu erreichen, wählt man nur einen kleinen Bereich des azimuthalen Winkels

$$330^\circ < \psi < 30^\circ, \psi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right) \quad (1)$$

um die horizontale Flugrichtung der negativ geladenen Teilchen. In diesem Bereich hat NA49 eine flache und große Akzeptanz und wenig Untergrund. In der Abbildung „Winkelverteilung“ ist die Verteilung mit den Schnitten gezeigt.

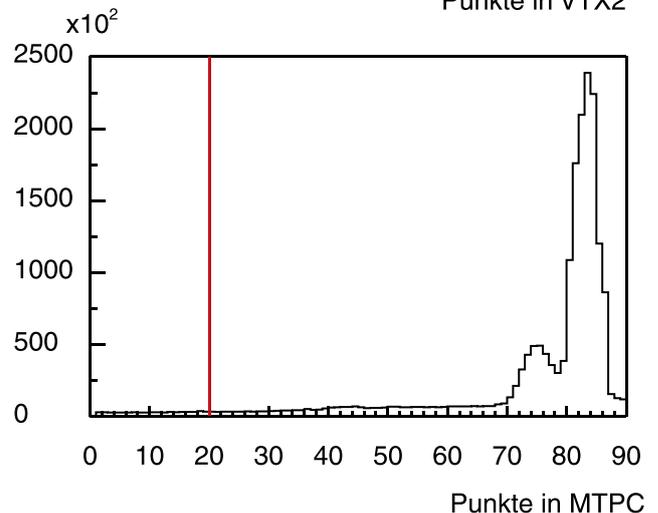
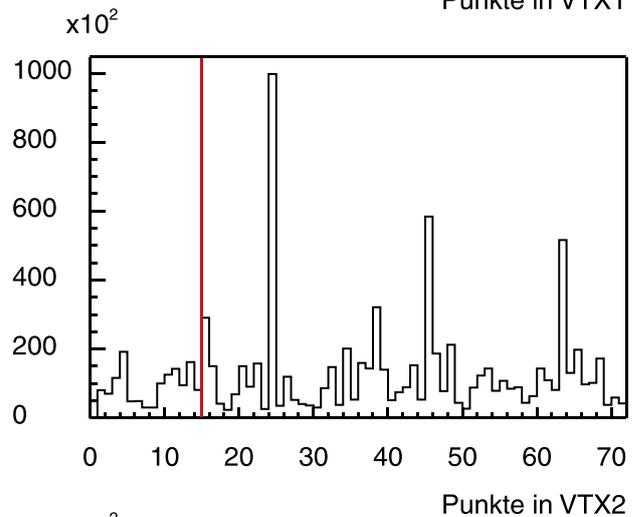
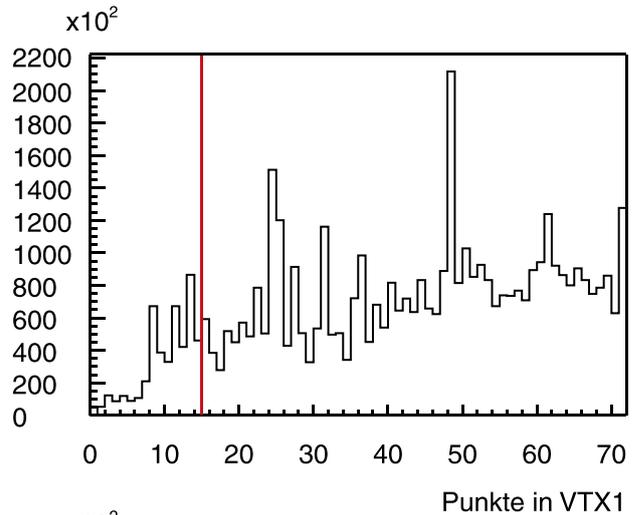
Eine detaillierte Diskussion des Wedgecuts ist im Abschnitt „Geometrische Akzeptanz“ im Kapitel „Korrekturen“ auf Seite 25 gegeben.



Winkelverteilung aller Spuren

## Punkteschnitte

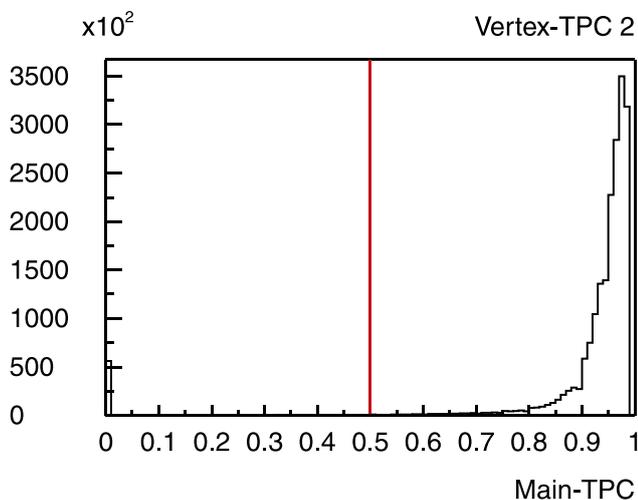
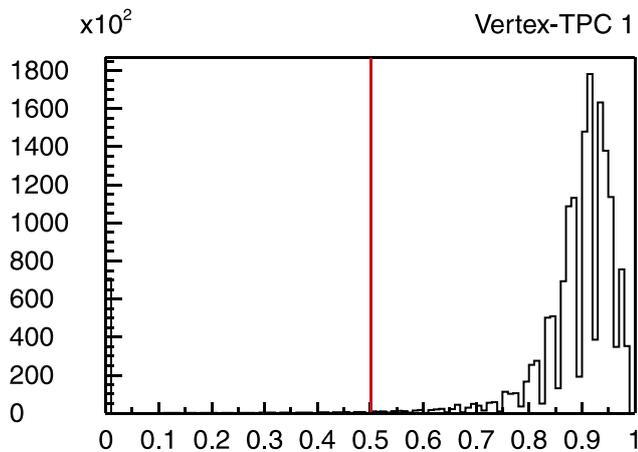
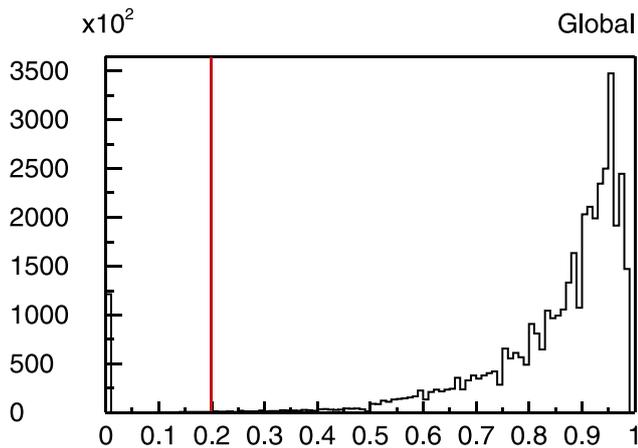
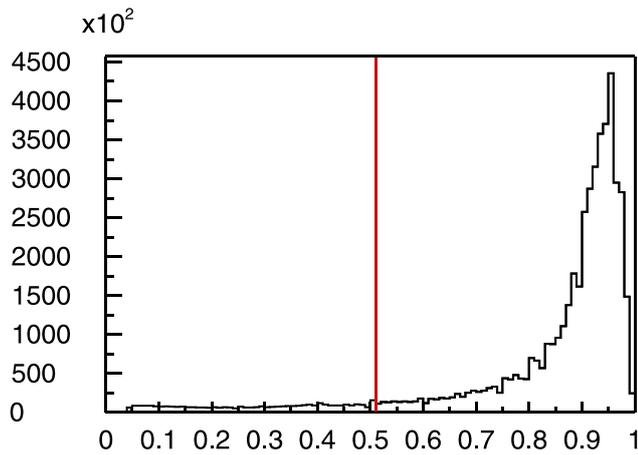
Eine Spur ist um so besser definiert, je mehr Punkte für ihre Rekonstruktion vorhanden sind. Die Impulsbestimmung, das dE/dx und die Extrapolation in die Vertexebene profitieren sehr stark von einer großen Anzahl von Punkten. In dieser Analyse sind lokale Punkteschnitte verwendet worden, um Spuren mit extrem geringer Punktzahl auszusortieren, also in jeder TPC einzeln, wie in den Abbildungen „Punkteverteilungen“ gezeigt ist.



Punkteverteilungen in den verschiedenen TPCs

## Gemessene/zu vorhandene Spuren

Je nach der Spurgeometrie ist eine bestimmte Anzahl von Punktmessungen möglich. Spuren, die nur durch die Ecken der TPCs verlaufen, haben weniger meßbare Punkte als Spuren, die durch das ganze sensitive Volumen der TPCs gehen. Es kann passieren, daß Cluster überlappen, oder im Randbereich des Detektors liegen, da dann meist kein vernünftiger Cluster gefunden werden kann, werden diese Punkte verworfen. Somit hat eine Spur im allgemeinen

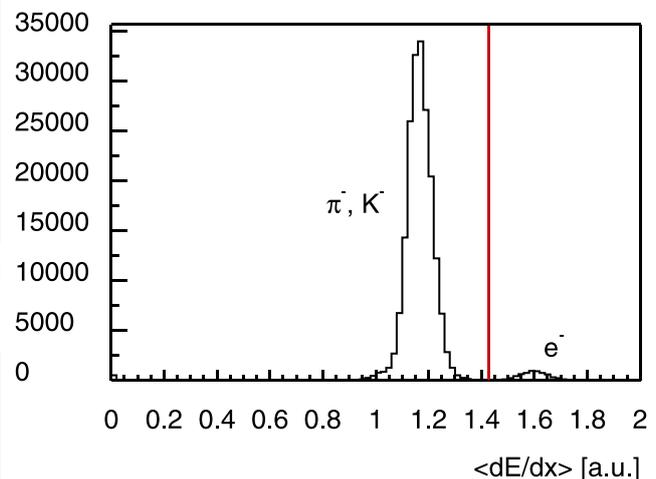


Verteilungen des Verhältnisses von gefundenen Punkten zu maximal möglichen Punkten mit Schnittwerten

immer weniger gemessene Punkte als maximal mögliche. Es kann passieren, daß eine Spur nicht richtig mit einem anderen Spurstück verbunden wurde, man spricht dann von „split Tracks“. Somit zählt in der Analyse eine Spur doppelt, was das Ergebnis verfälscht. Um dieses Problem zu lösen wurde ein globaler Schnitt gesetzt, das mindestens 51% der Punkte gemessen sein müssen und in jedem Detektor ein lokaler Schnitt, um Spuren mit vielen möglichen und wenig gemessenen gleich zu entfernen. Die Verteilungen der einzelnen Detektoren, sowie die gewählten Schnittwerte sind in Abbildung „Verteilungen der Verhältnisse“ gezeigt und die Schnitte sind auf 50% gesetzt, solange dies ohne große Verluste möglich war. Hiermit kann man sehr effektiv geteilte Spuren, also Spuren, die bei der Rekonstruktion fälschlicherweise als zwei Spuren rekonstruiert wurden entfernen, da es unmöglich ist, daß zwei Spurstücke mehr als 50% der Punkte haben und zu einer Spur gehören. In der VTPC1 wurde der Schnitt auf 20% gesetzt, da hier der Schnitt bei 50% zu viele Spuren entfernen würde.

### Spezifischer Energieverlust (dE/dx)

Um die Elektronen aus dem Satz aller negativen Spuren zu entfernen, wurde hier ein Schnitt im spezifischen Energieverlust eingesetzt. In Abbildung „dE/dx Spektrum“ ist ein repräsentativer Bereich mit dem dort gewählten Schnittwert gezeigt, die große Spitze besteht aus den sich überlappenden Pionen und Kaonen, die Elektronen sind klar separiert und können so mit dem gewählten Schnitt entfernt werden.



dE/dx Spektrum im Bereich  $2 < p < 2.5 \text{ GeV}/c$

### Rapidität

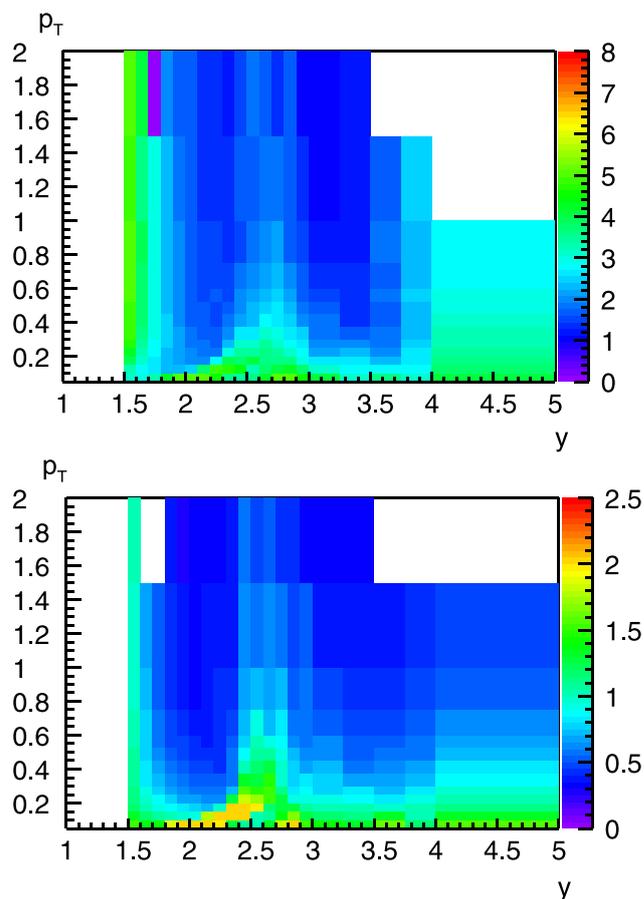
Die Rapiditätsverteilung ist symmetrisch um die Rapidität des Schwerpunktsystems, bei 40 A·GeV um  $y = 2,22$ . Da die Akzeptanz und die Effizienz von NA49 in der vorwärtsgerichteten Hemisphäre besser ist werden nur Spuren oberhalb dieser Grenze akzeptiert.

## Impaktparameter ( $b_x, b_y$ )

Der Impaktparameter ist durch den Abstand der Spurextrapolation in die Hauptvertexebene zur angepaßten Vertex bestimmt. Er ist in den Abstand in x-Richtung ( $b_x$ ) und in y-Richtung ( $b_y$ ) aufgeteilt. Im allgemeinen haben Spuren, die nicht zur Hauptvertex gehören, einen größeren Vertexabstand als Spuren, die zu dieser gehören. Es ist hiermit möglich, einen Teil der Untergrundspuren zu entfernen. Die gewählten Schnittwerte sind in Abbildung „Impaktparameterschnitte“ rechts gezeigt. Eine detailliertere Darstellung dieses Schnitts, sowie die Generierung ist im Abschnitt „Untergrund“ im Kapitel „Korrekturen“ auf Seite 25 vorhanden.

### Weiteres Vorgehen

Nach der Anwendung dieser Qualitätsschnitte werden die Korrekturen (siehe nächstes Kapitel) angewendet. Aus den dann komplett korrigierten Daten kann man nun Spektren extrahieren, die in Kapitel „Ergebnisse“ auf Seite 31 vorgestellt werden.



Impaktparameterschnitte (Akzeptierter Bereich in cm)

	Untergrenze	Obergrenze	Entfernt [%]
Track.lflag	= 0		implizit
rTrack.lflag	!= Ghost (Bits 1-8 = 0)		4,49
Px [GeV]	0		0,00
Ladung		0	56,64
Winkel [°]	270	30	76,67
Globale Punkte	0		0,70
Global gem/vor [%]	51		6,56
VT1 Punkte	15		0,04
VT2 Punkte	15		0,30
MTPCPunkte	20		0,02
VT1 gem/vor [%]	20		0,05
VT2 gem/vor [%]	50		0,35
MTPC gem/vor [%]	50		0,03
dE/dx arb Units	ca. 1,5		0,72
Rapidity	2.22		42,63
bx		Variabel	4,57
by		Variabel	3,52

Verwendete Ereignisschnitte



# Korrekturen

Bei der hier verwendeten Analyse waren diverse Schnitte im Phasenraum, sowie diverse Schnitte, um eine akzeptable Spurqualität zu erhalten, notwendig. Hinzu kommen diverse Ineffizienzen des NA49 Detektors und nicht abgedeckte Phasenraumbereiche. Um die Beeinflussung der Meßergebnisse aufzuheben, sind diverse Korrekturen notwendig: Die geometrische Akzeptanz korrigiert auf die fehlende Abdeckung des Phasenraums, die Untergrundkorrektur entfernt den Teil der Spuren, die nicht zur Hauptvertex gehören, die Effizienzkorrektur ist eine Sammelstelle für jegliche Ineffizienzen des Detektors und Verlusten aufgrund der verwendeten Schnitte und die Kaonkorrektur entfernt die Kaonkontamination aus den Spektren.

Da das Ziel dieser Analyse Rapiditäts- und Transversalimpulsspektren und nicht nur totale Multiplizitäten sind, war es wichtig, die Korrekturen differentiell in kleinen Phasenraumbereichen zu berechnen. Da die azimutale Winkelverteilung isotrop ist, werden alle Korrekturtabellen in zweidimensionalen  $y$ - $p_T$  Tabellen erzeugt.

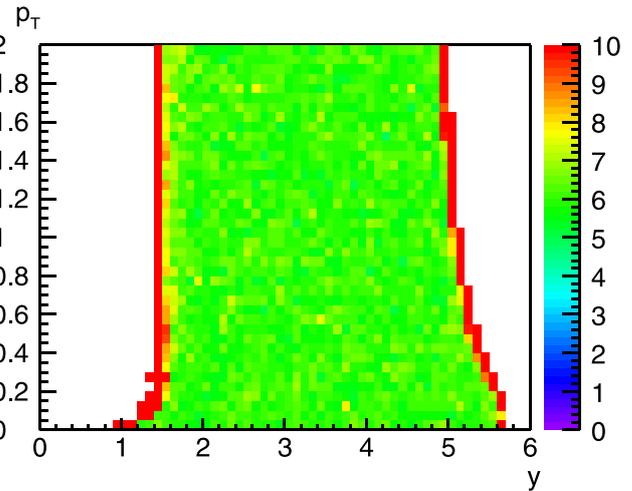
## Geometrische Akzeptanz

In der geometrischen Akzeptanz werden alle geometrisch entstandenen Verluste korrigiert. In dieser Arbeit wird hiermit der Wedgecut und die Schnitte auf der Anzahl der möglichen Punkte korrigiert. Für diese Korrektur ist GEANT verwendet worden.

Die Korrektur wurde gestaffelt in kleinen  $y$ - $p_T$  Intervallen ( $\Delta y = 0,1$ ,  $\Delta p_T = 0,1$  GeV/c) in der Region  $0 < y < 6$ ,  $0 < p_T < 4$  GeV/c statistisch gleichverteilt simuliert. Diese Spuren wurden in den Detektor eingebettet. Es wurden alle rein geometrischen Schnitte auf diese Spuren angewendet, jeweils mit den gleichen Werten wie in der Analyse. Es zeigt sich, daß der NA49 Detektor bei den verwendeten Schnitten über einen großen Bereich eine flache Akzeptanz hat und somit keine fehlerträchtigen Extrapolationen notwendig sind. Dies liegt vor allem am Wedgecut, denn der selektierte Bereich wird komplett von allen TPCs abgedeckt, somit sind in diesem Bereich vor allem lange Spuren vorhanden, was sich in einer guten Impulsbestimmung niederschlägt.

Um die Korrekturtabelle zu erzeugen, wurden 16 Millionen Spuren simuliert. Die Korrekturtabelle wurde aus dem Verhältnis der generierten Spuren zu den akzeptierten Spuren nach den Qualitätsschnitten berechnet, sie ist in Abbildung „Korrekturfaktoren der geometrischen Akzeptanz“ gezeigt.

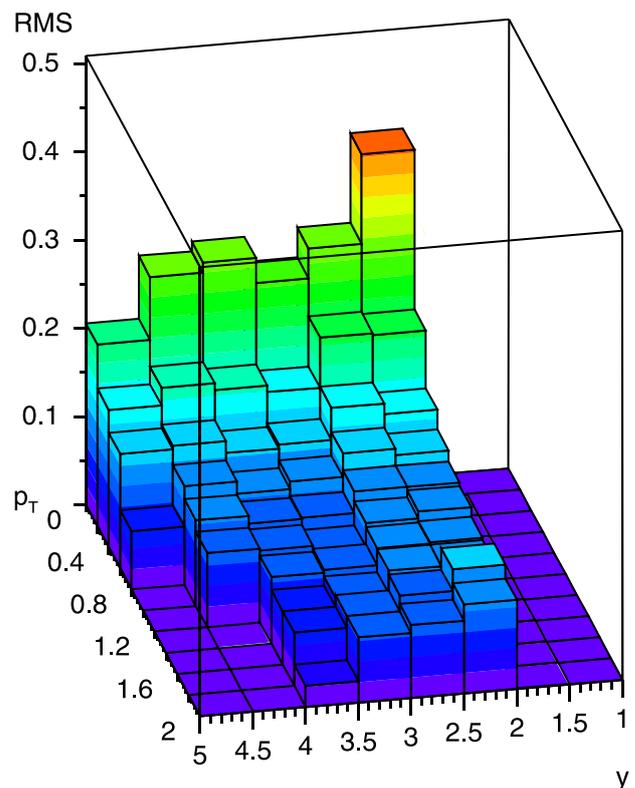
$$K_A(y, p_T) = \frac{N_{\text{Generiert}}}{N_{\text{Akzeptiert}}} \quad (1)$$



Korrekturfaktoren der geometrischen Akzeptanz

## Untergrund

Die Untergrundkorrektur ist die Korrektur für die Kontamination der Spuren, die nicht zur Hauptvertex gehören, in dem ausgewählten Satz von Spuren. Die Untergrundkorrektur basiert auf der Annahme, daß Spuren, die nicht zur Hauptvertex gehören, eine andere Impaktparameterverteilung besitzen, als Spuren aus der Hauptvertex (Siehe Abbildung auf der nächsten Seite). Dieser Untergrund besteht aus Überresten von Zerfällen,  $\gamma$ -Konversion und sekundären Wechselwirkungen. Überprüft wurde diese



RMS Werte der  $b_y$  Verteilungen

Annahme mit einer VENUS Simulation. Da man bei einer Simulation implizit weiß, ob eine Spur zur Hauptvertex gehört oder nicht, kann man einfach die beiden Spektren vergleichen. Es zeigt sich, daß der Untergrund des Spektrums bei großen Entfernungen dominiert. Um diesen Teil der Spuren aus dem Spursatz zu entfernen, wurde ein Algorithmus entwickelt. Da dieser Schnitt an der letzten Stelle kommt, vor ihm also alle anderen Schnitte schon ausgeführt worden sind, so sind in diesen Spektren nur Spuren vorhanden, die alle vorhergehenden Qualitätskriterien erfüllen.

Betrachtet man die Breite der  $b_x, b_y$  Verteilungen in verschiedenen Phasenraumbereichen, so sieht man, daß die Breite abhängig vom Transversalimpuls und annähernd unabhängig von der Rapidität ist (Siehe Abbildung „RMS Werte“ auf der vorhergehenden Seite). Vergleicht man nun die Verteilungen der Simulation mit denen aus den Daten, so ist der gleiche Trend zu erkennen. Vergleicht man die Spektren direkt miteinander, so sieht man, daß die Simulation ein schmaleres Spektrum erzeugt, was daran liegt, daß eine Simulation sauberere Ereignisse erzeugt, als die echte Datenaufnahme.

In einem solchen Spektrum kann man zwei Strukturen erkennen, eine schmale Spitze und eine breite Untergrundverteilung. Das Ergebnis der Simulation ergab, daß die breite Verteilung von Untergrundspuren dominiert ist.

Es sind zwei Algorithmen entworfen worden, einer der auf den Daten operierend und ein anderer, der eine Simulation als Basis verwendet. Die Ergebnisse beider zeigen eine

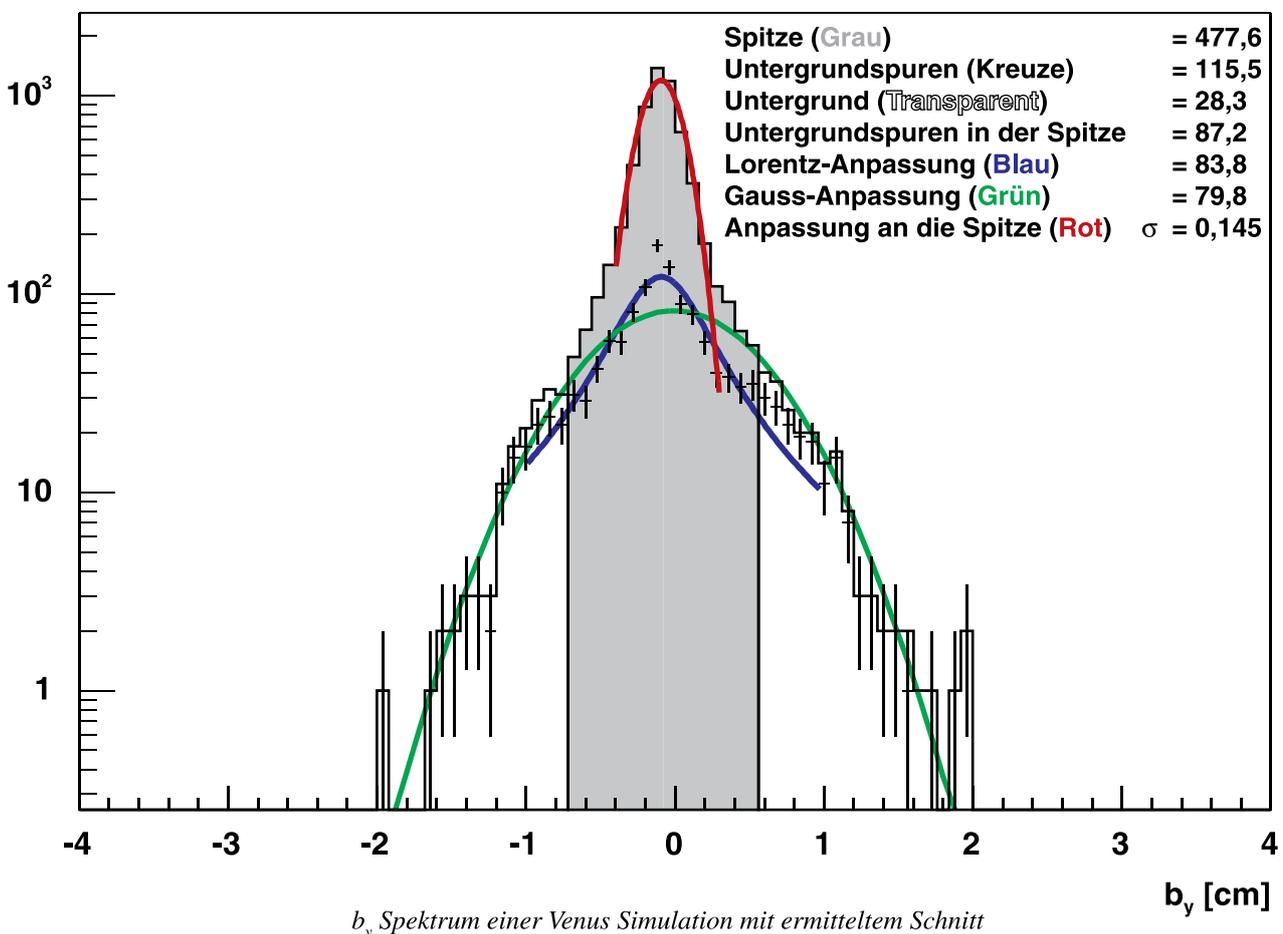
gute Übereinstimmung und werden in Abschnitt „Systematischer Fehler“ auf Seite 28 verglichen.

## Algorithmus (Datenbasiert)

### Berechnung der $b_x$ Schnitte

1. Es werden ca. 100 000 Ereignisse ohne jegliche Impactparameterschnitte eingelesen und die  $b_x$  Verteilungen sowie die Breite (RMS) werden abgespeichert. Es stellte sich heraus, daß es notwendig ist, die Breiten abzuspeichern, denn sie werden für die späteren Schritte benötigt, um vernünftige Startwerte für die Anpassungen zu erhalten. Ohne diese Startwerte konvergieren die Anpassungen in manchen Phasenraumbereichen nicht.

2. Um die Schnittwerte für den  $b_x$  Schnitt zu erhalten werden nun die Spektren einzeln analysiert. Erst wird der mittlere Teil der  $b_x$  Verteilung an eine Gaussfunktion angepaßt, hierfür wird die aus dem RMS dieses Spektrums gewonnene Breite als Startwert für die Breite der Gaussfunktion genommen, sowie für die Bestimmung des Bereichs, in dem die Anpassung erfolgen soll. Hierfür wird der RMS Wert mit einem empirisch gefundenen Skalierungsfaktor angepaßt. Aus dem  $\sigma$  der Gausfunktion erhält man die Breite der Spitze. Um den Übergangspunkt zwischen dem Untergrund dominierten Teil und dem Hauptvertexspurteil möglichst genau zu treffen, werden die Schnittwerte für  $b_x$  auf das fünffache  $\sigma$  der Gaussanpassung gesetzt. Die gewonnenen Schnittwerte werden



abgespeichert. Die Schnittwerte sind in Abschnitt „Spurschnitte“ in Kapitel „Analyse“ auf Seite 20 gezeigt.

### Berechnung der $b_y$ Schnitte

3. Es werden wieder ca. 100 000 Ereignisse eingelesen, diesmal aber mit dem variablen  $b_x$  Schnitt. Es werden alle  $b_y$  Verteilungen und die zugehörigen Breiten (RMS) abgespeichert.

4. Um die Grenzwerte für den variablen  $b_y$  Schnitt zu erhalten, wird genauso vorgegangen wie bei Schritt zwei. Die Schnittwerte für  $b_y$  erhält man, indem man die Grenzen auf das vierfache  $\sigma$  der Gaußanpassung setzt. Die gewonnenen Schnittwerte werden abgespeichert. Die Schnittwerte sind in Abschnitt „Spurschnitte“ in Kapitel „Analyse“ auf Seite 20 gezeigt.

### Berechnung der Untergrundkorrektur

5. Da im akzeptierten zentralen Bereich auch noch Untergrundspuren vorhanden sind, müssen diese entfernt werden. Hierfür entfernt man den akzeptierten Bereich aus den  $b_y$  Spektren, es bleiben zwei Flanken übrig.

Schaut man sich die aus der Simulation gewonnen Spektren an, so sieht man, daß der Untergrund auch eine Spitze hat (siehe „ $b_y$  Spektrum“ auf Seite 26). Es wurde erst nach einer Funktion gesucht, die diese Spitze möglichst gut beschreibt, wobei sich gezeigt hat, daß eine Lorentzfunktion eine gute Beschreibung liefert. Bei dieser Funktion stellte sich aber das Problem, das sie nicht gut durch ihre Flanken beschrieben wird. Eine Gaußanpassung hat dieses Problem nicht und es zeigte sich, daß sie zwar nicht die Form der Verteilung wiedergibt, das Integral aber ziemlich gut mit den Daten übereinstimmt.

Es wird eine Gaußanpassung an beide Flanken vorgenommen und das Integral im Bereich zwischen den Flanken, also der akzeptierte Bereich gebildet. Bildet man das Verhältnis zwischen dem Integral der Gaußextrapolation und das Integral der entfernten Spitze, erhält man den Anteil an Untergrundspuren im akzeptierten Bereich.

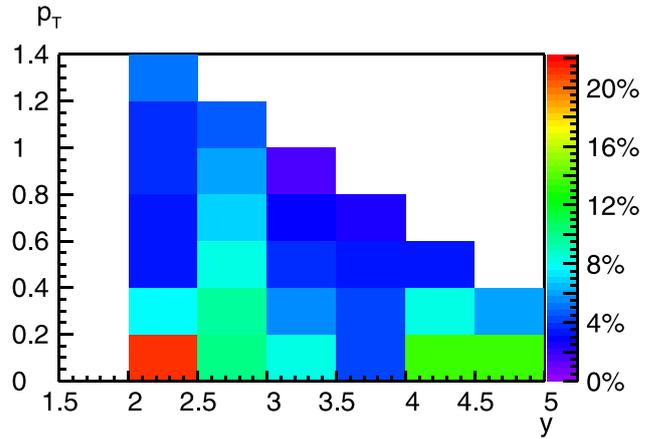
$$K_U(y, p_T) = 1 - \frac{\int_u^o f_{\text{Gauss}}((\sigma, A, C)_{\text{Fit}})}{\sum_{i=u}^o N_{\text{Daten}, i}} \quad (2)$$

Dies ist der Korrekturwert, der in die Korrekturtabelle eingefügt wird.

Man hat nun die variablen Schnittwerte für  $b_x$  und  $b_y$  und eine Korrekturtabelle, die den Untergrund aus der Spitze entfernt, sie ist in Abbildung „Untergrundkorrektur Datenbasiert“ rechts oben gezeigt.

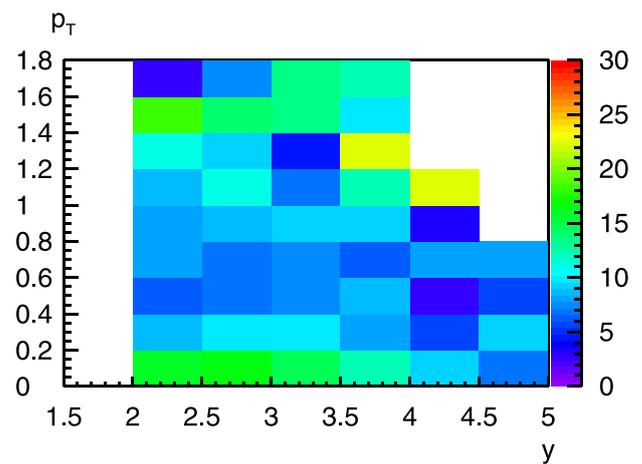
### Algorithmus (Simulationsbasiert)

Es wurde eine Simulation mit VENUS verwendet. Es wurden feste Impaktparameterschnitte von  $|b_x| < 1,0$  cm und  $|b_y| < 0,7$  cm verwendet. Dies liegt an der vorhandenen Statistik von 1000 VENUS-Ereignissen, denn für eine Bestimmung



Untergrund in Prozent, Datenbasierter Algorithmus

der variablen Impaktparameterschnitte benötigt man ungefähr die 10-100fache Menge. Bei dieser weiß man, ob eine Spur zur Hauptvertex gehört oder nicht. Hier wurde nun das Verhältnis von Untergrundspuren zu den Hauptvertexspuren gebildet und als Korrekturtabelle gespeichert, sie ist in Abbildung „Untergrundkorrektur Venus basiert“ unten gezeigt.



Untergrundkorrektur in Prozent, Venus basiert

## Effizienz

Es zeigt sich, das nicht alle Spuren eines Ereignisses korrekt rekonstruiert werden oder richtig angepaßt werden und somit aufgrund der Qualitätskriterien herausfallen. Um nun herauszufinden, wieviele Spuren verlorengehen, muß man den Startzustand, also ein Ereignis, genau kennen. Dies ist nur gewährleistet, wenn man eine Simulationen durchführt. Hierfür wurde ein Ereignisgenerator entwickelt.

Teilchen	$\pi^-$	$\pi^+$	$K^-$	$K^+$	p
Masse [GeV]	0,139		0,494		0,938
$\sigma$	1,053		0,84	1,05	1,1
T [MeV]	166		220	230	260
<#>	300	294	17	57	175

Verwendete Parametrisierung für die Simulation

---

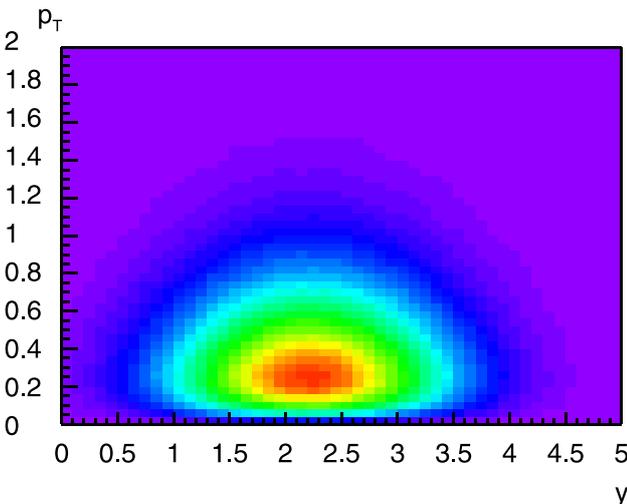
## Kaonen

---

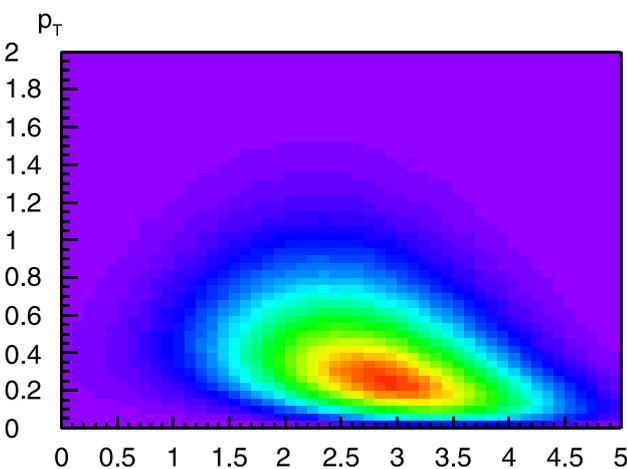
kelt. Aus der Analyse der Kaonen [1] und der Pionen bekommt man eine Parametrisierung der Rapidität und des transversalen Impulses, sowie die Multiplizitäten, die in der Tabelle auf der vorhergehenden Seite gesammelt sind. Dies sind die Eingangsparameter für den Ereignisgenerator, der nun zufällig Teilchen nach dieser Parametrisierung erzeugt. Hierbei dürfen keine Wiederholungen in der Zufallszahlenfolge des Generators entstehen, so wurde ein spezieller Zufallszahlenalgorithmus [2] mit einer Periode von  $10^{15}$  implementiert.

Diese Spuren dienen nun als Eingang für GEANT, dort werden sie mit allen physikalischen Effekten (sekundäre Wechselwirkungen, Materialinteraktionen, ...) in die Detektorgeometrie eingebettet. MTSIM berechnet hieraus die elektrischen Rohdaten des Detektors. Nun wird alles mit der Rekonstruktionskette (siehe Abschnitt „Rekonstruktionskette“ in Kapitel „Software“ auf Seite 11) durchgerechnet. Vergleicht man nun in kleinen Phasenraumbereichen die Anzahl der generierten Spuren mit der Anzahl der rekonstruierten und wiedergefundenen Spuren so erhält man einen Verlust von ca. 8%, der relativ gleichverteilt den Phasenraum bevölkert.

$$K_E(y, p_T) = \frac{N_{\text{Generiert}}}{N_{\text{Gefunden}}} \quad (3)$$



*Parametrisierte Kaonen mit Kaonenmasse*



*Parametrisierte Kaonen mit Pionmasse*

Um aus den  $h^-$  Spektren Pionspektren zu extrahieren, müssen noch die Kaonen entfernt werden. Da die Kaonen eine andere Masse haben wie die Pionen, und da alle Kaonen im  $h^-$  Spektrum mit einer Pionmasse behandelt werden, kann man nicht direkt die Spektren subtrahieren, sondern muß die Verschiebung der Kaonen mit einbeziehen. In Abbildung „Kaonen mit Kaonenmasse“ ist die Rapidität mit der Kaonenmasse gezeigt, in Abbildung „Kaonen mit Pionmasse“ sieht man die Verschiebung, die durch die Berechnung der Rapidität mit der Pionmasse verursacht wird. Hierfür wurde ein Spurgenerator programmiert, der Kaonenspuren nach der Parametrisierung erzeugt. Für den generierten Impuls der Kaonen wird die Rapidität mit der Pionmasse berechnet. Diese werden nun in ein  $y$ - $p_T$  Histogramm gefüllt und auf ein Ereignis, das im Schnitt 17,2 Kaonen enthält, normalisiert.

Da man jede Spur mit den zu ihr gehörigen Korrekturen behandeln möchte, muß man die Kaonsubtraktion in einen Faktor umwandeln. Hierfür wurden 50 000 Ereignisse mit allen Schnitten und allen Korrekturen außer die Kaonkorrektur durchgerechnet und auf die Anzahl der Ereignisse normalisiert. Nun kann man aus dem simulierten Kaonenspektrum und diesem  $h^-$  Spektrum mit:

$$K_K(y, p_T) = 1 - \frac{N_{\text{Kaonen}}}{N_{\text{Daten}}} \quad (4)$$

eine Tabelle mit Korrekturfaktoren erstellen.

---

## Systematischer Fehler

---

Ein statistische Fehler kann bei der hier verwendeten Ereigniszahl vernachlässigt werden, da er in den relevanten Bereichen kleiner als 1% ist. Um die Größe des systematischen Fehlers abschätzen zu können, wurden diverse Analyseschritte variiert.

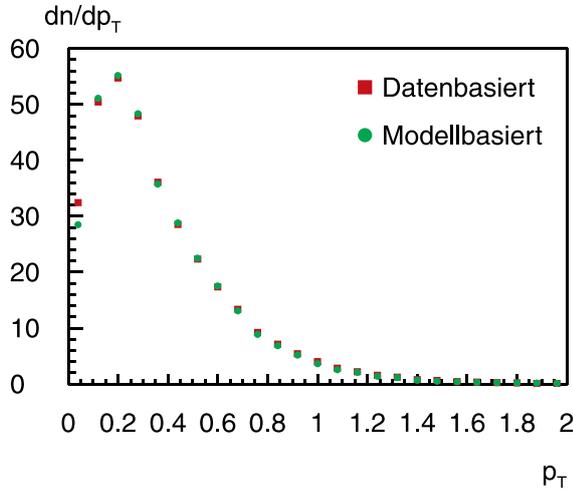
Die Korrektur der geometrischen Akzeptanz kann als exakt angesehen werden, wie auch die Korrektur für die Kaonen. So wurde die Untergrundkorrektur und die Erzeugung der Rapiditätsspektren variiert. Aus dem Unterschied der Ergebnisse wurde der systematische Fehler abgeschätzt.

### Untergrundkorrektur

Es wurde zum einen die VENUS-basierte Korrekturtafel verwendet und zum anderen die Datenbasierte. Diese Korrektur liegt im Mittel im Bereich von 10%, ist aber bei kleinen Transversalimpulsen bedeutend größer als bei hohen. Die Systematischen Fehler wurden separat für die unterschiedlichen Observablen bestimmt:

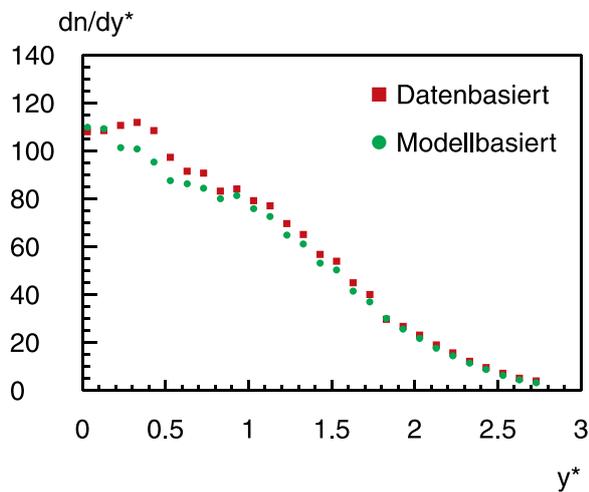
1.  $p_T$  Spektrum bei  $2,2 < y < 2,45$ . Vergleicht man die Spektren der datenbasierten und der simulationsbasierten Korrektur, so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung über

den gesamten Bereich. Dies ist in der Abbildung „Vergleich der Transversalimpulsspektren“ unten gezeigt. Aus diesem wurde der Systematische Fehler bestimmt, indem der Unterschied zwischen den Spektren gemessen wurde. Es zeigt sich, daß die mittlere Abweichung der Spektren bei ca. 6,5% liegt. In Abschnitt Zusammenfassung wird der finale systematische Fehler gezeigt.



Vergleich der Transversalimpulsspektren

2. Rapiditätsspektrum. Vergleicht man die Rapiditätsspektren miteinander, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung der zwei Methoden. Dies ist in der Abbildung „Vergleich der Rapiditätsspektren“ unten gezeigt. Aus der Differenz wurde der Systematische Fehler dieses Vergleichs bestimmt.



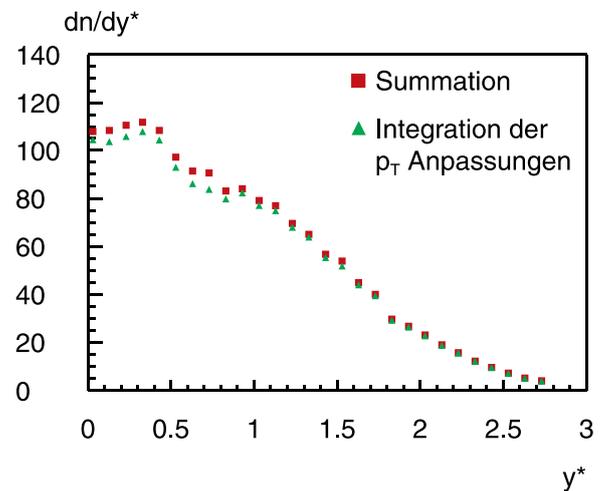
Vergleich der Rapiditätsspektren

3. Die Mittlere Multiplizität ergibt sich durch Summation der Bins zu  $\langle \pi \rangle = 307$ . Die Datenbasierte Untergrundkorrektur ergibt  $\langle \pi \rangle = 320$ , somit ergibt sich hier ein systematischer Fehler von  $\pm 13$ .

Es zeigt sich insgesamt eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Somit ist festzustellen, daß eine vollständige Simulation ein ähnliches Umfeld darstellt wie ein reales Ereignis.

## Integration der $p_T$ Anpassungen

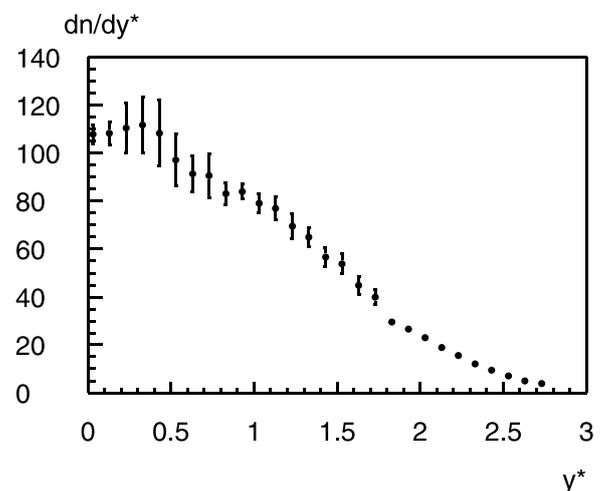
Ein anderer Weg, die Rapiditätsspektren zu erhalten, ist durch Integration der an die gefüllten  $p_T$  Spektren angepassten thermischen Funktion. Das Integral ist dann ein Punkt im Rapiditätsspektrum. Dieser Weg kann den Einfluß möglicher systematischer Fehler in den Transversalimpulsspektren reduzieren, dafür führt er aber die Abhängigkeit von der verwendeten Funktion ein. Bei Pionen zeigt sich das Problem, daß die thermische Funktion in einigen Phasenraumbereichen keine exakte Beschreibung der Daten ermöglicht. Der direkte Vergleich der beiden Spektren zeigt eine gute Übereinstimmung, wie in Abbildung „Vergleich Rapiditätsspektren“ unten gezeigt ist. Vergleicht man die mittleren Multiplizitäten aus der Integration der  $p_T$ -Anpassungen mit  $\langle \pi \rangle = 315$  und die aus der „normalen“ Analyse mit  $\langle \pi \rangle = 320$ , so erhält man einen systematischen Fehler von  $\pm 5$ . Die mittlere Abweichung der Datenpunkte beträgt 4,1%.



Vergleich der Rapiditätsspektren

## Zusammenfassung der Systematischen Fehler

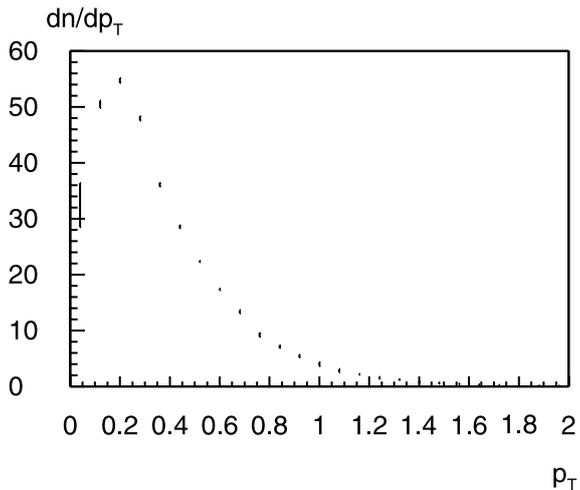
Um den gesamten Systematischen Fehler zu erhalten, wurde bei den Rapiditätsspektren über die beiden Metho-



Systematischer Fehler der Rapiditätsverteilung

den gemittelt, hierfür wurde das mittlere Fehlerquadrat verwendet. Es folgt daraus das in der Abbildung „Systematischer Fehler“ auf der vorhergehenden Seite gezeigte Rapiditätsspektrum mit dem hier berechneten Systematischen Fehler.

Für die  $p_T$ -Spektren ist nur eine Abschätzung vorhanden. Das Ergebnis ist in der Abbildung „Systematischer Fehler der Transversalimpulsverteilung“ unten gezeigt. Dort sind nur die Fehler dargestellt, die Punkte wurden entfernt, da sonst der Fehler meist durch die Punkte verdeckt würde. In dem Bereich, in den der Großteil des Integrals über die  $p_T$ -Anpassung liegt, sind die Fehler sehr klein, somit zeigt sich, daß die verschiedenen Methoden sehr ähnliche



*Systematischer Fehler der  $p_T$ -Verteilung*

Ergebnisse liefern.

Der systematische Fehler der mittleren Multiplizität ergibt sich unter Bildung des Mittleren Fehlerquadrates ein Wert von  $\pm 14$ .

# Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse zur Pionproduktion in zentralen Blei+Blei Kollisionen bei 40 A-GeV vorgestellt. Es werden Rapiditätsverteilungen und Transversalimpulsspektren analysiert. Wendet man nun alle Ereignis- und Spurschnitte, sowie alle Korrekturen auf die Daten an, so erhält man einen Satz von Spektren zur Pionproduktion, die auf Akzeptanz, Untergrund, Effizienz und Kaonkontamination korrigiert sind. Alle gezeigten Fehler sind systematische Fehler, die wie in Abschnitt „Systematischer Fehler“ in vorhergehenden Kapitel „Korrekturen“ auf Seite 28 beschrieben abgeschätzt wurden.

## Transversalimpuls

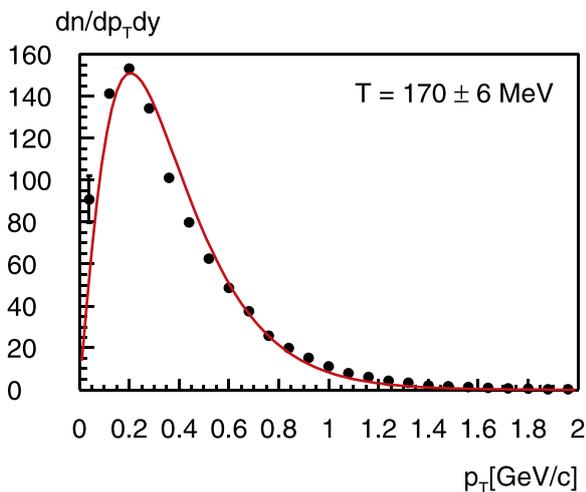
Der Transversalimpuls ist eine lorentzinvariante Größe, bei Schwerionenkollisionen lassen sich hieraus auch Informationen zur Thermalisierung der Quelle und kollektiver transversaler Bewegung extrahieren.

Die Transversalimpulsspektren werden direkt erzeugt, für jede einzelne akzeptierte Spur wird der gesamte Korrekturfaktor aus den vier einzelnen Korrekturen berechnet und die Spur damit gewichtet.

$$K_{\text{Gesamt}}(y, p_T) = \prod_{n = \substack{\text{Akzeptanz,} \\ \text{Untergrund,} \\ \text{Effizienz,} \\ \text{Kaon}}} K_n(y, p_T) \quad (1)$$

Es werden Spektren in einem schmalen Bereich bei der Schwerpunktsrapidität, siehe Abbildung „Transversalimpulsspektrum bei  $0 < y^* < 0,25$ “ und über die komplette vorwärtsgerichtete Hemisphäre, siehe Abbildung „Transversalimpuls bei  $0 < y^* < 2,78$ “ gezeigt. Die  $p_T$  Spektren werden mit der „thermischen“ Funktion:

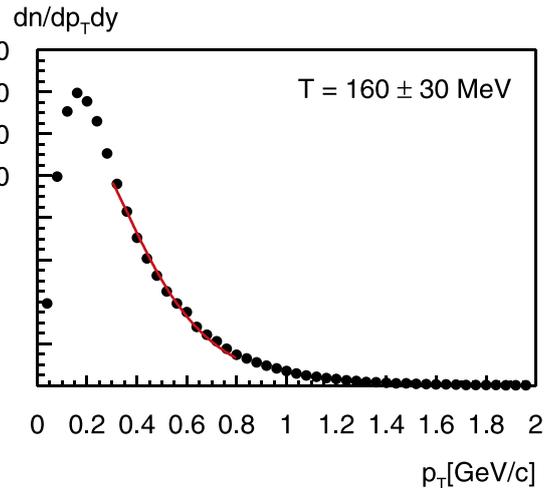
$$\frac{dn}{dp_T} = C \cdot p_T \cdot e^{-\frac{\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2}}{T}} \quad (2)$$



Transversalimpulsspektrum bei  $0 < y^* < 0,25$

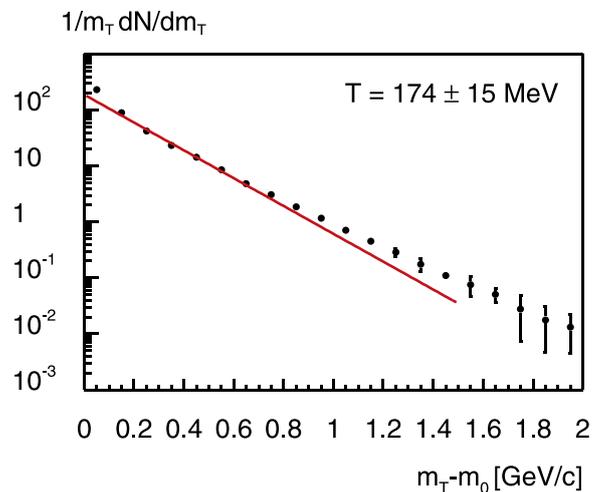
mit C und T als Fitparameter angepaßt. Bei den Pionen ist es nicht immer möglich, eine Anpassung über den kompletten Bereich vorzunehmen. Es wurde der Bereich  $0,3 < p_T < 0,8$  für die Anpassung des  $p_T$ -Spektrums über die gesamte vorwärtsgerichtete Hemisphäre gewählt. Es ergeben sich folgende Anpassungswerte:

$$T = 170 \pm 6 \text{ MeV für } 0 < y^* < 0,25 \text{ und} \\ T = 160 \pm 30 \text{ MeV für } 0 < y^* < 2,78.$$



Transversalimpulsspektrum bei  $0 < y^* < 2,78$

In Abbildung „Transverse Masse bei  $0 < y^* < 0,25$ “ ist eine andere Darstellung der gleichen Daten gegeben. Es ist die transverse Masse Verteilung gezeigt und in dem Bereich mit kleinen Systematischen Fehlern angepasst worden. Hier ergibt sich ein Wert von  $T = 174 \pm 16 \text{ MeV}$  und ist konsistent mit der Anpassung an das Transversalimpulsspektrum im gleichen Bereich.



Transverse Masse bei  $0 < y^* < 0,25$

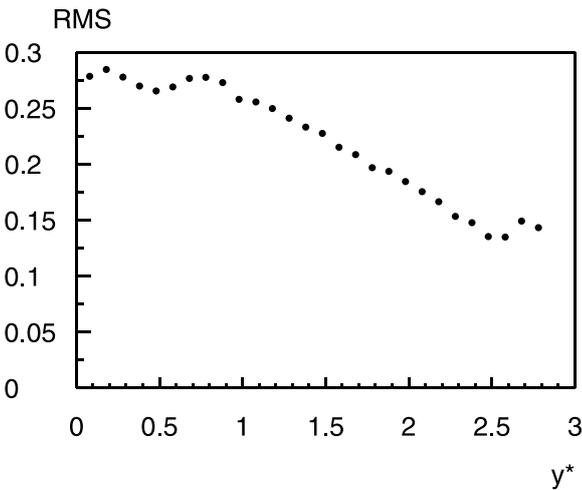
---

$\langle p_T \rangle$

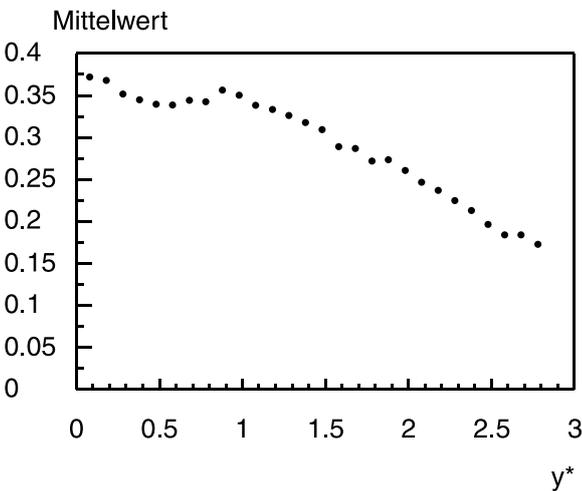
---

Es zeigt sich, daß die Transversalimpulsverteilung abhängig von der Rapidität ist. Bei kleineren Rapiditäten  $0 < y^* < 1$  bleibt  $\langle p_T \rangle$  konstant, fällt aber bei großen  $y^* > 1$  zu kleineren Werten ab. Veranschaulichen kann man sich dies anhand der Tatsache, daß bei großen Rapiditäten weniger Energie für den Transversalimpuls vorhanden ist.

Um diese Abhängigkeit abschätzen zu können, werden die  $\langle p_T \rangle$  und  $RMS(p_T)$  Verteilungen als eine Funktion von  $y^*$  in den nachfolgenden Abbildungen gezeigt. Die sichtbare Struktur im Bereich um  $0 < y^* < 1$  und  $y^* > 2,5$  ist auf einen noch nicht abgeschätzten systematischen Fehler zurückzuführen.



*RMS der  $p_T$  Verteilungen*



*Mittelwert der  $p_T$  Verteilungen*

---

**Rapidität**

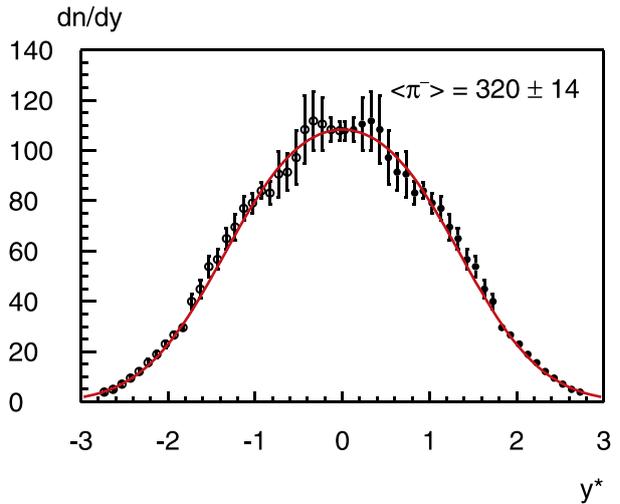
---

Die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung wird durch die Rapidität  $y$  beschrieben.

Die Form der Rapiditätsverteilung ist im Hinblick auf den „boost“ entlang der Strahlachse lorentzinvariant. Die Rapidität des Targets im Schwerpunktsystem ist  $y^* = -2,22$ , die des Strahlteilchens ist  $y^* = 2,22$ . Die Mitte des

Spektrums ist die Schwerpunktsrapidität  $y^*_{mid} = 0$ . Bei Blei+Blei Kollisionen ist die Rapidität symmetrisch um die Schwerpunktsrapidität.

Das Rapiditätsspektrum ist genauso wie die  $p_T$ -Spektren direkt erzeugt worden. Aufgrund der besseren Akzeptanz und Effizienz in der vorwärtsgerichteten Hemisphäre beginnt die Messung der Pionen bei der Schwerpunktsrapidität, und da die Rapidität symmetrisch um  $y^* = 0$  ist, sind die Meßpunkte an diesem Punkt gespiegelt worden. Die geschlossenen Symbole sind die gemessenen Werte, die offenen die gespiegelten, die komplett korrigierte Rapiditätsverteilung ist in Abbildung „Rapiditätsverteilung“ gezeigt.



*Rapiditätsverteilung der negativen Pionen*

Summiert man nun die vorhandene Rapiditätsverteilung über alle Punkte, so ergibt sich eine totale Multiplizität von  $\langle \pi^- \rangle = 320 \pm 14$ :

Dieses Spektrum ist mit zwei Gaussfunktionen angepasst worden. Es ergibt sich für die Breite der Funktion ein  $\sigma = 0,85 \pm 0,02$  und für die Verschiebung um die Schwerpunktsrapidität von  $0,68 \pm 0,02$ . Berechnet man nun mit der Formel:

$$\langle \pi^- \rangle = 2\sqrt{2\pi} \cdot \sigma \cdot C \quad (3)$$

das Integral, so erhält man für  $\langle \pi^- \rangle = 317,8 \pm 10,6$ .

# Diskussion

Die finalen Ergebnisse der Pionproduktion werden mit den Daten anderer Energien von NA49 und anderen Experimenten sowie mehreren Modellen verglichen.

## Energieabhängigkeit

Der einfachste Vergleich ist der mit Ergebnissen anderer Experimente bei gleicher Energie, nur ist dies die erste Analyse der Pionproduktion bei 40 A-GeV. So kann man sich noch die Entwicklung der Pionen über den gemessenen Energiebereich betrachten.

## Spektrenvergleich

Die Pionproduktion wurde am SPS bei 40, 80 und 158 A-GeV untersucht. In der Abbildung „Rapiditätsspektren verschiedener Energien“ unten sind die Ergebnisse von NA49 gezeigt. Für jede Energie wurde eine Anpassung mit zwei Gausfunktionen durchgeführt, die dabei gewonnenen Werte sind in Tabelle „Resultate der Anpassungen“ rechts oben zusammengefasst.

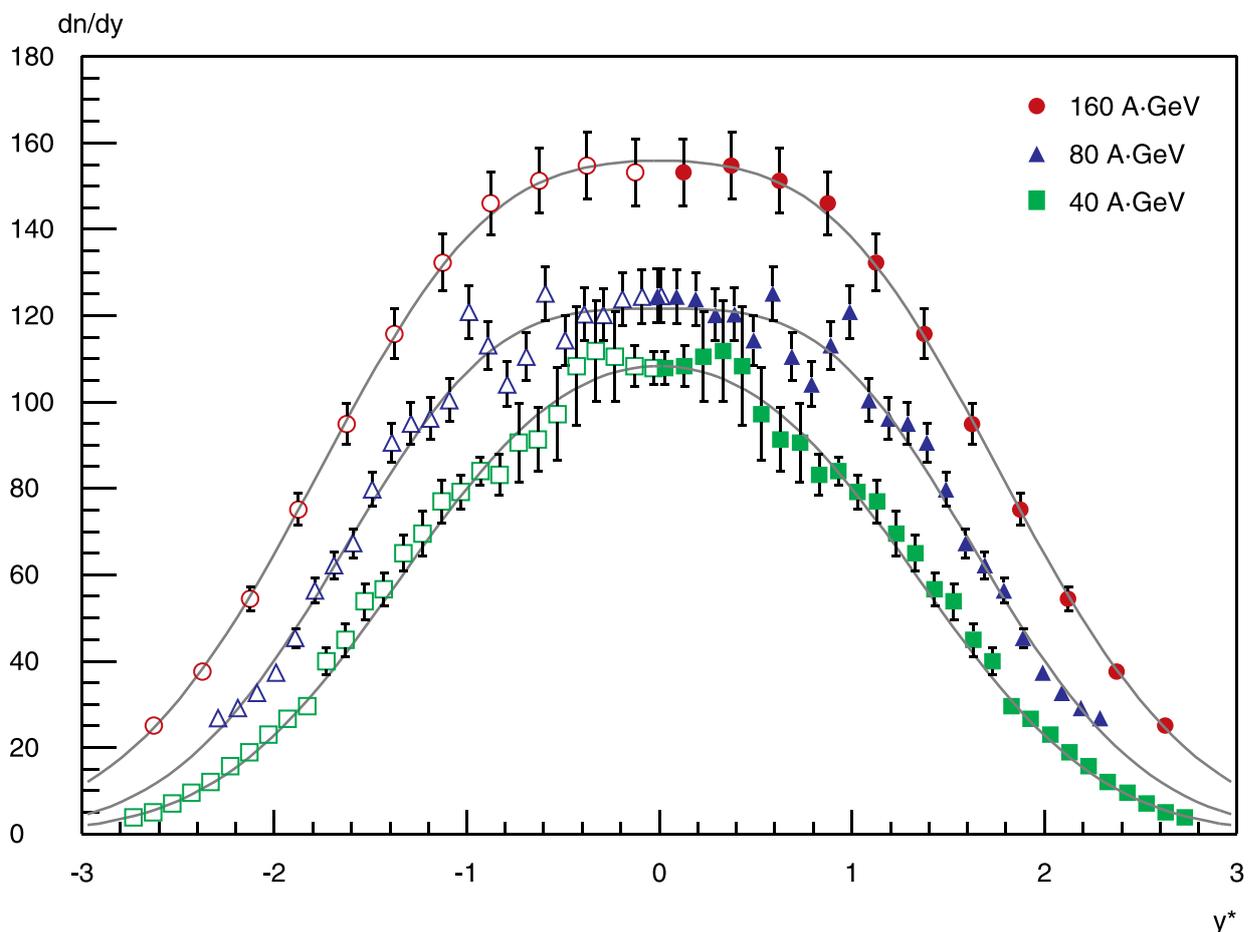
	158 A-GeV	80 A-GeV	40 A-GeV
C	$121,7 \pm 3,9$	$98,7 \pm 2,36$	$74,4 \pm 1,8$
$y^* \pm \text{Mitte}$	$0,91 \pm 0,03$	$0,84 \pm 0,01$	$0,68 \pm 0,02$
$\sigma$	$0,96 \pm 0,03$	$0,86 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,02$
$\langle \pi^- \rangle$	$586 \pm 26$	$424 \pm 14$	$318 \pm 11$

Resultate der Anpassungen bei den verschiedenen Energien

## Pionmultiplizitäten

### Nukleon+Nukleon

Die meisten Experimente, die Proton+Proton Kollisionen analysiert haben, messen die mittlere Multiplizität aller negativ geladenen Hadronen  $\langle h^- \rangle$ . Diese Messung ist einfacher, da keine Teilchenidentifikation benötigt wird. Die negativen Hadronen bestehen zum größten Teil aus  $\pi^-$  mit einer kleinen  $K^-$  Kontamination und einer vernachlässigbaren  $\bar{p}$  ( $< 1\%$ ), somit ist  $\pi^- = h^- - K^-$  eine gute Approximation. Verwendet man nun die etablierte und empirische Relation:



Rapiditätsverteilung der negativen Pionen bei verschiedenen Energien

$$\langle \pi^+ \rangle_{PP} = \langle \pi^0 \rangle_{PP} - \frac{1}{3} = \langle \pi^- \rangle_{PP} - \frac{2}{3}, \quad (1)$$

so konstruiert sich die mittlere Pionmultiplizität aus:

$$\langle \pi \rangle = 3 \cdot \left( \langle h^- \rangle - \langle K^- \rangle + \frac{1}{3} \right) \quad (2)$$

Aufgrund der oben genannten Argumente und der Isospinsymmetrie gilt

$$\langle \pi \rangle_{NN} = \langle \pi \rangle_{PP} \quad (3)$$

wenn  $\langle \pi \rangle_{NN}$  die mittlere Pionmultiplizität in N+N Kollisionen ist. Alle Daten [1,2] sind in Tabelle „Mittlere Multiplizitäten aus N+N Kollisionen“ auf Seite 38 gesammelt und in Abbildung „Pionmultiplizitäten aus N+N Kollisionen“ rechts gezeigt.

### Kern+Kern

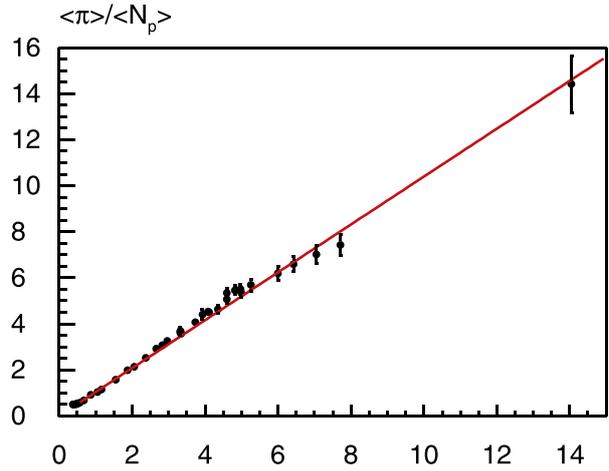
Bei den Schwerionenkollisionen ist die mittlere Pionmultiplizität mit

$$\langle \pi \rangle = \frac{3}{2} (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle) \quad (4)$$

berechnet worden, diese Relation folgt aus der Isospinsymmetrie und der empirischen Relation in elementaren Reaktionen

$$\langle \pi^0 \rangle = \frac{\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle}{2} \quad (5)$$

Die Daten [1,3-7] für  $\langle \pi \rangle$  sind in Tabelle „Pionmultiplizitäten aus A+A Kollisionen“ auf Seite 39 gesammelt. Bei den niedrigen Energien sind nur Daten kleinerer Stoßsysteme mit  $h^-$  Multiplizitäten vorhanden. Um daraus die mittlere Pionmultiplizität zu bilden wird:



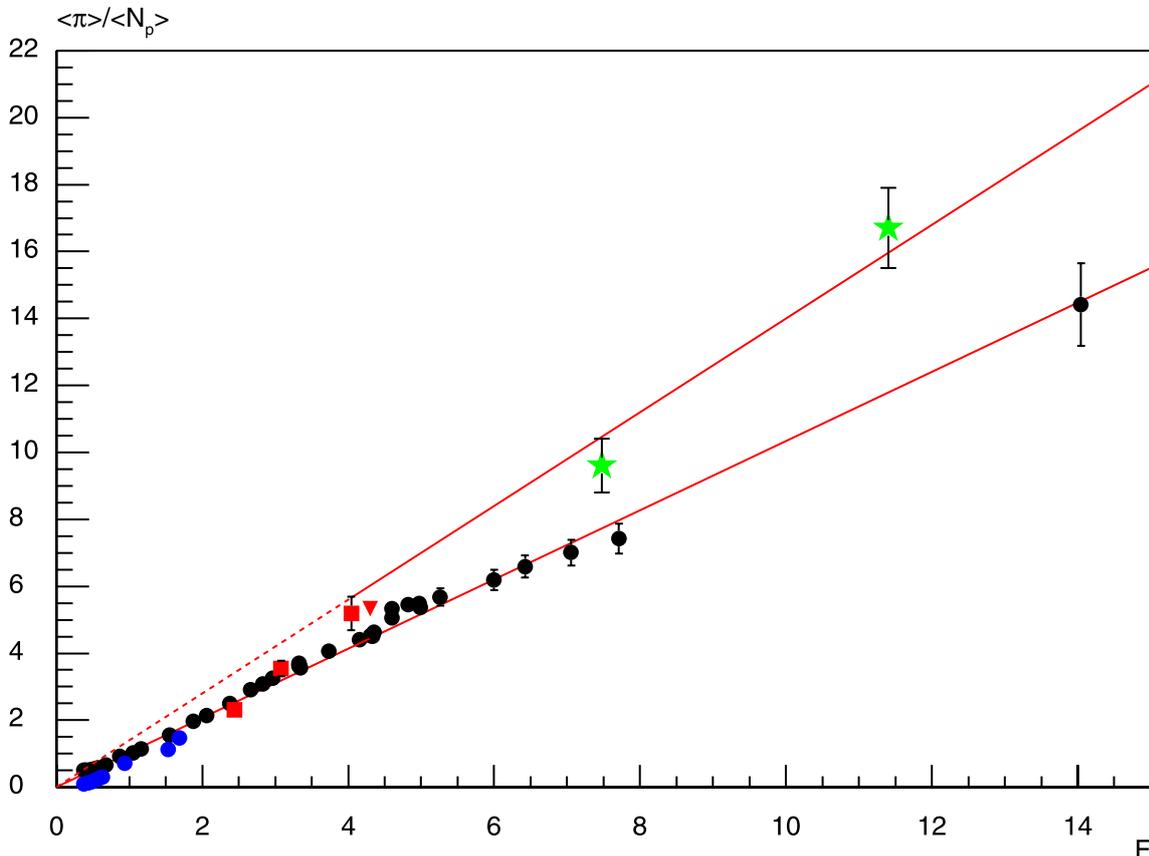
Pionmultiplizitäten aus N+N Kollisionen

F

$$\langle \pi \rangle = \langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle + \langle \pi^0 \rangle = 3 \langle \pi^- \rangle = 3 \langle h^- \rangle \quad (6)$$

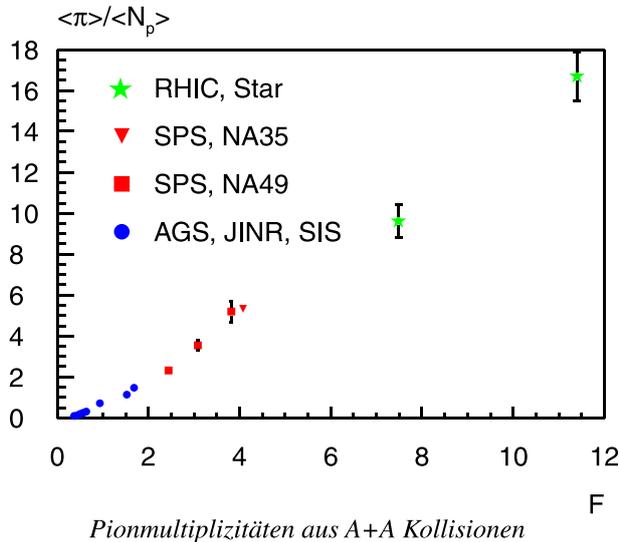
verwendet, was bei kleinen Energien eine gute Annäherung ist, da die Kaonkontamination vernachlässigbar ist. Dies ist nur für isospinsymmetrische Systeme gültig.

In Gold+Gold Kollisionen existieren fast nur Messwerte bei  $y_{mid}$  und für  $\pi^+$ , die nur unter großen Fehlern zu  $\langle \pi \rangle$  extrapoliert werden können. Aus diesem Grund werden diese Daten hier nicht verwendet. Das  $\langle \pi \rangle / \langle N_p \rangle$  Verhältnis zeigt die Tendenz, schnell mit  $\langle N_p \rangle$  zu saturieren, so wurden bei kleinen Energien Daten von leichteren Stoßsystemen verwendet. Alle Daten sind Abbildung „Pionmultiplizitäten aus A+A Kollisionen“ auf der nächsten Seite oben gezeigt.



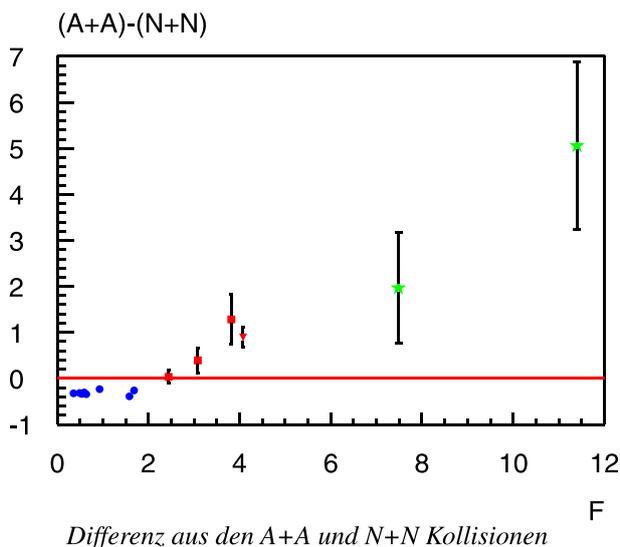
Pionmultiplizitäten aus N+N und A+A Kollisionen

F



### Vergleich

Es zeigt sich, dass ein Schwerionenstoßsystem nicht einfach eine Überlagerung von Nukleus+Nukleus Daten ist, denn vergleicht man die Daten im Verhältnis  $\langle \pi \rangle / \langle N_p \rangle$  gegen die Fermi Variable F, so zeigt sich, dass die Pionerzeugung aus den Nukleon+Nukleon Daten auf einer Geraden liegt, die Pionen aus Schwerionenkollisionen erst diesem Trend und dann einem steileren Trend folgen. Die Pionen sind bei Energien unter 40 A-GeV unterdrückt und bei höheren Energien vermehrt. Dies ist in Abbildung „Pionmultiplizitäten aus N+N und A+A Kollisionen“ auf der vorhergehenden Seite gezeigt. Um diesen Effekt zu verdeutlichen bildet man die Differenz von den Nukleus+Nukleus und den Kern+Kern (A+A)-(N+N) Daten, das in Abbildung „Differenz aus den A+A und N+N Kollisionen“ unten gezeigt ist.



### Statistical Model Of The Early Stage

Das „Statistical model of the early stage“ ist ein statistisches Modell mit einem Übergang von gebundener Materie zu einem ungebundenen Zustand. Die erste Formulierung

eines statistischen Modells der frühen Phase stammt von Fermi, Pomerancuk und Landau aus den Jahren 1950-55 [8,9]. Die Neuerung dieses Modells ist die Einführung zwei verschiedener Materiezustände, der aus gebundenen Quarks und Gluonen bestehende Materie und das QGP und die Beschreibung des Übergangs zwischen diesen zwei Materiezuständen [10].

### Beschreibung des Modells

Die grundlegende Annahme dieses Modells ist, daß die Produktion von neuen Freiheitsgraden in der frühen Phase der Kollision ein statistischer Prozeß ist. Somit ist die Wahrscheinlichkeit eines makroskopischen Zustandes proportional zur Anzahl der mikroskopischen Zustände. Nimmt man nun Schwerionenkollisionen als Basis, kann man die thermodynamische Näherung verwenden und so die Abhängigkeit von Energie und Volumen auf die Energiedichte reduzieren.

Eine weitere Annahme ist, daß das Volumen, in der die Entropie der frühen Phase produziert wird, dem Volumen der kollidierenden und lorentzkontrahierten Kerne entspricht.

Es wird nicht die totale Energie einer Schwerionenkollision in neue Freiheitsgrade transformiert, da ein Teil der Energie in der Netbaryonenanzahl steckt, die eine Konstante während der Kollision ist.

Es werden zwei Materiezustände berücksichtigt, das QGP und die zusammenhängende Materie (confined matter). In dem QGP-Zustand sind die drei Quarks up, down und strange mit ihren Antiquarks und Gluonen berücksichtigt, die übrigen können aufgrund ihrer großen Masse vernachlässigt werden.

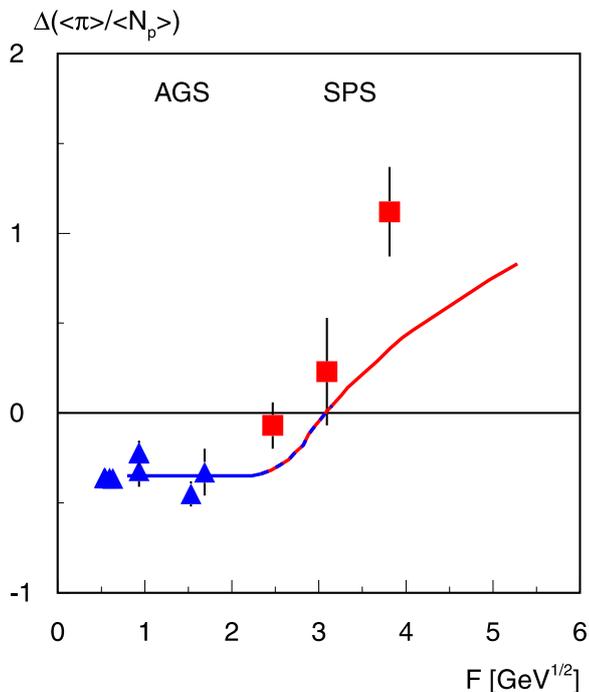
Die Zustandsgleichung (EOS, Equation of State) des QGP ist in diesem Modell die ideale Gasgleichung, allerdings modifiziert durch die Bag Konstante um die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks und Gluonen und dem umgebenden Vakuum zu berücksichtigen. Der Gleichgewichtszustand wird Quark Gluon Plasma genannt und ist der Zustand maximaler Entropie.

Die Zustandsgleichung des zusammenhängenden Zustandes ist durch die Zustandsgleichung eines idealen Gases beschrieben. Die Parameter dieser Gleichung sind durch Anpassung an die AGS Daten der höchsten Energie gewonnen worden.

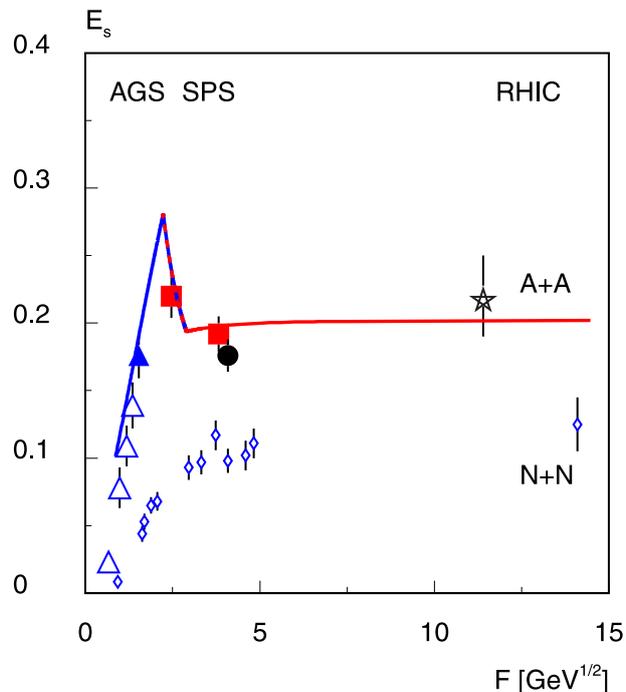
Die zentralen Observablen dieses Modells sind Entropie und Strangeness-Produktion. Aufgrund des Phasenübergangs von zusammenhängender Materie zum QGP zeigt die Energieabhängigkeit der Entropie und der Strangeness-Produktion eine Anomalie in der Übergangsregion.

Das Modell sagt den proportionalen Anstieg der Entropie pro Baryon mit F für die gegebene Materieform voraus. Der Übergang zwischen den beiden Materiezuständen bewirkt eine Veränderung der Steigung zu einem steileren Trend.

Für den Vergleich mit den Daten wird die Entropie durch die Pionen ersetzt, mit der Annahme, daß die Entropie pro



Differenz aus den A+A und N+N Kollisionen mit Vorhersage des Statistischen Modells



Energieabhängigkeit des Strangness zu Pion Verhältnisses

Baryon vier ist und daß 0,35 der Pionen pro Baryon durch Absorption verschwinden.

### Vergleich mit Daten

Die Energieabhängigkeit von  $\langle \pi \rangle / \langle N_p \rangle$  der Nukleon+Nukleon und der Schwerionenkollisionen (A+A) ist in Abbildung „Pionmultiplizitäten aus N+N und A+A Kollisionen“ auf Seite 34 gezeigt. Das Modell beschreibt die Trendwende um 40 A·GeV mit der Begründung, daß sich aufgrund des Phasenübergangs zu einem Zustand freier Quarks und Gluonen die Anzahl der Freiheitsgrade erhöht. Das Modell ist in Übereinstimmung mit den Daten von GSI, AGS, NA49 (SPS) und RICH.

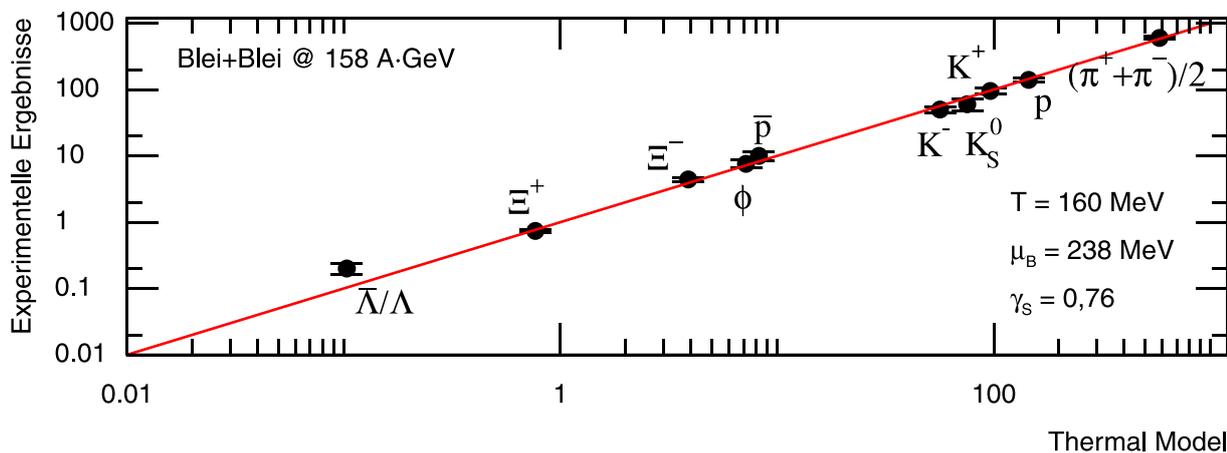
Um den Wechsel zwischen den zwei Trends besser darzustellen, wird die Differenz zwischen den Nukleon+Nukleon und den (A+A) gebildet und ist in Abbildung „Differenz

aus den A+A und N+N Kollisionen mit Vorhersage des Statistischen Modells“ oben gezeigt.

Vergleicht man das Verhältnis Strangness/Entropy mit den Daten, wobei hier:

$$E_s = \frac{(\langle L \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle)}{\langle p \rangle} \quad (7)$$

das vergleichbare Verhältnis ist, daß das Modell die AGS Daten, sowie die NA49 Daten bis hin zu den vorläufigen Star (RICH) Daten gut beschreibt, wie in Abbildung „Energieabhängigkeit des Strangness zu Pion Verhältnisses“ oben gezeigt wird. Aufgrund der Anomalie um 40 A·GeV sind noch drei weitere Energien (20, 30, 80 A·GeV) vom SPS-Comitee zugesagt worden, wobei die 80 A·GeV Strahlzeit schon stattgefunden hat.



Vergleich zwischen den Teilchenmultiplizitäten des "Thermal Model" und den Experimentellen Daten [11]

## Hadrongas Model

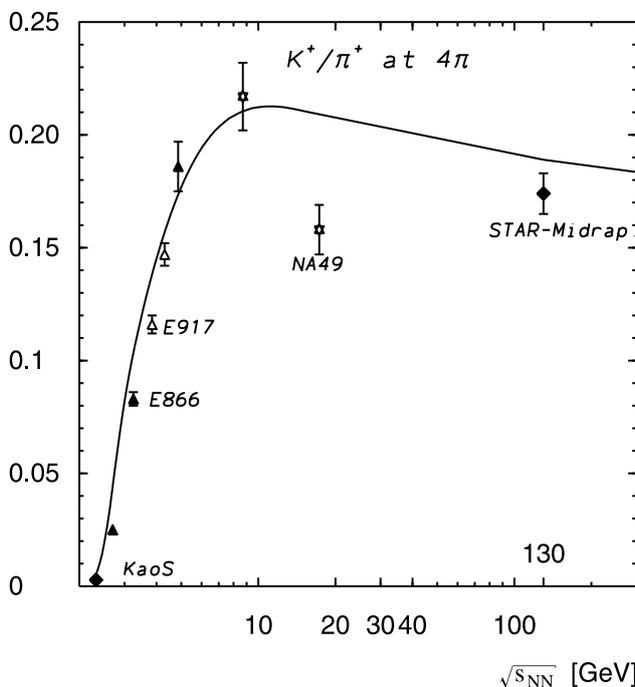
Der Grundstein zu den statistischen Hadrongas-Modellen wurde von Hagedorn [12] formuliert. Es wurde angenommen, daß die Hadronen im Gleichgewicht produziert worden sind und somit unabhängig von dem Materiezustand in der frühen Phase der Kollision sind.

In der großkanonischen Näherung wird die Multiplizität der produzierten Hadronen durch drei Parameter beschrieben: die Temperatur  $T$ , dem Baryonischen Potential  $\mu_B$  und dem Volumen  $V$ . Um Modellvorhersagen für verschiedene Energien berechnen zu können, wird angenommen, daß die Parameter  $T$  und  $\mu_B$  auf einer „Freeze-Out“ Kurve liegen, die durch eine konstante Energie pro Teilchen definiert ist. Um zu Teilchenmultiplizitäten zu gelangen, muß erst der Punkt auf der  $T$ - $\mu_B$  Kurve bestimmt werden, hierfür nutzt man die Interpolation der Daten der Energieabhängigkeit des  $\langle \pi \rangle / \langle N_p \rangle$  Verhältnisses aus.

$$N_\pi \propto \sqrt{s_{NN}} - \sqrt{s_{thr.}} \quad (8)$$

In Abbildung „Vergleich zwischen den Teilchenmultiplizitäten“ auf der vorhergehenden Seite ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und dem Modell bei 158 A·GeV gezeigt.

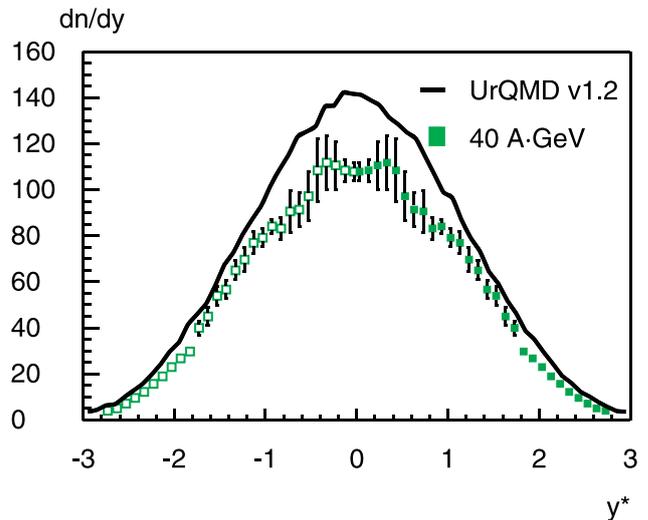
Das Modell reproduziert das  $K^+/\pi^+$  Verhältnis bei kleinen Energien, inklusive den 40 A·GeV Daten, unterschätzt aber den Datenpunkt bei 158 A·GeV signifikant, wie in der Abbildung unten gezeigt ist.



Energieabhängigkeit des  $K^+/\pi^+$  Verhältnisses mit Modellvorhersage [13]

**UrQMD**

Das UrQMD (Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics) Modell [14] ist ein mikroskopisches Transportmodell,

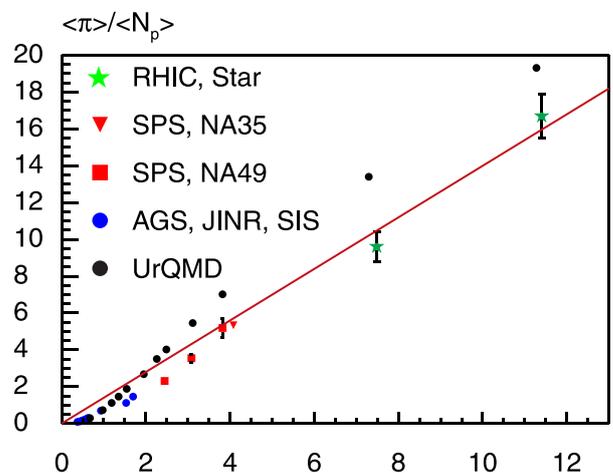


Vergleich zwischen UrQMD v1.2 und dieser Analyse

das auf der gleichmäßigen, auf klassischen Trajektorien stattfindenden Fortbewegung aller Hadronen in Kombination von stochastischer Streuung, String Formation und Zerfall von Resonanzen basiert. Der Austausch jeglicher Ladungen oder Energien wird bei Baryon-Baryon Stößen bei niedrigen Energien angenommen, die Austausche bei Meson-Baryon oder Meson-Meson werden mit der Formation und dem Zerfall von Resonanzen behandelt.

In Abbildung „Vergleich“ oben ist ein Spektrenvergleich zwischen den Ergebnissen von UrQMD v1.2 und dieser Analyse bei 40 A·GeV gezeigt, eine Überschätzung des Experimentell gemessenen Endzustandes ist zu sehen. Das UrQMD-Modell gibt eine mittlere Multiplizität von  $\langle \pi \rangle_{UrQMD} = 441$  an, was verglichen mit den hier vorgestellten  $\langle \pi \rangle = 320 \pm 14$  eine Überschätzung von 37% ist.

In Abbildung „Vergleich der Pionmultiplizitäten“ ist die Energieabhängigkeit von UrQMD und den Experimentellen Daten dargestellt. Es ist klar zu sehen, das UrQMD außer bei kleinen Energien ( $F \approx 1$ ) die gemessenen Werte überschätzt.



Vergleich zwischen Pionmultiplizitäten aus A+A Kollisionen und UrQMD

F

$\sqrt{s_{NN}}$	F	$\langle h^- \rangle$	$\langle K^- \rangle$	$\langle \pi^- \rangle$
2,23	0,373	0,0005	0	$1,0015 \pm 0,0015$
2,27	0,401	0,0021	0	$1,0063 \pm 0,0027$
2,32	0,440	0,0043	0	$1,0129 \pm 0,0039$
2,36	0,464	0,0078	0	$1,0234 \pm 0,0048$
2,39	0,488	0,0133	0	$1,0399 \pm 0,0072$
2,43	0,511	0,027	0	$1,081 \pm 0,009$
2,51	0,564	0,048	0	$1,144 \pm 0,018$
2,71	0,677	0,111	0	$1,333 \pm 0,027$
3,08	0,866	0,272	0	$1,816 \pm 0,039$
3,50	1,050	0,352	0	$2,056 \pm 0,0165$
3,78	1,161	0,429	0	$2,287 \pm 0,045$
4,94	1,551	0,716	0,0067	$3,128 \pm 0,0459$
6,12	1,880	1,008	0,024	$3,953 \pm 0,0749$
6,84	2,057	1,1225	0,033	$4,268 \pm 0,086$
8,30	2,376	1,391	0,051	$5,019 \pm 0,124$
9,78	2,665	1,6795	0,069	$5,833 \pm 0,211$
10,70	2,830	1,7945	0,079	$6,147 \pm 0,211$
11,46	2,960	1,9235	0,087	$6,509 \pm 0,202$
13,77	3,324	2,244	0,111	$7,399 \pm 0,259$
13,77	3,324	2,1845	0,111	$7,200 \pm 0,220$
13,77	3,324	2,2185	0,111	$7,322 \pm 0,353$
13,90	3,344	2,158	0,112	$7,137 \pm 0,227$
16,67	3,733	2,51	0,139	$8,111 \pm 0,266$
18,18	3,929	2,7555	0,154	$8,805 \pm 0,439$
19,43	4,084	2,855	0,166	$9,068 \pm 0,322$
19,67	4,113	2,8375	0,168	$9,009 \pm 0,309$
21,71	4,353	2,94	0,186	$9,261 \pm 0,343$
23,89	4,597	3,2495	0,206	$10,131 \pm 0,392$
23,89	4,597	3,4275	0,206	$10,665 \pm 0,424$
26,03	4,824	3,5295	0,224	$10,915 \pm 0,404$
27,44	4,967	3,5695	0,236	$10,999 \pm 0,410$
27,61	4,984	3,4855	0,238	$10,743 \pm 0,424$
30,46	5,261	3,715	0,262	$11,359 \pm 0,512$
38,78	5,999	4,124	0,329	$12,384 \pm 0,595$
44,04	6,423	4,4285	0,370	$13,174 \pm 0,660$
52,58	7,056	4,775	0,435	$14,019 \pm 0,765$
62,24	7,710	5,127	0,507	$14,860 \pm 0,898$
200	14,042	10,7	1,424	$28,827 \pm 2,461$

*Mittlere Multiplizitäten negativ geladener Hadronen  $\langle h^- \rangle$  und Pionen  $\langle \pi^- \rangle$  aus N+N Kollisionen.*

$\sqrt{s_{NN}}$	F	$\langle h^- \rangle$		$\langle N_p \rangle$	$\langle \pi \rangle$	$\langle \pi \rangle / \langle N_p \rangle$
2,23	0,375	1,58		53,8	$4,74 \pm 0,15$	$0,0881 \pm 0,00286$
2,32	0,436	2,35		58,6	$7,05 \pm 0,21$	$0,1203 \pm 0,00368$
2,39	0,491	3,34		58,2	$10,02 \pm 0,24$	$0,1722 \pm 0,00429$
2,48	0,543	4,1		56,4	$12,30 \pm 0,27$	$0,2180 \pm 0,00503$
2,56	0,593	5,09		56,4	$15,27 \pm 0,24$	$0,2707 \pm 0,00467$
2,63	0,634	5,79		56	$17,37 \pm 0,12$	$0,3102 \pm 0,00240$
3,22	0,933	9		38	$27,00 \pm 1,5$	$0,7105 \pm 0,05438$
		$\langle \pi^- \rangle$	$\langle \pi^+ \rangle$			
4,87	1,531	127,3	158	378,24	$427,90 \pm 14,8$	$1,131 \pm 0,039$
5,41	1,690					1,47
8,63	2,444	282	320	386,05	$903,00 \pm 31,8$	$2,339 \pm 0,082$
12,19	3,081	590	610	399,36	$1800,00 \pm 63,6$	$4,507 \pm 0,159$
17,245	3,820					$5,19 \pm 0,25$
19,38	4,079	91	91	51,2	$273,00 \pm 6,4$	$5,33 \pm 0,54$
58,75	7,480					$9,61 \pm 0,8$
132,87	11,400					$16,70 \pm 1,2$
UrQMD v1.2						
2,697	0,671	29,43	45,38	385,02	112,22	0,29
3,332	0,979	82,29	106,65	385,02	283,41	0,74
3,844	1,185	130,89	158,28	385,02	433,75	1,13
4,304	1,349	173,67	203,04	385,02	565,06	1,47
4,915	1,544	227,78	258,81	385,02	729,88	1,89
6,406	1,951	341,56	347,76	385,02	1033,97	2,69
7,733	2,257	430,28	465,96	385,02	1344,36	3,49
8,863	2,489	497,79	533,54	385,02	1547,01	4,02
12,39	3,111	681,06	716,25	385,02	2095,97	5,44
17,32	3,818	881,75	918,66	385,02	2700,60	7,01
56,02	7,296	1697,60	1740,30	385,02	5156,85	13,39
130	11,278	2460,60	2496,20	385,02	7435,20	19,31

Mittlere Multiplizitäten negativ geladener Hadronen  $\langle h^- \rangle$  und Pionen  $\langle \pi \rangle$  aus A+A Kollisionen und aus dem UrQMD Modell.



# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Produktion negativ geladener Pionen in zentralen Blei+Blei Kollisionen bei 40 A·GeV am CERN SPS mit dem Experiment NA49 untersucht. Die Analyse der Pionen basiert auf der Tatsache, dass sie ungefähr 90% des hadronischen Endzustands aller negativ geladenen Hadronen darstellen, wobei der Rest hauptsächlich aus Kaonen besteht. Diese Analyse deckt die komplette vordere Hemisphäre ab, somit wurden keinerlei Extrapolationen benötigt.

Für diese Analyse wurde ein komplett neuer Satz von Schnitten in diversen Variablen der Daten von NA49 gesucht und optimiert. Um einen möglichst gut bestimmten Satz von Spuren zu verwenden, wurde nur ein kleiner Teil aller Spuren verwendet, der aber exakt und einfach zur vollen Akzeptanz zurückkorrigiert werden kann. Um die Spuren aus Zerfällen nahe am Hauptinteraktionspunkt und um Dreckeffekte wie  $\gamma$ -Konversion oder Vielfachstreuung zu entfernen, wurde ein komplett neuer Korrekturalgorithmus entwickelt und getestet. Da bei dieser Energie die Spurmultiplicitäten ungefähr um einen Faktor zwei kleiner sind, wurde beobachtet, daß Ineffizienzen in der Rekonstruktion eine untergeordnete Rolle spielen. Hier wurde im Mittel eine Korrektur von 8% verwendet. Um Spektren negativer Pionen zu erhalten, müssen die negativ geladenen Kaonen aus dem Spursatz entfernt werden, hierfür wurde eine Simulation aufgebaut und eingesetzt.

Ein großes Problem stellt die Abschätzung des Systematischen Fehlers dar, da es eine Mannigfaltigkeit von Fehlerquellen gibt. In dieser Arbeit wurden zwei Methoden angewandt, um den Systematischen Fehler abzuschätzen. Das Ergebnis der hier vorgestellten Analyse ergibt eine mittlere Multiplizität für die negativen Pionen von  $320 \pm 14$ . Die Präsentation eines vorläufigen Zustands dieser Analyse in Kombination mit den neu gewonnenen Kaonwerten [1] vor dem SPSC [2] veränderten den vorhandenen Strahlzeitplan nachhaltig, so daß in extrem kurzer Zeit nach dieser Präsentation eine Energieabstimmung gestartet wurde. Schon ein paar Monate später bekam NA49 hierfür einen Bleistrahl bei der Energie von 80 A·GeV und wird im Jahr 2002 auch Energien von 20 und 30 A·GeV geliefert bekommen. Auch wurden diese Daten auf der QM2001 als vorläufige Ergebnisse präsentiert. Desweiteren bilden die Ergebnisse, sowie die aus der 80 A·GeV Analyse und denen bei Top-SPS Energie gewonnenen kombiniert mit den Kaonergebnissen bei den gleichen Energien die Grundlage für ein Physical Review Letter der NA49-Kollaboration zum Thema der Energieabhängigkeit des  $K^+/\pi^+$  Verhältnis.

Die Motivation für diese Arbeit war die Suche nach einer Evidenz des Quark-Gluon-Plasma und bei der analysierten Energie wurde der Übergang in diese Phase vorhergesagt [3]. Man sollte einen Wechsel von der Pionunterdrückung

zur Pionvermehrung im Vergleich mit den Daten aus Nukleus+Nukleus Experimenten in dem Verhältnis der mittleren Pionmultiplizität zu der Anzahl der Teilnehmenden Nukleonen beobachten. Diese Vermutung stellte sich als richtig heraus. Diesen Wechsel kann man erklären, wenn man einen Phasenübergang zu einer Phase quasi-freier Quarks und Gluonen in diesem Bereich annimmt. Die Pionen stellen, aufgrund ihrer geringen Masse, die häufigsten Teilchen dar und sind somit auch eine gute Meßprobe für die gesamte Entropie des Feuerballs. Da die Anzahl der Freiheitsgrade in einem QGP massiv ansteigen muß, sollte man eine erhöhte Produktion von Pionen beobachten. Der Meßpunkt bei 40 A·GeV liegt genau in dem Bereich des Wechsels.

Ein Vergleich mit den Modellen zeigt, dass kein Modell, wenn es überhaupt Pionen beschreiben kann, die Produktion von Pionen korrekt wiedergibt, außer das „Statistical Modell of the early Stage“, das die Pionproduktion beschreibt und auch den Wechsel von Pionunterdrückung zu Pionvermehrung im Bereich um 40 A·GeV wiedergibt. Dieses Modell besitzt einen Phasenübergang von gebundener Materie zum QGP. Das Hadrongas-Modell kann die Pionen bei jeder Energie beschreiben, aber eine Vorhersage ist nicht möglich, da die Pionen als Eingabe in dieses Modell benötigt werden.

Die Ergebnisse von NA49 haben neuen Schwung in die Erklärung von Schwerionenkollisionen und die Suche nach dem QGP gebracht. Die ersten „Resultate“ sind eine Energieabstimmung am CERN-SPS und diverse Änderungen an vorhandenen Modellen, um vor allem das nichtmonotonische Verhalten des  $K^+/\pi^+$  Verhältnisses zu beschreiben. Bis jetzt existiert kein Modell und keine Erklärung, die die Daten beschreibt und auf anderen Hadronischen Erklärungen basiert. Somit kann man feststellen, daß eine sich erhärtende Evidenz für die Produktion des QGP am CERN-SPS vorhanden ist.



# Danksagung

N u n  
folgt der  
Dank an alle,  
die bei der  
Schaffung dieser  
Arbeit geholfen  
haben. Der  
erste Dank

g i l t meinem  
Diplomvater Reinhard Stock für die  
Aufnahme in die Arbeitsgruppe und in die NA49-Kollaboration. Seine  
unsägliche Unruhe, die Physik zu neuen Erkenntnissen zu treiben, schuf das Thema  
dieser Arbeit. Es zeigte sich, das die Wahl von ihm genau in einem Bereich der Physik  
landete, in dem interessante Ergebnisse zu erzielen waren. Ein herzliches Dankeschön  
wegen der Ermöglichung der unzähligen Reisen zu Konferenzen und zum Experiment  
bei Genf. Ein großes Dankeschön geht an Marek Gazdzicki, der in unermüdlicher  
Betreuung und Fernbetreuung via Email und Telefon uns die Physik dieses  
Experiments näher gebracht hat und maßgeblich an dem Entstehen dieser Arbeit  
beteiligt war, sowie bei der Vorbereitung zahlreicher Vorträge geholfen hat. An Rainer  
Renfordt geht der Dank, uns in die Gepflogenheiten des CERN und in das Experiment,  
vor allem die TPCs, eingeführt zu haben. Herbert Ströbele danke ich, daß er immer ein  
offenes Ohr für Fragen hatte. Meist wurde man mit Ideen und Verbesserungen  
überhäuft. Ein Dank geht an Predrag Buncic, der im CERN für die erste Aufgabe am  
Experiment sorgte und bei diversen Kämpfen gegen die Computer eine Lösung  
präsentierte. An die gesamte NA49-Kollaboration geht ein großes Dankeschön. An  
Werner Amend geht der Dank, hier im IKF immer als "Mädchen für Alles" dagewesen  
zu sein. Ein Dank geht an alle Kollegen und Kolleginnen und Sysop/2 hier am IKF und  
an der GSI, ein besonderer Dank geht dabei an Jutta Berschin, Latchezar Betev, Anja  
Billmeier, Christoph Blume, Peter Dinkelaker, Dominik Flierl, Thorsten Kollegger, Ingrid  
Kraus, Christina Markert, Andre Mischke, Boris Wagner, Alexander Wetzler und natürlich  
"Familie Blummeier". Dank an die armen Menschen, die diese Arbeit Korrekturlesen mußten,  
das waren: Johanna Kolb, Beatrix Bramm und Michael Bramm. Ein herzlicher Dank geht an  
Carola Neugebauer, Janet Smith und den Schwestern der Pflegestation 0 sowie den  
Anwohnern. Ein Dank geht auch an die Firma Apple und an Adobe, ohne die diese  
Arbeit nicht in dieser Form möglich gewesen wäre. Dankeschön an die Familie  
Hedwig Ulrich-Kolb für den "Support". Ein besonderer Dank geht an meine  
Eltern Beatrix und Rochus und meine Brüder Alexander und Michael für  
die diversen Ablenkungen und für die Unterstützung. Ein lieber  
Dank geht an meine Freundin Johanna, die  
immer für mich da war.



# Literaturverzeichnis

---

## Einleitung

---

- [1] N.K. Glendenning, Nucl. Phys., Particle Physics, and General Relativity, Springer-Verlag, New York(1997).
- [2] F. Weber, Acta Phys. Pol. B 30, 3149 (1999), and references therein.
- [3] J. C. Collins & M. J. Perry, Phys Rev. Lett (1975) 1353
- [4] B. Müller, Lecture Note in Physics 255, Springer-Verlag, Berlin (1985).
- [5] U. Heinz, Nucl. Phys. A 685 2001 414 (hep-ph/0009170)
- [6] NA49 Collaboration: T.Alber et al., Phys Rev. Lett (1995) 3814
- [7] M. Gaździcki, Acta Phys. Polon B30 (1999) 2705 (hep-ph/9803462)
- [8] P.Koch, B.Müller & J. Rafelski, Phys Rep. **142** (1986) 321
- [9] T. Matsui & H. Satz, Phys. Lett. **178B** (1986) 416
- [10] E. Shuryak, Phys. Lett. **78B** (1978) 150
- [11] NA35 Collaboration: M. Gaździcki et al., Nucl. Phys. **A498** (1989) 375c
- [12] A. Bussiere et al. (NA38 Collaboration), Z. Phys. **C38** (1988 ) 117
- [13] G. Agakishiev et al. (Ceres Collaboration), Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1272
- [14] C. Spieles et al., hep-ph/9810486; hep-ph/9902337; Phys. Lett. B 458, 137 (1999)
- [15] M. Gaździcki & M. Gorenstein, Phys. Rev. Let. 83 (1999) 4009-4012
- [16] J. C. Dunlop & C. A. Ogilvie, Phys. Rev. C61, 031901(R) (2000)
- [17] M. Gaździcki & M. Gorenstein & D. Röhrich, hep-ph/0006236
- [18] K. Redlich, QM2001 Proceedings

[19] M. Gaździcki & D. Röhrich, Z. Phys. **C65** (1995) 215

[20] M. Gaździcki & D. Röhrich, Z. Phys. **C71** (1996) 55

[21] S. V. Afanasiev et al., (NA49 Collaboration) CERN/SPSC 2000-035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7 (2000)

---

## Experiment

---

[1] J. Günther, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1997)

[2] A. Mock, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (1997)

[3] R. Bramm, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001)

[4] T. Kollegger, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001)

[5] S. V. Afanasiev et al. (NA49 Collaboration), CERN/SPSC 2000-035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7 (2000)

[6] C. Bormann, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1998)

[7] L.S. Barnby, Ph.D. Thesis, Birningham University (1999)

[8] F. Gabler, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995)

[9] R. A. Barton, Ph.D. Thesis, Birningham University (2001)

[10] S. V. Afanasiev et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **B491** (2000) 59-66

[11] A. Mischke, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (1999)

[12] C. Markert, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2000)

[13] J. Putschke, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (1999)

[14] T. Sammer, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (2000)

- [15] T. Anticic, NA49 Collaboration Meeting, CERN, Genf, 11.-15.9.2000.
- [16] H. Appelshäuser et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **B459** (1999) 679-686
- [17] S. V. Afanasiev et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1965
- [18] R. Stock in Proceedings of NATO Advanced Study Workshop on hot hadronic Matter: Theorie and Experiment, Divonne-les Bains, France 27. Juni - 1. Juli 1994
- [19] H. Appelshäuser, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995)
- [20] R. Ganz for the NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A661** (1999) 448-451
- [21] A. Wetzler, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2002)
- [22] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin for the NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A661** (1999) 341-344
- [23] H. Appelshäuser et al (NA49 Collaboration), Nucl. Phys. **A638** (1998) 463-466
- [24] G. Brianti, The CERN Synchrotrons, CERN-97-04 P. (1997).
- [25] F. Bergsma CERN, private Communication
- [26] C. Blyth, B. Lasiuk, H. Ströbele, S. Trentalange, C. Whitten, The NA49 Magnet Mapping Programme, Internal Report, 1995
- [27] P. A. Čerenkov, Phys. Rev. **52**, 378 (1937)
- [28] R.J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. **B21**, 135 (1970)
- [29] J. Hüfner and J. Knoll, Nucl. Phys. **A290**, 460 (1977)
- [30] B. Andersson et al., Nucl. Phys., 1987, **V. 281B**, P. 289.
- [31] B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund, Comp. Phys. Comm., 1987, **V. 43**, P. 387
- [32] RD 32 Final Report, CERN LHCC 96-16
- [33] T. Alber et al., Nucl. Instr. and Meth. **A360** (1994) 56
- [34] <http://www.iti.fh-flensburg.de/lang/algorithmen/code/huffman/huffman.htm>
- [35] R. Renfordt, NA49 Kollaborationsmeeting, CERN, Genf, 11.-15. 9. 2000.
- [36] L. Betev, NA49 Collaboration Meeting, CERN, Genf, 11.-15.10.1999
- [37] S. V. Afanasiev et al. (NA49 Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A430** (1999) 210-244
- [38] F. Bieser et al., Nucl. Instr. and Meth. **A385** (1997) 535
- [39] W. Rauch et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-42** (1994) 30

---

## Software

---

- [1] T. Kollegger, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001)
- [2] C. Roland, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2000)
- [3] C. Markert, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2000)
- [4] <http://www.chips.ibm.com/products/powerpc/>
- [5] <http://www.motorola.com/SPS/RISC/smartnetworks/products/hostproc/index.htm>
- [6] <http://www.linux.org>
- [7] R. Zyburt, P. Buncic, Proceedings CHEP'95, R.Shellard and T.D. Nguyen (Hrsg.), World Scientific, Singapore (1996) 245
- [8] <http://b.home.cern.ch/b/billmei/www/Bsp/>
- [9] <http://root.cern.ch>
- [10] R. Brun, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997), 81
- [11] <http://java.sun.com/>
- [12] <http://www.research.att.com/~bs/3rd.html>
- [13] <http://root.cern.ch/root/Cint.html>
- [14] <http://developer.apple.com/techpubs/macosx/Cocoa/ObjectiveC/index.html>
- [15] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/>

---

## 40 A·GeV

---

- [1] Eur. Phys. J. C15, 1-878 (2000)
- [2] A. Billmeier, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001)
- [3] H. Appelshäuser et al. (NA49 Collaboration), Eur. Phys. J. A2, 383-390 (1998)
- [4] K. Werner, Phys. Rep. 232 (93) 87-299

---

## Korrekturen

---

- [1] T. Kollegger, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001)
- [2] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/index.html>

---

## Diskussion

---

- [1] M. Gaździcki & D. Röhrich, Z. Phys. C65 (1995) 215
- [2] M. Gaździcki & D. Röhrich, Z. Phys. C71 (1996) 55
- [3] L. Ahle et al. (E802 Collaboration), Phys. Rev. C57 (1998) 466
- [4] J. Barrette et al. (E866 Collaboration and E917 Collaboration), Phys. Lett. B476 (2000) 1
- [5] J. Baechler et al. (NA35 Collaboration), Z. Phys. C58 (1993) 367
- [6] H. Appelshäuser et al. (NA49 Collaboration), nucl-ex/9810014, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2471
- [7] T. Alber et al. (NA35 Collaboration), Eur. Phys. J. C2 (1998) 643
- [8] E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950)
- [9] L. D. Landau, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 17, 51 (1953)
- [10] M. Gaździcki, Acta Phys. Polon B30 (1999) 2705 (hep-ph/9803462)
- [11] R. Hagedorn, Nuovo Ci .Suppl.3 (1965)147 –186.
- [12] F. Becattini, hep-ph/0011322
- [13] K. Redlich, hep-ph/0105104

- [14] L.V. Bravina et al. Nucl. Phys. A, 661, 1999, 600-603 hep-ph/9906548

---

## Zusammenfassung

---

- [1] T. Kollegger, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001)
- [2] S. V. Afanasiev et al., (NA49 Collaboration) CERN/SPSC 2000-035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7 (2000)
- [3] M. Gaździcki, Acta Phys. Polon B30 (1999) 2705 (hep-ph/9803462)