Entwicklung einer hochauflösenden Spurendriftkammer für den Bereich großer Rapidität in Schwerionen-Kollisionen im STAR-Experiment

Michael Konrad

Dissertation

Max–Planck–Institut für Physik

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Entwicklung einer hochauflösenden Spurendriftkammer für den Bereich großer Rapidität in Schwerionen-Kollisionen im STAR-Experiment

Michael Konrad

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung eines Konzepts für die sogenannten FTPCs; also Spurendriftkammern, welche den Bereich hoher (Pseudo–) Rapidität im STAR–Experiment abdecken sollen. Ziel war es dabei, einen Spurdetektor zu entwickeln, der die Mehrzahl der Spuren von Teilchen aus der Reaktion (= Primärteilchen) bei zentralen Gold–Gold–Kollisionen im (Pseudo–) Rapiditätsbereich $|\eta| > 2,0$ einzeln registriert und dabei Impuls und Ladung der Teilchen korrekt rekonstruiert.

Ein besonderes Problem stellte dabei die hohe Spurdichte dar, welche im Bereich $2,6 < |\eta| < 4,0$ im Durchschnitt zwischen 0,3 cm^{-2} und 0,6 cm^{-2} liegt, für Werte von $|\eta| > 3,8$ jedoch auch bis auf 3,0 cm^{-2} ansteigen kann. Es konnte gezeigt werden, daß die Verwendung eines radialen Driftfeldes und eines Gases mit niedrigen Werten für die Elektronen–Diffusionskoeffizienten eine Spur–Separation für den Großteil der Spuren erlaubt. Ein derartiges Gas ermöglicht darüber hinaus eine gute Ortsauflösung für die registrierten Spuren, wenngleich die Elektronendrift senkrecht zum Magnetfeld erfolgt.

Wesentlich für die Auslesekammern einer solchen TPC ist, daß sie die Zweispurtrennung und Ortsauflösung nur geringfügig verschlechtern und daß sie der zylindrischen Form der FTPCs angepaßt werden können. Experimentelle Studien haben dabei gezeigt, daß Gas–Mikrostreifenkammern eine Option darstellen, wenngleich deren einwandfreier Betrieb unter Einwirkung stark ionisierender Teilchen bisher noch nicht gewährleistet scheint.

Durch den Aufbau einer vollständigen Simulationskette für die FTPCs konnte nachgewiesen werden, daß ca. 85 % der Primärteilchen als solche identifiziert werden können und daß der Anteil der Spuren von Nicht–Primärteilchen, die fälschlicherweise als Primärteilchen–Spuren erkannt werden, deutlich unter 10 % liegt. Eine Impulsauflösung von ca. 12 % und eine Ladungsrekonstruktions–Effizienz von besser als 96 % stellen eine solide Grundlage für verschiedene physikalische Analysen dar.

Pro Einzel–Ereignis können mit den FTPCs, die symmetrisch zum Primärvertex positioniert sind, ca. 950 Spuren rekonstruiert werden. Dies ist ausreichend, um "event–by–event" eine Analyse der p_T– und y–Spektren im Akzeptanzbereich der FTPCs durchzuführen. Inklusive Messungen erlauben den Vergleich mit verschiedenen Modellvorhersagen und die Suche nach Bereichen restaurierter chiraler Symmetrie. Da eine

Teilchenidentifikation über eine Energieverlust–Messung mit den FTPCs nicht möglich ist, kann die Differenz der Rapiditätsverteilung von Protonen und Antiprotonen nur über eine Messung der Differenzverteilung von positiven und negativen Teilchen erfolgen, wobei dazu über eine ausreichende Anzahl von Ereignissen gemittelt werden muß. In dieser Arbeit nur gestreift wurden die Fragestellungen, inwieweit die FTPCs zur Identifikation von Zerfällen seltsamer Teilchen geeignet sind und welchen Beitrag sie zur Physik von peripheren und asymmetrischen Kollisionen leisten können.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Schon seit vielen Jahrhunderten beschäftigt man sich mit der Frage, aus welchen Grundelementen sich das Universum zusammensetzt und welche Universalität hinter den beobachtbaren Kraftwirkungen steht. Die Experimente und die theoretischen Denkansätze zum Ende des letzten Jahrhunderts lieferten dafür Antworten, deren prinzipielle Gültigkeit auch heute noch unbestritten ist: Die Entdeckung der Quantisierung der elektrischen Ladung, die Schrödinger–Gleichung und mit ihr die Erklärung der Atomspektren, die Rutherfordschen Streuversuche und nicht zuletzt die Entdeckung der ersten Elementarteilchen, des Protons und des Elektrons, erschlossen Schritt für Schritt den Bereich kleinster Dimensionen.

Seit dieser Zeit ist die Physik der Atomkerne und der Elementarteilchen eines derjenigen Gebiete, welche sich am rasantesten entwickelt und dabei beeindruckende Ergebnisse geliefert haben: Durch eine Vielzahl von Experimenten untermauert und gestützt durch ein allgemein akzeptiertes theoretisches Grundgerüst geht man derzeit von zwölf elementaren Bausteinen (und ihren 'Anti–Bausteinen') aus, denen als Fermionen zunächst nur ihr Spin von $1/2\ \hbar$ gemeinsam ist: Aus drei Paaren von Leptonen und drei Paaren von Quarks setzt sich alle bisher bekannte Materie zusammen. Während die Leptonen (Elektron, Myon, Tau und ihre entsprechenden Neutrinos) als freie Teilchen beobachtbar sind, lassen sich Quarks nur paarweise als Mesonen oder als Verbindung von drei Quarks als Baryonen beobachten. Man beschreibt dieses Verhalten mittels eines sog. *bag*–Modells, wobei die Quarks wechselseitig in einem stark attraktiven Potential gebunden sind. Um eines der Quarks räumlich zu separieren, muß Energie aufgebracht werden, die bei einem bestimmten Abstand so groß ist, daß es günstiger ist, ein Quark–Antiquark–Paar (und damit aus einem bag zwei) zu bilden, als die ursprünglichen Quarks weiter voneinander zu entfernen.

Aber wie sind die Wechselwirkungen von Materie untereinander zu beschreiben? Kurz gesagt, durch den Austausch von Bosonen, also Teilchen mit einem ganzzahligen Spin. Solange man nicht Energieskalen von 10^{15} GeV diskutiert [Per87], unterscheidet man vier fundamentale Wechselwirkungen: Die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation koppelt an die Masse und kann durch den Austausch von Gravitonen beschrieben werden.

Durch den Austausch von Photonen wird die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt, welche an elektrische Ladungen koppelt. Sie kann im Rahmen des Standardmodells mit der schwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden, wobei die schwache Wechselwirkung durch den Austausch von $W^{\pm}$– und Z–Teilchen wirkt und dabei an die schwachen Ladungen koppelt. Die starke Wechselwirkung ist die Kraft, die zwischen Quarks wirkt: Gluonen koppeln dabei an Farbladungen. Das Vorhandensein von bags kann im Rahmen der starken Wechselwirkung auch als das nicht–Vorhandensein von freien Farbladungen beschrieben werden. Denn Mesonen und Baryonen sind farbneutral; zwischen ihnen wirkt nur noch eine schwache Restwechselwirkung der starken Wechselwirkung.

Experimentell sind viele Einzelprozesse untersucht worden, mit denen man die Eigenschaften von Leptonen, Quarks und der Wechselwirkungen studieren konnte. Eines der interessantesten Gebiete hat sich aber bis heute noch nicht experimentell offenbart: Der Phasenübergang einer Ansammlung stark wechselwirkender Materie in den Plasmazustand, in welchem sich die Quarks quasi–frei zwischen den Gluonen bewegen können.

Zunächst postulierten kosmologische Modelle einen derartigen Zustand, der ca. 10^{-5} Sekunden nach dem Urknall geherrscht haben soll. Später zeigten auch QCD–Rechnungen auf dem Gitter, daß solch ein Phasenübergang zwischen hadronischer Materie und Plasmazustand stattfinden kann [Sat84]. Man kann aufgrund der Vorhersagen davon ausgehen, daß ein solcher Zustand auch in Kern–Kern–Kollisionen mit ausreichend großem Reaktionsvolumen und genügend großer Energiedichte zu erreichen ist. Als Beschreibungen des Plasmazustands im Rahmen der statistischen Mechanik erste Anhaltspunkte für beobachtbare Signaturen eines solchen Phasenübergangs lieferten, begann man in Experimenten danach zu suchen.

Für derartige Experimente werden die derzeit höchsten Energiedichten und größten Reaktionsvolumina am Super–Proton–Synchrotron (SPS) am CERN erzielt: Dort werden Blei–Kerne (^{208}Pb), deren homogene, dichte Innenzone ca. 10 fm Durchmesser aufweist, auf eine Endenergie von ca. 33 TeV ($\hat{=}$ ca. 160 GeV pro Projektilnukleon) beschleunigt und mit ruhenden Blei–Kernen zur Kollision gebracht [Sto95]. Der nächste Schritt in der Energie wird mit dem Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am Brookhaven National Laboratory (BNL) erreicht werden: Ab 1999 werden in Collider–Geometrie Gold–Kerne (^{197}Au) mit einer Energie von ca. 19,7 TeV ($\hat{=}$ ca. 100 GeV pro Nukleon) miteinander kollidieren.

Während bei den zentralen Blei–Blei Stößen am SPS in Fixed–Target–Geometrie bis zu 2500 Hadronen im Endzustand erzeugt werden, werden bei den Gold–Gold–Kollisionen am RHIC in Collider–Geometrie bis zu 10000 Hadronen erwartet. Eines der großen Experimente am RHIC ist STAR (Solenoidal Tracker At RHIC). An dessen Detektor–System, welches hauptsächlich eine Untersuchung der hadronischen Observablen ermöglichen soll, ist dabei die Aufgabe gestellt, die Teilchen einzelner Stoßereignisse möglichst vollständig zu registrieren und ihre kinematischen Variablen zu bestimmen. Die Analyse der entstehenden Spuren geladener Teilchen durch Spurdetektoren erlaubt es dann, ein Einzelereignis mit thermodynamischen Größen zu beschreiben.

Der zentrale Spurdetektor in STAR ist eine Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber = TPC*), welche einen Pseudo–Rapiditätsbereich von 0 bis ca. ± 2 bei voller azimutaler Akzeptanz abdeckt. Für den Bereich hoher Pseudo–Rapidität ($2,5 \lesssim |\eta|$) sollen Detektoren verwendet werden, die ebenfalls nach dem TPC–Prinzip arbeiten, jedoch wegen der experimentellen Anforderungen einige wesentliche bauartbedingte Neuerungen aufweisen: Insbesondere die Verwendung eines radialen Driftfeldes über mehr als 20 cm hinweg und der geplante Einsatz von gekrümmten Gas–Mikrostreifenkammern als Auslesekammern sind dabei Neuland im Bereich des Detektorbaus. Die konzeptionelle Entwicklung dieser *Forward TPCs* (FTPCs) und die Untersuchung ihrer Möglichkeiten im Hinblick auf physikalische Analysen sind Gegenstand dieser Arbeit. Sie beginnt mit einer Einführung in die Physik der relativistischen Schwerionen–Stöße, um den Zusammenhang zwischen meßbaren Größen bzw. Signaturen und Zustands–Parametern des Quark–Gluon–Plasmas oder der entstehenden heißen hadronischen Materie deutlich zu machen. Nach einem kurzen Überblick über das STAR–Experiment werden die wesentlichen Grundlagen der FTPCs erarbeitet, wobei darin auch eine umfassende Modellierung der Elektronendrift im radialen elektrischen Feld mit zusätzlichem Magnetfeld enthalten ist. Das Kapitel über die durchgeführten experimentellen Arbeiten liefert die Verifikation der zuvor diskutierten Modelle und die experimentell ermittelten Daten fließen in die Module der Simulationskette ein. Nach einer kurzen Einführung in den Aufbau der Simulationskette für die FTPCs ist dann etwas ausführlicher über die Spurrekonstruktion zu lesen: Die geringe Anzahl von Spurpunkten (maximal 10), die große Spurdichte (bis zu 3,0 pro cm^2) und die große Zahl von Sekundärteilchen[1] (bis zu zwei Sekundärteilchen pro Primärteilchen in den FTPCs) sind hierbei eine besondere Herausforderung an die Entwicklung eines Spurrekonstruktions–Algorithmus. Die Teile über Impulsrekonstruktion und über Teilchenidentifikation leiten über zu dem Abschnitt, in welchem die Eignung der FTPCs für verschiedene physikalische Analysen untersucht wird. Als Ergänzung zu den Kapiteln schließt die Arbeit mit zwei Anhängen, welche sich mit den verwendeten kinematischen Variablen und der vollständigen Simulationskette befassen.

[1] Als *Primärteilchen* werden die direkt nach der Reaktion vorhandenen Teilchen bezeichnet. Entstehen daraus durch Zerfälle oder Wechselwirkungen mit dem vorhandenen Material weitere Teilchen, so werden diese *Sekundärteilchen* genannt.

Kapitel 2

Physik Ultrarelativistischer Schwerionen–Reaktionen

2.1 Prozesse bei Kollisionen schwerer Kerne

Bei der zentralen Kollision zweier Kerne hängen die Reaktionsmechanismen zunächst von der Energie der beiden Stoßpartner ab. Ist die Energie groß genug, um die Coulomb–Abstoßung zu überwinden, so dringen die Kerne ineinander ein, werden gestoppt und bilden dabei eine kurzlebige Ansammlung angeregter und verdichteter hadronischer Materie. Während ein derartiger Verlauf der Reaktion häufig als *Landau–Bild* bezeichnet wird, trifft für höhere Energien eher das *Bjorken–Bild* zu, in welchem sich die Kerne durchdringen und es zur Ausbildung einer pionenreichen Zone zwischen ihnen kommt [Son94], [Won94].

2.1.1 Landau–Bild

Für die Beschreibung einer Kern–Kern Reaktion ist es notwendig, denjenigen Anteil der Strahlenergie zu kennen, welchen die Kerne bei ihrer Kollision verlieren und der für die Reaktion zur Verfügung steht. Für zentrale Stöße mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ < 10 GeV pro Nukleonenpaar[1] ist dieser Anteil groß; die Kerne werden nahezu vollständig gestoppt. Die Reaktion kann dann im Rahmen eines hydrodynamischen Modells beschrieben werden, das in seinen Grundzügen von Landau formuliert wurde [Lan53].

Wie in Abbildung 2.1 illustriert, formiert sich aus den beiden Kernen ein Gebilde angeregter Materie aus miteinander wechselwirkenden Teilchen. Experimentell beobachtbar ist bei einem solchen Reaktionsverlauf eine gaußförmige Rapiditätsverteilung dN_B/dy der Baryonen mit einem hohen Baryonen–Anteil im Bereich mittlerer Rapidität.

[1] Die lorentzinvariante Größe s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie bei zwei Stoßpartnern mit den Viererimpulsen p_1 und p_2: $s \equiv (p_1 + p_2)^2 = E_{cm}^2$

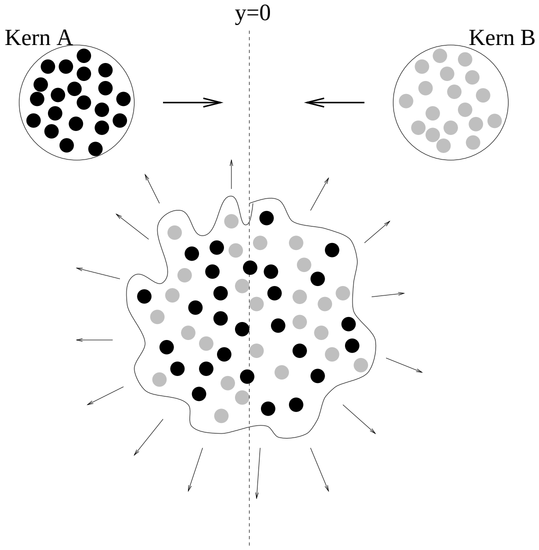

Abbildung 2.1: *Das Landau–Bild beschreibt eine Schwerionen–Reaktion als Bildung einer "heißen" Hadronen–Formation, die durch das vollständige Abstoppen der beiden Kerne bei ihrer Kollision entstanden ist.*

2.1.2 Bjorken–Bild

Steigt der Wert für die Energie $\sqrt{s}$ auf über 80 GeV pro Nukleonenpaar, so treffen, wie in Abbildung 2.2 verdeutlicht, zwei stark lorentzkontrahierte Kerne aufeinander. Diese durchdringen sich gegenseitig und bilden zwei hochangeregte, baryonenreiche

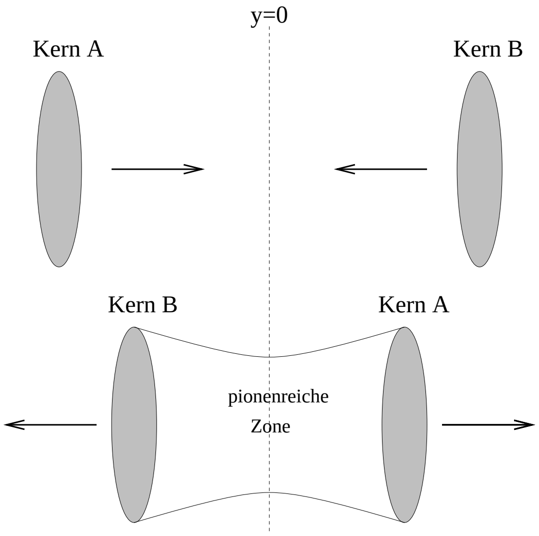

Abbildung 2.2: *Bei sehr hohen Energien wird eine Schwerionen–Reaktion am geeignetsten durch das Bjorken–Bild beschrieben: Zwei stark lorentzkontrahierte Kerne durchdringen einander; dabei bildet sich zwischen den Kernen eine pionenreiche Zone aus.*

Restkerne, deren Bruchstücke in einem Bereich hoher Rapidität, dem sogenannten *Fragmentationsbereich*, beobachtet werden können. Zwischen den Kernen bildet sich eine pionenreiche, aber baryonenarme Zone aus, deren produzierte Teilchen in einem Bereich um den Mittelwert der Rapiditätsverteilung, welcher als *Zentralbereich* bezeichnet wird, beobachtet werden kann.

Für die Gold–Gold Kollisionen mit $\sqrt{s} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar am RHIC erwartet man daher einen weitgehend baryonenfreien Zentralbereich. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, zeigt sich eine starke Modellabhängigkeit in den Vorhersagen für die Rapiditätsverteilung dN_M/dy der geladenen Mesonen und für die Differenzverteilung $dN_{p-\overline{p}}/dy$ der Protonen– und Antiprotonen–Rapiditätsverteilung, welche im wesentlichen der Netto–Baryonenrapiditätsverteilung entspricht. Für eine weitergehende Diskussion über die verschiedenen Modelle siehe Kapitel 10.1.3 und Anhang B.

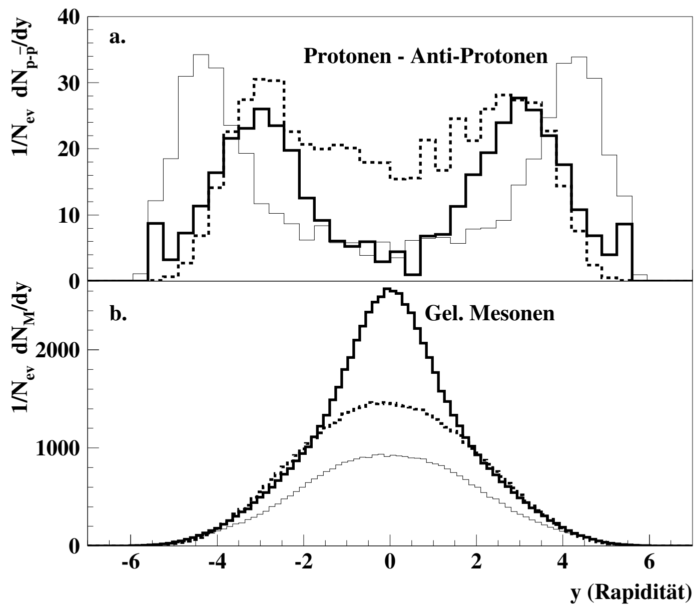

Abbildung 2.3: *Gezeigt sind die Vorhersagen für $dN_{p-\overline{p}}/dy$ (a.) und dN_M/dy (b.) bei zentralen Gold–Gold Kollisionen mit $\sqrt{s} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar von verschiedenen Modellen (dünn durchgezogen: HIJING; dick durchgezogen: VENUS 4.12; dick gestrichelt: LUCIAE 2.0).*

2.2 Phasen der hadronischen Materie

Nukleonen können als *bags* verstanden werden, in denen Quarks und Gluonen eingeschlossen sind. Die Kernkräfte, welche den Zusammenhalt der Nukleonen vermitteln, sind das Ergebnis einer Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen, die jedoch sehr viel schwächer ist als die Wechselwirkung der Quarks untereinander.

Bei der Kollision schwerer Kerne erwartet man zunächst das Entstehen einer energiereichen Wechselwirkungszone; unabhängig von der Art des Kollisionsprozesses (Landau– oder Bjorken–Bild). Findet kein Phasenübergang statt, so bildet sich ein Hadronen–Gas, worunter man eine Ansammlung von Hadronen versteht, die häufig miteinander wechselwirken. Kurze Zeit nach der Kollision (einige fm/c) friert dieses Gas vornehmlich in Form von leichten Mesonen aus. Ein solcher Reaktionsmechanismus ist in Abbildung 2.4 a. dargestellt (vergleiche dazu [Gyu84]). Steigt die Temperatur T oder

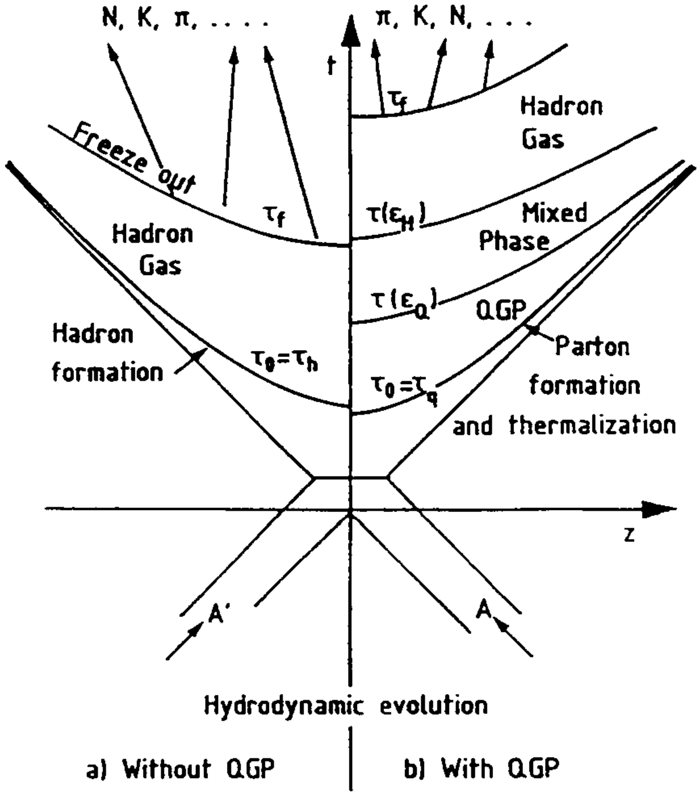

Abbildung 2.4: *Reaktionsverläufe im Raum–Zeit–Diagramm ohne (a.) und mit (b.) Phasenübergang. Bildet sich nach der Kollision ein QGP (b.), so entsteht beim Übergang in das Hadronengas eine Mischphase, sofern es sich um einen Phasenübergang erster Ordnung handelt. Im Vergleich dazu das Reaktions–Szenario ohne Phasenübergang (a.).*

die Baryonendichte ρ_B in einem ausreichend großen hadronischen Ensemble über einen bestimmten kritischen Wert, so erwartet man, daß Quarks und Gluonen nicht mehr in bags eingeschlossen sind, sondern ein *Phasenübergang* zu einem *Quark–Gluon–Plasma* (QGP) erfolgt (Abb. 2.4 b.).

Die Abbildung 2.5 zeigt ein T–ρ_B–Phasendiagramm, in dem auch die Verläufe von Schwerionen–Reaktionen illustriert sind: Ausgehend von Kernmaterie im Grundzustand kommt es bei einer Kollision zu einer Verdichtung und Temperaturerhöhung. Sind Temperatur und/oder Baryonendichte groß genug, so entsteht ein QGP, welches in ein Hadronengas und später vornehmlich in Mesonen auskondensiert.

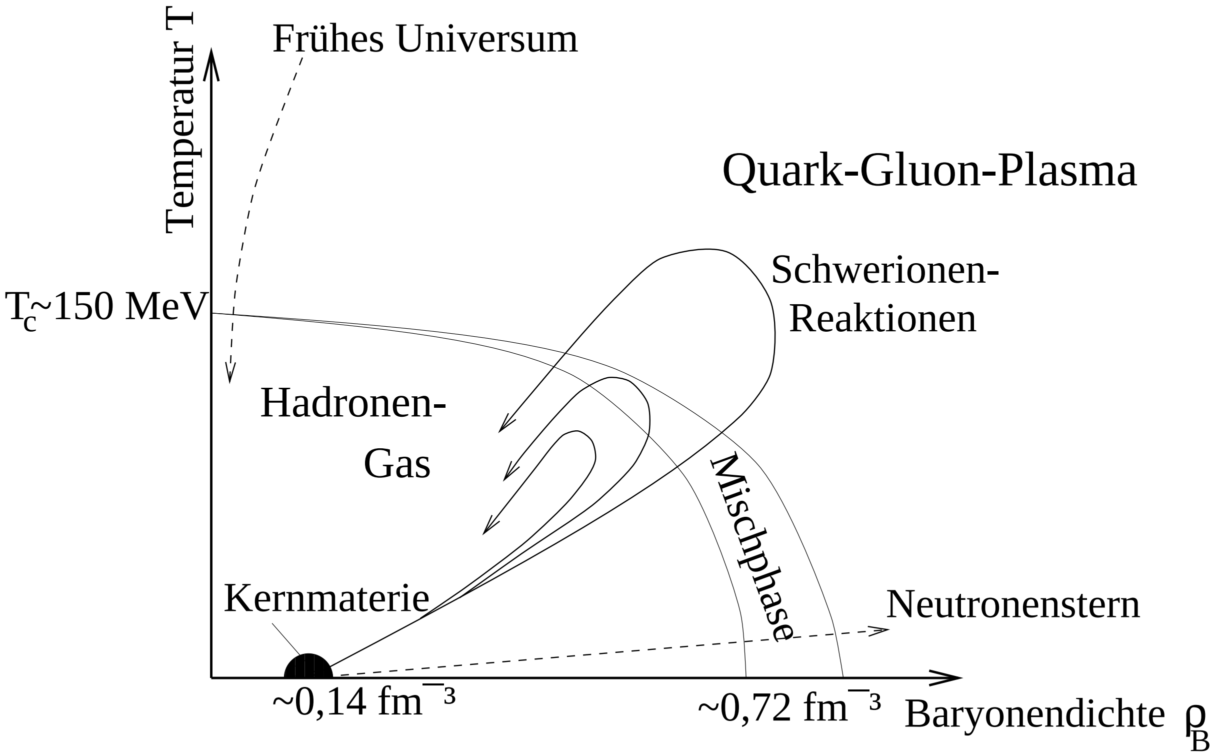

Abbildung 2.5: *T–ρ_B–Phasendiagramm [Son94],[Sch93].*

Als Wert für die kritische Temperatur T_c erhält man ca. 150 MeV, wenn man den Druck des QGP gleichsetzt mit dem Druck innerhalb der bags [Won94]. Für ρ_B gilt, daß eine hohe Baryonendichte im wesentlichen eine hohe Quarkdichte bedeutet, was durch "Kompression" von Kernmaterie erreicht werden kann. Während in einer Schwerionen–Reaktion eine Erhöhung von ρ_B immer auch mit einer Temperaturerhöhung einhergeht, ist es denkbar, daß im Inneren von Neutronensternen ein QGP bei $T \approx 0$ K realisiert ist. Für diese Temperatur ergibt sich dann eine kritische Baryonendichte $\rho_B^c \approx 0,721/\text{fm}^3$ [Won94].

Welche Veränderungen ergeben sich beim Phasenübergang hadronischer Materie zum QGP? Die Zahl N_f der Freiheitsgrade steigt an: Ein Hadronengas besitzt 3 (reines

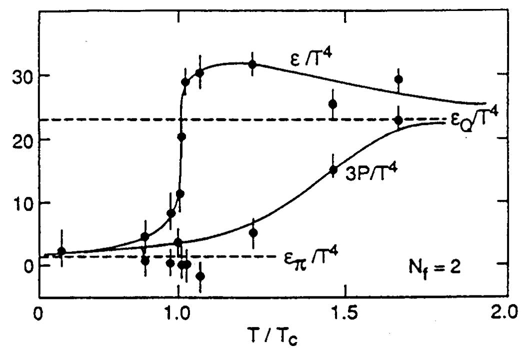

Abbildung 2.6: *Die Punkte zeigen die Erhöhung der Energiedichte ϵ und des Drucks P beim Phasenübergang als Ergebnis von QCD–Rechnungen. Die gestrichelten Linien entsprechen Energiedichten für ein Stefan–Boltzmann Gas mit 3 bzw. 37 Freiheitsgraden (aus [Son94] nach [Got87]).*

Pionengas) bis 15 (einschließlich Resonanzen) Freiheitsgrade. Demgegenüber besitzt ein QGP bereits 37[2], selbst wenn es nur aus Gluonen, u– und d–Quarks besteht. Mit der Zunahme der Freiheitsgrade steigen auch Energiedichte und Druck bei gegebener Temperatur, wie dies in Abbildung 2.6 gezeigt ist, wobei sich N_f von 3 auf 37 erhöht.

2.3 Signaturen und Observablen

Größen wie Druck, Temperatur oder Energiedichte sind in einer Schwerionen–Reaktion nicht direkt bestimmbar. Es können nur die Teilchen registriert werden, welche nach dem Auskondensieren des Hadronengases den Endzustand bilden. Die Bestimmung ihrer Viererimpulse und die Identifikation der Teilchen erlauben jedoch Rückschlüsse auf den Reaktionsverlauf und beinhalten Informationen über das Entstehen und die Eigenschaften des Quark–Gluon–Plasmas.

Im folgenden wird eine kurze Darstellung der wichtigsten Signaturen für das QGP in Schwerionen–Reaktionen gegeben. Für eine weiterführende und umfassende Diskussion sei auf [Har96], [Sch93], [Won94] sowie [Mcl87] verwiesen.

2.3.1 Globale Reaktionsparameter

Zunächst sei mit p_T der Transversalimpuls und mit N die Zahl der Primärteilchen in N_{ev} betrachteten Ereignissen bezeichnet.

---

[2] $37 = [8_{color} \times 2_{polarization}]_{gluon} + 7/8 \times \Big[(3_{color} \times 2_{polarization} \times 2_{flavor})_{quark} + (3_{color} \times 2_{polarization} \times 2_{flavor})_{antiquark}\Big]$; aus [Won94].

Aus der meßbaren Verteilung der Transversalimpulsdichte $1/N_{ev}\ dN/dp_T$, der Rapiditätsverteilung $1/N_{ev}\ dN/dy$ und der Dichte $1/N_{ev}\ dE_T/dy$ der transversalen Energie E_T in y lassen sich die Werte für die Temperatur T, die Entropie s und die Energiedichte ϵ bestimmen [Har96].

Befinden sich unter den Reaktionsprodukten eine ausreichende Anzahl von gleichen Teilchen, so kann man durch Bestimmung der Korrelationsfunktion $C(p_1, p_2)$ Informationen über die Geometrie und Größe des Reaktionsvolumens sowie über die zeitliche Entwicklung der Reaktion gewinnen. Die Funktion $C(p_1, p_2)$ ist dabei das Verhältnis der Zweiteilchen–Impulsverteilung $N_2(p_1, p_2)$ zum Produkt der zwei Einteilchen–Impulsverteilungen $N_1(p_1)$ und $N_1(p_2)$. Derartige Untersuchungen werden als Hanbury–Brown und Twiss (HBT) Interferometrie bezeichnet und sind detailliert in [Han65] und [Boa90] beschrieben.

Durch Kombination von globalen Reaktionsparametern mit den Informationen aus der Korrelationsfunktion ist es möglich, einen Zusammenhang von Größe des Reaktionsvolumens und Reaktionsdauer mit Temperatur und Energiedichte herzustellen. Verglichen mit einem Reaktionsverlauf ohne Phasenübergang würde man bei einer Reaktion, in welcher der Phasenübergang zu einem QGP erfolgt, sowohl ein größeres Reaktionsvolumen (vergl. Abb. 2.4) als auch eine größere Energiedichte (vergl. Abb. 2.6) feststellen.

2.3.2 Signaturen für den Phasenübergang

J/ψ–Unterdrückung

Paare von c– und $\overline{c}$–Quarks werden aufgrund ihrer großen Masse vornehmlich durch Gluon–Gluon–Wechselwirkung zu Beginn der Reaktion gebildet. Da im QGP freie Farbladungen existieren, kommt es zu einer Abschirmung des attraktiven Potentials zwischen c– und $\overline{c}$–Quarks [Kar88]. Die Bildung eines J/ψ im QGP ist nur dann möglich, wenn ein $c\overline{c}$ Paar den Plasma–Bereich verlassen hat, bevor der Abstand zwischen c und $\overline{c}$ größer geworden ist als der Abstand im gebundenen Zustand J/ψ. Dies ist dann der Fall, wenn das QGP schnell abkühlt ($\approx 1\frac{fm}{c}$) oder wenn das $c\overline{c}$–Paar gemeinsam einen ausreichend hohen Transversalimpuls besitzt [Čer90].

Von Interesse sind in diesem Zusammenhang Ergebnisse der NA50 Kollaboration [Gon96]: Bei Messung des $\mu^+\mu^-$–Massenspektrums in Fixed–Target Blei–Blei Kollisionen mit einer Projektilenergie von 158 GeV pro Nukleon konnte eine anormale Unterdrückung der J/ψ–Produktion beobachtet werden. Die Abbildung 2.7 zeigt das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts $\sigma(J/\psi)$ für J/ψ–Produktion (multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $B_{\mu\mu}$ für den Zerfall in Myonenpaare) zum gemessenen Drell–Yan Wirkungsquerschnitt für Myonenpaare mit einer Masse zwischen 2,9 GeV/c^2 und 4,5 GeV/c^2. Angetragen ist dieses Verhältnis gegen die durchschnittliche Weglänge L, welche das J/ψ im Reaktionsvolumen zurücklegt.

Während die Meßwerte für $L < 10$ fm durch ein Verhalten von $\sigma(J/\psi) \sim$ (Massenzahl$_{\text{Projektil}}\cdot$ Massenzahl$_{\text{Target}}$)$^\alpha$ mit $\alpha = 0,91 \pm 0,01$ gut beschrieben werden, zeigt

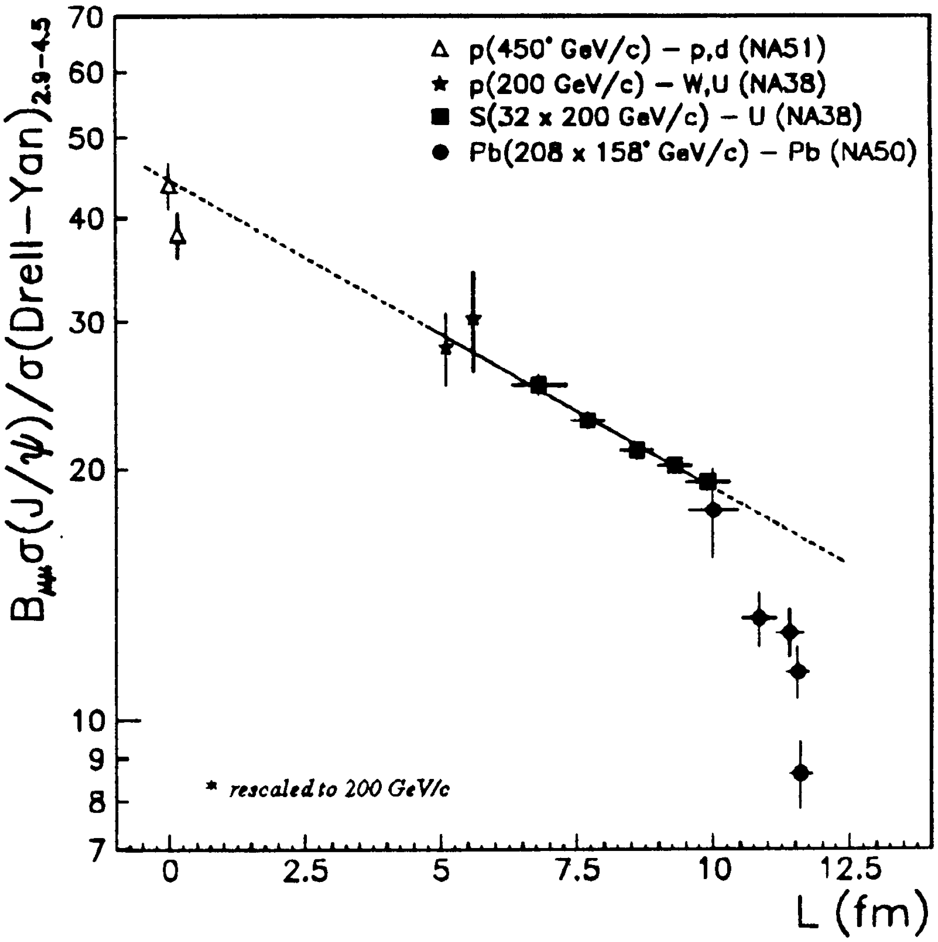

Abbildung 2.7: *Gemessene Wirkungsquerschnitte für die J/ψ–Produktion in Schwerionen–Kollisionen. Die im NA50 Experiment gemessene Abnahme von $\sigma(J/\psi)$ bei Pb–Pb Kollisionen ist deutlich sichtbar. Die fünf Werte aus den Blei–Blei–Kollisionen (•) unterscheiden sich durch unterschiedliches L, wobei größeres L eine Kollision mit kleinerem Stoßparameter bedeutet (aus [Gon96]).*

sich bei Blei–Blei Reaktionen eine dazu deutlich geringere J/ψ–Produktion. Ob dieses Verhalten schon als Evidenz für die Entstehung eines QGP gewertet werden kann, ist derzeit umstritten, insbesondere da auch andere Prozesse als ein Phasenübergang für den beobachteten Verlauf von $\sigma(J/\psi)$ verantwortlich sein können [Gav96a], [Gav96b].

Überhöhte Produktion seltsamer Teilchen

In einem rein hadronischen Szenario werden seltsame Mesonen durch die Reaktion von typischerweise zwei nicht seltsamen Hadronen erzeugt. Durch die Masse der erzeugten seltsamen Mesonen ist die dazu notwendige Energie (= Q–Wert der Reaktion) festgelegt. Diese ist mit 671 MeV am geringsten für die Reaktion $\mathrm{p}+\mathrm{n} \rightarrow \Lambda^\circ + \mathrm{K}^+ + \mathrm{n}$.

In einem QGP können $s\overline{s}$ Paare in einem ungebundenen Zustand gebildet werden. Dies geschieht meist durch Wechselwirkung von zwei Gluonen, wobei in diesem Fall nur noch eine Energie von zwei s–Quark Massen aufzubringen ist, also etwa 300 MeV. Das s– bzw. $\overline{s}$–Quark ist also ähnlich schwer wie u– und d– Quark, so daß sich in einem thermalisierten QGP zahlenmäßig etwa gleiche Anteile der drei Quarksorten befinden. Darüber hinaus wird ein derartiges chemisches Gleichgewicht in einem QGP etwa zehn bis dreißig mal schneller erreicht als in einem Hadronengas. Die somit erhöhte Zahl von $s/\overline{s}$–Quarks sollte sich in einer meßbaren Erhöhung der Produktion von Kaonen im Verhältnis zur Pionen–Produktionsrate äußern.

Während der Hadronisierung des QGPs beim Abkühlen ist es jedoch möglich, daß entweder die Zahl der Mesonen wieder ansteigt [Lee85] oder daß sich durch Fragmentationsprozesse die Zahl der seltsamen Mesonen vergrößert. Für eine detaillierte Diskussion dieser Mechanismen und die Bedeutung des gemessenen Verhältnisses von seltsamen zu nicht–seltsamen Mesonen sei auf [Koc90] und [Mül88] verwiesen.

2.3.3 Elektromagnetische Sonden

Die im QGP entstehenden direkten Photonen sowie die aus virtuellen Photonen entstehenden Leptonenpaare können das Reaktionsvolumen ohne hadronische Wechselwirkung verlassen. Da die elektromagnetische freie Weglänge wesentlich größer ist als der typische Radius des Reaktionsvolumens, sind Rückschlüsse auf Plasma–Temperatur und die Zeitdauer der Thermalisierung des QGPs durch den Nachweis dieser Photonen und Leptonenpaare möglich.

Ein experimentelles Problem stellt jedoch der erhebliche Untergrund dar: Aus elektromagnetischen Zerfällen von Hadronen (π°, η, Σ°, etc.) entsteht ein erheblicher Photonen–Untergrund. Leptonen–Paare aus Drell–Yan Prozessen von Nukleon–Nukleon Wechselwirkungen in einem frühen Stadium der Reaktion sind nur schwer von den Leptonen–Paaren aus dem Plasma zu unterscheiden.

2.3.4 Jets mit hohem Transversalimpuls

Bei Energien für Schwerionen–Kollisionen, wie sie bei RHIC oder LHC erreicht werden, treten in einem frühen Stadium der Reaktion Partonen mit hohem Transversalimpuls p_T auf, welche als Jets beobachtbar sind [Ash88]. Der Energieverlust, den die Partonen beim Durchgang durch hadronische Materie erleiden, ist sehr viel größer als beim Durchgang durch ein QGP, weshalb der entstehende Jet als Sonde für einen möglichen Phasenübergang genutzt werden kann [Gyu94].

Bei Parton–Parton Streuung können Jet–Paare entstehen, wobei die Partonen beim Durchgang durch die sie umgebende Materie eine Richtungsänderung erfahren. Aus der Orientierung der beiden Jets eines Paares zueinander lassen sich möglicherweise Aussagen über die Thermalisierung des Plasmas ableiten [Bla86].

2.3.5 Chirale Symmetrie

Bei Temperaturen, bei denen der Übergang von der hadronischen Materie zum QGP erwartet wird (vergl. Kap. 2.2), vermutet man auch die Wiederherstellung der *chiralen Symmetrie* [Raj97]. In der QCD ist die Symmetrie gebrochen, welche der Erhaltung des axialen Vektor–Stroms zugrunde liegt [Koc95]. Das heißt, daß der QCD–Hamilton–Operator diese Symmetrie besitzt, der Grundzustand jedoch nicht. Dies hat zur Folge, daß im Grundzustand bezüglich der chiralen Symmetrie zwei nicht–entartete Zustände existieren: das skalare σ–Meson und das Isospin–Triplett der pseudoskalaren π–Mesonen (vergl. Abb. 2.8). Bei Temperaturen $T \approx 150$ MeV kommt es zur Wie-

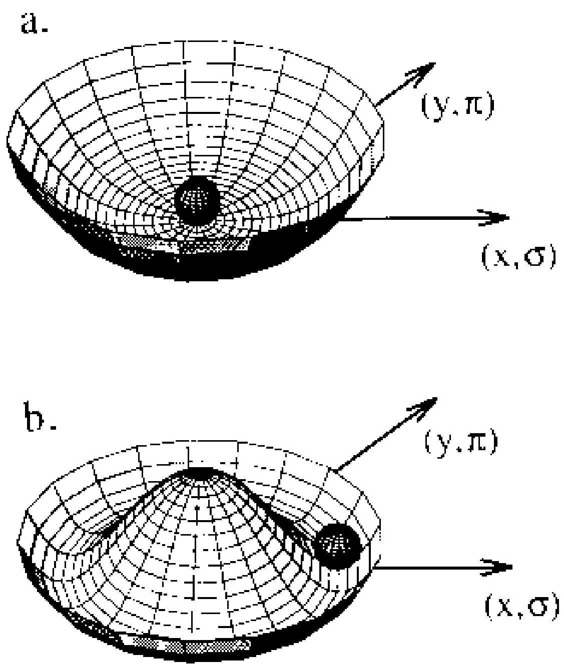

Abbildung 2.8: *Zu sehen sind die effektiven Potentiale (als Teil der Lagrange–Dichte) bei vorhandener (a.) und gebrochener (b.) chiraler Symmetrie.*

derherstellung der chiralen Symmetrie, was bedeutet, daß $m_\pi = m_\sigma$ ist und daß die chemischen Potentiale für die Pionen (μ_π) und das σ–Meson (μ_σ) die gleichen Werte annehmen. Als Konsequenz befinden sich dann im System genau dreimal so viele Pionen wie σ–Mesonen. Kühlt das System ab, so wird $\mu_\sigma = 2\mu_\pi$ und $m_\sigma \gg m_\pi$, so daß für die Zahl N_σ der σ–Mesonen gilt:

$$N_\sigma \sim e^{-m_\sigma/T} \ll N_\pi \qquad , \tag{2.1}$$

solange $\mu_\pi = m_\sigma$ [Son97]. Die σ–Mesonen zerfallen jetzt jeweils in zwei Pionen, so daß es zu einer erhöhten Produktion bis zu einem Faktor 1,6 von Pionen kommt, verglichen mit einer Reaktion ohne Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Eine experimentelle Beobachtung einer solchen erhöhten Produktionsrate könnte die These untermauern, daß die "Centauro–Events" ([Bjo93]) mit einer Wiederherstellung der chiralen Symmetrie erklärbar sind, und daß in einer Schwerionen–Reaktion eine ausreichend hohe Temperatur für den Phasenübergang erreicht wird.

Kapitel 3

Das STAR–Experiment am RHIC

Mit dem *R̲elativistic H̲eavy I̲on C̲ollider* (RHIC) steht ab 1999 ein Speicherring zur Verfügung, der Experimente mit Ionen bis zur Massenzahl A=200 erlaubt. Der Schwerpunkt der Experimente wird dabei auf der Untersuchung von zentralen Kollisionen vollständig ionisierter Gold–Atome ($^{197}_{79}\mathrm{Au}^{79+}$) mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} =$ 200 GeV pro Nukleonenpaar liegen. Dabei werden in der Reaktion Energiedichten erreicht werden, die mehr als zehnmal der des Grundzustandes der Kernmaterie entsprechen. Die Erwartung ist, daß dabei Signaturen für einen Phasenübergang von hadronischer Materie zu einem Quark–Gluon–Plasma beobachtet werden können.

3.1 Die Beschleunigerkette

Die Gold–Ionen, mit denen RHIC befüllt wird und die dort ihre maximale Energie erreichen, werden in mehreren Schritten vorbeschleunigt und ionisiert. Wie in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt ist, werden die einfach positiv geladenen Gold–Atome aus einer gepulsten Ionen–Quelle in einem Tandem–Beschleuniger auf eine Energie von 1 MeV/Nukleon beschleunigt und dabei zu Au^{14+} ionisiert. Im nachgeschalteten *Booster*–Synchrotron wird die Energie auf 72 MeV/Nukleon erhöht. Vor Übergang vom Booster zum *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) durchqueren die Ionen eine dünne Folie und werden dabei ein zweites Mal gestrippt, so daß sie dann 77–fach positiv geladen auf 10,8 GeV/Nukleon beschleunigt werden können. Vor dem Eintritt in den Speicherring RHIC werden die Gold–Ionen vollständig ionisiert. Binnen ca. 75 Sekunden werden die Kerne auf ihre maximale Energie von 100 GeV/Nukleon beschleunigt und stehen dann den Experimenten zur Verfügung. Ein Vergleich der Strahl–Parameter für Protonen, Silizium– und Gold–Kerne ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Der Speicherring RHIC befindet sich in einem ca. 3,8 km langen Ringtunnel am Brookhaven National Laboratory (BNL) in der Nähe von New York. Die beschleunigten Kerne laufen gegensinnig in zwei konzentrischen Ringen, in welchen ein Vakuum mit einem Druck von weniger als 10^{-11} bar herrscht. Die Strahlführung wird durch ein komplexes System supraleitender Magnete gewährleistet, die mit flüssigem Helium auf

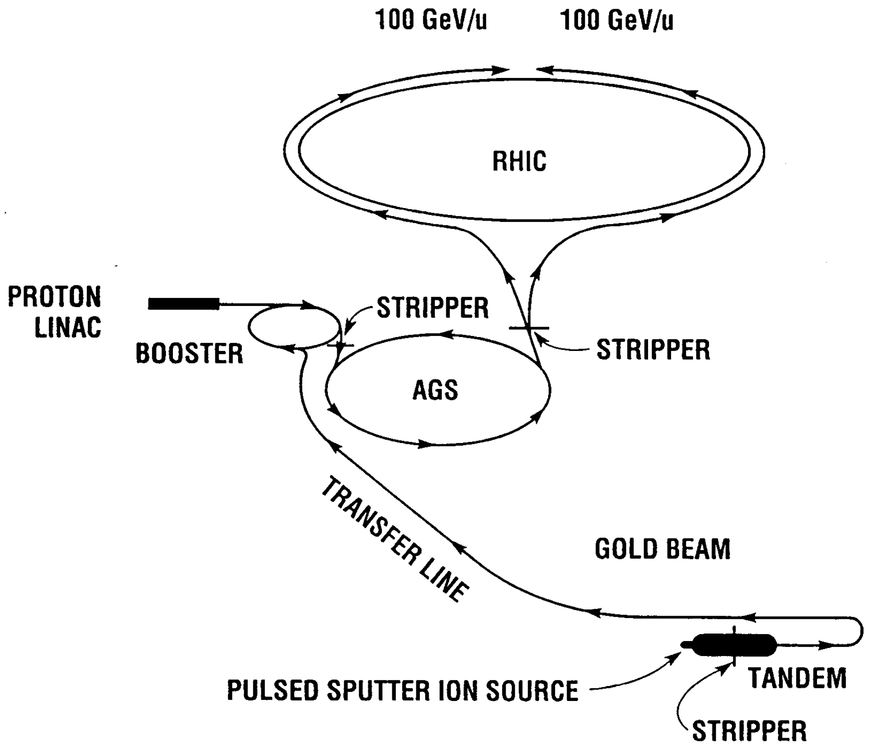

Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung der Beschleunigerkette für RHIC (aus [Sam89]). Während schwere Ionen (Deuterium und schwerer) vor dem Einschuß in den Booster in einem Tandem–Beschleuniger vorbeschleunigt werden, erfolgt die erste Beschleunigung für Protonen in einem separaten Linearbeschleuniger (Proton–Linac).*

ihrer Betriebstemperatur gehalten werden. Insgesamt werden 396 Dipolmagnete und 492 Quadrupolmagnete benötigt, zuzüglich der Trim–Quadrupolmagnete, der Sextupolmagnete und verschiedener Korrekturmagnete.

Element	Wasserstoff	Silizium	Gold
Ordnungszahl	1	14	79
Massenzahl	1	28	197
AGS–End–Energie (GeV/Nukl.)	28,3	13,7	10,8
Ionen pro Bunch (x 10^9)	100	5,6	1,0
End–Energie (GeV/Nukl.)	250,7	124,9	100,0
Luminosität ($cm^{-2}sec^{-1}$)	$1,4x10^{31}$	$4,4x10^{28}$	$2,0x10^{26}$

Tabelle 3.1: *Strahl–Parameter für verschiedene Elemente (Aus [Rhi95] und [Sam89]).*

Für detailliertere Informationen zum Beschleuniger–System sei auf das RHIC Design Manual ([Rhi95]), den RHIC Conceptual Design Report ([Sam89]) und auf [Rea88] verwiesen.

Am RHIC werden im wesentlichen vier Experimente aufgebaut: BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers [Vid94]), PHOBOS[1] [Wys94], PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment [Nag94]) und STAR (Solenoidal Tracker At RHIC [Tho95]). Das Experiment BRAHMS ist darauf ausgelegt, in einem großen y–p_T–Bereich geladene Hadronen aus Schwerionen–Reaktionen zu messen. Die Hauptbestandteile des Experiments sind zwei schwenkbare Spektrometer–Arme, mit denen selektiv der Pseudo–Rapiditätsbereich $0 \leq \eta \leq 4$ abgedeckt werden kann. Das PHOBOS–Experiment besteht im wesentlichen aus einem Spektrometer, welches aus mehreren Silizium–Zählern aufgebaut ist und sich in einem homogenen Magnetfeld der Stärke 2 Tesla befindet. Der Schwerpunkt liegt dabei im Studium von seltsamen Teilchen auf der Grundlage einer hohen Statistik. Die wichtigsten Detektoren bei PHENIX sind ein zweiarmiges Leptonen–Spektrometer im Bereich mittlerer Rapidität und ein Nachweis–System zur Myon–Identifikation im Bereich $1,2 \leq \eta \leq 2,4$. Mit PHENIX wird vornehmlich nach QGP–Signaturen gesucht, wie sie in den Kapiteln 2.3.2 und 2.3.3 beschrieben sind, was eine Messung von Leptonen–Paaren (Di–Elektronen und Di–Myonen) notwendig macht. Der Aufbau des STAR–Experiments und die damit möglichen physikalischen Untersuchungen bei Schwerionen–Reaktionen werden im nachfolgenden Kapitel vorgestellt.

3.2 Das STAR–Experiment

Neben PHENIX ist STAR eines der beiden großen Experimente am RHIC. Das Hauptaugenmerk der physikalischen Untersuchungen liegt dabei auf der gleichzeitigen Messung einer Vielzahl verschiedener, experimentell zugänglicher Observablen. Besonderes Gewicht wird hierbei auf die Bestimmung von globalen Reaktionsparametern für jedes selektierte Ereignis gelegt, also die Ermittlung von statistischen Größen (Druck, Temperatur, Energiedichte, etc.) für ein System, welches bei der Kollision von zwei Kernen entsteht, ohne daß dabei zur Verbesserung der statistischen Grundlage eine Summation über mehrere Ereignisse notwendig ist. Dies wird möglich durch die große Zahl der geladenen Teilchen pro Ereignis, die etwa 1000 Teilchen pro Einheit Rapidität im Bereich mittlerer Rapidität beträgt.

Desweiteren eignet sich STAR für die Detektion der Folgeprodukte von Partonen, welche in der hadronischen Materie oder dem QGP gestreut werden (siehe Kap. 2.3.4). Die quantitative Erfassung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls und von Jets

[1] Ursprünglich war anstatt PHOBOS ein Experiment namens MARS (Modular Array for RHIC Spectra) vorgeschlagen, das jedoch nicht genehmigt wurde. Erst eine kleinere Variante wurde zugelassen. Nachdem Phobos der Sohn des Ares ist und Mars in der römischen Mythologie dem Ares gleichgesetzt ist, wurde dieses Experiment PHOBOS genannt, ohne daß es sich dabei um eine Abkürzung handelt [Wys97].

erlauben damit eine systematische Untersuchung von QCD–Streuprozessen im Reaktionsvolumen [Har93].

Selbstverständlich können mit STAR auch eine große Zahl von weiteren Untersuchungen durchgeführt werden, die im Zusammenhang mit einem Phasenübergang der hadronischen Materie zu einem QGP stehen: Die Messung von Teilchenspektren, die Untersuchung der Produktion seltsamer Teilchen, HBT–Interferometrie oder Fluktuations–Untersuchungen werden in bezug auf STAR ausführlich in [Har93] beschrieben.

Wie in Abbildung 3.2 sichtbar, ist der größte Spurdetektor in STAR eine Spurendriftkammer (TPC), welche eine geometrische Akzeptanz von ca. $|\eta| < 2,0$ besitzt und die Spuren über den vollen Azimutwinkel von 2π erfaßt. Die TPC deckt damit den Bereich der nahezu verschwindenden Baryonendichte weitgehend ab, der zur Untersuchung des Phasenübergangs von hadronischer Materie zum QGP von besonderem Interesse ist (siehe Abb. 3.5). Wie alle Spurdetektoren im STAR–Experiment befin-

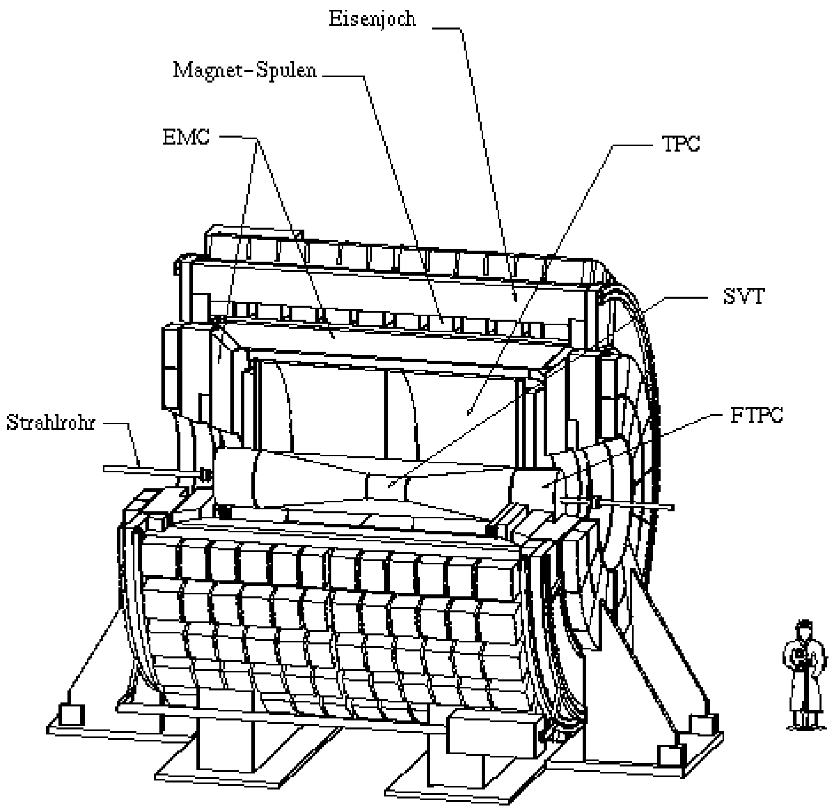

Abbildung 3.2: *Schnittbild des STAR–Detektors.*

det sich die TPC in einem solenoidalen Magnetfeld der Stärke 0,5 Tesla, wodurch für geladene Teilchen neben der Spur– auch eine Impulsrekonstruktion und eine Ladungsbestimmung möglich wird. Bei kleinem Transversalimpuls p_T erfolgt durch die Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx eine Teilchenidentifikation (vergl. Kap. 9).

Die Rekonstruktion von Spuren im Akzeptanzbereich der TPC wird durch den *Silicon Vertex Tracker* (SVT) erheblich verbessert. Zusätzlich ermöglicht das gute Ortsauflösungsvermögen des SVT die Detektion von kurzlebigen Teilchen, die schwere Quarks enthalten. Dies geschieht durch die Rekonstruktion des entsprechenden Zerfallsvertex, der aufgrund der kurzen Lebensdauern nahe am Primärvertex liegt.

Der Bereich hoher Pseudo–Rapidität ($2,6 \lesssim |\eta|$) wird von zwei Spurdetektoren abgedeckt, welche ebenfalls auf dem TPC–Prinzip basieren. Diese *<u>F</u>orward <u>T</u>ime <u>P</u>rojection <u>C</u>hambers* (FTPCs) werden in 3.3 gesondert behandelt und in Kapitel 4 und den darauffolgenden Kapiteln ausführlich diskutiert.

Neben den Spurdetektoren befinden sich innerhalb des Magnetfeldes noch das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) zur Registrierung von Jets, Photonen und zur Messung der transversalen Energie, sowie ein "Time–of–Flight"–System (TOF) zur Teilchenidentifikation bei hohen Transversalimpulsen. Zusätzlich sind EMC und TOF Teile des Trigger–Systems von STAR, zu dem weiterhin zwei "Vertex–Position–Detectors", die Auslesekammern der TPC sowie Veto–Kalorimeter gehören. Eine ausführliche Beschreibung des Trigger–Systems ist in [Bed92] zu finden.

3.3 Die Forward–TPCs

Wie durch Kapitel 2.3.1 deutlich wurde, können globale Ereignis–Parameter (Temperatur, Energiedichte, Ausdehnung des Reaktionsvolumens, etc.) für ein einzelnes Ereignis nur bei einer möglichst vollständigen Detektion der Reaktionsprodukte bestimmt werden. Da die TPC geometrisch nur einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2,0$ abdeckt, werden zwei weitere, sogenannte Forward–TPCs (FTPCs), zwischen Strahlrohr und TPC eingebaut (siehe Abb. 3.2). Da neben der Spur– auch eine Impulsrekonstruktion erfolgen soll, müssen sich die FTPCs vollständig innerhalb des solenoidalen Magnetfelds befinden, wodurch ihre Ausdehnung entlang der Strahlachse limitiert ist. In Richtung des Vertex begrenzt der SVT mit seiner Haltevorrichtung den zur Verfügung stehenden Raum. Geht man von diesen räumlichen Beschränkungen aus, so decken die FTPCs etwa die Pseudorapiditätsbereiche $-4,0 \lesssim \eta \lesssim -2,6$ und $2,6 \lesssim \eta \lesssim 4,0$ ab. Für jede FTPC ist eine Bestückung mit zehn Padreihen vorgesehen, womit die maximale Zahl der registrierten Spurpunkte pro Teilchendurchgang in der Regel auf zehn beschränkt ist. Dies wird aus Abbildung 3.3 deutlich, in der eine FTPC mit ihren Padreihen und zwei Teilchenspuren schematisch in der x–y–Ebene (= Ebene senkrecht zum Strahlrohr) und in der y–z–Ebene skizziert ist.

Plaziert man die Padreihen innerhalb der FTPCs äquidistant und fordert man pro Spur mindestens fünf registrierte Spurpunkte, so ergibt sich eine rein geometrische

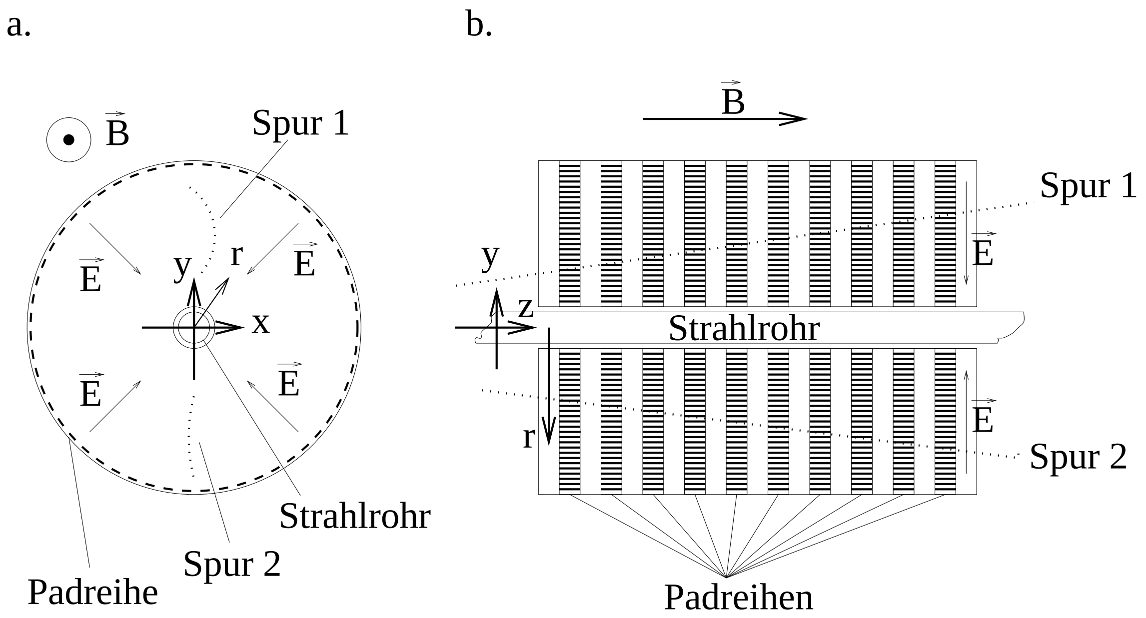

Abbildung 3.3: *Schematische Skizze einer FTPC. Die radiale (r–) Richtung steht auf der Strahlrohr–Achse senkrecht. Das Magnetfeld verläuft parallel zur Strahlrohr–Achse. Die Spur 1 repräsentiert ein Primärteilchen mit niedrigem Transversalimpuls, im Gegensatz dazu die Spur eines Primärteilchens mit höherem Transversalimpuls (Spur 2).*

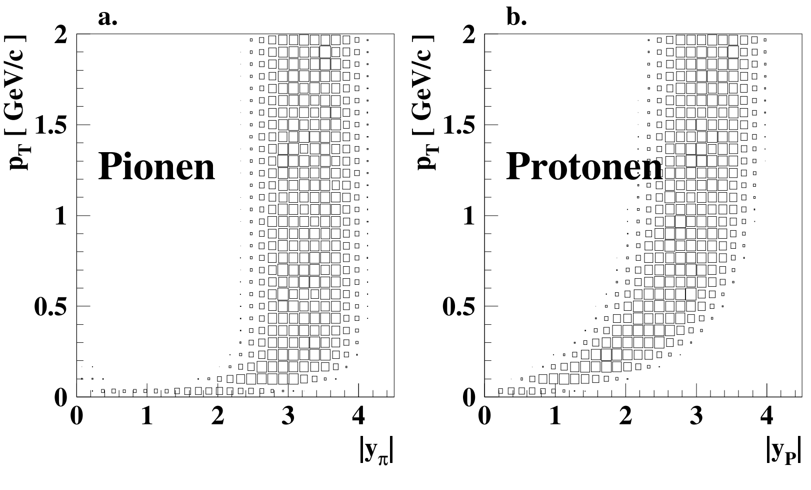

Abbildung 3.4: *Geometrische Akzeptanz der FTPCs für Pionen (a.) und Protonen (b.). Das sensitive Volumen erstreckt sich dabei in radialer Richtung von r=8 cm bis r=31 cm und in $|z|$–Richtung von 160 cm bis 260 cm. Die Größe der Quadrate ist ein Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Primärteilchen in den FTPCs registriert wird.*

Akzeptanz, wie sie in Abbildung 3.4 für Pionen und Protonen dargestellt ist.

Vergleicht man von verschiedenen Modellen (siehe Anhang B) die Vorhersagen für die Differenz von Protonen– und Antiprotonen–Rapiditätsverteilung sowie die Verteilung für geladene Mesonen im Rapiditätsbereich, der mit den FTPCs zugänglich ist, so sieht man zum Teil erheblich Unterschiede (Abb. 3.5).

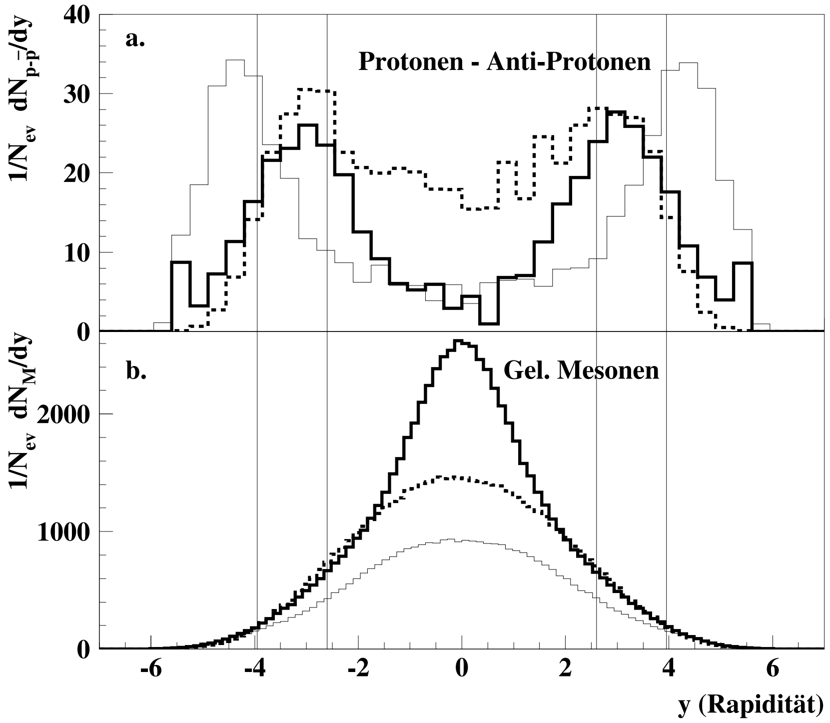

Abbildung 3.5: *Verschiedene Modelle ergeben verschiedene Vorhersagen für die Hadronenverteilung in Gold–Gold Reaktionen; hier gezeigt am Beispiel von $dN_{p-\overline{p}}/dy$ (a.) und dN_M/dy (b.). Die vertikalen Linien zeigen die Grenzen des Akzeptanzbereichs der FTPCs (Zuordnung der Modelle zu den Linien wie in Abbildung 2.3).*

Das begrenzte Platzangebot für die FTPCs und die erwarteten hohen Spurdichten (siehe Kap. 7) erfordern neuartige Detektor–Konzepte. Will man auf eine volle azimutale Akzeptanz nicht verzichten und den verfügbaren Raum optimal ausnutzen, so liegt eine zylinderförmige Bauweise, wie in Abbildung 3.6 illustriert, nahe. Die kleinen Spurwinkel gegenüber der Strahlachse machen es dabei erforderlich, daß die Auslesekammern auf dem "Zylindermantel" liegen und somit gekrümmt sind. Das Driftfeld ist in einer derartigen Konfiguration nicht mehr homogen; vielmehr driften die Elektronen in einem radialen elektrischen Feld. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß die Richtung

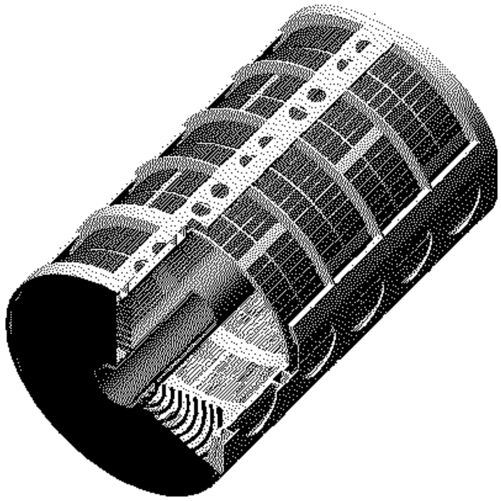

Abbildung 3.6: *Konstruktionsskizze einer FTPC. Durch den hier teilweise sichtbaren inneren Zylinder der FTPC läuft das Strahlrohr; die konzentrischen Ringsegmente sind Teil des Feldkäfigs. Die Auslesekammern befinden sich im "Zylindermantel", der von der Tragekonstruktion gebildet wird.*

des magnetischen Feldes *senkrecht* zu den Feldlinien des Driftfeldes verläuft; die driftenden Elektronen daher durch die Lorentzkraft abgelenkt werden. Die Rechnungen und Untersuchungen zum radialen Driftprinzip werden ausführlich in den folgenden Kapiteln behandelt. Ergebnisse der experimentellen Arbeiten und zu den Auslesekammern finden sich im Abschnitt 5.

Kapitel 4

Grundlagen der FTPCs

4.1 Funktionsprinzipien bei Spurendriftkammern

Geladene Teilchen mit ausreichender kinetischer Energie hinterlassen in einem Gas entlang ihrer Bahnen *Spuren aus Ionen und Elektronen.* Erzeugt man in einem derartigen Gasvolumen zusätzlich ein elektrisches (Drift–)Feld zwischen zwei Elektroden, so driften die freigesetzten Elektronen zur Anode. Gelingt es, die Elektronen dort räumlich aufgelöst zu registrieren, so erhält man als "Bild" eine zweidimensionale *Projektion* der Spuren. Durch Messung der Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und Registrierung der Elektronen erhält man die dritte Koordinate von Spurpunkten, so daß dann eine dreidimensionale Spurrekonstruktion möglich ist [Sau92], [Nyg81]. Durch eine Bestimmung der Elektronenzahl pro cm Spurlänge erhält man ein Maß für den spezifischen Energieverlust des Teilchens im Gas, was unter bestimmten Voraussetzungen eine Teilchenidentifikation erlaubt (Kap. 9).

Detektoren, welche nach dem oben beschriebenen Prinzip arbeiten, bezeichnet man als *Spurendriftkammern* oder *Time Projection Chambers* (TPC). Die Ortsauflösung und die Zweispurtrennung werden bei diesem Detektortyp hauptsächlich durch die Diffusion der Elektronen im Gas bestimmt: Bei einem Teilchendurchgang entsteht eine Elektronenwolke, deren Ausdehnung senkrecht zur Teilchenbahn nur einige Mikrometer beträgt. Bei der Drift dieser Wolke im Driftfeld weitet sie sich auf, so daß bei einem Driftweg von einigen Dezimetern die Ausdehnung der Wolke auf einige Millimeter anwachsen kann.

In zylindrischen TPCs liegt das Driftfeld üblicherweise parallel zur Zylinderachse, so daß die Spuren auf die "Deckflächen" des Zylinders projiziert werden [Bus95]. Für die zylinderförmigen FTPCs in STAR ist aufgrund der kleinen Spurwinkel gegenüber der Strahlachse eine Projektion auf die Deckflächen nicht sinnvoll; Spurrichtung und Driftrichtung würden nahezu zusammenfallen (vergl. Abb. 3.3). Die Driftrichtung der Elektronen muß vielmehr *radial*, d. h. im wesentlichen senkrecht zur Spurrichtung und damit entlang divergenter Feldlinien verlaufen. Dieser zunächst geometriebedingte Feldverlauf hat einen weiteren Vorteil: Die Zweispurtrennung in azimutaler Richtung ist gegenüber einem homogenen Driftfeld verbessert (siehe Kap. 4.6). Ursache hierfür ist, daß die Zunahme des Abstands zweier Elektronenwolken während der Drift überwiegt gegenüber der zur Diffusion zusätzlichen Zunahme der Ausdehnung der Wolken durch die divergenten Feldlinien.

Zur Registrierung der gedrifteten Elektronen verwendet man häufig Vieldraht-Pro-

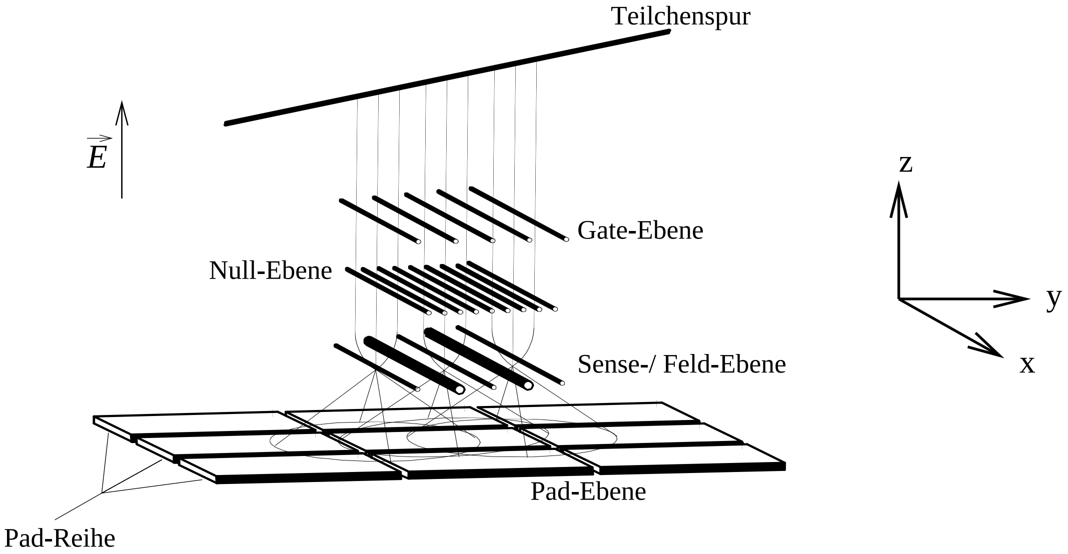

Abbildung 4.1: *Schematischer Aufbau einer TPC: Neben den Pads und den Sense–Drähten befinden sich in der Auslesekammer einer TPC meist Felddrähte zur Feldformung und die Null–Ebene, welche die geerdete Anode für das Driftfeld darstellt. Die Gate–Ebene verhindert bei geeignet angelegten Spannungen ein Rückdriften von Ionen in das Driftvolumen.*

portionalkammern als Auslesekammern, deren schematischer Aufbau aus Abbildung 4.1 deutlich wird. An den *Sense–Drähten* erfolgt jeweils eine Lawinenmultiplikation, wobei Verstärkungsfaktoren der Größenordnung 10^4 möglich sind, ohne den Proportionalbereich zu verlassen. Es ist dann entweder möglich, die über den Draht abfließenden Elektronen als Signal weiter zu verarbeiten [Cha68], oder mittels Elektroden (= *Pads*) in der Nähe des Sense–Drahtes ein Ladungs–Signal zu registrieren, welches durch die Ionenwolke, die bei der Lawinenmultiplikation entsteht, dort influenziert wird [Cha70].

Um die dritte Raumrichtung bei der Spurrekonstruktion zu erfassen, muß für jedes Spursegment die Zeit zwischen Teilchendurchgang und Registrierung des Signals gemessen werden. Dazu werden die Signale der Pads zeitaufgelöst registriert. Die Ionenwolke, welche bei der Lawinenmultiplikation der Elektronen entsteht, driftet nur langsam in Richtung der Null–Ebene. Das Pad–Signal zeigt in Zeitrichtung somit einen schnellen Anstieg und einen langsamen Abfall. Mittels eines Bandpaßfilters wird dieses Signal in ein idealerweise gaußförmiges Signal umgeformt, welches dann in Zeitintervalle aufgeteilt und digitalisiert wird. Trägt man die Pad–Position gegen die Zeitintervalle an, so ergibt ein entsprechendes Spursegment über einer Pad–Reihe ein Gebiet registrierter Signalhöhen, welches als *Cluster* bezeichnet wird.

4.2 Elektronendrift in Gasen

Zum Verständnis von Zweispurtrennung und Auflösungsvermögen (siehe Kap. 4.6) ist es entscheidend, die *Dichtefunktion* $n(\vec{r},t)$ der Elektronen in einer driftenden Elektronenwolke zu kennen. Ein geeignetes (karthesisches) Koordinatensystem ist dabei dasjenige, dessen Ursprung im Schwerpunkt der Elektronenwolke zur Zeit $t = 0$ liegt (vergl. Abb. 4.2). Bevor die Fälle mit radialem Driftfeld und zusätzlichem magnetischen Feld diskutiert werden, wird zunächst das Wesentliche der Elektronendrift bei homogenem Driftfeld zusammengefaßt [Blu93], [Hil95].

Die Diffusion einer Elektronenwolke, die sich in einem elektrischen Feld $\vec{E}$ mit der (Drift–) Geschwindigkeit $\vec{v}_d$ ihres Schwerpunktes bewegt, wird durch den Diffusionstensor $\hat{D}$ beschrieben. Geht man von einer punktförmigen Elektronenwolke zur Zeit $t = 0$ aus, so kann $n(\vec{r},t)$ ausreichend gut beschrieben werden durch eine dreidimensionale Gaußverteilung:

$$n(\vec{r},t) = \frac{1}{\sqrt[3]{4\pi t}\sqrt{\det \hat{D}}} \exp\left\{-\vec{r}^T \cdot (4\hat{D}t)^{-1} \cdot \vec{r}\right\} \tag{4.1}$$

Legt man $\vec{E}$ entlang einer Koordinatenachse, so diagonalisiert $\hat{D}$ mit zwei unabhängigen Komponenten D_t und D_l, welche die Diffusion senkrecht (*t*<u>*t*</u>*ransversal*) bzw. entlang (<u>*l*</u>*ongitudinal*) zur Driftrichtung $\hat{v}_d = \frac{\vec{v}_d}{|\vec{v}_d|} = \frac{-\vec{E}}{|\vec{E}|}$ beschreiben:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad \vec{v_d} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -v_d \end{pmatrix} \quad ; \quad \hat{D} = \begin{pmatrix} D_t & 0 & 0 \\ 0 & D_t & 0 \\ 0 & 0 & D_l \end{pmatrix} \tag{4.2}$$

Damit faktorisiert 4.1 in drei <u>*eindimensionale*</u> Gaußverteilungen:

$$n(\vec{r},t) = n(x,t)\cdot n(y,t)\cdot n(z,t) = \frac{1}{4\pi D_t t}\frac{1}{\sqrt{4\pi D_l t}} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{4D_t t} - \frac{(z+v_d t)^2}{4D_l t}\right) \tag{4.3}$$

Mittels der Definition der *Diffusionskoeffizienten* $C_t = \sqrt{\frac{2D_t}{v_d}}$ und $C_l = \sqrt{\frac{2D_l}{v_d}}$ sowie des Driftweges $L = v_d t$ ergeben sich in transversaler, respektive longitudinaler Richtung die Standardabweichungen

$$\sigma_x = \sigma_t(L) = C_t\sqrt{L} \tag{4.4}$$
$$\sigma_y = \sigma_t(L) = C_t\sqrt{L} \tag{4.5}$$
$$\sigma_z = \sigma_l(L) = C_l\sqrt{L} \tag{4.6}$$

und 4.3 wird zu

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, L) &= n(x, L) \cdot n(y, L) \cdot n(z, L) = \\ &= \frac{1}{2\pi\sigma_t^2(L)} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_l^2(L)}} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{x^2+y^2}{\sigma_t^2(L)}\right) \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(z+L)^2}{\sigma_l^2(L)}\right) \quad . \end{aligned} \tag{4.7}$$

4.3 Radiales Driftprinzip

In den zylindersymmetrischen FTPCs erfolgt die Elektronendrift radial von kleinerem zu größerem Radius. Es ist daher sinnvoll, für die Diskussion der radialen Drift einer Elektronenwolke die Zylinderkoordinaten Radius r, Azimutwinkel φ und Position entlang der Zylinderachse ζ zu verwenden. Abbildung 4.2 illustriert die im folgenden verwendeten Bezeichnungen. Das Driftvolumen erstreckt sich in r–Richtung zwischen r_i und R; der Durchstoßpunkt einer Spur in einer Ebene mit festem ζ ist der Startpunkt r_0 für die Elektronendrift im Gas. Der Ursprung des im vorhergehenden Kapitel verwendeten Koordinatensystems befindet sich bei r_0; der Driftweg L ergibt sich als Differenz $r - r_0$.

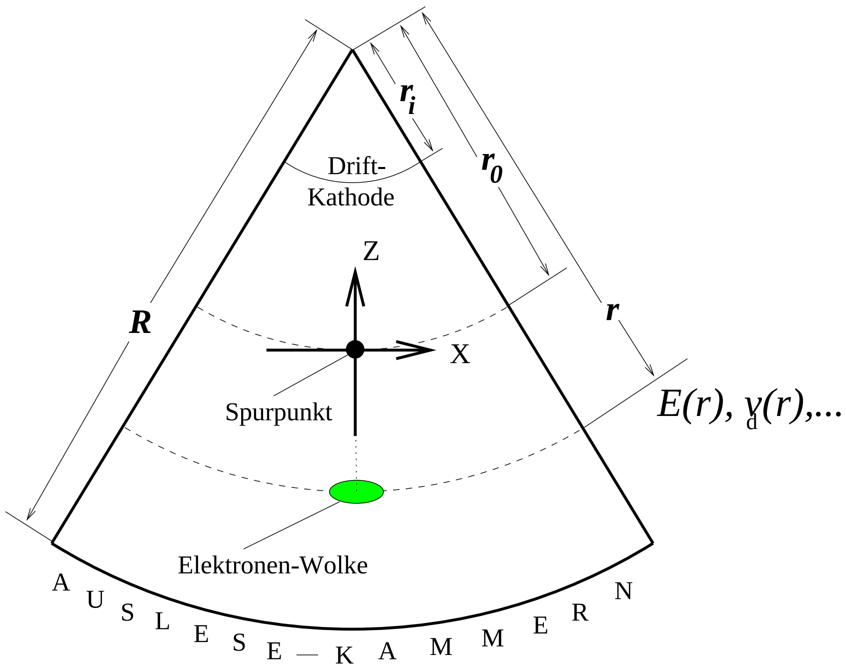

Abbildung 4.2: *Illustration der verwendeten Bezeichnungen. Aufgrund der Zylindersymmetrie der FTPCs sind alle zu betrachtenden Größen eindimensionale Funktionen der Koordinate r. Der Parameter r_i bezeichnet den Radius der Driftkathode und R den maximalen Radius des Driftvolumens. Für die radiale Koordinate eines Spurpunktes wird r_0 verwendet.*

Bei einer negativen Driftspannung $-V_c$ an der Driftkathode ergibt sich der Betrag des Driftfeldes zu:

$$\left|\vec{E}(r)\right| = \frac{V_c}{\ln\left(\frac{R}{r_i}\right)} \cdot \frac{1}{r} \tag{4.8}$$

Für die Elektronenwolke und ihre Dichtefunktion $n(\vec{r},t)$ ändern sich also entlang des Driftweges der Betrag des Driftfeldes und damit in der Regel auch gasabhängige Transportparameter wie die Driftgeschwindigkeit v_d oder die Diffusionskoeffizienten C_l und C_t.

Die ζ–Position eines Spurpunktes wird durch die Lage der Padreihe festgelegt; der Azimutwinkel φ ergibt sich aus dem Schwerpunkt des mittels der Pads dieser Padreihe registrierten Signals.

Durch den Ausdruck für die Driftzeit t,

$$t = \int_{r_0}^{r} \frac{d\tilde{r}}{v_d(\tilde{r})} \qquad , \tag{4.9}$$

kann auf die r–Koordinate des entsprechenden Spurpunktes über einer Padreihe zurückgeschlossen werden.

Betrachtet man nun zunächst $\sigma_t(L) = \sigma_\varphi(r,r_0)$ aus Gleichung 4.4, so muß man berücksichtigen, daß die Feldlinien des Driftfeldes nicht mehr parallel verlaufen; daß also $\vec{E}(\varphi_1) \not\parallel \vec{E}(\varphi_2)$, wenn $\varphi_1 \neq \varphi_2$ ist. Dies bedeutet für eine ausgedehnte Elektronenwolke, daß sie bei einer Drift von r nach $r+dr$ zum einen durch Diffusion, zum anderen aber auch durch den divergenten Feldlinienverlauf verbreitert wird. Für $\sigma_\varphi(r,r_0)$ ergibt sich folgende Differentialgleichung [Dra92], [Bra92], [Bra93]:

$$\frac{d(\sigma_\varphi^2(r,r_0))}{dr} = C_t^2(r) + \frac{2\sigma_\varphi^2(r,r_0)}{r} \tag{4.10}$$

Mit dem Ansatz $\sigma_\varphi^2 = r^2 f(r)$ erhält man als Lösung:

$$\sigma_\varphi^2(r,r_0) = r^2\left(\frac{\sigma_{\varphi,0}}{r_0}\right)^2 + r^2 \int_{r_0}^{r} \left(\frac{C_t(\tilde{r})}{\tilde{r}}\right)^2 d\tilde{r} \tag{4.11}$$

Dabei ist $\sigma_{\varphi,0} = \sigma_\varphi(r_0,r_0)$, also ein Maß für die Ausdehnung der Elektronenwolke in azimutaler Richtung an ihrem Entstehungsort bei r_0.

Verwendet man die Näherungen, daß $\sigma_{\varphi,0} = 0$ und daß $C_t(r)$ im betrachteten Bereich unabhängig von der Feldstärke und somit auch unabhängig von r ist, so vereinfacht sich 4.11 zu:

$$\sigma_\varphi(r,r_0) = C_t\sqrt{\frac{r(r-r_0)}{r_0}} \tag{4.12}$$

In radialer Richtung erfolgt die Bestimmung von $\sigma_l(L) = \sigma_r(r, r_0)$ aus Gleichung 4.6 ähnlich: Anstatt divergenter Feldlinien wirkt hier der Geschwindigkeitsgradient $v_d'(r) = \frac{d}{dr}v_d(r)$ zusätzlich zur Diffusion auf $\sigma_r(r, r_0)$. Anschaulich gesprochen erstreckt sich $\sigma_r(r, r_0)$ über einen Radius–Bereich, innerhalb dessen die Elektronen üblicherweise verschiedene Driftgeschwindigkeiten besitzen, abhängig an welcher Stelle sie sich in diesem Bereich befinden. Die r–Abhängigkeit von $\sigma_r(r, r_0)$ wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben [Kon95]:

$$\frac{d\left(\sigma_r^2(r, r_0)\right)}{dr} = C_l^2(r) + 2\sigma_r^2(r, r_0)\frac{v_d'(r)}{v_d(r)} \tag{4.13}$$

Unter der Annahme eines r–unabhängigen Diffusionskoeffizienten C_l ergibt sich als Lösung von 4.13

$$\sigma_r^2(r, r_0) = \sigma_{r,0}^2\frac{v_d^2(r)}{v_d^2(r_0)} + C_l^2 v_d^2(r)\int\limits_{r_0}^{r}\frac{1}{v_d^2(\tilde{r})}\,d\tilde{r} \quad . \tag{4.14}$$

Analog zu $\sigma_{\varphi,0}$ ist $\sigma_{r,0} = \sigma_r(r_0, r_0)$. Für den Fall $v_d(r) = \text{const.}$ und $\sigma_{r,0} = 0$ ergibt sich aus 4.14 erwartungsgemäß ein Ausdruck der Form 4.6:

$$\sigma_r(r, r_0) = \sigma_r(r - r_0) = C_l\sqrt{(r - r_0)} = C_l\sqrt{L} \tag{4.15}$$

4.4 Drift im $\vec{E} \times \vec{B}$–Feld

Die FTPCs befinden sich im STAR–Experiment derart in einem Solenoiden, daß im Driftvolumen zusätzlich zum radialen elektrischen Driftfeld noch ein Magnetfeld senkrecht dazu wirkt (vergl. Abb. 3.3). Dieses Magnetfeld ist notwendig für die Impuls– und Ladungsbestimmung der Reaktionsprodukte, was in Kapitel 8 genauer behandelt wird. Ein in dieser Richtung orientiertes magnetisches Feld führt aber auch dazu, daß die driftenden Elektronen durch die Lorentzkraft abgelenkt werden und sich die Transportparameter v_d, C_l und C_t des Gases gegenüber dem magnetfeldfreien Fall ändern (vergl. Abb. 4.3).

In einem Gasvolumen mit *homogenem* elektrischen Feld $\vec{E} = (0, 0, E)$ und dazu senkrechtem magnetischem Feld $\vec{B} = (0, -B, 0)$ bewegt sich der Schwerpunkt einer Elektronenwolke mit der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_d = (v_x, 0, -v_z)$. Der Vektor der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_d$ ist gegenüber der durch $\vec{E}$ ausgezeichneten Richtung gekippt um den *Lorentzwinkel*

$$\Phi_L = \arctan\frac{v_x}{v_z} \quad . \tag{4.16}$$

Für die Drift im radialen Feld bedeutet dies, daß die Elektronenwolke sich um den Winkel $\Phi_L\frac{dr}{r}$ in φ–Richtung bewegt, wenn sie um die Strecke dr in radialer Richtung driftet. Da Φ_L in der Regel feldstärke– und damit radiusabhängig ist, gilt

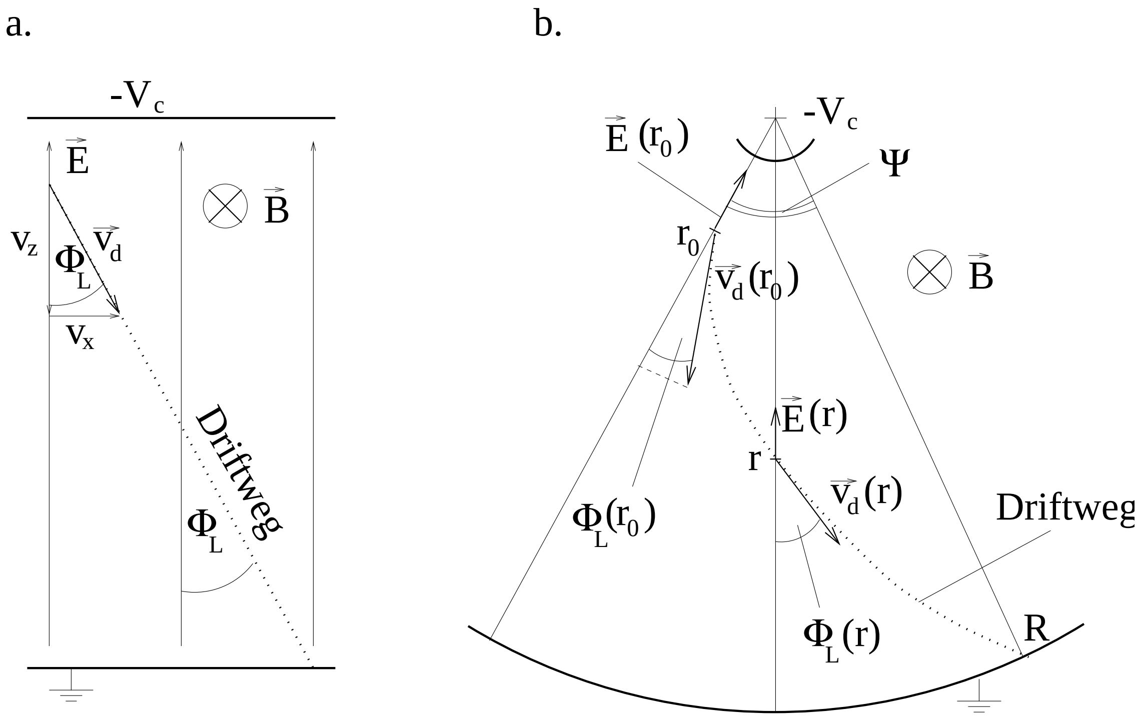

Abbildung 4.3: *Driftwege der Elektronen im $\vec{E} \times \vec{B}$–Feld. Im Fall eines homogenen elektrischen Driftfeldes (a.) ist der Driftweg eine Gerade, welche gegenüber $\vec{E}$ den Winkel Φ_L einschließt. Bei einem radialen Driftfeld (b.) ist der Driftweg gekrümmt und $\Phi_L = \Phi_L(r)$ ist ortsabhängig.*

$\Phi_L \frac{dr}{r} \rightarrow \Phi_L(r) \frac{dr}{r}$ und der azimutale Versatz Ψ zwischen Spurpunkt und detektiertem Signalschwerpunkt auf der Padreihe ergibt sich zu

$$\Psi = \int_{r_0}^{R} \frac{\Phi_L(\tilde{r})}{\tilde{r}} \, d\tilde{r} \qquad ; \tag{4.17}$$

r_0 bestimmt sich durch eine Zeitmessung und die Beziehung

$$t = \int_{r_0}^{R} \frac{d\tilde{r}}{v_d(\tilde{r}) \cos(\Phi_L(\tilde{r}))} \qquad . \tag{4.18}$$

Es bleibt noch zu klären, welchen Einfluß das zusätzliche Magnetfeld auf die Diffusion ausübt. Wiederum sei:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix} \quad , \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ -B \\ 0 \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_d = \begin{pmatrix} v_x \\ 0 \\ -v_z \end{pmatrix} \qquad .$$

Die Diffusion wird durch den symmetrischen Diffusionstensor

$$\hat{D}'_B = \begin{pmatrix} D_x & 0 & D_0 \\ 0 & D_y & 0 \\ D_0 & 0 & D_z \end{pmatrix} \tag{4.19}$$

vollständig beschrieben [Hil95], [Hux74]. Die Matrix $\hat{D}'_B$ ist invertierbar und $\hat{D}'^{-1}_B$ (vergl. Formel 4.1) ergibt sich zu:

$$\hat{D}'^{-1}_B = \begin{pmatrix} \frac{1}{D_x} + \frac{D_0^2}{D_z D_x^2 - D_0^2 D_x} & 0 & -\frac{D_0}{D_z D_x - D_0^2} \\ 0 & \frac{1}{D_y} & 0 \\ -\frac{D_0}{D_z D_x - D_0^2} & 0 & \frac{D_x}{D_z D_x - D_0^2} \end{pmatrix} \tag{4.20}$$

Die Form von $\hat{D}'_B$ bzw. $\hat{D}'^{-1}_B$ ist plausibel, wenn man berücksichtigt, daß durch das zusätzliche Magnetfeld $\vec{B}$ die Elektronen in Richtung von y unbeeinflußt bleiben. Läßt man nun eine Rotation um die y–Achse mit dem Rotationswinkel $\delta = \frac{1}{2} \arctan \frac{2D_0}{D_z - D_x}$ auf $\hat{D}'_B$ wirken, so ergibt sich der diagonalisierte Diffusionstensor

$$\hat{D}_B = \begin{pmatrix} D_a & 0 & 0 \\ 0 & D_b & 0 \\ 0 & 0 & D_c \end{pmatrix} \tag{4.21}$$

mit

$$\begin{aligned} D_a &= \frac{D_x}{1 - \tan^2 \delta} + \frac{D_z}{1 - \cot^2 \delta} \\ D_b &= D_y \\ D_c &= \frac{D_x}{1 - \cot^2 \delta} + \frac{D_z}{1 - \tan^2 \delta} \qquad . \end{aligned} \tag{4.22}$$

Damit lassen sich in Analogie zu 4.4, 4.5 und 4.6 Ausdrücke für σ_a, σ_b und σ_c finden.

4.5 Pad–Response–Funktion

Bisher ist noch nicht darauf eingegangen worden, welcher Zusammenhang zwischen der gedrifteten Elektronenwolke und dem registrierten Signal besteht. Zunächst sei eine punktförmige Ladung am Sense–Draht angenommen (siehe Abb. 4.4). Auf der Padebene ergibt sich eine influenzierte Ladungsdichte $\rho(x)$, wobei die x–Richtung entlang der Padreihe verläuft (vergl. Abb. 4.1) und sich die Punktladung bei $x = 0$ befinden soll. Für eine *symmetrische Auslesekammer* mit gleichem Abstand $d/2$ der Sense–Drähte zu Null– und Pad–Ebene und ohne Felddrähte ist

$$\rho(x) = \frac{K}{2d} \frac{1}{\cosh(\frac{\pi x}{d})} \qquad , \tag{4.23}$$

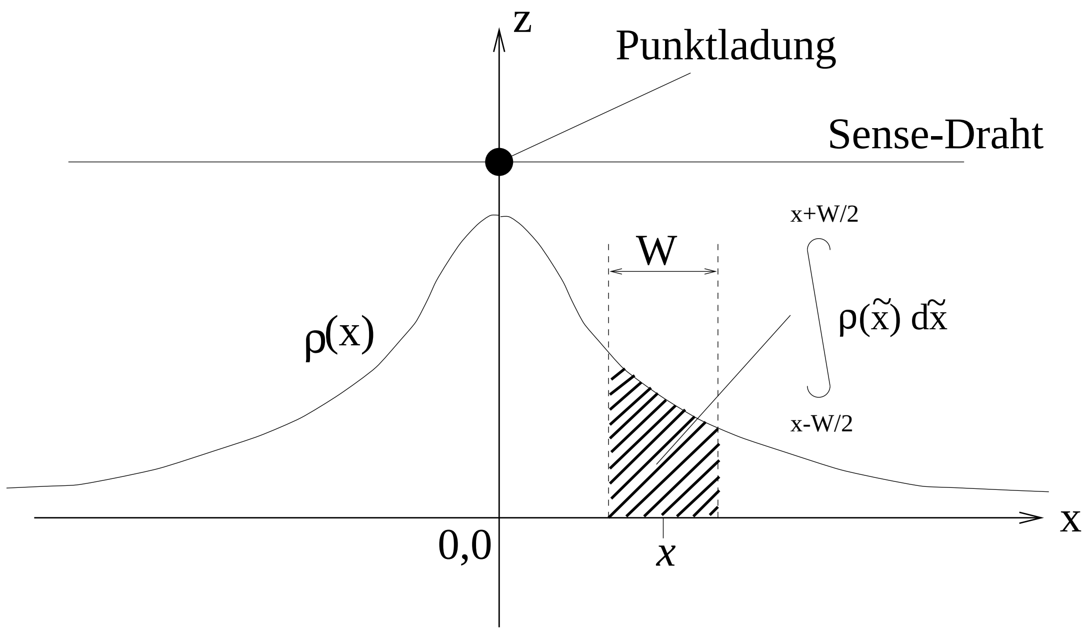

Abbildung 4.4: *Illustration der verwendeten Bezeichnungen bei der Pad–Response–Funktion.*

wobei K eine Normierungskonstante ist [Blu93]. Die *Pad–Response–Funktion* $P_0(x)$ ist die gemessene Ladung auf einem Pad als Funktion der Strecke x zwischen Pad–Schwerpunkt und Punktladung. Für ein Pad der Breite W ist also

$$P_0(x) = \frac{1}{W} \int\limits_{x-\frac{W}{2}}^{x+\frac{W}{2}} \rho(\tilde{x})\, d\tilde{x} \qquad ; \tag{4.24}$$

und im symmetrischen Fall ergibt sich bei Verwendung von 4.23

$$P_0(x) = \frac{K}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh(W\pi/2d)}{\cosh(x\pi/d)}\right) \qquad . \tag{4.25}$$

Die influenzierte Ladungsdichte $\mathcal{P}(x)$ bei einer ausgedehnten Elektronenwolke am Sense–Draht ergibt sich als Faltung der eindimensionalen Dichtefunktion $n(x)$ bei R[1] mit der Ladungsdichte $\rho(x)$:

$$\mathcal{P}(x) = (\rho \star n)(x) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho(\xi) n(x-\xi)\, d\xi \qquad . \tag{4.26}$$

Analoges gilt für das Signal in Zeitrichtung: Der Funktion $\rho(x)$ entspricht das Ausgangssignal $\tilde{\rho}(t)$ des Bandpaßfilters bei einem Delta–Signal am Eingang; $\tilde{\rho}(t)$ gefaltet

[1] $n(x) = n(x,t) = n(x,R)$ da $t = \int\limits_{r_0}^{R} \frac{d\tilde{r}}{v(\tilde{r})}$, $\sigma_x = \sigma_\varphi(R, r_0)$ aus 4.11

mit der eindimensionalen Dichtefunktion $n(z) = n(v_d(R) \cdot t)$ bei R ergibt den Verlauf des meßbaren Signals $\mathcal{T}(t)$. Der Padbreite W entspricht die Länge Z eines Zeitintervalls.

4.6 Auflösungsvermögen und Zweispurtrennung

Um zu leichter handhabbaren Formeln für die meßbaren Signale zu gelangen, ist es sinnvoll, einige Annahmen zu machen, welche die Ergebnisse nur wenig beeinflussen, dafür aber die Rechnungen wesentlich vereinfachen.

- Zunächst sei $\sigma_{\varphi,0} \equiv \sigma_{r,0} \equiv 0$ (4.11, 4.14). Mit dieser Näherung wird vernachlässigt, daß die Ionisations–Elektronen einen Abstand zur Teilchenbahn besitzen.

- Desweiteren bleibt unberücksichtigt, daß bei Betrachtung eines Spursegments über einer Padreihe der Schwerpunkt der Elektronenwolke in der Regel nicht genau in der Mitte des Spursegments liegt. Das unregelmäßige Auftreten von Ionisationsprozessen im Gas bleibt somit zunächst unberücksichtigt. Erst die Einführung der Größe N_{eff} in Formel 4.32 trägt diesem Sachverhalt Rechnung.

- Zur Berechnung von $\sigma_\varphi(r, r_0)$ und $\sigma_r(r, r_0)$ im $\vec{E} \times \vec{B}$–Feld werden nur die entsprechenden Diffusionskoeffizienten unter Anwendung von 4.21 in 4.11 und 4.14 eingesetzt, wobei von kleinem Φ_L ausgegangen wird.

- Die Ladungsdichte $\mathcal{P}(x)$ sei von $n(x)$ dominiert, so daß $\mathcal{P}(x)$ durch die Gaußkurve

$$\mathcal{P}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\mathcal{P}}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_{\mathcal{P}}}\right)^2\right) \tag{4.27}$$

beschrieben werden kann.

Wodurch wird nun die Ortsauflösung in azimutaler (= φ–Richtung) bestimmt? Auf einem Pad mit seinem Schwerpunkt an der Stelle x wird der Ladungsanteil

$$P(x) = \frac{1}{W} \int\limits_{x-\frac{W}{2}}^{x+\frac{W}{2}} \mathcal{P}(\tilde{x}) d\tilde{x} = \frac{1}{W}\left(F\left(\frac{x+\frac{W}{2}}{\sigma_{\mathcal{P}}}\right) - F\left(\frac{x-\frac{W}{2}}{\sigma_{\mathcal{P}}}\right)\right) \tag{4.28}$$

influenziert, wobei die Verteilungsfunktion $F(x)$ durch das Integral

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{-\infty}^{x} \mathrm{e}^{-\frac{\xi^2}{2}}\, d\xi \tag{4.29}$$

gegeben ist.

Die Pads an den Positionen $x_1, x_2, ..., x_n$ registrieren eine Ladung, die proportional ist zu $P(x_1), P(x_2), ..., P(x_n)$. In der Regel wird dann durch die (Meß–) Punkte eine Gaußkurve

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_p}\right)^2\right) \tag{4.30}$$

gelegt. Die Lage des Kurvenschwerpunktes liefert die φ–Koordinate des Cluster–Schwerpunktes in azimutaler Richtung; σ_p ist die *Signalbreite*. Bezeichnet ω den Winkel zwischen projizierter Spurrichtung auf die Pad–Ebene und den Pad–Längsachsen, so muß σ_p durch $\frac{\sigma_p}{\cos\omega}$ ersetzt werden. Die Standardabweichung Σ_φ der Ortsmessung in azimutaler Richtung ergibt sich daraus folgendermaßen:

Der Fehler der Ortsmessung (und damit Σ_φ) wird klein, je mehr Elektronen zu einem Cluster beitragen. Ist n_0 die durchschnittliche Anzahl der Primärelektronen pro cm Spur, so tragen $n_0\frac{l}{\cos\omega}$ Elektronen zum Cluster bei, wenn l die Padlänge bezeichnet. Es ergibt sich für Σ_φ zunächst

$$\frac{\sigma_p^2}{\cos\omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_0\frac{l}{\cos\omega}}} = \frac{\sigma_p}{\sqrt{n_0 l}\sqrt{\cos\omega}} \quad . \tag{4.31}$$

Noch zu berücksichtigen ist die Auswirkung des unregelmäßigen Auftretens von Ionisationsprozessen entlang der Spur. Eine ausführliche Diskussion des notwendigen Zusatzterms zu 4.31 ist in [Blu93] zu finden. Dort wird auch die Bedeutung der Größe N_{eff} erläutert, deren Wert für praktische Berechnungen meist experimentell bestimmt wird [App93]. Für Σ_φ gilt:

$$\Sigma_\varphi = \frac{r_0}{R}\left(\frac{\sigma_p^2}{n_0 l\cos\omega} + \frac{1}{N_{eff}}\frac{l^2}{12}\tan^2\omega\right)^{1/2} \tag{4.32}$$

Dabei wird durch den Faktor $\frac{r_0}{R}$ berücksichtigt, daß eine bei R gemessene Länge zum Radius r_0 zurück projiziert werden muß und sich dabei geometrisch verkürzt. Zwei Bemerkungen sind noch ergänzend zu machen:

- Im allgemeinsten Fall muß bei der Bestimmung der Zahl der Elektronen, welche zum Cluster beitragen, auch noch der Winkel λ der Spur gegenüber der Pad–Ebene berücksichtigt werden. Da dieser Winkel meist klein ist (in den FTPCs zwischen 2° und 10° für Primärteilchen) und seine Vernachlässigung zu einer Unterschätzung der erreichbaren Ortsauflösung führt, wird er bei der Bestimmung von Σ_φ nicht berücksichtigt.

- Für eine grobe Abschätzung der Signalbreite nimmt man häufig an, daß die Pad–Response–Funktion 4.24 von der Form

$$P_0^g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{prf}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_{prf}}\right)^2\right) \tag{4.33}$$

ist und faltet diese mit $n(x)$, wobei sich $p(x)$ aus 4.30 zu

$$p(x) = (P_0^g(x) \star n(x)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_p}\right)^2\right) \quad \text{mit} \quad \sigma_p = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_{prf}^2} \tag{4.34}$$

ergibt [Fan79].

Für die Ortsauflösung in azimutaler Richtung ist noch ein zweiter Fall zu diskutieren: Welchen Wert erhält Σ_φ, wenn nur ein Pad ein Signal registriert? Die gemessene (φ–)Koordinate des Cluster–Schwerpunktes ist dann identisch mit der Koordinate des Mittelpunkts des entsprechenden Pads. Der Fehler dieser Koordinatenmessung ist die Standardabweichung der Verteilung, die sich ergibt als Faltung von $\mathcal{P}(x)$ mit der "Rechteckfunktion" $f(x)$, welche durch die Padbreite gegeben ist:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{W} \text{ für } |x| \leq \frac{W}{2} \\ \\ 0 \text{ für } |x| > \frac{W}{2} \end{cases} \tag{4.35}$$

Und damit ist

$$(\mathcal{P} \star f)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\xi) f(x-\xi)\, d\xi = \frac{1}{W}\left(F\left(\frac{x+\frac{W}{2}}{\sigma_{\mathcal{P}}}\right) - F\left(\frac{x-\frac{W}{2}}{\sigma_{\mathcal{P}}}\right)\right) \quad . \tag{4.36}$$

Es ergibt sich also der gleiche Ausdruck wie in 4.28.

Der Unterschied liegt im Ausdruck für Σ_φ: Wird ein Signal nicht mehr von mehreren Pads registriert, so entfällt zunächst der Term $\frac{1}{N_{eff}}\frac{l^2}{12}\tan^2\omega$. Der entscheidende Unterschied (und Nachteil) ist jedoch, daß eine größere Zahl $n_0 l$ von Primärelektronen die Standardabweichung der Ortsmessung in azimutaler Richtung nicht verbessert. Es gilt also:

$$\Sigma_\varphi = \sigma_p \cdot \frac{r_0}{R} \tag{4.37}$$

Ähnlich stellt sich die Situation in radialer Richtung dar, jedoch muß berücksichtigt werden, daß es sich um eine *Zeitmessung* handelt.

Folgt man der bereits angesprochenen Analogie von Padbreite W und Länge Z des Zeitintervalls, so gelangt man über einen Ausdruck der Form (4.28)

$$Q(t) = \frac{1}{Z}\int_{t-\frac{Z}{2}}^{t+\frac{Z}{2}} \mathcal{T}(\tilde{t})d\tilde{t} \tag{4.38}$$

und die zentralen Werte $t_1, t_2, ..., t_n$ der Zeitintervalle zu einer analogen Gleichung wie 4.30:

$$q(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_q} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma_q}\right)^2\right) \qquad . \tag{4.39}$$

Die Standardabweichung Σ_r der Ortsmessung in radialer Richtung ergibt sich aus 4.32, indem ω durch λ und σ_p durch σ_q ersetzt werden zu

$$\Sigma_r = \frac{v_d(R)}{v_d(r_0)} \left(\frac{\sigma_q^2}{n_0 l \cos\lambda} + \frac{1}{N_{eff}} \frac{l^2}{12} \tan^2\lambda\right)^{1/2} \qquad . \tag{4.40}$$

Das Verhältnis $\frac{v_d(R)}{v_d(r_0)}$ bestimmt das Zeitäquivalent bei r_0, welches einem gemessenen Zeitraum bei R entspricht. Die beiden Bemerkungen zu 4.32 gelten auch für 4.40 entsprechend; der Winkel ω ist in 4.40 nicht berücksichtigt. Ist $\tilde{\rho}(t)$ des Bandpaßfilters eine Gaußfunktion mit σ_{BPF}, so ist

$$\sigma_q = \sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_{BPF}^2} \qquad . \tag{4.41}$$

Zuletzt sei die Zweispurtrennung zunächst in azimutaler und nachfolgend in radialer Richtung diskutiert:

Fordert man eine Separation zweier Signale in φ–Richtung um $3\sigma_p$, so ergibt sich in dieser Richtung der minimale auflösbare Zweispurabstand $\lambda_\varphi(r_0, R)$ zu

$$\lambda_\varphi(r_0, R) = 3 \cdot \sigma_p \frac{r_0}{R} \qquad , \tag{4.42}$$

wobei zu beachten ist, daß σ_p von r_0 und R abhängt. Die verbesserte Zweispurtrennung bei radialem Driftfeld gegenüber einem homogenen wird anschaulich bei Vergleich von 4.12 und 4.42: Erfährt $\sigma_\varphi(R, r_0)$ eine zusätzliche Vergrößerung um den Faktor $\sqrt{\frac{R}{r_0}}$, so ist der minimale auflösbare Zweispurabstand immer noch um den Faktor $\sqrt{\frac{r_0}{R}}$ kleiner als im Falle eines homogenen Driftfeldes. Wie man durch Einsetzen von 4.12 in 4.42 leicht sehen kann, verschlechtert jedoch eine Vergrößerung von R den Wert für λ_φ.

Betrachtet man einen Cluster–Schwerpunkt bei r_0 und einen zweiten bei $r_0 + s_0$, so ergibt sich ihr zeitlicher Abstand Δt zu

$$\Delta t = \int_{r_0}^{r_0+s_0} \frac{1}{v_d(\tilde{r})} d\tilde{r} \qquad . \tag{4.43}$$

Der Wert für Δt bleibt während der gesamten Drift unverändert: Die Elektronenwolke von r_0 geht entlang desselben Weges wie die bei $r_0 + s_0$ entstandene, bis auf die

Wegstrecke s_0 am Anfang. Es ergibt sich somit der minimale, *räumlich* auflösbare Zweispurabstand $\lambda_r(r_0, R)$ in r–Richtung aus dem minimal auflösbaren zeitlichen Abstand $3\sigma_q$ an der Padebene zu

$$\lambda_r(r_0, R) = 3 \cdot \sigma_q v_d(r_0) \qquad . \tag{4.44}$$

bzw.

$$\lambda_r(r_0, R) = 3 \cdot \sigma_q^* \frac{v_d(r_0)}{v_d(R)} \quad \text{für} \quad \sigma_q^* = \sigma_q \cdot v(R) \qquad . \tag{4.45}$$

Anschaulich ist dies die Strecke, die eine Elektronenwolke bei r_0 in der Zeit $\frac{3\sigma_q}{v_d(R)}$ driftet.

Kapitel 5

Experimentelle Arbeiten

Die FTPCs im STAR–Experiment sollen bei einer durchschnittlichen Spurdichte zwischen 0,3 cm^{-2} bis 0,6 cm^{-2} Spurpunkte einzeln auflösen und durch eine ausreichend gute Spurpunkt–Bestimmung die Voraussetzung zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen schaffen. Notwendig dazu ist ein Gas, in welchem die Diffusionskoeffizienten für die Elektronen klein sind, sowie Auslesekammern, die durch eine kleine Pad–Response–Breite dazu beitragen, daß registrierte Signale von zwei Spurpunkten noch getrennt aufgelöst werden können.

Für die Drift der Elektronen senkrecht zu einem Magnetfeld muß ein Gas gefunden werden, welches darüber hinaus einen kleinen Lorentzwinkel besitzt, um den zurückgelegten Driftweg so kurz wie möglich zu halten und damit die Ortsauflösung und Zweispurtrennung nicht zusätzlich zu verschlechtern. Bisherige Untersuchungen an Gasen (z.B. [Alb94]) sowie Computerprogramme zur Berechnung von Elektronen–Transportparametern in Gasen (vergl. [Bia89], [Sch91], [Nes93]) gaben dabei Hinweise auf geeignete Gase und Gasmischungen. Um zu ausreichend genauen quantitativen Aussagen zu kommen, waren jedoch umfangreiche Messungen notwendig.

Ebenso mußte experimentell verifiziert werden, daß die Vorhersagen über die Elektronendrift in radialen elektrischen Feldern mit dazu orthogonalem magnetischem Feld in Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus Kapitel 4.3 und 4.4 sind.

Aufgrund der Notwendigkeit, gekrümmte Auslese–Ebenen zu verwenden, und um die Breite der Pad–Response–Funktion zu minimieren, wurde die Eignung von *Gas–Mikrostreifenkammern* zur Auslese der FTPCs untersucht. Bei diesem Detektortyp werden die Sense–/Feld–Drähte (vergl. Abb. 4.1) durch Metallstreifen ersetzt, die auf einer Glasplatte aufgebracht sind (Abb. 5.8).

5.1 Transportparameter für Elektronen in Gasen

Detektoren, welche die Ionisation in Gasen zum Teilchennachweis verwenden, sind üblicherweise mit einem Gasgemisch aus einem Edelgas und einem molekularen Gas gefüllt. Das Edelgas wechselwirkt nur geringfügig mit den driftenden Elektronen und erlaubt damit auch große Driftwege, die weit über 1 m betragen können [Bus95], [Eck92]. Ein molekulares Gas wird immer dann zugesetzt, wenn zum Nachweis die Zahl der Elektronen durch Lawinenmultiplikation erhöht wird: Bei der Rekombination der Ionen mit Elektronen entstehen UV–Photonen, welche Rotations– und Vibrations–Zustände der Moleküle dieses sogenannten *Löschgases* anregen können. Wäre das Löschgas nicht vorhanden, so käme es zu weiteren, UV induzierten Ionisationen, welche zu einer Dauerentladung am Sense–Draht führen würden.

Das Löschgas wechselwirkt aber auch stärker als das Edelgas mit den freien Elektronen, was sich in einer kleineren mittleren freien Weglänge $\bar{l}$ für die Elektronen und entsprechend auch in einer kleineren Stoßzeit τ_s ausdrückt. Dies bedeutet, daß in der Regel mit zunehmendem Löschgasanteil die Driftgeschwindigkeit v_d sinkt und die Werte in den Diffusionstensoren $\hat{D}$ (4.2) bzw. $\hat{D}_B$ (4.21) kleiner werden. Der Lorentzwinkel Φ_L wird klein mit kleinem $\bar{l}$; für eine gründliche Diskussion sei hierbei auf [Blu93] verwiesen[1].

Der Versuchsaufbau, mit dem die im folgenden diskutierten Werte gemessen wurden, ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt.

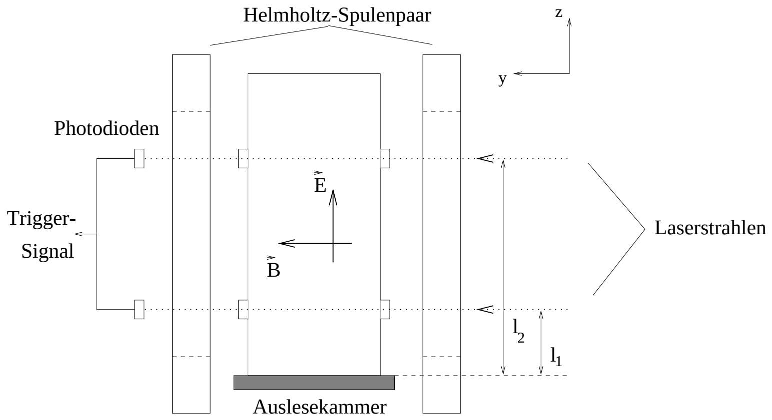

Abbildung 5.1: *Schemaskizze des experimentellen Aufbaus: Spuren aus Elektronen und Ionen werden bei zwei verschiedenen z–Positionen l_1 und l_2 mittels eines UV–Laserstrahls erzeugt. Im homogenen Driftfeld bewegen sich die Elektronenwolken zur Auslesekammer. Aus den registrierten Signalbreiten und der Driftzeitmessung lassen sich C_l, C_t und v_d bestimmen. Wird zusätzlich ein Magnetfeld angelegt, so ergibt sich aus der daraus resultierenden Verschiebung des Signalschwerpunktes in x–Richtung der Lorentzwinkel Φ_L.*

In den Abständen l_1 bzw. l_2 gegenüber der Auslesekammer werden dabei in einer TPC Elektron–/Ion–Spuren erzeugt. Der dazu jeweils verwendete Durchgang des

[1]Intuitiv ist dies folgendermaßen verständlich: Ein Elektron in einem $\vec{E} \times \vec{B}$–Feld (mit $\vec{E} \perp \vec{B}$) folgt einer Zykloidenbahn. Ist $\bar{l}$ klein, so bleibt der Winkel der Bahntangente klein zu $\vec{E}$, bis es wieder isotrop gestreut wird und sich danach erneut mit kleinem Winkel zu $\vec{E}$ weiterbewegt. Makroskopisch ergibt dies einen kleinen Wert für Φ_L.

Lichtpulses eines UV–Lasers wirkt im Gas sehr ähnlich wie der Durchgang eines hochenergetischen geladenen Teilchens [Blu93]. Ein UV–Laser wurde in diesem Fall wegen seiner Verfügbarkeit und seiner leichteren Handhabbarkeit einem Teilchenstrahl vorgezogen.

Aus der Driftzeit und den Werten für l_1 bzw. l_2 wurde die Driftgeschwindigkeit bestimmt. Die Diffusionskoeffizienten wurden aus der gemessenen Signalbreite ermittelt, wobei der Einfluß der Pad–Response–Funktion bzw. der Einfluß des Bandpaßfilters auf das Signal berücksichtigt wurden [Bit97a]. Wenn im folgenden von transversalem Diffusionskoeffizienten gesprochen wird, so ist mit transversal die x–Richtung (siehe Abb. 5.1) gemeint: Die Diffusion in y–Richtung ($\hat{=}$ $\vec{B}$–Feld–Richtung) ist für die FTPCs nur von untergeordnetem Interesse, da dies die Spurrichtung ist; die Elektronendiffusion in dieser Richtung verändert die Ortsauflösung und Zweispurtrennung nur unwesentlich. Für eine detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus, der Messungen und für eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse sei auf [Bit97a] und [Bit97b] verwiesen.

Aufgrund bisheriger Erfahrungen mit Gasmischungen für den TPC–Betrieb sowie durch Modellrechnungen zu Transportparametern wurden die Mischungen Argon/Kohlendioxid(CO_2) mit einem Mischungsverhältnis von 50/50 sowie Argon/Dimethylether (DME), ebenfalls mit einem Verhältnis von 50/50, ausgewählt.

Die Abbildung 5.2 zeigt den Lorentzwinkel Φ_L als Funktion des Magnetfeldes bei festem Wert $|\vec{E}|$ des Driftfeldes. Neben den Meßpunkten sind zusätzlich noch Ergebnisse von Modellrechnungen nach [Bia89] zu sehen; die Abhängigkeit des Lorentzwinkels

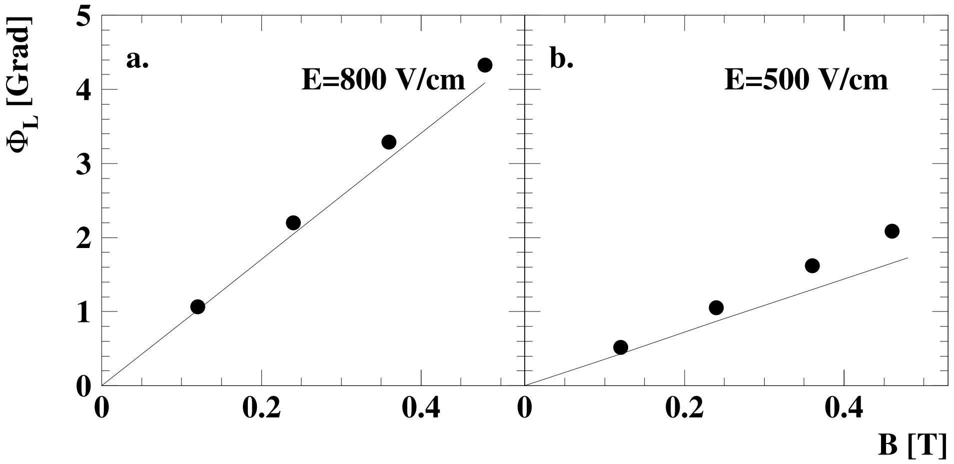

Abbildung 5.2: *Lorentzwinkel in Abhängigkeit von* $|\vec{B}|$*. Die Punkte (•) zeigen die gemessenen Werte des Lorentzwinkels in Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfelds für Argon/*CO_2 *(50/50) (a.) bzw. Argon/DME (50/50) (b.). Die Linien ergeben sich aus Modellrechnungen nach [Bia89].*

von $|\vec{E}|$ ist in der Abbildung 5.3 dargestellt.

Wegen des größeren Lorentzwinkels bei Argon/CO_2 konnten die übrigen Transportparameter nur bis zu einer Stärke des Magnetfeldes von 0,24 T gemessen werden. Die Ursache ist die Breite der Auslesekammer: um das Signal auch bei der Länge l_2 des Driftweges noch vollständig zu erfassen, durfte ein Wert von 0,24 T nicht überschritten werden.

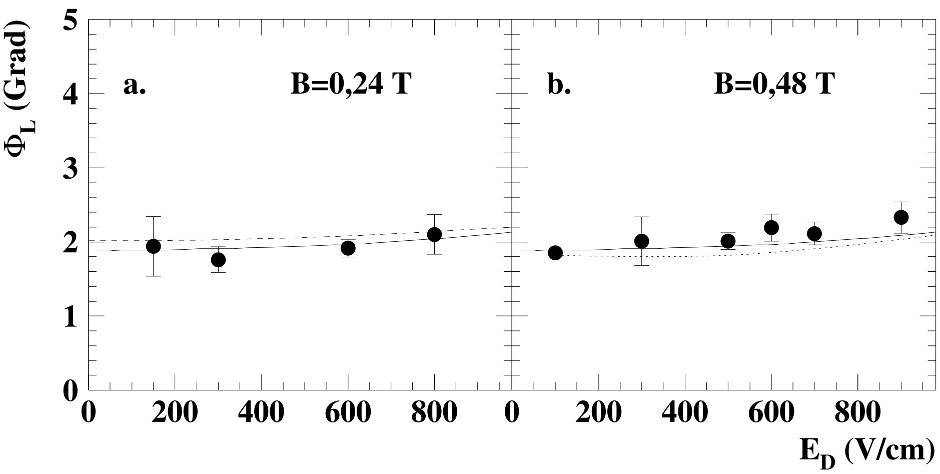

Abbildung 5.3: *Lorentzwinkel in Abhängigkeit von $|\vec{E}|$. Die Punkte (•) zeigen die gemessenen Werte des Lorentzwinkels für Argon/CO_2 (50/50) (a.) bzw. Argon/DME (50/50) (b.). Die Kurven ergeben sich aus Modellrechnungen nach [Bia89] (durchgezogen), [Sch91] (gestrichelt) und [Nes93] (punktiert).*

Die Grafiken in Abbildung 5.4 zeigen die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit v_d sowie des transversalen Diffusionskoeffizienten C_t und des longitudinalen Diffusionskoeffizienten C_l von der Driftfeldstärke $|\vec{E}|$ für Argon/CO_2 bei einem Feld von 0 T bzw. 0,24 T.

Die Messungen zeigen dabei insgesamt eine gute Übereinstimmung mit den Modellrechnungen, welche sich für diese Gasmischung auch untereinander nur geringfügig unterscheiden. Während der Lorentzwinkel für Argon/CO_2 weitgehend unabhängig von der Driftfeldstärke ist, stellen sich die Werte für C_t und C_l erst nach einem starken Abfall bei Feldstärken von $\gtrsim$ 400 V/cm auf einen Wert von ca. 100 $\frac{\mu m}{\sqrt{cm}}$ ein.

Welche Aussagekraft besitzen diese Messungen bei 0,24 T, wenn die FTPCs in einem Magnetfeld von 0,5 T betrieben werden sollen? Die gute Übereinstimmung der Messungen mit den Modellrechnungen bei $|\vec{B}| = 0,24$ T deutet darauf hin, daß entsprechende Rechnungen bei einer Magnetfeldstärke von 0,5 T ebenfalls nicht zu weit von den tatsächlichen Werten abweichen. Desweiteren ist aufgrund der Erfahrung mit anderen Gasmischungen und durch den Vergleich des magnetfeldfreien Falls mit den

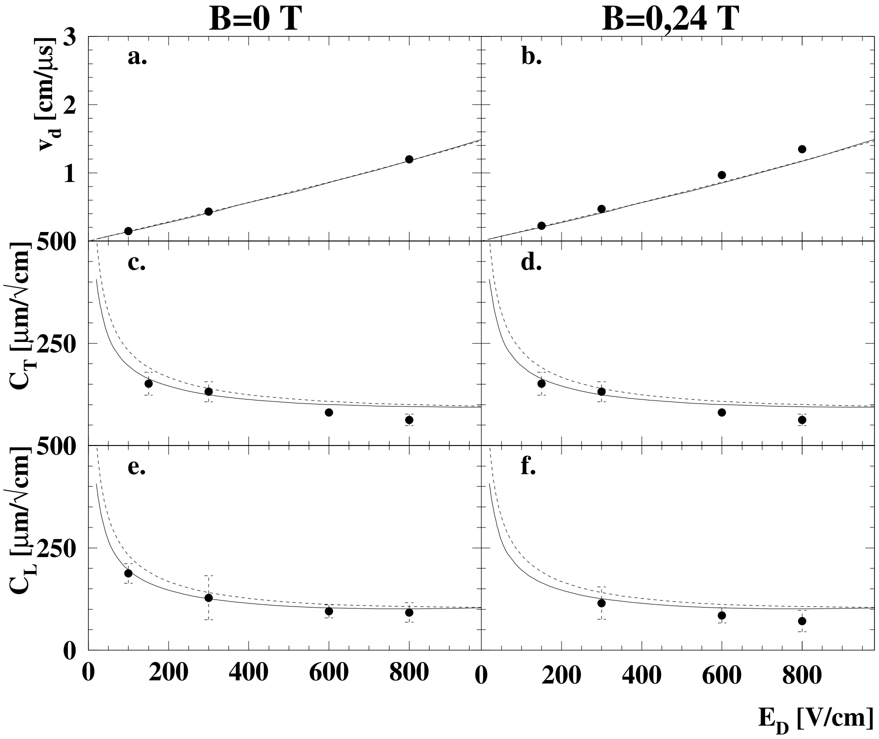

Abbildung 5.4: *Transportparameter für Argon/*CO_2 *(50/50). Die linke Spalte enthält die gemessenen Werte (•) für die Elektronen–Transportparameter* v_d *(a.),* C_t *(c.) und* C_l *(e.) im magnetfeldfreien Fall; in der rechten Spalte sind die entsprechenden Ergebnisse für ein Magnetfeld von 0,24 T abgebildet. Die Kurven sind Ergebnisse von Modellrechnungen nach [Sch91] (gestrichelte Kurve), respektive [Bia89] (durchgezogene Kurve).*

Werten bei $|\vec{B}| = 0,24$ T nicht davon auszugehen, daß sich das qualitative Verhalten von $C_l(E)$, $C_t(E)$ oder $v(E)$ erheblich verändert, wenn der Wert des Magnetfeldes weiter erhöht wird.

Um zu verläßlichen Vorhersagen über das Auflösungsvermögen einer TPC mit radialem Driftfeld zu kommen, wurde für den experimentellen Test des radialen Driftprinzips ebenfalls die Gasmischung Ar/CO_2 (50/50) bei einem Magnetfeld der Stärke 0,5 T gemessen (siehe Kap. 5.2). Die Messungen wurden dabei mit einem TPC–Prototypen durchgeführt, der ein radiales Driftfeld und eine gekrümmte Auslesekammer besitzt.

Zunächst aber weiter mit den Messungen im homogenen Driftfeld, nun mit der Gasmischung Argon/DME: Die Transportparameter für die Gasmischung Ar/DME (50/50) sind in Abbildung 5.5 zu sehen. Vergleicht man mit Abbildung 5.4, so sieht man deutlich eine geringere Driftgeschwindigkeit bei gleicher Feldstärke $|\vec{E}|$, die einhergeht mit kleineren Diffusionskoeffizienten. In [Bit97a] wird gezeigt, daß der Lorentzwinkel Φ_L für beide betrachteten Gasmischungen über einen großen Bereich von $|\vec{B}|$ hinweg unabhängig von der Feldstärke $|\vec{E}|$ des Driftfeldes ist. Die kleineren Werte für Φ_L in Abbildung 5.2 b. gegenüber denen in 5.2 a. sind nicht auf die unterschiedlichen Werte für $|\vec{E}|$ zurückzuführen, sondern auf die jeweils unterschiedlichen Gaszusammensetzungen [Bit97a], [Bit97b].

Diese Messungen liefern die notwendigen Daten für eine Diskussion des Auflösungsvermögens und der Zweispurtrennung der FTPCs mit derartigen Gasmischungen, wie sie in Kapitel 5.2 für Ar/CO_2 (50/50) durchgeführt ist.

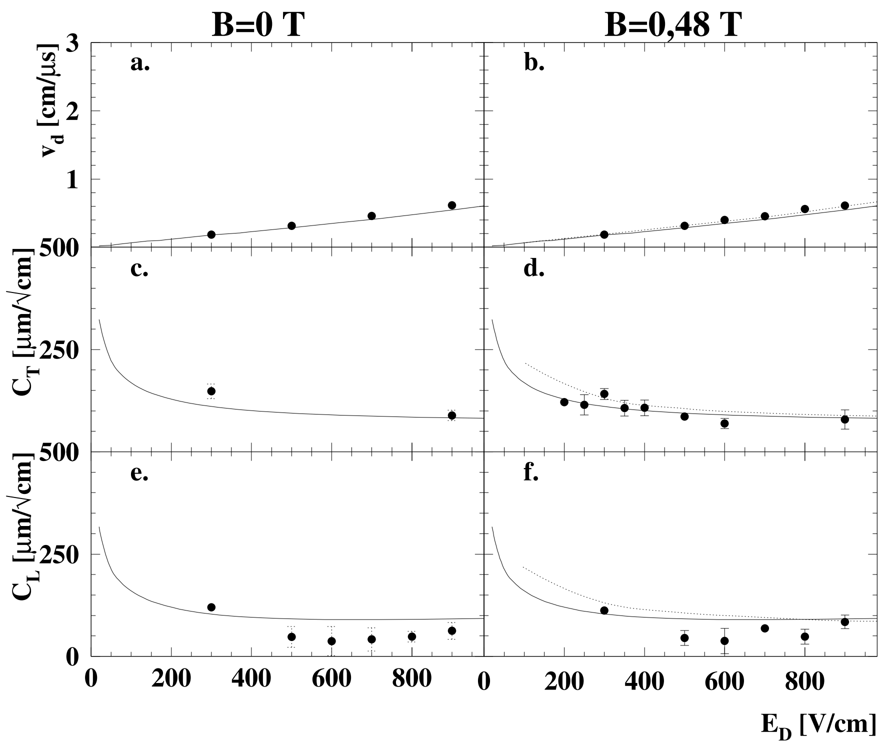

Abbildung 5.5: *Die gleichen Transportparameter wie in Abbildung 5.4 sind hier für die Gasmischung Argon/DME (50/50) für den magnetfeldfreien Fall und für ein Magnetfeld von 0,48 T gezeigt. Neben den Ergebnissen aus Messungen (•) sind Resultate von Modellrechnungen nach [Bia89] (durchgezogene Kurve) sowie [Nes93] (punktierte Kurve) zu sehen.*

5.2 Untersuchungen zum radialen Driftprinzip

Die Untersuchungen zum Elektronentransport in Gasen bei homogenem elektrischen Driftfeld bilden die Grundlage für die Bestimmung von Auflösungsvermögen und Zweispurtrennung für die FTPCs. Die Formeln aus Kapitel 4.3 und 4.4 bedürfen dazu jedoch noch einer experimentellen Verifikation, die deutlich über die Untersuchungen in [Gas81], [Hut85] und [Gro93] hinausgeht.

In diesem Zusammenhang wurden Messungen an einer TPC durchgeführt, deren Driftfeld dem zwischen zwei konzentrischen Zylindern mit den Radien $r_1 = 12,7$ cm und $r_2 = 46,2$ cm entspricht. Das Magnetfeld war parallel zur Zylinderachse orientiert, so daß die Bedingung $\vec{E} \perp \vec{B}$ erfüllt war. Die Spurerzeugung erfolgte mittels eines UV–Lasers, der ebenfalls parallel zur Zylinderachse orientiert war. Für eine detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Messungen sei wiederum auf [Bit97a] und [Bit97b] verwiesen.

Die gemessenen Werte von Driftzeit t (4.18), azimutalem Versatz Ψ (4.17), gemessener azimutaler Signalbreite (σ_p aus 4.30) und gemessener radialer Signalbreite (σ_q aus 4.41) wurden mit Vorhersagen verglichen, die aus Modellrechnungen für die Transportparameter und unter Anwendung der Formeln aus Kapitel 4 gewonnen wurden. Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse für Argon/CO_2 (50/50) bei einem Magnetfeld der

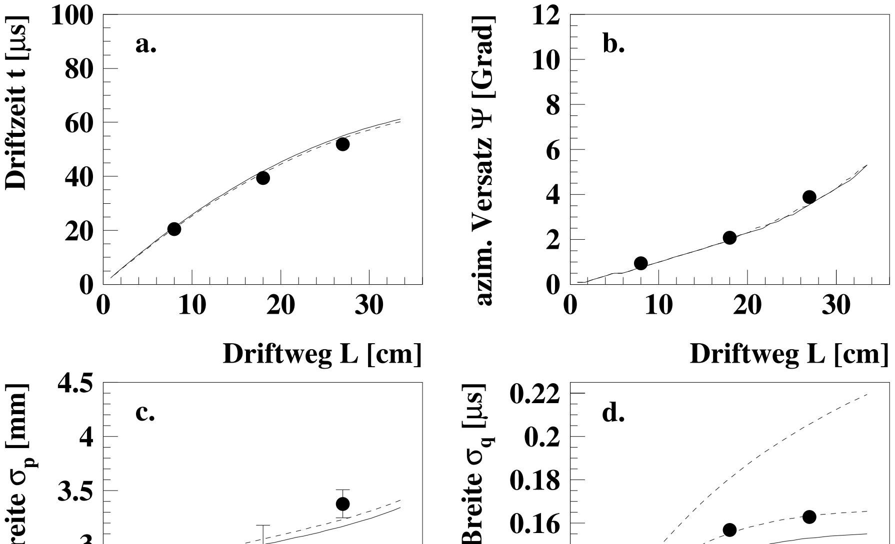

Abbildung 5.6: *Die gemessenen Werte für Driftzeit (a.), azimutaler Versatz (b.) und Signalbreiten (c. und d.) sind als Punkte (•) dargestellt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Modellrechnungen nach [Sch91] (gestrichelte Kurve) und [Bia89] (durchgezogene Kurve) gezeigt. Die oberste Kurve in d. entspricht der gestrichelten bei Nichtberücksichtigung des Geschwindigkeitsgradienten* $\frac{d}{dr}v_d(r)$ *auf die Signalbreite (siehe Formel 4.13).*

Stärke 0,5 T und einer Potentialdifferenz V_c von 15 kV, was einem Feldstärkebereich von 250 V/cm bei $R = r_2$ bis 910 V/cm bei $r_i = r_1$ entspricht (vergl. Formel 4.8).

Die Meßergebnisse zeigen generell eine gute Übereinstimmung mit den Modellrechnungen. Die gemessenen radialen Breiten werden dabei von den Ergebnissen nach [Sch91] am besten beschrieben, wohingegen die Methode nach [Bia89] systematisch zu niedrige Werte liefert.

In 5.6 d. ist auch eine Vorhersage basierend auf den Modellrechnungen nach [Sch91] zu sehen, wobei jedoch bei der Bestimmung der radialen Signalbreite σ_q der Einfluß des Geschwindigkeitsgradienten $\frac{d}{dr}v_d(r)$ unberücksichtigt blieb (vergl. S. 32). Es ist dabei deutlich zu sehen, daß die r–Abhängigkeit von v_d bei der Bestimmung der Signalbreiten unbedingt berücksichtigt werden muß, um zu korrekten Ergebnissen zu kommen.

Da für ein Magnetfeld der Stärke 0,5 T keine Meßergebnisse von Argon/CO_2 (50/50) für ein homogenes Driftfeld vorlagen (Kap. 5.1), wurde bei den Messungen mit radialem Driftfeld auch bei Magnetfeldern geringerer Stärke gemessen [Bit97a]. Dies ermöglichte einen direkten Vergleich von Meßergebnissen bei homogenem und radialem Driftfeld. Dabei zeigte sich keine experimentelle Evidenz für die Unrichtigkeit der Formeln aus Kapitel 4.3 und 4.5. Damit ist sichergestellt, daß die Anwendung von Transportparametern als Funktion des Driftfeldes (bestimmt aus Messungen im homogenen Magnetfeld oder aus Modellrechnungen) zu korrekten Vorhersagen für den Fall radialer Driftfelder führt.

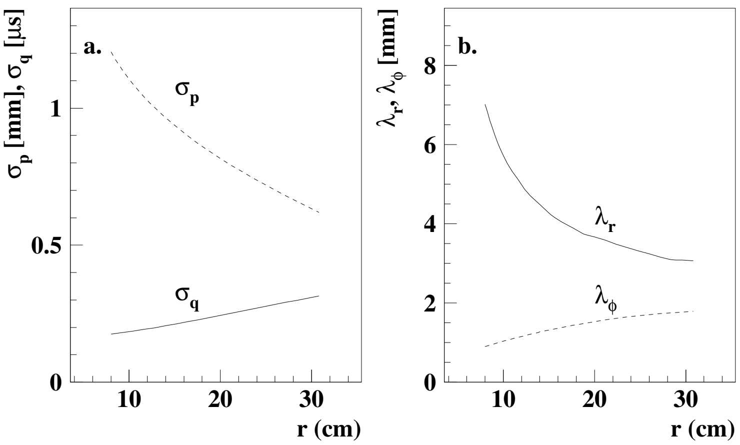

Abbildung 5.7: *Signalbreite und Zweispurtrennung mit den FTPCs bei der Verwendung von Argon/*CO_2 *(50/50) bei* V_c*=10 kV (vergl. Formeln 4.30, 4.41, 4.42 und 4.44).*

Mit den bisher gewonnenen Daten läßt sich bereits eine erste Abschätzung für die Breiten σ_p und σ_q als Funktion von r_0 und die erreichbare Zweispurtrennung in den FTPCs machen. Erstreckt sich das Driftfeld von $r_i = 8$ cm bis R =31 cm (siehe Abb. 4.2) und nimmt man für Argon/CO_2 (50/50) eine Driftspannung von $V_c = 10$ kV an, so ergeben sich die in Abbildung 5.7 dargestellten Kurven. Dabei wurde von einem Wert für σ_{prf} vom 0,6 mm und einem Wert für σ_{BPF} von $0,2\ \mu sec$ ausgegangen.

5.3 Die Pad–Response–Funktion

5.3.1 Gas–Mikrostreifenkammern

Bei den Auslesekammern der FTPCs ist es nicht sinnvoll, die Sense–Drähte parallel zur Zylinderachse verlaufen zu lassen: Wie in Abbildung 3.3 illustriert, würde ein Primärteilchen mit großem Transversalimpuls ($\hat{=}$ Spur 2 in Abb. 3.3) nur geringfügig durch das Magnetfeld abgelenkt werden. Somit würde ein Großteil der Elektronen der Spur eine Lawinenmultiplikation an *einem* Draht auslösen. Dadurch würde das Potential des Drahtes für einen kurzen Zeitraum abgesenkt, so daß in dieser Zeit keine ausreichende Gasverstärkung für weitere Elektronen erfolgen könnte. Weiterhin blieben Form und (azimutale) Schwerpunktposition der gedrifteten Elektronenwolke bei der Gasverstärkung nicht erhalten, da eine Gasverstärkung nicht an jeder beliebigen Position des Azimuts stattfinden könnte, sondern nur am Ort eines Sense–Drahtes. Insbesondere die Ortsauflösung würde dadurch verschlechtert. Es ist daher vorteilhaft, die

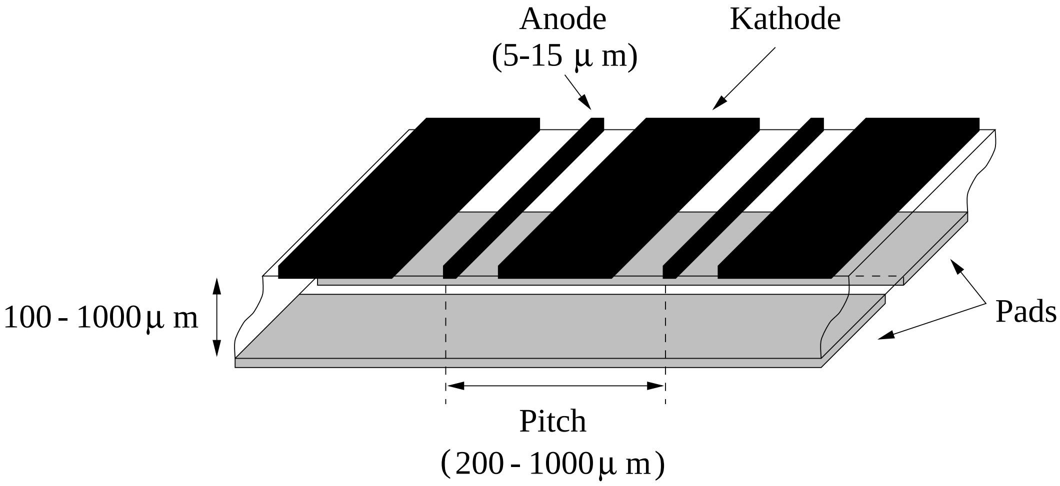

Abbildung 5.8: *Wesentlicher Bestandteil einer Gas–Mikrostreifenkammer ist die schematisch dargestellte Mikrostreifenplatte, welche aus einem Substratmaterial mit der Streifenstruktur (Anoden– und Kathodenstreifen) besteht. Zur Signalauslese können Pads direkt auf die Rückseite des Substrats aufgebracht werden. Die angegebenen Maße geben Bereiche an, in denen sich die entsprechenden Abmessungen üblicherweise bewegen.*

Sense–Drähte auf Kreisen orthogonal zur Zylinderachse verlaufen zu lassen. Dazu wäre jedoch eine große Zahl von Haltepunkten notwendig, weswegen es für die Auslesekammern der FTPCs günstiger ist, keine Vieldraht–Proportionalkammern zu verwenden, sondern Gas–Mikrostreifenkammern [Oed88], [Sau96]. Dabei werden die Sense–Drähte durch dünne metallische Anodenstreifen auf einem Substratmaterial (häufig Glas) ersetzt. Zwischen den Anodenstreifen befinden sich Kathodenstreifen zur Feldformung (Abb. 5.8).

Die Pads können dabei direkt auf die Rückseite des Substratmaterials aufgebracht werden (Abb. 5.8). Das Substratmaterial mit den Metallstrukturen wird dann passend zum Zylinder–Radius gekrümmt und in die FTPCs eingebaut (vergl. Abb. 3.3).

5.3.2 Untersuchungen zur Pad–Response–Funktion

Es bleibt noch zu untersuchen, wie sich das dielektrische Substratmaterial ($\varepsilon_{Glas} \approx 5$) und die im Verhältnis zum Abstand von Anodenstreifen zu Anodenstreifen (= Pitch) bzw. zur Substratdicke breiten Kathodenstreifen auf die Pad–Response–Funktion auswirken.

Wie in Kapitel 4.5 deutlich wurde, kann die Pad–Response–Funktion bestimmt werden, wenn die influenzierte Ladung auf einem Pad als Funktion des Abstands zu einer Punktladung bestimmt wird. Experimentell wurde anstatt einer Punktladung ein dünner Draht verwendet, auf dem durch gepulstes Anlegen einer Spannung periodisch Ladung aufgebracht wurde[2] (Abb. 5.9).

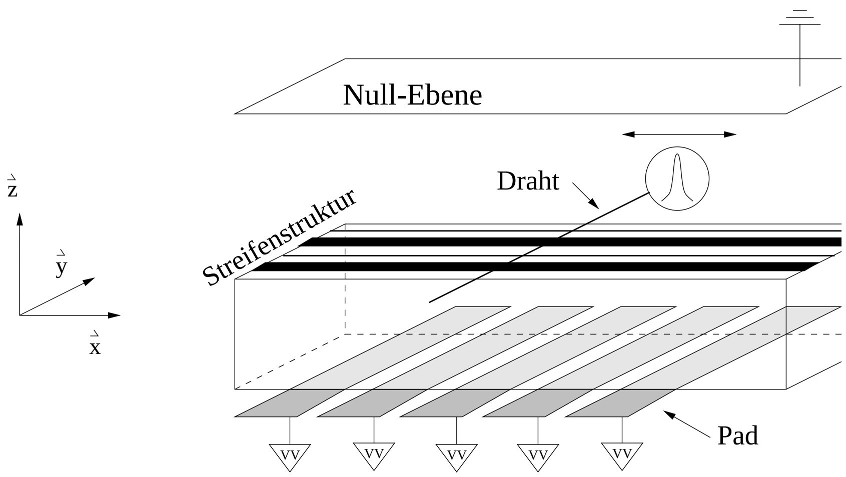

Abbildung 5.9: *Aufbau zur Messung der Pad–Response–Funktion (schematisch): Bei der Bestimmung der Pad–Response–Funktion wird ein Draht mit Spannungspulsen versorgt und das dabei registrierbare Signal durch ein Pad mittels eines Vorverstärkers (VV) ausgelesen. Sofern sich bei den Messungen eine Streifenstruktur auf dem Substrat befand, betrug der Pitch 1 mm bei einer Breite des Kathodenstreifens von 400 μm und einer Breite des Anodenstreifens von 8μm.*

[2]Der Übergang von einer Punktladung zu einer Linienladung verändert das Resultat für die Pad–Response–Funktion nicht, solange der Draht parallel zu den Pad–Längsachsen verläuft und somit die Translationssymmetrie in y–Richtung erhalten bleibt [Blu93].

Die Höhe des gemessenen Pad–Signals ist dabei ein Maß für die influenzierte Ladung auf dem Pad. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß für die Bestimmung der Pad–Response–Funktion keine vollständigen betriebsfähigen Detektoren mehr aufgebaut werden müssen. Es ist daher deutlich weniger aufwendig als entsprechende Verfahren wie beispielsweise aus [Hua93]. Daß damit dennoch die Pad–Response–Funktion zuverlässig bestimmt werden kann, wurde mit Messungen der Pad–Response–Funktion für Proportionalkammern nach diesem Verfahren gezeigt [Wei95].

Die gemessenen Werte für die Halbwertsbreite (HWHM) der Pad–Response–Funktion für gleichen Abstand der Anoden–Kathodenstreifen zu Pad– und Nullebene (symmetrischer Fall, vergl. Formeln 4.23 und 4.25) sind in Abbildung 5.10 zu sehen. Die

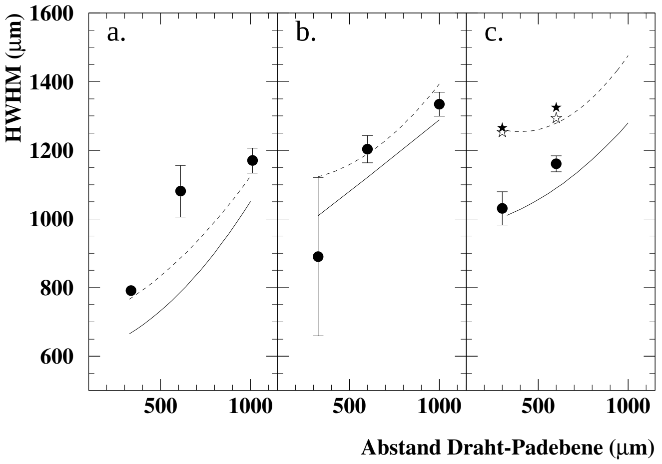

Abbildung 5.10: *Pad–Response–Breiten für den* <u>*symmetrischen*</u> *Fall: Die Punkte zeigen die ermittelten Meßwerte bei einer Mikrostreifenplatte mit geerdeten Anoden– und Kathodenstreifen. Die verwendeten Padbreiten und dazwischenliegenden Lücken waren dabei a. 1,25 mm / 0,25 mm ; b. 2,0 mm / 0,25 mm ; c. 2,0 mm / 0,5 mm . Die schwarzen Sterne sind mit einer Substratplatte* <u>*ohne*</u> *Streifenstruktur gemessen worden; die weißen Sterne zeigen die Ergebnisse für eine Messung ohne Streifenstruktur und ohne Substratmaterial. Die Meßwerte werden im Bereich zwischen den Linien erwartet.*

Kurven sind nach Formel 4.25 berechnet und geben den Bereich an, in welchem die Meßwerte erwartet werden. Ein Bereich anstatt einer einzelnen Kurve entsteht deshalb, da anstelle der tatsächlichen Padbreite W eine effektive Padbreite W^* verwendet werden muß, welche zwischen W und W+*Lücke zwischen den Pads* liegt: Hinter den Pads liegt keine Elektrode mit definiertem Potential; die von dem Draht ausgehenden Feldlinien, von denen zunächst angenommen wird, daß sie zwischen den Pads verlaufen, enden daher nahezu alle auf den Pads, was durch die Werte in Abbildung 5.10 c. nahegelegt wird. Deutlich sichtbar ist auch, daß die Streifenstruktur zu kleineren Halbwertsbreiten der Pad–Response–Funktion führt und daß eine Dielektrizitätskonstante des Substratmaterials mit einem Wert von ≈ 5 nur einen unwesentlichen Einfluß hat.

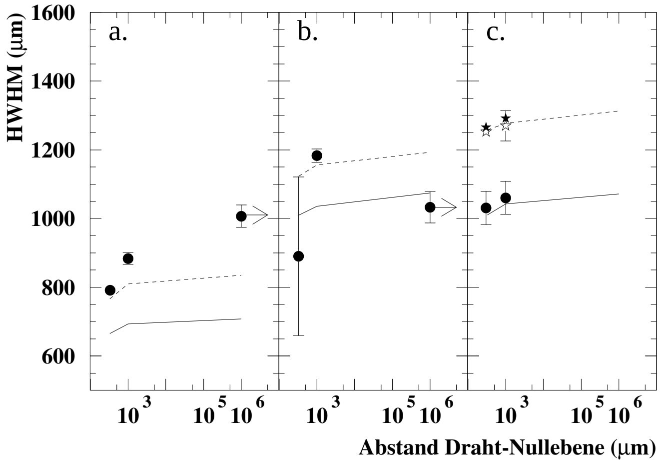

Abbildung 5.11: *Für die Halbwertsbreiten im Fall unterschiedlicher Abstände der Null–Ebene und der Pad–Ebene zur Ebene der Anoden–/Kathodenstreifen sind die Bezeichnungen wie in Abbildung 5.10. Für die hier gezeigten Ergebnisse war der Abstand des Drahtes zur Pad–Ebene jeweils 300 μm ($\hat{=}$ Substratdicke für $\bullet$ und $\star$). Bei den Punkten mit "$\rightarrow$" war die Nullebene vollständig entfernt.*

Meßergebnisse für ungleiche Abstände zwischen der Ebene der Anoden–/Kathodenstreifen und der Pad– bzw. Null–Ebene (asymmetrischer Fall) sind in Abbildung 5.11 gezeigt.

Für den asymmetrischen Fall erhält man keinen geschlossenen Ausdruck für die Pad–Response–Funktion $P_0(x)$. Daher sind die Kurven aus einem Ausdruck der Form 4.24 gewonnen, wobei sich $\rho(x)$ nur als Summe über eine unendliche Zahl von Spiegelladungen darstellen läßt [Bit97a].

Die wesentlichen Aussagen aus den Ergebnissen in Abbildung 5.10 werden auch hier bestätigt. Nicht vollständig verstanden ist jedoch die signifikante Abweichung der Meßpunkte von den Vorhersagen bei den schmalen Pads aus Bild a. .

Kapitel 6

Aufbau der FTPC–Simulationskette

Bevor in den folgenden Kapiteln das Spurrekonstruktions–Programm und das Impulsrekonstruktions–Programm als Teile der FTPC–Simulationskette detaillierter beschrieben werden, sei an dieser Stelle ein Überblick über die gesamte FTPC–Simulationskette gegeben, wobei für eine eingehendere Beschreibung auf Anhang B verwiesen sei.

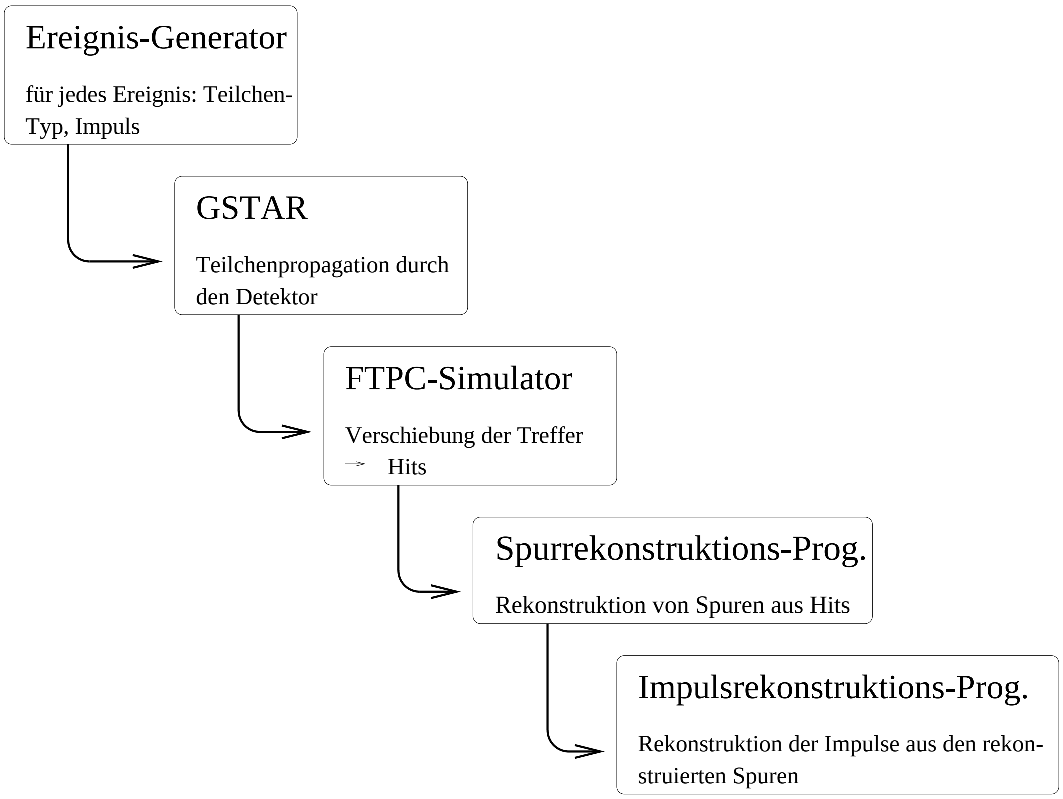

Abbildung 6.1: *Schematische Darstellung der Simulationskette.*

Am Anfang der Simulationskette steht ein *Ereignis–Generator* (üblicherweise HIJING), der Kern–Kern–Kollisionen dergestalt simuliert, daß eine Liste der Teilchen aus der Reaktion mit ihren Impulsen ausgegeben wird. Wie in Abbildung 6.1 illustriert ist, wird diese Liste in dem Detektor–Simulationsprogramm *GSTAR* weiterverarbeitet:

GSTAR propagiert jedes "Teilchen" aus der Liste durch den (simulierten) Detektoraufbau und kann dabei Wechselwirkungen mit dem, in der Realität vorhandenen, Material oder Teilchenzerfälle berücksichtigen. Dabei ist es zusätzlich möglich, die Registrierung von Teilchendurchgängen durch sensitive Detektor–Volumina derart zu simulieren, daß solche "Treffer" mit ihren räumlichen Koordinaten registriert und für die weitere Verarbeitung bereitgestellt werden.

Diese Weiterverarbeitung erfolgt in einem *FTPC–Simulator*, welcher dem Sachverhalt Rechnung trägt, daß eine Treffer–Position in der Realität mit einem Detektor nicht exakt gemessen werden kann. Durch Berücksichtigung der nur endlich genauen Ortsauflösung der FTPCs wird die Treffer–Position leicht verschoben. Die neue Position repräsentiert den Schwerpunkt eines Clusters, welcher als *Hit* bezeichnet wird.

Im nächsten Schritt gruppiert das *Spurrekonstruktions–Programm* einzelne Hit–Positionen zu rekonstruierten Spuren zusammen (siehe Kap. 7). Aus diesen rekonstruierten Spuren ermittelt das *Impulsrekonstruktions–Programm* für jede rekonstruierte Spur kinematische Variablen, wie beispielsweise die Impulskomponenten oder die Pseudo–Rapidität η (siehe Kap. 8).

Da bisher noch keine experimentell ermittelten Daten vorliegen, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß alle nachfolgend vorgestellten Ergebnisse auf Simulationen beruhen, deren Ausgangspunkt immer die Liste von Teilchen und deren Impulsen ist, wie sie von einem Ereignis–Generator erzeugt wird.

Kapitel 7

Spurrekonstruktion

Wie bei den meisten Spurdetektoren, so werden auch bei den FTPCs bei einem Teilchendurchgang einzelne Cluster registriert, aus denen später der vollständige Spurverlauf im Detektor wieder rekonstruiert werden muß (vergl. Kap. 4.1). Die Schwerpunkte der Cluster, kurz als *Hits* bezeichnet, ergeben dabei die Raumpunkte, durch welche die Teilchenbahn verlief.

Die Spurrekonstruktion soll nun derart erfolgen, daß alle Hits, welche durch ein einzelnes geladenes Teilchen erzeugt wurden, auch wieder einer Teilchenbahn zugeordnet werden. Dies ist umso schwieriger, je höher die Spurdichte (und damit die Hitdichte) ist. Die Abbildung 7.1 zeigt die Spuren für einen Ausschnitt einer FTPC,

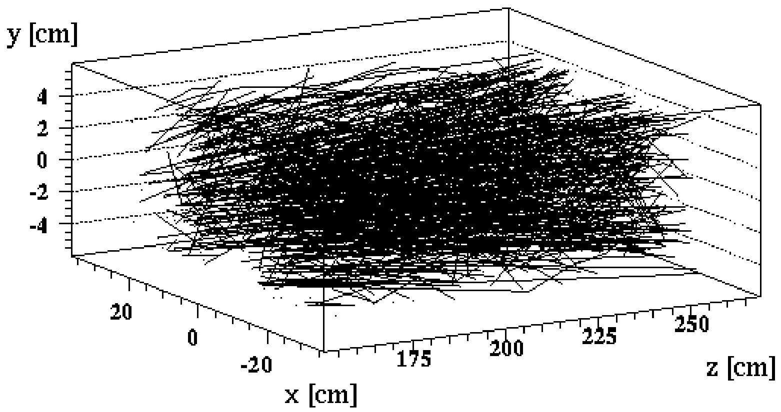

Abbildung 7.1: *Spuren in einem Ausschnitt einer FTPC (Simulation). Die hier sichtbare Spurdichte ergibt sich bei Verwendung eines HIJING–Ereignisses (Gold–Gold; $\sqrt{s}$ = 200 GeV/Nukleonenpaar). Während in x– und z–Richtung die FTPC vollständig erfaßt wird, wurde die y–Ausdehnung der Übersichtlichkeit halber auf das Intervall [-5cm, 5cm] beschränkt.*

wie man sie unter Verwendung eines zentralen Gold–Gold–Ereignisses als Ergebnis der Detektorsimulation erhält (Ereignis–Generator HIJING). Es wird dabei deutlich, daß die Aufgabe einer korrekten Spurrekonstruktion sich sehr viel schwieriger gestaltet als beispielsweise in den TPCs der Schwerionen–Experimente NA49 oder NA35.

Der im Folgekapitel vorgestellte Spurrekonstruktions–Algorithmus verzichtet auf die häufig verwendete "Cone–Search" Methode: Während man dabei von einem Hit ausgehend alle anderen möglichen Hits für eine Spur sucht und nachfolgend durch Anpassung einer Helixbahn diejenige mit minimalen χ^2 als die Richtige auswählt, wäre dies für die FTPCs ein unverhältnismäßig großer Rechenaufwand. Stattdessen betrach-

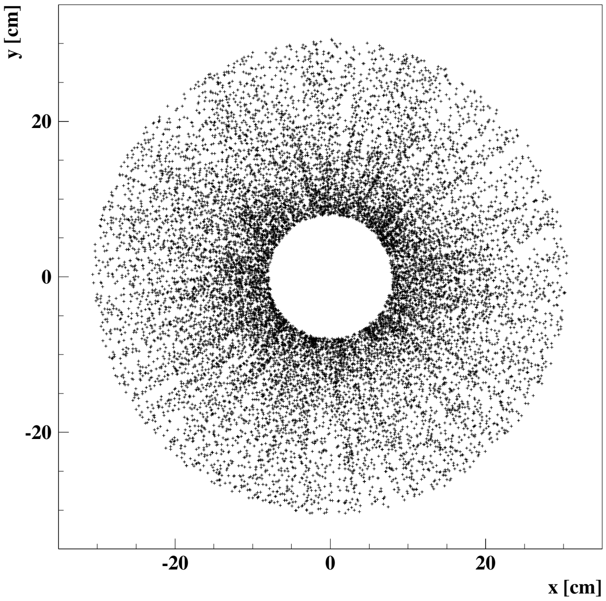

Abbildung 7.2: *Projektion der Hits einer FTPC in die x–y–Ebene (zentrales Gold–Gold–Ereignis, $\sqrt{s}$ = 200 GeV/Nukleonenpaar, HIJING).*

tet der verwendete Spurrekonstruktions–Algorithmus eine Projektion der Hits in die x–y–Ebene (= Ebene senkrecht zur Strahlachse), wie dies in Abbildung 7.2 zu sehen ist. Aufgrund von analytischen Vorüberlegungen kann dann gezielt nach Spuren von Primärteilchen gesucht werden. Die Projektion einer Spur in die x–y–Ebene bedeutet, daß sich eine Helix als Kreis darstellt. Werte für Positionen in z–Richtung lassen sich dann in der Projektion als Drehwinkel im entstandenen Kreis darstellen. Dies bedeutet, daß die dritte Dimension (z–Richtung) bei der Projektion noch implizit erhalten bleibt.

7.1 Algorithmus zur Spurrekonstruktion

Der verwendete Algorithmus zur Spurrekonstruktion ist darauf ausgelegt, die Spuren geladener Primärteilchen, welche im Primärvertex bei der Kollision entstehen, vollständig zu rekonstruieren und die Hits der Sekundärteilchen, welche beispielsweise durch Zerfälle oder Wechselwirkungen in der Wand des Strahlrohrs entstehen, zu verwerfen und nicht zur Rekonstruktion heranzuziehen [Dra94]. Ein geladenes Primärteilchen im Akzeptanzbereich der FTPCs beschreibt mit seiner Bahn eine Helix, was in Abbildung 7.3 illustriert ist. Die Projektion der Bahn auf eine Ebene $z = 0$ ergibt im

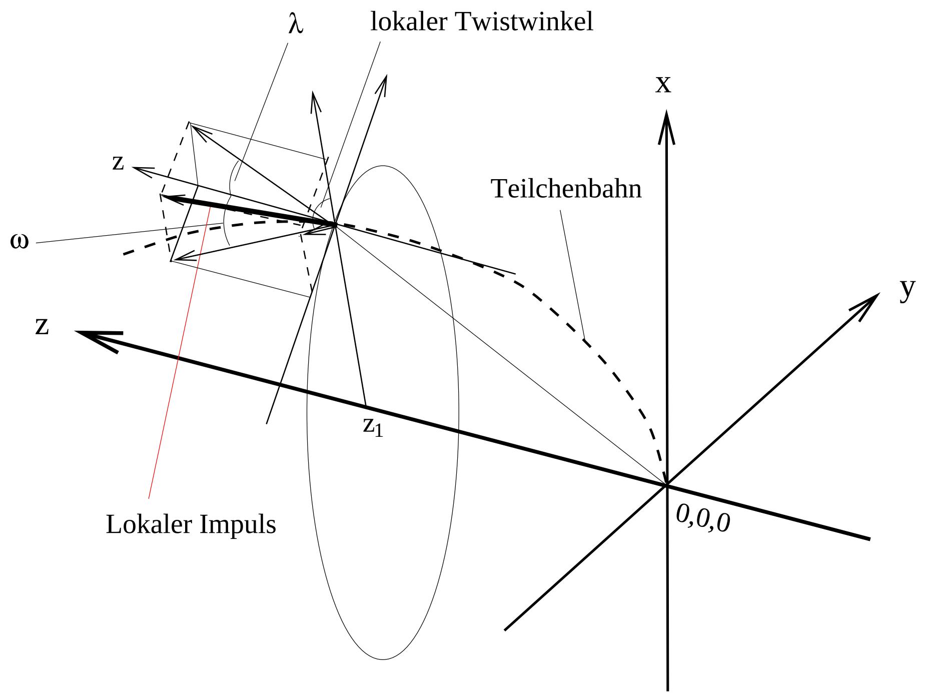

Abbildung 7.3: *Der Spurverlauf für ein geladenes Teilchen. Liegt bei z_1 die erste Padreihe, so kann dort ein Hit nachgewiesen werden. Die Winkel ω und λ entsprechen denen in Formeln 4.32 und 4.40.*

Idealfall einen Kreisbogen, wobei Coulomb–Streuung und Energieverlust in der Regel nur zu kleinen Abweichungen von der idealen Kreisbahn führen. Wie Monte–Carlo–Simulationen zeigen (vergl. Anhang B), erfassen die FTPCs nur ein kleines Segment des Kreisbogens, wobei die Länge tl des Segments deutlich kleiner ist als der Radius ρ der Kreisbahn. Abbildung 7.4 verdeutlicht diesen Zusammenhang: Die Projektion der Teilchenbahn in die x–y–Ebene ergibt einen Kreis mit Radius ρ. Ausgehend vom Vertex verursacht das Teilchen bei z_1 (= z–Position der ersten Pad–Reihe) einen Hit ($*$ in Abb. 7.4) mit den Koordinaten x_1 und y_1. Überquert das Teilchen innerhalb der FTPC weitere Padreihen, so entstehen weitere Hits ($*$) an den Positionen x_i, y_i. Zur Spurrekonstruktion werden zunächst die Hits der ersten Padreihe betrachtet. Es wird zu jedem Hit die Padreihe mit maximalem $|z|$ bestimmt, in welcher sich noch

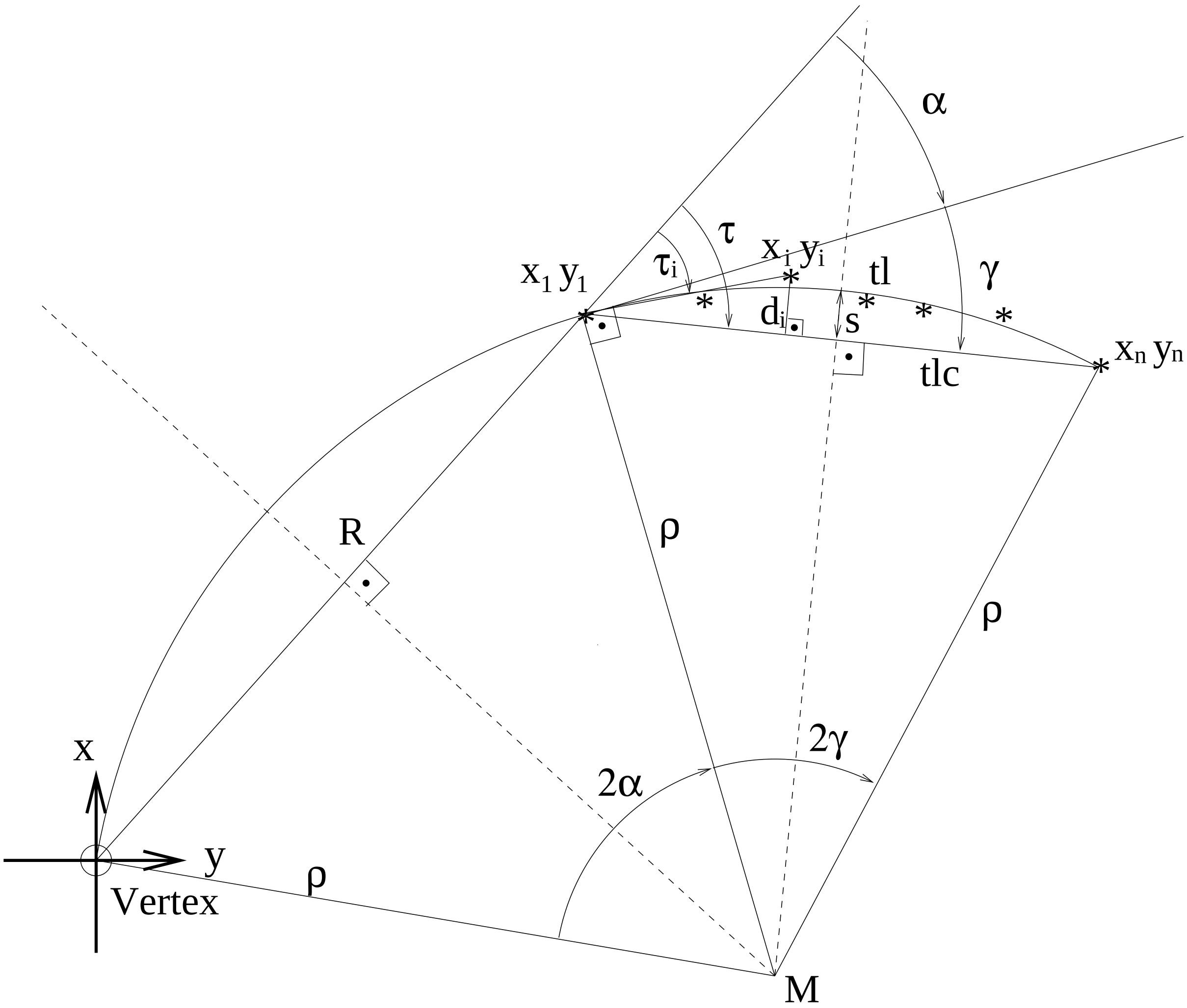

Abbildung 7.4: *Projektion der Teilchenbahn in die x–y–Ebene mit Variablen, wie sie bei der Spur– und Impulsrekonstruktion verwendet werden. Die Symbole $*$ markieren Positionen von Hits, die zur betrachteten Spur gehören.*

ein Hit derselben Spur befinden kann, wobei $p_T = \infty$ angenommen wird ($\hat{=}\rho = \infty$). Bei dieser n–ten Padreihe wird nun der Hit mit den Koordinaten (x_n, y_n) gesucht, der zur betreffenden Spur gehört. Zu diesem Zweck wird zunächst der x–y–Bereich der n–ten Padebene eingegrenzt, in welchem nach dem richtigen (x_n, y_n) gesucht wird. Dazu wird ein Suchintervall für den Impuls p zwischen ∞ und p^{lim} festgelegt. Bezeichnet man den Winkel zwischen den Geraden Vertex–(x_1, y_1) und (x_1, y_1)–(x_n, y_n) als *Twistwinkel* τ, so ist τ durch das Suchintervall für p und die Beziehung 8.2 ebenfalls auf einen Bereich von 0 bis τ_{max} festgelegt. Durch (x_1, y_1) und den betrachteten τ–Bereich ergibt sich dann ein minimaler (maximaler) Wert r_{min} (r_{max}) für $r_n = \sqrt{x_n^2 + y_n^2}$. Um in diesem τ–r_n–Bereich jeweils den richtigen Hit zu finden, wird folgendes Kriterium angewandt: Die Länge der Sehne *tlc* (vergl. Abb. 7.4) kann einerseits über den Abstand der Punkte[1] (x_1, y_1) und (x_n, y_n) bestimmt werden. Andererseits ergibt sich tlc auch aus τ, unter Berücksichtigung des Verhältnisses α/γ, welches auch durch die Positionen z_1 und z_n der Padreihen gegeben ist. Stammen (x_1, y_1) und (x_n, y_n) von derselben Spur, so müssen beide Methoden zum gleichen Ergebnis für tlc führen:

Der Abstand

$$tlc = \sqrt{(x_n - x_1)^2 + (y_n - y_1)^2} := tlc_{|} \tag{7.1}$$

ist durch τ ebenfalls eindeutig bestimmt:

$$\left.\begin{array}{l} tlc = 2\rho \sin\gamma \\ R = 2\rho\sin\alpha \end{array}\right\} \Rightarrow tlc = R\frac{\sin\gamma}{\sin\alpha} = R\frac{\sin\gamma}{\sin(\tau - \gamma)} \tag{7.2}$$

wobei

$$\tau = \alpha + \gamma \tag{7.3}$$

verwendet wurde (siehe Abb. 7.4). Definiert man

$$\kappa := \frac{z_1}{z_n - z_1} \quad \left(\hat{=}\frac{\alpha}{\gamma}\right) \quad , \tag{7.4}$$

so kann man γ als Funktion von τ ausdrücken:

$$\tau = \kappa\gamma + \gamma \quad \Longleftrightarrow \quad \gamma = \frac{\tau}{\kappa + 1} \quad . \tag{7.5}$$

Da κ durch die Positionierung der Padreihen festgelegt ist, kann also tlc mit Hilfe von τ berechnet werden:

$$tlc = R\frac{\sin(\tau\frac{1}{\kappa+1})}{\sin(\tau\frac{\kappa}{\kappa+1})} := tlc_{\angle} \tag{7.6}$$

Wäre die Teilchenbahn exakt ein Kreis und lägen die Hits genau auf der Teilchenbahn, so wäre $tlc_{|} \equiv tlc_{\angle}$. Aufgrund der Limitierung in der Ortsauflösung ist aber auch für Punktepaare $[(x_1, y_1), (x_n, y_n)]$ derselben Spur nur $tlc_{|} \approx tlc_{\angle}$, so daß eine Paarung vom Spurrekonstruktions–Algorithmus als richtig akzeptiert wird, sobald der Wert von $\Delta tlc(\tau) = |tlc_{|} - tlc_{\angle}|$ unter einem Wert tlc_{crit} liegt. Damit nimmt aber auch die Zahl der fälschlicherweise zu einer rekonstruierten Spur gruppierten Punkte zu, bei denen (x_1, y_1) und (x_n, y_n) nicht von derselben Spur stammen. Um die Zahl solcher fehlerhaften Paare gering zu halten, wird ein weiteres Kriterium angewandt, um zu entscheiden, ob zwei Punkte von derselben Spur stammen: Für jedes mögliche Punktepaar wird nach Hits bei (x_i, y_i), $i = 2, ..., n-1$ von dazwischenliegenden Padreihen gesucht. Der Abstand dieser Hits von dem Kreisbogen, der durch den Vertex, (x_1, y_1) und (x_n, y_n) festgelegt ist, ist in der Regel minimal, wenn alle Punkte (x_i, y_i), $i = 1, ..., n$ der Hits von ein und derselben Spur stammen.

[1] Als <u>Punkte</u> seien jeweils die Paare von x– und y–Koordinaten der Hits bezeichnet.

Zunächst müssen jedoch Kriterien festgelegt werden, wann ein Punkt (x_i, y_i), $i = 2, ..., n-1$ als Spurpunkt akzeptiert wird. Insgesamt müssen fünf Grenzbedingungen dazu erfüllt sein:

- τ_{crit}: Aus der Abbildung 7.4 wird deutlich, daß der Winkel $|\tau_i|$ zwischen den Geraden, welche durch Vertex–(x_1, y_1) bzw. (x_1, y_1)–(x_i, y_i) verlaufen, für $i = 2, ..., n-1$ immer vom Betrag her kleiner als $|\tau|$ sein muß. Berücksichtigt man die Streuung der Hits um die Spur, so kann man ein Winkelkriterium $|\tau_i| < \tau_{crit}$ festlegen.

- r_{in}, r_{out}: Ist der Twistwinkel τ_i für einen Punkt (x_i, y_i) mit $i = 2, ..., n-1$ auf einen Bereich $0 < |\tau_i| < \tau_{crit}$ festgelegt, so ist mit (x_i, y_i) auch der Radius $r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}$ auf einen Bereich $r_{in} < r_i < r_{out}$ festgelegt.

- γ_{crit}: Bei äquidistanten Padreihen beträgt der Winkel γ_i zwischen M–(x_1, y_1) und M–(x_i, y_i) gerade $2\gamma \cdot \frac{i-1}{n-1}$. Somit läßt sich ein Winkelkriterium γ_{crit} festlegen, wobei für einen Punkt (x_i, y_i) die Bedingung $\gamma_{crit} > \Delta\gamma_i = \left|\gamma_i - 2\gamma\frac{i-1}{n-1}\right|$ erfüllt sein muß. Bei nicht äquidistanten Hits ergibt sich γ_i aus der z–Position der Padreihen, solange eine konstante Steigung der Bahn–Helix vorliegt.

- ρ_{crit}: Desweiteren kann ein Radiusbereich $\rho \pm \rho_{crit}$ festgelegt werden, innerhalb dessen Hits akzeptiert werden.

- d_{crit}: Für Teilchen mit hohem p_T ist der Abstand d (vergl. Abb. 7.4) eines Punktes (x_i, y_i) zur Verbindungsgeraden (x_1, y_1)–(x_n, y_n) sehr klein, so daß anstatt des Abstands ρ_{crit} zum Kreisbogen auch der Abstand d_{crit} zur Verbindungsgeraden $(x_1, y_1) - (x_n, y_n)$ verwendet werden kann.

Unter Berücksichtigung der genannten Kriterien gibt nun zunächst die Zahl der tatsächlich gefundenen Punkte im Vergleich zur Zahl der erwarteten Punkte einen Anhaltspunkt, ob die zwei Punkte (x_1, y_1) und (x_n, y_n) als zu einer Spur gehörig akzeptiert werden oder nicht. In einem zweiten Schritt liefert der Abstand der Hit–Positionen zum Kreisbogen ein Indiz, ob ein Punktepaar $(x_1, y_1) - (x_n, y_n)$ tatsächlich von einer Spur stammt.

Wird ein solches Punktepaar akzeptiert, so werden die beiden Punkte (x_1, y_1) und (x_n, y_n) mit den entsprechenden Punkten (x_i, y_i), $i = 2, ..., n-1$, zu einer rekonstruierten Spur zusammengruppiert.

Die angesprochenen Parameter des Spurrekonstruktions–Programms werden ausführlicher in Kapitel 7.3 diskutiert, denn die entsprechenden Parameterwerte müssen jeweils auf das verwendete Kammergas oder die Spurdichte angepaßt werden und im Hinblick auf Spurrekonstruktions–Effizienz und Verwerfung von Sekundärteilchen–Spuren optimiert werden.

7.2 Implementierung des Spurrekonstruktions–Algorithmus

Wie nahezu alle Programm–Pakete im Zusammenhang mit dem STAR–Experiment ist auch das Spurrekonstruktions–Programm (SRP) als *Physics Analysis Module* (pam) des *STAR Analysis Framework* (STAF) ausgeführt. Kernstück jedes pams ist der Quelltext, welcher die Kommandos für die modulspezifischen Operationen enthält. Neben Bibliotheksfunktionen wird für ausführbare Programme auch das *Kit for a User Interface Package* (KUIP [Bru88]) hinzugelinkt, wodurch der Programmablauf nach dem Starten interaktiv gesteuert werden kann.

Um den Datentransfer zwischen pams zu gewährleisten, müssen Ein– und Ausgabedaten in einem festgelegten Format gelesen und geschrieben werden. Dies wird in STAF durch die *Interface Definition Language* (IDL) sichergestellt. Mit Hilfe von IDL werden Variablen–Tafeln definiert, auf welche die pams zugreifen können.

Die Implementierung des Spurrekonstruktions–Algorithmus erfolgt als Fortran–Quelltext. Eingelesen werden im wesentlichen die Koordinaten der Hits, welche der FTPC–Simulator als Ausgabe liefert (vergl. Anhang B). Nach der Verarbeitung der Daten im Programm gemäß des in Kapitel 7.1 beschriebenen Algorithmus wird eine Variablen–Tafel mit Werten gefüllt. Dabei werden die räumlichen Koordinaten für diejenigen Hits eingetragen, welche vom Spurrekonstruktionsprogramm als Hits von Primärteilchen identifiziert und zu einer rekonstruierten Spur zugeordnet wurden. Zusätzlich werden jeweils Informationen abgespeichert, welche später eine Analyse im Hinblick auf Leistung und Optimierung des Spurrekonstruktionsprogramms zulassen (vergl. Kap. 7.3 und 7.4).

7.3 Optimierung der Parameter

Die in Kapitel 7.1 diskutierten Parameter r_{min}, r_{max}, tlc_{crit} und τ_{crit}, r_{in}, r_{out}, γ_{crit}, ρ_{crit}, d_{crit} müssen nun so festgelegt werden, daß bei der Spurrekonstruktion möglichst viele Spuren von Primärteilchen rekonstruiert werden. Die Zahl der rekonstruierten Spuren, welche dabei aus Hits von Sekundärteilchen bestehen oder aus Hits bestehen, die von verschiedenen Teilchen erzeugt wurden, muß dabei möglichst gering gehalten werden.

Um das SRP in dieser Hinsicht zu optimieren, werden zunächst die Hits einer Primärteilchenspur vorab zu einer rekonstruierten Spur zusammengruppiert und die Werte für die entsprechenden Parameter ermittelt.

Dabei sind die einzelnen Parameter unterschiedlich sensitiv auf die Abweichung der Hits von einer Kreisbahn. In Abbildung 7.5 a. und b. ist zu sehen, daß der erlaubte Radiusbereich zwischen r_{min} und r_{max} sich kaum ändert, wenn vom Fall ohne Wechselwirkung der Teilchen im Detektor und ohne Anwendung des FTPC–Simulators (siehe Anhang B) auf den Fall der Wechselwirkung der Teilchen und Verwendung des FTPC–

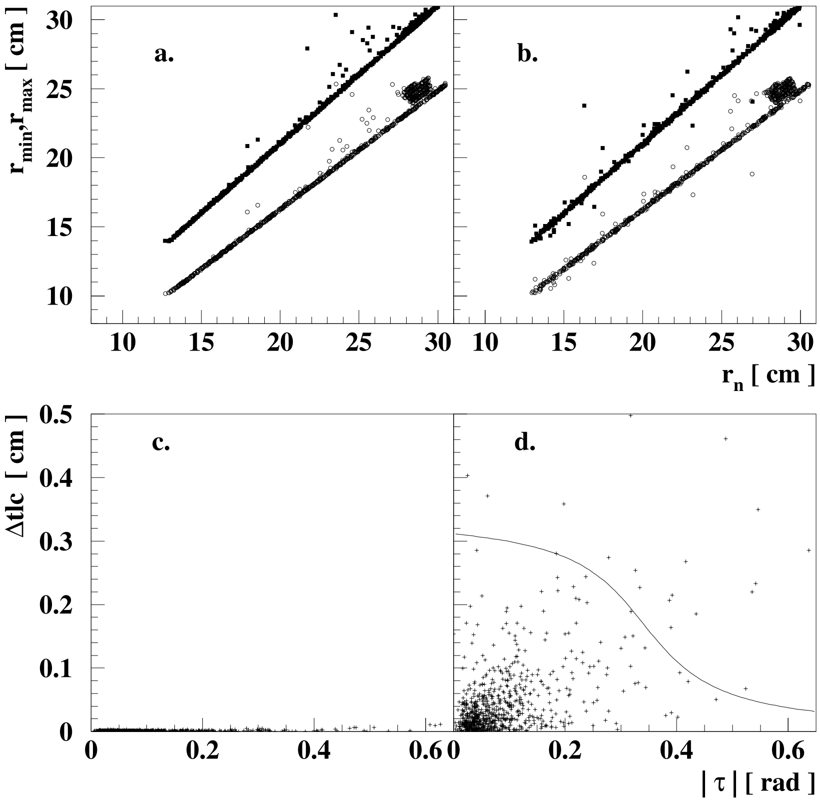

Abbildung 7.5: *Parameter für das SRP. Für jeden auftretenden Wert r_n einer Primärteilchenspur ist in a. und b. der dafür gewählte minimale Radius r_{min} (○) und der maximale Radius r_{max} (■) abgebildet. Die Bilder a. und b. unterscheiden sich dabei (wie c. und d.) durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektor und durch die Verwendung des TPC–Simulators. In c. bzw. d. ist Δtlc mit tlc_{crit} (Kurve) abgebildet.*

Simulators übergegangen wird. Hingegen unterscheiden sich die Werte für Δtlc für die beiden genannten Fälle erheblich: Im ersteren (vergl. Abb. 7.5 c.) sind die Werte für $\Delta tlc \approx 0$ und unabhängig von τ. Die kleinen Abweichungen von 0 sind dabei auf numerische Ungenauigkeiten zurückzuführen. Erfahren die Teilchen beim Durchgang durch den Detektor jedoch Wechselwirkungen und wendet man den FTPC–Simulator an, so sieht man in Abbildung 7.5 d. deutlich größere Werte für Δtlc. Die Kurve in 7.5 d. ($= tlc_{crit}(\tau)$) gibt dabei an, bis zu welchen Werten Hits noch als richtig akzeptiert werden (Bereich unterhalb der Kurve) bzw. verworfen werden (Bereich oberhalb der Kurve).

Ähnlich werden die Parameterwerte für die Suche nach den Hits der dazwischenliegenden Padreihen bestimmt. In Abbildung 7.6 ist $\Delta\gamma_i(\rho)$ für den Fall ohne (mit)

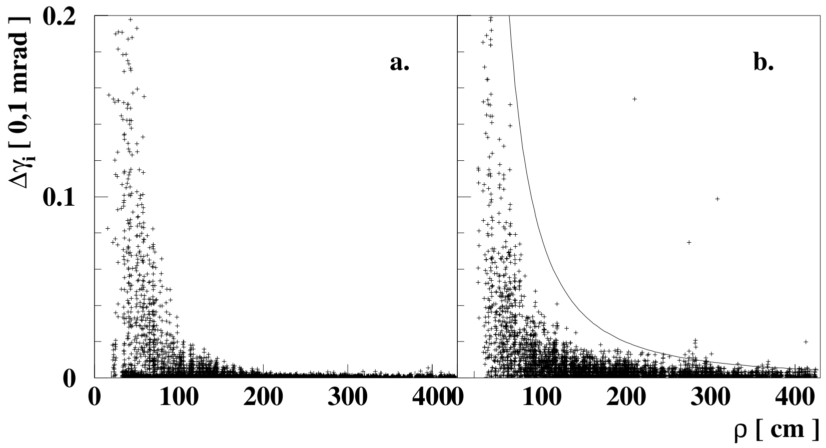

Abbildung 7.6: *Abgebildet sind in a. (b.) die Werte $\Delta\gamma_i(\rho)$ für den Fall ohne (mit) Wechselwirkung beim Teilchendurchgang und FTPC–Simulation. Die Kurve in b. gibt den Verlauf von γ_{crit} an.*

Wechselwirkung beim Teilchendurchgang und FTPC–Simulation in a. (b.) abgebildet. Mit den anderen Parametern wird analog verfahren: die Werte für korrekt rekonstruierte Spuren von Primärteilchen bestimmen auch hier den Bereich der akzeptierten Werte.

Parameter	Festlegung
p^{lim}	0,2562 GeV/c
τ_{max}	45°
r_{min}	$0{,}98\ (R + R \cdot tlc \cos(\tau_{max}) - 1\text{cm})$
r_{max}	$0{,}98\ \left(R + \frac{R}{\kappa} + 1\text{cm}\right)$
tlc_{crit}	$-0,11 \arctan(10(\lvert\tau\rvert - 0,34)) + 0,17$
τ_{crit}	$\lvert\tau\rvert + \frac{0{,}01}{\lvert\tau\rvert + 0{,}03}$
r_{in}	$0{,}95\ (r_1 + tlc_i \cos(\tau_{crit}))$
r_{out}	$1{,}05\ \left(r_1 + \frac{r_1}{\kappa_i}\right)$ mit $\kappa_{\mathrm{i}} := \frac{\mathrm{z}_1}{\mathrm{z}_\mathrm{i} - \mathrm{z}_1}$
γ_{crit}	$\mathrm{MIN}\left(0,04; \frac{8}{(\rho+2)^2} + 0.0001\right)$
ρ_{crit}	$\mathrm{MIN}\left(1,0; \frac{40}{\rho}\right)$
d_{crit}	$\mathrm{MIN}\left(1,0; \frac{20}{\rho}\right)$

Tabelle 7.1: *Festlegung der Kriterien im SRP.*

Die Tabelle 7.3 zeigt die Festlegung der Kriterien für die Gasmischung Argon/CO_2 (50/50) bei einer durchschnittlichen Spurdichte von 0,6 cm^{-2}. Die Größe tlc_i bezeichnet dabei den Abstand zwischen dem Punkt (x_1, y_1) und (x_i, y_i).

7.4 Ergebnisse aus der Spurrekonstruktion

Da die FTPCs erst noch gebaut werden müssen, basieren alle Ergebnisse, welche in diesem Kapitel und den folgenden vorgestellt werden, auf Monte–Carlo–Simulationen. Ausgangspunkt ist dabei immer die Information des Ereignis–Generators über die Teilchen, die nach der Kollision vorhanden sind, und deren Impuls. Eine Beschreibung der verwendeten Simulationskette findet sich in Kapitel 6 und Anhang B.

7.4.1 Effizienz und Kontamination

Das SRP ist darauf ausgelegt, den Bahnverlauf von Primärteilchen zu rekonstruieren und Spuren von Sekundärteilchen zu verwerfen. Dabei werden vom SRP bisher nur Spuren berücksichtigt, welche einen minimalen Impuls von 0,2562 GeV/c ($\hat{=}\ \tau = 45°$, vergl. 8.2) besitzen und mindestens fünf Hits in einer der FTPCs hinterlassen. In

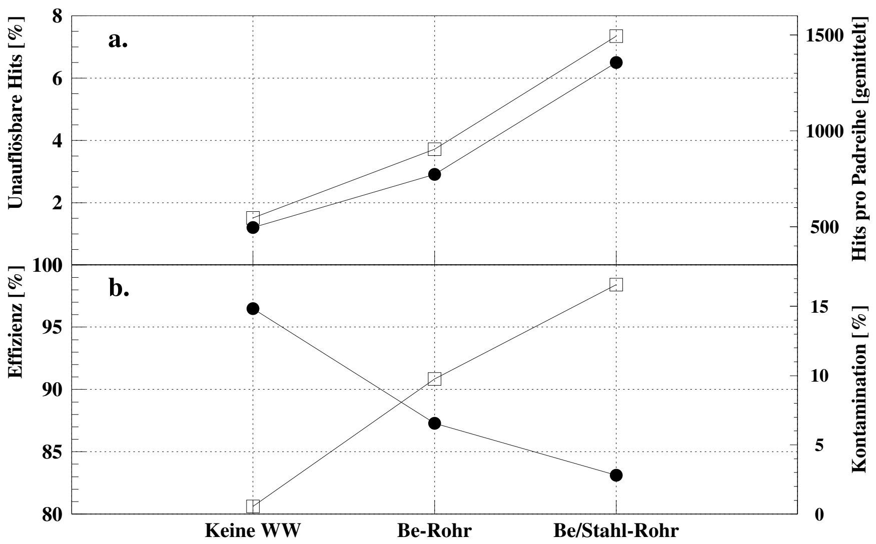

Abbildung 7.7: *Auswirkungen verschiedener Strahlrohr–Versionen auf das SRP. Mit der Zahl der Hits pro Padreihe (□ in a.) steigt auch der Anteil der nicht mehr auflösbaren Hits (● in a.). Wie in Bild b. zu sehen ist, steigt der Wert für die Kontamination (□), bei gleichzeitig abnehmender Effizienz (●).*

der Regel werden von dem SRP nicht alle derartigen Spuren von Primärteilchen gefunden, so daß man eine Größe *Effizienz* definiert, die angibt, welcher Anteil der zu findenden Spuren tatsächlich vom SRP richtig rekonstruiert wurde. Eine Spur wird als "richtig" rekonstruiert bezeichnet, wenn alle zusammengruppierten Hits von ein und demselben Teilchen stammen und dieses Teilchen ein Primärteilchen ist. Darüber hinaus werden vom SRP auch noch Spuren falsch rekonstruiert; entweder wenn Sekundärteilchen–Spuren als Spuren von Primärteilchen identifiziert werden, oder wenn Hits aus verschiedenen Spuren zusammengruppiert werden. Der Bruchteil dieser falsch rekonstruierten Spuren an der Gesamtzahl der rekonstruierten Spuren wird als *Kontamination* bezeichnet. Prozessiert man Ereignisse, bei denen keine Wechselwirkung der Reaktionsprodukte mit den Detektor–Materialien und keine Zerfälle stattfinden zunächst mit dem FTPC–Simulator und anschließend mit dem SRP, so erreicht man eine Effizienz von über 96% bei einer Kontamination von ca. 0,56 % (Abb. 7.7). Die Ursache, daß der Wert für die Effizienz nicht noch höher liegt, ist folgende: Der FTPC–Simulator markiert die Hits, bei denen der Abstand zum Nachbar–Hit so klein ist, daß sie nicht mehr als Einzel–Hit aufgelöst werden können. Diese Hits werden vom SRP nicht berücksichtigt und sind somit für die Spurrekonstruktion verloren.

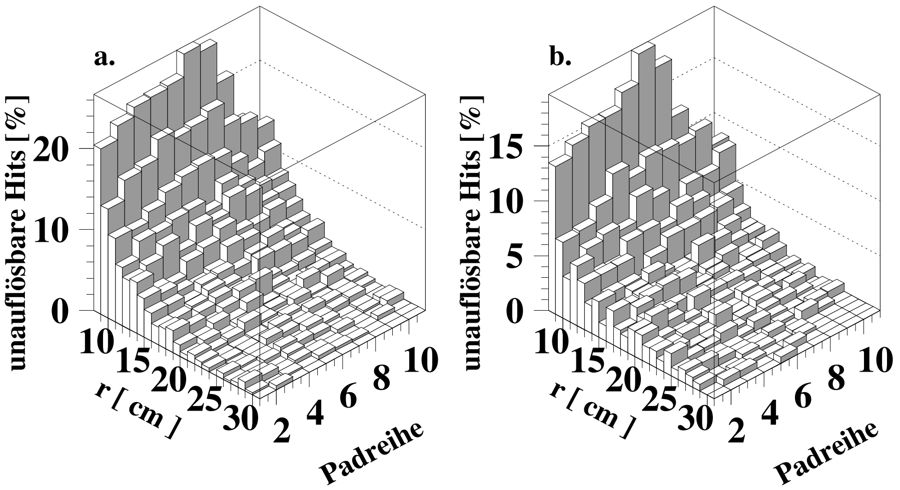

Abbildung 7.8: *Die Verteilung der unauflösbaren Hits erreicht ihre größten Werte bei kleinen Radien; das Maximum in z–Richtung wird im Bereich der sechsten und siebten Padreihe erreicht. Auffallend ist der deutlich geringere Anteil unauflösbarer Hits bei dem Strahlrohr mit langer Beryllium–Sektion (b.) im Vergleich zum Strahlrohr mit kurzer Beryllium–Sektion (a.). Die erste Padreihe befindet sich bei* $z = \pm 160,9$ *cm, die zehnte bei* $z = \pm 259,1$ *cm.*

Die Zahl der Hits pro Padreihe und damit auch die Zahl der unauflösbaren Hits steigt, sobald Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial berücksichtigt werden und Teilchenzerfälle zugelassen sind. In Abbildung 7.7 a. ist deutlich zu sehen, daß die Wahl des Strahlrohrs dabei von großer Bedeutung ist.

Mit einem Strahlrohr, welches bis zu einer Entfernung von 2,25 m vom Vertex aus Beryllium (Wandstärke 1 mm) besteht, ist die Zahl der unauflösbaren Hits und die Hits pro Padreihe nur etwa halb so groß wie bei einem Strahlrohr, welches nur bis zu einer Entfernung von 0,75 m vom Vertex aus Beryllium besteht und danach in ein Edelstahlrohr (Wandstärke 1,5 mm) übergeht. Entsprechend sinkt der Wert für die Effizienz des SRP bei gleichzeitigem Anstieg des Wertes für die Kontamination, wie in Abbildung 7.7 b. deutlich zu sehen ist. Betrachtet man die Zahl der unauflösbaren Hits in Abhängigkeit von Radius und der Entfernung vom Vertex in z–Richtung, so ergeben sich die in Abbildung 7.8 dargestellten Verteilungen für die beiden Strahlrohr–Varianten. Der Großteil der unauflösbaren Hits ist bei kleinen Radien zu finden, wofür es zwei Gründe gibt: Die Spurdichte ist bei kleinen Radien am größten und die Zweispurtrennung in radialer Richtung wird bei kleinen Radien schlechter; dies kann auch durch die gute Zweispurtrennung in azimutaler Richtung nicht kompensiert werden (vergl. Abb. 5.7 b.).

Auffallend ist zudem, daß insbesondere bei kleinen Radien in der sechsten und siebten

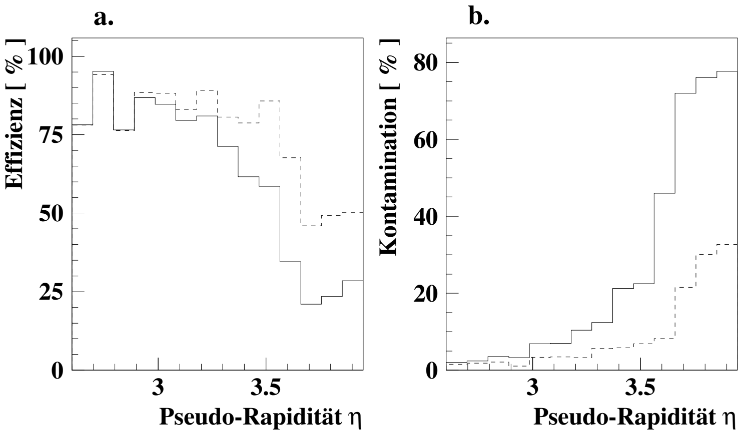

Abbildung 7.9: *Effizienz und Kontamination als Funktion von η. Sowohl für das Strahlrohr mit langer Beryllium–Sektion (gestrichelte Linie) als auch für die Version mit kurzer Beryllium–Sektion (durchgezogene Linie) ist der Abfall bei der Effizienz zu hohen Pseudo–Rapiditätswerten hin mit einem Anstieg der Kontamination verbunden. Der betrachtete Pseudo–Rapiditätsbereich von* $2,6 < \eta < 3,95$ *entspricht dem Akzeptanzbereich der FTPCs, in welchem Primärteilchen in der Regel Spuren mit mindestens fünf Hits hinterlassen. Andererseits wird bei großen Pseudo–Rapiditätswerten die effektive Dicke des Strahlrohr–Materials größer,*

Padreihe ein Maximum der unauflösbaren Hits erreicht wird, worauf ein deutlicher Abfall zu großen z–Werten hin folgt. Zwei Prozesse sind dafür verantwortlich: Einerseits nimmt die Teilchenzahl zu größeren Werten der Pseudo–Rapidität η (vergl. Anhang A) hin ab; d.h. die Wahrscheinlichkeit der Sekundärteilchen–Produktion steigt zu großen Werten von η hin. Berücksichtigt man diese beiden Prozesse, so erreicht die Hit–Dichte, und damit auch der Prozentsatz der unauflösbaren Hits, im Bereich der sechsten und siebten Padreihe offensichtlich ein Maximum.

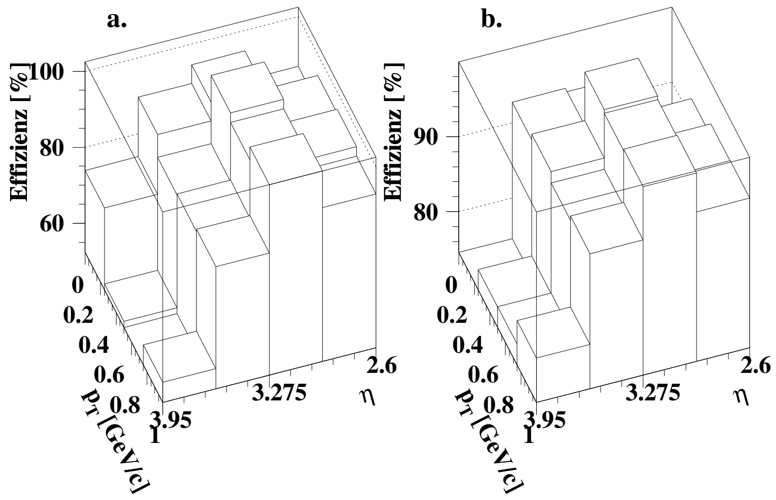

Abbildung 7.10: *Für beide Strahlrohr–Versionen (a. und b. wie in Abb. 7.8) ist keine deutliche p_T–Abhängigkeit der Effizienz zu beobachten.*

Es bleibt noch zu betrachten, wie sich Effizienz und Kontamination als Funktion der kinematischen Variablen, insbesondere der Rapidität y (bzw. der Pseudo–Rapidität η), verhalten. Aus Abbildung 7.8 erwartet man kleine Werte für die Effizienz und große Werte für die Kontamination bei großen Werten für η ($\hat{=}$ kleines r, großes z). Dies bestätigt sich in Abbildung 7.9, wobei das Strahlrohr mit der längeren Beryllium–Sektion eine erhebliche Verbesserung gegenüber dem Rohr mit der kurzen Beryllium–Sektion darstellt. Betrachtet man die Effizienz als Funktion von p_T und y (Abb. 7.10), so ist keine Evidenz für eine p_T–Abhängigkeit zu erkennen.

7.4.2 Vertex–Rekonstruktionsfähigkeit

Im Zusammenhang mit der Identifikation von kurzlebigen Teilchen (insbesondere K_S^0 und Λ) ist es von Interesse, die Genauigkeit zu bestimmen, mit der aus einer rekonstruierten Spur die räumlichen Koordinaten des Entstehungsvertex eines Teilchens bestimmt werden können. Um diese Vertex–Rekonstruktions–Genauigkeit zu bestimmen, wurde ein Ereignis durch alle Stufen der Simulationskette prozessiert, wobei der Primärvertex sich bei der Position (x, y, z)=(0,0,0) befand. Danach wurden diejenigen rekonstruierten Spuren ausgewählt, bei denen zehn Hits von einem Primärteilchen richtig zu einer rekonstruierten Spur zusammengruppiert wurden. Durch die Projektionen der Hits in die x–y–Ebene wurde dann ein Kreis nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt (vergl. Abb. 7.11). Damit sind die Koordinaten des Kreis-

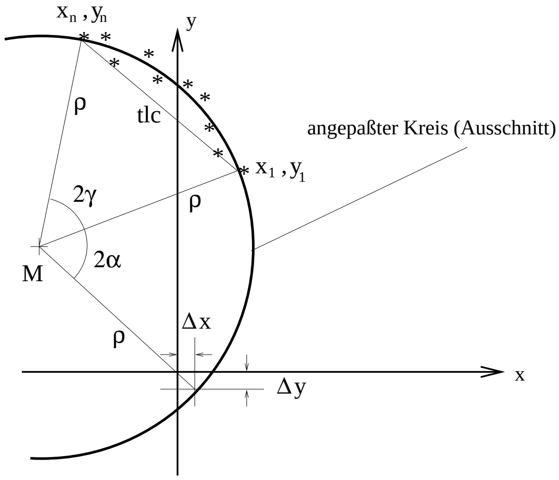

Abbildung 7.11: *Für die Rekonstruktion des Vertex wird durch die Projektionen der Hits in die x–y–Ebene ($*$) ein Kreis gelegt. Die Abweichungen des rekonstruierten Vertex zum tatsächlichen sind mit Δx und Δy bezeichnet; der Wert für die Abweichung Δz ergibt sich aus den Winkeln α und γ.*

mittelpunktes M und der Wert für den Radius ρ bekannt. Durch den Versatz der Hits (vergl. Anhang B) verläuft der Kreis nicht exakt durch (x, y)=(0,0). Die entsprechenden Verteilungen der Abweichungen Δx und Δy sind in Abbildung 7.12 a. bzw. 7.12 b. zu sehen. Die Abweichung Δz ergibt sich folgendermaßen: nach Formel 7.2 ist

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{tlc}{2\rho}\right) \tag{7.7}$$

und

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{R}{2\rho}\right) \tag{7.8}$$

Bezeichnet z_1 die z–Position des ersten Hits, z_n die z–Position des letzten Hits und z_v die z–Position des rekonstruierten Vertex, so gilt:

$$\frac{|z_v - z_1|}{\alpha} = \frac{|z_n - z_1|}{\gamma} \Leftrightarrow \begin{cases} z_v = \frac{\alpha}{\gamma}\,|z_n - z_1| + z_1 \text{ für } z_v - z_1 > 0 \\ z_v = -\frac{\alpha}{\gamma}\,|z_n - z_1| + z_1 \text{ für } z_v - z_1 \leq 0 \end{cases} \tag{7.9}$$

Da die Vertexposition bei (0,0,0) liegt, ist in diesem Fall $\Delta z = z_v$. Die Verteilung von Δz ist in Abbildung 7.12 c. dargestellt. Sie ist deutlich breiter als die Verteilungen für Δx und Δy. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß in x– und y–Richtung die Hits nur wenige cm von dem zu rekonstruierenden Vertex entfernt liegen, wohingegen der erste Hit in z–Richtung ca. 160 cm vom Vertex entfernt ist.

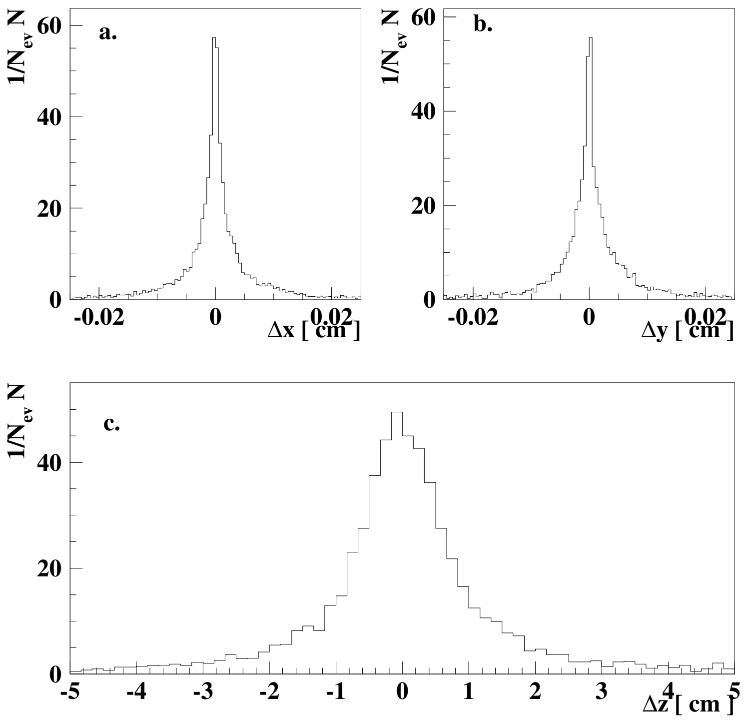

Abbildung 7.12: *Abweichung der rekonstruierten von der tatsächlichen Vertex–Position, aufgeschlüsselt nach Koordinaten.*

Kapitel 8

Impulsrekonstruktion und Ladungsbestimmung

Die wichtigste kinematische Variable, welche von den FTPCs für geladene Teilchen gemessen werden soll, ist der Dreierimpuls $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$. Die Komponenten von $\vec{p}$ ergeben sich aus Steigung und Radius der Helix, welche von den Teilchen bei ihrer Bewegung im Magnetfeld beschrieben wird.

Mit der verwendeten Rekonstruktionsmethode (*Draper–Algorithmus*), die von J. Draper entwickelt wurde, wird auf einen vollständigen Helix–Fit verzichtet [Dra95], [Dra94]. Stattdessen wird gezeigt, daß alleine über die Messung des Twistwinkels τ (vergl. Abb. 7.4) und der Ortskoordinaten der Hits eine Bestimmung von $\vec{p}$ am Vertex möglich ist.

Eine andere Möglichkeit zur Impulsrekonstruktion besteht darin, einen Kreis an die projizierten Hits in der Ebene $z = 0$ einschließlich der Position des Primär–Vertex anzupassen (vergl. Abb. 7.4). Aus dem Kreisradius ρ kann dann der Impuls berechnet werden.

Bei beiden Methoden wird dabei von einem homogenem Magnetfeld ausgegangen. Falls Inhomogenitäten des Magnetfeldes berücksichtigt werden sollen, so müßte man auf ein Iterationsverfahren zur Impulsrekonstruktion zurückgreifen.

8.1 Algorithmen zur Impulsrekonstruktion

Der erwähnte Zusammenhang zwischen τ und $\vec{p}$ ergibt sich folgendermaßen: Sei Θ der Winkel zwischen $\vec{p}_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_z \end{pmatrix}$ und dem Impulsvektor $\vec{p} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}$. Dann gilt mit dem Transversalimpuls $p_T = |\vec{p}_T|$ in Einheiten von GeV/c:

$$\tau = \frac{1}{2} \cdot \frac{0,3B}{p_T} \left(\frac{\kappa + 1}{\kappa} \right) z_1 \tan \Theta \tag{8.1}$$

Dabei sind κ und z_1 aus Formel 7.4; B ist die Stärke des magnetischen Feldes in Tesla. Unter Verwendung von $p = |\vec{p}|$ läßt sich 8.1 schreiben als

$$\tau = 0,15 \left(\frac{\kappa + 1}{\kappa}\right) B z_1 \cdot \frac{1}{p} \frac{1}{\cos\Theta} := K \cdot \frac{1}{p} \frac{1}{\cos\Theta} \qquad . \tag{8.2}$$

Dabei hängt K nur von der Magnetfeldstärke und der Position der Padreihen ab. Aufgrund des (Pseudo–) Rapiditätsbereichs, welcher von den FTPCs abgedeckt wird, ist $2^\circ \lesssim \Theta \lesssim 10^\circ$, so daß $1,00061 \lesssim \frac{1}{\cos\Theta} \lesssim 1,01543$ gilt. Der Algorithmus zur Berechnung von τ bzw. p beginnt mit der Bestimmung eines vorläufigen Twistwinkels τ_0 anstatt τ, indem nur die drei Punkte Vertex – (x_1, y_1) – (x_n, y_n) berücksichtigt werden. Danach erfolgt die analytische Bestimmung des Punktes M (vergl. Abb. 7.4), indem die Lote der Geraden Vertex – (x_1, y_1) bzw. (x_1, y_1) – (x_n, y_n) bestimmt werden und ihr Schnittpunkt ermittelt wird. Damit liegt neben der Position von M auch noch der Wert von ρ fest, so daß nun die Abweichungen d_i der Punkte (x_i, y_i), $i = 2, ..., n-1$, vom Kreis mit Radius ρ um M ermittelt werden können. Durch die Werte d_i, angetragen

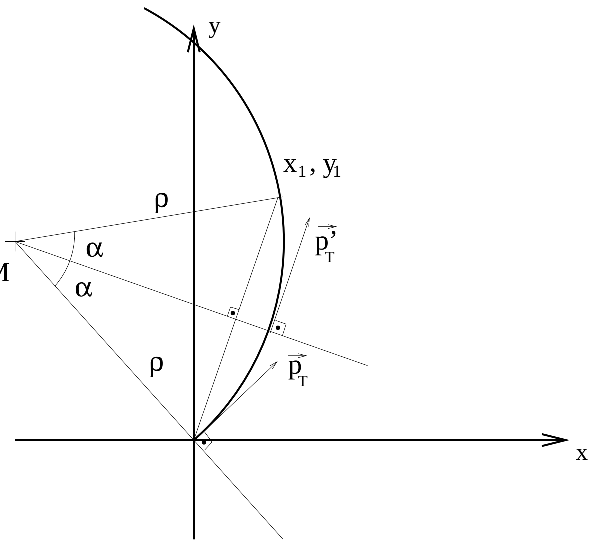

Abbildung 8.1: *Zur Bestimmung von $\vec{p_T}$ aus p_T muß man eine Richtung und deren Orientierung zum Radius–Strahl von M durch (0,0,0) kennen. Wählt man beispielsweise als Richtungsvektor $\frac{1}{\sqrt{x_1^2+y_1^2}}(x_1, y_1, 0)^T$, so muß dessen Orientierung noch um den Winkel α gedreht werden, um die Richtung von $\vec{p_T}$ zu erhalten.*

gegen i, wird dann eine *Ausgleichsgerade* gelegt, deren Steigung als Korrektur für τ_0 verwendet wird, um den Wert für τ zu bestimmen. Damit ist sichergestellt, daß in τ die räumliche Information aller Punkte (x_i, y_i) ,$i = 1, ..., n$, eingeht und nicht nur die der Punkte (x_1, y_1) und (x_n, y_n) wie bei τ_0. Aus τ kann dann p nach Formel 8.2 bestimmt werden.

Aus den Abständen $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$ und $r_n = \sqrt{x_n^2 + y_n^2}$ sowie z_1 und z_n wird dabei der Wert für Θ ermittelt. Damit können auch die Werte für die skalaren Größen p_T

und p_z bestimmt werden; was jedoch noch aussteht, ist die Bestimmung des Vektors $\vec{p}$ am Ort des Primärvertex $(x,y,z) = (0,0,0)$. Während dabei für $p_z = p \cdot \cos\Theta$ gilt, müssen die Komponenten p_x und p_y durch Rotation eines bekannten Richtungsvektors gewonnen werden (vergl. Abb. 8.1). Betrachtet man beispielsweise den normierten Vektor $\frac{1}{\sqrt{x_1^2+y_1^2}} \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ 0 \end{pmatrix}$, so sieht man, daß sich $\vec{p}_T$ zu

$$\vec{p}_T = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \cdot \frac{p_T}{\sqrt{x_1^2+y_1^2}} \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} \tag{8.3}$$

ergibt.

Eine weitere Möglichkeit zur Impulsbestimmung besteht darin, einen Kreis an die Vertex–Position und die in die x–y–Ebene projizierten Hits anzupassen (*Kreis–Algorithmus*). Der Wert des Transversalimpulses p_T ergibt sich dann aus dem Kreisradius ρ zu

$$p_T = 0,3 \, \frac{B}{\mathrm{T}} \, \frac{\rho}{\mathrm{m}} \, \mathrm{GeV/c} \qquad . \tag{8.4}$$

Wie gerade beschrieben, muß dann Θ bestimmt und daraus p sowie p_x und p_y an der Stelle des Primär–Vertex ermittelt werden.

8.2 Implementierung des Impulsrekonstruktions–Algorithmus

Wie der Spurrekonstruktions–Algorithmus ist auch der Impulsrekonstruktions–Algorithmus als pam im Rahmen von STAF ausgeführt. Das Impulsrekonstruktions–Modul liest die Variablen–Tafel ein, die vom Spurrekonstruktions–Programm gefüllt wird. Die Daten zu den Hits, welche durch die Spurrekonstruktion als zu einer Spur gehörig zusammengruppiert wurden, werden nach aufsteigendem $|z|$ geordnet und, wie in 8.1 beschrieben, weiterverarbeitet. Die Ausgabe erfolgt in eine weitere Variablen–Tafel, die für jede rekonstruierte Spur die rekonstruierten Werte der Impulskomponenten sowie notwendige Werte zur Bestimmung des Auflösungsvermögens für kinematische Variablen enthält.

8.3 Auflösungsvermögen für kinematische Variablen

Ein Vergleich der beiden beschriebenen Rekonstruktions–Algorithmen hat ergeben, daß die Genauigkeit, mit der die kinematischen Variablen *Impuls* $\vec{p}$, *Transversalimpuls* $\vec{p}_T$, *Rapidität* y und *invarianter Impulsunterschied* Q_{inv} bestimmt werden können, für beide der vorgestellten Impulsrekonstruktions–Algorithmen annähernd gleich ist. Dabei sind die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse vorwiegend unter Verwendung des Draper–Algorithmus ermittelt worden. Wenn im folgenden von Auflösungsvermögen die Rede sein wird, so ist damit die Fähigkeit des Impulsrekonstruktions–Programms gemeint, mit einer gewissen Genauigkeit Werte für die kinematischen Variablen aus dem Spurverlauf zu bestimmen, wobei von einer Effizienz von 100% und einer nicht vorhandenen Kontamination ausgegangen wird (vergl. Kap. 7.4). In Abbildung 8.2

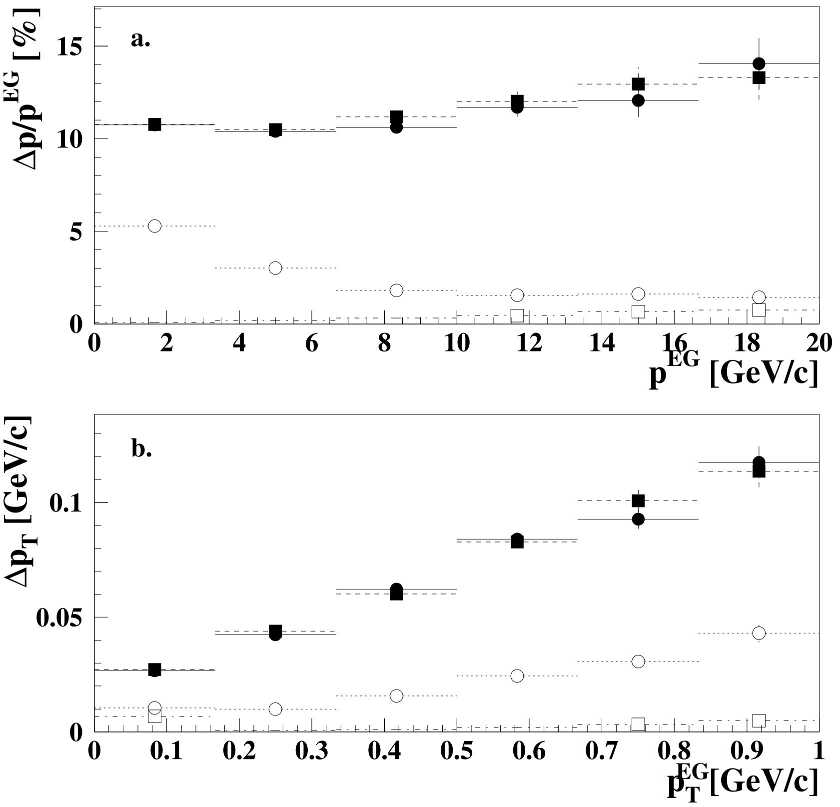

Abbildung 8.2: *Auflösungsvermögen für p und p_T. Die Symbole □ ergeben sich für Spuren mit 10 Hits und unter Vernachlässigung von Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial, jedoch bei Verwendung des FTPC–Simulators . Läßt man Spuren mit minimal 5 Hits zu, so ergeben sich die durch ○ repräsentierten Werte. Die beiden Strahlrohr–Varianten sind mit • für das Beryllium/Stahl–Rohr bzw. mit ■ für das Beryllium–Rohr zu unterscheiden (siehe Seite 66).*

a. ist das prozentuale Auflösungsvermögen für den Impuls p für verschiedene Bedingungen zu sehen. Bezeichnet p^{EG} den Teilchenimpuls, wie er vom Ereignis–Generator (EG) vorgegeben wird, so ist $\Delta p = |p^{EG} - p^{rek.}|$, wobei mit $p^{rek.}$ der rekonstruierte Impuls bezeichnet ist. Betrachtet man nur Spuren, denen zehn Hits korrekt zugeordnet wurden, und läßt überdies Teilchenzerfälle und Wechselwirkungen mit den Detektor-materialien außer acht, so liegt $\frac{\Delta p}{p}$ in einem Bereich von 0 GeV/c $\leq p \leq$ 20 GeV/c unter einem Prozent. Berücksichtigt man zusätzlich Spuren mit fünf bis neun Hits, so ist eine deutliche Verschlechterung der Impulsauflösung bei kleinen Impulswerten erkennbar. Die Gründe dafür sind folgende: Zum einen wird die Ungenauigkeit beim Anpassen der Ausgleichsgeraden durch die geringere Hit–Anzahl größer. Zum anderen ist die Verwendung einer Ausgleichsgeraden (und nicht eines Kreises, siehe Seite 71) eine Näherung, welche nur für Spuren mit großem Kreisradius ausreichend gute Werte für den rekonstruierten Impuls liefert. Die Verwendung des Kreis–Algorithmus liefert hier keine signifikante Verbesserung: Der Fehler bei der Bestimmung des Radius ρ des angepaßten Kreises steigt mit abnehmender Hit–Anzahl. Variationen der Kreis–Krümmung wirken sich bei kleinem ρ stärker auf ρ und damit auf die Bestimmung von p aus, als bei großem ρ.

Bei Berücksichtigung aller relevanten physikalischen Prozesse ergibt sich für die FTPCs eine Impulsauflösung zwischen 11% und 14% (Abb. 8.2). Dabei ist es unerheblich, ob in GSTAR ein Strahlrohr mit einem 1,50 m oder 4,50 m langen Mittelstück aus Beryllium verwendet wird (vergl. Kap. 7.4.1). Dies ist nicht verwunderlich, wenn man den Pseudo–Rapiditätsbereich betrachtet, in welchem Primärteilchen die Edelstahl–Sektion ab $z = \pm 75$ cm durchqueren und in den FTPCs registriert werden: Dies ist im Bereich $3,63 < |\eta| < 3,95$ der Fall, wobei sich die obere Schranke aus dem Akzeptanzbereich der FTPCs für Spuren mit mindestens fünf Hits ergibt. In diesem Pseudo–Rapiditätsintervall befindet sich aber nur eine geringe Anzahl von Primärteilchen–Spuren, die von den FTPCs detektiert werden können (siehe Abb. 10.7). Die gezeigten Ergebnisse deuten darauf hin, daß sich die Impulsauflösung aufgrund von Coulomb–Streuung der Primärteilchen im Edelstahl nicht signifikant verschlechtert, sofern der gesamte Pseudo–Rapiditätsbereich $2,6 < |\eta| < 3,95$ betrachtet wird (vergl. Bildunterschrift zu Abb. 7.9).

Die Auflösung Δp_T, welche sich als Betrag der Differenz zwischen dem Ereignis–Generator–Transversalimpuls p_T^{EG} und dem durch das Impulsrekonstruktions–Programm ermittelten Transversalimpuls $p_T^{rek.}$ ergibt, zeigt ein ähnliches Verhalten wie Δp (vergl. Abb. 8.2). Für den Fall ohne Wechselwirkung und Zerfälle ist Δp_T weitgehend konstant für Spuren mit zehn Hits. Läßt man auch Spuren mit weniger Hits zu (jedoch mindestens 5), so steigt Δp_T mit p_T. Für die beiden Strahlrohr–Varianten ist auch im Verhalten von Δp_T kein Unterschied zu erkennen, wobei die Begründung aus dem vorherigen Absatz auch hier gültig ist.

Die Rapiditäts–Auflösung $\Delta y = \left| y^{EG} - y^{rek.} \right|$ für Pionen ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Im Bereich von $2,7 \leq y \leq 4$ sieht man einen stetigen Anstieg von Δy, ähnlich wie bei Δp_T. Die etwas erhöhten Werte im Bereich $2,4 \leq y < 2,7$ erklären sich wiederum aus der Anzahl der Hits pro Spur: Spuren mit zehn Hits können nur bei $\eta \gtrsim 2,82$ auftreten. Sinkt die Zahl der Hits pro Spur, so steigt die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Impulskomponenten und damit auch bei der Bestimmung von y.

Der lorentzinvariante Impulsunterschied $Q_{inv}^{ij} = \sqrt{-(Q_0^2 - \vec{Q}^2)}$ für zwei Teilchen i

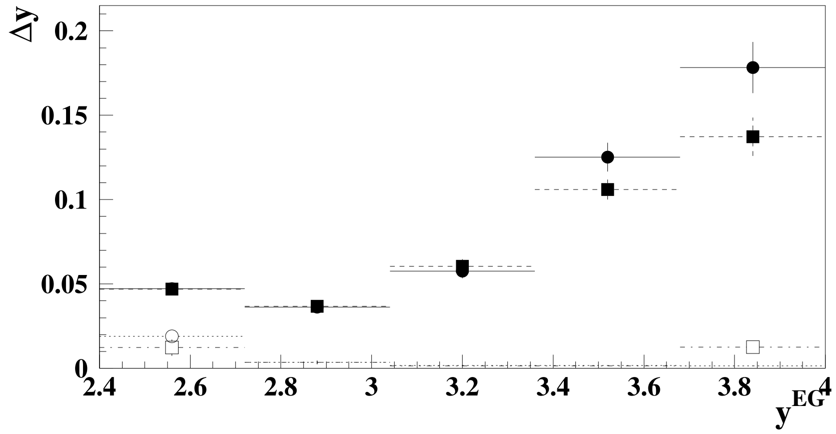

Abbildung 8.3: *Auflösung in Rapidität y. Die Symbole sind analog zu denen in Abbildung 8.2 verwandt.*

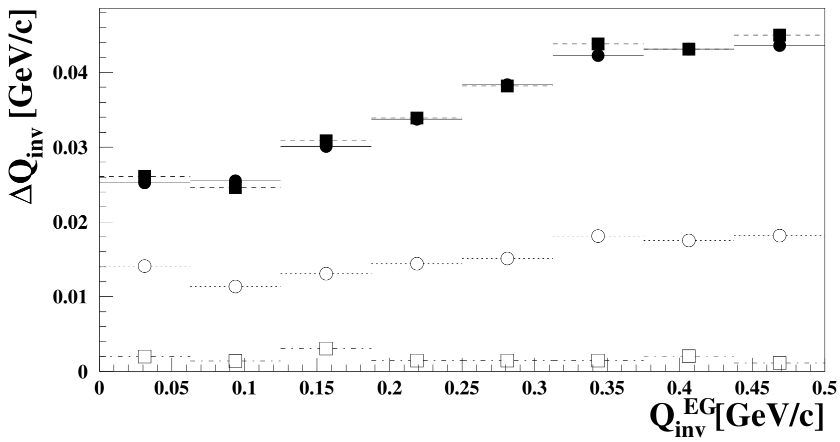

Abbildung 8.4: *Auflösung im lorentzinvarianten Impulsunterschied Q_{inv}. Die Symbole sind analog zu denen in Abbildung 8.2 verwandt.*

und j mit $\vec{Q} = \vec{p}_i - \vec{p}_j$ und $Q_0 = E_i - E_j$ (vergl. Anhang A) wurde für Pionenpaare zum einen aus den rekonstruierten Impulsen und zum anderen aus den Impulsen, wie sie vom Ereignis–Generator vorgegeben wurden, ermittelt. Die Auflösung $\Delta Q_{inv} = \left| Q_{inv}^{EG} - Q_{inv}^{rek.} \right|$ ist in Abbildung 8.4 als Funktion von Q_{inv}^{EG} dargestellt. Deutlich sichtbar ist auch hier wieder die gute erzielbare Auflösung für Spuren mit zehn Hits und die Verschlechterung durch Hinzunahme von Spuren mit weniger als zehn Hits. Ebenfalls deutlich sichtbar ist die Unabhängigkeit von ΔQ_{inv} von der verwendeten Strahlrohr–Version.

Im Zusammenhang mit der Rekonstruktion von kinematischen Variablen sei noch eine Bemerkung zur Ladungs–Rekonstruktions–Effizienz gemacht, womit der Prozentsatz der richtig rekonstruierten Ladungen von der Gesamtzahl der rekonstruierten Spuren gemeint ist. Die Ladung bestimmt sich aus der Krümmungsrichtung der Spuren im Magnetfeld oder daraus abgeleitet aus der Orientierung des Twistwinkels τ. In Abbildung 8.5 ist die Ladungs–Rekonstruktions–Effizienz für verschiedene Bedingungen dargestellt. Betrachtet wurden dabei zum einen Spuren mit zehn Hits und Spuren mit mindestens fünf Hits. Im ungünstigsten Fall liegt die Ladungs–Rekonstruktions–Effizienz noch bei über 96%, so daß die FTPCs für die Bestimmung der Differenz der Rapiditätsverteilung von Protonen und Antiprotonen durch Vergleich der Anzahl von negativen und positiven Teilchen geeignet sind (vergl. Kap. 10.1).

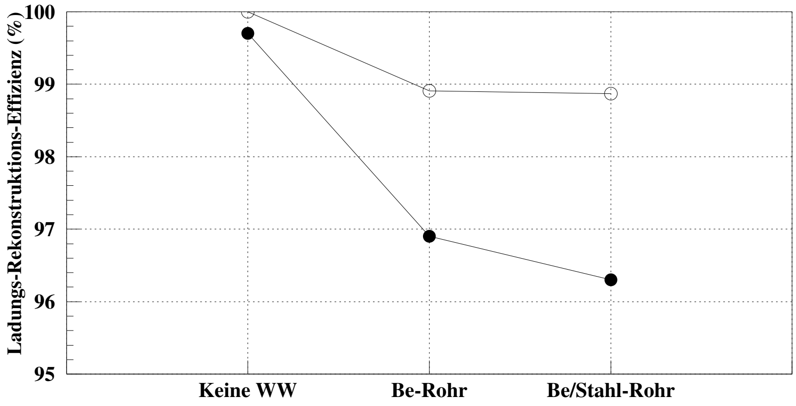

Abbildung 8.5: *Die Abbildung zeigt die Ladungs–Rekonstruktions–Effizienz für Spuren mit 10 Hits ($\circ$) und für Spuren mit mindestens 5 Hits ($\bullet$). Die Abszissen–Bezeichungen sind identisch mit denen in Abbildung 7.7.*

Kapitel 9

Bestimmung des Energieverlusts zur Teilchenidentifikation

Die Identifikation eines geladenen Teilchens (z.B. π^+, π^-, K^+, K^-, p oder $\overline{p}$) ist üblicherweise durch die Bestimmung seiner Ladung und seines Impulses nicht möglich. In gasgefüllten Detektoren, und damit auch in den FTPCs, besteht jedoch grundsätzlich die Möglichkeit, aus den Signalhöhen, die zu einem Cluster beitragen (vergl. Kap. 4.1), auf den Energieverlust des Teilchens entlang des entsprechenden Spursegments zurückzuschließen. Der Energieverlust ist eine Funktion, welche nur von der Ladung und der Geschwindigkeit v des Teilchens abhängt. Läßt sich bei bekannter Teilchenladung aus dem Energieverlust der Wert von v bestimmen, so kann bei bekanntem Impuls die Teilchenmasse ermittelt werden; mit der bereits bekannten Ladung des Teilchens ist dann eine Teilchenidentifikation möglich ([Blu93], [Sit93]).

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$ läßt sich schreiben als

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Z^2 F(v) \qquad , \tag{9.1}$$

wobei Z die Ladung eines Teilchens in Einheiten der Elementarladung angibt und $F(v)$ eine geschwindigkeitsabhängige Funktion ist. Wichtig ist dabei, daß $F(v)$ für alle Teilchensorten identisch ist, wie dies in Abbildung 9.1 deutlich zu sehen ist. Dabei wurden zunächst die Werte von $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$ auf den minimalen mittleren Energieverlust pro Weglänge $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{min}$ normiert, wodurch der Einfluß der Länge der betrachteten Spurstücke oder des gewählten Detektor–Gases auf die Absolutwerte von $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$ eliminiert wird. Als Abszissen–Variable wird nicht v, sondern der Logarithmus von $\beta\gamma$ $\left(\beta\gamma = \frac{p}{m} = \frac{1}{c}\left(v/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right)\right)$ verwendet, da damit der Bereich relativistischer Geschwindigkeiten ($0{,}95c \leq v$) entzerrt wird. Die in Abbildung 9.1 gezeigte Kurve geht auf eine Formel von Ambrus zurück [Amb86], die aus der bereits seit 1932 bekannten Bethe–Bloch–Formel entwickelt wurde (vergl. [Bet32]).

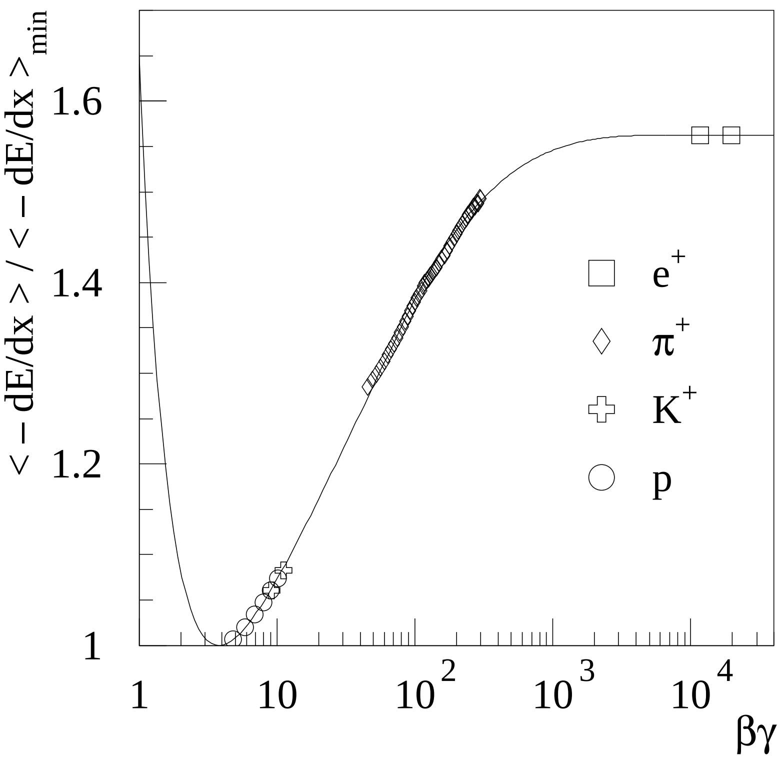

Abbildung 9.1: *Der mittlere normierte Energieverlust als Funktion von $\beta\gamma$ für einfach positiv geladene Teilchen. Die Meßpunkte sind mit dem Experiment NA49 ermittelt worden bei Verwendung von* $Ar/CH_4/C0_2$ *(91/4,5/4,5) (aus [Moc97]).*

Es bleibt noch zu klären, warum bisher von einem *Mittelwert* des Energieverlustes gesprochen wurde: Entlang eines diskreten Spurstücks oder einer Summe diskreter Spurstücke erleidet ein Teilchen mit fester Geschwindigkeit nicht immer den gleichen Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$. Vielmehr unterliegt $-\frac{dE}{dx}$ einer Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(\lambda)$, welche durch

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{-\lambda}\right)\right) \tag{9.2}$$

mit

$$\lambda\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{1}{\xi}\left(\frac{dE}{dx} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{mp}\right) \tag{9.3}$$

ausreichend gut beschrieben ist ([Sit93]). Dabei ist $-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{mp}$ der wahrscheinlichste Energieverlust und ξ ist die Breite der Verteilung. In Abbildung 9.2 ist das Energieverlust–

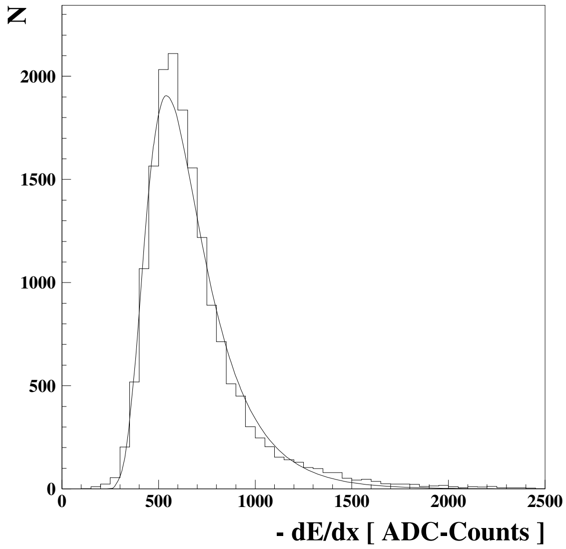

Abbildung 9.2: *Energieverlust–Spektrum für Elektronen mit 2,28 MeV in* Ar/CH_4 *(90/10) (aus [Bar96]). An die Meßpunkte ist eine Landau–Verteilung angepaßt.*

Spektrum für Elektronen mit einer Energie von 2,28 MeV dargestellt. An die experimentell ermittelte Verteilung ist dabei eine *Landau–Verteilung* (Formel 9.2) angepaßt. Der Wert für die Breite ξ hängt stark von der Länge des betrachteten Spurstücks und der Anzahl der verwendeten Spurstücke pro Teilchenbahn ab. Je länger die Spurstücke und je mehr Spurstücke betrachtet werden, desto kleiner ist ξ.

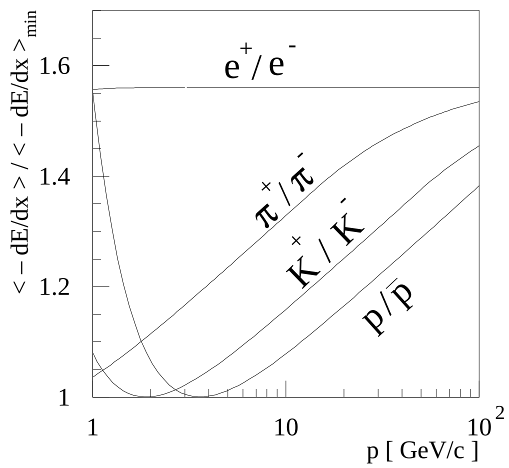

Abbildung 9.3: *Abgebildet ist der normierte mittlere Energieverlust für verschiedene Teilchen als Funktion des Impulses (aus [Moc97]).*

Der Wert von ξ ist bestimmend dafür, in welchem Maß letztendlich eine Teilchenidentifikation erfolgen kann. Ist der Wert für den Impuls p beispielsweise durch die Bahnkrümmung im Magnetfeld ermittelt worden, so betrachtet man $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle / \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{min}$ (bzw. $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$) nicht mehr als Funktion von v, sondern als Funktion von p. Es ergibt sich somit für jede Teilchenmasse eine eigene Kurve (Abb. 9.3). Betrachtet man *eine* Teilchenbahn i in den FTPCs, so stehen maximal zehn Meßpunkte zur Verfügung, aus denen ein Mittelwert $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$ bestimmt werden kann. Da diese Werte nach Formel 9.2 verteilt sind, wird $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$ nicht exakt auf der entsprechenden Kurve liegen. Die Frage ist, ob bei der Mehrzahl der rekonstruierten Teilchenbahnen die Teilchen–Identifikation durch die Bestimmung von $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$ in einem ausreichend großen Bereich der Impulswerte gelingt.

Um dies zu überprüfen, wurde von W. Gong ein Programm entwickelt, welches aus den von GSTAR gelieferten Daten für jedes Teilchen i den Wert für $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$ bestimmt, sofern insgesamt zehn Hits durch das Teilchen verursacht wurden [Gon97]. Als Padlänge wurden dabei 2 cm angenommen, wobei sich aus der Padlänge bei Verwendung der Spurwinkel ω und λ (vergl. Abb. 7.3) die Länge des betrachteten Spurstücks ergibt. Abbildung 9.4 zeigt $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$ in Abhängigkeit vom Impuls für Elek-

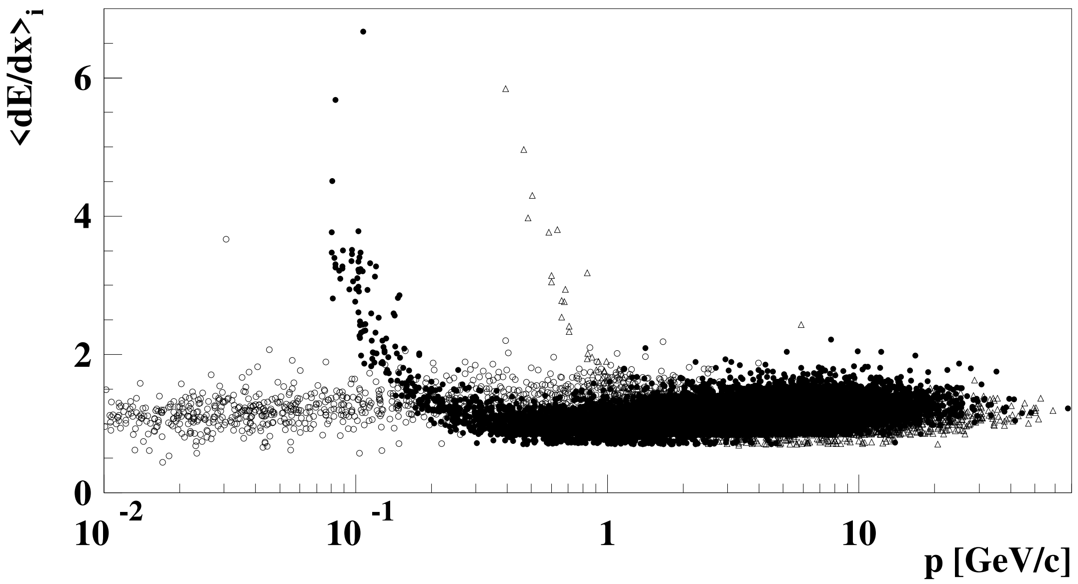

Abbildung 9.4: *Die Abbildung zeigt den spezifischen Energieverlust* $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$*, wie er durch Simulationsrechnungen ermittelt wurde als Funktion des Teilchenimpulses für* e^+/e^- *(○), geladene Pionen (●) und (Anti–)Protonen (△).*

tronen/Positronen, geladene Pionen und (Anti–)Protonen. Deutlich erkennbar ist dabei die große Streuung der Werte. Während die $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$–Werte für Elektronen im

Bereich $p < 0{,}1$ GeV/c klar von den geladenen Pionen und (Anti–)Protonen separiert sind, läßt sich aus dieser Darstellung noch nicht entnehmen, ob mittels Energieverlust–Messung eine Unterscheidung von geladenen Pionen und (Anti–)Protonen möglich ist. Um darüber Aufschluß zu gewinnen, ist in Abbildung 9.5 die Verteilung von $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$

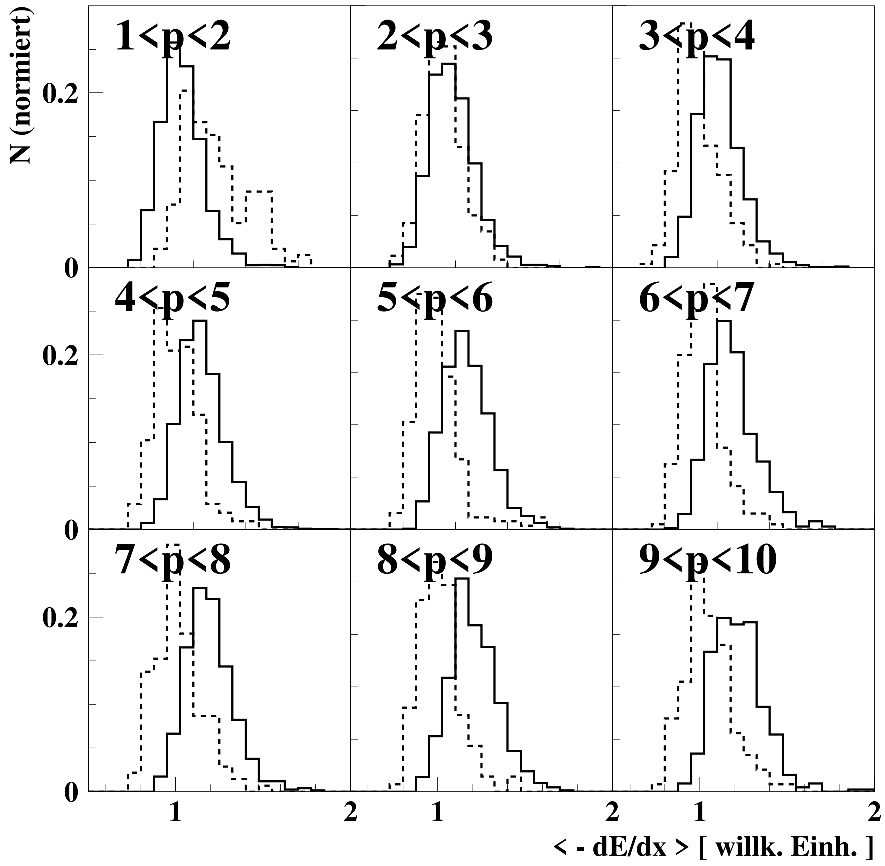

Abbildung 9.5: *Normierte Verteilung von* $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$ *der geladenen Pionen (durchgezogene Linie) und (Anti–)Protonen (gestrichelte Linie) für verschiedene Impulsbereiche (Angaben in GeV/c).*

für diese beiden Teilchensorten als Funktion von p für verschiedene Impulsbereiche dargestellt. Man sieht dabei deutlich, daß die (Anti–)Protonen im Bereich 1 GeV/c $< p <$ 2 GeV/c im Mittel die größeren $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i$–Werte liefern, was sich jedoch ab $p \approx 2$ GeV/c ändert (vergl. dazu Abb. 9.3). Für alle betrachteten Impulsbereiche gilt jedoch, daß durch die große Streuung der Werte geladene Pionen nicht von (Anti–)Protonen unterschieden werden können; eine Teilchenidentifikation für diese Teilchensorten also nicht möglich ist.

Kapitel 10

Ergebnisse und Diskussion

Alleine auf Monte–Carlo–Simulationen basierend, werden in diesem Kapitel die Eignung der FTPCs für die Messung von Einteilchenspektren, für die Bestimmung der Differenzverteilung von negativ und positiv geladenen Teilchen in y sowie die Möglichkeit für Untersuchungen hinsichtlich Zweiteilchenkorrelationen und chiraler Symmetrie–Restauration diskutiert.

Zu diesem Zweck werden häufig *generierte Ereignisse*, womit die Informationen über Teilchen–Typ und Impuls gemeint sind, die der Ereignis–Generator liefert, mit *rekonstruierten Ereignissen* verglichen. Bei den rekonstruierten Ereignissen handelt es sich und die Daten, die man erhält, wenn die generierte Ereignisse die vollständige Simulationskette (vergl. Kap. 6 und Anhang B) durchlaufen haben.

10.1 Einteilchenspektren

Eine Schlüsselaufgabe für die FTPCs ist die Bestimmung der Zahl der geladenen Primärteilchen als Funktion der Rapidität und des Transversalimpulses der einzelnen Teilchen im zugänglichen y–p_T–Bereich. Neben der Messung globaler Reaktionsparameter (Kap. 2.3.1) erlauben derartige Messungen einen Vergleich mit den Vorhersagen, wie sie aus Ereignis–Generatoren gewonnen werden (vergl. Anhang B) und lassen Rückschlüsse auf das Reaktions–Szenario zu (vergl. Kap. 2.1). Ist es darüber hinaus möglich, den Impulsunterschied Q_{inv} von zwei Teilchen ausreichend genau zu ermitteln, so sind mittels HBT–Analyse Aussagen über die Größe des Reaktionsvolumens und den zeitlichen Ablauf der Reaktion möglich (Kap. 2.3.1).

10.1.1 Akzeptanzkorrektur

Bevor Teilchenspektren in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen Rapidität y (bzw. Pseudo–Rapidität η) und Transversalimpuls p_T diskutiert werden können, ist es notwendig zu untersuchen, welchen y–p_T–Bereich die FTPCs abdecken (=*geome-*

trische Akzeptanz) und welche Korrekturen angewendet werden müssen, um von den gemessenen Verteilungen auf die tatsächlichen zurückzuschließen.

Als geometrische Akzeptanz bezeichnet man die Verteilung, welche angibt, mit wel-

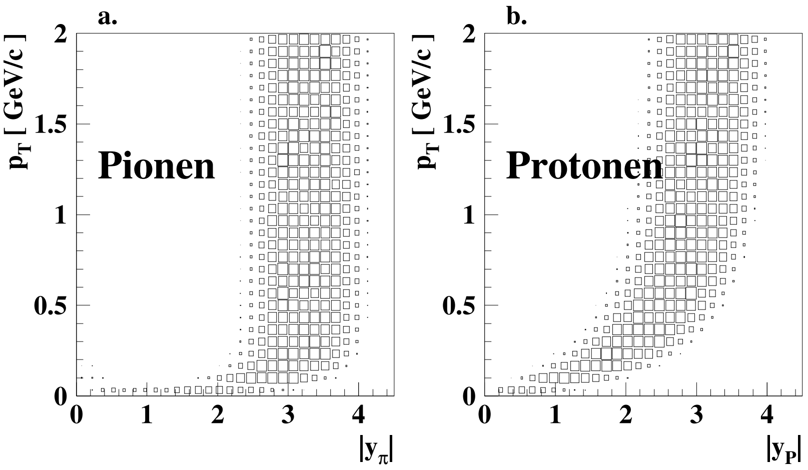

Abbildung 10.1: *Geometrische Akzeptanz der FTPCs für geladene Pionen (a.) und Protonen (b.). Die Größe der Quadrate ist ein Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Primärteilchen in den FTPCs registriert wird. Aufgrund der symmetrischen Anordnung der Detektoren muß zwischen positivem und negativem y nicht unterschieden werden (vergl. Abb. 3.2).*

cher Wahrscheinlichkeit ein Primärteilchen mit transversalem Impuls p_T und Rapidität y im Detektor registriert wird.

Für die in Abbildung 10.1 gezeigte geometrische Akzeptanz für geladene Pionen und Protonen wurden dabei alle Spuren berücksichtigt, die mindestens einen Hit in einer der FTPCs hinterlassen. Zwar werden Spuren mit weniger als fünf Hits vom Spurrekonstruktions–Programm nicht erfaßt, jedoch erlauben die entsprechenden Hits dennoch Untersuchungen hinsichtlich Teilchen–Multiplizität und Multiplizitäts–Fluktuationen. Um von der gemessenen (bzw. rekonstruierten) Primärteilchenzahldichte pro Rapiditätseinheit und Transversalimpuls (:= Teilchenzahl–Dichte $(d^2N/dydp_T)_{rek}$) auf die ursprüngliche zurückzuschließen, müssen für einen geeigneten y–p_T–Bereich Korrekturfaktoren $K(y,p_T)$ für $(d^2N/dydp_T)_{rek}$ bestimmt werden. Da bisher noch keine experimentell ermittelten Daten vorliegen, wird als ursprüngliche Verteilung die Verteilung $(d^2N/dydp_T)_{gen}$ aus den generierten Ereignissen verwendet. Die Korrekturfaktoren $K(y,p_T)$ ergeben sich aus dem Verhältnis der Verteilungen $(d^2N/dydp_T)_{gen}$ und $(d^2N/dydp_T)_{rek}$:

$$K(y,p_T) = \frac{(d^2N/dydp_T)_{gen}}{(d^2N/dydp_T)_{rek}} \tag{10.1}$$

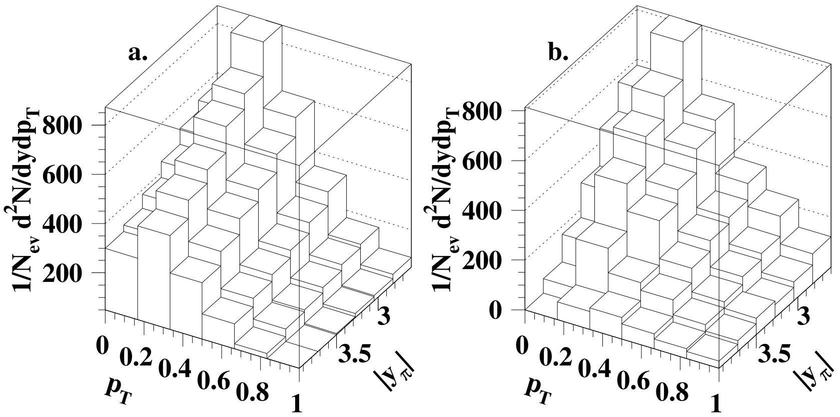

Abbildung 10.2: *In a. sind die Werte für $1/N_{ev}(d^2N/dydp_T)_{gen}$ von geladenen Primärteilchen dargestellt, wie sie die generierten Ereignisse liefern; Abbildung b. zeigt die Verteilung $1/N_{ev}(d^2N/dydp_T)_{rek}$ für alle rekonstruierten Spuren aus denselben Ereignissen.*

In Abbildung 10.2 a. ist $1/N_{ev}(d^2N/dydp_T)_{gen}$ für geladene Primärteilchen dargestellt, wobei über 50 zentrale Gold–Gold–Ereignisse des HIJING–Ereignis–Generators gemittelt wurde. Der gewählte Rapiditätsbereich $(2,6 \leq |y_\pi| \leq 3,95)$ ergibt sich aus der geometrischen Akzeptanz der FTPCs und der Überlegung, daß Spuren mit mehr als fünf Hits nur in Ausnahmen außerhalb dieses Bereichs liegen können. Die Beschränkung auf $p_T < 1$ GeV/c erklärt sich mit der geringen Anzahl von Primärteilchen in zentralen Gold–Gold–Kollisionen mit $p_T > 1$ GeV/c im betrachteten Rapiditätsbereich. Für die Bestimmung der Rapiditätswerte wurde für alle Teilchen die Pionen–Masse m_π angenommen: Dies ermöglicht einen Vergleich mit einer gemessenen Verteilung $d^2N/dydp_T\ (y, p_T)$, bei der mangels Teilchenidentifikation für die Bestimmung von y die Festlegung auf eine Masse zwingend ist. Da Pionen ca. 80 % der geladenen Reaktionsprodukte stellen, ist die Verwendung von m_π naheliegend. In Abbildung 10.2 b. sieht man die Werte für $1/N_{ev}(d^2N/dydp_T)_{rek}$, die man erhält, wenn man die generierten Ereignisse, welche für 10.2 a. verwandt wurden, mit der vollständigen Simulationskette (vergl. Anhang B) auswertet und die Impulswerte aus den rekonstruierten Ereignissen zur Bestimmung von $(d^2N/dydp_T)_{rek}$ heranzieht. Betrachtet man

$$\frac{1}{K(y, p_T)} = \frac{(d^2N/dydp_T)_{rek}}{(d^2N/dydp_T)_{gen}} \qquad , \tag{10.2}$$

so erhält man das in Abbildung 10.3 dargestellte Feld von inversen Korrekturfaktoren. Die gezeigten Werte sind ein Maß für den Anteil rekonstruierter Spuren im Verhältnis zur Zahl der vorhandenen Spuren. In den Bereichen, in welchen Werte größer als eins erzielt werden, ist zwar die Effizienz des Spurrekonstruktions–Programms kleiner als

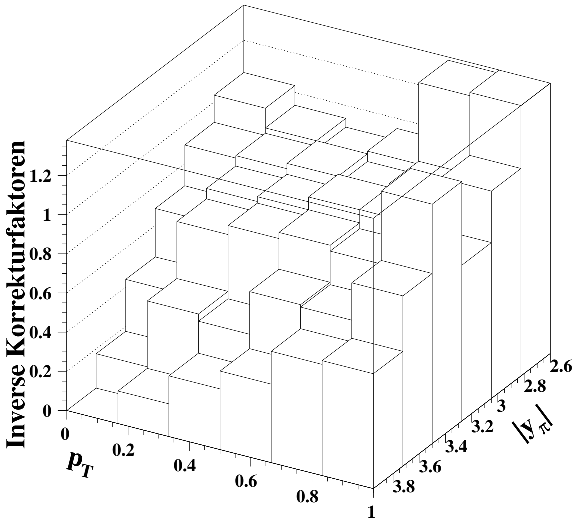

Abbildung 10.3: *Die Abbildung zeigt die inversen Korrekturfaktoren für die gemessene Verteilung $d^2N/dydp_T(y, p_T)$ (vergl. Abb. 10.2).*

100 % (vergl. Abb. 7.9 und 7.10); jedoch ist die Kontamination in diesen Bereichen so groß, daß insgesamt mehr Spuren gefunden werden, als vom Ereignis–Generator vorgegeben werden.

10.1.2 Verteilung des Transversalimpulses

Bei Schwerionen–Reaktionen läßt sich aus dem Verlauf der p_T–Verteilung der Reaktionsprodukte ein Temperaturwert T ermitteln, welcher in Reaktionen mit Phasenübergang größer sein sollte als in Reaktionen ohne Phasenübergang (siehe [Bed92] und Kap. 2.3.1). Um einen Zusammenhang zwischen dN/dp_T und T herzustellen, führt man üblicherweise zunächst die *transversale Masse* $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ eines Teilchens ein. Nach [Hag83] ergibt sich dann:

$$\frac{1}{m_T}\frac{dN}{dm_T} = \frac{1}{p_T}\frac{dN}{dp_T} \sim \frac{m_T}{T}K_1\left(\frac{p_T}{T}\right) \qquad , \tag{10.3}$$

wobei K_1 die modifizierte Besselfunktion erster Ordnung ist. Für $m_T \gg T$ ergibt sich näherungsweise

$$\frac{1}{p_T}\frac{dN}{dp_T} \approx \frac{1}{T}\sqrt{m_T} \cdot e^{-\frac{p_T}{T}} \qquad . \tag{10.4}$$

Neben der Bestimmung von T kann durch den Vergleich der Spektren mit den Vorhersagen thermischer Modelle eine Aussage über den Grad der Thermalisierung bei der Reaktion getroffen werden. Die Abbildung 10.4 zeigt einen Vergleich der Verteilung

$1/p_T\ dN/dp_T$ für $2,6 < |y_\pi| < 3,2$ (a.) und $3,2 < |y_\pi| < 3,8$ (b.) zwischen den Spektren geladener Teilchen aus generierten Ereignissen und den unkorrigierten Spektren

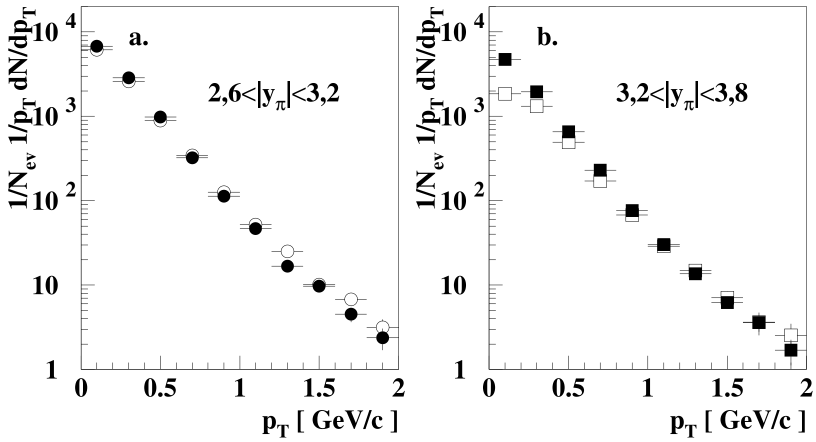

Abbildung 10.4: *Transversalimpuls–Verteilung* $1/N_{ev}\ 1/p_t\ dN/dp_T$ *geladener Teilchen für die Rapiditätsbereiche* $2,6 < |y_\pi| < 3,2$ *und* $3,2 < |y_\pi| < 3,8$*. Die Symbole* $\circ$ *und* $\square$ *repräsentieren dabei die Werte, wie sie aus rekonstruierten Ereignissen ermittelt wurden. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte aus generierten Ereignissen (Ereignis–Generator HIJING) abgebildet (*$\bullet$ *und* $\blacksquare$ *).*

aus rekonstruierten Ereignissen. Dabei wurde jeweils über 50 zentrale Gold–Gold–Ereignisse des HIJING Ereignis–Generators gemittelt. Durch Vergleich der Spektren wurden dann Korrektur–Faktoren gewonnen, welche auf die Ergebnisse aus der Rekonstruktion anwendbar sind. Der nächste Schritt ist, für jedes einzelne Ereignis ein $1/p_T\ dN/dp_T$–Spektrum im Akzeptanzbereich der FTPCs zu erhalten, aus denen ein Wert für T für dieses Ereignis bestimmt werden kann.

Die Abbildung 10.5 zeigt das $1/p_T\ dN/dp_T$–Spektrum, wie es sich bei einem einzigen, von HIJING generierten Ereignis ergibt. Ebenfalls abgebildet ist die korrigierte Verteilung aus dem entsprechenden rekonstruierten Ereignis. Die gute Übereinstimmung deutet darauf hin, daß die statistische Grundlage von ca. 900 rekonstruierten Spuren pro Ereignis ausreicht, um einen Wert für T im Akzeptanzbereich der FTPCs zu bestimmen. Mit welcher Genauigkeit dies erfolgen kann und wie klein die Rapiditätsbereiche dabei gewählt werden können, muß durch die Betrachtung einer ausreichend großen Ereignis–Stichprobe noch untersucht werden.

Die Abbildung 10.6 zeigt für den Akzeptanzbereich der FTPCs die erwarteten Transversalimpulsverteilungen, wie sie sich aus generierten Ereignissen verschiedener Ereignis–Generatoren ergeben. Bei den abgebildeten Verteilungen, die alle auf der Grundlage von 100 Ereignissen basieren, sieht man deutliche Unterschiede. Durch die experimentelle Bestimmung des $1/p_T\ dN/dp_T$–Spektrums mit den FTPCs und mit

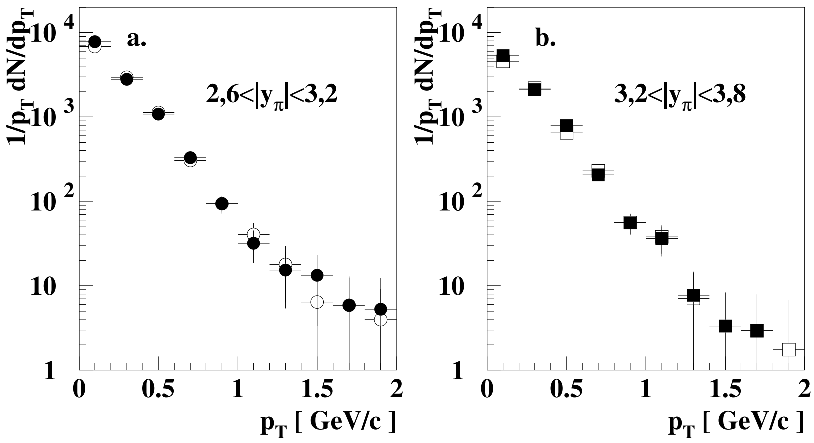

Abbildung 10.5: *Transversalimpuls–Verteilung* $1/p_T\ dN/dp_T$ *für ein Ereignis in zwei Rapiditätsbereichen (a. und b.). Die Symbole* ○ *und* □ *zeigen rekonstruierte Werte nach Anwendung der Korrekturfaktoren; die Symbole* ● *und* ■ *entsprechen Werten des Ereignis–Generators.*

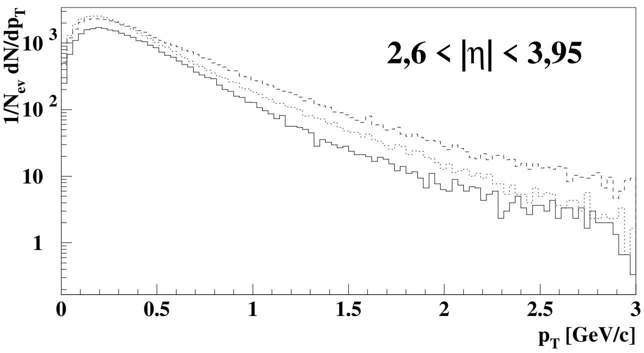

Abbildung 10.6: *Transversalimpulsverteilung geladener Teilchen* $1/N_{ev}\ dN/dp_T$*, wie sie von HIJING (durchgezogene Linie), LUCIAE 2.0 (gestrichelt) und Venus 4.12 (gepunktet) im Pseudorapiditätsbereich* $2,6 < \eta < 3,95$ *vorhergesagt werden.*

einer ausreichenden statistischen Grundlage müßten sich dann bestimmte Modellvorhersagen definitiv ausschließen lassen.

10.1.3 Rapiditätsverteilungen

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, gibt die Bestimmung der Rapiditätsverteilung dN/dy Aufschluß über den dynamischen Ablauf der Reaktion, wobei nach Möglichkeit der gesamte kinematische Bereich erfaßt werden sollte, welcher von den Reaktionsprodukten bevölkert wird.

Die Abbildung 10.7 zeigt die Rapiditätsverteilung für alle Teilchen und für geladene Teilchen eines Gold–Gold–Ereignisses, welches mit HIJING generiert wurde. Im Rapiditätsbereich $2,6 < |y| < 3,95$ sind die Verteilungen zu sehen, die aus den rekonstruierten Impulsen ermittelt wurden, wobei wieder die Pionenmasse zur Bestimmung von y verwendet wurde. Die gestrichelte Kurve zeigt dabei die Verteilung ohne Akzeptanzkorrektur. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Verteilung nach Anwendung der Korrekturfaktoren aus Abbildung 10.3.

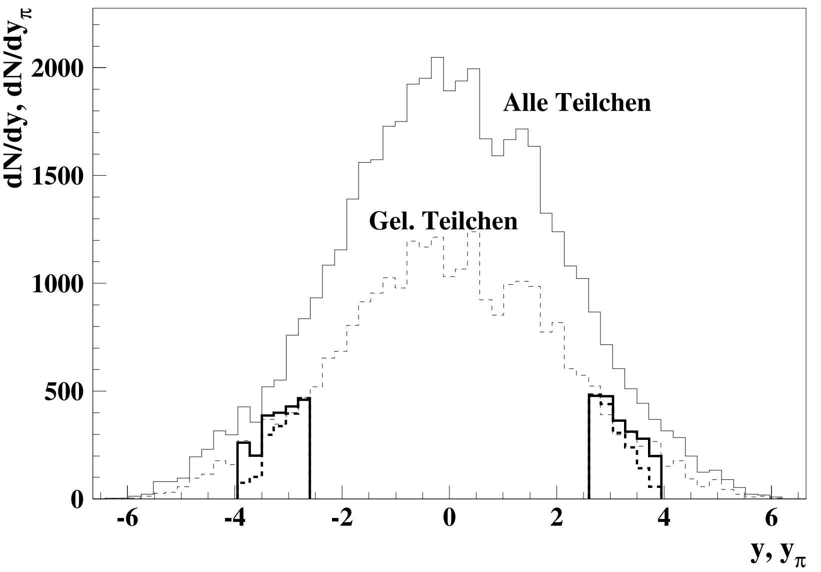

Abbildung 10.7: *Rapiditätsverteilung für ein HIJING Gold–Gold–Ereignis. Gezeigt ist die Verteilung für alle in der Reaktion erzeugten Teilchen, sowie die Verteilung für die geladenen Teilchen. Im Bereich 2,6< $|y|$ <3,95 sind die rekonstruierten Verteilungen mit (durchgezogene dicke Linie) und ohne (gestrichelte dicke Linie) Korrektur abgebildet (bezogen auf y_π).*

Durch die Bestimmung von $dN_{p-\overline{p}}/dy$, womit die Differenz zwischen der Rapiditätsverteilung dN_p/dy für Protonen und der Verteilung $dN_{\overline{p}}/dy$ für Anti–Protonen gemeint ist, lassen sich Aussagen über den Ablauf der Kollision bei Schwerionen–Reaktionen treffen (vergl. Kap. 2.1).

Abbildung 10.8 zeigt die Verteilung von $dN_{p-\overline{p}}/dy$, wie sie von verschiedenen Ereignis–Generatoren für zentrale Gold–Gold–Kollisionen mit einer Energie von $\sqrt{s} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar vorhergesagt wird. Während die einzelnen Vorhersagen zum Teil deutlich voneinander abweichen, ist in allen Fällen ein Anstieg der Werte der Rapiditätsverteilung im Intervall $2 \leq |y| \leq 5$ zu erkennen. Von den Spurdetektoren im STAR–Experiment liegt nur der Akzeptanzbereich der FTPCs in diesem Intervall. Im Gegensatz zur STAR–TPC ist jedoch mit den FTPCs keine Identifikation der (Anti–)Protonen möglich (vergl. Kap. 9). Die Ladungsidentifikation der rekon-

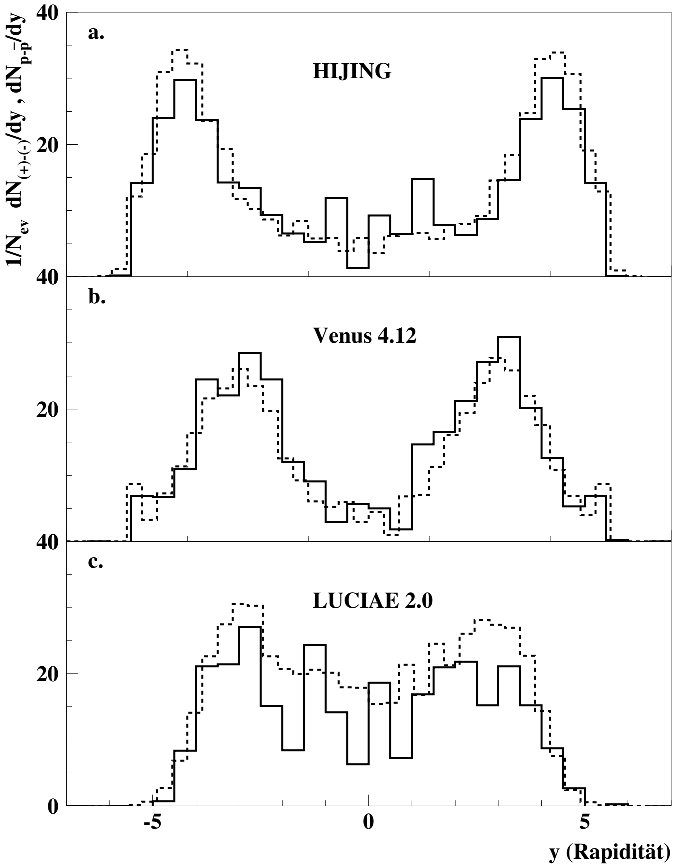

Abbildung 10.8: *Gezeigt sind die Vorhersagen für die Rapiditätsverteilungen $dN_{p-\overline{p}}/dy$ (gestrichelte Linie) und $dN_{(+)-(-)}/dy$ (durchgezogene Linie) für zentrale Gold–Gold–Kollisionen mit $\sqrt{s}$ = 200 GeV pro Nukleonenpaar. Die Werte stammen von den Ereignis–Generatoren HIJING (a.), Venus 4.12 (b.) und LUCIAE 2.0 (c.).*

struierten Spuren erlaubt jedoch die Bestimmung der Rapiditätsverteilung der positiven und negativen, geladenen Teilchen, sowie deren Differenzverteilung $dN_{(+)-(-)}/dy$. Wie in Abbildung 10.8 zu sehen ist, stimmt der Verlauf von $dN_{(+)-(-)}/dy$ mit dem von $dN_{p-\overline{p}}/dy$ jeweils qualitativ gut überein. Durch die Unterteilung in mehrere Rapiditätsintervalle und die nicht notwendigerweise assoziierte Erzeugung von Teilchen und Anti–Teilchen sind $dN_{(+)-(-)}/dy$ und $dN_{p-\overline{p}}/dy$ üblicherweise nicht identisch. Mittels der Bestimmung von Umrechnungsfaktoren auf der Grundlage einer großen Zahl von generierten Ereignissen läßt sich aber von $dN_{(+)-(-)}/dy$ auf $dN_{p-\overline{p}}/dy$ zurückrechnen. Die Abbildung 10.9 zeigt eine Verteilung $dN_{(+)-(-)}/dy$, wie sie aus 26 rekonstruierten Ereignissen basierend auf HIJING–generierten Ereignissen ermittelt wurde. Aufgrund der unzureichenden Statistik sind große Fluktuationen deutlich sichtbar. Addiert man, unter Benutzung der Symmetrie von Gold–Gold–Kollisionen, wie in Abbildung 10.9 b.

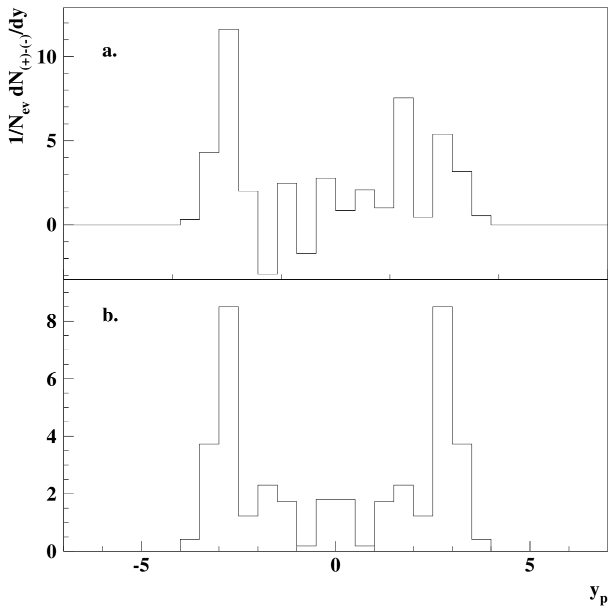

Abbildung 10.9: *Abgebildet ist die Verteilung $dN_{(+)-(-)}/dy$, wie sie aus 26 Ereignissen, welche die komplette FTPC–Simulationskette durchliefen, ermittelt wurde (a.). Das Histogramm in b. ergibt sich aus $(dN_{(+)-(-)}/dy\ (y_p) + dN_{(+)-(-)}/dy\ (-y_p))/2$.*

$dN_{(+)-(-)}/dy\ (y_p)$ und $dN_{(+)-(-)}/dy\ (-y_p)$, so ergibt sich ein deutlich glatterer Verlauf der Verteilung, was darauf hindeutet, daß für die Bestimmung von $dN_{(+)-(-)}/dy$ mittels der FTPCs mindestens eine Anzahl von ca. 50 Ereignissen notwendig ist.

10.1.4 Zweiteilchenkorrelationen

Für die Anwendung der in Kapitel 2.3.1 beschriebenen HBT–Analyse ist es entscheidend, mit welcher Genauigkeit ΔQ_{inv}, der lorentzinvariante Impulsunterschied Q^{ij}_{inv} (vergl. Seite 75), gemessen werden kann. Der Wert für ΔQ_{inv} bestimmt die Genauigkeit, mit der die Zweiteilchen–Impulsverteilung $N_2(p_1, p_2)$ und damit die Korrelationsfunktion $C(p_1, p_2)$ bestimmt werden kann. Wenn man bedenkt, daß die räumliche Verteilung der Emissionsorte der Teilchen sich als Fourier–Transformierte der Korrelations–Funktion ergibt [Sch97], so kann man, unter Annahme gaußförmiger Verteilungen, aus ΔQ_{inv} eine Abschätzung für den Fehler ΔR_R bei der Bestimmung des Radius R_R des Reaktionsvolumens mit folgender Formel erhalten:

$$\hbar c = \Delta R_R \cdot \Delta Q_{inv} \tag{10.5}$$

Nimmt man für ΔQ_{inv} einen Durchschnittswert von 35 MeV/c an (vergl. Abb. 8.4), so ergibt sich ΔR_R zu 5,7 fm. Berücksichtigt man, daß die kollidierenden Gold–Kerne etwa einen Radius von 7,6 fm besitzen [May84], bietet sich eine HBT–Analyse mit FTPC–Daten nicht an.

10.2 Chirale Symmetrie–Restauration

In den zentralen Gold–Gold–Kollisionen am RHIC erwartet man neben dem Entstehen des Quark–Gluon–Plasmas auch die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie, da beide Übergänge bei etwa der gleichen Temperatur $T_c \approx 150$ MeV stattfinden (Kap. 2.2 und 2.3.5). Genauso wie das QGP wahrscheinlich nur in einem oder mehreren Teilbereichen des Reaktionsvolumens entsteht ("Plasma–Bubbles"), erwartet man das Auftreten der chiralen Symmetrie–Restauration in sogenannten *Domänen*, deren Ausdehnung kleiner ist als die des Gesamtsystems. Beim Abkühlen wird die chirale Symmetrie in den Domänen wieder gebrochen und es tritt eine erhöhte Pionen–Produktion auf, wobei Fluktuationen im Verhältnis $f = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^0}+N_{\pi^-}+N_{\pi^+}}$ von der Anzahl der ungeladenen Pionen zur Anzahl aller Pionen auftreten können [Gav95]. Befindet sich im

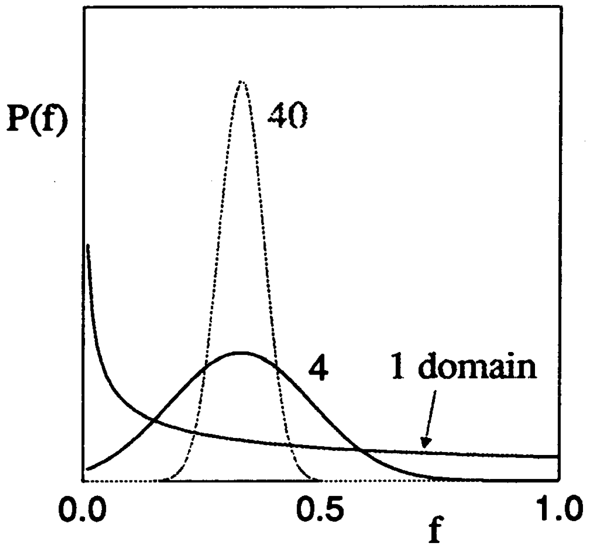

Abbildung 10.10: *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(f)$ für den Anteil f von neutralen Pionen für 1, 4 und 40 Domänen im Reaktionsvolumen (aus [Gav95]).*

Reaktionsvolumen nur eine Domäne, so können auch sehr kleine Werte ($\leq 0,1$) und sehr große Werte ($\geq 0,75$) von f auftreten (siehe Abb. 10.10). Treten jedoch sehr viele kleine, voneinander unabhängige Domänen auf, so entspricht dies einer unkorrelierten Erzeugung von Pionen und man erwartet einen Wert für f, der nahe bei 1/3 liegt (Abb. 10.10). Damit ist klar, daß eine Signatur für eine Restauration der chiralen Symmetrie der Nachweis einer einzelnen Domäne mit einem sehr großen oder sehr kleinen Wert von f ist.

Eine einzelne Domäne kann möglicherweise am besten durch die Wahl eines geeigneten (Pseudo–) Rapiditätsbereichs isoliert werden. Während in STAR im Bereich

$1,7 \leq |\eta|$ der Nachweis der geladenen Pionen durch die TPC und das EMC möglich ist und die neutralen Pionen über die zwei Photonen aus $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ im EMC nachgewiesen werden können, ist im Akzeptanzbereich der FTPCs eine Messung von N_{π^0} ohne zusätzlichen Photon–Multiplizitätsdetektor nicht möglich.

Neben einem atypischen Wert für f gibt es auch Vorhersagen für eine weitere Signatur der chiralen Symmetrie–Restauration [Gav95]: Beim Auftreten einzelner großer

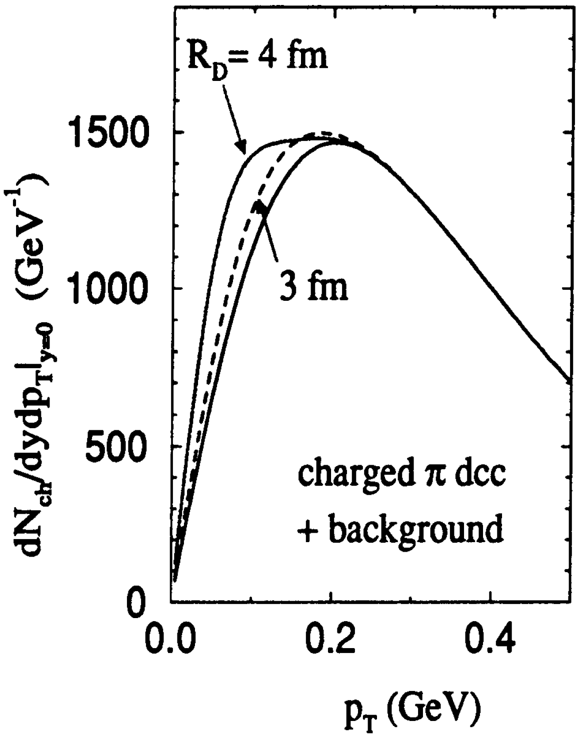

Abbildung 10.11: *Verteilung des Transversalimpulses $dN_{ch}/dydp_T$ von geladenen Pionen bei HIJING Gold–Gold–Ereignissen (unterste Kurve) und denselben Ereignissen mit einer Domäne der Ausdehnung von 3 fm und 4 fm (aus [Gav95]).*

Domänen ergibt sich eine signifikante Veränderung des Transversalimpuls–Spektrums geladener Pionen. Die Abbildung 10.11 zeigt verschidene Transversalimpuls–Spektren (mit und ohne Domäne), wobei nur der Bereich zentraler Rapidität ($y = 0$) betrachtet wurde. Die gezeigte Veränderung in $dN_{ch}/dydp_T$ sollte aber auch für $y \neq 0$ weitgehend erhalten bleiben und skaliert nicht mit der Verteilung $dN_{ch}/dydp_T|_{noDom}$ von Pionen außerhalb der Domäne, sondern ergibt sich als <u>Summe</u> von $dN_{ch}/dydp_T|_{noDom}$ und der Verteilung $dN_{ch}/dydp_T|_{Dom}$, welche die Verteilung des Transversalimpulses geladener Pionen aus der Domäne beschreibt.

Je kleinere Werte sich für $dN_{ch}/dydp_T|_{noDom}$ ergeben, desto besser wird das Signal zu Untergrund Verhältnis. Die Abbildung 10.12 zeigt die Transversalimpuls–Verteilung für den Akzeptanzbereich der TPC und der FTPCs. Auch wenn mit den FTPCs kei-

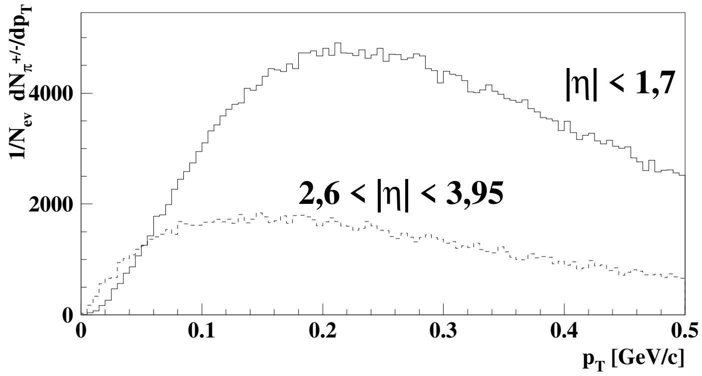

Abbildung 10.12: *Transversalimpuls–Verteilungen geladener Pionen in zentralen Gold–Gold–Kollisionen, wie sie von HIJING vorhergesagt werden. Betrachtet sind die Pseudo–Rapiditätsbereiche* $|\eta| < 1,7$ *(Akzeptanzbereich der TPC) und* $2,6 < |\eta| < 3,95$ *(Akzeptanzbereich der FTPCs).*

ne Teilchenidentifikation möglich ist, sollte bei einem Pionenanteil von über 80 % bei den geladenen Teilchen in diesem Pseudorapiditätsbereich das Signal zu Untergrund Verhältnis für $p_T > 60$ MeV/c immer noch besser sein als für die TPC. Eine Domäne, welche eine Ausdehnung von einigen fm besitzt und in dem Rapiditäts–Akzeptanzbereich der FTPCs liegt, sollte daher eine meßbare Veränderung des p_T–Spektrums der geladenen Teilchen zur Folge haben.

10.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Durch die FTPCs erhält das STAR–Experiment zwei Spurdetektoren, welche den Bereich hoher (Pseudo–) Rapidität ($2,6 < |\eta| < 3,95$) abdecken. Mit den bereits bisher untersuchten Detektor–Komponenten, Kammergasen und der bestehenden FTPC–Software ist gewährleistet, daß trotz der hohen Werte für die Spurdichte, wie sie im Akzeptanzbereich der FTPCs vorliegen, Spuren von Primärteilchen identifiziert und rekonstruiert werden können. Mit der Fähigkeit, Teilchenmultiplizitäten, Teilchenladungen und Impulse zu messen, können die mit den FTPCs ermittelten Daten als Grundlage für verschiedene physikalische Analysen dienlich sein:

Da durch den Spurrekonstruktions-Algorithmus ein großer Prozentsatz der Spuren von Primärteilchen gefunden wird und gleichzeitig eine geringe Anzahl von Sekundärteilchen–Spuren fälschlicherweise als von Primärteilchen verursacht erkannt werden, sind verschiedene Analysen hinsichtlich Primärteilchenmultiplizität, azimutale Korrelationen oder Teilchen–Fluktuationen in $\frac{dN}{d\varphi}$ oder $\frac{dN}{d\eta}$ möglich.

Es konnte gezeigt werden, daß die Zahl von ca. 950 rekonstruierten Spuren (für beide FTPCs) pro Ereignis eine ausreichende statistische Grundlage bildet, um mit den FTPCs ein Rapiditätsspektrum für jedes einzelne Gold–Gold–Ereignis zu erhalten. Ebenso ist die Messung von Transversalimpuls–Spektren in verschiedenen y_π–Intervallen für Einzelereignisse möglich. Die FTPCs tragen damit zu der geforderten Einzelereignis–Analyse in STAR substantiell bei. Durch die inklusive Messung von Rapiditäts– und Transversalimpuls–Spektren sind Aussagen über die Qualität von Vorhersagen verschiedener Ereignis–Generatoren möglich.

Schenkt man den Vorhersagen über die Signaturen einer Restauration der chiralen Symmetrie bei Schwerionen–Reaktionen Glauben, so erlauben die FTPCs die Messung einer Veränderung des Transversalimpuls–Spektrums bei einem erheblich reduzierten Untergrund, verglichen mit den anderen beiden Spurdetektoren in STAR.

Zur Untersuchung des Reaktions–Szenarios für Einzelereignisse wäre die Teilchenidentifikation mittels Energieverlust–Messung zur Unterscheidung von Pionen und Protonen sinnvoll. Untersuchungen in diese Richtung haben jedoch gezeigt, daß dies bei zehn Padreihen pro FTPC und einer Padlänge von 2 cm nicht möglich ist. Mit einer solchen Energieverlust–Messung lassen sich jedoch möglicherweise mehrfach geladene Teilchen und Strangeletts identifizieren. Die Differenz zwischen Protonen und Antiprotonen im Akzeptanzbereich der FTPCs muß über die Differenz der Rapiditätsverteilungen von positiven und negativen Teilchen ermittelt werden. Die durchgeführten Analysen mit simulierten Daten deuten dabei darauf hin, daß dies bei einer Mittelung über eine ausreichende Anzahl von Ereignissen möglich ist.

Zwei physikalische Aspekte der FTPCs wurden in den vorangegangenen Kapiteln nicht ausführlich diskutiert: Die Identifikation von Zerfällen seltsamer Teilchen und die Eignung der FTPCs für periphere und asymmetrische Systeme. Zwar konnte gezeigt werden, daß durch geeignete Rekonstruktion einer Spur der Entstehungsvertex in x– und y–Richtung auf mehr als 0,5 mm und in z–Richtung auf einige cm genau bestimmt werden kann. Der Ausgangsvertex der Zerfallsprodukte von K^0_s ($\mathrm{K}^0_\mathrm{s} \to \pi^+\pi^-$; $\mathrm{c}\tau = 2{,}7$ cm) und Λ ($\Lambda \to p\pi^-$; $c\tau = 7{,}9$ cm) sollte daher klar vom Primärvertex separierbar sein, jedoch sucht das Spurrekonstruktions–Programm derzeit nur nach Spuren, welche vom Primärvertex ausgehen, so daß hier eine Modifikation notwendig ist. Darüber hinaus treten pro Ereignis nur einige K^0_s und Λ auf, deren Zerfallsprodukte Spuren in den FTPCs hinterlassen. Ob eine sinnvolle Analyse hinsichtlich überhöhter Produktion seltsamer Teilchen mit den FTPCs möglich ist, bedarf daher einer Untersuchung, die auf einer ausreichend großen Ereignis–Anzahl basiert.

Anhang A

Kinematische Variablen

Die Kinematik eines Teilchens wird durch seinen *Viererimpuls* $p = (E, p_x, p_y, p_z)$ in einem Bezugssystem vollständig beschrieben. Legt man bei einer Kollisions–Reaktion durch die Bewegungsrichtung eines der einfallenden Teilchen eine räumliche Achse fest, beispielsweise die z–Achse, so verwendet man anstatt p üblicherweise die kinematischen Variablen *Transversalimpuls* p_T und *Rapidität* y:

$$p_T = \sqrt{{p_x}^2 + {p_y}^2} \tag{A.1}$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{A.2}$$

Führt man nun eine Lorentztransformation entlang der z–Richtung in ein zweites Bezugssystem aus, welches sich mit der Boostgeschwindigkeit u_b gegenüber dem ersten bewegt, so ergeben sich die transformierten Größen p', p'_T und y' aus p, p_T und y wie folgt:

$$p' = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} p \qquad \text{mit } \beta = \frac{u_b}{c} \text{ und } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{A.3}$$

$$p_T{}' = p_T \tag{A.4}$$

$$y' = y - y_b \qquad \text{mit } \; y_b = \frac{1}{2} \ln \tfrac{1+u_b}{1-u_b} \tag{A.5}$$

Der Transversalimpuls bleibt dabei unverändert und y' ergibt sich aus der Differenz von y und y_b, wobei y_b als *Boost–Rapidität* bezeichnet wird. Löst man y_b nach u_b auf, so lassen sich β und γ schreiben als:

$$\beta = \tanh y_b \tag{A.6}$$

$$\gamma = \cosh y_b \tag{A.7}$$

Die entsprechende Transformationsmatrix aus A.3 kann dann geschrieben werden als:

$$\begin{pmatrix} \cosh y_b & 0 & 0 & -\sinh y_b \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sinh y_b & 0 & 0 & \cosh y_b \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

Im relativistischen Grenzfall, wenn also der Dreierimpuls $|\vec{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ sehr viel größer wird als die Ruhemasse m_0 des Teilchens, ergibt sich aus A.2 der Ausdruck für die *Pseudorapidität* η:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \xrightarrow{|\vec{p}| \gg m_0} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + |\vec{p}| \cos \Theta}{|\vec{p}| - |\vec{p}| \cos \Theta} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right] = \eta \tag{A.9}$$

Dabei ist Θ der Winkel zwischen $\vec{p}$ und der z–Achse.

Bei den Kollisionen von zwei gleichen Kernen bei RHIC mit den Viererimpulsen $p_1 = (E_{beam}, 0, 0, p_{beam})$ und $p_2 = (E_{beam}, 0, 0, -p_{beam})$ ist das Schwerpunktsystem gleich dem Laborsystem und die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \equiv \sqrt{(p_1 + p_2)^2}$ ergibt sich zu $\sqrt{s} = \sqrt{(E_{beam} + E_{beam}, 0, 0, 0)^2}$. Für Gold–Kerne, die auf eine Energie von 100 GeV pro Nukleon beschleunigt werden, ergibt sich somit ein Wert für $\sqrt{s}$ von 200 GeV pro Nukleonenpaar.

Betrachtet man den etwas allgemeineren Fall, bei dem ein Projektil–Kern a auf einen ruhenden Target–Kern b trifft, so kann man für die Viererimpulse p_a und p_b im Laborsystem schreiben:

$$p_a = \begin{pmatrix} E_a \\ \vec{p}_a \end{pmatrix}, \qquad p_b = \begin{pmatrix} m_b \\ 0 \end{pmatrix} \tag{A.10}$$

Damit ergibt sich:

$$s = \begin{pmatrix} E_a + m_b \\ \vec{p}_a \end{pmatrix}^2 = E_a^2 + 2E_a m_b + m_b^2 - \vec{p}_a^{\,2} \xrightarrow{E_a^2 \approx \vec{p}_a^{\,2}} 2E_a m_b + m_b^2 \tag{A.11}$$

Setzt man $c = 1$ und berücksichtigt man, daß die Geschwindigkeit β_{CMS} $(= v_{CMS})$ des Schwerpunktsystems im Laborsystem ausgedrückt werden kann als

$$\beta_{CMS} = \frac{p_a}{E_a + m_b} \qquad (p_a = |\vec{p}_a|) \qquad , \tag{A.12}$$

so läßt sich die Rapidität y_{CMS} des Schwerpunktsystems (betrachtet im Laborsystem) schreiben als:

$$y_{CMS} = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta_{CMS}}{1-\beta_{CMS}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_a + m_b + p_a}{E_a + m_b - p_a} \rightarrow$$

$$\xrightarrow{E_a \approx p_a} \frac{1}{2} \ln \frac{2E_a + m_b}{m_b} \cdot \frac{m_b}{m_b} = \frac{1}{2} \ln \frac{\overbrace{2E_a m_b + m_b^2}^{=s}}{m_b^2} = \ln \frac{\sqrt{s}}{m_b} \tag{A.13}$$

Anhang B

Die vollständige Monte–Carlo–Simulation

Die in Kapitel 7.2 und 8.2 beschriebenen Programme bilden nur die letzten beiden Glieder in der Simulationskette. Ausgangspunkt für eine vollständige Simulation ist immer ein Ereignis–Generator–Programm, welches die Kern–Kern–Kollisionen simuliert und die Teilchen im Endzustand mit ihren Impulsen ausgibt.

Ein Detektor–Simulationsprogramm behandelt dann die Propagation der Teilchen durch den Detektoraufbau, wobei Wechselwirkungen mit der Umgebung und Zerfälle genauso berücksichtigt werden können wie die Registrierung der Teilchen im sensitiven Bereich der Detektoren. Diese Informationen über den Ort einer Teilchenregistrierung werden danach in einem Programm weiterverarbeitet, welches die Signale der FTPCs geeignet simuliert, so daß sie zur Weiterverarbeitung durch das Spurrekonstruktions–Programm bereitstehen.

B.1 Der Ereignis–Generator HIJING

Für die Beschreibung von ultrarelativistischen Kern–Kern–Stößen werden unterschiedliche Modelle herangezogen, die meist auf der Gribov–Regge Theorie (GRT) basieren (Dual–Parton–Modell [Cap87], Quark–Gluon–String–Modell [Kai91], VENUS [Wer93]), oder auf der klassischen Stringtheorie (LUCIAE [Sa95], FRITIOF [And87], ATTILA [Gyu87]). Für die Beschreibung der Kern–Kern–Stöße bei RHIC– und LHC–Energien wurde das Modell HIJING (<u>H</u>eavy <u>I</u>on <u>J</u>et <u>In</u>teraction <u>G</u>enerator) entwickelt, welchem ein störungstheoretischer QCD–Ansatz zugrunde liegt ([Gyu95], [Wan91]). Dabei wird davon ausgegangen, daß die Mehrzahl der physikalisch relevanten Prozesse in einer frühen Phase der Kollision abläuft. Durch Parton–Streuung kommt es zur Produktion einer großen Zahl von Jets und *Minijets*, worunter man Jets versteht, welche nur einen geringen Teil der gesamten Multiplizität und Energie bei einem Ereignis tragen. Minijets sind experimentell nicht mehr vom hadronischen Untergrund zu unterscheiden, obwohl erwartet wird, daß bei RHIC–Ereignissen ca. 50% der Teilchen aus Minijets stammen. Deshalb ist es wichtig, im Modell den Entstehungsprozeß der aus den Minijets resultierenden Teilchen korrekt als Parton–Streuung zu beschreiben, insbesondere da die Teilchen eines Minijets deutliche Korrelationen in Multiplizität, p_T oder Fluktuationen besitzen, die möglichen QGP–Signaturen überlagert sein können.

Das Verhalten von Jets mit hohem p_T in dichter hadronischer Materie wird in HIJING detaillierter beschrieben als in vielen anderen Modellen. Der Energieverlust von Jets in dichter hadronischer Materie (*Jet–Quenching*) ist unterschiedlich bei einem heißen Hadronengas und einem QGP. Mit HIJING besteht daher die Möglichkeit, dies im Hinblick als mögliche QGP–Signatur zu untersuchen.

Um die Vergleichbarkeit von Simulationen sicherzustellen, legte man sich innerhalb der *Software and Analysis*–Gruppe bei STAR auf einen Satz von 100 HIJING–generierten Ereignissen fest. Abbildung B.1 zeigt die Spektren eines Ereignisses für geladene Mesonen und Baryonen als Funktion der Rapidität y und des Transversalimpulses p_T (vergl. Abb. 3.5).

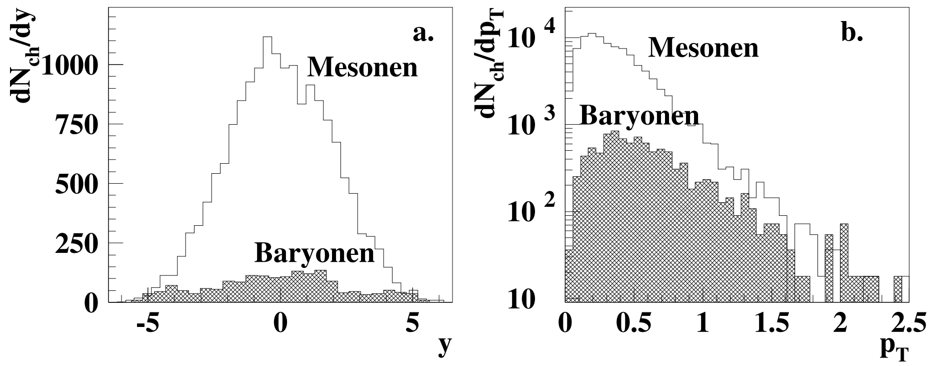

Abbildung B.1: *Teilchenspektrum geladener Teilchen als Funktion der Rapidität (a.) und des Transversalimpulses (b.) eines HIJING–generierten Gold–Gold–Ereignisses mit einer Energie $\sqrt{s} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar und insgesamt 10222 Teilchen im Endzustand.*

B.2 GSTAR/g2t

Der nächste Schritt in der Simulationskette ist die Weiterverarbeitung der Teilchen– und Impulsinformation des Ereignis–Generators in einem Programm, welches die Teilchenpropagation durch den Detektoraufbau simuliert und dabei Wechselwirkungen mit dem vorhandenen Material, den Einfluß von magnetischen Feldern und Zerfälle instabiler Teilchen berücksichtigt. Tritt ein Teilchen mit einem Detektor in einem Raumbereich in Wechselwirkung, in welchem dieser sensitiv ist, so muß zusätzlich noch dieser *Treffer* festgehalten werden. Diese Funktionen werden von dem Programmpaket GSTAR/g2t ausgeführt [Jac96]. Die Beschreibung des experimentellen Aufbaus in einer für GSTAR/g2t verwertbaren Form erfolgt durch das *Advanced GEANT Interface* (AGI) [Nev96]. Wie in Abbildung B.2 schematisch dargestellt, erfolgt die Beschreibung der Detektor–Geometrie mit Hilfe von AGI Geometrie–Files, welche in *geant*

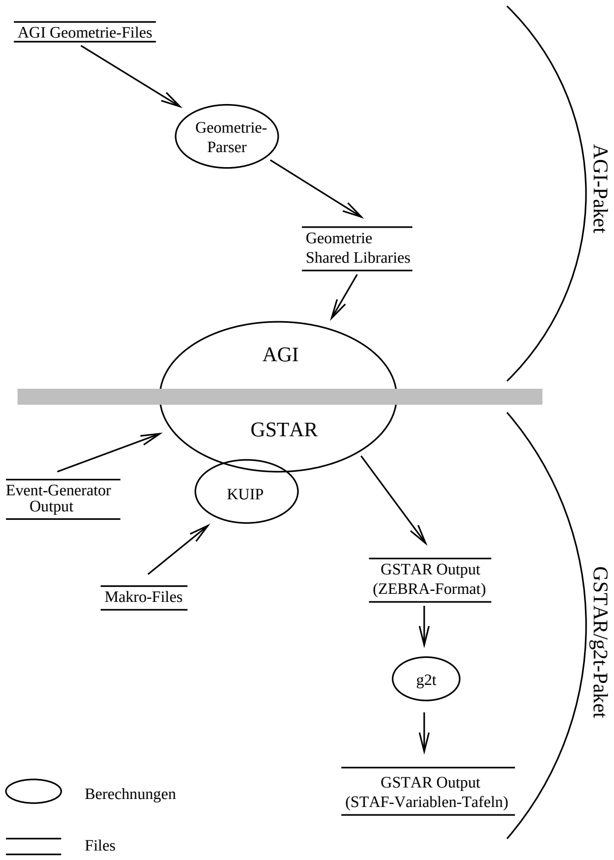

Abbildung B.2: *Schematische Darstellung der Datenbehandlung in den Programm–Paketen AGI und GSTAR/g2t.*

language geschrieben werden (vergl. [Nev96]). Der Geometrie–Parser erzeugt daraus temporären Fortran–Quelltext, der dann in Shared–Library– (SL–) Files übersetzt wird. Diese SL–Files können beim Start von GSTAR/g2t im Zusammenwirken mit ausführbaren Programmteilen des AGI–Pakets dynamisch gelinkt werden. Dies bedeutet, daß bei einer Änderung der Beschreibung des experimentellen Aufbaus nicht alle ausführbaren Programmteile neu übersetzt und gelinkt werden müssen, sondern daß nur noch der entsprechende SL–File gebildet werden muß. Ein Schnitt durch den

STAR–Detektor, wie er mittels AGI beschrieben wurde, ist in Abbildung B.3 a. zu sehen (vergl. Kap. 3.2). Aus den Konstruktionszeichnungen der FTPCs (siehe Abb. 3.6)

a. b.

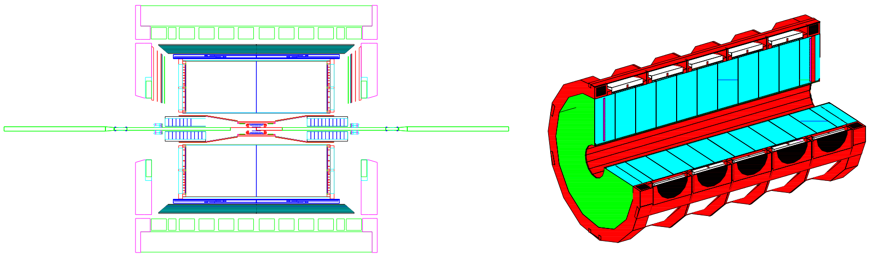

Abbildung B.3: *In GSTAR wird eine Detektorgeometrie verwendet, wie sie in Bild a. zu sehen ist. Die FTPC ist dabei in b. noch einmal separat dargestellt.*

wurde die Detektor–Beschreibung für die Simulation erarbeitet, welche in Abbildung B.3 b. visualisiert ist.

Die Steuerung des Programmablaufs kann interaktiv oder in Form von Makro–Files durch das *Kit for a User Interface Package* (KUIP, [Bru88]) erfolgen. Über diesen Weg wird beispielsweise bestimmt, welche physikalischen Prozesse (z.B. Coulomb–Streuung, Zerfälle, Paarproduktion) beim Programm–Ablauf berücksichtigt werden sollen [Bru86]. Der GSTAR–Teil des GSTAR/g2t–Paketes liefert für die Spuren und Treffer Werte, welche im ZEBRA–Format in Files ausgegeben werden [Shi94]. Dieses Format ist jedoch nicht kompatibel zu den Variablen–Tafeln, welche zum Datentransfer zwischen den pams unter STAF verwendet werden (siehe Kap. 7.2 und 8.2). Dafür werden die GSTAR–Ausgabefiles in g2t in STAF–kompatible Variablen–Tafeln übersetzt und danach wieder als File ausgegeben.

B.3 Der FTPC–Simulator

Für die Spurrekonstruktion sind die registrierten Treffer als Eingabedaten untauglich, da die Ortsauflösung und Zweispurtrennung der FTPCs dabei noch nicht berücksichtigt sind (vergl. Kap.l 4.6). Aus diesem Grund erfolgt eine Weiterverarbeitung der Daten in einem FTPC–Simulator (Fast–Simulator), welcher die Position der Treffer in der x–y–Ebene gemäß Formeln 4.32 und 4.40 verändert und diejenigen Treffer markiert, welche aufgrund ihres zu kleinen Abstands zum nächsten Nachbartreffer nicht mehr einzeln aufgelöst werden können. Die somit verschobenen und ggf. markierten Treffer repräsentieren die Hits, wie sie in Kapitel 7 eingeführt worden sind. Abbildung B.4 a. bzw. b. zeigt die Verteilung der Verschiebung in x–, respektive y–Richtung durch den FTPC–Simulator; Abbildung B.4 c. zeigt die Zahl (pro cm) der unauflösbaren Hits als Funktion des Radius. Dem gegenübergestellt ist in B.4 d. die Zahl (pro cm) der auflösbaren Hits.

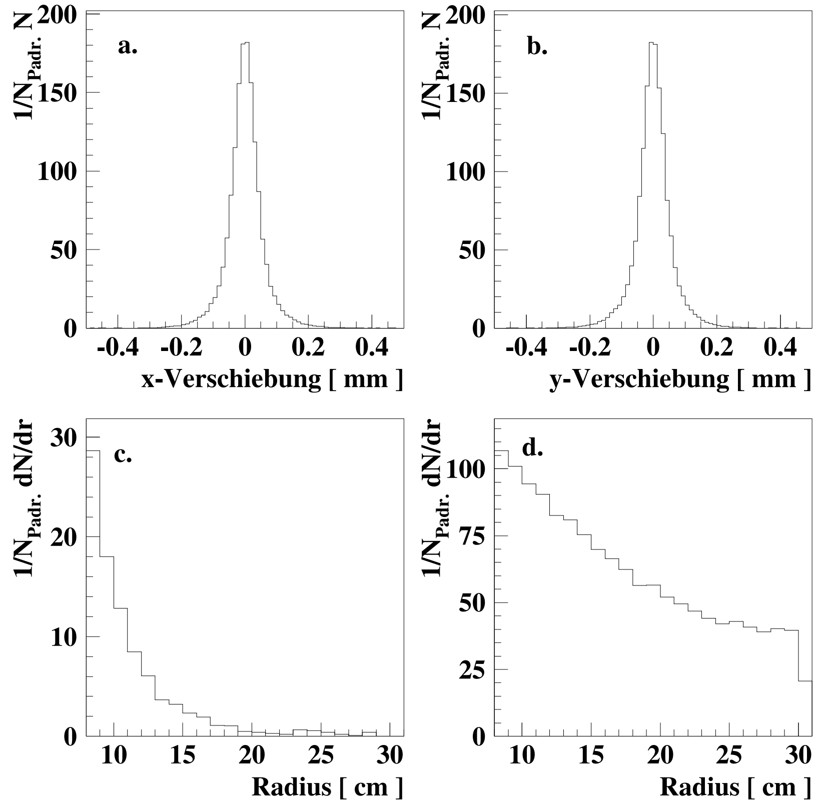

Abbildung B.4: *Die Differenz zwischen Hit– und Treffer–Position in x–Richtung (y–Richtung) ist in Bild a. (b.) zu sehen. Der Zahl der* <u>nicht</u> *auflösbaren Hits pro cm Radius in Bild c. ist die Zahl der auflösbaren Hits pro cm Radius in d. gegenübergestellt. Angenommen wurde jeweils eine Gasmischung aus 50% Argon und 50% CO_2.*

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Alb94] T. Alber et al., Nucl. Instr. Meth. **A349** (1994) 56

[Amb86] K. Ambrus, Dissertation, Universität Heidelberg (1986)

[And87] B. Andersen et al., Nucl. Phys. **B281** (1987) 289

[App93] H. Appelshäuser, Systematische Untersuchungen zur Rekonstruktionseffizienz und –genauigkeit einer Spurendriftkammer, GSI–93–09 (1993)

[Ash88] J. Asham et al., Phys. Lett. **206B** (1988) 364

[Bar96] J. Bartke et al., Development of a Time Projection Chamber with high two–track resolution capability for Collider Experiments, CERN LHCC–96–16 (1996)

[Bed92] M. E. Beddo et al., Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker At RHIC, BNL–5347 (1992)

[Bel95] R. Bellwied et al., The Measurement of Hadronic Observables with the Solenoidal Tracker At RHIC, UCRL–ID–121571 (1995)

[Bet32] H. A. Bethe, Zeit. Phys. **76** (1932) 293

[Bia89] S. F. Biagi, Nucl. Instr. Meth. **A283** (1989) 716

[Bit97a] X. Bittl, Diplomarbeit, Technische Universität München (1997)

[Bit97b] X. Bittl et al., zur Publikation bei Nucl. Instr. Meth. eingereicht

[Bjo93] J. D. Bjorken et al., Observing Disoriented Chiral Condensate, HEPPH–9309235 (1993)

[Bla86] J. P. Blaizot und L. D. McLerran, Phys. Rev. **D34** (1986) 2739

[Blu93] W. Blum und L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer Verlag (1993)

[Boa90] D. Boal et al., Rev. Mod. Phys. **62/3** (1990) 552

[Bra92] F. P. Brady und J. L. Romero, STAR Note # 64

[Bra93] F. P. Brady und J. L. Romero, Nucl. Instr. Meth. **A333** (1993) 312

[Bru88] R. Brun und P. Zanarini, Program Library I202. CERN (1988)

[Bru86] R. Brun et al., CERN/DD/EE/84–1 (1986)

[Bus95] D. Buskulic et al., Nucl. Instr. Meth. **A360** (1995) 481

[Čer90] V. Černý et al. Zeit. Phys. **C46** (1990) 481

[Cap87] A. Capella et al., Zeit. Phys. **C33** (1987) 541

[Cha68] G. Charpak et al., Nucl. Instr. Meth. **62** (1968) 262

[Cha70] G. Charpak et al., Nucl. Instr. Meth. **80** (1970) 13

[Dra95] J. E. Draper, Tracking Algorithm for XTPC inside Star Solenoid (1995), unveröffentlicht

[Dra94] J. E. Draper et al., STAR Note # 172

[Dra92] J. E. Draper, STAR Note # 45

[Eck92] V. Eckardt et al., Nucl. Instr. Meth. **A315** (1992) 33

[Fan79] D. L. Fancher und A. C. Schaffer, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS–26** (1979) 150

[Gas81] U. Gastaldi, Nucl. Instr. Meth. **188** (1981) 459

[Gav96a] S. Gavin und R. Vogt, J/ψ and ψ' Suppression by Comovers in Pb+Pb Collisions, BNL–63439 (1996)

[Gav96b] S. Gavin und R. Vogt, Charmonium Suppression by Comover Scattering in Pb+Pb Collisions, LBL–37980 (1996)

[Gav95] S. Gavin, Nucl. Phys. **A590** (1995) 163c

[Gon97] W. Gong, Priv. Mitteilung (1997)

[Gon96] M. Gonin, Nucl. Phys. **A610** (1996) 404c

[Got87] S. Gottlieb et al., Phys. Rev. **D35** (1987) 3972

[Gro93] M. Grossmann–Handschin et al., Nucl. Instr. Meth. **A327** (1993) 378

[Gyu95] M. Gyulassy und X. Wang, HIJING 1.0: A Monte–Carlo–Program for Parton and Particle Production in High Energy Hadronic and Nuclear Collisions, LBL–34246 (1995)

[Gyu94] M. Gyulassy und X. Wang, Nucl. Phys. **B420** (1994) 583

[Gyu87] M. Gyulassy, ATTILA (All Type Target Independent LUND Algorithm) for Nuclear Collisions at Approximately 200–AGeV, CERN–TH 4794/87 (1987)

[Gyu84] M. Gyulassy, Nucl. Phys. **A418** (1984) 59c

[Hag83] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento **6** (1983) 1

[Han65] R. Hanbury–Brown und R. Q. Twiss, Nature **178** (1956) 1046

[Har96] J. W. Harris und B. Müller, The Search for the Quark Gluon Plasma, DUKE–TH–96–105 (1996)

[Har94] J. W. Harris et al., Nucl. Phys. **A566** (1994) 277c

[Har93] J. W. Harris, The STAR Experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider, Proceedings, 2nd Internationel Conference on Physics and Astrophysics of the Quark–Gluon–Plasma (1993), Calcutta

[Hil95] M. Hildebrand, Diplomarbeit, Ruprecht–Karls-Universität Heidelberg (1995)

[Hua93] H. Z. Huang et al., STAR Note # 119

[Hut85] J. Huth und D. Nygren, Nucl. Instr. Meth. **A241** (1985) 375

[Hux74] L. G. H. Huxley und R. W. Crompton, The Diffusion and Drift of Electrons in Gases, John Wiley & Sons (1974)

[Jac96] P. Jacobs und D. Irmscher, STAR Note #235

[Kai91] A. Kaidalov, Nucl. Phys. **A525** (1991) 39c

[Kar88] F. Karsch, Zeit. Phys. **C37** (1988) 617

[Koc90] P. Koch und U. Heinz, Strangeness, Charm and Anti–Baryon Production as Probes for QGP Formation in Nuclear Collisions, TPR–90–59 (1990)

[Koc95] V. Koch, Introduction to Chiral Symmetry, LBNL–Report 38000 (1995)

[Kon95] M. Konrad, STAR Note # 214

[Lan53] L. D. Landau, Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. **17** (1953) 51

[Lee85] K. S. Lee et al. Phys. Rev. **C37** (1988) 1452

[May84] T. Mayer–Kuckuk, Kernphysik, Teubner (1984)

[Moc97] A. Mock, Dissertation, Technische Universität München (1997)

[Mcl87] L. McLerran, An Introduction to Quark–Gluon Plasma and High Energy Heavy Ion Collisions, Proceedings, Hadrons, Quarks and Gluons (1987), Les Arcs

[Mül88] B. Müller, Strangeness and Quark–Gluon Plasma, Proceedings, Hadronic Matter in Collision (1988), Tucson

[Nag94] S. Nagamiya et al., Nucl. Phys. **A566** (1994) 287c

[Nes93] K. F. Ness, Phys. Rev. **E47** (1993) 327

[Nev96] P. Nevski, Advanced Geant Interface for STAR (1996), unveröffentlicht

[Nyg81] D. R. Nygren, Physica Scripta **23** (1981) 584

[Oed88] A. Oed, Nucl. Instr. Meth. **A263** (1988) 351

[Per87] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison–Wesley (1987)

[Raj97] K. Rajagopal, Disorienting the Chiral Condensate at the QCD Phase Transition, CALT–68–2104 (1987)

[Rea88] P. J. Reardon, Nucl. Phys. **A478** (1988) 861c

[Rhi95] RHIC Design Manual, Brookhaven National Laboratory (1995)

[Sa95] Ben–Hao Sa und An Tai, Computer Phys. Comm. **90** (1995) 121

[Sam89] N. P. Samios, Conceptual Design of the Relativistic Heavy Ion Collider RHIC, Brookhaven National Laboratory (1989)

[Sat84] H. Satz, Phys. Bl. **40** (1984) 346

[Sau92] F. Sauli (Editor), Instrumentation in High Energy Physics, World Scientific Publishing (1992)

[Sau96] F. Sauli et al., Development of Microstrip Gas Chambers for Radiation Detection and Tracking at High Rates (Final Status Report), CERN/LHCC 96–18 (1996)

[Sch91] B. Schmidt, J. Phys. B. **24** (1991) 4809

[Sch93] H.R. Schmidt und J. Schukraft, J. Phys. G. **19** (1993) 1705

[Sch97] S. Schönfelder, Dissertation, Techische Universität München (1997)

[Shi94] J. Shiers, CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101 (1994)

[Sit93] B. Sitar et al., Ionization Measurements in High Energy Physics, Springer Verlag (1993)

[Son94] P. Sonderegger, Ultrarelativistic Heavy Ion Physics, CERN PPE/94–21 (1994)

[Son97] C. Song, Excess of Pions with Chiral Symmetry Restoration, LBNL–39391 (1997)

[Sto95] R. Stock, Phys. Bl. **51** (1995) 512

[Tho95] J. Thomas und P. Jacobs, A Guide to the High Energy Heavy Ion Experiments, UCRL–ID–119181 (1995)

[Vid94] F. Videbæk et al., Nucl. Phys. **A566** (1994) 299c

[Wan91] X. Wang und M. Gyulassy, Phys. Rev. **D44** (1991) 3501

[Wei95] A. Weinzierl, Priv. Mitteilung (1995)

[Wer93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87

[Won94] C. Wong, Introduction to High–Energy Heavy–Ion Collisions, World Scientific Publishing (1994)

[Wys94] B. Wyslouch et al., Nucl. Phys. **A566** (1994) 305c

[Wys97] B. Wyslouch, Priv. Mitteilung (1997)

Danksagung

Während meiner Zeit am Max–Planck–Institut für Physik und der Tätigkeit in der STAR–Kollaboration habe ich von vielen Seiten Hilfe und Unterstützung erfahren. An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, um dafür Dank zu sagen.

Maßgeblich durch eine hervorragende Vorlesung von Herrn Prof. Dr. Schmitz über experimentelle Elementarteilchenphysik wurde ich für dieses Gebiet begeistert. Dafür, daß er mir später eine Diplomarbeit und die Erstellung dieser Dissertation unter seiner Anleitung ermöglichte und mich dabei unterstützte, möchte ich ihm herzlich danken.
Für die vielen Fragen, denen ich zunächst etwas ratlos gegenüberstand, gab es immer zwei kompetente und hilfsbereite Ansprechpartner: Herr Dr. Eckardt und Herr Dr. Seyboth gaben mir unzählige Tips, Hinweise und Erklärungen, um die ich immer dankbar war.
Die Tücken des IT–Zeitalters habe ich nur allzu oft erfahren müssen. Die Lichter im Dunkeln hießen meist Janet Seyboth und Wen Gong. Erst Frau Seyboth machte große Teile der STAR–Software für mich sinnvoll nutzbar, wofür ich ihr noch heute zu danken habe. Das profunde Computer–Wissen von Herrn Dr. Gong hat so manches meiner Defizite ausgeglichen. Für seine Unterstützung, die vielen Diskussionen und die Zeit, die wir miteinander verbracht haben, sage ich danke, es hat viel Spaß gemacht.
Apropos Diskussionen: Für die ausführlichen Gespräche und die vielen hilfreichen e–mails bin ich Herrn Prof. Dr. Draper sehr dankbar. Und es soll auf keinen Fall unerwähnt bleiben, daß vieles, was sich in dieser Arbeit befindet, auf seinen Ideen und Studien aufbaut. Auch Lynn Wood, der mir die erste Einführung in die STAR FTPC–Software gegeben hat, sei an dieser Stelle gedankt.
In jeder Hinsicht sehr positiv war die Zusammenarbeit mit den anderen "Youngsters" in der Gruppe: In Dr. Thomas Alber, Xaver Bittl, Andreas Mock und Stefan Schönfelder hatte ich kooperative Kollegen, deren Hilfsbereitschaft ich sehr schätzen lernte.
Genauso wie die Unterstützung durch Herrn Feßler, der insbesondere durch seine guten Verbindungen zu den Werkstätten so manche Idee in die Realität umzusetzen vermochte.
Darüber hinaus möchte ich mich bei der Computer–Gruppe des Max–Planck–Instituts und bei Herrn von Sengbusch in Garching für die gute Unterstützung im Bereich der Computer–Infrastruktur bedanken; genauso wie bei der Abteilung Technik des Instituts und der Administration, die mir verzeihen möge, wenn ich den Dienstweg nicht immer eingehalten habe.
Mein Dank geht auch an alle Mitglieder der STAR–Kollaboration, die mir viele Fragen beantwortet und Hilfen gegeben haben. Nicht zuletzt ihnen ist es zu verdanken, daß ich gerne für dieses Projekt gearbeitet habe.