Produktion doppelt seltsamer Hyperonen in ultrarelativistischen Pb+Pb Kollisionen bei 158 A·GeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von

Frank Gabler

aus Aufenau

Frankfurt am Main, 1998
(D F 1)

Vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. Rainer J. Jelitto
Gutachter:	Prof. Dr. Reinhard Stock (Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt)
	Prof. Dr. Dieter Röhrich (Universität Bergen, Norwegen)

Datum der Disputation:

Zusammenfassung

Der Ursprung der Masse bekannter Teilchen und der Einschluß der Quarks in Hadronen ist einer der grundlegendsten Fragestellungen der modernen Physik. Die Kenntnis des Verhaltens von Kernmaterie unter extremen Bedingungen ist unabdingbar zum Verständnis der Evolution des Universums und zur Theoriebildung von stellaren Objekten wie Neutronensternen und schwarzen Löchern.
Einen experimentellen Zugang zur Untersuchung dieser Problematik stellt die Erzeugung heißer und dichter Kernmaterie in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen dar. Hierzu untersucht das NA49 Experiment seit Herbst 1994 am ^{208}Pb–Strahl des CERN-SPS Pb+Pb Kollisionen bei 158 GeV pro Nukleon. Ein Schwerpunkt des Forschungsprogrammes liegt in der Untersuchung des Zustandes der Materie in der frühen Phase der Reaktion. Nach gegenwärtem Stand der Theorie wird bei genügent hoher Energiedichte der Einschluß der Quarks in Hadronen aufgebrochen und ein Zustand der Materie erzeugt, in welchen die effektiven Freiheitsgrade von Hadronen und Hadronen-Resonanzen in die von Quarks und Gluonen übergehen - das sogenannte Quark-Gluon-Plasma (QGP). Die Hoffnung ist nun, daß sich die Formation eines solchen QGP im hadronischen Endzustand wiederspiegelt.
Es wird erwartet, daß die Seltsamkeitsproduktion in einem QGP sich in ihrer Rate und ihren Gleichgewichtswerten von der in einem hadronischen Feuerball–Szenario unterscheidet und sich somit als Signatur für die Erzeugung eines GQP eignet. Von besonderen Interesse ist hier die Produktion von Hyperonen. Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung der Produktion von doppelt seltsamen geladenen Ξ-Hyperonen in zentralen Pb+Pb Kollisionen. Zu diesem Zweck wurden 58000 zentrale Pb+Pb Ereignisse der im Herbst 1995 aufgezeichneten Reaktionen untersucht. Die Analyse der Daten wurde auschließlich mit der zweiten Spurendriftkammer (VTPC2) durchgeführt. Zur Rekonstruktion der Ξ-Hyperonen mußten Verfahren entwickelt werden, um die typischen Zerfalls-Topologien der doppelt seltsamen Hyperonen aus der Vielzahl von ca. 700 in der Vertex-TPC gemessenen geladenen Teilchenspuren herauszulösen. Aus den in der kombinatorischen Analyse rekonstruierten 720 Ξ^- und 138 $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen konnten Spektren des Transversalimpulses und Rapiditätsverteilungen ermittelt werden. Die gewonnene Phasenraum-Akzeptanz für die in der VTPC2 gemessenen Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen beträgt $y \in (3.1 - 4.1)$ und $p_T > 0.5$ GeV/c. Der systematische Fehler wurde zu $< 14\%$ abgeschätzt. Der aus den Spektren der transversalen Masse gewonnene inverse Stei-

gungsparameter ergibt für die Ξ^- einen Wert von 302 ± 14 MeV und für die $\overline{\Xi}^+$ von 294 ± 25 MeV. Ein Vergleich des inversen Steigungsparameters, ermittelt für die Summe von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, von 299 ± 13 MeV mit der unabhängigen Messung der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, ermittelt in den MTPCs, von 297 ± 13 MeV im kinematischen Bereich $y \in (1.7 - 2.7)$ mit $p_T > 0.9$ GeV/c ergibt eine gute Übereinstimmung. Die Messung des inversen Steigungsparameters T_{Eff} für die Ξ–Hyperonen bestätigt den nahezu linearen Anstieg von T_{Eff} mit der Teilchenmasse. Eine Untersuchung innerhalb eines hydrodynamischen Modells unter der Annahme einer kollektiven transversalen Expansion ergab eine mittlere transversale Flußgeschwindigkeit von $\langle v_T \rangle = 0.67$ c. Die hieraus resultierenden Ausfriertemperaturen T_f betragen ca. 114 MeV und sind somit deutlich unter der Hagedornschen Grenztemperatur eines hadronischen Gases.
Aus der Messung der dn/dy–Verteilung der Ξ^- und der $\overline{\Xi}^+$ konnte ein $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ Verhältnis von 0.23 ± 0.03 bestimmt werden. Für das $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ Verhältnis konnte ein Wert von 0.19 ± 0.04 ermittelt werden; für das Ξ^-/Λ Verhältnis ergab sich ein Wert von 0.15 ± 0.01. Ein Vergleich von Hyperonen-Verhältnissen, bestimmt in A+A Reaktionen, mit den Daten elementarer Stoßsysteme ergibt eine Erhöhung des $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ Verhältnisses um einen Faktor 3.4; für das Ξ^-/Λ konnte ein Faktor von 2.4 bestimmt werden. Der Vergleich der gewonnenen Hyperonen Verhältnisse mit dem statistischen Modell von **Becattini** ergibt eine Abweichung von ca. 36% für die $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ und ca. 45% für das Ξ^-/Λ–Verhältnis zu den Modellvorhersagen. Das $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$–Verhältnis weist eine Abweichung von 17.5% auf.
Die dn/dy–Verteilungen der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und der Ξ^- zeigen keine starke Abhängigkeit von der Rapidität. Die Betrachtung der gemessenen dn/dy-Verteilungen mit den Vorhersagen des mikroskopischen Modells UrQMD zeigt, daß die Daten um ca. 30% unterschätzt werden. Ein Abschätzung der totalen Multiplizität der Ξ^- und der Summe der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ mit Hilfe verschiedener geometrischer Verfahren und theoretischer Vorhersagen resultierte in einer 4π–Multiplizität von 8.47 ± 0.42 für die $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und 7.97 ± 1.17 für die Ξ^-–Hyperonen. Die Diskussion der Erhöhung der Seltsamkeit zeigt, daß gegenüber $p + p$–Reaktionen die Ξ^-–Häufigkeit um eine Größenordnung erhöht ist.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Ein zentrale Fragestellung der modernen Physik ist die nach dem Verhalten und den Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen, wie sie vermutlich in den ersten Sekundenbruchteilen bei der Entstehung des Universum vorgeherrscht haben oder wie sie nach heutigen Kenntnisstand in stellaren Objekten wie den Neutronensternen vermutet werden.
Betrachtet man die Evolution eines Sternes zum Neutronenstern, so kann dieser in seiner letzten Entwicklungsphase entsprechend seiner Masse verschiedene Endstadien erreichen. Sterne, deren Masse die Chandrasekhar-Grenze von ca. $1.4 M_\odot$[1] erreicht, entwickeln sich durch den Abwurf weit ausgedehnter wasserstoffreicher Hüllen (Planetarische Nebel) zu Weißen Zwergen. Sterne, die durch Abgabe von Materie diese Grenzmasse nicht erreichen, kollabieren nach der Beendigung der Kernreaktion und brechen katastrophenartig zusammen. Je nach verbleibender Rest–Masse können sich bei diesem Kollaps zwei unterschiedliche Entwicklungen ergeben: Sterne mit einer Endmasse von 1.4 bis maximal 3 $M_\odot$ enden als Neutronensterne, Sterne mit einer Masse größer 3 $M_\odot$ enden vermutlich als Schwarze Löcher. Entwickelt sich der Stern zu einem Neutronenstern, so kann der Druck des entarteten Elektronengases den Gravitationskräften nicht mehr entgegenwirken und ein Gleichgewicht erzeugen, der Stern kollabiert weiter und produziert so noch größere Dichten in seinem Innern. Bei Dichten oberhalb von 10^{10} g/cm^3 sind die Voraussetzungen für den inversen β–Zerfall gegeben. Hierbei wandeln sich ein Elektron und ein Proton in ein Neutron und ein Elektronneutrino um. Immer mehr Neutronen entstehen so bei steigender Dichte und bauen zunächst sehr neutronenreiche schwere Atomkerne auf. Oberhalb einer Dichte von $\varrho = 10^{13}$ g/cm^3 beginnen sich dann die Atomkerne aufzulösen und freie Neutronen entstehen. Die allmähliche Neutronisierung der Materie führt letztendlich zu einem überdichten Zustand [win90, bay95, gle97].
Zum Verständnis der Evolution des Universums, der Neutronensterne und stark wechselwirkender Materie ist eine grundlegende Theorie des Verhaltens von Kernmaterie unabdingbar [gib83, lin93]. Dies gilt insbesondere für die Klärung, ab welcher Masse sich ein

[1] Solarmasse $M_\odot = 1.989 \cdot 10^{30}$ kg.

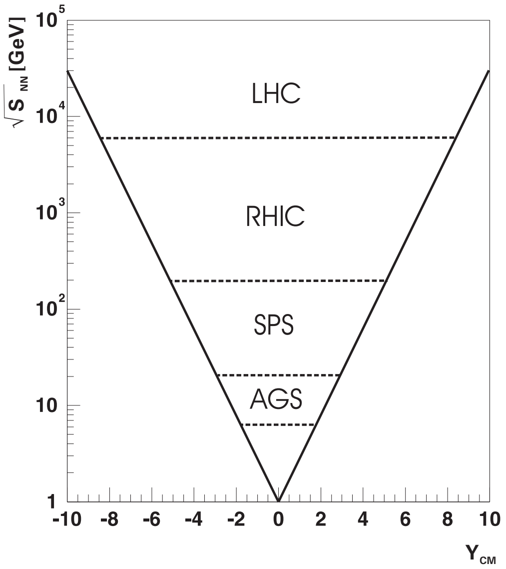


Abbildung 1.1 $\sqrt{S_{NN}}$ als Funktion des Rapiditätsabstandes bei Kern-Kern Kollisionen zwischen Projektiel und Target [raf96].

Stern zu einem schwarzen Loch entwickelt oder zu einem Neutronenstern. Von Interesse ist es nun, unter Laborbedingungen die Eigenschaften von Materie zu studieren, wie sie im frühen Universum bei Temperaturen von ca. 200 MeV, etwa $10\mu s$ nach dem Urknall, existiert hat. Um diese Untersuchungen druchzuführen, starteten Mitte der achziger Jahre an dem AGS-Beschleuniger am Brookhaven National Laboratory (BNL) und am SPS Beschleuniger am europäischen Zentrum für Kernforschung (CERN) umfangreiche Programme zur Erforschung von Kernmaterie bei hohen Ernergiedichten und Temperaturen. Hierzu wurden schwere Ionen beschleunigt und mit einem *target* zur Kollision gebracht. Grundannahme war hierbei, daß mit steigender Kollisionsenergie und schwereren Stoßsystemen eine immer größere Energiedichte erzeugt werden kann und somit ein immer früherer Blick in die Anfänge des Universum möglich ist. Zukünftige Experimente, wie die Untersuchungen von Kollisionen bei 100A+100A GeV am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) am BNL, wo ca. Zehn mal größere CM-Energien zu Verfügung stehen als am SPS, und am *Large Hadron Kollider* LHC (CERN), mit 3.5A+3.5A TeV (400 mal höher als am SPS) wird stark wechselwirkende Materie unter deutlich extremeren Zuständen untersucht. Desweiteren wird erwartet, daß mit der stetig anwachsenden Energie und damit auch mit dem größer werdenden Abstand in Rapidität zwischen den kollidierenden Systemen (Abb. 1.1) die Chance wächst, eine Baryon-freie Zone zu erhalten, welche einen leichteren Vergleich mit existierenden theoretischen Modellen ermöglicht.
Basis für die theoretische Betrachtung von Kernmaterie stellt das statische Quark-Modell von **M. Gell-Mann** und **G. Zweig** dar [gla75, per87]. Innerhalb dieses Modells werden die Nukleonen nicht als elementare Teilchen angesehen, sondern als eine Zusammensetzung von drei Quarks mit drittelzahliger Ladung von $\pm 2/3$ bzw. $\pm 1/3$ und halb-

zahligen Spin. Bekannt sind sechs verschiedene Arten (*flavors*), bezeichnet als (u)p, (d)own, (s)trange, (c)harm, (b)ottom, (t)op. Alle beobachteten Hadronen sind danach eine Komposition aus drei Quarks (Baryonen, qqq) oder aus einem Quark–Antiquark-Paar (Mesonen, $q\overline{q}$). Aufgrund der Verletzung des Pauli-Prinzips bei Zuständen wie dem Δ^{++}, welches aus drei (u)p-Quarks mit parallelen Spins besteht ($\Delta^{++} = u\uparrow, u\uparrow, u\uparrow$), mußte ein weiterer Freiheitsgrad - die Farbe (*color*) - eingeführt werden. Die Quantenzahl Farbe kann sechs verschiedene Zustände annehmen: rot, grün, blau, sowie die entsprechende Anti-Farbe. Alle in der Natur vorkommenden Hadronen sind farbneutral, d.h. die Farben der Quarks mischen sich analog zur klassischen Farbenlehre zu weiß. Die dominierende Wechselwirkung zwischen den Quarks stellt die starke Wechselwirkung dar, beschrieben durch eine Eichtheorie – der Quantenchromodynamik (QCD). Die Feldquanten der QCD (Gluonen) sind für den Austausch der Quantenzahl Farbe zwischen farbgeladenen Objekten verantwortlich. Gluonen sind zweifarbig, jeweils mit einer Farbe und einer Antifarbe, und können acht verschiedene Zustände annehmen. Diese Eichbosonen sind somit selbst Träger der Quantenzahl, auf die sie wirken. Verantwortlich für das Auftreten ausschließlich farbneutraler Hadronen ist die Eigenschaft der laufenden Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung, bei großen Abständen beliebig große Werte anzunehmen, wohingegen sie bei großen Impulsübertragen (kleinen Abständen) nahezu verschwindet. Dies führt zu einem Einschluß der Quarks in einem Volumen von $\approx 1fm^3$, was ungefähr dem Nukleonenvolumen entspricht. Wird der Abstand eines Quarks entsprechend vergrößert, so wird sich ein Quark-Antiquark-Paar bilden, da es den energetisch günstigeren Zustand repräsentiert. Es ist somit nicht möglich, freie Quarks zu beobachten. Der Einschluß der Quarks in Hadronen (*confinement*) wird am einfachsten im Bag-Modell deutlich. Hiernach können Hadronen im Grundzustand als Blase in dem sie umgebenden Vakuum aufgefaßt werden. Der innere Druck, erzeugt durch die kinetische Energie der eingeschlossenen Quarks, befindet sich mit dem vom Vakuum erzeugten effektiven Druck, beschrieben durch die universelle Bag-Konstante, im Gleichgewicht. Innerhalb des Bag-Volumens werden die Quarks als masselos betrachtet und können sich frei bewegen (asymptotische Freiheit). Außerhalb des Bags verschwindet die Wellenfunktion der Quarks aufgrund einer stetig anwachsenden Masse.

Der Ursprung des Quark-Einschlusses in Hadronen und der Ursprung der Masse bekannter Teilchen sind zwei grundlegende Probleme der modernen Physik. Nach QCD-Gitterrechnungen wird erwartet, daß bei genügend hoher Energiedichte der Einschluß der Quarks aufgebrochen wird und ihre Massen durch die Wiederherstellung der chiralen Symetrie, verglichen mit der Masse der Konstituenten-Quarks, wesentlich kleiner werden. In Abbildung 1.2 [kra95] ist das Ergebnis einer $8^3 \times 4$ Gitterrechnung mit zwei dynamischen Quarksorten dargestellt. Betrachtet man die effektive Masse der Quarks $\langle\overline{\psi}\psi\rangle$, so zeigt sich, daß bei einer bestimmten Energiedichte, formuliert als inverse Gitter-Kopplungskonstante g, die Quarkmasse deutlich abfällt (Abb. 1.2, links) und die Farb-Beweglichkeit der Quarks, ausgedrückt durch den Wilson-Loop L, stark ansteigt (Abb. 1.2, rechts). Die QCD-Gitterrechnungen sagen somit bei einer Grenzdichte von

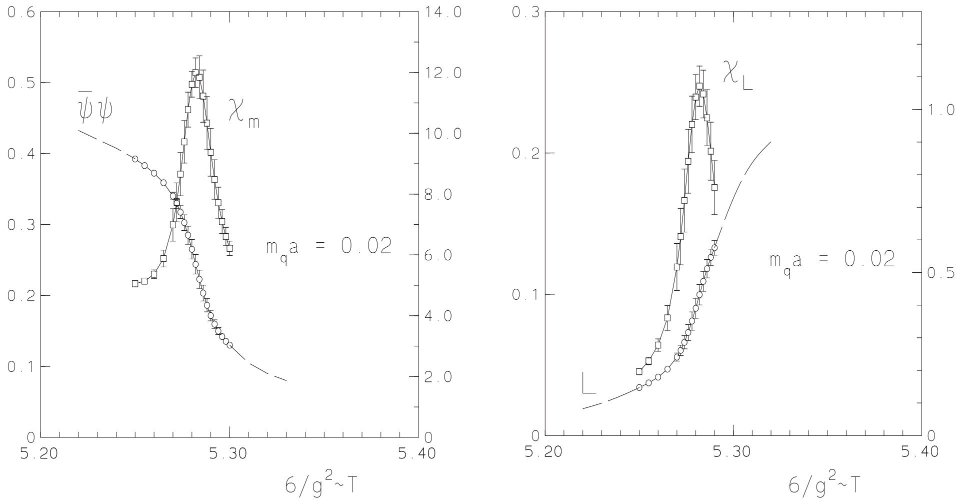


Abbildung 1.2 Gitter-QCD Rechnungen zeigen, daß die effektive Masse der Quarks $\langle\overline{\psi}\psi\rangle$ bei einer bestimmten Energiedichte, formuliert als inverse Gitter-Kopplungskonstante g, deutlich abfällt (links) und die Farb-Beweglichkeit der Quarks, ausgedrückt durch den Wilson-Loop L, stark ansteigt (rechts).

ca. $\epsilon \approx 2 - 3.5 GeV/fm^3$ und einer Temperatur von ca. 150-180 MeV einen Übergang zu einer ungebundenen Phase der Materie voraus, welche als Flüssigkeit oder Gas bestehend aus Quarks und Gluonen gesehen werden kann, welche pertubativ interagieren [lae96] (Abb. 1.3). Dieser Zustand wird als Quark–Gluonen Plasma (QGP) bezeichnet. Hierbei gehen die effektiven Freiheitsgrade von Hadronen und Hadronen–Resonanzen in die von Quarks und Gluonen über. Ähnlich wie beim Wasser zu Gas–Übergang kann man einen Phasenübergang 1.Ordnung zwischen den beiden Phasenzuständen hadronischer Materie erwarten; es besteht jedoch die Möglichkeit, daß kein erkennbarer Übergang stattfindet und sich wie beim Atomischen–Gas zum Elekton-Ion-Plasma ein gleitender Übergang vollzieht. Die Zielsetzung ist es nun, diesen neuen Zustand eindeutig zu erkennen, den genauen Energiebereich zu lokalisieren und eine umfassende Untersuchung der Eigenschaften einer solchen Phase vorzunehmen.

In dieser Arbeit wir der Schwerpunkt der Untersuchung auf die Produktion seltsamer Teilchen gelegt, insbesondere auf die doppelt seltsamen Teilchen, da Voraussagen existieren, nach welchen eine deutlich erhöhte Produktion von mehrfach-seltsamen Baryonen in einer Phase des *deconfinement* der Farbladung (QGP) erwartet wird. Basierend auf thermischen Gluon-Wechselwirkungen, die zu hohen $\overline{s}$-Dichten führen, wird vor allem eine große Anzahl von seltsamen Antibaryonen im Endzustand der Reaktion postuliert. Eine Grundvoraussetzung zur Verwendung der Produktion seltsamer Antibaryonen als Signatur für ein QGP ist, daß der Übergang von dem Zustand ungebundener Quarks und Gluonen zu hadronischer Materie mit ausreichender Geschwindigkeit vollzogen wird, da ansonsten die *Erinnerung* der seltsamen Teilchen an die Phase der hohen Dichte durch weitere Wechelswirkungen zerstört wird [raf96].

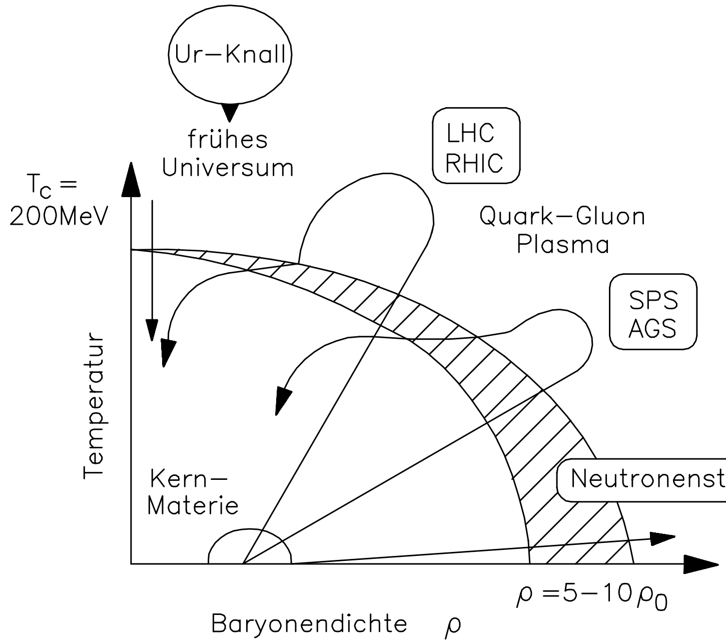


Abbildung 1.3 Schematisches Phasendiagramm der Kernmaterie als Funktion der Temperatur und der Baryonendichte (aus [gün98]).

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Seltsamkeitsproduktion und ihrer Relevanz als Observable zur Untersuchung eines QGP-Zustandes in der frühen Phase einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision diskutiert. Das anschließende Kapitel 3 befaßt sich mit dem Aufbau des Experimentes NA49 und den verwendeten Detektoren zum Nachweis der geladenen Teilchen. Im Abschnitt 4 werden der verwendete Datensatz und die Rekonstruktionsverfahren diskutiert. Das Kapitel 5 widmet sich den Qualitätskriterien und den notwendigen Korrekturen sowie der Fehlerbetrachtung. Im Kapitel 6 werden die gewonnenen Ergebnisse der Produktion doppelt seltsamer Hyperonen bei zentralen Pb+Pb Reaktionen vorgestellt und diskutiert. Im abschließenden Abschnitt werden verbliebene Fragen erläutert und ein Ausblick auf weitere Programme zur Untersuchung der Seltsamkeitsproduktion gegeben.

2 Seltsamkeitsproduktion in hochenergetischen Schwerionenkollisionen

Die Seltsamkeitsproduktion in einem QGP wird sich in ihrer Rate und ihren Gleichgewichtswerten von der in einem hadronischen Feuerball unterscheiden. Durchläuft eine hochenergetische Schwerionenkollision einen Phasenübergang vom QGP zu hadronischer Materie, erwartet man eine erhöhte Produktion seltsamer Teilchen, welche als Observable für die frühe Phase der Reaktion dienen kann. Verglichen mit $p+p$ und $p+A$–Reaktionen konnte bei Schwerionenkollisionen eine gesteigerte Produktion von seltsamen Teilchen relativ zu nichtseltsamen, um einen Faktor Zwei beobachtet werden (Abb. 2.1). Diese Signatur allein ist aber nicht eindeutig für den Nachweis eines QGP. In Rahmen eines Hadronengases kann eine Erhöhung auch durch sekundäre Reaktionen erreicht werden, vorausgesetzt das System lebt lange genug, um ein chemisches Gleichgewicht zu erreichen; in der Observablen Seltsamkeit allein, können sich somit die Resultate beider Szenarien gleichen. Es kommen somit eine Vielzahl von Möglichkeiten in Betracht. Es kann sich um einen Plasma-Zustand der Materie handeln, es ist möglich daß der entstandene hochdichte Zustand sehr lange lebt, der Produktionswirkungsquerschnitt im Medium für Seltsamkeit erhöht ist, oder eine Kombination aus allen betrachteten Szenarien. Modelle, welche auf dem *string*–Formalismus basieren, erlauben eine weitere alternative Interpretation der Seltsamkeitsproduktion in Kern-Kern–Reaktionen [wer90][wer94]. Weitere Produktionsmechanismen, wie z.B Endzustandreaktionen und *coalescence* Mechanismen werden in diesem Rahmen für die Erhöhung der Seltsamkeit mit verantwortlich gemacht [sor95].
Ein Argument das die schweren *flavors* wie die Seltsamkeit (*strangeness*) und dem *charm* besonders interessant macht, ist, daß diese insensitiv auf spätere Zustände der Kollision sind und somit Information aus der frühen Phase mit in den Endzustand der Reaktion tragen können. Eine interessante Observable zur Interpretation der Daten in diesem Sinne stellt die totale Seltsamkeitsproduktion E_S dar. Sie ist definiert als:

$$E_\mathrm{S} = \frac{\langle\Lambda\rangle + \langle K + \overline{K}\rangle}{\langle\pi\rangle}, \tag{2.1}$$

wobei $\langle \pi \rangle$ die mittlere Multiplizität aller produzierten Pionen darstellt, welche ca. 90% des gesamten hadronischen Endzustandes repräsentieren; für die Summe der Kaonen gilt: $\langle K + \overline{K} \rangle = \langle K^+ \rangle + \langle K^- \rangle + 2 \cdot \langle K^0_{\mathrm{S}} \rangle$ [1]. Die mittlere Multiplizität aller Λ aus direkten Prozessen der starken Wechselwirkung, aus elekromagnetischen Zerfällen von Σ^0–Hyperonen und aus Zerfällen von Ξ–Baryonen wird mit $\langle \Lambda \rangle$ bezeichnet. Die Summe der seltsamen Quarks enthalten in den Λ–Hyperonen und den Kaonen beträgt ungefähr 70% der gesamten Menge produzierter seltsamer Quarks. Der Anteil von $\Sigma^{\pm}$ und η–Mesonen wurde vernachlässigt, da ihre Multiplizität stark modellabhängig ist und keine Messung vorliegt. Der Einfluß der Produktion mehrfach seltsamer Hyperonen wurde bei der Betrachtung vernachlässigt.
Die Abhängigkeit der totalen Seltsamkeitsproduktion E_{S} von der Kollisionsenergie ist in Abb. 2.2 dargestellt. Zur Darstellung wurde E_{S} gegen die Fermi-Variable F, gegeben durch:

$$F = \frac{(\sqrt{s} - 2 \cdot m_{\mathrm{p}})^{3/4}}{\sqrt{s}^{1/4}}, \tag{2.2}$$

aufgetragen, wobei m_{p} die Ruhemasse des Protons und $\sqrt{s}$ die Kollisionsenergie im Schwerpunktssystem (CMS) ist [gaź95].
Aus thermodynamischen Überlegungen folgt, daß im Equilibrium die Häufigkeit für schwere Teilchen, also insbesondere Teilchen mit seltsamen Quarks, mit der Temperatur der Materie bis zur Saturation bei $T \gg m$ ansteigt. Der starke Anstieg von E_{S} bei niedrigen Energien konnte durch diesen Sachverhalt sowohl für N+N als auch für A+A Reaktionen erklärt werden (Abb. 2.2). Im Gegegensatz zu den skalierten[1] $N + N$–Kollisionen zeigt sich jedoch eine deutliche Abweichung von diesem Trend für $A+A$ Reaktionen ab AGS-Energien[2]. Erklären ließe sich dies durch einen QGP-Zustand, in welchem die equilibrierte Seltsamkeitshäufigkeit deutlich weniger von der Energie abhängt. Dies liegt an der deutlich geringeren Massenschwelle zur $s\bar{s}$-Produktion von $m_{s\bar{s}} \approx 300$ MeV in einem QGP, was ungefähr der zweifachen Quarkmasse entspricht, verglichen mit $m_{s\bar{s}} \approx 700$ MeV in hadronischer Materie ($N + N \rightarrow N + \Lambda + K^+$). Das in Abb. 2.2 sichtbare Verhalten läßt sich also durchaus im Bild eines QGP verstehen [gaź95, gaź96]. Die eingezeichnete Kurve deutet an, daß ein hypothetischer Übergang vom QGP zur hadronischen Materie bei niedrigeren Energien, als die momentan verfügbare maximale SPS-Energie stattfinden kann [gaź98].

[1]Der Ausdruck $2 \cdot K^0_{\mathrm{S}}$ steht als Näherung für $K^0_{\mathrm{S}} + K^0_{\mathrm{L}}$.
[1]Zur besseren Vergleichbarkeit der Energieabhängigkeit wurden die N+N Daten mit einem Faktor 3.6 skaliert [gaź97].
[2]**A**lternate **G**ardient **S**ynchrotron, Brookhaven National Laboratory.

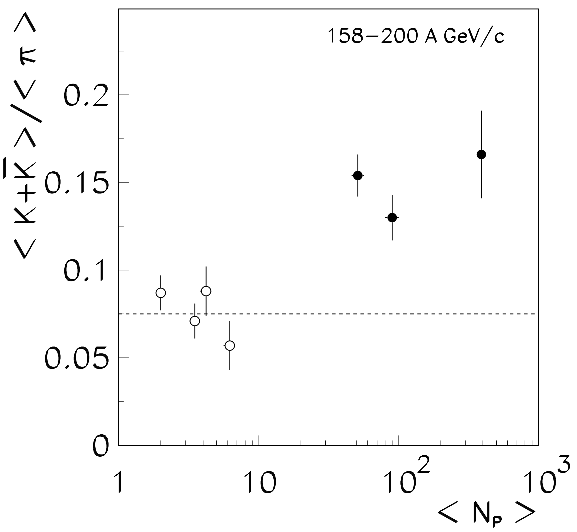


Abbildung 2.1 Abhängikeit des K/π-Verhältnisses, definiert als die Summe über alle Kaonen (K^+, K^-, $2K^0_S$) geteilt durch die Summe aller Pionen (π^+, π^-, π^0), von der Zahl der partizipierenden Nukleonen. Verglichen mit den elementaren Stößen ($N+N$, $p+A$), konnte bei $A+A$–Reaktionen eine um den Faktor 2 erhöhte Produktion seltsamer Teilchen beobachtet werden [bor97, gaź98b].

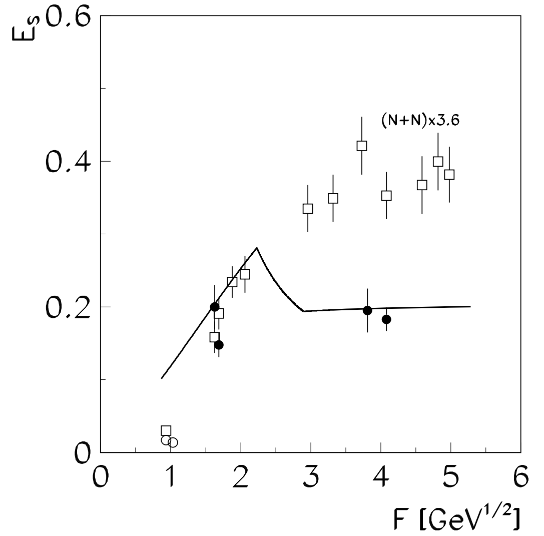


Abbildung 2.2 Abhängigkeit der totalen Seltsamkeitsproduktion E_S von der Fermi Variable F für skalierte $N+N$–Reaktionen und $A+A$–Kollisionen [gaź98].

Von besonderer Relavanz für die Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit sind die relativen Häufigkeiten seltsamer und mehrfach seltsamer Baryonen und Antibaryonen. Es gibt die Vorhersage [koc86], daß die Untersuchungen seltsamer und insbesondere mehrfach seltsamer Antihyperonen, eine Unterscheidung zwischen einem QGP in der frühen Phase der Reaktion und Hadronengas erlauben. Dies liegt an der Erwartung, daß infolge der begrenzten Lebensdauer des Feuerballs und des niedrigen Wirkungsquerschnittes für die $\overline{s}s$–Produktion es für die schweren Hyperonen mit S=-2 und S=-3 nicht möglich ist, innerhalb eines Hadronengases ein chemisches Gleichgewicht zu erreichen. Im Gegensatz hierzu wird aufgrund der niedrigeren Produktionschwelle für $\overline{s}s$–Paare in einem QGP ein deutlich schnelleres Erreichen des chemischen Gleichgewichts erwartet; sie geben somit Auskunft über den Grad der Equilibrierung der *flavor* innerhalb des erzeugten Zustandes der Matiere. Infolge dieser Argumentation ist zu erwarten, daß das Verhältnis der $\overline{\Xi}^{+}/\overline{\Lambda}$, das ein Maß für die Dichte der seltsamen Quarks ist, besonders sensitiv auf den in der Reaktion geformten Zustand der Materie ist.

2.1 Eigenschaften seltsamer Teilchen

Seltsame Teilchen tragen ihren Namen aufgrund der Tatsache, daß ihre Lebensdauer gegenüber anderen Hadronen ungewöhnlich lang erschien. Diese Eigenschaft liegt darin begründet, daß seltsame Teilchen durch schwache Wechselwirkung zerfallen. Um den Isospinformalismus für seltsame Teilchen aufrecht zu erhalten, wurde durch **Gell-Mann** (1953) und **Nishijima** (1955) die Quantenzahl *Seltsamkeit* eingeführt:

$$\frac{Q}{e} = \frac{B}{2} + \frac{S}{2} + I_3, \tag{2.3}$$

die Quantenzahl S ist hierbei direkt an die Isospinzuordnung gekoppelt [per87].
Das Ξ^-–Hyperon wurde zuerst in Nebelkammern bei der Untersuchung kosmischer Strahlung entdeckt, das erwartete neutrale Gegenstück Ξ^0 wurde 1959 nachgewiesen. Das Ω^-–Baryon wurde aufgrund des Quarkmodels vorhergesagt und 1964 experimentell bestätigt (Abb. 2.3). Vom besonderen Interesse sind im Rahmen dieser Arbeit die Hyperonen $Y(qqs)$,$Y(\overline{qqs})$, dem Isospinsinglet Λ und dem Isospintriplett Σ, und vor allem die Kaskadenteilchen $Y(qss)$,$Y(\overline{qss})$, den Ξ^- und $\overline{\Xi}^{+}$. Auf das neutrale Ξ^0 wird in der weiteren Betrachtung nicht tiefer eingegangen[1]. Die Hyperonen, welche drei seltsame Quarks tragen $Y(sss)$,$Y(\overline{sss})$, werden als Ω–Teilchen bezeichnet. In der Tabelle (2.1) sind alle spezifischen Merkmale der hier aufgeführten Hyperonen aufgelistet.

[1] Im Folgenden wird der Ausdruck Ξ-Hyperonen für die geladenen Ξ^- und $\overline{\Xi}^{+}$ verwendet.

	M [MeV]	$\langle\tau\rangle$ [s]	$c\tau$ [cm]	Q	$I(J^P)$	S	Y	T_3	Kanal; B_R
Λ	1115.68	$2.632 \cdot 10^{-10}$	7.89	0	$0(\frac{1}{2}^+)$	-1	0	0	$p\pi^-$; 63.9% $n\pi^0$; 35.8%
$\overline{\Lambda}$	1115.68	$2.632 \cdot 10^{-10}$	7.89	0	$0(\frac{1}{2}^+)$	-1	0	0	$\overline{p}\pi^+$; 63.9% $n\pi^0$; 35.8%
Ξ^0	1314.9	$2.90 \cdot 10^{-10}$	8.71	0	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	-2	-1	$\frac{1}{2}$	$\Lambda\pi^0$; 99.54%
Ξ^-	1321.32	$1.639 \cdot 10^{-10}$	4.91	-1	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	-2	-1	$-\frac{1}{2}$	$\Lambda\pi^-$; 99.87%
$\overline{\Xi}^+$	1321.32	$1.639 \cdot 10^{-10}$	4.91	$+1$	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	-2	-1	$-\frac{1}{2}$	$\overline{\Lambda}\pi^+$; 99.87%
Ω^-	1672.45	$0.822 \cdot 10^{-10}$	2.46	-1	$0(\frac{3}{2}^+)$	-3	-2	0	ΛK^-; 67.8% $\Xi^0\pi^-$; 23.6% $\Xi^-\pi^0$; 8.6%
$\overline{\Omega}^+$	1672.45	$0.822 \cdot 10^{-10}$	2.46	$+1$	$0(\frac{3}{2}^+)$	-3	-2	0	$\overline{\Lambda}K^+$; 67.8% $\Xi^0\pi^+$; 23.6% $\overline{\Xi}^+\pi^0$; 8.6%

Tabelle 2.1 Eigenschaften von Hyperonen mit den relevantesten Zerfallskanälen [par96, gre90]. Mit M Masse des Teilchens, $\langle\tau\rangle$ mittlere Lebensdauer, Q Ladungszustand, $I(J^P)$=$Isospin(Spin^{Parität})$, S Seltsamkeitsquantenzahl, Y Hyperladung, T_3 Isospinkomponente.

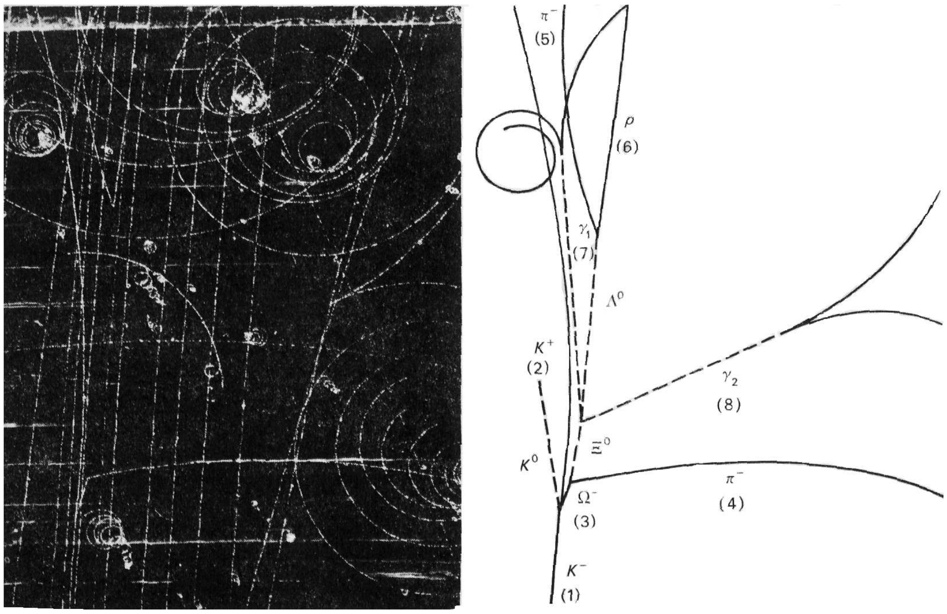


Abbildung 2.3 Das erste beobachtete Ω^--Ereignis (1964) [per87]. Es zeigt die Reaktion $K^- + p \rightarrow \Omega + K^+ + K^0$.

2.2 Seltsamkeits-Erzeugung im QGP und im Hadronengas

Vor der Reaktion ist die Seltsamkeit des Systems gleich Null, und da die Seltsamkeit in der starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße darstellt, muß der Netto-Seltsamkeitsinhalt nach der Kollision ebenfalls Null sein. Seltsamkeit kann somit nur in Paaren (Teilchen u. Antiteilchen) oder assoziiert produziert werden. Assoziierte Produktion bedeutet, daß ein Hyperon (Baryon mit einem oder mehreren seltsamen Quarks) zusammen mit einem Meson, welches ein seltsames Antiquark enthält, erzeugt wird. Typische Erzeugungsprozesse sind:

$$
\begin{gathered}
N + N \rightarrow \Lambda + K + N \\
N + N \rightarrow \Sigma + K + N \\
N + N \rightarrow \Lambda + K + \Delta
\end{gathered}
$$

Ein wichtiger Produktionsmechanismus in ultrarelativistischen Schwerionenreaktion zur Seltsamkeits-Erzeugung ist durch sekundäre Pion-Nukleon und Pion-Pion Reaktionen gegeben. Ein wesentliches Gewicht bekommt dieser Mechanismus durch die große Zahl der produzierten Pionen, welche fast 90% des gesamten Endzustandes ausmachen.

$$
\begin{gathered}
\pi + N \leftrightarrow \Lambda + K \\
\pi + \pi \leftrightarrow \overline{K} + K
\end{gathered}
$$

Aufgrund des komplizierten Produktionskanals für die Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$, welche in dieser Arbeit von besonderer Relevanz sind, und auch für die $S = -3$ Ω-Hyperonen:

$$
\begin{gathered}
\pi + \Lambda \rightarrow \Xi^- + K \text{ bzw. } \pi + \overline{\Lambda} \rightarrow \overline{\Xi}^+ + \overline{K} \\
\pi + \Xi^- \rightarrow \Omega^- + K \text{ bzw. } \pi + \overline{\Xi}^+ \rightarrow \overline{\Omega}^+ + \overline{K}
\end{gathered}
$$

und der daraus resultierenden hohen CM-Energieschwelle für diese Kanäle, sind die mehrfach seltsamen Hyperonen im hadronischen Szenario stark unterdrückt.
Einmal produzierte seltsame Teilchen können durch vielfache Wechselwirkungen bis zum Zeitpunkt des chemischen Ausfrierens leicht ineinander übergehen, da keine hohe Energieschwelle diesen Übergang wesentlich unterdrückt. Von besonderem Interesse ist hier das durch die inelastische Wechselwirkung primordialer Protonen mit Antiprotonen, welche sich in Kaonen und Pionen auflösen, sehr stark unterdrückte Antihyperon. Durch die geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist es besonders sensitiv auf die frühe Phase der Reaktion.

In einem Quark-Gluon-Plasma werden Quark–Antiquark Paare durch Fusion von $q\overline{q}$–Paaren und durch die Wechselwirkung zweier Gluonen erzeugt. In Abb. 2.4 sind die

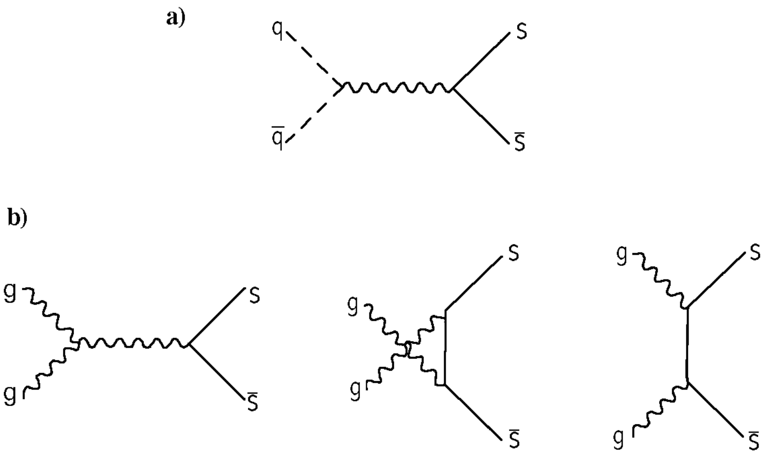


Abbildung 2.4 Feymann–Diagramme niedrigster Ordnung zur $s\overline{s}$–Produktion. Durch Quark-Paar-Fusion a), oder Gluon-Wechselwirkung b).

in einem QGP relevantesten $s\overline{s}$-Produktionsprozeße niedrigster Ordnung in Feymann–Diagrammen dargestellt: a) $q\overline{q} \rightarrow s\overline{s}$ und b) $g\overline{g} \rightarrow s\overline{s}$. In einem QGP dominieren diese Prozesse die Seltsamkeitsproduktion gegenüber Prozessen höherer Ordnung. Bei der Analyse mittels der QCD in der Phase hoher Temperatur spielt bei der Produktion von $s\overline{s}$ der Anteil der $g\overline{g}$–Wechselwirkung, also Gluon Annihilation, die wichtigste Rolle; dieser Mechanismus ermöglicht in einem QGP Zustand der Materie das schnelle Erreichen des chemischen Gleichgewichts, d.h. die $s\overline{s}$-Erzeugungsrate ist gleich der Vernichtungsrate. Die Produktion der seltsamen Quark-Antiquark Paare wird im Fall dessen, daß die Fermi-Energie der im Plasma existierenden leichten (ca. 10 MeV)) $u\overline{u}$ und $d\overline{d}$ Paare größer als die Masse der seltsamen Quarks ist, sogar bevorzugt [nag91]. Bei einer Lebensdauer eines Feuerballs von $< 10fm/c$ (ca. $3 \cdot 10^{-23}s$) erreicht die Dichte der seltsamen Teilchen ihre Sättigung nach etwa 3 fm/c; unter gleichen thermischen und baryo-chemischen Bedingungen bedarf es hierzu in einem Hadronengas ≈ 10 mal länger (Abb. 2.5) [raf96, mül96]. Zu bemerken ist, daß die Dichte von seltsamen Teilchen, bedingt durch die niedrigere Massen–Schwelle, in einem QGP um einen Faktor 2-5 größer ist als in einem HG. Die relativ langsame Produktion seltsamer Teilchen und deren Antiteilchen im hadronischen System liegt an der im Vergleich langen Zeitspanne zwischen zwei Hadron-Hadron-Stößen. Es ist somit fraglich, ob es bei der geringen Lebensdauer des hadronischen Feuerballs überhaupt möglich ist, einen Gleichgewichtszustand zu erreichen.

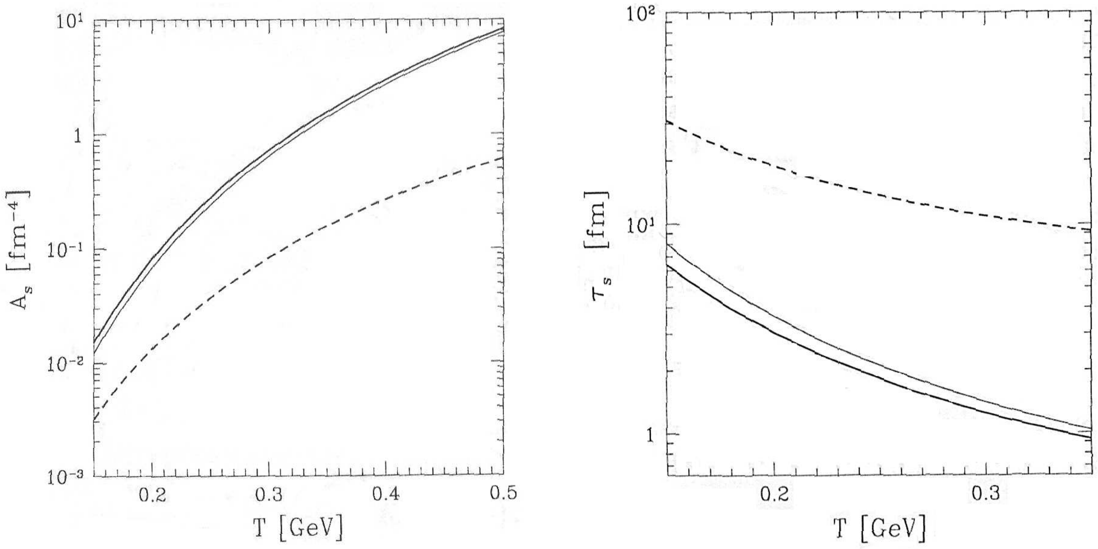


Abbildung 2.5 Links: Thermale $s\bar{s}$–Erzeugungsrate A_S in einem QGP als Funktion der Temperatur, berechnet für λ_q = 1.5, m_S = 160 MeV, α_S=0.6. Die durchgezogene Linie markiert die *nur* Gluon Produktion, die gestrichelte steht für die Produktion nur aus leichten Quarks. Rechts: Zeit τ_S zum Erreichen chemischen Gleichgewichts in einem QGP [raf96].

2.3 Modellierung einer Schwerionenreaktion

Aufgrund der sehr kurzen Zeitdauer einer Schwerionenkollision ist eine unmittelbare Beobachtung der Reaktion und deren physikalischen Verlaufs nicht möglich. Es muß vielmehr anhand des beobachteten hadronischen Endzustandes ein Rückschluß auf die heiße hochdichte Phase der Reaktion versucht werden. Mit Hilfe theoretischer Annahmen muß versucht werden, ein Modell der Reaktion zu entwickeln, daß durch die ermittelten Daten falsifiziert werden kann, um so eine Aussage über das Verhalten der Kernmaterie zu treffen.
Prinzipiell wird die Entwicklung des Systems durch die Theorie der QCD (**Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik) beschrieben, leider liegt die Entstehung von Hadronen im nicht–pertubativen und somit im nicht mehr rechenbaren Bereich der QCD, deshalb ist man auf Aussagen phenomenologischer Modelle wie die der *string-* oder thermischen (statistischen) Modellen angewiesen.

2.3.1 Beschreibung im statistischen Modell

Die Verwendung statistischer Modelle beruht auf der Annahme, daß bei Kollisionen ausreichend großer Kerne bei großen Energien ein Zustand angeregter Materie entsteht, der sich dicht am thermodynamischen Gleichgewicht befindet und somit eine Untersuchung der Thermodynamik des QCD-Systems ermöglicht. Beschrieben wird der Feuerball mit den charakteristischen Merkmalen wie der Temperatur, Baryo- und Seltsamkeitschemisches Potential ($\mu_{\rm B}, \mu_{\rm S}$), sowie durch die eventuellen Flußprofile in longitudinaler als auch radialer Richtung, mit den Geschwindigkeitsparametern $\beta_{\rm L}$ und $\beta_{\rm T}$ (Abb. 2.6). Auf diese Weise kann ein eventueller Phasenübergang vom QGP zum HG untersucht werden.

Thermisches Modell nach Rafelski, Letessier und Tounsi

Es wird erwartet, daß die statistischen Parameter, wie z.B das chemische Potential der seltsamen Quarks $\mu_{\rm S}$ oder der Seltsamkeits–Saturationsfaktor $\gamma_{\rm S}$, in einem Quark-Gluon-Plasma ein anderes Verhalten zeigen als bei einem Hadronengas–Feuerball. Für $\gamma_{\rm S}$ erwartet man zum Beispiel mit dem Anwachsen des Volumens des QGP–Feuerballs ein schnelles Erreichen der Sättigung ($\gamma_{\rm S} \rightarrow 1$), wohingegen in einem HG–Feuerball ein kleiner Wert für $\gamma_{\rm S}$ erwartet wird ($\gamma_{\rm S} \ll 1$). Der Ursprung dieses Faktors war heuristisch bedingt und wurde als rein phänomenologischer Parameter verwendet [raf91], wobei $\gamma_{\rm S}$ in einem groß–kanonischen Rahmen als Fugazität, verbunden mit der Zahl von seltsamen Quarks und deren Anti–Quarks, verstanden werden kann [slo95]. Für das chemische Potential der seltsamen Quarks $\mu_{\rm S}$ gilt die Eigenschaft, unabhängig von der Baryonendichte in einem QGP exakt Null zu sein; in einem HG ist $\mu_{\rm S}$ im allgemeinen von Null verschieden, vorausgesetzt es handelt sich nicht um ein baryonfreies System ($\mu_{\rm B} = 0$) [let92].

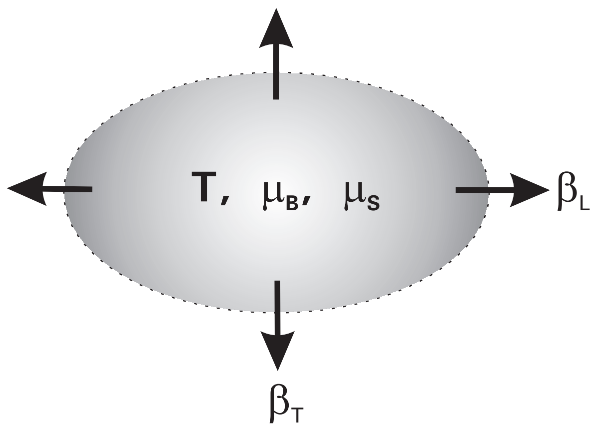


Abbildung 2.6 Feuerball mit den thermischen Parametern.

Experimentell zugänglich sind diese Parameter durch Ermittlung der Verhältnisse seltsamer- und insbesondere auch mehrfach seltsamer Hadronen. Dies ermöglicht einen relativ einfachen Zugang zu den Fragen nach einem absoluten oder relativen chemischen Equilibrium und der elementaren Fragestellung nach der Natur des Feuerballs: QGP oder Hadronengas?

Unter der Annahme, daß bei der Kollision zweier Kerne bei zentraler Rapidität nahezu ein Zustand thermischen Gleichgewichts erreicht wird, kann dieser zentrale Feuerball, in welchem die beobachtbaren Partikel entstehen, mit der Temperatur T und mit dem chemischen Potentialen μ_i der unterschiedlichen Quark–*flavors* (u,d,s) beschrieben werden. Da die erhaltenen Quantenzahlen der Hadronen einfach die Summe der entsprechenden Quantenzahlen der Quark–Konstituenten ist, sind die chemischen Potentiale der Hadronen durch die Summe der chemischen Potentiale ihrer Konstituenten–Quarks gegeben (z.B $\lambda_{\mathrm{K}+} = \lambda_u \lambda_{\overline{s}}$). Da die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung keine Quark–*flavors* vermischen kann, sind u, d und s–Quarks jeweils separat erhalten und können nur paarweise produziert werden. Daraus folgt, daß im absoluten chemischen Gleichgewicht die chemischen Potentiale für Teilchen und deren Anti-Teilchen Quark–*flavors* einander entgegengesetzt sind. Diese Eigenschaft kann durch die Verwendung von Teilchen–Fugazitäten ausgedrückt werden [raf96]. Die Fugazitäten sind mit dem chemischen Potential gemäß

$$\lambda_i = e^{\mu_i/T} \tag{2.4}$$

verknüpft. Daraus folgt für die Relation zwischen Teilchen und deren Antiteilchen:

$$\lambda_i = \lambda_i^{-1} \tag{2.5}$$

Bedingt durch die höhere Massen–Schwelle für eine $s\overline{s}$ Produktion vollzieht sich die Annäherung an das absolute chemische Gleichgewicht viel langsamer als für die leichten Quark–Paare wie z.B. $u\overline{u}$ und $d\overline{d}$; dies gilt ebenso für den Fall eines QGP als auch für das Hadronengas. Gesetzt der Fall, eine gewisse Anzahl von $s\overline{s}$–Paaren wurde in einem HG produziert, ist die Verteilung dieser auf die verschiedenen Spezies seltsamer Hadronen nicht mehr wesentlich durch Schwellen begrenzt, somit ist eine sehr schnelle Hadronisierung seltsamer Teilchen möglich. Es macht somit Sinn von einem *relativen chemischen Gleichgewicht* zu sprechen, in welchem die Phase seltsamer Hadronen noch nicht vollständig saturiert ist. Um diesen Sachverhalt generell auszudrücken, wurde in Gl. 2.5 ein weiterer Parameter eingeführt; mit diesem Saturationsfaktor γ_{i} gilt nun:

$$\gamma_i \lambda_i = \gamma_{\mathrm{S}}^{n(i,s)} \lambda_i, \tag{2.6}$$

wobei $0 < \gamma_{\mathrm{i}} \leq 1$. Der Exponent $n(i,s)$ zählt die gesamte Anzahl der seltsamen Valenzquarks, zuzüglich ihrer Anti-Quarks in der jeweiligen Hadronen-Art i. Zur vollständigen Beschreibung des Feuerballs muß noch das baryochemische Potential:

$$\mu_{\mathrm{B}} = 3\mu_{\mathrm{q}}, \tag{2.7}$$

eingeführt werden. Die Temperatur T kann aus der exponentiellen Steigung der Spektren der transversalen Masse extrahiert werden, daraus folgt, daß zwei freie Parameter bleiben, welche aus den Verhältnissen gemessener seltsamer Teilchen bestimmt werden

müssen: μ_{B} und γ_{S}.
Für die erforderlichen Teilchenverhältnisse R folgt aus Gl. 2.4 und Gl. 2.5:

$$R_{\Xi} = \frac{\Xi^-}{\overline{\Xi}^+} = \frac{\lambda_{\mathrm{d}}^{-1}\lambda_{\mathrm{s}}^{-2}}{\lambda_{\mathrm{d}}\lambda_{\mathrm{s}}^2} \tag{2.8}$$

$$R_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{\overline{\Lambda}} = \frac{\lambda_{\mathrm{d}}^{-1}\lambda_{\mathrm{u}}^{-1}\lambda_{\mathrm{s}}^{-1}}{\lambda_{\mathrm{d}}\lambda_{\mathrm{u}}\lambda_{\mathrm{s}}} \ . \tag{2.9}$$

Beide Gleichungen können in eine Relation zueinander gebracht werden gemäß

$$R_{\Lambda} R_{\overline{\Xi}^+}^2 = e^{6\mu_{\mathrm{S}}/T} \cdot e^{2\delta_{\mu}/T} \tag{2.10}$$

$$R_{\Xi} R_{\overline{\Lambda}}^2 = e^{6\mu_{\mathrm{q}}/T} \cdot e^{-\delta_{\mu}/T} \ . \tag{2.11}$$

Der Faktor $\delta_{\mu} = \mu_d - \mu_u$ steht für die Isospin-Asymetrie zwischen den leichten Quarks, dieser Faktor ist jedoch sehr klein; für das Verhältnis der netto *up* und *down* Quarks folgt für die Kollision zweier Bleikerne $R_f^{Pb+Pb} = 1.15$ [let92]. Aus den Gl. 2.10 und Gl. 2.11 kann nun mit Hilfe der experimentell bestimmten Teilchenverhältnisse das chemische Potential der seltsamen Quarks μ_{S} und das baryochemische Potential μ_{B} ermittelt werden.
Zur Ermittlung des Seltsamkeits-Saturationsfaktors γ_{S} kann gezeigt werden, daß bei festen $m_{\perp}$ und fester Rapitität y gilt [let92]:

$$\gamma_{\mathrm{S}}^2 = \frac{\Xi^-}{\Lambda} \cdot \frac{\overline{\Xi}^+}{\overline{\Lambda}} \,|_{m_{\perp} > m_{\perp}^{cut}} \ . \tag{2.12}$$

Mit den so gewonnenen Parametern läßt sich nun der hadronische Endzustand analysieren.

Thermisches Modell nach Becattini

Das modifizierte Modell eines idealen Hadrongases nach **F. Becattini** und **U. Heinz** [bec96b] ermöglicht die Betrachtung von Teilchenmultipliziäten in Hochenergie–Kollisionen und erweist sich als nützliches Werkzeug zum Verständnis der Hadron–Produktion. Der entscheidende Vorteil bei der Untersuchung von Teilchenhäufigkeiten liegt in der Invarianz gegenüber Lorenz–Transformationen, was sie unempfindlich gegenüber lokaler kollektiver Bewegungen des Hadronengases macht.
Die Grundannahme des Modells postuliert die Formation einer willkürlichen Anzahl von Hadronengas–Feuerbällen[1], jeder mit definiertem kollektivem Impuls, entstanden durch die Kollision der beiden Systeme, die sich vom primären Reaktionspunkt entfernen. Ein Hadrongas–Feuerball im thermischen und chemischen Gleichgewicht ist durch die Temperatur T_i, das Volumen V_i im Ruhesystem, und die Quantenzahlen elektrische

[1] Hadrongaszustände mit kollektiver Bewegung

Ladung Q_i, Baryonzahl B_i und Seltsamkeit S_i beschrieben [bec97]. Für die *flavors* schwerer Quarks, wie z.B. *charm* C_i und *beauty* B_i, wurde gezeigt, daß diese in der folgenden Betrachtung eine nur untergeordnete Rolle spielen [bec97]. Der mittlere Ertrag (*yield*) jeden Hadrons im i-ten Feuerball kann mit invarianten Zustandsfunktionen, unter Verwendung des kanonischen Formalismus der statistischen Mechanik, hergeleitet werden:

$$Z_i(\mathbf{Q_i^0}) = \sum_{\text{Zustände}} \mathbf{e}^{-\frac{\mathbf{E_i}}{\mathbf{T_i}}\delta_{\mathbf{Q_i},\mathbf{Q_i^0}}}. \tag{2.13}$$

Der Vektor der Quantenzahlen des i-ten Feuerballs ist hierbei gegeben durch $\mathbf{Q_i^0} = (\mathbf{Q_i}, \mathbf{B_i}, \mathbf{S_i})$, $\delta_{\mathbf{Q_i},\mathbf{Q_i^0}}$ ist der gewöhnliche Kroneckertensor. Um der Möglichkeit Rechnung zu tragen, daß das chemische Gleichgewicht der Seltsamkeit nicht erreicht wird, wurde auch hier der *nicht*–Gleichgewichtsfaktor γ_S eingeführt. Hierzu wird der Bolzmannfaktor e^{-E_j/T_i} des j-ten Hadrons mit einem Faktor γ_{Si}^{s} multipliziert (s ist Zahl der Valenzquark– und Antiquarks). Die gesamte gemittelte Multiplizität ergibt sich aus der Summe $\sum_{\mathrm{l}=1}^{\infty}$ über alle Feuerbälle. Die Temperatur T_{i} und γ_{Si} werden für alle gleich gewählt, so folgt für die Hadronenhäufigkeiten im globalen Volumen $V \equiv \sum_{\mathrm{i}=1}^{N} V_i$:

$$n_j = (2J_j+1)\frac{VT}{2\pi^2}\sum_{\mathrm{l}=1}^{\infty}(\mp 1)^{l+1}\frac{Z(\mathbf{Q^0}-\mathbf{lq_j})}{Z(\mathbf{Q^0})}\gamma_S^{ls_j}\frac{m_j^2}{l}K_2(\frac{lm_j}{T}), \tag{2.14}$$

wobei das obere Vorzeichen für Fermionen gilt und das untere für Bosonen. Die Funktion Z steht für die globale Partitionsfunktion und $\mathbf{q}_{\mathrm{j}}$ ist der Quantenzahlvektor der j-ten Hadron–Art; K_2 ist die McDonald–Funktion 2ter Ordnung und J_i der Spin des j-ten Hadrons. Die chemischen Faktoren $Z(\mathbf{Q^0}-\mathbf{lq}_{\mathrm{j}})/\mathbf{Z}(\mathbf{Q^0})$ stehen für die Abhängigkeit der Erträge von der Chemie des Systems und ersetzen die chemischen Potentiale in der kanonischen Formulierung. Für große Volumina, wie sie z.B in Schwerionen–Kollisionen erzeugt werden, kann Gl. 2.14 vereinfacht werden, wobei $\mathbf{A}$ (Gl. 2.15) eine 3×3 Matrix darstellt, deren Elemente proportional zu V sind. Die Summe läuft hierbei über alle Hadronen–Arten:

$$\mathbf{A_{k,l}} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\sum_{\mathbf{j}}\frac{\mathbf{V(2J_j+1)}}{(\mathbf{2}\pi)^{\mathbf{3}}}\int \mathbf{d^3p}\frac{\gamma_{\mathbf{S}}^{\mathbf{sj}}\mathbf{e}^{-\sqrt{\mathbf{p^2+m_j^2}}/\mathbf{T}}}{(\mathbf{1}\pm\gamma_{\mathbf{S}}^{\mathbf{sj}}\mathbf{e}^{-\sqrt{\mathbf{p^2+m_j^2}}/\mathbf{T}})^{\mathbf{2}}}\mathbf{q_{j,l}q_{j,k}}. \tag{2.15}$$

Unter der Annahme, daß T und γ_{S} nicht von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen abhängt, folgt für die mittlere Anzahl der direkt produzierten Hadronen der Art j:

$$\langle n_j\rangle = (2J_j+1)\sum_{\mathbf{Q^0}}\int dV F(\mathbf{Q^0},\mathbf{V})\frac{\mathbf{VT}}{\mathbf{2}\pi^{\mathbf{2}}}\sum_{\mathrm{l}=1}^{\infty}(\mp\mathbf{1})^{\mathbf{l+1}}\gamma_{\mathbf{S}}^{\mathbf{ls_j}}\frac{\mathbf{m_j^2}}{\mathbf{l}}\mathbf{K_2}(\frac{\mathbf{lm_j}}{\mathbf{T}})\mathbf{e}^{\mathbf{l}\mu\mathbf{q_j}/\mathbf{T}}\mathbf{e}^{-\mathbf{l^2q_jA^{-1}q_j/4}}. \tag{2.16}$$

Für die Wahrscheinlichkeitsfunktion $F(\mathbf{Q^0},\mathbf{V})$, ein Ereignis im globalen Volumen V mit dem Quantenvektor $\mathbf{Q^0}$ zu beobachten, wurde eine gausförmige Verteilung angenommen, hiermit vereinfacht sich Gl. 2.16 zu:

$$\langle n_j\rangle \approx (2J_j+1)\frac{\overline{V}T}{2\pi^2}\sum_{\mathrm{l}=1}^{\infty}(\mp 1)^{l+1}\gamma_S^{ls_j}\frac{m_j^2}{l}K_2(\frac{lm_j}{T})e^{l\overline{\mu}\mathbf{q_j}/\mathbf{T}}e^{-l^2\mathbf{q_j}\overline{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{q_j}/4}. \tag{2.17}$$

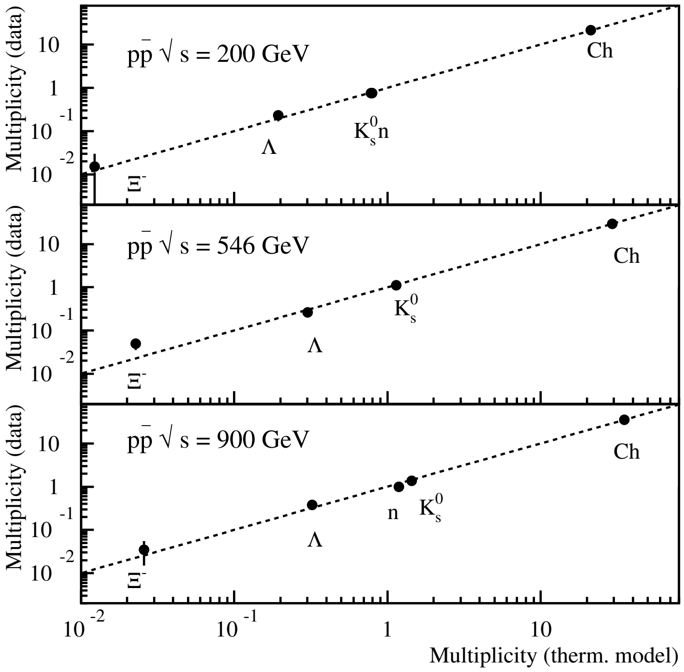


Abbildung 2.7 Ergebnisse des thermischen Modells nach **F. Becattini** und **U. Heinz** für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s}$ = 200, 546, 900 GeV. Experimentell gemessene Hadron-Multiplizitäten vs. der im thermischen Modell errechneten. Das Modell reproduziert die gemessenen Multiplizitäten über einen weiten Bereich [bec96b].

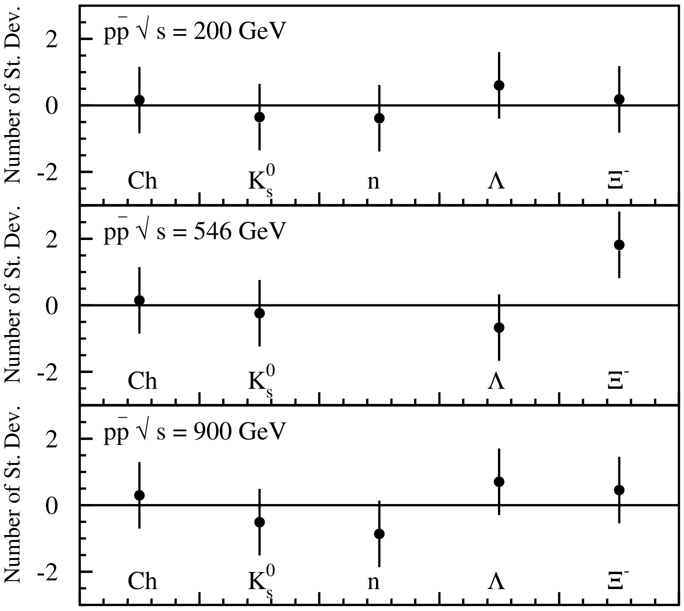


Abbildung 2.8 Verteilung der Residuen des thermischen Modells für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s}$ = 200, 546, 900 GeV [bec96b].

Mit Gl. 2.17 können nun durchschnittliche Hadronenmultiplizitäten berechnet werden, wobei $\overline{V}$,T,γ_{S} und $\overline{\mu}_{\mathrm{B}}$ die freien Parameter sind. Diese Parameter werden durch ein Approximationsverfahren an die im Experiment ermittelten Daten bestimmt. Das chemische Potential der Seltsamkeit $\overline{\mu}_{\mathrm{S}}$ und das elektro–chemische Potential $\overline{\mu}_{\mathrm{Q}}$ wurden durch zusätzliche Rahmenbedinungen festgelegt [bec97].
Für die Hadron-Produktion in p+p Reaktionen bei verschiedenen Kollisionsenergien konnte eine gute Übereinstimmung der Modellvorhersage mit den gemessenen Hadronenmultiplizitäten gezeigt werden (Abb. 2.7 und 2.8). Die Frage nach dem Grad der Übereinstimmung des Modells mit den gemessenen Hadron- und insbesondere Hyperonmultiplizitäten bei Pb+Pb-Reaktionen wird im Kap. 6.6.1 diskutiert.

Statistische Formulierung nach Bialas

In der theoretischen Betrachtung von **A. Bialas** wird davon ausgegangen, daß die Wahrscheinlichkeit, ein Baryon oder dessen Antiteilchen zu erzeugen, proportional zu der Wahrscheinlichkeit ist, daß sich drei Quarks (Antiquarks) mit passenden Quantenzahlen in der gleichen Phasenraumzone treffen, um so eine Bindung einzugehen. Unter der Annahme, daß die drei Quarks nicht korreliert sind, läßt sich die Wahrscheinlichkeit wie folgt beschreiben [bia98]:

$$p = \omega_p q^3; \quad \Lambda/\Sigma^0 = \omega_\Lambda q^2 s; \quad \Xi = \omega_\Xi q s^2; \quad \Omega = \omega_\Omega s^3, \tag{2.18}$$

wobei q und s die relativen Wahrscheinlichkeiten sind, ein leichtes, bzw. ein schweres Quark in dem gleichen Phasenraumbereich zu finden. Der Faktor ω_i bezieht sich auf die Resonanzstruktur und die Bindungsenergie der verschiedenen Baryonen und ist somit für jede Spezies verschieden. Alle diese Betrachtungen gelten auch für Antibaryonen. Die Bestimmung der ω_i-Faktoren ist jedoch sehr kompliziert. Unter dem Ansatz, daß die ω_i-Faktoren jedoch für Baryonen und die entsprechenden Antibaryonen gleich ist, kürzt sich der Faktor heraus:

$$\frac{\overline{p}}{p} = \frac{\overline{q}^3}{q^3}; \quad \frac{\overline{\Lambda/\Sigma}}{\Lambda/\Sigma} = \frac{\overline{p}}{p} D; \quad \frac{\overline{\Xi}}{\Xi} = \frac{\overline{p}}{p} D^2; \quad \frac{\overline{\Omega}}{\Omega} = \frac{\overline{p}}{p} D^3; \tag{2.19}$$

mit $D = q\overline{s}/\overline{q}s$. Die Gleichungen 2.18 und 2.19 sind dabei unabhängig von der Annahme eines thermischen Gleichgewichts. Die vier Gleichungen in 2.19 lassen sich somit durch zwei Parameter ausdrücken. Eine Untersuchung des Parameters D für verschiedene Kollisionssysteme kann auf diese Weise eine Observable zum Verständnis des frühen Zustandes der Reaktion sein (Kap. 6.6.1).

2.3.2 Hydrodynamische Formulierungen

Eine hydrodynamische Betrachtung einer Schwerionen-Kollision liegt nahe, weil die anfänglichen Nukleonen und Mesonen sehr dicht gepackt sind und deshalb eine verschwindende freie Weglänge vorliegt. Daraus folgt, daß für eine Beschreibung der Bewegung der Hadronen ein hydrodynamischer Ansatz gemacht werden kann. Mit dieser Grundannahme kann die Expansion als isentrop beschrieben werden, d.h die Temperatur fällt während der Expansion sehr schnell ab und ein deutlicher Anteil der anfänglichen transversalen Energie geht in ein kollektives radiales Geschwindigkeitsfeld. Wird eine ausreichende Verdünnung erreicht, frieren die Hadronen aus und das System besteht aus zwei Arten transversaler Energie: einer chaotischen thermischen Bewegung und einem geordneten kollektiven transversalen Fluß. Das Konzept des radialen Flusses basiert somit auf einer hydrodynamischen Sicht einer Schwerionenkollision. Durch diesen radialen Fluß weisen die Hadronen des Endzustandes einen deutlichen Effekt in ihrem Spektrum der transversalen Masse auf, der mit ihrer Masse anwächst, gemäß dem konstanten radialen Flußgeschwindigkeitsfeld [sto97].

Das Modell von **Heinz-Lee-Schnedermann-Wiedemann** beschränkt sich auf die Beschreibung der Expansionsdynamik einer dreidimensionalen expandierenden Quelle bei gegebener Emissionsfunktion [sch93]. Bei einer boost-invarianten longitudinalen Expansion folgt für das invariante Impulsspektrum :

$$E\frac{\mathrm{d}^3 n}{\mathrm{d}p^3} = \frac{\mathrm{d}n}{m_\perp \mathrm{d}y\, \mathrm{d}m_\perp\, \mathrm{d}\phi} = \frac{g \cdot V}{(2\pi)^3} \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E-\mu}{T}\right) \ , \tag{2.20}$$

wobei V das emittierende Quellvolumen, g der Spin-Isospin-Degenerationsfaktor und $\mu = b{\cdot}\mu_\mathrm{b}{+}s{\cdot}\mu_\mathrm{s}$ die Summe aus baryo- und strange-chemischem Potential mit der Baryonzahl b und Strangeness s ist. Um einer zur Rapiditätsachse transversalen Expansion der Quelle Rechnung zu tragen, wird ein transversale Geschwindigkeitsprofil $\beta_\mathrm{r}(r)$ implemetiert. Es wird hierbei durch die Oberflächengeschwindigkeit β_s entsprechend parametrisiert, wobei R den transversalen Radius der Quelle angibt und ein lineares Profil mit $n = 1$ angenommen wird:

$$\beta_\mathrm{r}(r) = \beta_\mathrm{s} \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^n \ . \tag{2.21}$$

Das Spektrum des invarianten Wirkungsquerschnittes stellt eine Superposition von uniform verteilten, mit dem Boost-Winkel $\rho = \tanh^{-1}\beta_\mathrm{r}$ transversal beschleunigten thermischen Quellen dar:

$$\frac{\mathrm{d}n}{m_\perp\, \mathrm{d}m_\perp} \propto \int_0^\mathrm{R} r\, \mathrm{d}r\, m_\perp I_0\left(\frac{p_\perp \sinh(\rho)}{T}\right) K_1\left(\frac{m_\perp \cosh(\rho)}{T}\right) . \tag{2.22}$$

Die Emissionsfunktion der Quelle ist durch

$$S(x,K) = \frac{M_\mathrm{T} \cosh\left(\eta - Y_{\pi\pi}\right)}{(2\pi)^3\sqrt{2\pi(\Delta\tau)^2}} \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot u(x)}{T} - \frac{r^2}{2R^2} - \frac{(\tau - \tau_0^2)}{2(\Delta\tau)^2} - \frac{\eta^2}{2(\Delta\eta)^2}\right) \tag{2.23}$$

gegeben. Nach [cha95] läßt sich die Einteilchen-Verteilung in einer Näherung ausdrücken durch:

$$P_1 \ \propto \ m_\perp R_\star^2\, \Delta\eta_\star \left(1 + \frac{R_\star^2}{2\,R^2} \cdot (\Delta\eta)_\star^2 - \frac{m_\perp}{8\,T} \cdot (\Delta\eta)_\star^4\right)$$

$$\cdot \quad \exp\left(-\frac{m_\perp}{T} + \frac{v_\perp^2 \cdot (m_\perp^2 - m^2)}{2\,T \cdot (T + m_\perp v_\perp^2)} - \frac{y^2}{2\left((\Delta\eta)^2 + T/m_\perp\right)}\right) \tag{2.24}$$

mit

$$\frac{1}{R_\star^2} = \frac{1}{R^2} \cdot \left(1 + v_\perp^2 \cdot \frac{m_\perp}{T}\right) \tag{2.25}$$

und

$$\frac{1}{(\Delta\eta)_\star^2} = \frac{1}{(\Delta\eta)^2} + \frac{m_\perp}{T}, \tag{2.26}$$

$m_\perp$ ist die mittlere transversale Masse, T die Ausfriertemperatur, R der transversale Quellradius, $v_\perp$ die transversale Expansionsgeschwindigkeit an der Stelle R, m die Teilchenmasse und $\Delta\eta$ entspricht der Raum-Zeit-Rapidität, die mit der Breite der Rapiditätsverteilung über

$$(\Delta y)^2 = (\Delta\eta)^2 + \frac{T}{m_\perp} \tag{2.27}$$

korreliert ist [gün98]. Aus diesen Überlegungen läßt sich nun ein Rückschluß versuchen, inwieweit experimentell ermittelte Spektren der transversalen Masse einen Einfluß transversaler Expansion zeigen.

2.3.3 Beschreibung durch mikroskopische Modelle

Dynamische mikroskopische Modelle, wie z.B. RQMD und UrQMD, basieren im wesentlichen auf bekannten hadronischen Wirkungsquerschnitten und dem Lund-Modell. Der große Vorteil dieser Modelle ist, daß in jedem einzelnen Zeitschritt der vollständige Reaktionsverlauf, d.h. alle Trajekorien der beteiligten Teilchen und deren Wechselwirkungsprozesse, bekannt ist und somit zu jedem Zeitpunkt eine Aussage über die Reaktion getroffen werden kann. Die Beschreibung von Daten durch mikroskopische Modelle ist bei niedrigen Energien, wie z.B. am AGS, jedoch erfolgreicher als bei hohen Energien wie etwa am CERN SPS. Insbesondere bei der Beschreibung der Daten von Antibaryonen und mehrfach seltsamen Hyperonen, wie $\overline{\Lambda}$, Ξ, $\overline{\Xi}$, Ω, $\overline{\Omega}$ haben die meisten mikroskopischen Modelle Probleme, und so mußten neue Produktionsmechanismen, wie etwa *color-ropes* eingeführt werden, um die Beschreibung der Daten zu verbessern [sor92, sor95, mül96]. Der Vorteil von Transportmodellen gegenüber thermodynamischen Ansätzen ist die vollständige Beschreibung der Entwicklung des Systems von Beginn der Reaktion bis zum Ausfrieren der beteiligten Partikel - thermodynamische Modelle sind hier auf die Beschreibung der globalen Observablen beschränkt.

Das UrQMD-Modell

Bei dem UrQMD-Modell (**U**ltrarelativistische **Q**uanten **M**olekular **D**ynamik-Modell) handelt es sich um eine Weiterentwicklung des **Q**uanten **M**olekular **D**ynamik-Modells (QMD), einer N-Körper Theorie zur Simulation von Schwerionen-Reaktionen bei mittleren Energien, und deren Erweiterung zu relativistischen Energien **R**elativistic-**QMD**, zur Beschreibung von Reaktion am AGS und CERN-SPS. Hierbei werden alle an der Reaktion beteiligten Hadronen gemäß der Hamiltonschen-Bewegungsgleichungen kovariant propagiert. Zu diesem Zweck wurden alle bekannten Hadronen so realistisch wie möglich, d.h. anhand experimentell bestimmter Wirkungsquerschnitte und deren Parametrisierung, in das Modell eingebaut. Zur Beschreibung der Evolution des Systems müssen hunderte gekoppelter Integro-Differential Gleichungen gelöst werden. Bei den untersuchten Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 20$ GeV/Nukleonpaar werden die Wechselwirkung zwischen den Hadronen dabei durch binäre Streuprozesse, die Formation von Farbstrings und Resonanz-Zerfälle beschrieben. Resonanzen werden im UrQMD-Modell dabei nicht als Quasi-Teilchen behandelt - sondern als kontinuierliche *string*-Anregung [bas97, bas98].

3 Das NA49–Experiment

Um das Verhalten von Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu studieren, untersucht das NA49-Experiment an der CERN[1] Beschleunigeranlage SPS (*Super Proton Synchrotron*, Abb. 3.1) seit Herbst 1994 ultrarelativistische Kern-Kern Reaktionen. Der Schwerpunkt des Experimentes liegt hierbei auf der detaillierten Untersuchung von $^{208}Pb^{82+}$+^{208}Pb Schwerionen-Kollisionen bei 33 TeV totaler Energie.
Die bis zu dem heutigen Zustand immer weiter modifizierte Beschleunigeranlage des SPS besteht aus einer Kette von einzelnen Beschleunigern. Erstes Glied der Anlage bildet die ECR[2]-Ionenquelle, welche einen 120μA Strom von $^{208}Pb^{27+}$ liefert; diese werden anschließend von einer RFQ und einem Linearbeschleuniger auf 4.2 MeV/u beschleunigt. Dieser erste Komplex wird als *LINAC3* bezeichnet. Nach dieser ersten Vorbeschleunigung der Schwerionen werden diese durch eine Kohlenstoff-Folie geschossen und so auf $^{208}Pb^{53+}$ *gestripped* und anschließend im PS-Booster weiter bis auf 94 MeV/u beschleunigt. Nach dieser weiteren Erhöhung der Energie werden die Schwerionen im PS bis auf 4.25 GeV/u beschleunigt. Vor der Injektion in den SPS-Komplex werden sie in einer Folge von Kupfer– und Nickelfolien von allen verbliebenen Elektronen befreit und dort als $^{208}Pb^{82+}$-Ionen auf die Endenergie von 158 GeV/u beschleunigt [hüb94, has96].
Bei NA49 handelt es sich um ein *fixed target* Experiment das an der H2-Strahlführung in der *North Area* des CERN-Komplexes installiert ist. Da es sich bei Pb+Pb-Stößen um ein symmetrisches Stoßsystem handelt, ist die gesamte Information in der Vorwärtshemisphäre der Reaktion enthalten. Das Pb– Festkörper*target* befindet sich direkt vor dem ersten Ablenkungsmagneten MVTX1 und weist eine Massenbelegung von 224 mg/cm^2 auf; bei einer größeren Massenbelegung würden unerwünschte Vielfachstreuungen im *target* häufig auftreten. In den 5 s der Extraktionsphase des insgesamt 19.2 s dauernden Beschleunigungszykluses (*spill*), in welchem ein Teil des Strahls des SPS auf das *target* des NA49-Experimentes trifft, beträgt die Intensität ca. $5 \cdot 10^5$-Pb Ionen. Dies

[1] Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire , Genève.
[2] Electron-Cyclotron-Resonance.

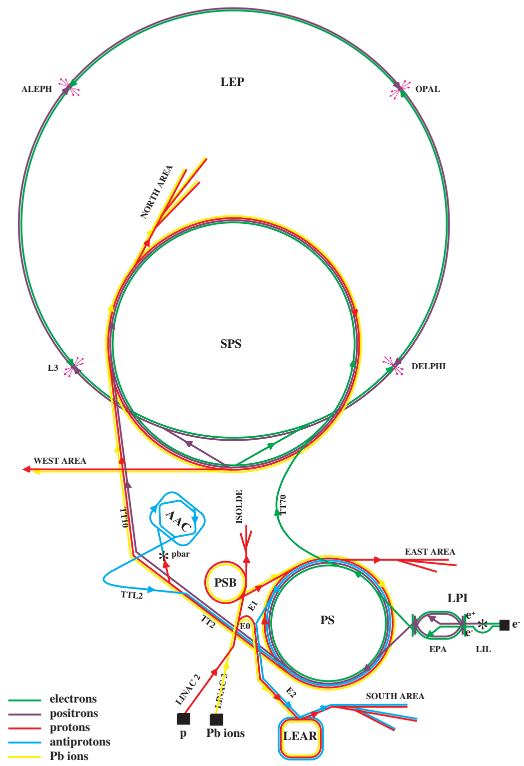


Abbildung 3.1 Schematische Ansicht der Beschleunigeranlage SPS am CERN [bri97].

führt zu einer Ereignisrate von ca. 30 Ereignissen pro Extraktionsphase. Die Position des Pb–Strahls wird durch zwei Si-Streifen-BPDs (*Beam Position Detectors*) mit einer Ortsauflösung von 150 μm (für einen p–Strahl ist die Ortsauflösung $\approx 500\mu$m) vermessen, dies ermöglicht später bei der Analyse der Daten eine genaue Bestimmung des primären Reaktionspunktes [na49].
Zur Selektion von zentralen Ereignissen dient das 25 m hinter dem *target* aufgebaute Veto-Kalorimeter (VCAL) (Abb. 3.2). In ihm wird die Gesamtenergie aller Teilchen registriert, welche einen Winkel von $\Theta \leq 0.3$ zur Strahlachse haben. Durch diese Wahl werden im wesentlichen nur Projektilfragmente oder Spektator-Nukleonen[3] detektiert. Es wird somit auf die Abwesenheit der von Projektilspektatoren im Kalorimeter deponierten Energie *getriggert*. Erst das Veto-Kalorimeter löst die Auslese der Spurdetektoren aus. Bei einer typischen Energieschwelle von $E_{veto} \leq 8$ TeV werden damit 4% aller inelastischen Pb+Pb Ereignisse ausgewählt. Dies entspricht einem Impaktparameter von $b \leq 3.5$ fm. Das aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Bereich bestehende Ringkalorimeter dient in einer speziellen Detektor- und *target*-Konfiguration zur Messung des transversalen Energieflusses der Reaktion.
Die verfügbare Energie im Schwerpunktsystem (**C***enter of* **M***ass* **S***ystem*) beträgt bei

[3] Im Landau-Bild werden die an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen vollständig gestoppt, die Kompression in Strahlrichtung führt zur Bildung eines Teilchen emittierenden Feuerballs [lan53]. Kernfragmente und Nukleonen welche nicht an der Reaktion teilnehmen werden Spektatoren genannt.

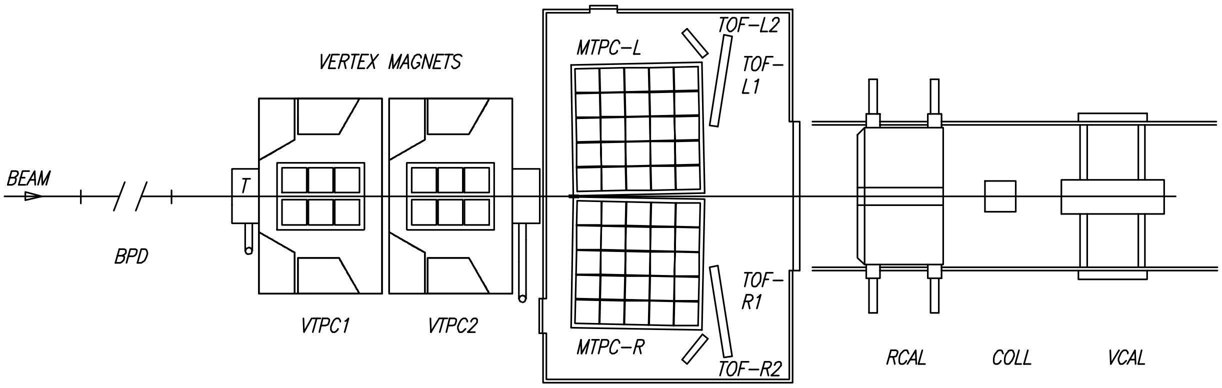


Abbildung 3.2 Schematischer Aufbau des NA49-Experimentes.

einer zentralen Pb+Pb Reaktion etwa $\sqrt{s} \approx 18$ GeV/Nukleonenpaar. Dabei entstehen mehr als 2000 Hadronen, von denen ca. 1200 geladene Teilchen in den Detektoren nachgewiesen werden können. Das NA49-Experiment wurde so konzipiert, daß es einen möglichst großen Bereich des gesamten Phasenraumes abdeckt. Wesentlichen Anteil daran tragen die großen supraleitenden Dipol-Ablenkmagnete MVTX1 und MVTX2, welche in unterschiedlichen Konfigurationen betrieben werden können. Durch die starken Magnetfelder können die in der Reaktion erzeugten Teilchen entsprechend ihrer Ladung und ihres Impulses getrennt werden. Dabei werden die eine Helix beschreibenden Trajektorien der Teilchen proportional zu ihrem Impuls p [GeV/c] abgelenkt. Unter der Annahme eines homogenen statischen Magnetfeldes kann mit Hilfe von

$$p = \kappa \cdot Q \cdot B \cdot R \cdot \frac{1}{\cos \lambda} \tag{3.1}$$

aus dem Radius R der registrierten Teilchenbahn der Impuls des jeweiligen geladenen Teilchens bestimmt werden. Der Krümmungssinn der Helixbahn ergibt den Ladungszustand Q des betrachteten Teilchens. Die Konstante κ[1] ist hierbei ein zur Lichtgeschwindigkeit proportionaler Faktor. Die Magnetfeldstärke ist durch B beschrieben und λ bezeichnet den Steigungswinkel der Teilchenbahn. In der in dieser Arbeit verwendeten STD$^+$ Konfiguration der Magnete wurde MVTX1 mit einer Feldstärke von 15 kG und der zweite Magnet MVTX2 mit 11 kG betrieben, was in einer Ablenkstärke von 7.8 Tm resultiert.

Aufgrund der hohen Anzahl von in der Reaktion produzierten Teilchen und dem Wunsch, einen möglichst großen Phasenraumbereich zu vermessen, werden an die Detektoren des Experimentes hohe Anforderungen gestellt. Die zentralen Detektoren zum Nachweis der geladenen Teilchen sind die vier großvolumigen Spurendriftkammern (TPC, **T**_ime_ **P**_rojection_ **C**_hamber_), von denen sich zwei (Vertex-TPC 1 und 2) innerhalb der großen Ablenkmagneten MVTX1 und MVTX2 befinden. Zwei weitere große TPCs befinden sich ca. 8 m hinter dem _target_ außerhalb des magnetischen Feldes (_Main_-TPC Links

[1] $\kappa = 0.2997925$ GeV/cTm.

und Rechts). Sie wurden so konstruiert, daß sie sich aufgrund der großen Anzahl von 90 Einzelmessungen pro Spur besonders für die Teilchenidentifikation anhand des spezifischen Energieverlustes dE/dx eignen.
Die Identifikation von Teilchen erfolgt ebenfalls in einem System von Flugzeitwänden (TOF, **T***ime* **O***f* **F***light*) welche sich an die MTPCs anschließen. Sie erschließen insbesondere den Bereich von $p_{Lab} \leq 7$ GeV/c, in welchem die Identifikation von geladenen Kaonen innerhalb der MTPCs nicht möglich ist. Grundprinzip ist die Messung der Flugzeit der Teilchen. Bei bekannter zurückgelegter Flugstrecke kann die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden. Ist der Impuls aus der Messung innerhalb der TPCs bekannt, kann mit $p = m_0\beta\gamma c$ die Masse des betrachteten Teilchens ermittelt werden[2] [eck96].

3.1 Das Koordinatensystem und die Observablen

Das Koordinatensystem zur Analyse der in den TPCs registrierten Teilchen teilt sich in ein internes- und ein externes kartesisches Koordinatensystem auf. Die internen Systeme der jeweiligen TPCs haben ihren Ursprung im Mittelpunkt des jeweiligen Feldkäfigs. Für das gesamte NA49-Experiment gilt ein System, welches seinen Ursprung im Mittelpunkt der Vertex-TPC2 hat. In Abbildung 3.3 ist das verwendete NA49-Koordinatensystem abgebildet. Die Ablenkebene wird durch die z-Achse und die x-Achse aufgespannt. Die z-Achse bezeichnet die Richtung des Strahls. Die y-Achse beschreibt die Drift-Achse der Spurendriftkammern. Die Winkel einer Teilchentrajektorie werden mit dem Winkel zwischen Impulsvektor und seiner Projektion in die xy-Ebene Ψ und dem *Dip*-Winkel λ zwischen dem Impulsvektor und der Projektion in die xz-Ablenkebene beschrieben.
Der Impuls eines gemessenen Teilchens ist durch die Impulskoordinaten p_x, p_y, p_z gegeben. Mit z als Strahlachse ist der longitudinal Impuls p_L [GeV/c] durch $p_L = p_z$ gegeben. Für den zur Strahlrichtung transversalen Impuls p_T [GeV/c] gilt somit:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}\ . \tag{3.2}$$

Für den Gesamtimpuls p [GeV/c] folgt $p = \sqrt{p_T^2 + p_L^2}$. Bei einer Transformation vom Labor- in das Schwerpunktsystem (CMS) ist der Transversalimpuls p_T Lorentz-invariant, d.h unabhängig vom Bezugssystem. Zur Beschreibung der longitudinalen Bewegung der Teilchen entlang der Strahlachse wird als Maß die *Rapidität* y, gegeben durch

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right), \tag{3.3}$$

mit der Teilchenenergie $E = \sqrt{p^2 + m_0^2}$, verwendet. Die Ruhemasse des betrachteten Teilchens wird durch m_0 angegeben. Bei einer Transformation vom Labor- in das Schwer-

[2] mit $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

punktsystem gilt:

$$y \rightarrow y' = y + \ln \gamma \cdot (1 + \beta), \tag{3.4}$$

mit $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Daraus folgt, daß die Form der Rapiditätsverteilung unter Lorentz-Transformationen invariant ist.

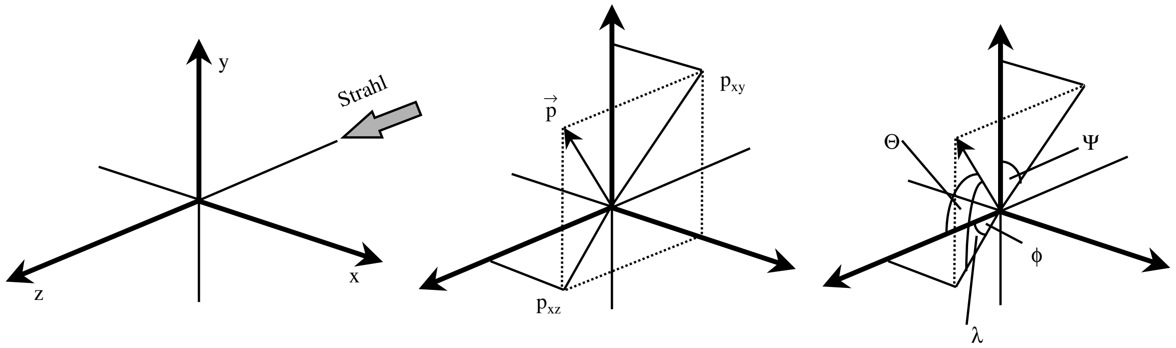


Abbildung 3.3 Das Koordinatensystem des NA49-Experimentes in Orts-, Impuls- und Winkelkomponenten.

3.2 Die Spurendriftkammer

Die Spurendriftkammern, oder auch Zeit-Projektionskammern (TPC, **T***ime* **P***rojection* **C***hamber*), bilden das zentrale Detektorsegment im NA49-Experiment. Die TPC ist eine Weiterentwicklung der von **G. Charpack** 1969 entwickelten Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC, **M***ulti*-**W***ire*-**P***roportionl*-**C***hamber*) und deren Verbesserung durch **D. R. Nygren** (1974) [kle87]. Die verwendeten TPCs mußten gemäß den Anforderungen, welche insbesondere durch den erwünschten großen Akzeptanzbereich und der aus der großen Teilchenzahl resultierenden hohen Spurdichte folgen, konzeptioniert und gebaut werden. Grundprinzip ist hierbei die Rekonstruktion der Teilchen anhand der durch die Ladungsdeposition erzeugten Spuren im Kammergas.

Spezifischer Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

Durchquert ein geladenes Teilchen das aktive Detektorvolumen, so ionisiert es entlang seiner Trajektorie die Moleküle des Kammergases durch Coulomb-Wechselwirkung. Auf diese Weise hinterlassen die geladenen Teilchen eine Spur aus freien Elektronen und Ionen in dem mit Gas gefüllten Volumen der TPC. Die für die Teilchen spezifische Ionisation ist bei bekannter Ladung im wesentlichen nur eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit β.

Der mittlere differentielle Energieverlust dE pro Wegintervall dx ist für geladene Teilchen näherungsweise durch die **Bethe-Bloch**-Gleichung [bet30, blo33] (Gl. 3.5) beschrieben:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mean} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_e \beta^2 c^2} \cdot \left(\ln \frac{2 m_e \beta^2 c^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta\left(\beta\right) - K\right) . \tag{3.5}$$

Z ist hierbei die Kernladungszahl des Mediums, e die Elementarladung, z die Ladung des einlaufenden Teilchens, N die Anzahl der Gasatome pro Volumeneinheit, m_e die Elektronenmasse, $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur Lichtgeschwindigkeit c und I das mittlere Ionisationspotential des benutzten Gases. Der Dichtekorrekturterm $\delta\left(\beta\right)$ kompensiert den bei relativistischen Energien, und damit großen β, auftretenden Energieverlust aufgrund des transversal elongierten elektromagnetischen Feldes der Teilchen durch die Polarisation des Mediums. Dem Effekt, daß die Elektronen der weiter innen liegenden Schalen der Gas-Atome durch die Elektronen der äußeren Schalen abgeschirmt werden, wird durch den Schalen-Korrektruterm K Rechnung getragen. Einen merklichen Einfluß bekommt der Schalen-Korrekturterm jedoch erst, wenn die Geschwindigkeiten der Teilchen in den Bereich der Umlaufgeschwindigkeiten der atomaren Elektronen abgesunken sind [liv37].
Der Stoß eines einlaufenden Teilchens mit einem Gasatom kann als ein unabhängiges Einzelereignis betrachtet werden, somit folgt die Verteilung der Einzelereignisse einer Normalverteilung um einen Mittelwert. Ist der Energieübertrag an das Elektron sehr groß, kann dieses ungefähr zwei bis drei weitere Gasatome ionisieren. Die in diesen Reaktionen entstehenden δ-Elektronen besitzen kinetische Energien bis zu einigen MeV. Diese harten Kollisionen verschieben die Verteilungen zu großen Energieverlusten. Bei dünnen Absorbern folgt die Verteilung des Energieverlustes der von **Landau** [lan44] beschriebenen Verteilung:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\,\pi}} \cdot \exp -\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{(-\lambda)}\right) . \tag{3.6}$$

λ entspricht der Abweichung vom Wert des mittleren Energieverlustes $\langle \Delta E \rangle$, normiert auf den Wert des wahrscheinlichsten Energieverlustes ΔE_w:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\langle \Delta E \rangle} . \tag{3.7}$$

Bei bekannten Impuls der registrierten Spur kann eine Identifikation des Teilchens anhand des wahrscheinlichsten Energieverlustes aus der Landau-Verteilung erfolgen [gün93, moc97].

Aufbau und Funktionsweise der Vertex-TPCs

Ein wesentliches Kriterium bei der Konstruktion der Spurendriftkammern war eine möglichst große Transparenz des Detektors für die nachzuweisenden Teilchen. Dies ist notwendig, um den Anteil an Coulomb-Mehrfachstreuungen, sekundären hadronischen Wechselwirkungen und auch γ–Konversionen mit dem Material der TPC so klein wie nur irgendwie möglich zu halten. Der Driftraum der TPC besteht aus einem gasdicht abgeschlossenen Behälter, der *Gasbox* (Abb. 3.4, links). Sie besteht aus einem Fiberglas(G10)-Rahmen, deren Wände aus zwei Schichten Mylarfolie von jeweils 125 μm Dicke gefertigt wurden. Dies wurde so gewählt, um eine minimale Strahlungslänge zu erreichen. Der Raum zwischen den beiden Folien beträgt ca. 2 cm und ist gasdicht vom aktiven Volumen des Detektors und der Umgebung getrennt. Der Zwischenraum wird ständig mit Stickstoff (N_2) gespült, um die Verunreinigung des Detektorgases durch Diffusion von Wasser und Sauerstoff zu minimieren. Der Boden der Gasbox besteht aus einer *honeycomb*-Struktur, welche eine optimale Stabilität bei nur sehr geringem Gewicht ermöglicht. Das aktive Detektorvolumen ist durch den Feldkäfig definiert. Als Rahmen dienen vier Keramikrohre von 40 mm Durchmesser und einer Wandstärke von 3 mm, welche zusätzlich die Strahlführungsoptik des Laserkalibrationssystems enthalten [had95, hüm97]. Zur Erzeugung des elektrischen Driftfeldes sind 12.7 mm breite aluminiumbeschichtete Mylarstreifen mit einer Dicke von 25 μm in einem Abstand von 2 mm um den Keramik-Rohrrahmen gespannt. Um ein linear abfallendes Potential zu erzeugen, sind die Mylarsteifen über eine Widerstandskette an eine Driftspannung von ca. 13 kV angeschlossen. Dies ergibt bei einer maximalen Driftstrecke von 650 mm eine Feldstärke von etwa 200 V/cm. Der Feldkäfig und die Gasbox sind hängend in einem Rahmen aus Aluminium eingebaut, welcher ebenfalls als Träger für die sechs Auslesemodule fungiert. Die durch das angelegte homogene elektrische Driftfeld gemäß ihrer unterschiedlichen Ladung von den Ionen getrennten Elektronen driften mit konstanter Geschwindigkeit entlang der Feldlinien zur Ausleseebene. Für die Driftbewegung der Elektronen kann aus der Grundannahme, daß der Energiegewinn aus der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld gleich dem Energieverlust durch die Stöße mit den Gasatomen ist, die Geschwindigkeit der Elektronen $\vec{v}(t)$ in einen translatorischen Anteil $\vec{v}_D$ und einen durch das Magnetfeld hervorgerufenen rotativen $\vec{v}_r = \vec{\omega} \times \vec{r}(t)$ aufgeteilt werden. Daraus folgt, daß die driftenden Elektronen eine Helix-Bahn mit einer Zyklotronfrequenz $\vec{\omega} = -e\vec{B}/m_e$ beschreiben. Mit dem Ansatz einer stochastischen gemittelten Kraft von **Langevin** läßt sich diese Driftbewegung mit

$$\vec{v}_{\mathrm{Drift}} = \frac{\mu E}{1+\omega^2\tau^2} \cdot \left(\hat{E} + \omega\tau(\hat{E} \times \hat{B}) + \omega^2\tau^2(\hat{E} \cdot \hat{B})\hat{B}\right), \tag{3.8}$$

beschreiben; mit τ als mittlerer Zeit zwischen zwei Stößen und $\mu = e\tau/m_e$ als Maß für die Elektronenbeweglichkeit.

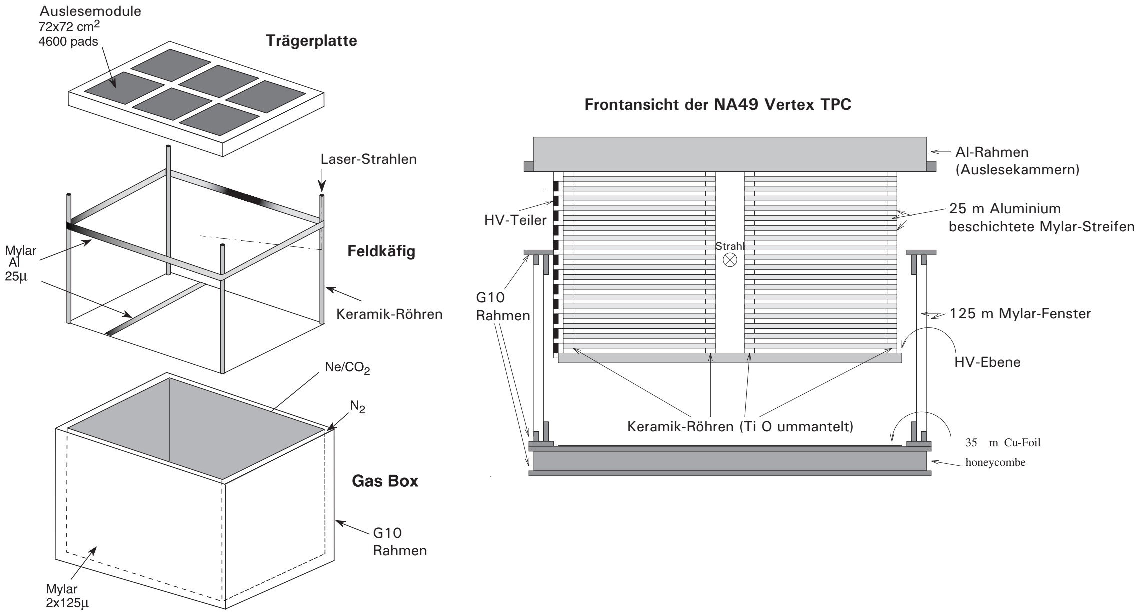


Abbildung 3.4 Schematischer Aufbau einer Vertex-TPC. Die Hautbestandteile sind die Gasbox, der Feldkäfig und die Trägerplatte mit den Auslesemodulen.

Die Auslesemodule bestehen aus einer segmentierten Kathodenebene, in welcher die Strukturen der einzelnen Auslese-*pads* eingeätzt wurden. Unter der Ausleseebene befinden sich drei Draht-Ebenen (Abb. 3.5). Die aus dem Driftvolumen kommenden Elektronen passieren als erstes die *gating-grid*-Ebene. Um den Verstärkungsbereich und auch den Driftbereich möglichst frei von unerwünschten Ladungen zu halten, wird an das *gating*-Gitter zwischen jeweils benachbarten Drähten abwechselnd eine positive bzw. eine negative Spannung angelegt. Der Abstand zwischen den Drähten beträgt dabei nur 1 mm. Durch das entstehende Feld ist es für die Elektronen unmöglich, in den Verstärkungsbereich der TPC zu gelangen (Abb. 3.6), ebenso ist es für die im Verstärkungsbereich erzeugten Ionen nicht möglich, den Driftbereich des Detektors zu erreichen. Erfolgt ein gültiges Triggersignal, so wird die *gating-grid*-Ebene gerade so lange auf das Potential des Driftfeldes gelegt (Durchlaßspannung = -115 V), daß die schnellen Elektronen die maximale Driftstrecke zurücklegen und das nun transparente *gating-grid* passieren können. Für die sehr langsamen positiv geladenen Ionen ($v_{Drift} \approx m/s$) ist dieses Zeitfenster zu kurz, um in das Driftvolumen zu gelangen.
Die nächste Drahtebene bildet das *frisch*-Gitter bzw. die Null-Ebene. Diese Ebene liegt auf Erd-Potential und trennt den Driftraum elektrisch von dem durch die Verstärkungsebene erzeugten inhomogenen Feld.
Nach dem Passieren dieser Ebene erreichen die Elektronen den Verstärkungsbereich der TPC. In dem inhomogenen Feld der auf ca. 1 kV liegenden Verstärkungsdrähte werden die Elektronen beschleunigt und erreichen genug kinetische Energie, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren.

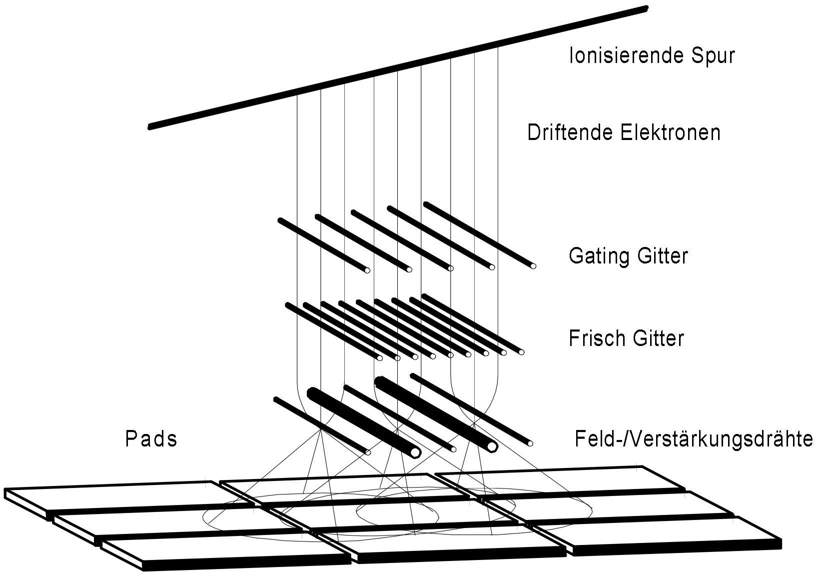


Abbildung 3.5 Drift der Elektronen in einer TPC. Die erzeugte Elektronenwolke driftet zunächst entlang der Feldlinien des homogenen elektrischen Feldes. Im Verstärkungsbereich der Feld- und Verstärkungsdrähte weist das Driftfeld einen starken Feldgradienten auf. Durch die zurückbleibenden Ionenrümpfe wird ein Signal auf der segmentierten Ausleseebene induziert [gre87].

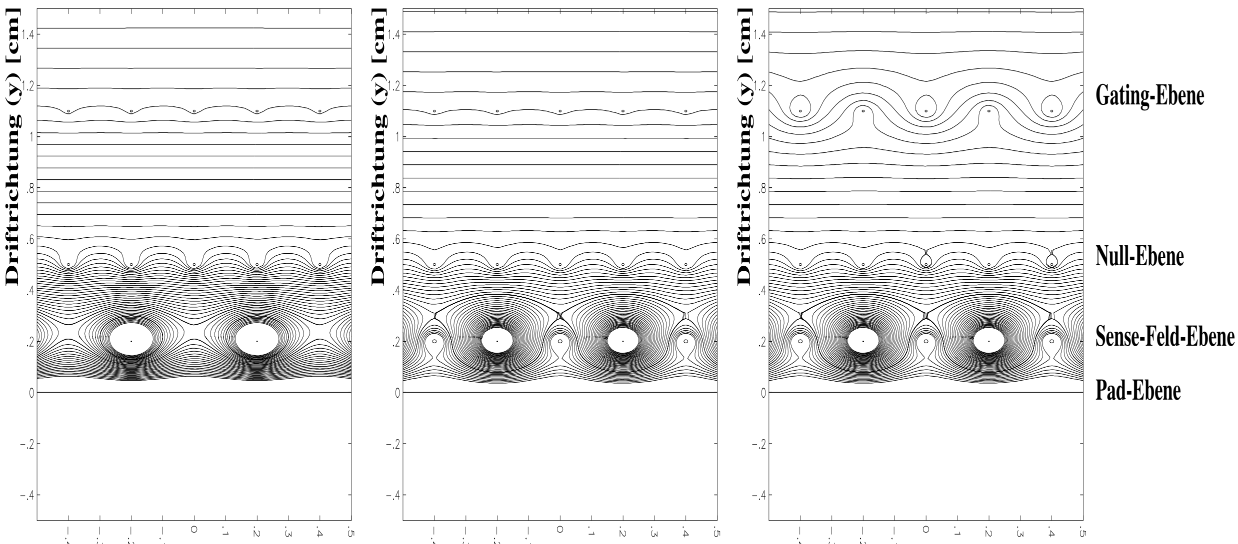


Abbildung 3.6 Schematische Darstellung des Feldlinienverlaufs bei geöffneter und geschlossener *gating-grid*-Ebene. a) Ohne Felddrähte erkennt man deutlich zwischen den *sense*-Drähten Zonen mit geringerer Feldstärke. Dies kann zu großen Laufzeitunterschieden bei den driftenden Elektronen führen. b) Mit den Felddrähten bewegen sich die Elektronen direkter zum *sense*-Draht. Das *gate* ist geöffnet, es sind nur leichte Verzerrungen der Feldlinien zu erkennen. c) Bei geschlossenem *gate* überwiegt die transversale Komponente des elektrischen Feldes. Die Elektronen können nicht in den Verstärkungsbereich gelangen [moc94].

Die so neu erzeugten Elektronen bewirken Sekundärionisationen; damit kommt es im Verstärkungsbereich zu einer Lawinenbildung, welche die ursprüngliche Ladung um einen Faktor $10^3 - 10^4$ erhöht. Zwischen je zwei dieser Verstärkungsdrähte befindet sich ein auf Erd-Potential liegender Felddraht, um einen isotropen Feldlinienverlauf im Bereich der Verstärkungsdrähte zu erzielen. Die während der Gasverstärkung erzeugten Elektronen fließen aufgrund ihrer hohen Beweglichkeit sehr schnell über die Verstärkungsdrähte ab (ns) und lassen die langsamen Ionenrümpfe für einige μs als Ladungswolke zurück. Die so verbliebene positive Raumladung induziert ein Ladungssignal auf der 2 mm[1] entfernten segmentierten Kathodenebene. Die erzeugte Raumladung spricht zwischen 2 und 3 Segmenten (*pads*) der Kathodenebene an. Die zeitliche Ausdehnung des Signals beträgt ca. 0.2-1 μs. Die Höhe des Signal ist dabei proportional zu der Ladung der induzierenden Ionenwolke, der Signalschwerpunkt markiert deren räumliche Position.

Die Wahl des Zählgases und Driftgeschwindigkeiten

Die Wahl des Zählgases wurde im wesentlichen durch die hohe Spurdichte bestimmt. Wichtige Faktoren für die Auswahl sind der Diffusionskoeffizient, die Driftgeschwindigkeit und die Verunreinigung durch Elektronen. Durch die große kinetische Energie der Elektronen im Verstärkungsbereich der TPC können Photonen erzeugt werden, welche unerwünschte Reaktionen wie z.B. den Photoeffekt mit der Kammerwand ausführen können und somit zu erheblichen Störsignalen führen. Um diese Reaktionen zu unterdrücken, wird dem Detektorgas ein Löschgas (*Quencher*) beigemischt. Es handelt sich hierbei meist um eine Kohlenwasserstoff-Verbindung wie z.B Methan oder auch anorganische Verbindungen wie z.B. $C0_2$. Die Moleküle der *Quencher*-Substanz absorbieren die Photonen durch strahlungsfreie Übergänge (Rotation und Vibration). Für die Vertex-TPCs wurden als Mischung Argon (Ar) und Kohlendioxid (CO_2), sowie Neon (Ne) und CO_2 in einem Konzentrationsverhältnis (90:10) verwendet. Der Vorteil von Neon gegenüber Argon ist, daß dieses leichte Gas zu einer geringeren Zahl von Elektron-Ion-Paaren führt. Dies ist notwendig, da wegen der hohen Spurdichte in den Bereichen nahe der Strahlachse von bis zu $1/cm^2$ und den daraus folgenden großen Raumladungen, unter Umständen Verzerrungen des elektrischen Driftfeldes auftreten können. Weitere Vorteile des leichteren Gases sind die geringere Vielfachstreuung, sowie die unterdrückte Produktion von hochenergetischen δ-Elektronen.

Im feldfreien Gas diffundieren die freien Elektronen durch Vielfachstreuung isotrop in den umgebenden Raum. Die Verteilung der Ladung ist somit eine Funktion der Zeit und entspricht einer Gaußfunktion mit einer auseinanderlaufenden Breite. In einer Dimension hat sie die Form:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_0 t}} \cdot \exp[-\frac{x^2}{4D_0 t}]dx \ . \tag{3.9}$$

[1] Im Fall der Vertex-TPC1 beträgt der Abstand zwischen Verstärkungsdrähten und Cu-Kathodenebene nur 1 mm.

Der Diffusionskoeffizient D_0 läßt sich aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ und der mittleren freien Weglänge λ des Elektrons ausdrücken durch:

$$D_0 = \frac{1}{3} \langle v \rangle \cdot \lambda(\epsilon) \ . \tag{3.10}$$

$\langle v \rangle = \sqrt{2kT/m_e}$ ist aufgrund der asymmetrischen *Maxwell-Verteilung* die wahrscheinlichste Geschwindigkeit des Elektrons. Die mittlere freie Weglänge $\lambda \sim 1/\sigma(E_k)$ ist eine Funktion der kinetischen Energie E_k des Elektrons, gegeben durch den Stoßquerschitt $\sigma(E_k)$. Bei einer mittleren Feldstärke von 100-120 V/cm wird bei dem nach *Ramsauer* benannten quantenmechanischen Interferenzeffekt das charakteristische Minimum im Stoßquerschitt $\sigma(E_k)$ erreicht. Dies hat den Vorteil, daß sich die mittlere freie Weglänge vergrößert und die Driftgeschwindigkeit erheblich ansteigt (siehe Abb. 3.7 CH_4-Verbindungen).

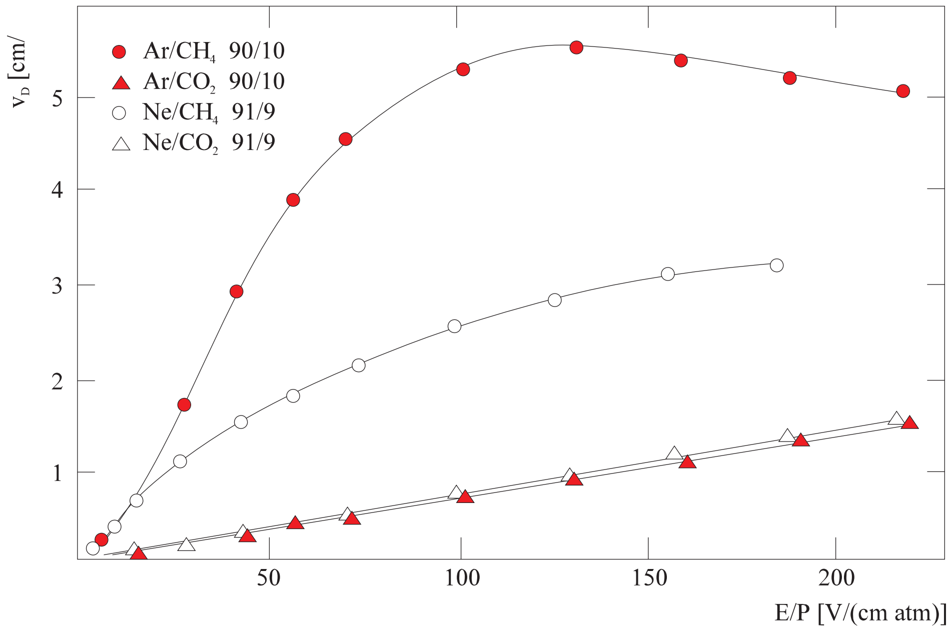


Abbildung 3.7 Driftgeschwindigkeit v_D der e^- als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P für unterschiedliche Gasmischungen [küh95].

Die Diffusion des Gases wird unter der Einwirkung eines parallelen elektrischen und magnetischen Feldes in zwei Komponenten aufgespalten. Der longitudinale Diffusionskoeffizient $D_L = D_0$, definiert durch Gleichung 3.10 und einen transversalen Anteil D_T:

$$D_T = \frac{D_0}{C + \omega^2 \tau^2} \ , \tag{3.11}$$

gültig für Magnetfelder mit $|\vec{B}| \geq 4$ kG. Die Konstante C ist abhängig vom angelegten Magnetfeld und vom gewählten Detektorgas; sie kann aus der Messung des Reduktionsfaktors D_0/D_B als Funktion der Magnetfeldstärke bestimmt werden. Für kleine

Magnetfelder $|\vec{B}| \ll 4$ kG gilt $C \to 1$. Ist für die Geschwindigkeit des Elektrons der Krümmungsradius v_{Drift}/ω der Elektronentrajektorie klein gegenüber der mittleren freien Weglänge λ, so verkleinert sich D_T beträchtlich. In Abbildung 3.8 sind Diffusionskoeffizienten D_L und D_T in Abhängigkeit des reduzierten elektrischen Driftfeldes E/p für verschiedene Detektorgase dargestellt. Die eingezeichnete gestrichelte Linie markiert das thermische Limit bei großen Feldstärken, bei welchem die mittleren thermischen Geschwindigkeiten ihre Abhängigkeit vom $\vec{E}$-Feld verlieren [küh95].

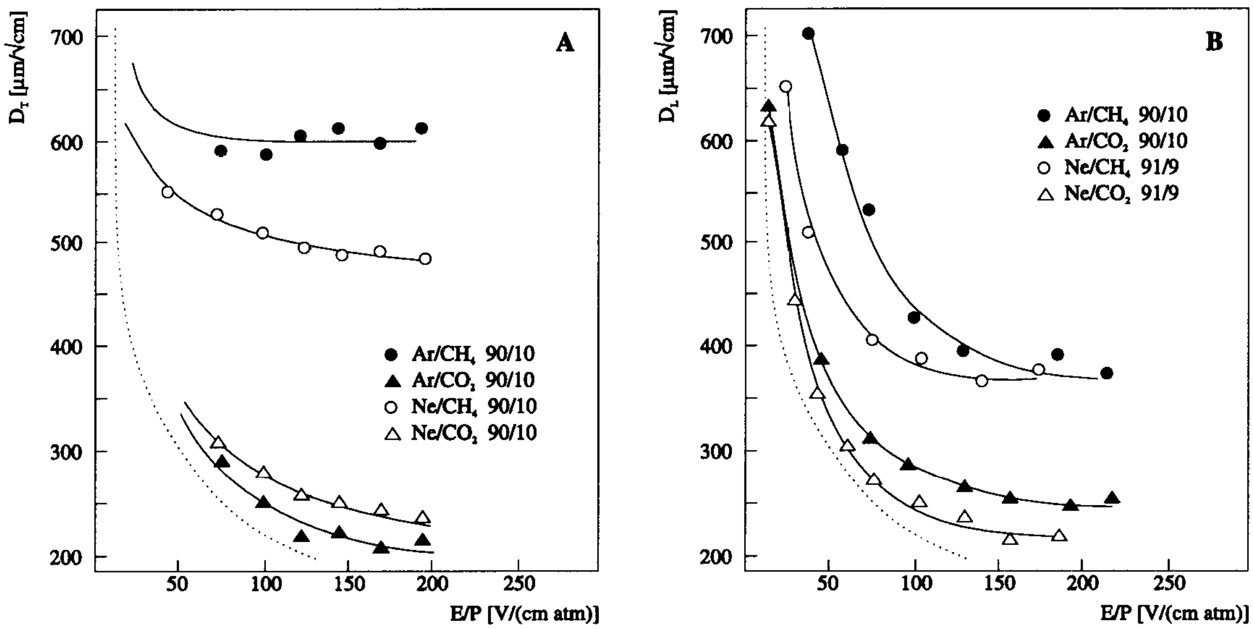


Abbildung 3.8 Transversale (A) und longitudinale Diffusionskoeffizienten (B) für unterschiedliche Zählgase in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Driftfeld E/p. Die gestrichelte Linie entspricht dem thermischen Limit [küh95].

3.3 Die Ausleseelektronik

Die bei dem Entwurf des NA49-Experimentes geforderte hohe Impulsauflösung und die Abdeckung eines möglichst großen Phasenraumes resultierte in einer feinen Granularität des Detektors und somit in einer großen Anzahl von TPC-Auslesekanälen von insgesamt ca. 182000. Die hohen Anforderungen an die Meßgenauigkeit machten es notwendig, die erforderliche Elektronik entsprechend den Spezifikationen speziell anzufertigen. Für die Datenerfassung und den Datentransfer mußten schnelle und effektive Systeme erstellt werden.

Die *Front-End*-Elektronik

Jedes einzelne segmentierte Kathodenplättchen der Spurendriftkammern wird separat ausgelesen. Jeweils 32-Auslesekanäle werden in einer *front-end*-Karte in zwei unabhängigen Strängen zusammengefaßt und vorverarbeitet. Diese 9.5 cm × 13.5 cm großen Karten sind direkt am Detektor montiert und besitzen für jeden Kanal einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (*preamp, PA*), einen Pulsformer (*shaper, SA*), einen analogen kapazitiven Speicher (*switched-capacitor-array/SCA*) und einen nach dem *Wilkenson*–Prinzip arbeitenden Analog-Digital-Wandler (*ADC*) (Abb. 3.9). Da bei einer Spurendriftkam-

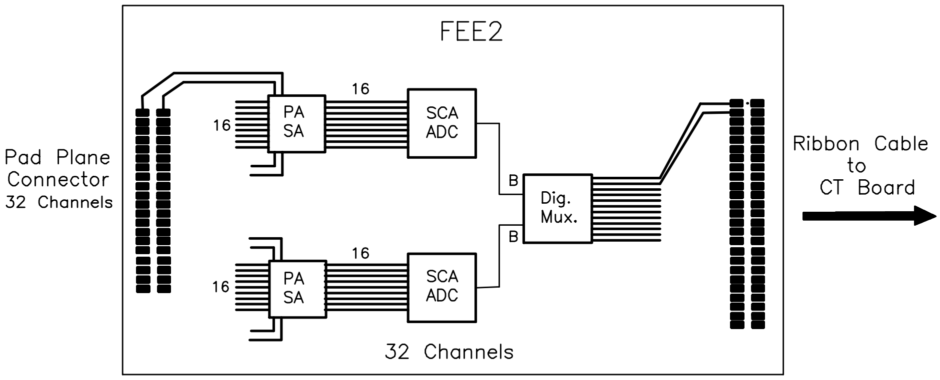


Abbildung 3.9 Blockschaltbild einer *front-end*-Karte: Auf einer Karte werden die Signale von 32 *pads* in zwei Strängen von jeweils sechzehn Kanälen vorverarbeitet. Sie werden in den Vorverstärkern (PA) verstärkt und durchlaufen einen Pulsformer (SA). Anschließend werden die Signale in einem analogen Speicher-IC (SCA) mit 512 Meßwerten Speichertiefe zwischengespeichert und von dem Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert. Der Multiplexer (MUX) faßt die beiden Stränge zusammen und verteilt sie auf den Datenbus zum *ct-board* [gab95].

mer der zeitliche Verlauf des Signals variiert, kann nicht die Spannung als Maß für das Signal gemessen werden, sondern es muß über das gesamte Signal integriert die Ladung gemessen werden. Dies bedingt die Verwendung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers zur Verstärkung des durch die Ionenladung auf die *pads* induzierten Signals. Hierbei ist die Ausgangsspannung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers proportional zu der Gesamtladung des Eingangssignals. Durch die recht lange Abklingzeit der Spannung von einigen μs kommt es bei einer schnellen Folge von Eingangssignalen zu einer Akkumulierung der Spannungen (*pile up*). Zur besseren Trennung der einzelnen Signale in dem nachfolgenden Pulsformer (*shaper*) wurde die Abklingzeit im PA auf unendlich eingestellt; das Ausgangssignal des PA stellt sich somit als Treppe dar, mit einer Stufenhöhe proportional zur registrierten Ladung des Eingangssignals. Nach Ende des Messvorgangs wird der ladungsempfindliche Vorverstärker durch ein *reset*-Signal zurückgesetzt. Der auf den PA folgende Pulsformer hat die Aufgabe, das Ausgangssignal des PA so zu verändern, daß eine höhere Auflösung für das Einzelsignal erzielt wird. Bei einer direkten digitalisierung des Ausgangssignals des PA müßte man den gesamten dynamischen Bereich abdecken, was einen maßgeblichen Verlust des Auflösungsvermögens des Einzelsignals bedeuten würde. Der verwendete Pulsformer besteht aus zwei 2-Pol Intergationsgliedern und einem passiven Differenzierer (Abb. 3.10). Ein Abgleich der einzelnen Pulsformer in einem Rahmen von $\pm 20\%$ kann bei der Herstellung durch einen 3-Bit Code vorgenommen werden, um so möglichst identische Baugruppen zu erhalten. Der Ausgang des Pulsformers wird von einen Operationverstärker (OPV) mit einem Verstärkungsfaktor von 25 gebildet. Da in analogen Netzwerken die Erzeugung einer idealen Gaußform nur bis zu einem gewissen Grad möglich ist, wurde in der Rückkopplungsschleife des OPV ein Korrekturnetzwerk eingefügt [hea93, bar94]. Das Ausgangssignal des Pulsformers stellt nun eine zeitliche Folge von gaußförmigen Einzelsignalen dar, deren Integral über das Einzelsignal proportional zur Ladung der primären Elektronenwolke ist, welche das Signal hervorgerufen hat.

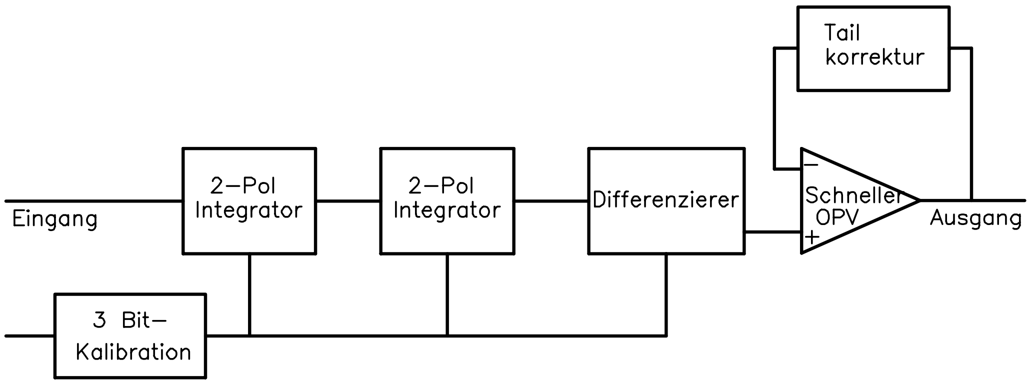


Abbildung 3.10 Blockschaltbild des 16-Kanal Pulsformers (*shaper, SA*).

Aufgrund der sehr schnellen Signalfolge wäre eine direkte Digitalisierung nur mit *flash*-ADCs möglich; aufgrund deren hohen Leistungsaufnahme und der damit verbundenen Wärmeabgabe an die Ausleseebene der TPC entschied man sich für die Verwendung von analogen Speichern, um die Signale später mit *Wilkenson*-ADCs langsamer digitalisieren zu können. Bei einem solchen geschalteten kapazitiven Speicherblock (*switched-capacitor-array, SCA*) werden sechzehn individuelle Kanäle mit jeweils 512 linearen *sample-hold* Schaltungen verwendet. Die Addressierung der einzelnen Speicherzellen übernimmt ein *serial-in, parallel-out* Schieberegister. Das Zeitfenster pro Speicherzelle beträgt 100 ns. Die gesamte Auslese der TPC-Elektronik erfolgt somit in 51.2 μs. Zum Zurücklesen des gespeicherten Signals wird der Inhalt der Speicherzellen durch das Schieberegister angesprochen und in die Rückkopplungsschleife eines Ausleseverstärkers eingespeist [klf88].
Der zur Digitalisierung verwendete Analog-Digital-Wandler (*ADC*) wurde als hochintegrierter Schaltkreis in CMOS-Technologie nach dem *Wilkenson*–Prinzip realisiert und

kann sechzehn Kanäle parallel verarbeiten [mil93].

3.3.1 Datentransfer und Datenaquisition

Das ebenfalls direkt am Detektor installierte *control- and transferboard* (*ct-board*) faßt jeweils vierundzwanzig über Flachbandkabel angeschlossene *front-end*-Karten zusammen. Das *ct-board* versorgt die *front-end*-Elektronik mit allen notwendigen Steuersignalen und der Stromversorgung. Nach der Digitalisierung der Daten wandelt es die parallelen Daten der insgesamt 768 Auslesekanäle in serielle Daten um und transferiert sie über eine optische Glasfaserverbindung zu den *receiverboards* (Abb. 3.11) [rau94].

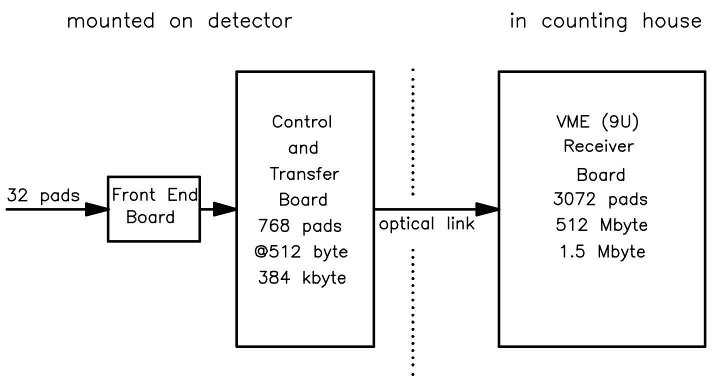


Abbildung 3.11 Schematische Darstellung des Datenflußes von der *front-end*-Elektronik zum *receiverboard*. Das *ct-board* transferiert die Daten von 768 Auslesekanälen zum *receiverboard* [rau94].

Das *receiverboard* wurde für VME-Bussysteme konzipiert und hat die Aufgabe, die von vier *ct-boards* übertragenen Daten zu empfangen und zu komprimieren. Zentraler Bestandteil ist der **D***igitale*-**S***ignal*-**P***rozessor* (DSP96002 von Motorola). Jeder einzelne Auslesekanal der TPC besitzt ein charakteristisches Rauschen, welches sich als Sockel (*pedestal*) äußert, auf welchem die eigentlichen Teilchensignale sitzen. Dieses *pedestal* wird durch eine leere Datenaufnahme bestimmt und in einem speziellen Speicherbereich der *receiverboards* abgelegt. Vor der Weiterverarbeitung wird das *pedestal* von den Signalen abgezogen. Eine weitere zentrale Aufgabe der *receiverboards* ist die Datenkompression. Durch einfache Nullenunterdrückung kann die Datenmenge von ca. 90 MByte pro Ereignis auf 6-8 MByte reduziert werden. Durch effektivere Methoden zur Datenkompression mit DSPs, wie z.B der Kodierung in binären Bäumen, kann eine weite Halbierung der Datenmenge erzielt werden; diese Methode kam aber bei den verwendeten Datensätzen nicht zur Anwendung. Der Eingangsspeicher der *receiverboards* wurde so gewählt, daß während der 5 s, in welchen der Stahl auf das *target* geleitet wird, eine möglichst große Anzahl von Ereignissen aufgenommen werden kann, welche später während der 15 s *spill*-Pause vom DSP abgearbeitet werden können. Nach der Verarbeitung der Daten durch den DSP werden diese im Ausgangsspeicher abgelegt, von wo sie über das VME-Bussystem von der Datenerfassung zur weiteren Verarbeitung abgeholt werden.

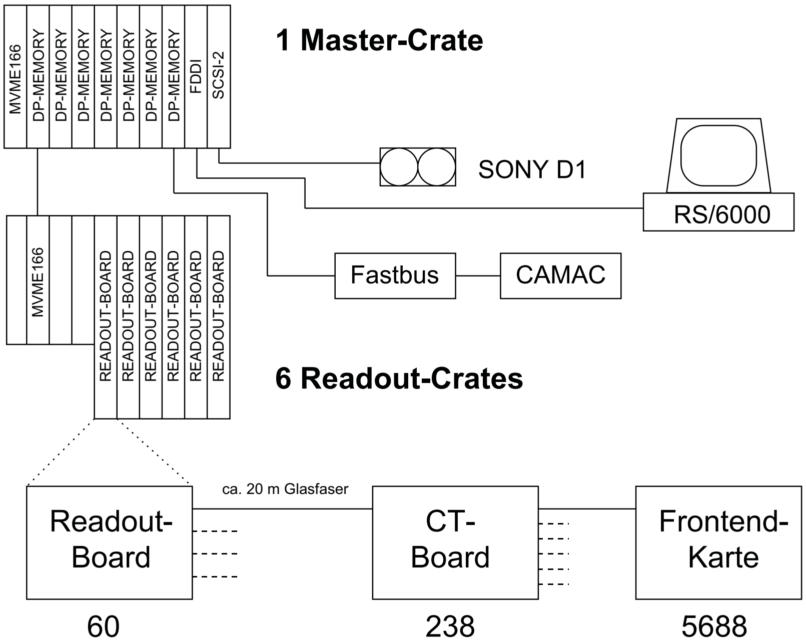


Abbildung 3.12 Schematische Darstellung des Datenaquisitionssystems (aus [bor98]).

Das zentrale Datenerfassungssystem wurde in VME/VSB-Bus-Technologie konzipiert und umgesetzt. Das VME–System hat den Vorteil, daß es modular aufgebaut ist und als Multiprozessorsystem aufgebaut werden kann. Der VME-Bus entspricht im wesentlichen einem auf den Geräterahmen (*crate*) verlängerten MC680x0-Bus, dies erlaubt es prioritätsfähige Interrupts auszugeben. Da selbst nach der Datenreduktion durch die DSPs noch eine Datenrate von ca. 15 MByte/s verarbeitet werden muß, stellt die Übertragungsbandbreite des VME-Busses von ca. 40 MByte/s eine den Anforderungen genügende Lösung dar. Basis der Architektur des Datenerfassungssystems ist ein *master-slave*–Konzept, bestehend aus einem VME/VSB–master-crate und sechs als *slave* ausgelegte Auslese-*crates* (Abb. 3.12); jeweils eins der *slaves–crates* für eine der Vertex-TPCs und jeweils zwei für die MTPCs. In den Auslese-*crates* befinden sich je zwölf *receiverboards* und ein MC68040 Prozessor. Eine VIC-Bus-Schnittstelle dient zum Datentransfer zwischen *master* und *slave*. Im *master–crate* befindet sich zur Steuerung der *interrupts* ein *interrupt-control-board* (CORBO), welches für die Weitergabe des *trigger*–Signals an die Datenerfassung sowie für die Steuerung der Totzeitlogik ver-

antwortlich ist. Die Auslese der FASTBUS und CAMAC-Subsysteme erfolgt über eine VSB-Verbindung. Sechs *dual-ported*-VME/VSB Speichermodule dienen zur Zwischenspeicherung der Ereignis-Daten, bevor sie von einer SONY-D1 Hochgeschwindigkeits-Bandmaschine auf Bändern mit rund 100 GByte Fassungsvermögen gesichert werden. Zur Überwachung und Steuerung der Datenaquisition ist eine IBM-RS/6000 Workstation über eine FDDI-Schnittstelle mit dem Datenerfassungssystem verbunden.
Betriebssystem der Datenaquisition ist das *multitasking/multiuser* fähige OS9 Echtzeitsystem. Entwickelt wurde die modulare Software der Datenaquisition in der Programmiersprache C^{++}. Die hauptsächlichen Aufgaben der einzelnen Module gliedert sich in die Steuerung der Signale für die DSPs der *receiverboards*, der Verwaltung des verfügbaren Speicherplatzes, Verwaltung und Weitergabe des *interrupt*, sowie der Freigabe abgearbeiteter Ereignisse zur Speicherung durch die Hochgeschwindigkeits-Bandmaschine.

3.3.2 Das Kalibrationssystem

Bei einer Gesamtanzahl von ca. 182000 TPC-Auslesekanälen ist es technisch nicht möglich absolut identische Baugruppen herzustellen. Selbst bei sehr hohen Qualitätsansprüchen weisen die einzelnen Auslesekanäle geringe Abweichungen voneinander auf. Bei der Rekonstruktion der Teilchentrajektorien können diese kleinen Unterschiede aber zu empfindlichen Verschlechterungen der Ortsauflösung und zu Fehlern bei der Bestimmung des spezifischen Energieverlustes eines Teilchens führen. Es ist deshalb unverzichtbar, ein System zu entwickeln, welches diese Unterschiede zwischen den einzelnen Kanälen ermittelt und diese vor der Rekonstruktion der Teilchenspuren korrigiert [gab95, bau97]. Wesentliche Merkmale sind hierbei der Verstärkungsfaktor (*gain*), die Linearität und Signal-Laufzeitunterschiede der TPC-Ausleseelektronik. Die Vermessung der Elektronik mit Hilfe eines präzisem Referenzsignals ist eine übliche Methode zur Bestimmung dieser Faktoren. Bei einer derart großen Anzahl von Auslesekanälen ist es jedoch notwendig, ein automatisches Verfahren zu verwenden. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Datensätzen wurde ein über Feldbus (BitBus) steuer- und programmierbarer Signalgenerator verwendet, welcher mit dem Datenerfassungssystem synchronisiert ist (Abb. 3.13).
Der Aufbau des Signalgenerators (Pulser) besteht aus einem Komunikationsteil, der von einem kommerziell erhältlichen BitBus/RS232-Gateway mit einem i80C152-Prozessor gebildet wird, einer sequentiellen Logik, erstellt in konventioneller GAL (**G**ate-**A**rray-**L**ogic)-Technologie und einer Pulsformung durch einen 12-bit Digital-zu-Analog-Konverter (DAC). In einem speziellen Kalibrations-Mode der Datenerfassung wurden verschiedene Signalformen in die Felddrähte der TPCs eingespeist, um so das Verhalten der Elektronik zu vermessen. Von großer Wichtigkeit ist hierbei, daß die verwendete

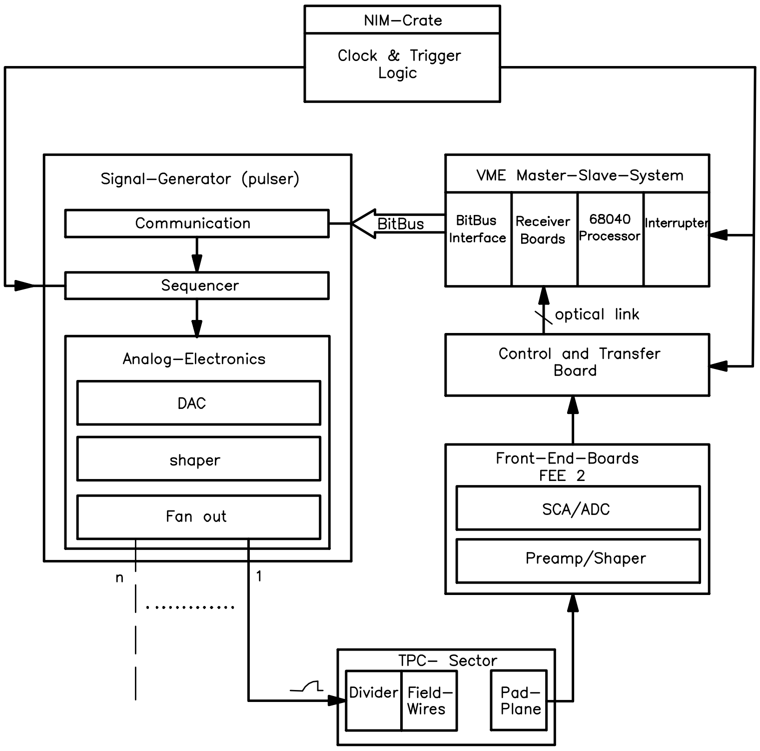


Abbildung 3.13 Schematische Einbindung des Kalibrationssystems in die Datenerfassung. Über das VME-BitBus-Interface werden die Pulserdaten, von der Datenerfassung gesteuert, übertragen. Die Daten werden von der sequentiellen Logik übersetzt und das entsprechende Bitmuster wird am DAC erzeugt. Durch einen dreistufigen Pulsformer wird die notwendige *shape* geformt und über einen Spannungsteiler in die Felddrähte der TPC eingespeist. Die auf den *pads* induzierten Signale werden von der Datenerfassung wie reale Signale weiterverarbeitet [gab95].

Signalform den der realen Teilchensignale weitgehend entspricht, um ein realistisches Antwortverhalten der Elektronik zu erhalten.
Zur Vermessung wurden Pulse mit linear ansteigender Amplitude in die Felddrähte eingespeist, um so die Verstärkung und die Linearität der Elektronik zu bestimmen. Da per Definition alle Auslesekanäle einer TPC zur gleichen Zeit mit dem Referenzsignal *gepulst* werden, kann aus der ermittelten mittleren Signalzeit die Laufzeit-Abweichung der einzelnen Kanäle von diesem Referenzwert bestimmt werden.
Die Analyse des aufgezeichneten Datensatzes erfolgt mit einem speziellen Programm (`ds_calib`), das die registrierten Pulsersignale auswertet. Aus einer linearen Anpassung an die pro Kanal aufgezeichneten Pulsersequenzen können die Parameter Verstärkung (*gain*) und *offset* bestimmt werden; aus den zeitlichen Positionen der Signale folgt ihre entsprechende Laufzeit-Abweichung [gab95]. Für jeden Auslesekanal der TPC konnte so ein Satz von Korrekturfaktoren in einer Korrekturtabelle abgelegt werden. Die Programme `ds_calib_off` und `ds_point_calib` (siehe Kap. 4.2) verwenden anschließend diese Tabelle zur Korrektur der realen Ereignis-Daten.

Die Messung der unterschiedlichen Merkmale der Elektronik in der Strahlzeitperiode 1994/1995 ergab eine Streuung der Vertstärkungsfaktoren von ca. 10%. Die Laufzeitunterschiede der Elektronik zeigten eine Streuung von ca. 25 ns. Die ermittelte Nichtlinearität der *front-end*–Elektronik ist kleiner als 0.6 % [gab95].
In [bau97] konnte gezeigt werden, daß die kollektive Pulsung der Felddrähte mit einem Signalgenerator bei der verwendeten *front-end*-Elektronik nicht die optimale Lösung der Elektronik-Kalibration darstellt. Die Einspeisung eines Signals für alle Auslesekanäle zur exakt gleichen Zeit entspricht nicht der Situation einer realen Datenaufnahme, in welcher maximal vier nebeneinander liegende *pads* angesprochen werden. Durch die gezielte Kalibration einzelner Kanäle konnte nachgewiesen werden, daß infolge ungenügender Stromversorgung der *front-end*-Karten es zu Verfälschungen der Verstärkungsfaktoren kommen kann, wenn benachbarte Auslesekanäle zugeschaltet werden. Die Konsequenz hieraus ist, daß die kollektive Pulsung aller TPC-Auslesekanäle nicht zu verwendbaren Korrekturfaktoren führt.
Ein Ausweg bietet hier die Kalibration der Elektronik mittels des Zerfalls von ^{83}Kr. Krypton hat die Eigenschaft, daß bei seinem Zerfall ein charakteristisches Spektrum mit einer Summenlinie bei 41.55 keV und zwei *escape*-Linien bei 32.16 keV und 9.39 keV entstehen. Aus der Messung dieser Linien kann ein Rückschluß auf die Gasverstärkung und die Elektronik-Verstärkung gezogen werden [na49]. Zur Messung der Laufzeitunterschiede wurde die Signalgenerator-Methode beibehalten.

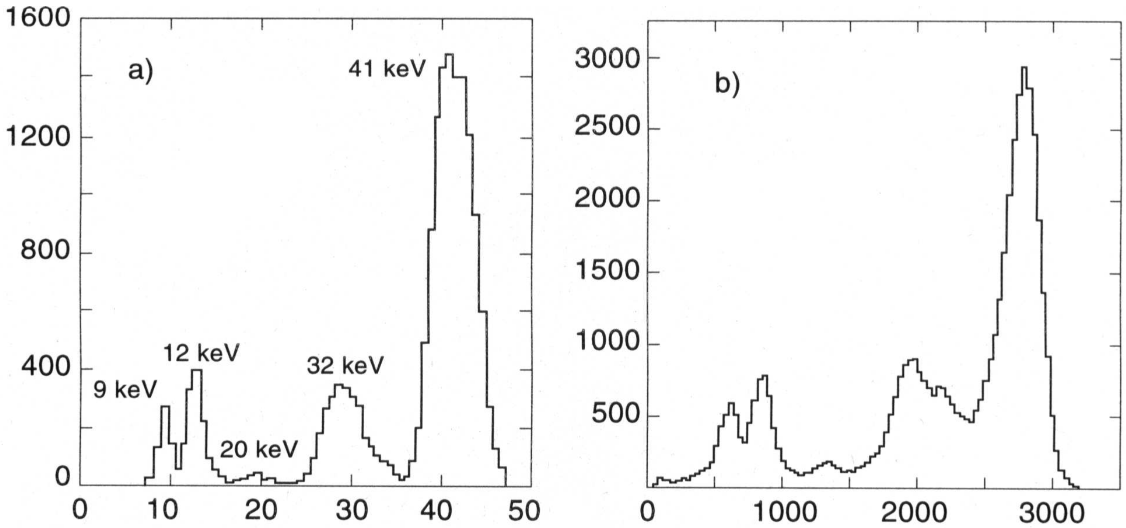


Abbildung 3.14 Ladungsspektrum des ^{83}Kr Zerfalls: a) Monte Carlo Simulation, b) reale Daten. Die Abszisse in a) markiert die deponierte Energie in keV [na49].

4 Die Datenanalyse

Zur Analyse der Ξ-Hyperon-Produktion wurden sieben Datensätze der Strahlzeitperiode im Herbst 1995 verwendet. Die betrachteten Roh-Datensätze wurden mit Mustererkennungssprogrammen zur Spurrekonstrukion analysiert und mittels geometrischer Algorithmen auf die Erzeugung von V^0s und auf Topologien mehrfach seltsamer Hyperonen untersucht.

4.1 Der Datensatz

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Datensätze stammen aus der Strahlzeitperiode von November und Dezember 1995; aufgezeichnet vom NA49-Experiment am CERN-SPS. Untersucht wurden insgesamt 57945 zentrale $^{208}Pb+^{208}Pb$-Reaktionen bei 158 GeV/Nukleon. Die Analyse der mehrfach seltsamen Hyperonen beschränkt sich hierbei auf zentrale Ereignisse, die ca. 5% des totalen inelastischen Wirkungsquerschnittes darstellen. Betrachtet wurden hierbei nur Daten die mit der VTPC2 aufgezeichnet wurden. Alle Datensätze wurden in der Standardkonfiguration (STD$^+$) aufgezeichnet, in welcher die beiden Vertex-Magnete mit 15 kG (MVTX1), bzw 11 kG (MVTX2) betrieben wurden. In dieser Konfiguration werden in der Ablenkebene (xz-Ebene) die positiv geladenen Teilchen in Richtung der positiven x-Achse mit einer Analysierstärke 7.8 Tm abgelenkt (Abb. 3.3). Eine Auflistung der untersuchten Datensätze ist in Tabelle 4.1 aufgeführt.

4.2 Die Rekonstruktionskette

Die zur Analyse der Ereignisse notwendigen Rekonstruktionsverfahren gliedern sich in zwei Bereiche auf. Die Spurerkennung und die Suche nach V^0-Kandidaten basiert auf

Run-Nummer:	Anzahl der Ereignisse
808	9907
827	9317
828	2037
829	8145
833	7307
836	10550
837	10682
Summe:	57945

Tabelle 4.1 Liste der verwendeten Datensätze.

dem NA49-Auswertungssystem, welches auf dem Speicher-Management-System `DSPACK` beruht [zyb94, zyb96, bor96, bor98]. Das anschließende kombinatorische Rekonstruktionsverfahren zur Suche nach mehrfach seltsamen Hyperonen wurde auf der Basis der objektorientieren ROOT-Entwicklungs- und Analyseumgebung realisiert [root, bru97, bru98].
Durch die Komplexität der Datenanalyse erwies es sich als sinnvoll, ein modulares *Client-Server*-Konzept für das Rekonstruktionssystem zu entwickeln. Der große Vorteil liegt in der einfachen Wartbarkeit und der leichteren Fehlererkennung der Software. Der modulare Aufbau ermöglicht den einfachen Austausch von Analyse- oder Korrekturelementen aus der Gesamtheit der Kette, ohne daß andere Programmelemente (*clients*) angepaßt werden müssen. Die für die `DSPACK`-Umgebung entwickelten Auswerteprogramme wurden hierbei in `FORTRAN 77` und `C` entwickelt. Die Programme zur Suche und Analyse von mehrfach seltsamen Hyperonen wurden in $\mathtt{C}^{++}$ realisiert.
Die zur Analyse der 1995 genommenen Datensätze verwendete Rekonstruktionskette ist in Abbildung 4.1 (links) dargestellt. Ausgangspunkt der Analyse sind die Roh-Daten der einzelnen Detektoren. Die Daten der Spurendriftkammern lassen sich in einem dreidimensionalen Raum darstellen, gegeben durch die Ortskoordinaten der einzelnen *pads* (Reihe und Nummer) und der Zeitinformation, gegeben durch die Position des Signals innerhalb des Digitalisierungs-Zeitfensters. Die erste Stufe der Rekonstruktion beginnt mit der Korrektur der Roh-Daten auf die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren (*gain*) der Ausleseelektronik der jeweiligen *pads* (`ds_calib_off`). Die entsprechenden Korrekturfaktoren wurden in einem speziellen Kalibrations-Run bestimmt (Kap. 3.3.2). Nach dieser ersten Korrektur ermittelt ein 1+1–dimensionaler Mustererkennungs-Algorithmus (`clus49`) die Positionen der von den geladenen Teilchenspuren erzeugten Raumpunkte in der TPC. Hierzu wird in dem beschriebenen dreidimensionalen Raum nach zusammenhängenden Ladungsverteilungen, sog. *clustern*, gesucht. Anhand dieser über mehrere

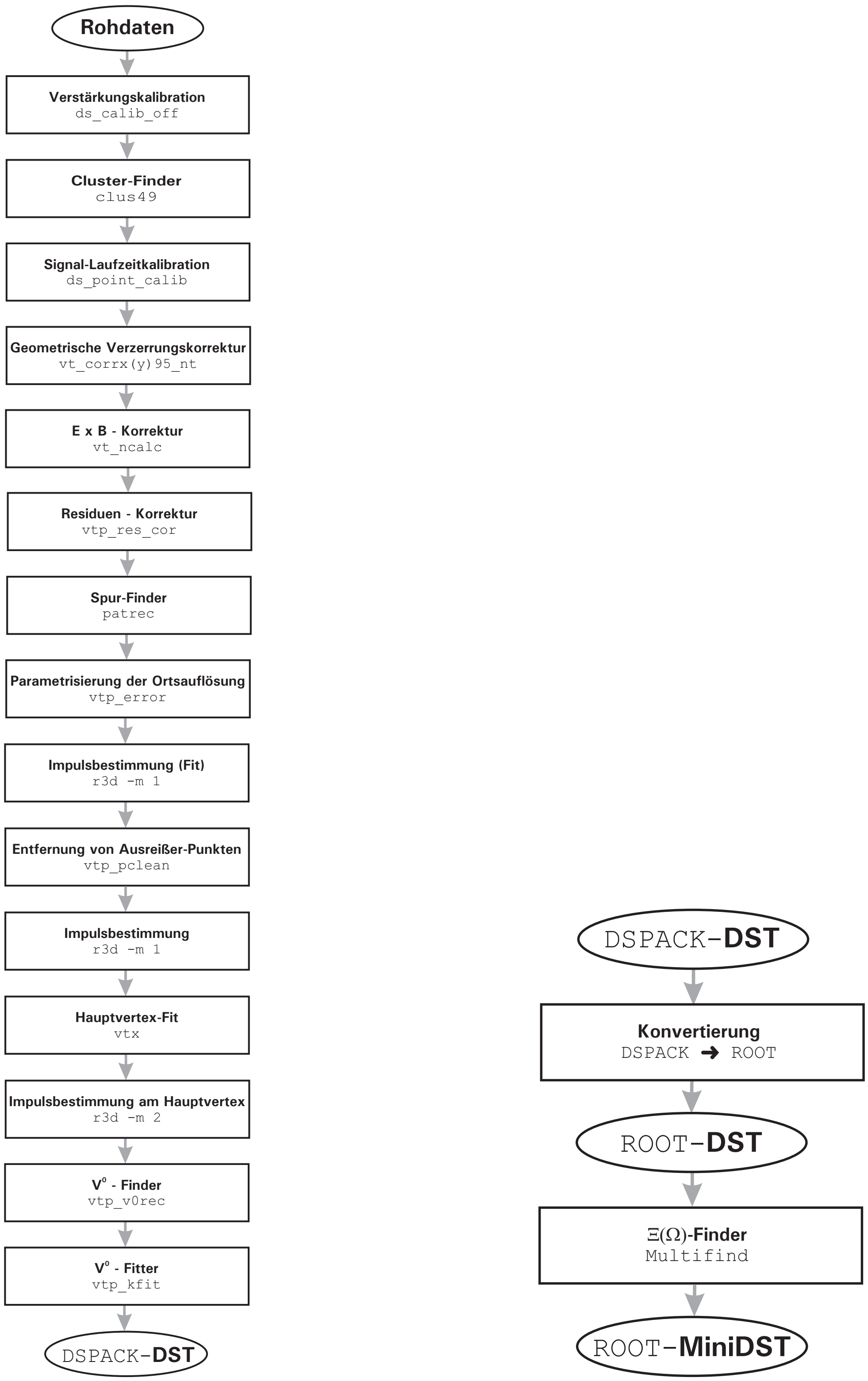


Abbildung 4.1 Rekonstruktionskette zur Analyse eines Roh-Daten Ereignisses (links). Nach der Erzeugung der `DSPACK`-DSTs wird eine Konvertierung in das `ROOT`-DST-Format vorgenommen. Die Suche nach den Topologien mehrfach seltsamer Hyperonen erfolgt durch das `MultiFind`-Programm (rechts).

pads hinwegreichenden Ladungsverteilungen wird durch die Bildung des gewichteten Mittels die absolute Position im Raum der erzeugten Ladungswolke bestimmt [gün98]. Die durch Signal-Laufzeitunterschiede der Elektronik entstehenden Verzerrungen in der Driftrichtung der TPC werden durch das Korrekturmodul `ds_point_calib` minimiert (Kap. 3.3.2).
Obwohl es sich bei einer TPC um ein hochpräzises Meßinstrument handelt, lassen sich geometrische Verzerrungen aufgrund von Torsionen und geringfügigen Verschiebungen nicht ganz vermeiden. Zur Korrektur dieser Verzerrungen kann man mit den per Definition geraden Laserspuren die TPC ausleuchten oder Ereignisse mit abgeschaltetem Magnetfeld betrachten, bei welchen die Teilchenspuren ebenfalls gerade die TPC durchqueren. Anhand der Analyse dieser Spuren können Korrekturtabellen erstellt werden, um diese Effekte zu kompensieren. Die geometrischen Korrekturmodule `vt_corrx95_nt` und `vt_corry95_nt` korrigieren die Daten auf diese geometrischen Einflüsse vor der Spurrekonstruktion.
Aufgrund von Inhomogenitäten des Magnetfeldes der Analysemagnete (MVTX1, MVTX2) entstehen zusätzliche Verzerrungen, die vor einer Spurrekonstruktion korrigiert werden müssen. Der $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekt wird deutlich in der Langevin-Gleichung der Bewegung eines Teilchens innerhalb eines Gases im elektrischen und magnetischen Feld (siehe Kap. 3.2, Gl. 3.8). Sind das magnetische und das elektrische Feld exakt parallel zueinander, verschwindet der $\vec{E} \times \vec{B}$-Term. Durch die Inhomogenitäten können so Abweichungen vom idealen Driftweg entstehen und daraus Verzerrungen von mehreren Zentimetern folgen. Durch eine präzise Vermessung der Magnetfelder und ein numerisches Verfahren zum Lösen der Bewegungsgleichungen kann eine Korrekturtabelle erstellt werden, die von dem Korrekturmodul `vtp_ncalc` auf die ermittelten Raumpunkte angewandt wird [krö95]. Betrachtet man die geometrischen und magnetischen Verzerrungen anhand der Residuen-Verteilung, d.h. der Abweichung der Punkte von den sie erzeugenden Spuren, so zeigt sich, neben der deutlichen Verbesserung der Ergebnisse durch die Anwendung der Korrektur, daß die Verzerrungen am Rand des Feldkäfigs nicht verschwinden (Abb. 4.2). Die nach allen vorangegangenen Korrekturen noch vorhandenen Residuen werden Anhand einer phänomenologischen Korrektur beseitigt (`vtp_res_cor`).
Die eigentliche Spurrekonstruktion erfolgt mit dem **pat***tern* **rec***ognition* Programm `patrec`. Grundlage der Spur-Rekonstruktion ist das Spurverfolgerprinzip. Im ersten Schritt des Rekosntruktionsverfahrens wird, ausgehend von der letzten Padreihe, für jeden gefundenen Raumpunkt durch Kombination mit allen Raumpunkten der nächsten Padreihe nach Spurkeimen (*seeds*) gesucht. Für die große Anzahl von möglichen Kombinationen wird nun der dritte Punkt gesucht. Hierzu wird innerhalb der Fehler der Raumpunkte eine lineare Extrapolation zur nächsten Padreihe vorgenommen, findet sich auch hier ein passender Punkt, so wird mit diesem Verfahren fortgefahren, bis mindestens vier Punkte sukzessiv gefunden wurden. Zur Ermittlung des fünften Raumpunktes wird nun ein Helix-Spurmodell als Ansatz zur weiteren Extrapolation gewählt. Zur

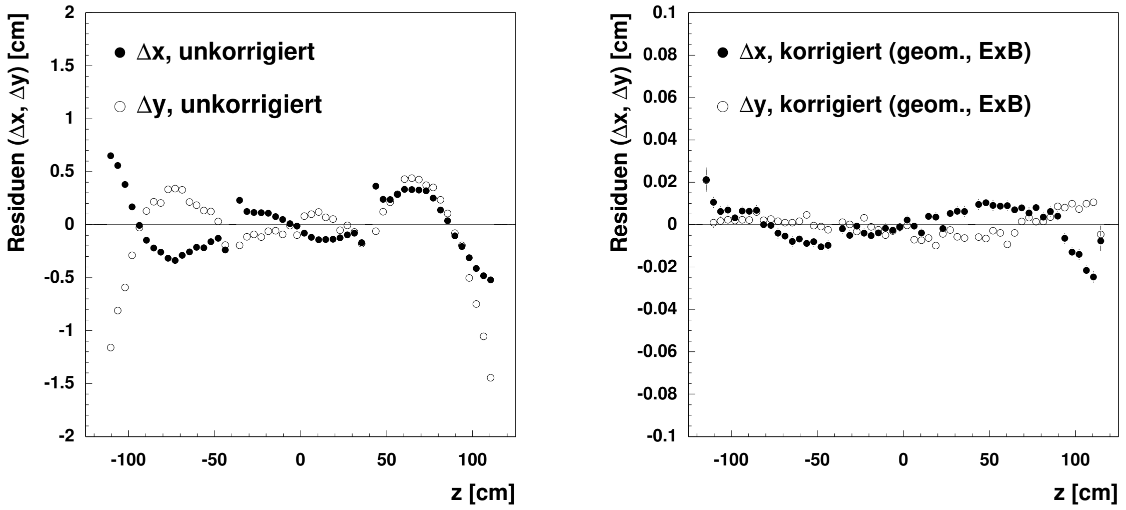


Abbildung 4.2 Verteilung der Residuen vor (links) und nach den Korrekturen auf magnetische und geometrische Verzerrungen (rechts). Zu beachten ist hierbei die um einen Faktor 20 kleinere Skala der Ordinate auf der rechten Seite [gün98].

Entscheidung, inwiefern ein folgender Punkt als der Spur zugehörig zu bewerten ist, erfolgt für jeden weitern Schritt eine Anpassung an das Helix-Spurmodell. Anhand der gewonnenen P(χ^2)–Wahrscheinlichkeit der Anpassung wird entschieden, inwiefern ein Punkt für den jeweiligen Spurkeim zu verwerfen ist. Wird vor dem Verlassen des aktiven Detektorvolumens eine Mindestanzahl von mindestens neun zugehörigen Raumpunkten pro Spur ermittelt, so gilt das Spurfragment als akzeptiert; andernfalls werden die Raumpunkte zur weiteren Suche freigegeben. An dieser Stelle sind zwischen den einzelnen Spurfragmenten noch Lücken erlaubt. Im nächsten Schritt der Spurrekonstruktion wird durch Extrapolation der Spurfragmente versucht, eventuell aufgebrochene Spuren wieder zusammenzuführen. Bei dieser Überprüfung wird die Extrapolation der Spuren in beiden Richtungen durchgeführt. Neben der Zusammenführung kurzer aufgebrochender Spuren wird zudem überprüft, ob noch freie Raumpunkte der Spur zugeordnet werden können.

Der Ortsfehler der ermittelten Raumpunkte kann erst nach der Rekonstruktion der zugehörigen Spuren realistisch angegeben werden. Hierzu wendet das Programm `vtp_error` eine Parametrisierung an, welche auf den nun bekannten Spurwinkeln bei der Überquerung der betrachteten *pads*, der Driftlänge und der Anzahl der *pads* pro *cluster* basiert [gün98].

Zur Impulsbestimmung der gefundenen Spuren folgt in der Rekonstruktionskette das `r3d -m 1` Programmodul. Innerhalb dieses Programms werden die Spurparameter x und y als Ortskoordinaten des ersten Raumpunktes sowie die entsprechenden Impulse, ausgedrückt durch die Parameter q/p_{xz} [1] , ϕ und $tan\ \lambda$ (siehe auch Kap. 3.1, Abb. 3.3), durch

[1] Der Ausdruck q entspricht der Ladung der ermittelten Spur und p_{xz} der entsprechenden Impulskomponente in der xz-Ebene.

eine *Runge-Kutta*-Approximation vierter Ordnung ermittelt [bun93]. Der entscheidende Vorteil in dieser Parametrisierung der Spur liegt in der Normalverteilung der zugehörigen Fehler und der damit leichteren Handhabbarkeit.
Um die Anpassung des Helix-Spurmodells zu verbessern, werden im `vtp_pclean` Modul die Raumpunkte von der Spur entfernt, deren auf den Raumpunktfehler normierten Residuen mehr als das dreifache von der ermittelten Spur entfernt liegen. Nach dieser Entfernung der offensichtlichen Ausreißer werden die Spuren erneut vom `r3d -m 1` Programmodul gefitted, um so ein bessere Anpassung zu erzielen. Anschließend wird noch der Durchstoßpunkt der Spuren in der $xy-$Ebene des primären Reaktionspunktes (z_{target}= -580.27 cm) mit Hilfe des Programms `vtx` durchgeführt, um so die Impaktparameter der Spuren $b_x = x_{Spur} - x_{target}$ und $b_y = y_{Spur} - y_{target}$ zu ermitteln. Um den Impuls der Spuren an dem bekannten primären Reaktionspunkt zu bestimmen, wird noch eine zweite Anpassung der Spuren durch das `r3d -m 2` Programmodul vorgenommen.
Nach der Rekonstruktion der in der Spurendriftkammer aufgezeichneten Teilchenspuren folgt die Suche nach potentiellen V^0–Kandidaten mit dem `vtp_v0rec`-Modul. Im ersten Schritt der V^0-Analyse werden hierbei alle Spuren mit mehr als 20 gemessenen Raumpunkten mit Hilfe einer *Runge-Kutta*–Approximation bei einer Schrittweite von 2 cm in Richtung des primären Reaktionspunktes zurückextrapoliert. Bei jedem dieser Extrapolationsschritte werden die Positionen der ermittelten Spurpunkte gespeichert. Anschließend werden alle positiv- mit allen negativgeladenen Teilchenspuren kombiniert und für jedes Paar der Punkt der dichtesten Annäherung bestimmt. Ist die Annäherung kleiner als 1 cm in der $x-$ und $y-$Richtung, ist die $z-$Position der ermittelten Vertices größer als -300 cm und der Abstand der zum *target* extrapolierten Spuren in der $xy-$Ebene größer als 5 cm, so gilt ein V^0–Kandidat als akzeptiert (Abb. 4.3).

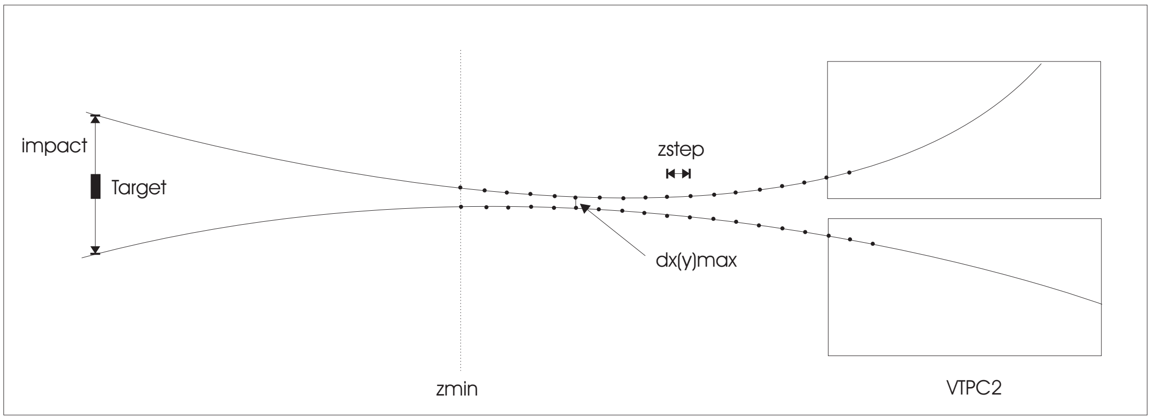


Abbildung 4.3 Schematische Darstellung der relevanten Parameter zur V^0-Rekonstruktion [bor98].

Für jeden ermittelten V^0–Kandidaten erfolgt daraufhin eine geometrische Anpassung zur Berechnung der Position des Zerfalls-Vertex und der entsprechenden Spurparameter [bor98]. Es werden hierbei nur solche V^0–Kandidaten aufgehoben, deren geometrische Anpassungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2) \geq 0.0001$ ist (Vergl. Kap. 5.1.1). Um eine Entscheidung zu treffen, inwiefern es sich bei den betrachteten V^0–Kandidaten um Λ, $\overline{\Lambda}$ oder um ein K^0_S handelt, wird mit dem Ansatz einer kinematischen Hypothese zudem noch eine kinematische Anpassung vorgenommen (`vtp_kfit`). Alle rekonstruierten Spuren und die ermittelten V^0-Vertices werden nach dem Durchlaufen der Rekonstruktionskette in ein DST (*data summary tape*) geschrieben, damit sie später in der *offline*-Analyse weiter untersucht werden können.

4.3 Der $\Xi(\Omega)$–Finder

Das Programm zur Suche nach mehrfach seltsamen Hyperonen (`MutiFind`) arbeitet auf der *offline*-Seite der Analyse und wird nicht in der Standard-Rekonstruktionskette eingesetzt. Zur Suche nach den spezifischen Zerfalls-Topologien werden die im `DSPACK`-Format gespeicherten Ereignis-Daten in das Format der objektorientierten Entwicklungsumgebung ROOT konvertiert (Abb. 4.1, rechts). Bei diesem Vorgang wurden nur solche Informationen in die für die kombinatorische Analyse optimierten `C`$^{++}$-Klassenstrukturen konvertiert, welche für die weitere Analyse unverzichtbar waren. Der typische Umfang eines kompletten Datensatzes konnte so von ca. 10 Gbyte auf ca. 650 Mbyte reduziert werden, was neben einer deutlichen Reduzierung des Platzbedarfs zu einer immensen Erhöhung der Analysegeschwindigkeit führte.
Die Funktionsweise von `MutiFind` ist ähnlich dem des V^0-Finders. Beim Einlesen der in der Standard-Rekonstruktionskette prozessierten Ereignisse wird zuerst eine Selektion der Spuren mit dem Ziel vorgenommen, Kandidaten für die geladenen Zerfallsteilchen der Ξ–Hyperonen zu finden (Abb. 4.4). Es werden nur solche Spuren verwendet, deren Rück-Extrapolation **nicht** in den Bereich des primären Reaktionspunktes zeigt. Alle Spuren, deren Durchstoßpunkt $|b_x| \leq 7.0$ cm ist, werden verworfen (Kap. 5.1.5). Besitzen die akzeptierte Spuren mindestens 15 gemessene und 30 potentielle Punkte, werden sie der Ladung entsprechend in Listen einsortiert (Kap. 5.1.2). Im nächsten Schritt werden die V^0-Kandidaten sortiert. Es werden hierbei nur solche V^0s akzeptiert, deren geometrische Anpassungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2) \geq 0.03$ ist. Zur weiteren kombinatorischen Analyse werden zudem nur solche V^0-Kandidaten verwendet, welche die kinematische Hypothese für Λ oder $\overline{\Lambda}$ erfüllen. Um die Anzahl der möglichen Kombinationen klein zu halten, wird ein Schnitt in Armenteros-$p_T \leq 0.12$ vorgenommen, um so den Großteil der K^0_S zu unterdrücken (Kap. 5.1.7).
Nach dieser Vorselektion wird in einem ersten Durchgang die kombinatorische Analyse vorgenommen. Hierzu werden alle Λ-Kandidaten mit allen negativen Spuren kombiniert und dementsprechend alle $\overline{\Lambda}$-Kandidaten mit allen positiven Spuren. Bei diesem Algorithmus werden die neutralen V^0s in einer Geraden zurück in Richtung des primären

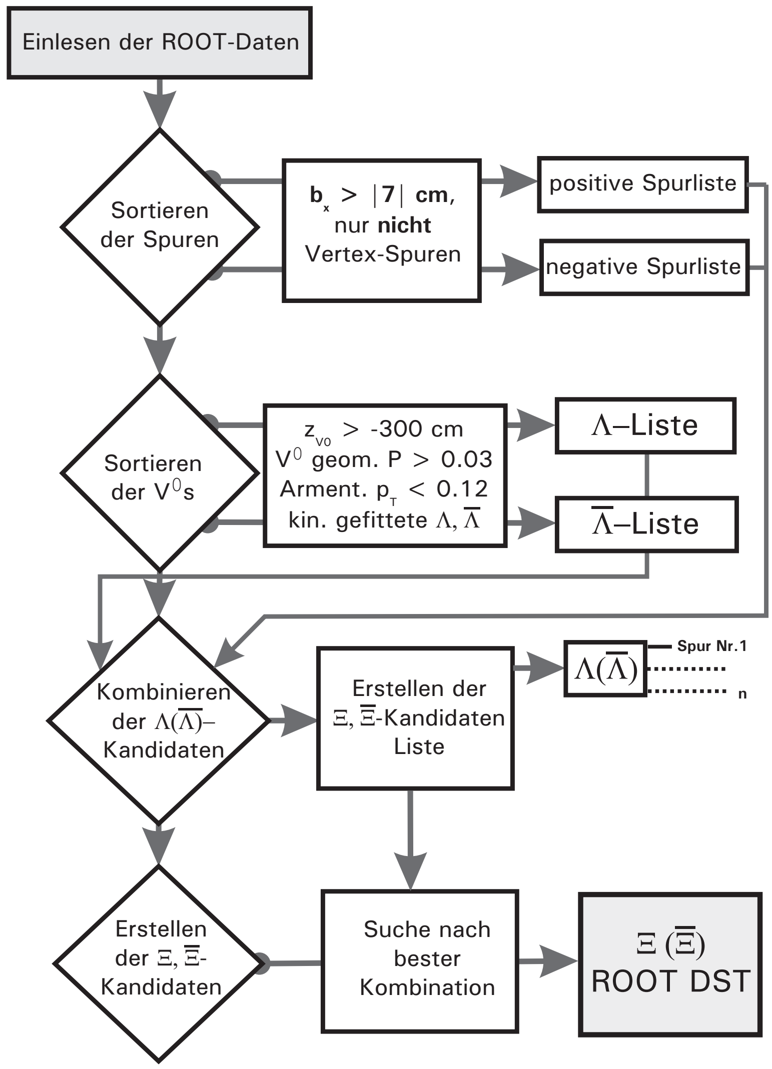


Abbildung 4.4 Programmablaufplan (PAP) des $\Xi(\Omega)$-Finders.

Reaktionspunktes extrapoliert und deren Annäherung an die mittels einer *Runge-Kutta*–Approximation zurückextrapolierten geladenen Spuren betrachtet. Die Schrittweite bei dieser Extrapolation beträgt 2.0 cm. Unterschreitet die Annäherung *dca* (*distance of closest approach*) einen Schwellenwert von 1.5 cm, so wird die betrachtete Spur dem V^0 als ein potentieller π-Kandidat (bzw. K im Fall des Ω-Hyperon) zugeordnet. Auf diese Weise wird mit allen akzeptierten V^0s vorgegangen. Es ist in dieser Phase der Analyse erlaubt, daß mehr als nur eine Spur pro V^0 zugeordnet wird. Die im ersten Durchgang rekonstruierten Ξ,(Ω)–Kandidaten müssen bei der *Runge-Kutta*-Rückextrapolation zum primären Reaktionspunkt (bei z=-580.27) in der xy–Ebene innerhalb von $|b_x| \leq 3.0$ cm durchstoßen.

In der zweiten Phase der Rekonstruktion wird erneut eine Extrapolation der Ξ,(Ω)–Kandidaten und deren Zerfallsprodukte zur Position des primären Reaktionspunktes vorgenommen. Die Schrittweite der Extrapolation beträgt nun 0.5 cm. Die rekonstruierten $\Xi,(\Omega)$–Kandidaten müssen diesmal innerhalb von $|b_x| \leq 1.5$ cm zurück zum primären Reaktionspunkt zeigen. Ein weiteres Kriterium ist, daß die z-Position des rekonstruierten Zerfallsvertex des mehrfach seltsamen Hyperons $\Xi(\Omega)_z \geq -490$ cm ist. Sind in dieser Phase immer noch mehrere Spuren einem V^0 zugeordnet (in weniger als 5% aller Fälle), wird überprüft, ob es sich um eine aufgebrochene Spur handelt; anschließend wird die Spur verwendet, welche die beste Anpassung ergibt. Abschließend werden die ermittelten $\Xi,(\Omega)$–Kandidaten in einem Mini-DST (ROOT-Tree) zur weiteren Analyse gespeichert.

4.4 Die Impulsauflösung

Unter der Grundannahme, daß der Einfluß systematischer Effekte auf die Position der Spuren und auf die Impulsbestimmung vernachlässigt werden können, ist die Genauigkeit der Impulsmessung im wesentlichen eine Funktion der Ortsauflösung der Detektoren und der Vielfachstreuung (*multiple scattering*) der geladenen Teilchen im Kammergas und den Detektormaterialien. Für den Anteil der Vielfachstreuung an der Impulsauflösung ist $(dp/p) \propto$ const., was bedeutet, daß dieser Anteil unabhängig vom Impuls ist. Für die relative Impulsauflösung in der Ablenkebene (*bending plane*) der Magnete kann man bei einer äquidistanten Spurpunktmessung den Ansatz [glu63] machen:

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = p \cdot \frac{1}{q \cdot \kappa \cdot B \cdot L} \cdot \frac{\delta_\mathrm{x}}{l} \cdot \sqrt{\frac{720}{N+6}}\,, \tag{4.1}$$

wobei l [m] die Länge der Spur, L die im Magnetfeld zurückgelegte Strecke, δ_x das intrinsische Ortsauflösungsvermögen in der Pad-Koordinate, N die Zahl der unabhängigen Meßpunkte und p [GeV/c] der Impuls der gemessenen Spur ist. Die Ladung des Teilchens ist mit q angegeben. Wurde die Bestimmung des Impulses mit den zusätzlichen Kriterien eines Vertex vorgenommen, muß in Gleichung 4.1 die 720 durch 320 ersetzt werden [ard95]. Aus diesen Betrachtungen ist es ersichtlich, daß die Impulsauflösung eine direkte Funktion der Anzahl der gemessenen Punkte und somit der Weglänge ist, was eine Mindestanzahl von gemessenen Punkten pro Spur unverzichtbar macht (Kap. 5.1.2).
Die Impulsauflösung, ermittelt durch eine Detektor-Simulation und aus den Daten der 5×5-Kovarianzmatrix C der Impulsrekonstruktion, in welcher das Element $C_{11} = \sigma_{11} = \sigma(q_{p_{xz}})$ und daraus $\sigma(q_{p_{xz}}) = \sigma(p)/p^2$ ist, was der Impulsauflösung entspricht, ist in Abbildung 4.5 dargestellt [gün98].

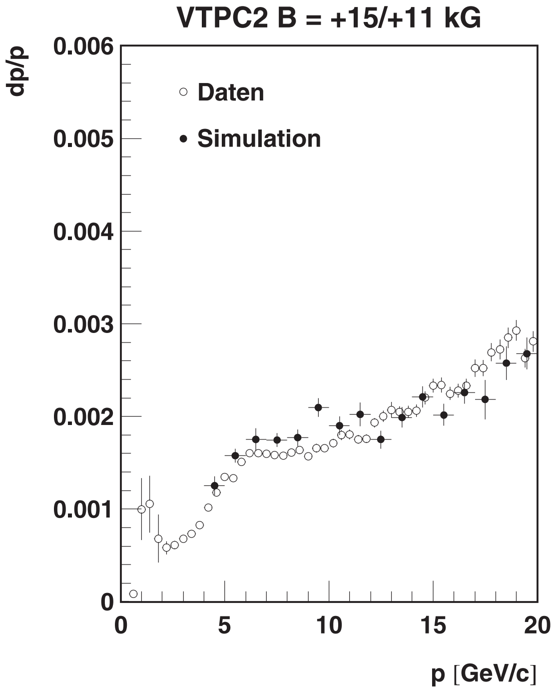


Abbildung 4.5 Relativer Impulsfehler dp/p als Funktion des Teilchenimpulses mit (•) Detektorsimulation und (○) Kovarianzmatrix [gün98]

5 Qualitätskriterien und Korrekturen

Zur Reduzierung der systematischen Fehler, entstanden durch zufällige Kombinationen der V^0s mit entsprechenden Spurkandidaten, ungültige Λ, $\overline{\Lambda}$ Kandidaten oder durch fehlerhafte Spurrekonstruktion, ist es notwendig, Qualitätskriterien zu finden, welche den Einfluß dieser Effekte minimieren. Durch technische Rahmenbedingungen sind Verluste in der geometrischen Akzeptanz der Detektoren unvermeidlich und müssen, genauso wie Ineffizienzen des Rekonstruktionsverfahrens, bestimmt und korrigiert werden. Der verbleibende kombinatorische Untergrund muß ermittelt und subtrahiert werden. Eine Untersuchung des Einflußes der Ω-Hyperonen auf die Spektren der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ ist notwendig, um eine Verfälschung der Ergebnisse auszuschließen.

5.1 Qualitätskriterien der Analyse

Nach der Rekonstruktion möglicher Ξ-Kandidaten ist es notwendig Kriterien zu finden, um den unvermeidlichen kombinatorischen Untergrund, entstanden durch ungültige Spurzuweisungen, mittels Qualitätskriterien und Schnitten in entsprechenden Observablen zu reduzieren. Auf diese Weise wurde versucht, ein möglichst unkontaminiertes Signal zu erhalten und somit den Untergrund–Fehler zu minimieren.

5.1.1 Wahrscheinlichkeit der geometrischen Anpassung

Für jedes in der Analysekette gefundene V^0 wird eine geometrische Anpassung des Zerfallsortes und der Spurparameter vorgenommen. Zu diesem Zweck werden die rekonstruierten Spuren der V^0-Kandidaten in die TPC zurückextrapoliert und eine χ^2-Minimierung zwischen den gemessenen und den extrapolierten Spurparametern vorgenommen (Methode der kleinsten Quadrate). Bei dieser Anpassung werden die drei Komponenten des Zerfallsortes sowie die jeweils drei Impulskomponenten der Zerfallsspuren als Parameter verwendet. Voraussetzung für die Verwendung von der χ^2-Methode ist die Unabhängigkeit der Variablen voneinander und daß ihre Fehler einer Normalverteilung entsprechen. Da bei der Rekonstruktion des V^0-Kandidaten pro Spur fünf unabhängige Parameter ermittelt werden, die drei Parameter des Ortes (x,y,z) und die entsprechenden Impulskomponenten q/p_{xz},ϕ und $\tan\lambda$, stehen 10 Meßwerte 9 Fitparametern gegenüber, somit ist die Anpassung einfach überbestimmt. Für die χ^2-Funktion gilt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(x_i - x_i^0)^2}{\sigma_{x_i}^2} \qquad i = 1, 2, ...n, \tag{5.1}$$

wobei x_i der jeweilige Meßwert, σ_{x_i} der zugehörige Fehler der Messung und x_i^0 das Ergebnis der Anpassung ist [leo92, lee94, bor98].
Die χ^2-Verteilung ist somit ein Maß für die Güte der Anpassung. Die Wahrscheinlichkeit daß die Hypothese gültig ist, kann durch das Integral über die Verteilung des χ^2 vom bestimmten Wert χ_0^2 bis Unendlich (∞) ausgedrückt werden:

$$P(\chi^2 > \chi_0^2, N) = \int_{\chi_0^2}^{\infty} f(\chi^2, N) d\chi^2 \ , \tag{5.2}$$

mit N als die Anzahl der Freiheitsgrade.

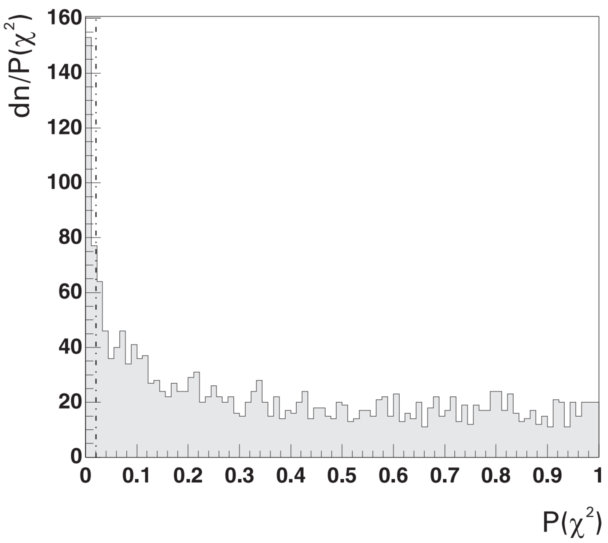


Abbildung 5.1 Verteilung der geometrischen Anpassungswahrscheinlichkeit für die rekonstruierten Λ und $\overline{\Lambda}$. Für die weitere Analyse werden nur solche Λ und $\overline{\Lambda}$ Kandidaten verwendet, deren geometrische Anpassungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2) \ > \ 0.02$ ist.

Im Idealfall würde man für $P(\chi^2)$ eine flache Verteilung erwarten. Betrachtet man Abbildung 5.1, so kann man bei kleinen Werten von $P(\chi^2)$ eine deutliche Überhöhung feststellen. An diesen Stellen hat die geometrische Anpassung versagt und die Ergebnisse sind als nicht verläßlich zu bewerten. Um bei der Analyse der Daten diese fehlgeschlagenen Anpassungen zu unterdrücken, wurde zur weiteren Rekonstuktion der Ξ-Hyperonen ein Schnitt auf das $P(\chi^2) > 0.02$ der V^0 gelegt, um so die nicht zuverlässig bestimmten Λ und $\overline{\Lambda}$-Kandidaten zu verwerfen. Dieser Schnitt bewirkt eine Reduktion um 3% aller Λ und $\overline{\Lambda}$-Kandidaten.

5.1.2 Einzelspurqualität

Nach der Rekonstruktion der in der TPC gemessenen Teilchenspuren werden diese notwendigen Qualitätskriterien unterworfen, bevor die kombinatorische Analyse des Spur-Ensembles zur Ξ-Rekonstruktion angewandt wird. Dies ist notwendig, um von Anfang an den kombinatorischen Untergrund so klein wie möglich zu halten und um eine gute Qualität der Resultate zu erreichen. Ein wichtiges Kriterium stellt die Länge der gemessenen Teilchentrajektorie dar. Betrachtet wird hierbei die maximale theoretische Länge der Spur, gegeben durch die Anzahl der potentiell möglichen Spurpunkte N_{pot}, und der Anzahl der beim Spurfit akzeptierten rekonstruierten Punkte N_{fit}. Die maximale Länge, welche eine Spur innerhalb des sensitiven Volumens Vertex-TPC2 erreichen kann (*fiducial volume*), sind 72 gemessene Punkte; das Minimum sind 9 gemessene Raumpunkte, weniger sind aufgrund des Spur-Rekonstruktionsverfahrens und der deutlich schlechter werdenden Impulsauflösung (Kap. 4.4) nicht möglich. In Abbildung 5.2 ist die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Spurpunkte pro Spur dargestellt.

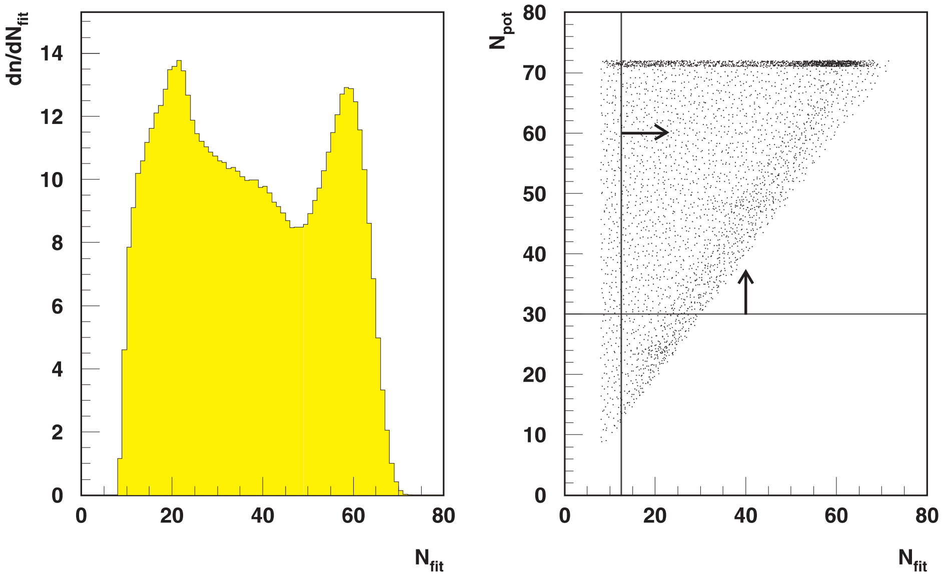


Abbildung 5.2 Häufigkeitsverteilung der Punkte pro Spur (links) und die Zahl der theoretisch möglichen Punkte N_{pot} als Funktion der Anzahl der beim Spurfit akzeptierten rekonstruierten Punkte N_{fit} (rechts) [gün98]. Die eingezeichneten Linien markieren den durch die Kriterien selektierten Bereich.

Zu erkennen ist, daß ca. 40% der rekonstruierten Spuren die TPC vollständig durchqueren, es werden hierbei ca. 60%-80% der potentiell möglichen Raumpunkte verwendet [gün98]. Als Kriterium zur Rekonstruktion der $\Lambda(\overline{\Lambda})$-Kandidaten im V^0-Finder wird eine Mindestanzahl von 20 gemessenen Punkten verlangt [bor98]. Zur weiteren Analyse bei der Ξ-Rekonstruktion wird für das zweite Zerfallsteilchen, die $\pi^-(\pi^+)$-Spuren des Ξ-Zerfalls[1], eine Mindestanzahl von 15 gemessenen Punkten gefordert. Für jede der drei nachweisbaren Spuren der Ξ-Zerfallskaskade wird eine Mindest-Anzahl von 30 potentiellen Spurpunkten pro Spur verlangt.
In Abbildung 5.3 ist das Verhältnis der beim Spurfit akzeptierten Punkte N_{fit} zu den potentiellen Punkten N_{pot} dargestellt. Für alle drei geladenen Spuren des Ξ-Zerfalls zeigt sich, daß in der Mehrzahl 65%-80% der theoretisch möglichen Spurpunkte auch rekonstruiert werden. Bei einem drastischen Versagen des Spur-Rekonstruktionsverfahrens würde man eine deutliche Überhöhung bei kleinen Verhältnissen erwarten.

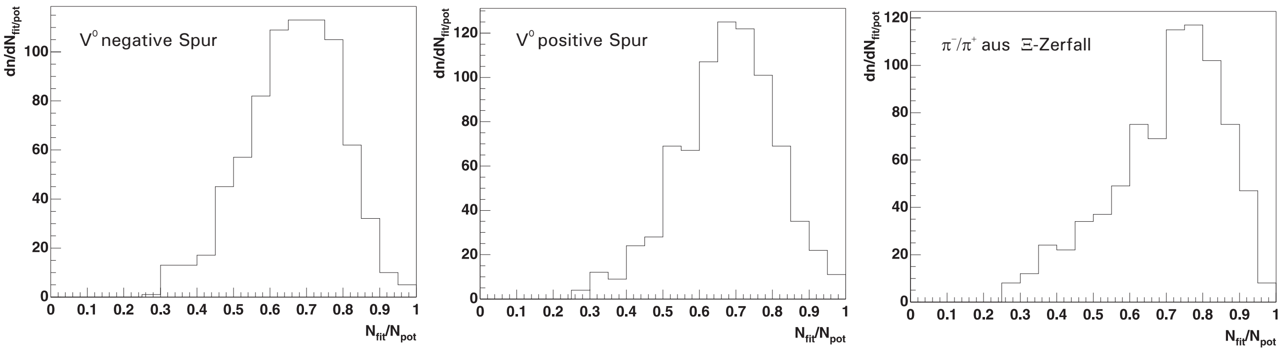


Abbildung 5.3 Anzahl der beim Spurfit akzeptierten Punkte N_{fit} dividiert durch die Anzahl der theoretisch möglichen (potentiellen) Punkte N_{pot} für die negativen und die positiven V^0-Spuren und für die Pionen aus dem Ξ-Zerfall.

Bei umfangreichen Untersuchungen der Spuren innerhalb der VTPC2 [gün98] wurde gezeigt, daß ca. 8% der Teilchenspuren bei der Rekonstruktion aufgebrochen wurden. Dieses Aufspalten der Spuren kann insbesondere bei der Rekonstruktion von V^0-Kandidaten zu Mehrfach-Rekonstruktion eines V^0 führen. Bei der Suche nach Ξ-Hyperonen spielt dieser Effekt jedoch nur eine untergeordnete Rolle, da nur in 2% aller Ereignisse mit rekonstruierten Ξ-Kandidaten mehr als nur ein Ξ-Hyperon gefunden wurde. Um jedoch den Einfluß dieser *Geister* zu minimieren, wurde für den Fall, daß mehr als nur ein Ξ-Hyperonen gefunden wurde, überprüft, ob diese im Phasenraum eng beieinander liegen. Hierzu wurde die Viererimpulsdifferenz Q_{inv} der rekonstruierten Ξ-Hyperonen betrachtet. Die Analyse ergab, daß nur bei $<$ 1% aller gemessenen Ξ-Kandidaten das Kriterium $Q_{inv} \leq 15 MeV/c$ erfüllt war.

[1]Bzw. die $K^-(K^+)$-Spuren des Ω-Zerfalls.

5.1.3 Distanz der kleinsten räumlichen Annäherung

Ein wichtiges Kriterium für das Rekonstruktionsverfahren ist die räumliche Annäherung der extrapolierten V^0–Spur mit dem potentiellen π–Kandidaten. Da beide Kandidaten den Zerfallspunkt des Ξ–Hyperons als gemeinsamen Ursprung aufweisen müssen, besitzen sie im Idealfall diesen Raumpunkt als Schnittpunkt der beiden Spuren. Bedingt durch die begrenzte Auflösung des Rekonstruktionsvefahrens ist jedoch eine Verschmierung des Schnittpunktes zu erwarten. Zur Erkennung etwaiger Ξ–Kandidaten wird die Annäherung des jeweiligen Spur-Paares bei der Rückextrapolation betrachtet. Um eine Abschätzung für die kleinste Annährung *dca* (*distance of closest approch*) zu treffen, wurde eine `GEANT`-Detektorsimulation [gea84] verwendet, und die simulierten Zerfälle mit der Standard-Analysekette rekonstruiert, um eine möglichst realistische Situation zu untersuchen.
Vergleicht man die Verteilung der räumlichen Distanzen in x– und y–Richtung, so bemerkt man eine gute Übereinstimmung der realen Daten mit der Simulation (Abb. 5.4 und 5.5).
Die Distanz der kleinsten räumlichen Annäherung, definiert als der geometrische Abstand gegeben durch:

$$dca = \sqrt{d_x^2 + d_y^2}\ , \tag{5.3}$$

wurde so gewählt, daß für die Simulation 3σ (entspricht 99.7 %) der Einträge innerhalb des Qualitäts–Schnittes liegen (Abb. 5.6). Für *dca* folgt:

$$dca \quad \leq \quad 0.69 \text{ cm.}$$

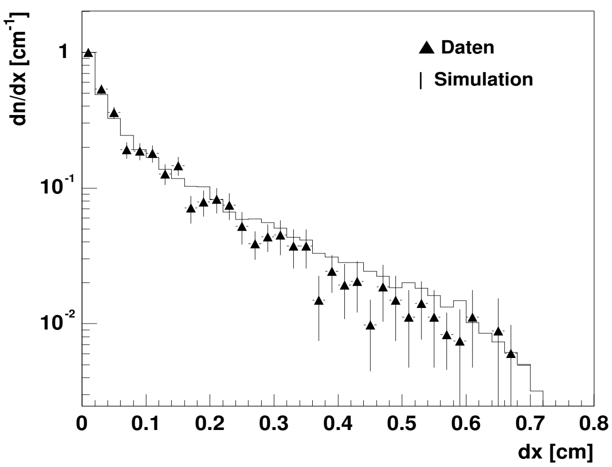


Abbildung 5.4 Vergleich der Simulation mit den realen Daten für den geringsten Abstand d_x zwischen extrapolierter V^0-Spur und potentiellen π–Kandidat.

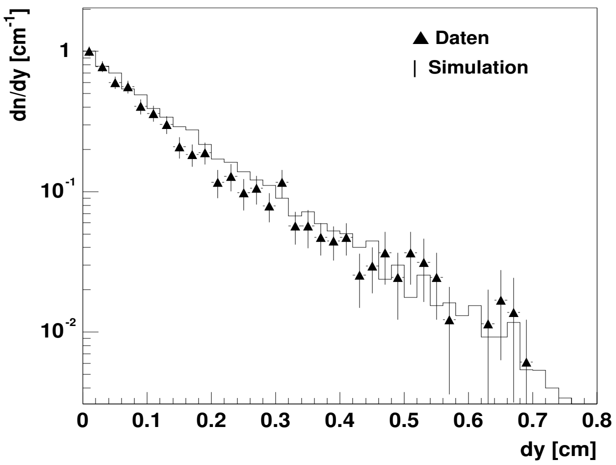


Abbildung 5.5 Vergleich der Simulation mit den realen Daten für den geringsten Abstand d_y zwischen extrapolierter V^0-Spur und potentiellen π–Kandidat.

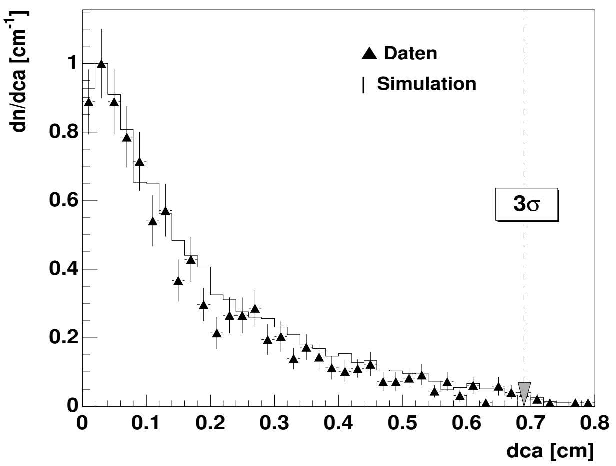


Abbildung 5.6 Vergleich der Simulation mit realen Daten für den geringsten geometrischen Abstand *dca* zwischen extrapolierter V^0-Spur und potentiellem π–Kandidat. Die eingezeichnete Linie entspricht 99.7% aller rekonstruierten Ξ-Hyperonen.

5.1.4 Signal–zu–Untergrund Untersuchungen

Zur weiteren Beschreibung der Untersuchung des kombinatorischen Untergrundes ist es notwendig, den Begriff der invarianten Masse einzuführen. Aus dem Energieerhaltungssatz folgt, daß die Gesamtenergie beim Zerfall eines Teilchens erhalten bleibt; aus Impuls und Ruhemasse der Zerfallsprodukte läßt sich unter der Annahme eines bestimmten Zerfallskanals die invariante Masse herleiten:

$$M_\Xi = \sqrt{\left(\sqrt{M_\pi^2 + p_\pi^2} + \sqrt{M_\Lambda^2 + p_\Lambda^2}\right)^2 - (p_\pi + p_\Lambda)^2} \; . \qquad (5.4)$$

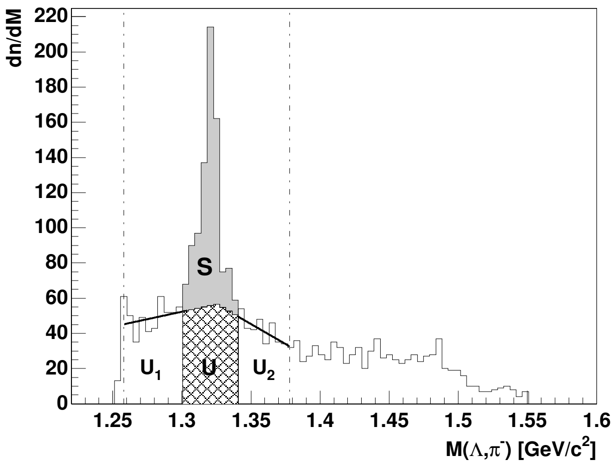


Abbildung 5.7 Invariantes Massenspektrum für Ξ^-. Die Bereiche U_1 und U_2 werden mittels einer Geraden angepaßt und nach U extrapoliert. S ergibt sich aus Subtraktion von U und anschließender Integration.

Der neutrale Ξ_0–Zerfall ($\Xi_0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, 99.54%) wird im folgenden nicht berücksichtigt, da er aufgrund des neutralen π^0 nicht in einer TPC nachgewiesen werden kann.
Für die folgenden Ausführungen zur Minimierung des kombinatorischen Untergrundes wurde das Signal S mit folgender Methode bestimmt: In Abbildung 5.7 ist deutlich ein Signal im invarianten Massenspektrum zu erkennen. Die Bereiche links und rechts neben dem Signal wurden in zwei Intervalle mit gleicher Breite zum Signal eingeteilt (U_1 und U_2), in diesen Bereichen wurde jeweils eine Anpassung mit einer Geraden vorgenommen. Mit den erhaltenen Parametern wurde bis zum gemeinsamen Schnittpunkt in den Bereich unter dem Signal extrapoliert und somit eine Abschätzung für den Untergrund U unter dem Signal vorgenommen. Der Wert für das Signal S wurde durch Subtraktion des Untergrundes U und anschließende Integration über S innerhalb des Massenfensters bestimmt. Das Signal–zu–Untergrundverhältnis (R) wurde wie folgt definiert:

$$R = \frac{S - U}{S} \ . \tag{5.5}$$

mit S = Signal und U = Untergrund.

5.1.5 Spur-Impakt Parameter

Der größte Anteil des kombinatorischen Untergrundes entsteht durch Kombinationen bereits rekonstruierter V^0 Kandidaten mit Spuren, die ihren Ursprung im primären Reaktionspunkt haben. Eine der wichtigsten Variablen zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes ist somit der Impakt b_x (Durchstoßpunkt) der negativen und positiven Spuren in der $xy-$Ebene bei $z = z_{target}$=-580.27 cm. Zur Untersuchung dieser

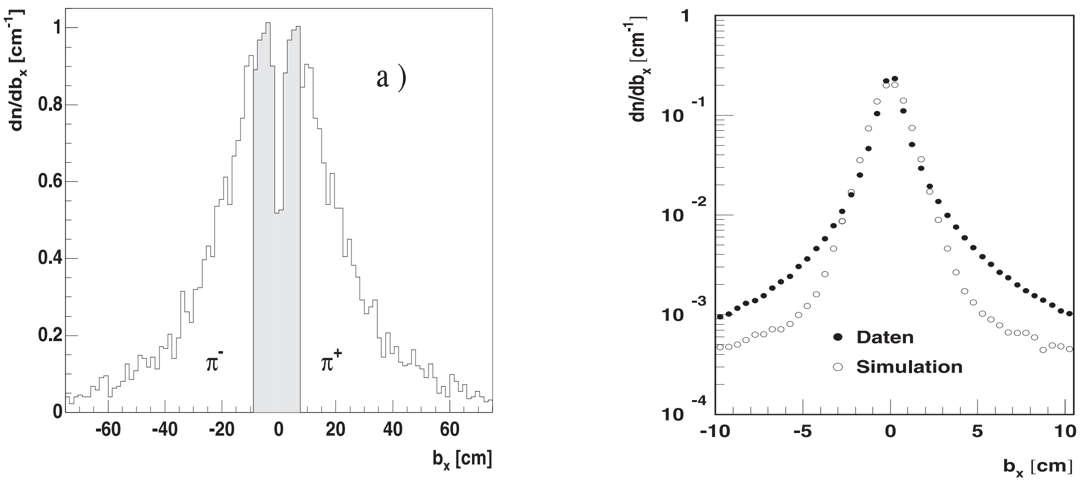


Abbildung 5.8 a) Impakt simulierter π^- und π^+ Spuren des Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ Zerfalls in der *target*-Ebene. Der gekennzeichnete Bereich $|b_x| < 7.0$ cm entspricht dem Anteil verworfener Spuren (ca. 32%). b) Impakt simulierter als auch reeller primärer Spuren [gün98]

Observablen wurde eine GEANT–Detektorsimulation verwendet, um die Auswirkungen eines Schnittes zu prüfen.
Die Spuren der π^- bzw. der π^+, welche direkt aus dem Zerfall der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ kommen (Abb. 5.8 a), zeigen im Vergleich zu Spuren primär produzierter Teilchen (Abb. 5.8 b) nur zu einem geringen Anteil direkt zum *target*, also zum primären Reaktionspunkt, zurück. Es bietet sich somit an, einen Schnitt in dieser Varaiable vorzunehmen, um die Anzahl der unerwünschten Kombinationen zu verringern.
Um den optimalen Wert für dieses Qualitätskriterium zu bestimmen, wurde eine Untersuchung des Signal–zu–Untergrundverhältnisses durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden alle anderen Qualitätskriterien festgehalten und nur der Impakt-Schnitt variiert. Die Analyse ergab ein Optimum bei:

$$\begin{aligned} \pi^- \mid b_\mathrm{x} \mid &\geq 7.0 \text{ cm}, \\ \pi^+ \mid b_\mathrm{x} \mid &\geq 7.0 \text{ cm}. \end{aligned}$$

Bei diesem Wert erreicht das Signal–zu–Untergrundverhältnis den höchsten Wert, ohne einen großen Verlust im Signal (Signal S, normiert auf das maximale Signal S_{max}) zu verursachen. Bei niedrigeren Werten von b_x dominiert der kombinatorische Untergrund, geht man zu noch größeren Werten von b_x setzt ein merklicher Signal–Verlust ein (Abb. 5.9). Durch den so gewählten Wert verliert man zwar 32% der theoretisch möglichen Ξ–Hyperonen, gewinnt aber ein deutlich klareres Signal, da der Untergrund drastisch zu kleineren b_x ansteigt (Abb. 5.10). Der Schnitt in der y-Achse erwies sich als nicht so effektiv zur Unterdrückung primärer Spuren; er wurde auf $b_y \geq 0.6$ cm festgelegt.

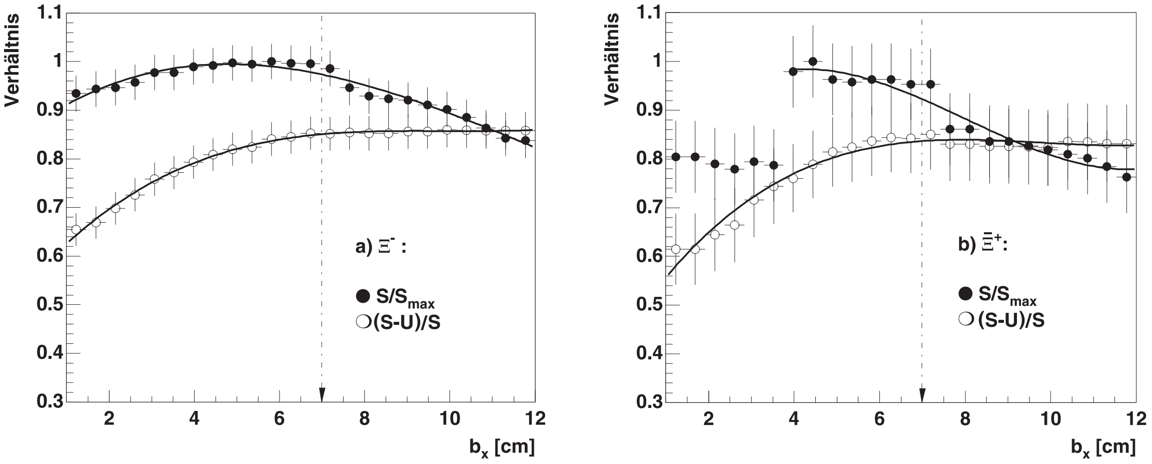


Abbildung 5.9 Signal–zu–Untergrund (S-U)/S und S/S_{max} Verhalten bei Variation des Impakt-Schnittes in $|b_x|$ der negativen (π^-) Spuren des Ξ^-–Zerfalls a) und für die positiven (π^+) Spuren des $\overline{\Xi}^+$ Zerfalls b), in der *target*-Ebene bei $z = z_{target}$=-580.27 cm.

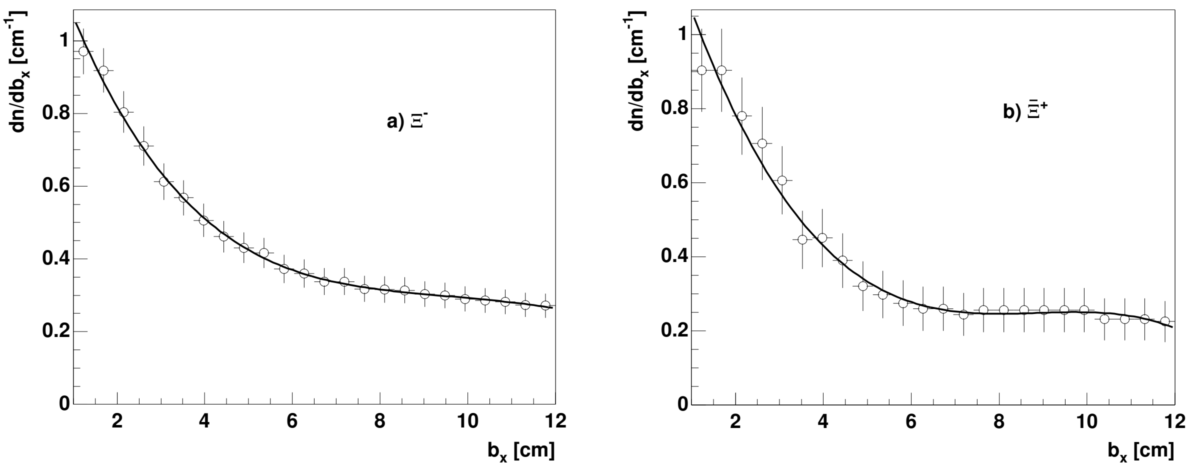


Abbildung 5.10 Verhalten des auf den maximalen Untergrund normierten Untergrundes (U) bei Variation des Spur-Impakt-Schnittes in $|b_x|$ für Ξ^- a) und für $\overline{\Xi}^+$ b). In beiden Fällen ist ein starkes Anwachsen des Untergrundes für $|b_x| < 6$ cm zu bemerken.

5.1.6 Ξ–Impakt Parameter

Ξ–Hyperonen entstehen ausschließlich im primären Produktions-Vertex der Reaktion. Aus diesem Grund müssen die Spuren rekonstruierter Ξ–Kandidaten zurück zum *target* zeigen. Idealerweise würde man eine scharfe Verteilung des Durchstoßpunktes b_x in der *target*–Ebene erwarten. Bedingt durch die Impulsauflösung des Rekonstruktionsverfahrens entsteht jedoch eine Verschmierung des Impaktes.
Zur Festlegung des optimalen Wertes für den Einschnitt in b_x der zurückextrapolierten

Ξ-Hyperonen wurde eine Simulation vorgenommen. Um ein möglichst realistisches Verhalten zu erreichen, wurden die Impulse der Zerfallsprodukte mit dem Fehler der Impulsauflösung verschmiert. Abbildung 5.11 zeigt die Verteilung des Durchstoßpunktes b_x für die Simulation und für die Daten rekonstruierter Ξ mit geöffneten b_x–Einschnitt.

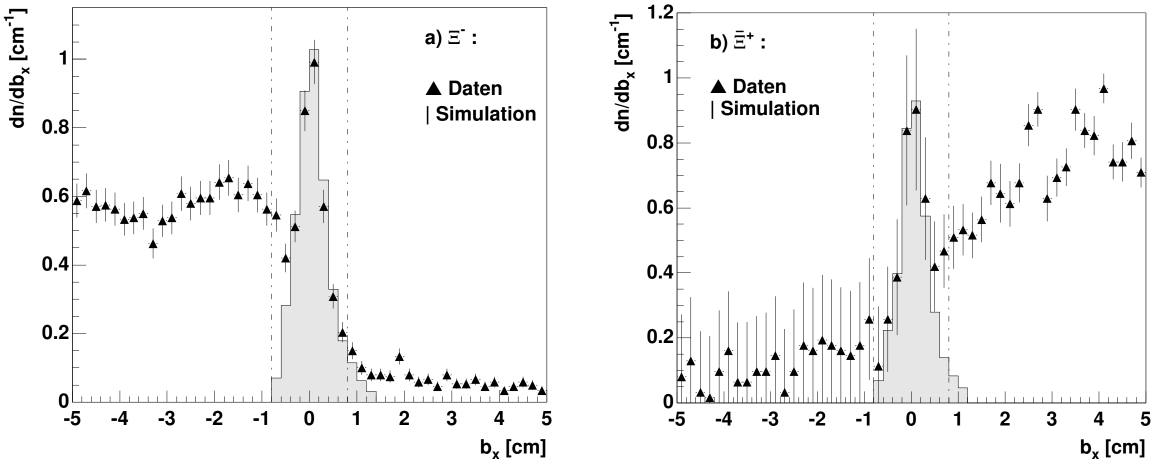


Abbildung 5.11 Vergleich des Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) Spur–Durchstoßpunktes b_x der Daten mit einer Simulation.

Im Bereich $-0.8 \leq b_x \leq +0.8$ zeigen die Daten und die Simulation eine gute Übereinstimmung, jenseits dieser Grenzen ist ein starkes Anwachsen des kombinatorischen Untergrundes zu beobachten.

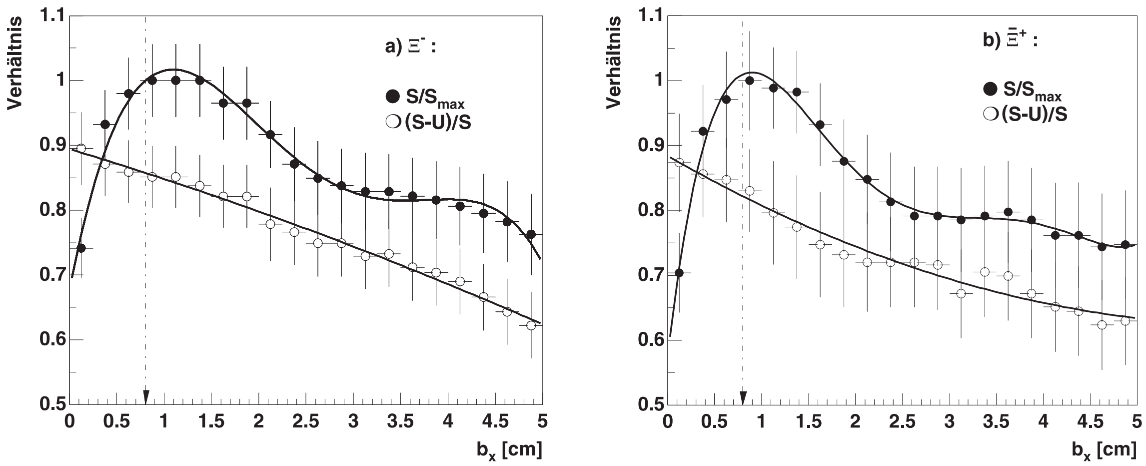


Abbildung 5.12 Signal–zu–Untergrund (S-U)/S und S/S_{max} Verhalten bei Variation des Impakts b_x der Ξ^- a) und der $\overline{\Xi}^+$ b) Spuren in der *target*-Ebene.

Zur Festlegung des Einschnittes in b_x wurde zusätzlich eine Signal–zu–Untergrund Untersuchung vorgenommen. Abbildung 5.12 zeigt ein kontinuierliches Abfallen des Signal–

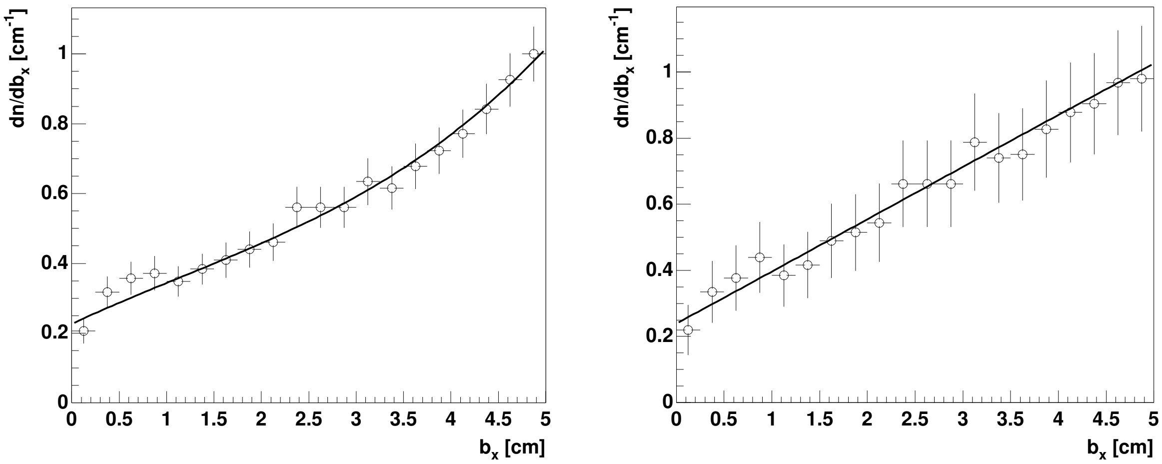


Abbildung 5.13 Untergrundverhalten bei Variation des Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) Spur-Impaktes $|b_x|$ in der *target*-Ebene.

zu–Untergrundverhältnisses mit ansteigenden b_x. Das maximale Signal erhält man für $0.8 < |b_x| < 1.4$. Zu beachten ist auch hier, daß der Untergrund stark mit b_x anwächst (Abb. 5.13). Für ein bestmögliches Signal–zu–Untergrund Verhältnis wurde in Abstimmung mit den Ergebnissen der Simulation für $|b_x|$:

$$\Xi^- \mid b_{\mathrm{x}} \mid \;\leq\; 0.8 \text{ cm},$$
$$\overline{\Xi}^+ \mid b_{\mathrm{x}} \mid \;\leq\; 0.8 \text{ cm},$$

gewählt. Nach Anwendung aller anderen Qualitätskriterien konnten durch diesen Schnitt die Anzahl der Kandidaten um 8% reduziert werden.
Für den Schnitt in der y–Achse wurde ein Wert von $\Xi \mid b_y \mid \leq 0.6$ cm ermittelt. Dies erlaubte eine Reduktion der Anzahl möglicher Ξ–Kandidaten um weitere 4%.

5.1.7 Armenteros–Darstellung

In der ersten Stufe der Zerfallskaskade zerfällt z.B. $\Xi^- \rightarrow \Lambda\ \pi^-$ und anschließend $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Eine gute Methode zur Untersuchung der Dynamik eines Zweiteilchen-Zerfalls ist die Transformation der klassischen Observablen Transversalimpuls p_t und Longitudinalimpuls p_l des Zerfallsteilchens im Laborsystem in die Armenteros–Darstellung [arm54]. Die Armenteros–Parameter α und p_t sind definiert durch:

$$\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-} \;=\; \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l}\ , \tag{5.6}$$

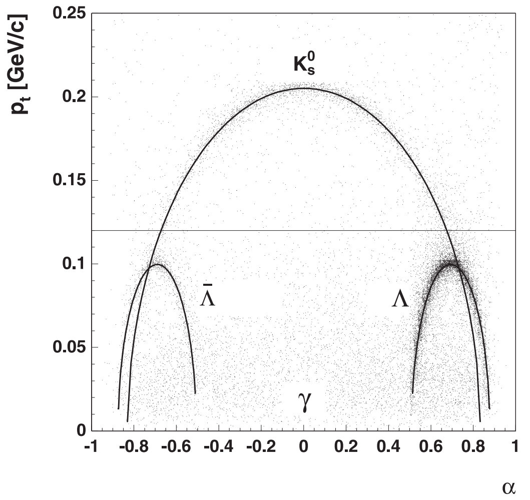
$$p_t = p^+\ \sin\Theta. \tag{5.7}$$

Das indizierte Vorzeichen steht für den Ladungszustand des jeweiligen Zerfallsproduktes; der Winkel Θ ist bestimmt durch den Winkel zwischen dem zerfallenden Teilchen

und dem positiven Zerfallsprodukt. Der Vorteil in dieser Darstellung liegt in der einfachen graphischen Zugänglichkeit der Zerfallskinematik.
Im CMS (*Center of Mass System*) erhält man in der Armenteros–Darstellung eine Kreisbahn, mit einem Radius der durch den maximalen Transversalimpuls der Zerfallspartikel gegeben ist. In der Darstellung im Laborsystem entstehen die typischen hyperbolischen Bahnen, deren Maximum durch:

$$\alpha_{max} = \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2} \ , \tag{5.8}$$

gegeben ist; mit M als Masse des zerfallenden Teilchens und $m_\pm$ als Massen der Zerfallsprodukte. Die ungleichmäßige Verteilung auf der Ellipse entsteht durch den Zerfallsimpuls q. Die Diffusion der theoretisch scharfen Bahn (eingezeichnete Linie in Abb. 5.14 links) entsteht durch die Meßungenauigkeit der Impulse der Zerfallsprodukte. Diese Darstellung ist begrenzt für $\mid \alpha \mid \leq 1$, bei $\alpha = 1$ würde der Impuls eines der beiden Zerfallsprodukte verschwinden. Die Armenteros–Darstellung macht deutlich, daß



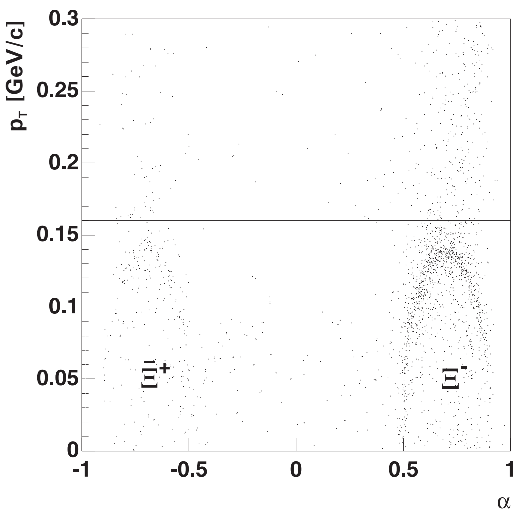


Abbildung 5.14 Armenteros–Darstellung für Λ, $\overline{\Lambda}$, K^0_S(links [bor98]), und Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$ (rechts). Die eingezeichnete Linie auf der linken Seite markiert den theoretischen Verlauf der Hyperbel.

man durch einen Schnitt in p_{t} den kombinatorischen Untergrund reduzieren kann. Als Kriterium für die Zerfalls-Kaskade wurden für Armenteros p_t folgende Werte gewählt:

$$\begin{array}{rcl} \Lambda, \overline{\Lambda} \ \ p_{\mathrm{t}} & \leq & 0.12 \\ \Xi^-, \overline{\Xi}^+ \ \ p_{\mathrm{t}} & \leq & 0.16. \end{array} \tag{5.9}$$

Auf diese Weise lassen sich über einen weiten Bereich die neutralen K^0_S von den Lambdas (bzw. $\overline{\Lambda}$) trennen, und somit wird schon in einer frühen Phase der Rekonstruktion, eine starke Reduktion der möglichen Kombinationen erreicht, was zudem eine erhebliche Verringerung der Rechenzeit pro Ereignis bedeutet.

5.1.8 V^0 und Ξ z-Position

Einen vergleichbaren Einfluß auf den kombinatorischen Untergrund wie der Spur-Impaktparameter b_x (Kap. 5.1.5) hat die z–Position der rekonstruierten Ξ–Hyperonen. Je dichter die potentielle z–Position am Haupt–Vertex liegt, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine primäre Spur fälschlich als ein Zerfalls-Pion akzeptiert wird. Dies liegt zum größten Teil daran, daß die Multiplizität der möglichen π–Kandidaten im Raumvolumen, gegeben durch den geometrischen Abstand *dca* zwischen extrapolierter V^0-Spur und π–Kandidat (Kap. 5.1.3) mit kleiner werdenden Abstand zum *target* ansteigt.
Beide Qualitätskriterien b_x und z–Position, sind eng aneinander gekoppelt. Deutlich ist dieser Effekt in Abbildung 5.15 zu sehen. Mit gewählten Spur-Impakt Parameter nach

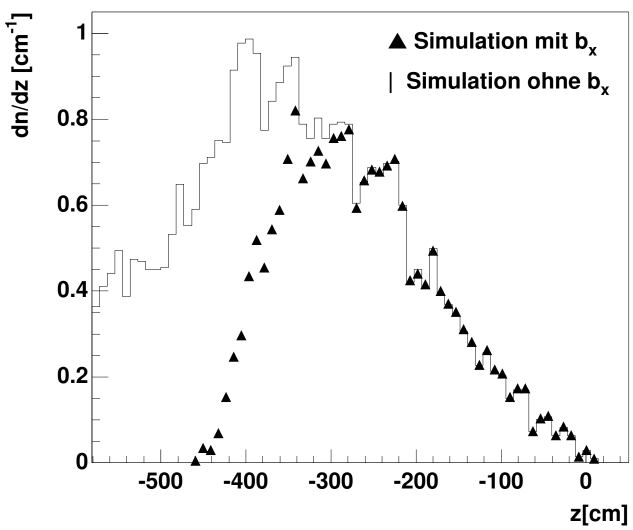


Abbildung 5.15 Verteilung der z–Position simulierter Ξ mit und ohne Spur-Impakt Schnitt b_x.

Kapitel 5.1.5 ist in *target* Nähe ein deutlicher Einbruch in der Akzeptanz zu bemerken. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei zu kleinen Zerfallslängen der Ξ–Hyperonen das b_x der Tochterpionen ununterscheidbar ist von dem b_x der Primärteilchen. Vergleicht man nun die Ergebnisse der Simulation mit den Daten, so ist deutlich zu erkennen, daß jenseits von $z \leq -460$ cm bei gegebenen b_x keine Ξ–Hyperonen mehr zu identifizieren sind (Abb. 5.16).
Zur Festlegung der potentiellen z-Position der Λ und $\overline{\Lambda}$ war neben dem exponentiell ansteigenden Untergrund insbesondere auch die Rechenzeit ein Kriterium. Bei einer Variation von $z \leq -300$ cm auf $z \leq -280$ cm verdoppelte sich die Rechenzeit. Betrachtet man Abbildung 5.17, so ist zu größeren z ein starker Einbruch der Daten gegenüber der Simulation zu erkennen. Der Ursprung hierfür liegt in den immer kürzer werdenden Spuren und deren schlechteren Rekonstruktions-Effizienz.

Die potentielle z–Position der Zerfallsvertices wurde wie folgt eingeschränkt:

$$\begin{aligned} \Xi^-, \overline{\Xi}^+ &: -460.0 \text{ cm} \leq \quad z_\Xi \\ \Lambda\ ,\ \overline{\Lambda}\ &: -300.0 \text{ cm} \leq \quad z_\Lambda \quad \leq 5 \text{ cm}. \end{aligned}$$

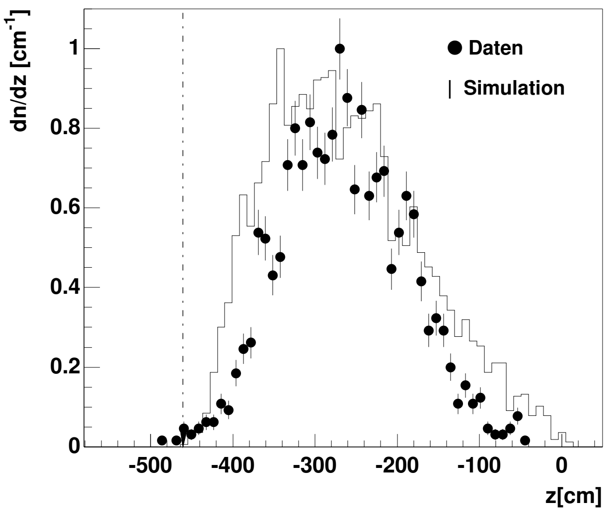


Abbildung 5.16 Verteilung der z-Position simulierter und rekonstruierter Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ Zerfallsvertices.

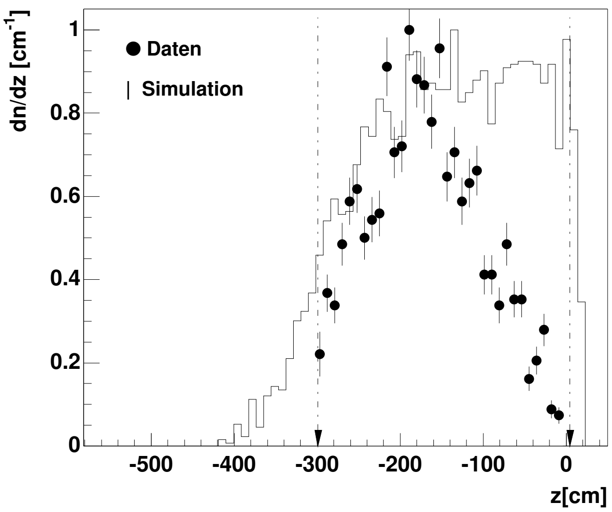


Abbildung 5.17 Verteilung der V^0 z-Position für Daten und simulierte Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$. Die Verluste von V^0s bei größeren z-Positionen ist im wesentlichen durch Ineffizienzen des Rekonstuktionsverfahrens gegeben.

5.1.9 Lage der Zerfalls–Topologie

Als ein sinnvolles Qualitätskriterium zur Verminderung des Untergrundes als auch zur Erhöhung der Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens erwies sich ein Schnitt auf die Lage der Zerfallstopologie in der Spurendriftkammer. Topologien, bei denen eine oder mehrere Spuren der Zerfallsprodukte die unsensitive Zone zwischen den beiden Hälften der Kammer überqueren, werden verworfen (Abb. 5.18.b). Dies liegt darin begründet daß die Spuren, welche diesen Bereich überqueren, in aller Regel aufgebrochen und somit sehr kurz werden. Neben großen Impulsfehlern dieser Spuren kann es an dieser Stelle

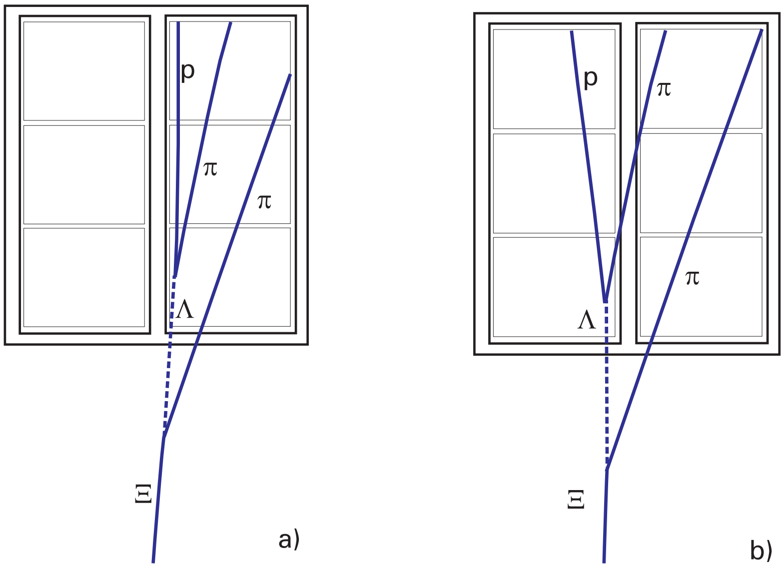


Abbildung 5.18 Lage der Zerfallstopologie mit Überquerung des unsensitiven Bereichs der Spurendriftkammer a) und bei vollständiger Topologie in nur einer Hälfte b).

zu mehrfacher Rekonstruktionen eines geladenen Ξ-Hyperons kommen. Diese sogenannten *Geister* führen zu einer Verfälschung der Ergebnisse. Verlangt man, daß alle Zerfallsspuren auf einer Seite der Spurendriftkammer liegen (Abb. 5.18.a) so zeigt sich kein merklicher Verlust am Signal, der Untergrund konnte jedoch verringert werden (Abb. 5.19), und es zeigt sich eine Verbesserung der Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens um 4% (siehe hierzu auch Kap. 5.2.2). Der Signalverlust ist für die $\Xi^- < 1\%$ und für die $\overline{\Xi}$ kleiner 3%, wohingegen der Untergrund in beiden Fällen um ca. 8% verringert wird.

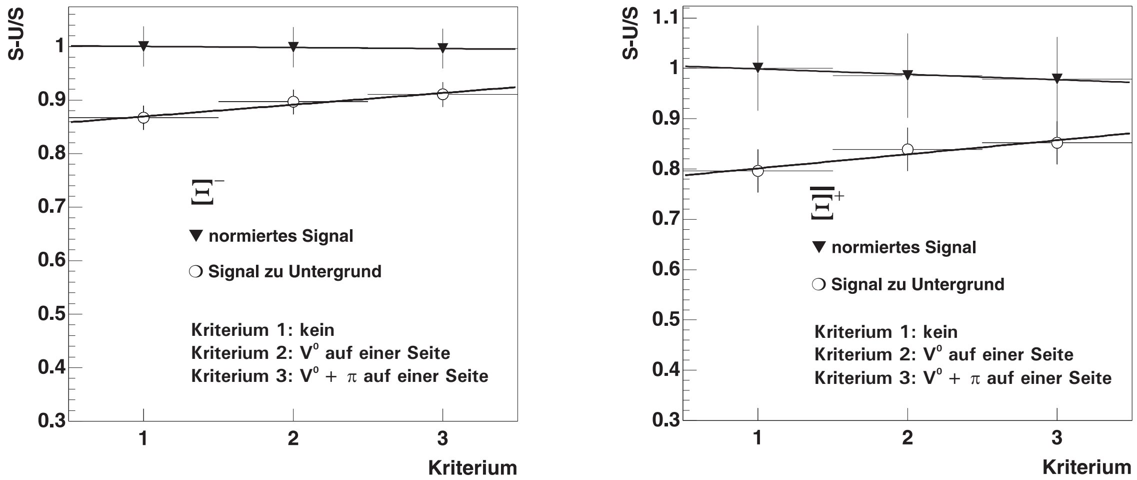


Abbildung 5.19 Signal–zu–Untergrund Verhältnis bei verschiedenen Qualitätskriterien auf die Lage der Ξ-Topologie. Unter der Bedingung, daß alle Spuren des Ξ-Zerfalls auf einer Seite der Spurendriftkammer liegen, verbessert sich das Signal–zu–Untergrundverhältnis, ohne daß ein wesentlicher Verlust das Signals einsetzt.

5.1.10 Betrachtung der Lebensdauer

Die Lebensdauer eines nicht stabilen Teilchens ist durch das Zerfallsgesetz gegeben; der Zerfall eines Teilchens ist statistischer Natur und erfolgt spontan. Für jede Teilchenspezies ist die mittlere Lebensdauer τ charakteristisch. Die typische Lebensdauer für die in dieser Arbeit relevanten Hyperonen sind in Tabelle 2.1 angegeben. Für das geladene Ξ–Hyperonen beträgt die mittlere Lebensdauer $1.639 \cdot 10^{-10}$ sec. Die bei relativistischen Bedingungen üblichere Formulierung der Lebensdauer ist die Länge $c\tau$, dem Produkt der Lichtgeschwindigkeit mit der mittleren Lebensdauer τ. Für das Ξ–Hyperonen beträgt die typische mittlere Lebensdauer $c\tau = 4.91$ cm. Erst durch die relativ große Zerfallslänge[1], bei einem γ-Faktor von ca. 10 bei der Transformation vom Teilchen-Ruhesystem ins Laborsystem, ist es möglich, Ξ–Hyperonen in der ca. 470 cm vom primären Reaktionspunkt entfernten Spurendriftkammer VTPC2 nachzuweisen.
Die mittlere Zerfallslänge stellt eine weitere Kontrollmöglichkeit der Qualität der Analyse dar. Aufgrund dessen, daß die Zerfallslänge für jede Teilchensorte charakteristisch ist, läßt sich an ihr eine Überprüfung der ermittelten Ξ–Kandidaten vornehmen. Die Resultate für die mittlere Zerfallslänge $c\tau$ ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Vergleicht man die ermittelten Werte für Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $c\tau = 4.91$. Die Abweichung ist in beiden Fällen kleiner 6%.

[1]Für relativistische Ξ–Hyperonen errechnet sich die mittlere Zerfallslänge aus $\gamma c\tau$ mit $\gamma = E_{lab}/m_{\Xi}$.

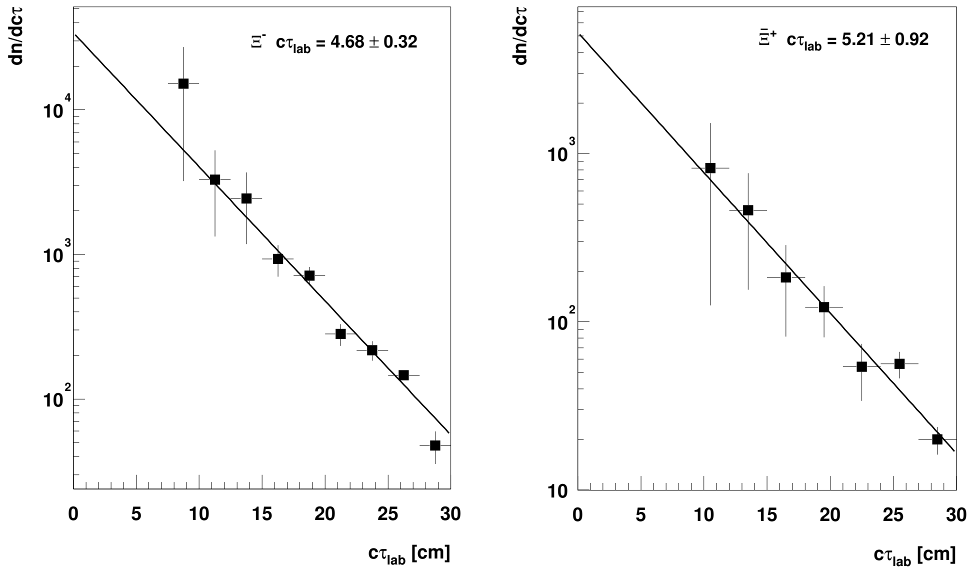


Abbildung 5.20 Die mittlere Lebensdauer für Ξ^- (links) und $\overline{\Xi}^+$ (rechts). Die gemessenen Werte stimmen innherhalb der Fehler mit dem Literaturwert von $c\tau = 4.91$ cm überein.

5.2 Korrekturen

5.2.1 Geometrische Akzeptanz

Das endliche Detektorvolumen bedingt einen eingeschränkten Nachweis von Teilchen im Phasenraum. Der meßbare Phasenraum wird zusätzlich noch durch Qualitätskriterien begrenzt, welche zu einem klareren Signal führen sollen. Um auf diese phasenraumabhängige Detektierbarkeit der Teilchen zu korregieren, muß die Akzeptanz ε, gegeben durch das Verhältnis von produzierten zu registrierten Teilchen (Gl. 5.10), mittels einer Simulation bestimmt werden:

$$\varepsilon_{Geom.}(\Delta p_T, \Delta y) = \frac{N_{akz.}(\Delta p_T, \Delta y)}{N_{gen.}(\Delta p_T, \Delta y)} \ . \tag{5.10}$$

Zur Simulation der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ wurde ein schneller Monte-Carlo–Simulator (`xi_tpc_sim`) verwendet. Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz wurde die simulierte Phasenraumverteilung flach gewählt, um so genügend Statistik auch in Bereichen hoher Transversalimpulse p_T zu erlangen. Mit Hilfe eines Zufallsgenerators und gemäß dem Zerfallsgesetz werden Trajektorien entsprechend der generierten Ξ–Hyperonen bis zu ihrem Zerfallspunkt errechnet. Hierzu wird ein Runge–Kutta–Verfahren verwendet, um realistische Trajektorien innerhalb eines Magnetfeldes zu erhalten. Aufgrund der Zerfallskaskade der Ξ und $\overline{\Xi}^+$ in elektrisch neutrale Λ und $\overline{\Lambda}$ muß mit diesen ebenfalls schwach zerfallenden Zerfallsprodukten genauso vorgegangen werden. Am Ende einer Generierung erhält man somit für jedes Ξ die Spuren aller drei nachweisbaren Zerfallsprodukte, der des neutralen Λ (p, π^-) bzw. $\overline{\Lambda}$ $(\overline{p}, \pi^+)$ sowie die π^- oder π^+ des

generierten Ξ–Zerfalls. Alle nachweisbaren geladenen Spuren müssen die im Kapitel 5.1 besprochenen Qualitätskriterien passieren, um als akzeptiert zu gelten.
Um die Genauigkeit des schnellen Simulators zu überprüfen, wurde eine Berechnung der Akzeptanz ebenfalls mit dem realistischeren, aber deutlich rechenintensiverem Detektorsimulator `GEANT` vorgenommen. Der Vergleich beider Simulatoren zeigt eine gute Übereinstimmung der Akzeptanz innerhalb der statistischen Fehler (Abb. 5.21).

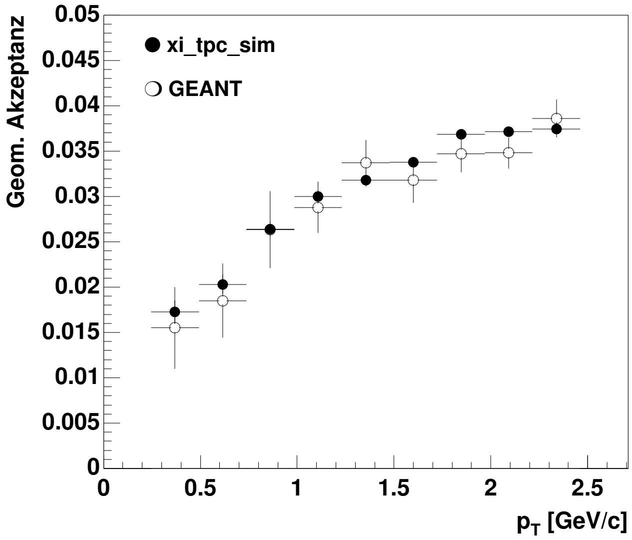


Abbildung 5.21 Vergleich der mittleren Akzeptanz erstellt mit `GEANT`(○) und `xi_tpc_sim`(●). Im Bereich des Akzeptanzfensters $3.1 \leq y \leq 4.1$ decken sich die Ergebnisse innerhalb der Fehler.

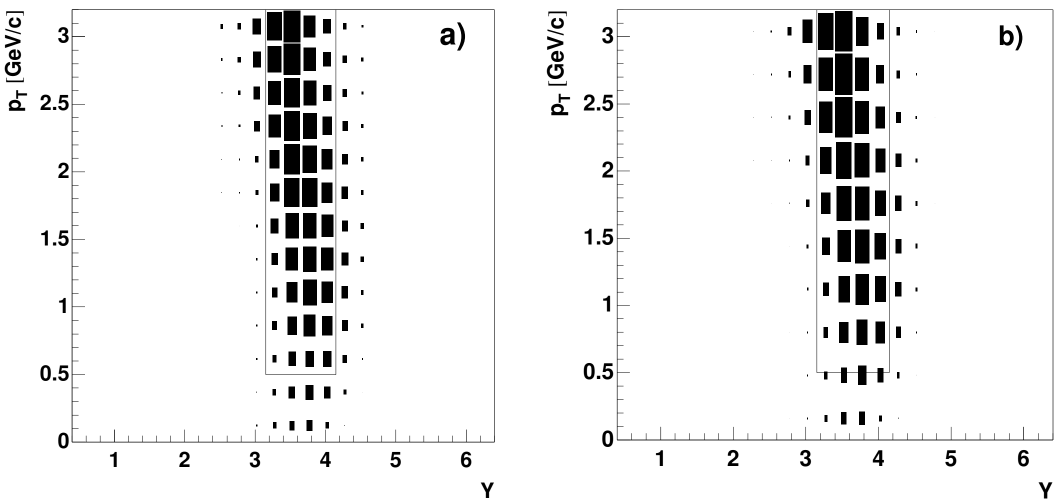


Abbildung 5.22 Geometrische Akzeptanz für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b). Die eingezeichneten Linien markieren das gewählte Fenster im Bereich $3.1 \leq y \leq 4.1$ und $0.5 \leq p_T \leq 3.2$.

Aus diesem Grund wurde zur Einsparung von Rechenzeit für die weitere Berechnung der Korrekturfaktoren `xi_tpc_sim` verwendet. Zur Ermittlung der Korrekturfaktoren wurden insgesamt 200.000 akzeptierte Ξ generiert, um ausreichend Statistik innerhalb der einzelnen Phasenraumzellen zu erhalten.
In Abbildung 5.22 ist die ermittelte Phasenraumverteilung der Akzeptanz dargestellt. Die Linien markieren den gewählten Bereich des Phasenraums, der zu späteren Erstellung der Spektren verwendet wird. Das Kriterium zur Eingrenzung des gültigen Bereiches war, daß die geometrische Akzeptanz, ausgehend von der besten Akzeptanz $\varepsilon_{Geom.} = 1$, nicht unter $1/\varepsilon_{Geom.} \geq 40\%$ abfällt. Die untere Grenze des Akzeptanzbereiches $p_T \geq 0.5$ [GeV/c] wurde aus Gründen der Rekonstruktionseffizienz (Kap. 5.2.2) gewählt.
Für den geometrischen Akzeptanzbereich der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ gilt:

$$\begin{aligned} 0.5 \leq \ & p_T & \leq 3.2 \text{ [GeV/c]}, \\ 3.1 \leq \ & y & \leq 4.1 \end{aligned}$$

Die ermittelte Akzeptanz zeigt für Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ eine starke Abhängigkeit in der Rapidität y (Abb. 5.24). Aus diesem Grund wurde für das ermittelte Akzeptanzfenster eine Unterteilung der Rapidität in vier aquidistante Bereiche von je 0.25 Breite vorgenommen, um so Fehler, entstehend durch eine Mittelung über den ganzen Bereich, zu vermeiden.
In Abbildung 5.23 ist die mittlere geometrische Akzeptanz für Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ im beschriebenen Akzeptanzfenster dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß die Differenzen in der Akzeptanz für beide Teilchensorten nur sehr gering ist ($< 5\%$), es wurde jedoch für Ξ–Baryon und –Antibaryon eine gesonderte Korrekturtabelle verwendet.

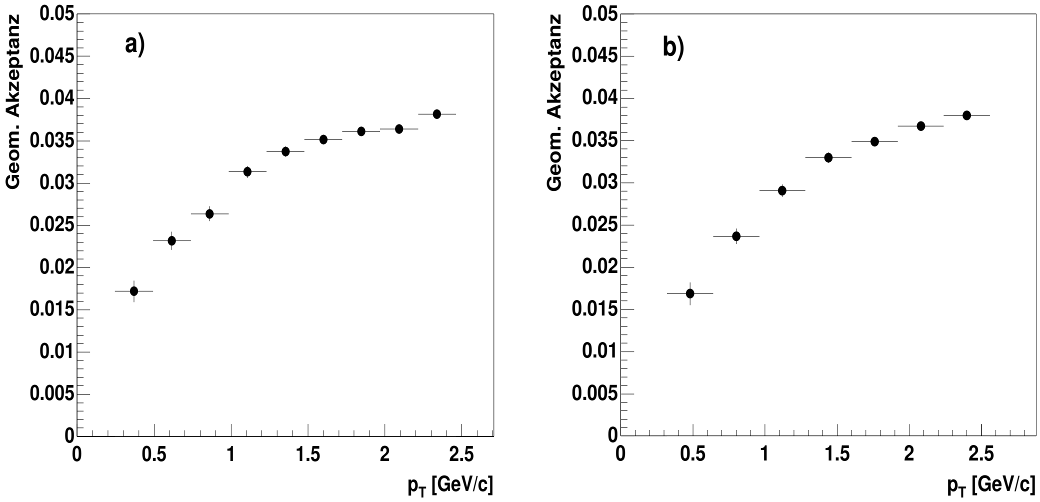


Abbildung 5.23 Mittlere geometrische Akzeptanz für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) im gewählten Akzeptanz–Fenster. Die geringe Akzeptanz in Bereich niedriger Transversalimpulse p_{T} wird im Wesentlichen durch die Position der Zerfallsvertices und der daraus folgenden kurzen Spurlänge der V^0s, oder sogar durch den totalen Verlust des Protons, verursacht.

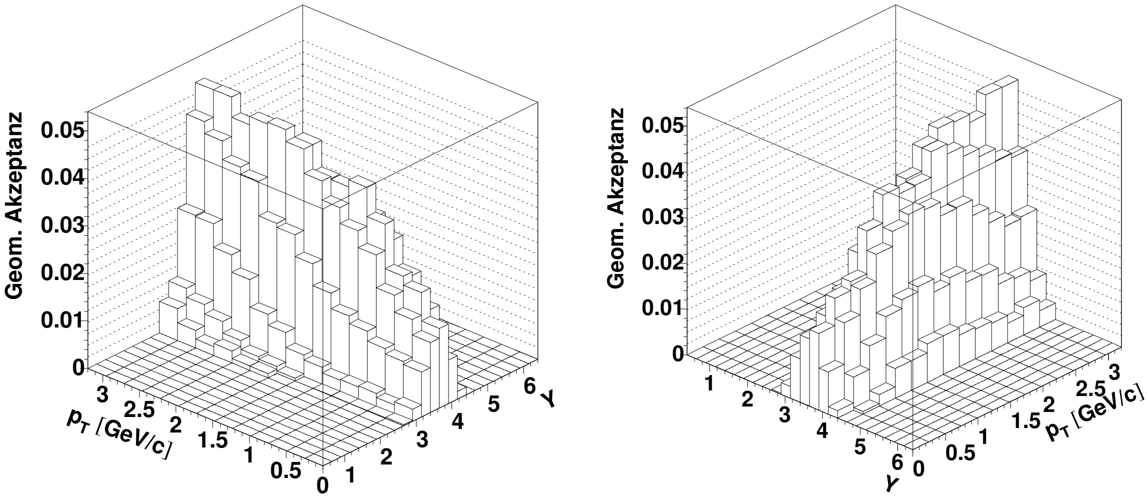


Abbildung 5.24 Abhängigkeit der geometrischen Akzeptanz von Rapidität y und Transversalimpuls p_T für Ξ^-.

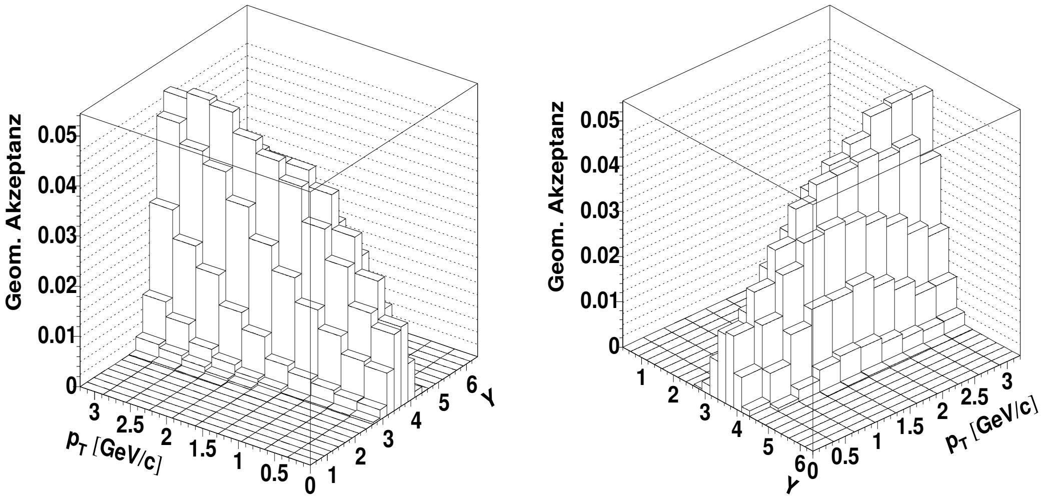


Abbildung 5.25 Abhängigkeit der geometrischen Akzeptanz von Rapidität y und Transversalimpuls p_T für $\overline{\Xi}^+$.

5.2.2 Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens

Bei der Rekonstruktion von Teilchentrajektorien in den Spurendriftkammern kommt es aufgrund der hohen Dichte der Spuren und den durch den Algorithmus des Rekonstruktionsverfahrens bedingten Einschränkungen zu Ineffizienzen, welche bestimmt und korrigiert werden müssen. Da die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens eine starke Variation mit dem Phasenraum zeigt, wird diese Korrektur in verschiedenen Phasenraumzellen durchgeführt, gleich den Verfahren zur Bestimmung der geometrischen

Akzeptanz (Kap. 5.2.1).
Zur Rekonstruktion der geladenen Ξ-Hyperonen ist es notwendig, alle drei zum Zerfallsvertex zugehörigen Spuren zu finden und deren Impuls zu bestimmen. Wird auch nur eine Spur nicht oder falsch bestimmt, ist es nicht möglich, daß zugehörige Hyperon eindeutig zu rekonstruieren. Die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens $\epsilon_{rek}(y, p_T)$ wurde für die Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ mit einer statischen Methode ermittelt. Hierzu wird bei einer großen Zahl von Ereignissen eine bestimmte Anzahl simulierter Hyperonen in ein reales Ereignis implantiert, deren Impulse und Zerfallsorte bekannt sind. Im Fall der Bestimmung der Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens für die Ξ^- und die $\overline{\Xi}^+$ wurden pro Spezies jeweils 10 simulierte Hyperonen in insgesamt ca. 20.000 Ereignissen implantiert. Die darauf anschließende Analyse der Ereignisse entspricht exakt der Analyse für die realen Ereignisse. Bei dieser Methode ist es von großer Wichtigkeit, eine möglichst realistische Simulation der Detektoreigenschaften, wie z.B das Antwortverhalten der Auslesesegmente und Saturationseffekte der Elektronik, vorzunehmen. Dies ist notwendig, um die implantierten Spuren den *echten* möglichst gut nachzuempfinden, um keine künstlichen Effekte zu erzeugen. Zur Simulation der geladenen Ξ-Hyperonen und deren Zerfälle wurde ein auf dem Monte Carlo Prinzip beruhender Ereignisgenerator (`xi_tpc_sim`) verwendet, hierzu wurde eine realistische Verteilung des Transversalimpulses und der Rapidität verwendet. Als Parameter wurden der inverse Steigungsparameter T=300 MeV gewählt und für die Rapiditätsverteilung eine Gaußfunktion mit einer Breite von 1.1 Einheiten. Die in dem Simulator erzeugen Spuren und deren Raumpunkte wurden anschließend mit der Detektorsimulation (`TRIC`) in die realen Roh-Ereignisse auf *Cluster*-Niveau implantiert. Das nun veränderte Ereignis wird darauf der normalen Rekonstruktionskette (Kap. 4.2) zugeführt. Da die phasenraumabhängige Verteilung der simulierten geladenen Ξ-Hyperonen als auch die der in den realen Ereignissen vorhandenen geladenen Ξ-Hyperonen bekannt ist, läßt sich die Effizienz der Rekonstruktion ermitteln (Abb. 5.26). Die Rekonstruktionseffizienz $\epsilon_{rek}(y, p_T)$ berechnet sich aus dem Verhältnis der Zahl aller rekonstruierten Hyperonen pro Phasenraumzelle, subtrahiert der Anzahl der in der Phasenraumzelle vorhandenen Ξ-Hyperonen vor der Implantation, dividiert durch die Anzahl N_{imp} der pro Phasenraumzelle implatierten Ξ-Hyperonen:

$$\epsilon_{\mathrm{rek}} \mid_{y,\mathrm{p_T}} = \frac{N_{\mathrm{rek}} - N_{\mathrm{roh}}}{N_{\mathrm{imp}}}, \tag{5.11}$$

wobei N_{rek} die Zahl der im implantierten Ereignis rekonstruierten Ξ-Hyperonen ist und N_{roh} für die Anzahl der im unveränderten rohen Ereignis gefundenen Ξ-Hyperonen steht. Der Fehler der Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens $\epsilon_{rek}(y, p_T)$ läßt sich nicht nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ermitteln, da aufgrund mangelnder Fluktuationen der statistische Fehler der implantierten Spuren verschwindet. Der Fehler läßt sich nach

$$\varepsilon(y, p_{\mathrm{T}}) = \frac{\sqrt{N_{\mathrm{imp}} - (N_{\mathrm{rek}} - N_{\mathrm{roh}})}}{N_{\mathrm{imp}}} \tag{5.12}$$

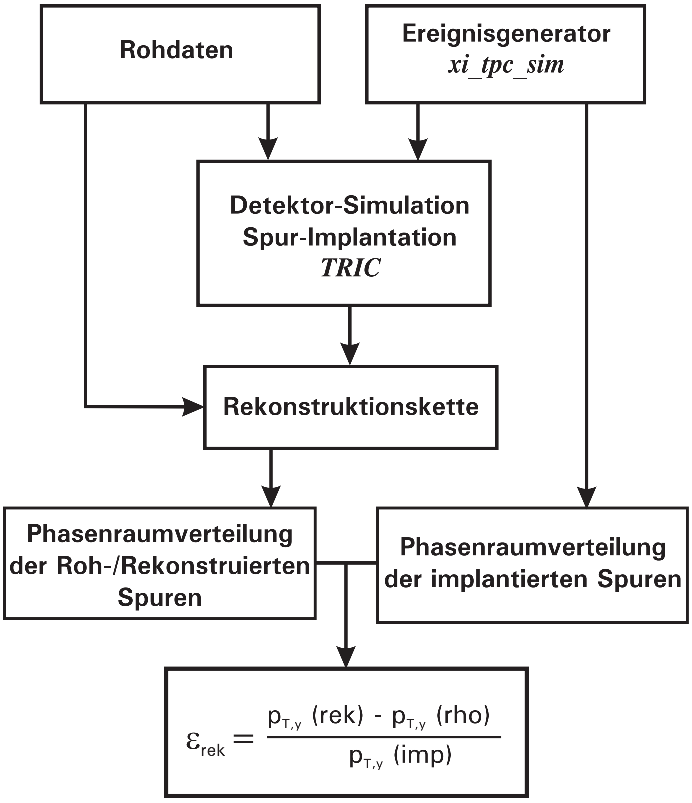


Abbildung 5.26 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz durch Implantation simulierter Spuren des Ξ-Zerfalls in echte Rohdaten.

ansetzen [gün98, gaź98b].
Die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens $\epsilon_{rek}(y, p_T)$ für die Ξ^- und die $\overline{\Xi}^+$ im Rapiditätsintervall $y \in (3.1 - 4.1)$ als Funktion des Transversalimpulses p_{T} ist in Abbildung 5.27 dargestellt. Die mittlere Rekonstruktionseffizienz liegt in beiden Fällen bei ca. 28% und zeigt eine leichte Abhängigkeit mit dem Transversalimpuls. Bei der Berechnung von $\epsilon_{rek}(y, p_T)$ war es leider nicht möglich, alle durch geometrische Verhältnisse bedingten Akzeptanz-Einschränkungen herauszunehmen, um so die reine Effizienz der Rekonstruktion zu betrachten. Topologien in welchen das Pion des Ξ-Zerfalls eine *wrong side*[1]-Trajektorie beschreibt, die direkt vor dem V^0-Zerfallsvertex die extrapolierte Trajektorie des Λ ($\overline{\Lambda}$) kreuzt, können im Ξ-Finder nicht rekonstruiert werden. Um diese Topologie herauszunehmen muß in allen betrachteten Fällen mit einen Einfluß von ca. 7% auf die Effizienz gerechnet werden. Die reine mittlere Rekonstruktionseffizienz liegt somit bei ca. 35%. Eine Betrachtung der Rekonstruktionseffizienz in verschiedenen Rapiditätsintervallen $y \in (3.1 - 3.6)$ und $y \in (3.6 - 4.1)$ zeigt eine starke Abhängigkeit der Effizienz von der Rapidität; bei hohen Rapiditäten fällt die Effizienz, bedingt durch die große Spurdichte, merklich ab (Abb. 5.27).

[1]Das Vorzeichen der Impulskomponente p_x ist nicht gleich dem Vorzeichen der Ladung.

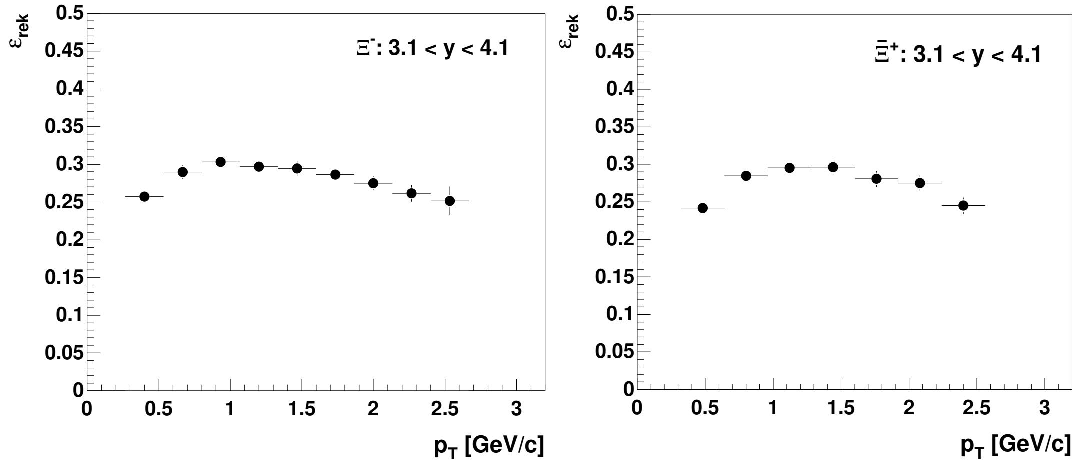


Abbildung 5.27 Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rek} der Ξ^- (links) und der $\overline{\Xi}^+$ (rechts) im Rapiditätintervall $y \in (3.1 - 4.1)$ als Funktion des Transversalimpulses p_T.

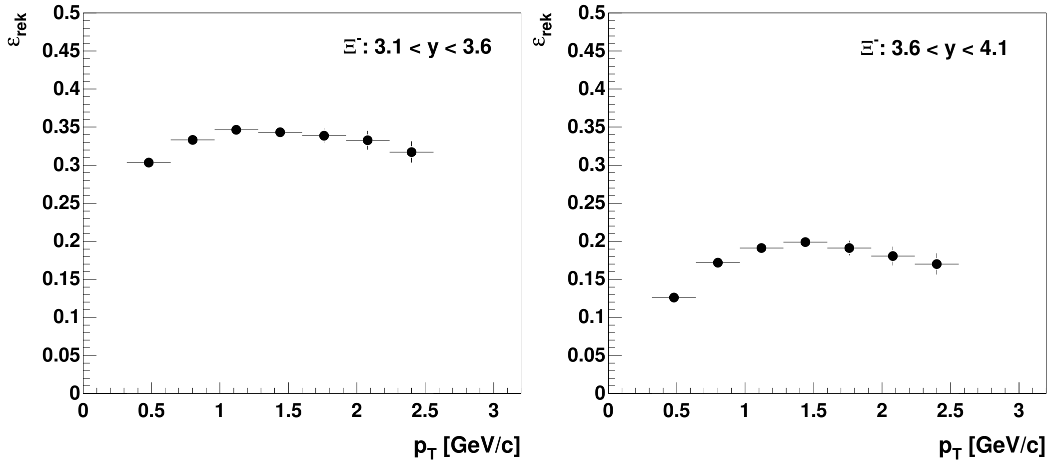


Abbildung 5.28 Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rek} der Ξ^- in den Intervallen $y \in (3.1 - 3.6)$ (links) und $y \in (3.6 - 4.1)$ (rechts) als Funktion des Transversalimpulses p_T.

5.2.3 Untergrundkorrektur

Die Rekonstruktion der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen erfolgt mittels einer kombinatorischen Analyse der in den Detektoren ermittelten Teilchenspuren (Kap.4.2 und 4.3). Diese Methode verursacht unweigerlich einen Anteil von *falschen* Kombinationen, welche zufällig und nicht Teil einer Zerfallskaskade sind. Diese nicht–korrelierten Kombinationen erzeugen somit einen Untergrund, auf welchen bei der Erstellung von Spektren korrigiert werden muß.

Um den Einfluß dieses kombinatorischen Untergrundes so klein wie möglich zu halten, dabei aber die Akzeptanz aber so wenig wie möglich zu beschneiden, wurden diverse Qualitätskrierien diskutiert. Zur Verdeutlichung des kombinatorischen Untergrundes ist in Abbildung 5.29 das Spektrum der invarianten Masse für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) bei

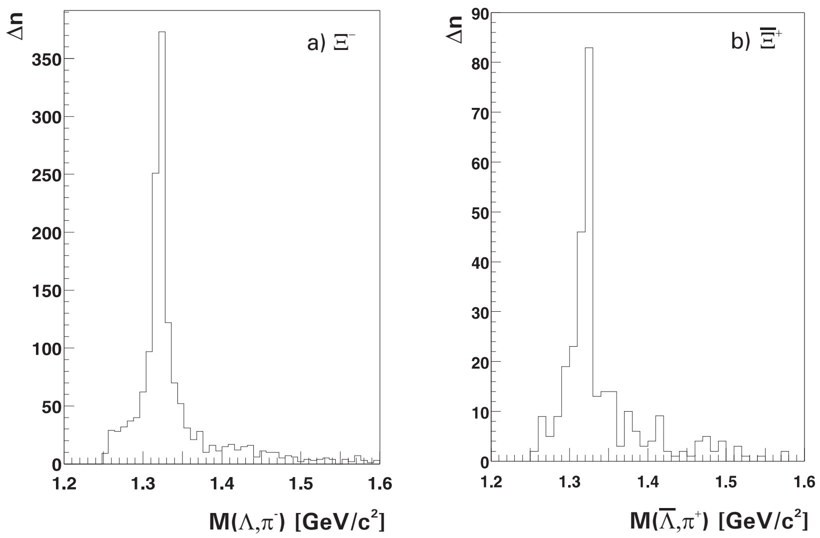


Abbildung 5.29 Spektrum der invarianten Masse für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) bei geöffneten Qualitätskriterien.

geöffneten Qualitätskriterien dargestellt.
Um nun den Anteil der ungültigen Kombinationen an dem Spektum zu ermitteln, wurde die Methode der *gemischen Ereignisse* verwendet. Zu diesem Zweck wurde bei dem Algorithmus zur Erkennung von Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$–Topologien eine Änderung vorgenommen: Um kombinatorischen Untergrund künstlich zu erzeugen, wurde die Einleseroutine des Ξ-Finders so verändert, daß nur nicht–korrelierte Spuren betrachtet werden. Hierzu werden bei der Rekonstruktion der Ξ-Kandidaten die Λ und $\overline{\Lambda}$ aus einem Datensatz gelesen, die potentiellen Tochterspuren des Ξ-Zerfalls aus einem anderen, somit völlig unkorrelierten, Datensatz (Abb. 5.30). Die vorhergehende Analyse der Ereignisse in der Rekonstruktionskette als auch die nachfolgende Analyse der Ξ-Kandidaten bleibt unverändert und somit vergleichbar mit den realen Daten. Da bei dieser Methode per Definition keine *echten* Ξ-Kandidaten mehr vorhanden sind, bleiben somit nur die zufälligen kombinatorischen Ξ-Kandidaten übrig, welche den Untergrund erzeugen. Der Vorteil in dieser auf Ereignis-Mischung beruhenden Methode liegt darin, daß auf diese Weise nicht nur die Form der Verteilung des kombinatorischen Untergrundes ermittelt werden kann, sondern auch eine auf die Zahl der Ereignisse normierte absolute Messung des kombinatorischen Untergrundes möglich ist. Insgesamt wurden mit dieser Methode 185600 gemischte Ereignisse zur Erzeugung des kombinatorischen Untergrundes analysiert.
In der Abbildung 5.31 ist der Anteil des kombinatorischen Untergrundes, ermittelt mit der Methode der gemischten Ereignisse, in das Spektrum der invarianten Masse bei geöffneten Qualitätskriterien eingezeichnet (grau). Es ist eine gute Wiedergabe der Verhältnisse der realen Daten zu erkennen. Im Fall der $\overline{\Xi}^+$ ist bedingt durch die begrenzte Statistik eine größere Fluktuation des Untergrundes zu bemerken.

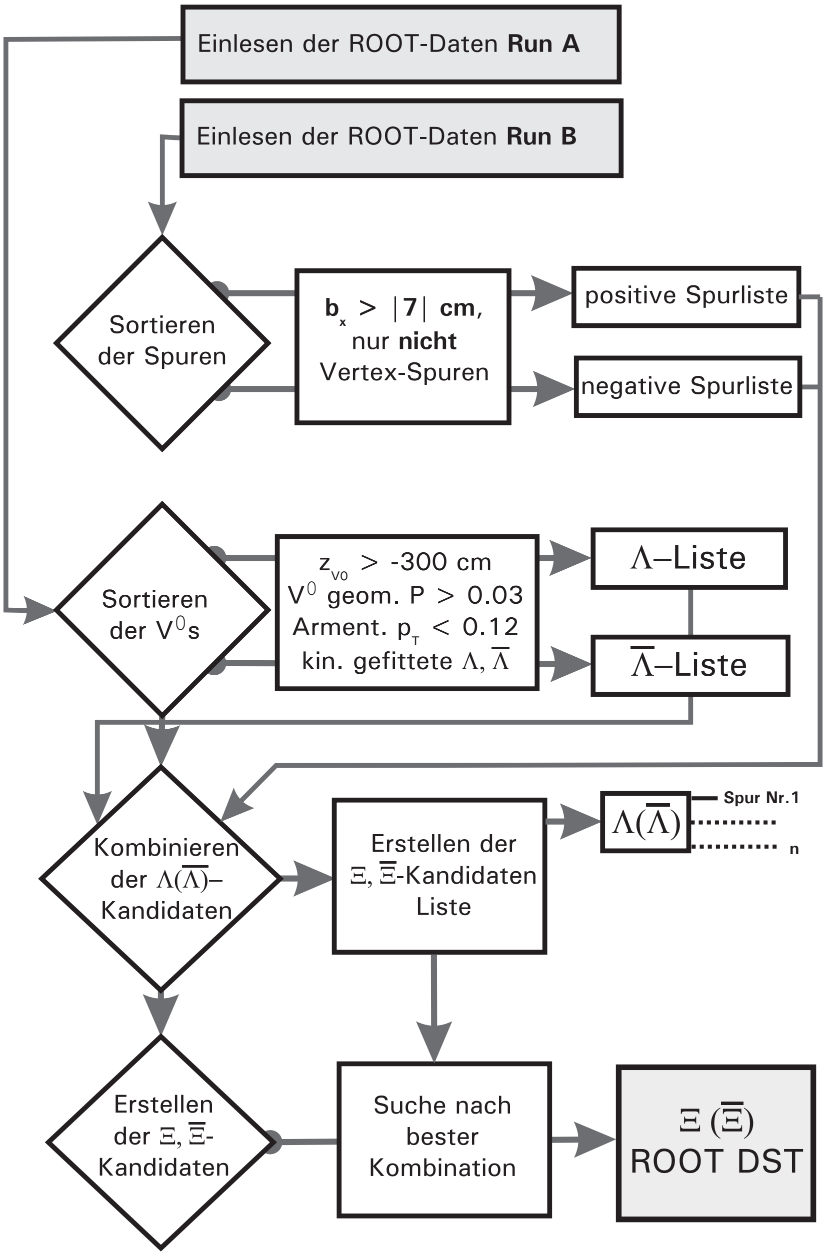


Abbildung 5.30 Programmablaufplan des Ξ-Finders zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes.

Unter Verwendung der diskutierten Qualitätskriterien vermindert sich der kombinatorische Untergrund drastisch. Nach Anwendung aller Kriterien ist der Anteil des Untergrundes am Spektrum kleiner 5% (Abb. 5.32). Obwohl somit der Einfluß des kombinatorischen Untergrundes klein ist, wurde dennoch eine Korrektur der Spektren mittels der gemischten Ereignis-Methode vorgenommen. In Abbildung 5.33 ist das Untergrundkorrigierte invariante Massenspektrum für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) dargestellt. Die erreichte Massenauflösung (FWHM) beträgt 9 MeV für die Ξ^- und 11 MeV für $\overline{\Xi}^+$.

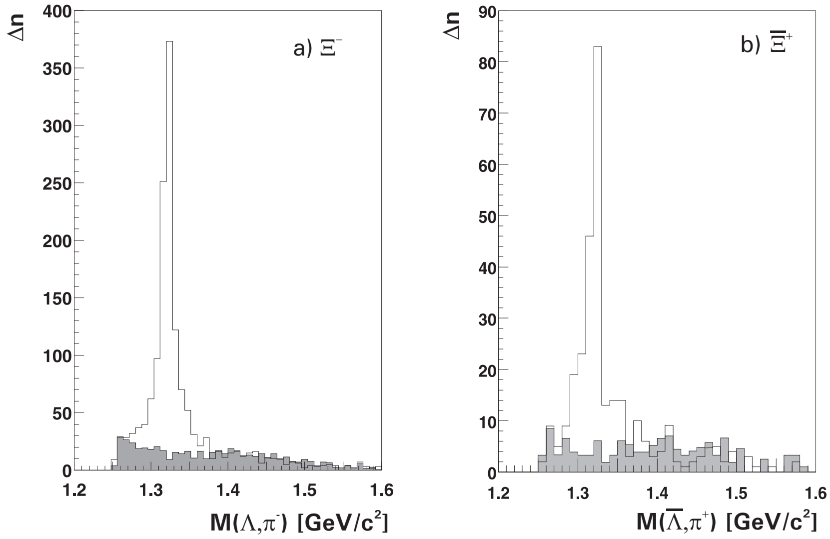


Abbildung 5.31 Anteil des kombinatorischen Untergrundes (grau) im Spektrum der invarianten Masse für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) bei geöffneten Qualitätskriterien.

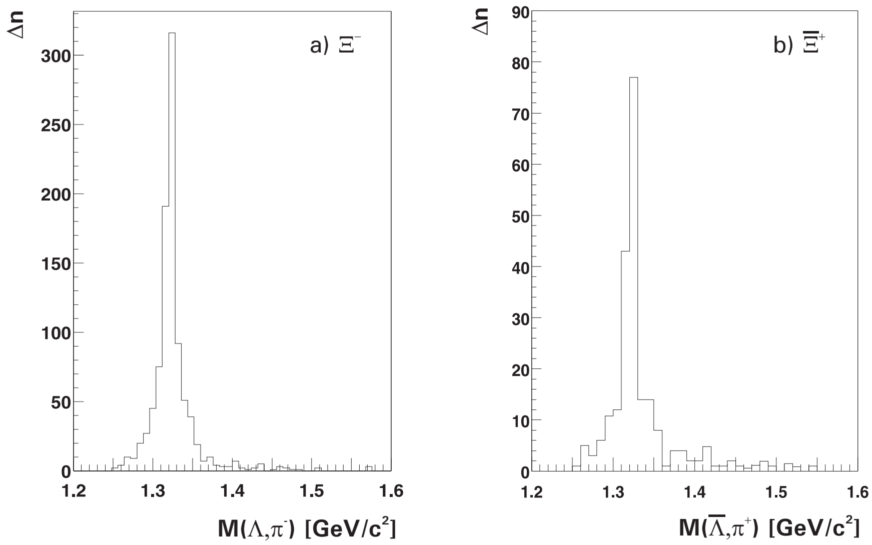


Abbildung 5.32 Spektrum der invarianten Masse für Ξ^- a) und $\overline{\Xi}^+$ b) unter Verwendung der diskutierten Qualitätskriterien. Auf eine Darstellung des Untergrundspektrums wurde aufgrund der geringen Anzahl von Einträgen verzichtet.

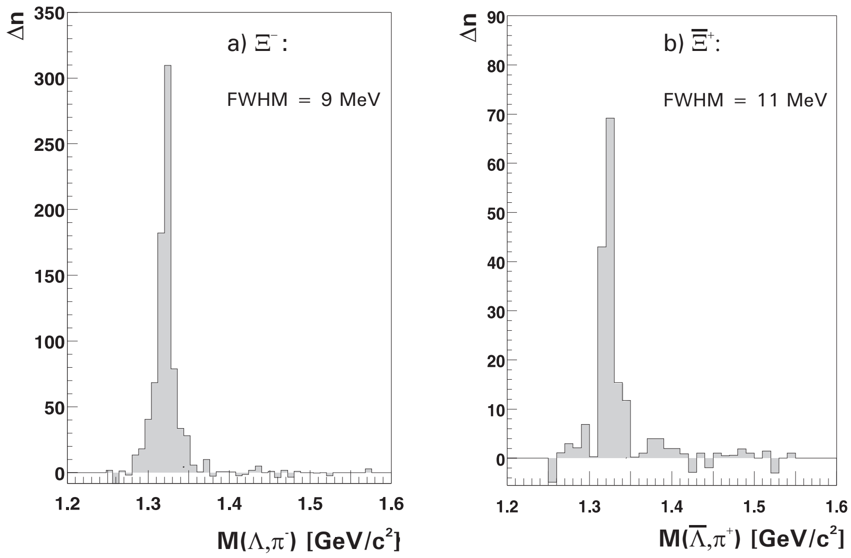


Abbildung 5.33 Spektrum der invarianten Masse nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes. Die erreichte Massenauflösung (FWHM) beträgt 9 MeV für die Ξ^- a) und 11 MeV für $\overline{\Xi}^+$ b).

5.2.4 Korrektur auf Ω–Kontamination

Die für die $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ bestimmte mittlere geometrische Akzeptanz ist um einen Faktor 60 niedriger als für die Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ (Abb. 5.34). Der wesentliche Grund hierfür liegt in der gegenüber den Ξ–Hyperonen ($c\tau$=4.91 cm) deutlich kürzeren mittleren Lebensdauer von $c\tau$=2.46 cm; hierdurch bedingt zerfallen die meisten Ω–Hyperonen vor der Spurendriftkammer VTPC2 und können nicht nachgewiesen werden.
Mit den von WA97 ermittelten Hyperonverhältnissen [cal98] von:

$$\frac{\Omega^-}{\Xi^-} = 0.182 \pm 0.022, \qquad \frac{\overline{\Omega}^+}{\overline{\Xi}^+} = 0.281 \pm 0.053, \tag{5.13}$$

kann man mit der Grundannahme, daß sich die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens nicht wesentlich von der für die Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ unterscheidet, eine Abschätzung des Anteils der potentiellen Ω^- und $\overline{\Omega}^+$ an den Spektren der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ vornehmen.
Geht man von einer Gesamtzahl von 720 Ξ^--Hyperonen im Rapiditätsintervall $y \in (3.1 - 4.1)$ aus, so folgt aus den von WA97 gemessenen Verhältnissen (Gl. 5.13), daß ca. 130 Ω^- innerhalb des Intervalls zu erwarten sind. Aufgrund der um den Faktor 60 niedrigeren geometrischen Akzeptanz bleiben aber nur noch ca. 2 potentielle Ω^--Hyperonen im Intervall übrig; das entspricht einer Kontamination von $< 0.5\%$. Für die Kontamination der 138 gemessenen $\overline{\Xi}^+$ folgt aus der gleichen Abschätzung ebenfalls ein Anteil von $< 0.5\%$. Es kann somit von einem vernachlässigbaren Effekt ausgegangen

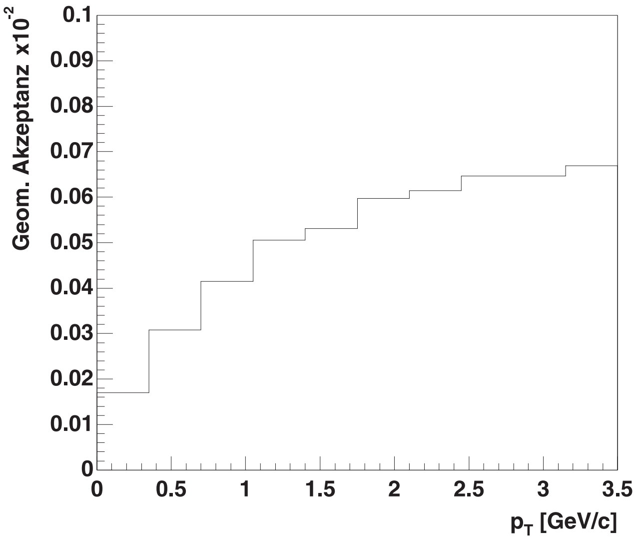


Abbildung 5.34 Mittlere geometrische Akzeptanz für $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ mit den gleichen Qualitätskriterien wie für die Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$.

werden.
Der Einfluß des Beitrages des $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$ Zerfalls, mit einem Verzweigunsverhältnis von 8.6% [par96], wurde Anhand der von WA97 gemessenen $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ Häufigkeiten von ca. 0.4 [and98] abgeschätzt. Eine GEANT–Simulation ergab für die $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ des Ω–Zerfalls eine geometrische Akzeptanz von 23%. Hieraus folgt eine Häufigkeit von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ von $0.4 \cdot 0.086 \cdot 0.23 = 0.0079$. Da nur solche Ξ^- ($\overline{\Xi}^+$) des Ω–Zerfalls einen Beitrag zu der ermittelten Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ Häufigkeit haben welche vollständig rekonstruiert wurden, folgt aus der Rekonstruktionseffizienz von ca. 30% ein Beitrag von ca. 0.0024. Ausgehend von einer $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ Häufigkeit von ca. 2.8 ist dies weniger als 1%. Daraus folgt, daß der Beitrag des $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$ Zerfalls auf die gemessene Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ Häufigkeit einen vernachlässigbaren Einfluß hat.

5.2.5 Verzweigungskorrektur

Neutrale Zerfälle können in den Spurendriftkammern nicht nachgewiesen werden. Aus diesem Grund ist es unerläßlich, auf unsichtbare Zerfallskanäle zu korrigieren. Die Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen zerfallen zu 99.87% in den Kanal $\Lambda\pi^-$, bzw. $\overline{\Lambda}\pi^+$. Die Korrektur auf die seltenen Zerfällen wie z.B. $\Xi^- \rightarrow \Xi^0 e^- \overline{\nu}_e$ (Anteil $< 2.3 \cdot 10^{-3}$) spielt eine nur untergeordnete Rolle. Eine weit größere Bedeutung hat der neutrale Zerfall des aus dem Ξ stammenden Λ ($\overline{\Lambda}$) in den Kanal $n\pi^0$ mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 35.8% [par96]. Auf diesen hier nicht nachweisbaren Zerfall muß bei der Erstellung von Spektren korrigiert werden.

5.3 Fehlerbetrachtung

Jede Messung ist mit einem Fehler behaftet. Aufgliedern läßt sich dieser, die Messung beeinflussende Fehler in einen statistischen, also einen Fehler, der durch die statistischen Fluktuationen der Anzahl der Teilchen und der Korrekturfaktoren verursacht ist, und einen systematischen Fehler, der durch die Methodik der Messung bestimmt ist und meist nur abgeschätzt werden kann.

Der statistische Fehler ist bei den gewonnenen Ergebnissen durch das Gaussche-Fehlerfortpflanzungsgesetz gegeben. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der durchgeführten Messungen wurde eine Untersuchung des Einflußes der Qualitätskriterien auf die Ergebnisse der Rapiditätsdichte und des inversen Steigungsparameters T des Transversalimpuls-Spektrums vorgenommen. Zu diesem Zweck wurden zwei der Qualitätskriterien, welche als relevant für den systematischen Fehler angenommen wurden, in realistischen Grenzen variiert, um so den Einfluß dieser Kriterien auf die resultierenden Ergebnisse abzuschätzen.

Die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens ist empfindlich auf die Anzahl der potentiellen Punkte einer Spur, die sie maximal in der betrachteten Spurendriftkammer erreichen kann. Durch die Variation des Qualitätskriteriums auf die Anzahl der potentiellen Punkte kann eine Aussage über den systematischen Fehler des Rekonstruktionsverfahrens versucht werden. Die Abbildungen 5.35 und 5.36 zeigen den Einfluß dieser Variation auf die Observablen Rapiditätsdichte und des inversen Steigungsparameters T. Bei der realistischen Variation der Anzahl der potentiellen Punkte wurde eine maximale Abweichung vom arithmetischen Mittelwert der gemessenen Verteilungen von $< 7\%$ für den inversen Steigungsparameter und 14% im Fall der gemessenen Rapiditätsdichte ermittelt.

Ein Qualitätskriterium, das einen starken Einfluß auf das Rekonstruktionsverfahren des Ξ-Finders hat, ist die Position der rekonstruieren Ξ-Kandidaten. Im Kapitel 5.1.8 wurde dieses Kriterium diskutiert. Die Variation dieses Qualitätskriteriums wurde im Bereich $z_\Xi > -430$ bis $z_\Xi > -510$ durchgeführt. Der inverse Steigungsparameter erweist sich bei einer maximalen Abweichung vom arithmetischen Mittelwert von 5% als stabil (Abb. 5.37). Deutlicher ist die Abweichung bei der Betrachtung der dn/dy-Verteilung der Ξ^- im Rapiditätsintervall $y \in (3.1 - 4.1)$, hier zeigt sich eine maximale Abweichung von 10% (Abb. 5.38).

Abschließend kann für den systematischen Fehler mit dieser Abschätzung eine obere Grenze von $< 14\%$ angegeben werden.

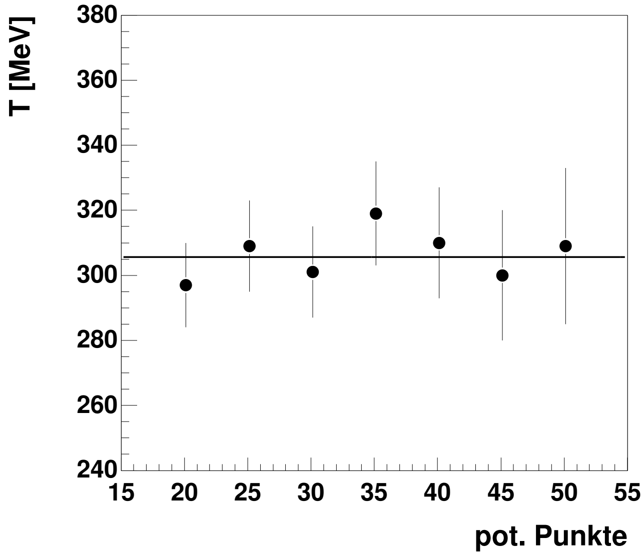


Abbildung 5.35 Abschätzung des systematischen Fehlers des inversen Steigungsparameters anhand der Variation der Anzahl der potentiellen Punkte. Die Abweichung ist kleiner 7%; die Linie markiert den arithmetischen Mittelwert. Betrachtet wurden die Ξ^- im Rapiditätsintervall $y \in (3.1 - 4.1)$.

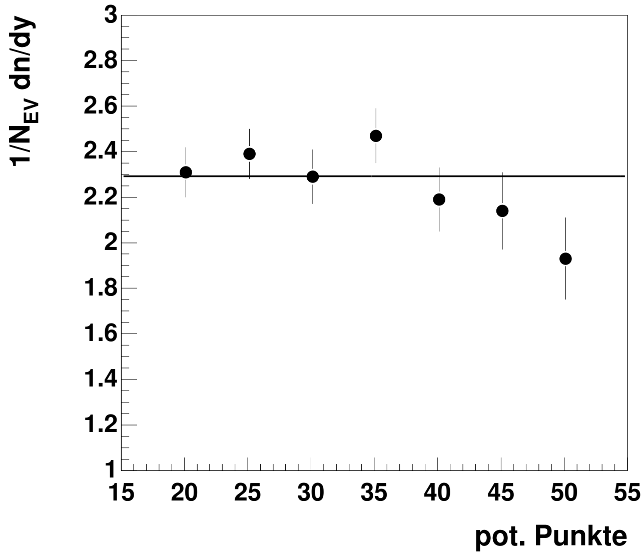


Abbildung 5.36 Abschätzung des systematischen Fehlers der dn/dy-Verteilung der Ξ^- im Rapiditätsintervall $y \in (3.1 - 4.1)$ anhand der Variation der Anzahl der potentiellen Punkte. Die maximale Abweichung von dem arithmetrischen Mittelwert beträgt 14%.

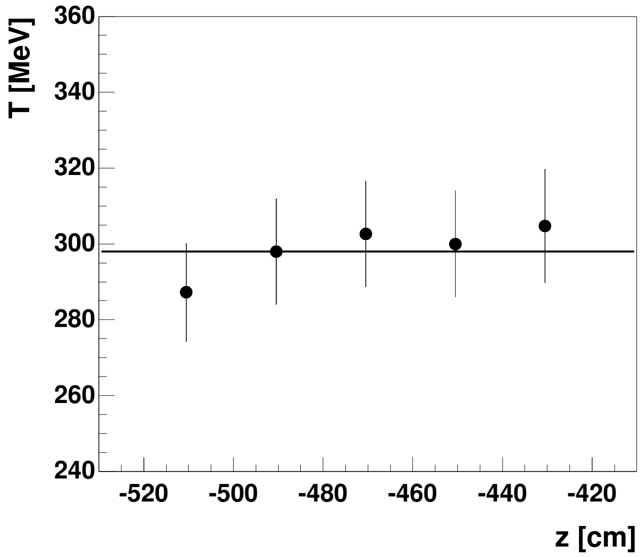


Abbildung 5.37 Abschätzung des systematischen Fehlers des inversen Steigungsparameters der Ξ^- anhand der Variation des Qualitätskriteriums der Ξ-Kandidaten z-Position. Die maximale Abweichung von dem arithmetischen Mittelwert ist kleiner 5%.

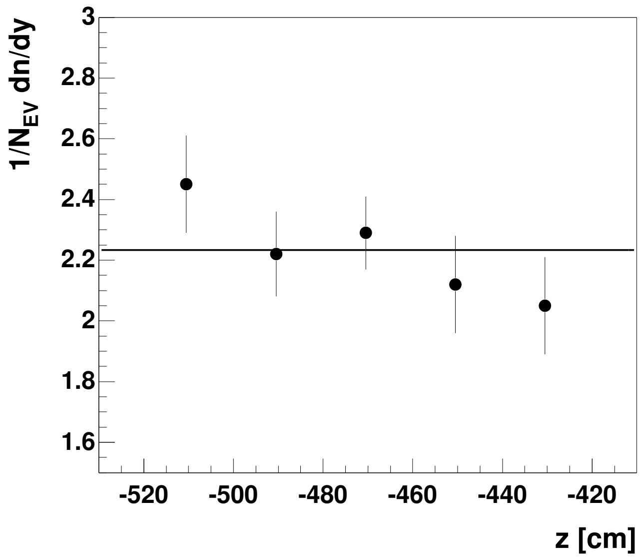


Abbildung 5.38 Abschätzung des systematischen Fehlers der dn/dy-Verteilung der Ξ^- im Rapiditätsintervall $y \in (3.1 - 4.1)$ anhand der Variation des Qualitätskriteriums der Ξ-Kandidaten z-Position. Die maximale Abweichung von dem arithmetischen Mittelwert beträgt 10%.

6 Ergebnisse

Nach Anwendung der in Kapitel 5 diskutierten Qualitätskriterien und Korrekturen konnten für die akzeptierten Ξ–Kandidaten Rapiditäts– und Transversalimpuls–Verteilungen ermittelt werden. Der Einfluß einer kollektiven radialen Flußbewegung auf die Spektren der transversalen Masse wurde betrachtet. Eine erste Abschätzung der Gesamtmultiplizität, ermittelt über den ganzen Phasenraum (4π), konnte durchgeführt werden. Gewonnene Resultate wurden mit den Ergebnissen des WA97 Experimentes verglichen.

6.1 Transversalimpuls-Spektren

Die Analyse der Transversalimpuls-Verteilung der in einer Reaktion produzierten Teilchen gibt Auskunft über die Umsetzung der ursprünglich nur longitudinal ausgerichteten Energie der Projektilnukleonen in transversale Freiheitsgrade. Bildet sich in einer Reaktion ein Feuerball im lokalen thermischen Gleichgewicht aus, so existiert eine isotrope Wärmebewegung der Partikel, die sich in dem Emissionsspektrum ausdrückt. Innerhalb eines thermischen Modells kann nun die Steigung eines Transversalimpulsspektrums (p_T), betrachtet in einem bestimmten Rapiditätsintervall Δy, als Temperatur zum Zeitpunkt des Ausfrierens der Teilchen interpretiert werden. Unter der Voraussetzung, daß die emittierende Quelle im Schwerpunktsystem (*CMS*) ruht, gilt bei einer Quellen-Temperatur T bei mittlerer Rapidität für die effektive Temperatur des Systems:

$$T_{\text{eff}} = \frac{T}{\cosh(y - y_{\text{CMS}})} \; . \tag{6.1}$$

Die Transversalimpulsverteilung kann bei der Annahme einer isotrop thermalisierten Quelle mit Hilfe der Bolzmann-Statistik beschrieben werden [hag95]:

$$f(E,T)d^3p = C \cdot \exp(-E/T)d^3p \tag{6.2}$$

Im Rahmen des von **R.Hagedorn** und **J. Rafelski** entwickelten *statistischen bootstrap*–Modells (SBM) [hag80] konnte gezeigt werden, daß Transversalimpulsspektren von Teilchen im Hadronengas durch:

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} = const. \cdot \sqrt{p_{\mathrm{T}}^2 + m^2} \sum_{n=1}^{\infty} (\pm 1)^{n+1} K_1 (n\frac{\sqrt{p_{\mathrm{T}}^2 + m^2}}{T}), \tag{6.3}$$

beschrieben werden können; wobei K_1 die modifizierte Besselfunktion zweiter Art ist. Unter der Voraussetzung, daß die transversale Masse $m_{\mathrm{T}} \gg T$ ist, und unter Vernachlässigung der Bose- und Fermi-Quantenstatistik gilt als Näherung:

$$\frac{1}{p_{\mathrm{T}}}\frac{dN}{dp_{\mathrm{T}}} \sim const. \cdot \sqrt{m_{\mathrm{T}}} \cdot e^{-\frac{m_{\mathrm{T}}}{T}} \ . \tag{6.4}$$

Nach Gleichung 6.4 gilt für die schweren Hyperonen wie Λ, $\overline{\Lambda}$ und Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$: $m_{\mathrm{T}}/T > 1$, somit dominiert der exponentielle Term. Es kann somit vereinfacht werden zu:

$$\frac{1}{p_{\mathrm{T}}}\frac{dN}{dp_{\mathrm{T}}} \sim const. \cdot e^{-\frac{m_{\mathrm{T}}}{T}} \ . \tag{6.5}$$

Die auf das Einzelereignis normierten Transversalimpuls–Spektren sind für Ξ^- in Abbildung 6.1 und für $\overline{\Xi}^+$ in Abbildung 6.2 dargestellt.
Um die Multiplizität der jeweiligen Hyperonen zu bestimmen, wurde das Transversalimpuls–Spektrum über den vollen Bereich ($p_{\mathrm{T}} > 0.0$), als auch nur innerhalb des Bereichs der Akzeptanz ($p_{\mathrm{T}} > 0.5$), im entsprechenden Rapiditätsintervall integriert. Für die aus den Spektren ermittelten Temperaturen und Multiplizitäten folgt:

	NA49 Pb+Pb, $3.1 \leq y \leq 4.1$		
	Multiplizität		**Temperatur [MeV]**
	$p_{\mathrm{T}} > 0.0$	$p_{\mathrm{T}} > 0.5$	
$\overline{\Xi}^+$	0.52 ± 0.05	0.40 ± 0.04	294 ± 25
Ξ^-	2.29 ± 0.12	1.78 ± 0.09	301 ± 14

Tabelle 6.1 Multiplizitäten und Temperaturen von Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ extrapoliert zu kleinen p_{T} und innerhalb des Akzeptanzbereiches $p_{\mathrm{T}} > 0.5$.

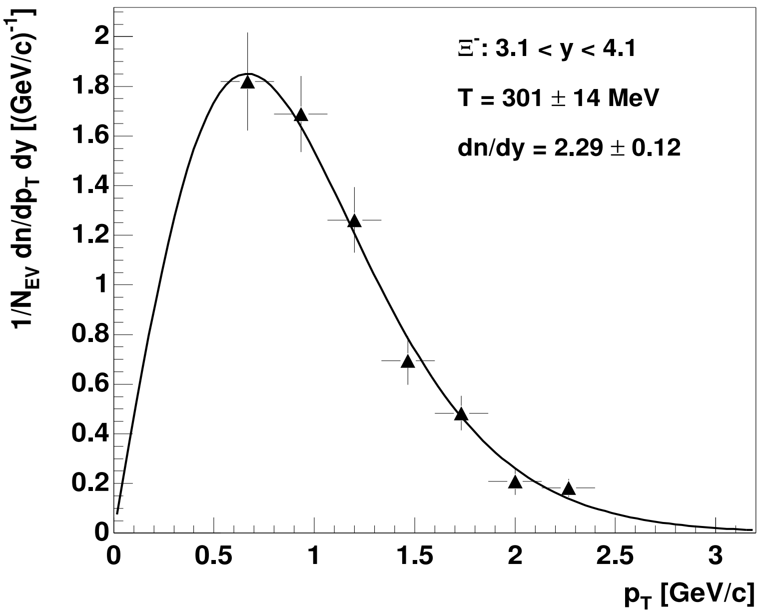


Abbildung 6.1 Ξ^- Transversalimpulsspektrum. In dem Rapiditätsintervall $3.1 \leq y \leq 4.1$ beträgt der ermittelte inverse Steigungsparameter $T = 301 \pm 14$ MeV. Die über den Bereich $p_\mathrm{T} > 0$ integrierte Multiplizität beträgt 2.29 ± 0.12.

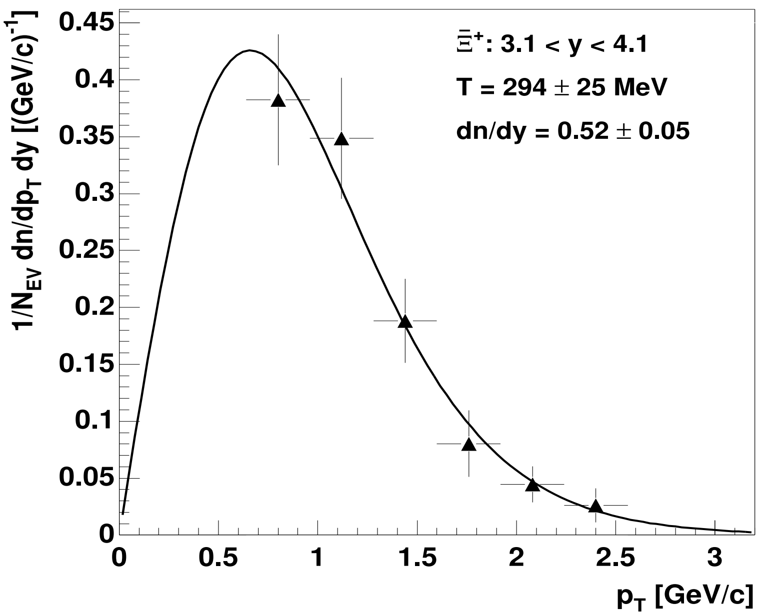


Abbildung 6.2 $\overline{\Xi}^+$ Transversalimpulsspektrum. In dem Rapiditätsintervall $3.1 \leq y \leq 4.1$ beträgt der ermittelte inverse Steigungsparameter $T = 294 \pm 25$ MeV. Die über den Bereich $p_\mathrm{T} > 0$ integrierte Multiplizität beträgt 0.52 ± 0.05.

Um eine Aussage über das Verhalten der Ξ–Hyperonen in Abhängigkeit von der Rapidität zu treffen, wurden die Ξ^--Spektren der transversalen Masse in zwei verschiedenen Bereichen, $3.1 \leq y \leq 3.6$ und $3.6 \leq y \leq 4.1$, betrachtet (Abb. 6.4). Aufgrund der geringen Statistik war es für die $\overline{\Xi}^+$–Baryonen nicht möglich, eine Betrachtung in mehreren Intervallen vorzunehmen. Zur Abschätzung, und zum späteren Vergleich mit den Resultaten für $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, welche in der MTPC mit einer unterschiedlichen Methode gewonnen wurden, in welcher aufgrund fehlender Impuls- und Ladungsinformation keine Unterscheidung zwischen Ξ^- und dem Antiteilchen $\overline{\Xi}^+$ möglich ist [ody97], wurde eine Messung der Summe $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ erstellt (Abb. 6.3).

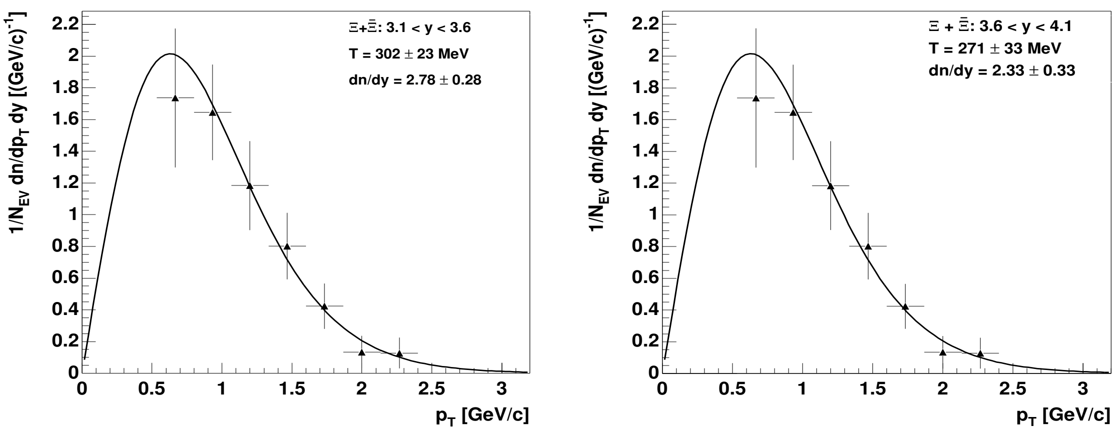


Abbildung 6.3 $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ Transversalimpulsspektren in den Rapiditätsintervallen: $3.1 \leq y \leq 3.6$ (links) und $3.6 \leq y \leq 4.1$ (rechts).

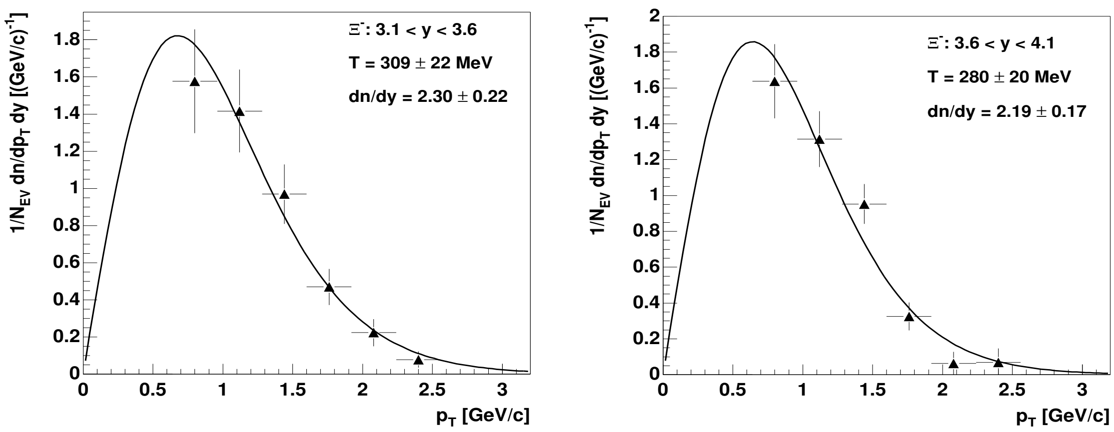


Abbildung 6.4 Ξ^- Transversalimpulsspektren in den Rapiditätsintervallen: $3.1 \leq y \leq 3.6$ (links) und $3.6 \leq y \leq 4.1$ (rechts).

Für die inversen Steigungsparameter T und die Multiplizitäten der Ξ^- sowie auch für die Summe aus $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ folgt:

	NA49 Pb+Pb					
	Multiplizität				T_1 **[MeV]**	T_2 **[MeV]**
	$3.1 \le y \le 3.6$		$3.6 \le y \le 4.1$		$3.1 \le y \le 3.6$	$3.6 \le y \le 4.1$
	$p_{\mathrm{T}} > 0.0$	$p_{\mathrm{T}} > 0.5$	$p_{\mathrm{T}} > 0.0$	$p_{\mathrm{T}} > 0.5$		
$\Xi^- + \overline{\Xi}^+$	2.78 ± 0.28	2.17 ± 0.22	2.33 ± 0.33	1.76 ± 0.26	302 ± 23	271 ± 33
Ξ^-	2.30 ± 0.22	1.80 ± 0.18	2.19 ± 0.17	1.67 ± 0.14	309 ± 22	280 ± 20

Tabelle 6.2 Multiplizitäten und Temperaturen von Ξ^- und der Summe von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ in den Bereichen $3.1 \le y \le 3.6$ und $3.6 \le y \le 4.1$, extrapoliert zu kleinen p_{T} und innerhalb des Akzeptanzbereiches $p_{\mathrm{T}} > 0.5$.

Betrachtet man die Verteilung des inversen Steigungsparameters T, so zeigt sich ein höherer Wert in der Nähe der mittleren Rapidität (*midrapidity*) für alle gemessenen Verteilungen (Abb. 6.5).

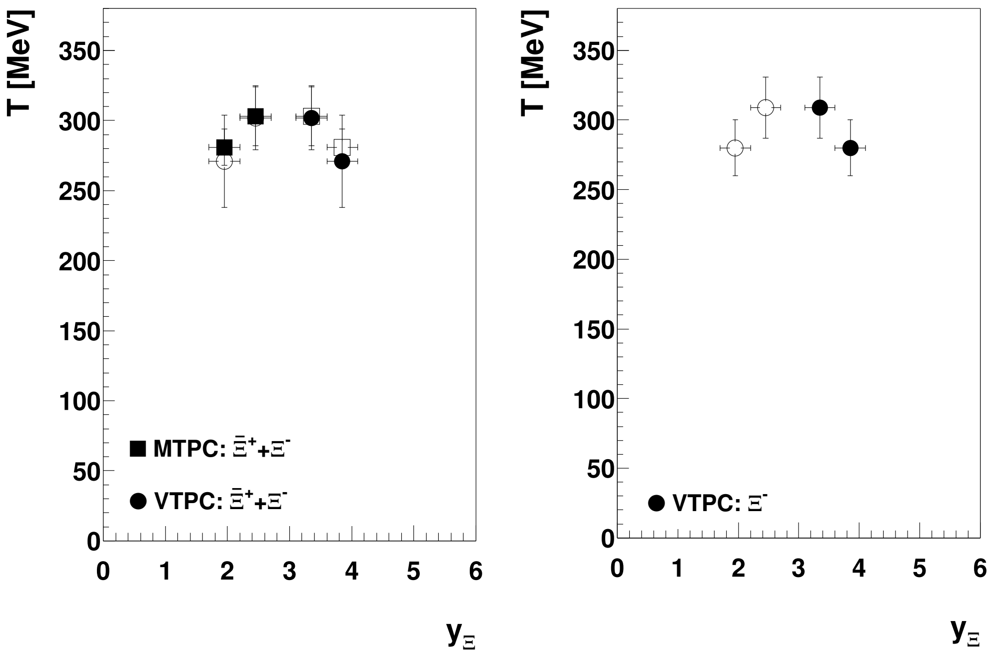


Abbildung 6.5 Der inverse Steigungsparameter der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und der Ξ^- als Funktion der Rapidität. Es ist auch hier eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse aus MTPC und VTPC2 zu erkennen.

6.2 Transversale Expansion

Die Spektren der transversalen Masse für Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$ und der Summe von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, sowie für die Λ und $\overline{\Lambda}$ [bor97] sind in den Abbildung 6.6 und 6.7 dargestellt. Die Verteilungen wurden mit der zu Gleichung 6.5 equivalenten Funktion:

$$\frac{1}{N_{EV}} \frac{1}{m_{\mathrm{T}}} \frac{d^2 n}{d m_{\mathrm{T}} dy} = C \cdot e^{-\frac{m_{\mathrm{T}}}{T}} \tag{6.6}$$

angepaßt; mit C und dem inversen Steigungsparameter T als freien Parametern. T kann hierbei als die *Temperatur* einer statischen thermischen Quelle betrachtet werden. Es wurde für die doppelt seltsamen Baryonen ein inverser Steigungsparameter von $T \approx 300$ MeV gemessen. Aus den Darstellungen läßt sich entnehmen, daß zwischen Teilchen und deren Antiteilchen kein Unterschied im inversen Steigungsparameter festzustellen ist. Dies gilt für die Ξ–Hyperonen genauso wie für die Λ und $\overline{\Lambda}$. Der ermittelte inverse Steigungsparameter T weicht für die schwereren Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ nur wenig von den ca. 205 MeV leichteren Λ und $\overline{\Lambda}$ ab, wie in der Darstellungen abzulesen ist. Ein Vergleich der Messungen, ermittelt mit den grundsätzlich unterschiedlichen Methoden der MTPC Ξ–Rekonstruktion und der in Kap.4 geschilderten Methode der VTPC2 Ξ–Analyse, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Alle gezeigten Spektren zeigen über den ganzen ermittelten Bereich ein exponentielles Verhalten. Aus den Wirkungsquerschnitten $d^2n/dm_{\mathrm{T}}dy$ lassen sich ebenfalls die Verhältnisse der verschiedenen Hyperonen als Funktion der transversalen Masse ablesen.
Trägt man alle gemessenen inversen Steigungsparameter T der verschiedenen Hadronen als Funktion der Teilchenmasse auf (Abb. 6.8), so liegen die ermittelten Temperaturen aller gemessenen Hadronen deutlich über der Hagedornschen Grenztemperatur von $T_{\mathrm{Hag.}} \approx 160$ MeV. Es zeigt sich zudem ein nahezu linearer Anstieg der Temperatur T mit der Masse der gemessenen Hadronen. Dies kann durch die Interpretation erklärt werden, daß die Spektren der transversalen Masse nicht nur durch die thermische Bewegung determiniert sind, sondern durch eine Überlagerung von thermischer Bewegung und einer kollektiven Expansion der Quelle. Die ermittelte Temperatur der Hadronen setzt sich also zusammen aus der Temperatur zum Zeitpunkt des *Ausfrierens* T_f, d.h. zum Zeitpunkt, nachdem keine weiteren Wechselwirkungen mehr zwischen den produzierten Teilchen stattfinden, und einem Anteil gegeben durch die Blauverschiebung der kollektiven Bewegung:

$$T_{\mathrm{Eff}} = \sqrt{\frac{1+v_{\mathrm{T}}}{1-v_{\mathrm{T}}}} T_f, \tag{6.7}$$

Mit dem Modell von **Heinz et.al.** (Kap.2.3.2) ist es möglich, einen Rückschluß auf die transversale Expansion zu versuchen.

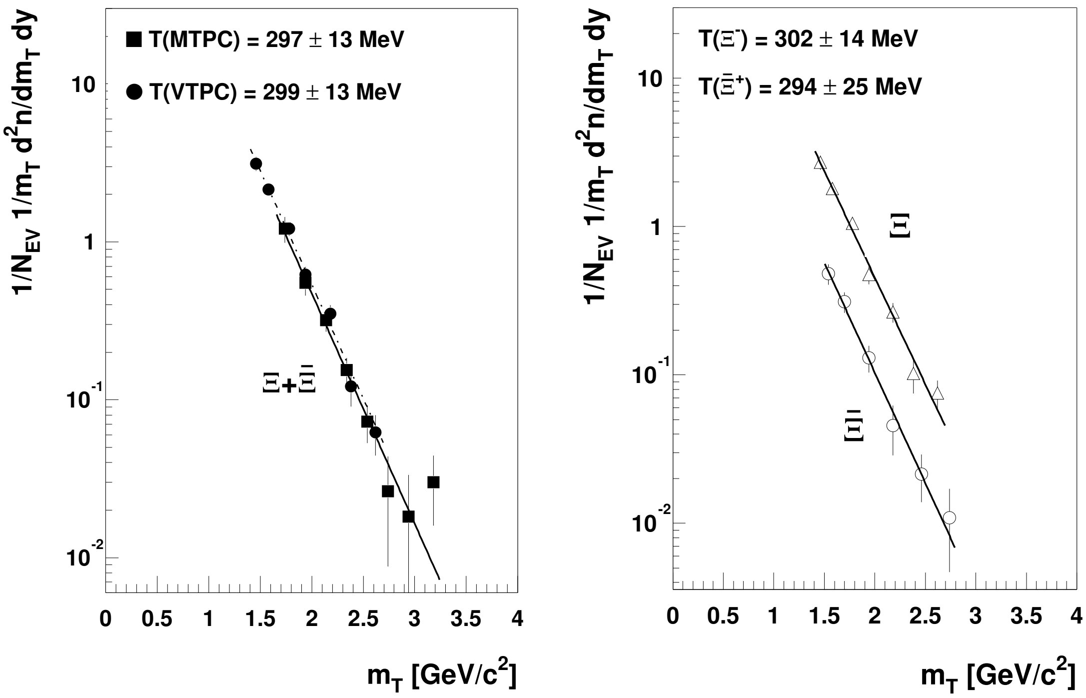


Abbildung 6.6 Spektrum der transversalen Masse (m_T) für die Summe von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, sowie der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$. Auf der linken Seite ist der Vergleich der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ Daten gemessen in der VTPC2 mit dem Spektrum ermittelt in der MTPC dargestellt, beide Spekten zeigen eine gute Übereinstimmung.

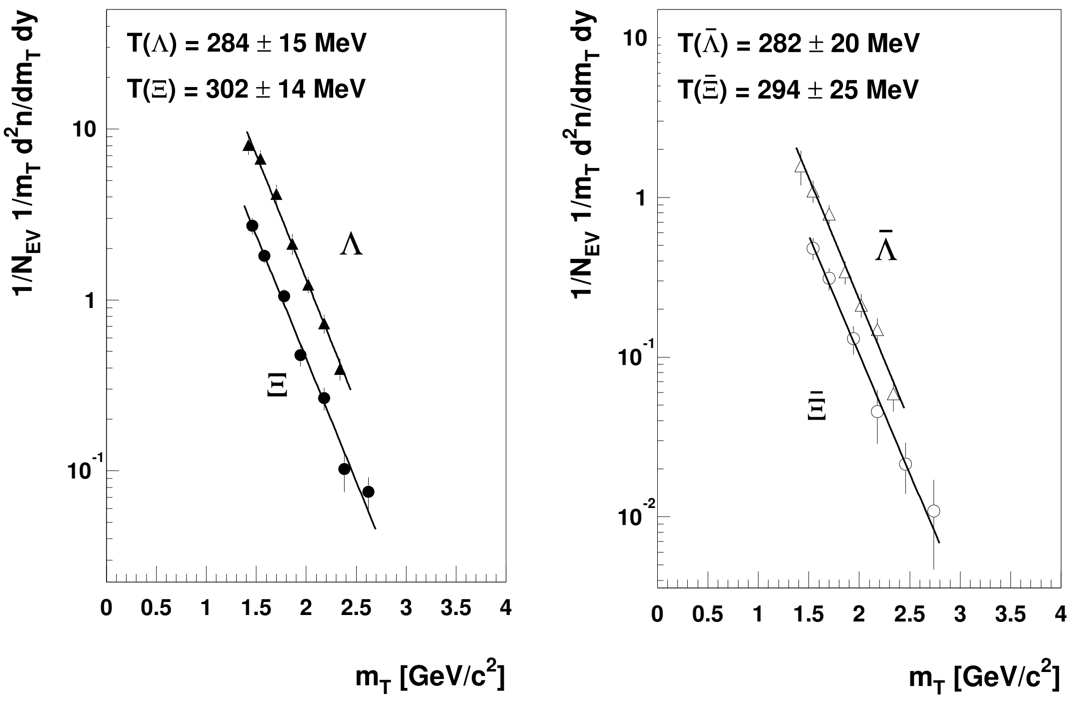


Abbildung 6.7 Die transversalen Massenspektren (m_T) für Ξ^- und Λ, sowie $\overline{\Xi}^+$ und $\overline{\Lambda}$ [bor97].

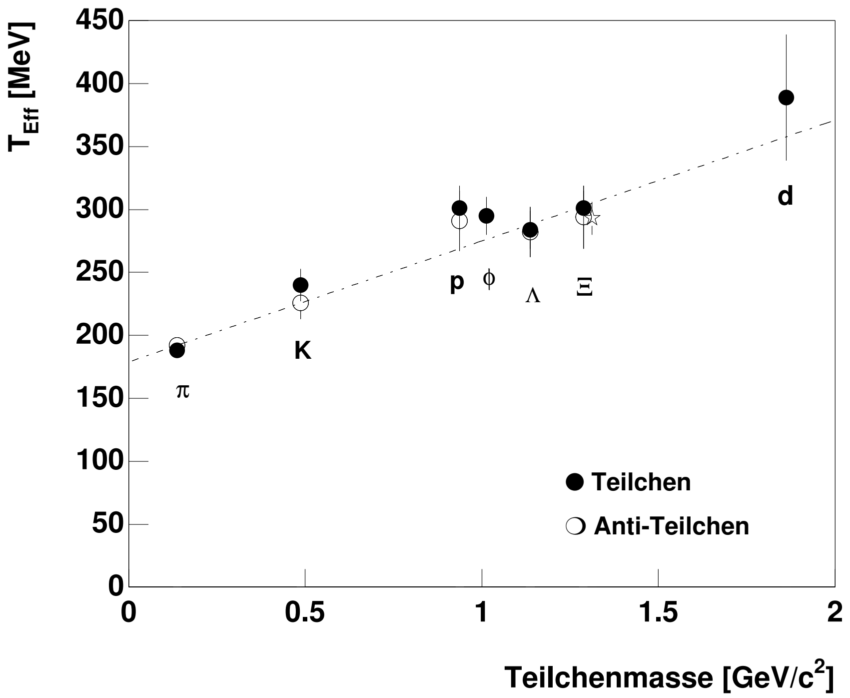


Abbildung 6.8 Die inversen Steigungsparameter ermittelter Teilchen- und Antiteilchen als Funktion der Masse.

Unter Verwendung von Gleichung 2.25 und einem gewählten transversalen Quellradius von $R = 6.5$ [app97, fli98] konnte die Temperatur T als Funktion der Flußgeschwindigkeit bestimmt werden. Versucht man nun Anhand der m_T–Spektren eine Aussage über die Flußgeschwindigkeit zu machen, so zeigt sich, daß erst durch die Bose-Einstein-Korrelation (HBT) eine eindeutige Aussage getroffen werden kann (Abb. 6.9). Messungen der Bose-Einstein-Korrelation sind sensitiv auf einen kollektiven radialen Fluß; ist jener vorhanden, so schrumpft der Radiusparameter $R_{\mathrm{T,side}}$ mit der transversalen Masse des betrachteten Teilchenpaares aufgrund der Korrelation zwischen radialer Position des Emissionspunktes und der gemittelten radialen Flußgeschwindigkeit (Gl. 6.8)[sto98, app97, fli98].

$$R_{\perp} \simeq R \cdot [1 + \frac{m_{\perp} \cdot v_{\perp}}{T} \cdot \cosh(\overline{\eta} - Y)]^{-\frac{1}{2}}, \tag{6.8}$$

Aus dem Schnittpunkt der mittels der Modellrechnung ermittelten Ausfriertemperaturen und den Resultaten der $\pi\pi$–Korrelation läßt sich die Temperatur und die Flußgeschwindigkeit ablesen. Für die betrachteten Hadronen folgt aus dieser Untersuchung eine Ausfriertemperatur von $T_f \approx 114$ MeV bei einer Flußgeschwindigkeit von $v_{\mathrm{T}} \approx 0.67$. Zu bemerken ist, daß die ermittelte Ausfriertemperatur T_f zwischen $100 - 125$ MeV liegt - also deutlich unter dem von Hagedorn vorhergesagten Limit.

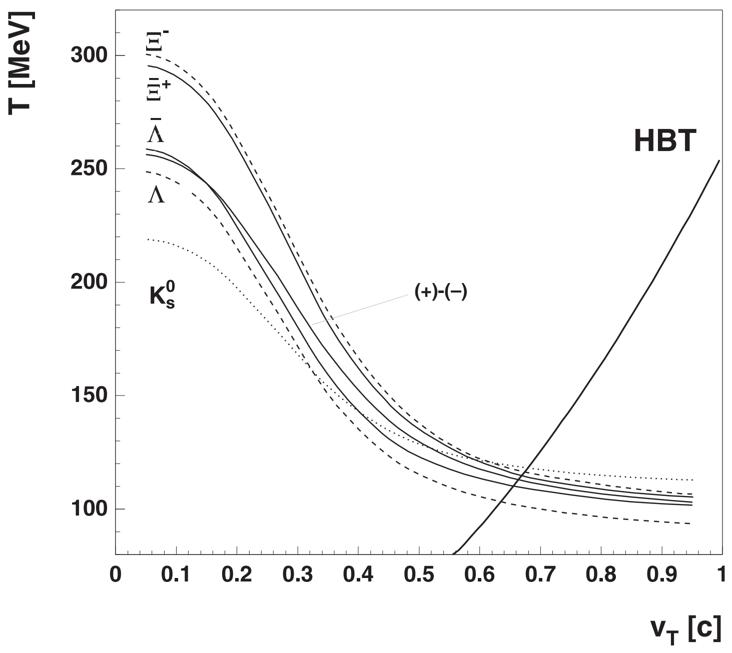


Abbildung 6.9 Abhängigkeit der Temperatur gemessener Hadronen von der transveralen Flußgeschwindigkeit $v_\perp$, ermittelt nach dem Modell von **Heinz et. al**, sowie Funktion der 2π-Korrelation (HBT). Gezeigt sind die Ergebnisse für Λ, $\overline{\Lambda}$, K^0_S [bor98], für Netto–Protonen (*(+)-(-)*) [gün98] und für die doppelt seltsamen Baryonen Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$. Für die untersuchten Hadronen folgt aus der Darstellung eine Flußgeschwindigkeit von $v_T = 0.67$ und eine Temperatur $T_f \approx 114$ MeV.

6.3 Rapiditäts-Verteilungen

Die Rapiditäts–Verteilungen wurden aus der Integration der Spektren des Transversalimpulses gewonnen (Abb. 6.4). Leider war es aufgrund der begrenzten Statistik nicht möglich, für $\overline{\Xi}^+$ eine entsprechende Aufteilung in kleinere Rapiditätsbereiche vorzunehmen.

Bei Pb+Pb–Reaktionen handelt es sich um ein symmetrisches Stoßsystem, deshalb ist es ausreichend, nur eine Hälfte der Rapiditätverteilung der jeweiligen Teilchen bis zur Schwerpunktsrapidität zu messen, und dann die Verteilung um die Schwerpunktsrapidität ($y_{cm} = 2.9$) zu spiegeln. Das NA49 Experiment bietet zudem die Möglichkeit Ξ–Hyperonen im Bereich der Vorwärtsrapidität ($1.7 \leq y \leq 2.7$) in einer speziellen Konfiguration des Experimentes zu bestimmen. Hierzu wird das *target* direkt vor den großen MTPCs, also außerhalb des Magnetfeldes, aufgebaut. Aufgrund der fehlenden Ladungsinformation der gemessenen Spuren ist es aber bei dieser Methode nicht möglich, Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen zu unterscheiden, die Messung besteht somit in der Auswertung der Summe beider Baryonen. Ein Vergleich beider Messungen ist aber dennoch möglich, da bei dem Rekonstruktionsverfahren in VTPC2 die geometrische Akzeptanz als auch die Rekonstruktionseffizienz für Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ nahezu identisch ist und so eine Messung der Summe aus Teilchen und Antiteilchen auch in der VTPC2 durchführbar ist. Der Vergleich der Ergebnisse aus beiden Meßvorgängen zeigt eine gute Übereinstimmung der Rapiditätsspektren (Abb. 6.10, links). Die Verteilung der Ξ^--Hyperonen zeigt eine ähnliche Form wie für die Summe von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ (Abb. 6.10, rechts).

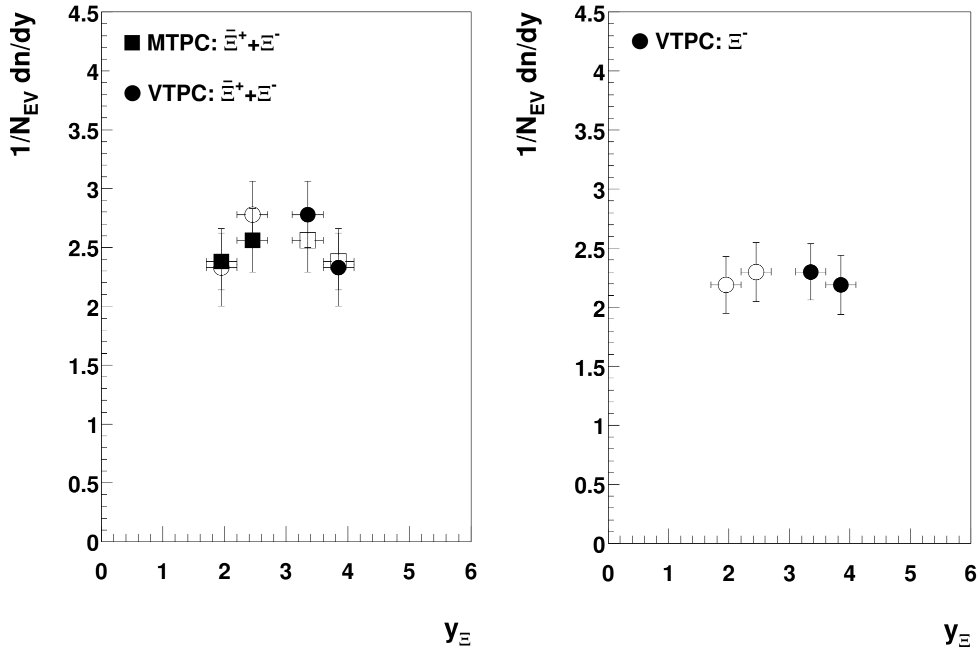


Abbildung 6.10 Rapiditätsverteilungen der Summe von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ (links) und der Ξ^- (rechts). In VTPC2 gemessen (•) und um *midrapidity* reflektiert (∘). Der Vergleich mit den Messungen aus der MTPC zeigt eine gute Übereinstimmung der Resultate.

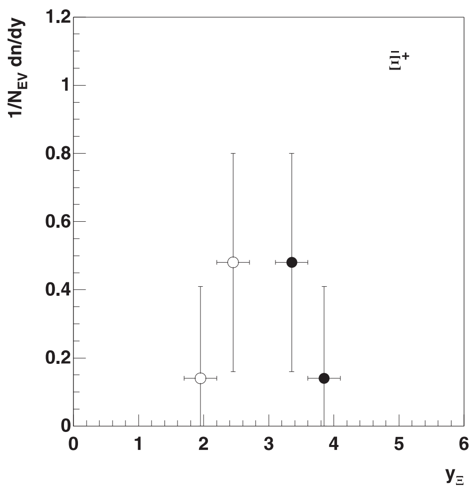


Abbildung 6.11 Abschätzung der Rapiditätsverteilungen für die $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen.

Für die $\overline{\Xi}^{+}$–Hyperonen konnte eine Abschätzung der Rapiditätserteilung aus der Subtraktion des Ξ^{-}–dn/dy–Spektrums von dem der Summe von $\Xi^{-} + \overline{\Xi}^{+}$ vorgenommen werden. Aufgrund des großen Fehlers dieser Methode war so nur eine sehr grobe Abschätzung der Rapiditäsverteilung durchzuführen (Abb. 6.11).

6.4 Abschätzung der 4π-Multiplizitäten

Um eine Aussage über die gesamte 4π-Multiplizität zu treffen, wurden die Rapiditätsspektren der Ξ^{-} als auch die Summe von Ξ^{-} und $\overline{\Xi}^{+}$ mit verschiedenen Funktionen angepaßt und anschließend über den gesamten Phasenraum (4π) integriert. Die Annahme einer dreieckigen Verteilung (Abb. 6.12.a) sowie eine um CMS zentrierten Gaußverteilung (Abb. 6.12.b) ergeben für die Ξ^{-} keine physikalisch sinnvolle Anpassung an die Daten, da die Verteilung weit über die Projektil und *target* Rapidität ($y_{Tar./Pro.} = \pm 2.9$ im CMS) hinausreicht und somit nur als eine obere Grenze der Gesamtmultiplizität verstanden werden kann. Als untere Grenze einer Abschätzung kann eine rechteckige Verteilung (Abb. 6.12.d) angenommen werden. Eine Anpassung der Daten gemäß der in [gol94] hergeleiteten Ein-Parameter-Funktion 6.9 ergibt eine realistischere, wenn auch nicht befriedigende Abschätzung der dn/dy–Verteilung (Abb. 6.12.c).

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}y}\right)_{\mathrm{G}} = C \cdot \frac{0.5}{\sqrt{2\,\pi\,Y}} \cdot \left[\exp\left(\frac{-(y-Y)^2}{2\,Y}\right) + \exp\left(\frac{-(y+Y)^2}{2\,Y}\right)\right]. \tag{6.9}$$

Die Dispersion der beiden identischen Gaußfunktionen wird in Gleichung 6.9 durch den Parameter $\sigma^2 = Y$ beschrieben, der ein Maß für die Verschiebung der Gaußfunktionen um den Betrag Y von y_{CM} ist; C ist eine Normierungskonstante.

Die Abschätzung der Gesamtmultiplizität mittels einer geometrischen Anpassung der Daten ergibt nur unbefriedigende Ergebnisse. Eine physikalisch bessere Methode stellt die Parametrisierung einer Modellvorhersage dar. Die angepaßte dn/dy-Verteilung der Ξ–Hyperonen, ermittelt mit dem UrQMD–Modell, ist in Abb. 6.13 dargestellt [bas98, ble98].

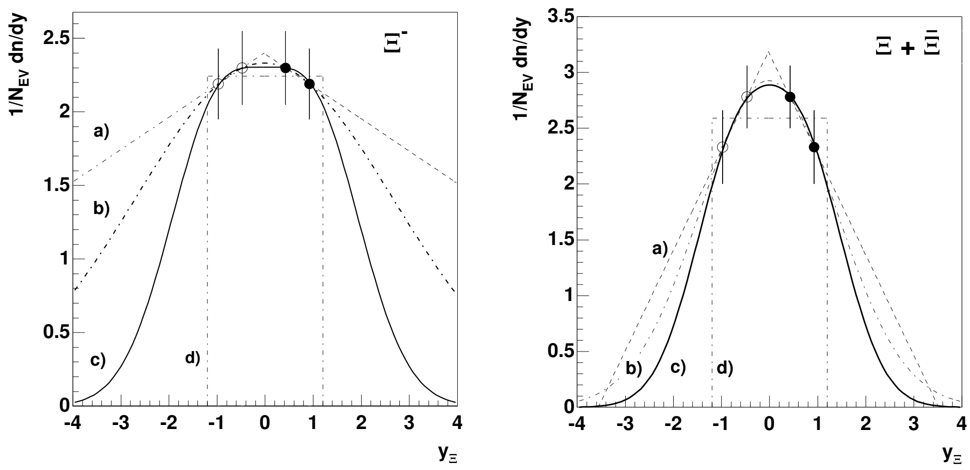


Abbildung 6.12 Bestimmung der Gesamtmultipliziät der Ξ^- und $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ anhand angepaßter Rapiditätsverteilungen. Die Annahme einer dreieckigen Verteilung a) sowie auch einer um CMS zentrierten Gaußverteilung b) ergeben für die Verteilung der Ξ^- (links) keine physikalisch sinnvolle Anpassung der Daten, da die Verteilung weit über die Projektiel und *target* Rapidität (± 2.9 in CMS) herausreicht und somit nur als obere Grenze der Multiplizität aufgefaßt werden kann. Als untere Grenze der Abschätzung kann eine rechteckige Verteilung d) angenommen werden. Eine Anpassung der Daten gemäß Gl.6.9 c) ergibt eine realistischere Abschätzung der Verteilung.

	dn/dy Ξ^- $(-2.9 \leq y_{\mathrm{cm}} \leq 2.9)$			**dn/dy** $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ $(-2.9 \leq y_{\mathrm{cm}} \leq 2.9)$		
Funktion	$\int$	$\int + \sum$	E	$\int$	$\int + \sum$	E
a)	11.49*	11.94*	90.6%	10.40	10.62	54.9%
b)	11.28*	11.39*	81.8%	9.91	10.01	74.4%
c)	9.33	9.48	76.2%	8.96	9.03	61.5%
d)	5.38	5.41	16.7%	6.21	6.31	16.7%
$\langle dn/dy \rangle$	7.36 ± 2.79	7.45 ± 2.88		8.87 ± 1.87	8.99 ± 1.90	

Tabelle 6.3 Abschätzung der 4π-Phasenraum-Multiplizität für Ξ^- und $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ für verschiedene Funktionen (Abb. 6.12.a-d). Die Integration erfolge nur im Bereich zwischen *target* und Projektil Rapidität. Werte, die mit einem * gekennzeichnet sind, wurden für die Abschätzung der 4π-Multiplizität nicht verwendet. E ist der Extrapolationsfaktor von den gemessenen Daten auf den von der Anpassungsfunktion vorgegebenen 4π-Phasenraum.

Da die genaue Anzahl der im Modell produzierten Baryonen genau bekannt ist, kann mit verschiedenen Funktionen nach einer möglichst optimalen Anpassung an diese gegebene Verteilung gesucht werden. Mit Hilfe einer Parametrisierung dieser Funktion kann nun eine Anpassung an die gemessenen Ξ versucht werden, um so eine physikalische Grundannahme der Verteilung mit einfließen zu lassen. Im Fall der von UrQMD erstellten theoretischen dn/dy-Verteilung für Ξ-Hyperonen erwies sich ein Polynom 6. Grades als die beste Funktion zur Anpassung der Verteilung. Diese Parametrisierung wurde nun so skaliert, daß sie eine möglichst gute Anpassung an die gemessenen Daten ergab. Um die

Daten zu beschreiben, mußte die von UrQMD ausgegebene dn/dy-Verteilung mit einem Faktor 1.28 im Fall der Summe von $\overline{\Xi}^+ + \Xi^-$ (6.13 links), und mit einem Faktor 1.26 im Fall der Ξ^- (6.13 rechts), skaliert werden.

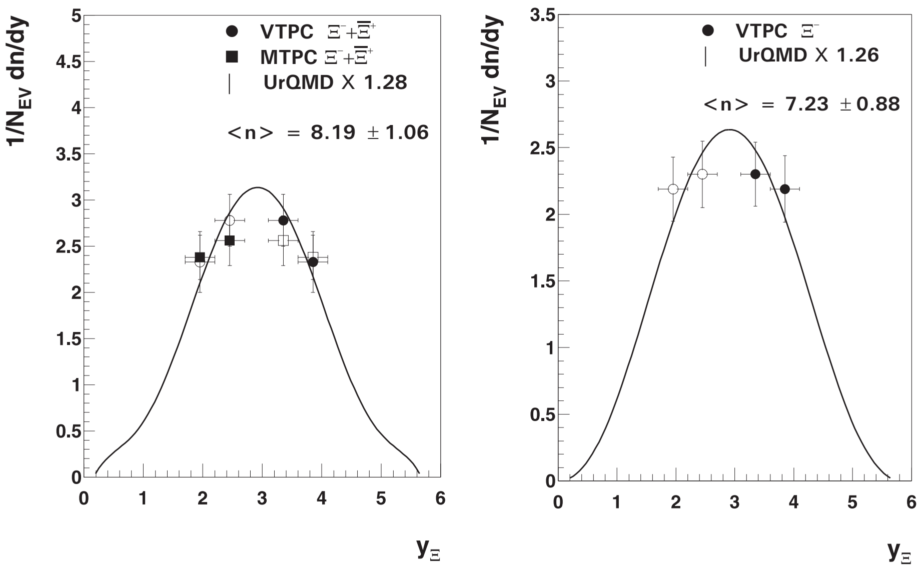


Abbildung 6.13 Ermittlung der 4π-Multiplizität mittels einer parametrisierten UrQMD dn/dy-Verteilung. Um die Daten zu beschreiben muß die von UrQMD ausgegebene dn/dy-Verteilung mit einem Faktor 1.28 im Fall der Summe von $\overline{\Xi}^+ + \Xi^-$ (links), und mit einem Faktor 1.26 im Fall der Ξ^- (rechts), skaliert werden.

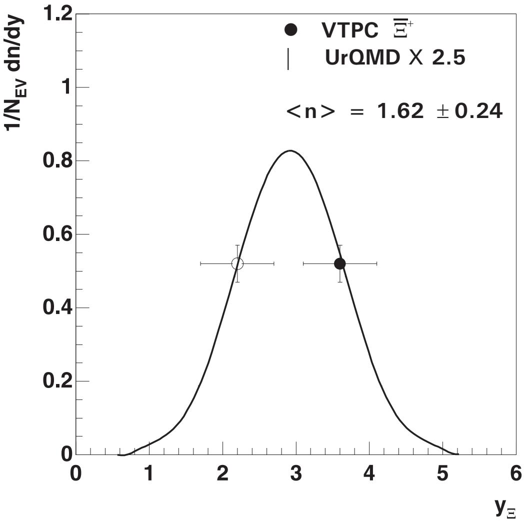


Abbildung 6.14 Abschätzung der $\overline{\Xi}^+$ 4π-Multiplizität mittels einer parametrisierten UrQMD dn/dy-Verteilung. Um die Daten zu beschreiben muß die von UrQMD ausgegebene dn/dy-Verteilung mit einem Faktor 2.5 skaliert werden, daraus folgt eine 4π-Multiplizität von 1.62 ± 0.24.

Der ursprünglich von UrQMD berechnete Wert betrug 0.63 für die $\overline{\Xi}^+$ und 5.7 für die Ξ^-, für die Summe von $\overline{\Xi}^+ + \Xi^-$ also 6.33. Die Anpassung an die Daten für die $\overline{\Xi}^+$ kann aufgrund der ungenügenden Anzahl von Messpunkten nur als eine grobe Abschätzung gewertet werden (Abb. 6.14).
Aus diesen Betrachtungen folgt aus der skalierten theoretischen dn/dy-Verteilung für die 4π-Multiplizität:

Messung	$\langle N \rangle$
VTPC und MTPC $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$	8.19 ± 1.06
VTPC Ξ^-	7.23 ± 0.88
VTPC $\overline{\Xi}^+$	1.62 ± 0.24

Tabelle 6.4 Abschätzung der 4π Multiplizität mittels dem UrQMD-Modell.

Eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung der totalen Multiplizität eröffnet der Vergleich der dn/dy-Verteilung des ϕ-Vektormesons mit den ermittelten Spektren für die Ξ-Hyperonen. Das ϕ-Meson, als Träger *unsichtbarer* Seltsamkeit, bietet sich aufgrund seiner hohen Masse von 1020 MeV für diesen Vergleich mit den rund 300 MeV schwereren Ξ-Hyperonen an[1]. Es zerfällt zu 49.1% in den sichtbaren Kanal: $\phi \rightarrow K^+K^-$, der Kanal $\phi \rightarrow K^0_L K^0_S$ (34.1%) wird in NA49 nicht gemessen [fri97].

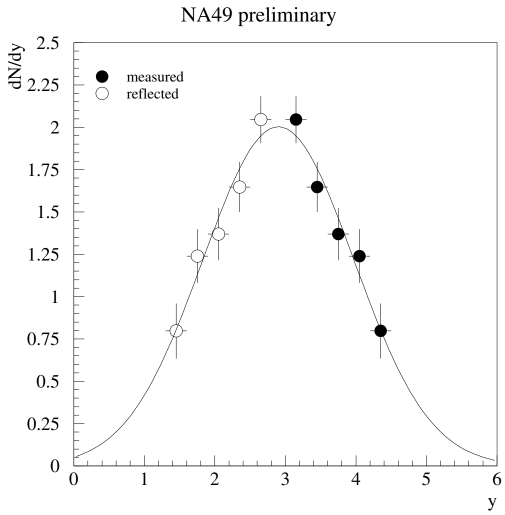


Abbildung 6.15 Die durchgezogene Linie markiert einen Gauß-Fit mit einer Breite von $\sigma = 1.07$ in der ϕ-Rapiditätsverteilung.

[1] Die Λ und $\overline{\Lambda}$ Verteilungen bieten eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung der 4π Multiplizität. Da diese einfach seltsamen Hyperonen zu diesem Zeitpunkt noch nicht auf das *feeding* der mehrfach seltsamen Hyperonen korrigiert wurden, mußte auf eine entsprechende Abschätzung verzichtet werden.

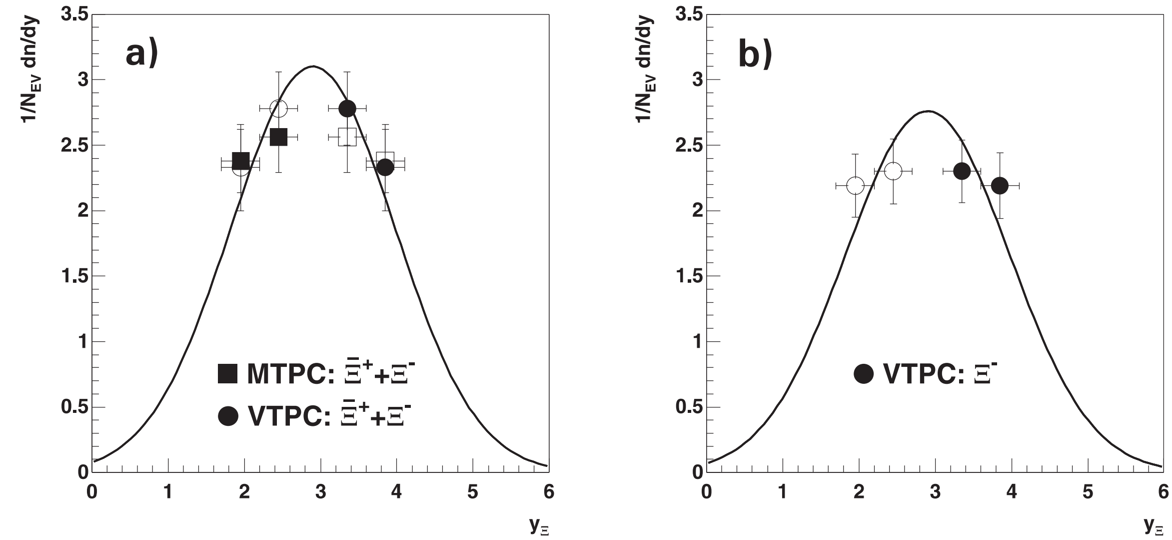


Abbildung 6.16 Anpassung einer Gauß-Funktion mit der Breite der dn/dy-Verteilung des ϕ-Mesons an die dn/dy-Verteilung der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und Ξ^-. Aus der Anpassung folgt eine totale Multiplizität von 8.27 für die $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und 7.36 für die Ξ^-.

Unter der Annahme einer gaußförmigen Rapiditätsverteilung folgt aus der Anpassung an die ϕ Daten eine Breite von $\sigma_y = 1.07$. Mit dieser Breite als Parameter läßt sich nun die totale Multiplizität der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und Ξ^- abschätzen. Mit dieser Annahme folgt für die $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ eine 4π-Multiplizität von 8.27 (Abb. 6.16.a) und für die Ξ^- von 7.36 (Abb. 6.16.b). Aus den physikalisch interpretierbaren Ergebnissen der verschiedenen Abschätzungen der totalen Multiplizität läßt sich ein Mittelwert und der zugehörige Fehler abschätzen:

Methode	VTPC und MTPC $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$	VTPC Ξ^-
geom. Gl. 6.9	8.96	9.33
UrQMD	8.19	7.23
Gaus ($\sigma_\phi = 1.07$)	8.27	7.36
totale Multiplizität:	8.47 ± 0.42	7.97 ± 1.17

Tabelle 6.5 Mittelung über die Ergebnisse zur Abschätzung der totalen Multiplizität.

6.5 Teilchenverhältnisse

In theoretischen Modellen (Kap.2.3.1) wurde angeregt, daß die Verhältnisse der seltsamen Baryonen, insbesondere der von Ξ^-/Λ, $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ und $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$, eine wichtige Informationsquelle sein können um eine Aussage darüber zu treffen ob in der Reaktion ein QGP oder ein Hadronengas vorgeherrscht hat. Wird bei der Reaktion ein QGP gebildet, so erwartet man einen starken Anstieg im Verhältnis der Antihyperonen gegenüber der Formation in einem Hadronengas.

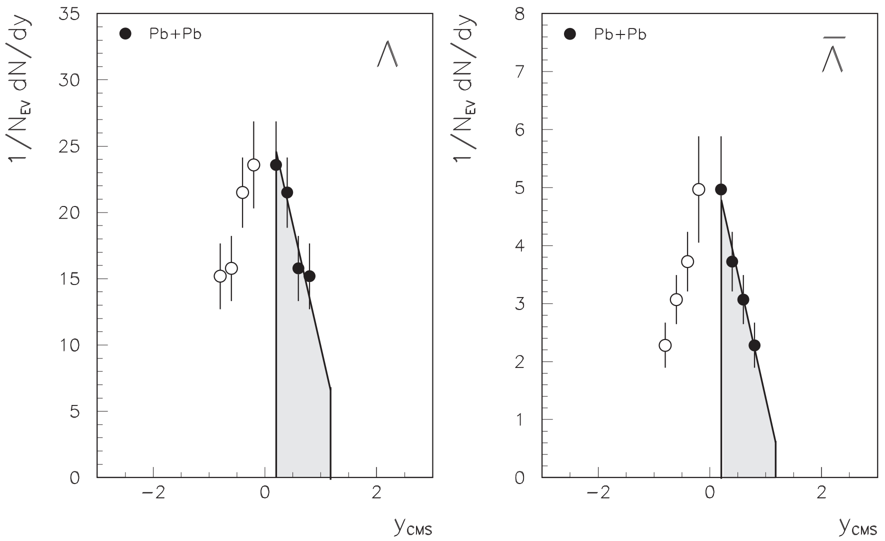


Abbildung 6.17 Schema zur Bestimmung der Λ und $\overline{\Lambda}$ Multiplizität im Intervall $0.2 \leq y_{cm} \leq 1.2$ (entspricht: $3.1 \leq y \leq 4.1$) [bor97].

Um die Teilchenverhältnisse zu bestimmen wurde über die Transversalimpulsspektren integriert. Dies wurde einmal über den gesamten Impulsbereich vorgenommen, und einmal nur im Bereich der Akzeptanz ($0.5 \leq p_{\mathrm{T}}$). Zur Berechnung der Verhältnisse der doppelt-seltsamen Hyperonen zu den Λ und $\overline{\Lambda}$ mußte eine einfache Anpassung an die dn/dy-Spektern der Λ und $\overline{\Lambda}$ vorgenommen werden, um Verhältnisse in gleichen Rapiditätsintervallen zu betrachten (Abb. 6.17). Die verwendeten Λ und $\overline{\Lambda}$-Daten wurden jedoch noch nicht auf das *feeding*, d.h. Einfluß von Λ ($\overline{\Lambda}$) aus den Zerfällen von mehrfach seltsamen Hyperonen, korrigiert [bor97]. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 6.6 dargestellt.

Verhältnis:	**NA49 Pb+Pb**		**WA97 Pb+Pb**	
	$p_{\mathrm{T}} > 0.0$	$p_{\mathrm{T}} > 0.5$	$p_{\mathrm{T}} > 0.0$	$p_{\mathrm{T}} > 0.7$
$\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$	0.232 ± 0.033	0.224 ± 0.032	0.249 ± 0.019	0.255 ± 0.025
Ξ^{-}/Λ	0.148 ± 0.011	–	0.100 ± 0.004	0.099 ± 0.008
$\overline{\Xi}^{+}/\overline{\Lambda}$	0.188 ± 0.039	–	0.188 ± 0.016	0.203 ± 0.024

Tabelle 6.6 Gegenüberstellung der Hyperonenverhältnisse gemessen in Pb+Pb Reaktionen von NA49 und WA97 [krá97, cal98]. Die NA49 Messungen der $\overline{\Lambda}$ und Λ sind hierbei noch nicht auf das *feeding* der $\overline{\Lambda}$ und Λ durch die mehrfach seltsamen Hyperonen korrigiert.

Der Vergleich der ermittelten Teilchenverhältnisse der Messungen von NA49 mit denen von WA97 zeigt eine gute Übereinstimmung für die Verhältnisse der $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ und der $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$, es zeigt sich jedoch eine größere Abweichung im Fall der Ξ^-/Λ.
Trägt man die Teilchenverhältnisse in elementaren Stößen, wie z.B $e^+{+}e^-$, $p{+}p$ und $p{+}\overline{p}$ ($\bullet$) auf (Tab. 6.7 und Abb. 6.18), so sieht man, daß das Verhältnis der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+/\Lambda + \overline{\Lambda}$ weitgehend konstant ist. Geht man dann weiter zu $p + A$–Reaktionen ($\circ$), und letzten Endes auch zu $A{+}A$–Stößen ($\triangle$, Quadrate), so ist ein deutliches Anwachsen der Produktion seltsamer $\overline{\Xi}^+$–Baryonen mit der *target*–Masse festzustellen. Ein direkter Vergleich der verschiedenen Messungen ist jedoch äußerst schwierig, da verschiedene kinematische Bereiche und unterschiedliche Zentralitäts–Kriterien verwendet wurden. Es ist somit fraglich, inwiefern eine physikalische Interpretation der Erhöhung der Verhältnisse der Hyperonen, insbesondere der $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$, ratsam und überhaupt möglich ist.

Experiment	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	p_T [GeV/c]	Ξ^-/Λ	$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$
NA49	Pb+Pb	17	> 0	0.148 ± 0.011	0.188 ± 0.039
WA97	Pb+Pb	17	> 0	0.100 ± 0.004	0.188 ± 0.016
NA35	S+Au	19.4	< 1.4	0.12 ± 0.02	0.26 ± 0.03
WA94	S+S	19.4	$1 - 2$	0.08 ± 0.01	0.20 ± 0.02
WA85	S+W	19.4	$1 - 2$	0.09 ± 0.01	0.21 ± 0.03
WA85	p+W		$1.2 - 3.0$	0.070 ± 0.006	0.16 ± 0.02
WA94	p+S		$1.2 - 3.0$	0.078 ± 0.004	0.16 ± 0.02
AFS	p+p	63	1-2		0.06 ± 0.02
UA5	$\overline{p} + p$	900	1-2	$0.07^{+0.08}_{-0.04}$	
TASSO	$e^+ + e^-$	34.4	> 1	0.087 ± 0.04	
TPC	〃	29.0	〃	0.101 ± 0.046	
HRS	〃	29.0	〃	0.073 ± 0.028	
MARK II	〃	29.0	alle p_T	0.08 ± 0.03	
CLEO	〃	10.4-10.6	〃	0.07 ± 0.01	

Tabelle 6.7 Ξ^-/Λ und $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ Verhältnisse für verschiedene Experimente [afs84, cal98, dat, eva96, krá97].

Um einen aussagekräftigeren Vergleich machen zu können, wurde versucht, die verschiedenen kinematischen Bereiche anzugleichen [gaź98b]. Hierzu wurden alle Verhältnisse, gemessen in den $p + A$ und $A + A$ Reaktionen, auf einen gemeinsamen Transversalimpuls-Bereich extrapoliert. Für die Häufigkeit n als Funktion von m_T gilt:

$$n(m_\mathrm{T}) = C_\mathrm{N} m_\mathrm{T} e^{\frac{-m_\mathrm{T}}{T}} \ , \tag{6.10}$$

mit

$$C_\mathrm{N} = [e^{\frac{-m_0}{T}}(T \cdot m_0 + T^2)]^{-1} \ . \tag{6.11}$$

Für das Intergal über die m_T-Verteilung bei einer unteren Grenze m_c gilt:

$$\int_{m_c}^{\infty} n(m_\mathrm{T}) \ dm_\mathrm{T} = \frac{e^{\frac{-m_c - m_0}{T}(m_c + T)}}{T + m_0} \ . \tag{6.12}$$

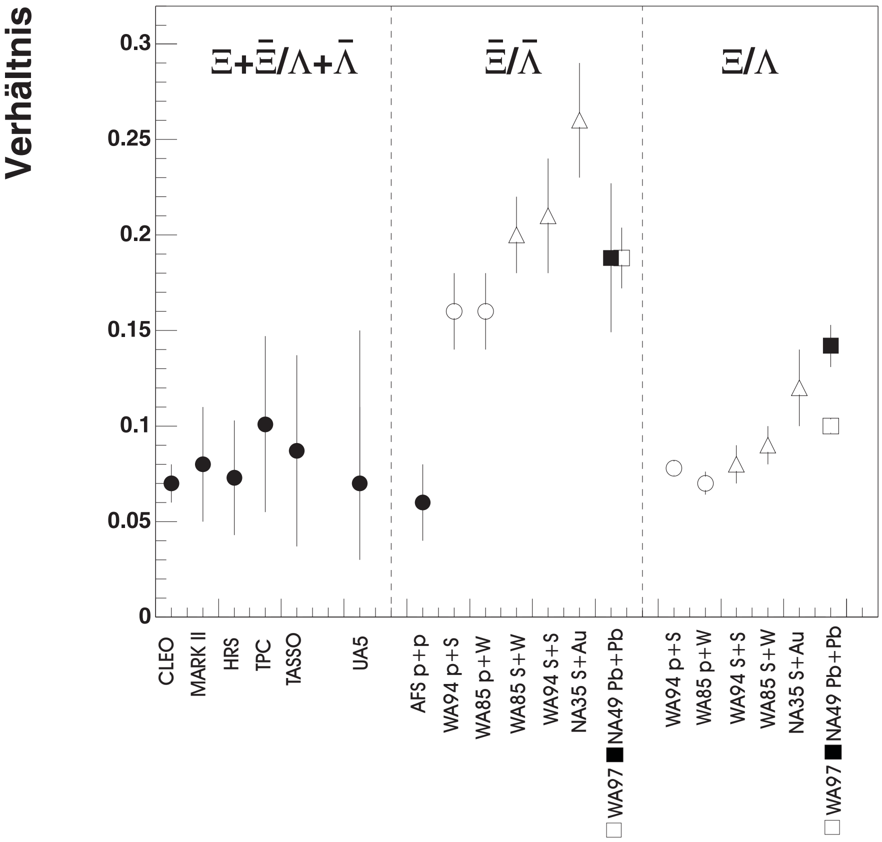


Abbildung 6.18 Gemessene Teilchenverhältnisse in unterschiedlichen Stoßsystemen und in unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen.

Für den Extrapolationsfaktor R_{H}, gegeben aus dem Verhältnis des Integrals über die Verteilung ohne untere Grenze und dem Integral über die Verteilung bei einer unteren Grenze, folgt:

$$R_{\mathrm{H}} = \frac{\int_0^\infty \frac{dn}{dm_{\mathrm{T}}}}{\int_{m_c}^\infty \frac{dn}{dm_{\mathrm{T}}}} = \frac{T + m_0}{e^{-c/T}(c + m_0 + T)} \tag{6.13}$$

mit

$$c = \sqrt{m_0^2 + p_{\mathrm{Tc}}^2} - m_0 \tag{6.14}$$

und mit p_{Tc} als untere Transversalimpuls Akzeptanzgrenze. Dies läßt sich weiter zusammenfassen zu:

$$R_{\mathrm{H}} = \frac{T + m_0}{T + m_T c} \cdot e^{\frac{m_{\mathrm{Tc}} - m_0}{T}} \ , \tag{6.15}$$

mit

$$m_{\mathrm{Tc}} = \sqrt{m_0^2 + p_{\mathrm{Tc}}^2} \ . \tag{6.16}$$

Zur Extrapolation der Verhältnisse auf einen Bereich von $p_{\mathrm{T}} > 0$ wendet man nun

$$E_{H1/H2} = \frac{n_{H1}(p_T > cut)}{n_{H2}(p_T > cut)} \cdot \frac{R_{H1}}{R_{H2}} = \frac{n_{H1}}{n_{H2}} \tag{6.17}$$

auf die im Akzeptanzbereich gemessenen Hyperon-Verhältnisse an. Die Indizes $H1$ und $H2$ bezeichnen die betrachtete Hyperon-Spezies. Wendet man nun Gl. 6.17 auf die in Tabelle 6.7 aufgelisteten Resultate an, so verändert sich das Bild drastisch (Tab. 6.8). Die elementaren $e^+ + e^-$ und $p + p$ Reaktionen wurden nicht korrigiert.
Benutzt man die elementaren Reaktionen, wie $p + p$, $e^+ + e^-$ und $p + A$, als Referenzline (bei 0.052), so ist im Vergleich zu den $A + A$-Reaktionen eine Erhöhung des $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$-Verhältnisses um einen Faktor 3.4 auf einen Wert von 0.18 zu beobachten. Für das Verhältnis der Ξ^-/Λ ist erst beim Pb+Pb-Stoßsystem eine deutliche Erhöhung um einen Faktor 2.4 auf einen mittleren Wert von 0.12 festzustellen. Anzumerken ist aber die unterschiedliche Zentralität der Experimente von 40% des totalen inelastischen Wirkungsquerschnittes bei WA97 zu $< 4\%$ bei NA49. Desweitern sind die Hyperon-Verhältnisse bei NA49 nicht auf das *feeding* der Λ und $\overline{\Lambda}$ korrigiert; das WA97 Resultat ist ausschließlich in einem schmalem Bereich um mittlere Rapitidät gemessen ($y_{cm} \pm 0.5$). Somit stellt die Extrapolation (Abb. 6.19) zwar eine deutliche Verbesserung der Vergleichbarkeit der Ergebnisse dar, ist aber aufgrund der Unterschiede zwischen den Experimenten immer noch unbefriedigend.

Experiment	Reaktion	Hyperonen	Verhältnis (alt)	$E_{H1/H2}$	Verhältnis (neu)
WA94	S+S	Ξ^-/Λ	0.08 ± 0.01	0.743	0.067 ± 0.01
WA94	S+S	$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$	0.20 ± 0.02	0.767	0.161 ± 0.02
WA85	S+W	Ξ^-/Λ	0.09 ± 0.01	0.758	0.074 ± 0.01
WA85	S+W	$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$	0.21 ± 0.03	0.787	0.181 ± 0.02
WA85	p+W	Ξ^-/Λ	0.070 ± 0.006	0.679	0.047 ± 0.004
WA85	p+W	$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$	0.16 ± 0.02	0.545	0.087 ± 0.02
WA94	p+S	Ξ^-/Λ	0.078 ± 0.004	0.619	0.048 ± 0.003
WA94	p+S	$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$	0.16 ± 0.02	0.594	0.095 ± 0.01

Tabelle 6.8 Auf $p_{\mathrm{T}} > 0$ extrapolierte Hyperon-Verhältnisse.

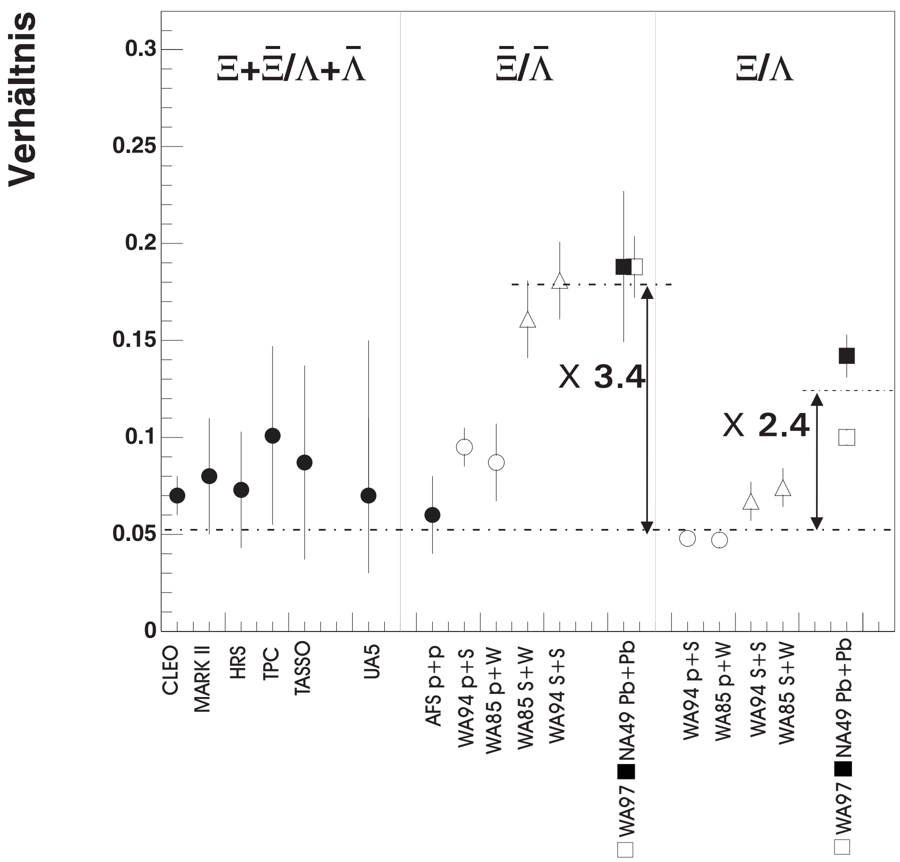


Abbildung 6.19 Extrapolierte Teilchenverhältnisse in unterschiedlichen Stoßsystemen. Gleicht man die in Abb. 6.18 dargestellten Teilchenverhältnisse gleichen Transversalimpuls-Bereichen an ($p_{\mathrm{T}} > 0$), so ist eine deutliche Veränderung der Hyperon-Verhältnisse festzustellen. Benutzt man die elementaren Reaktionen $p+p$, $e^+ + e^-$ und $p+A$ als Referenzline (Anpassung bei 0.052), so ist im Vergleich zu den $A + A$-Reaktionen eine Erhöhung des $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$-Verhältnisses um einen Faktor 3.4 zu beobachten. Für das Verhältnis der Ξ^-/Λ ist erst beim Pb+Pb-Stoßsystem eine deutliche Erhöhung um einen Faktor 2.4 festzustellen.

6.6 Vergleich mit Modell-Vorhersagen

6.6.1 Betrachtung der Ergebnisse im statistischen Modell

Verwendet man die ermittelten Teilchenverhältnisse aus Tab.6.6, sowie zum Vergleich jene gemessen von WA97 [cal98], und setzt diese in das statistische Modell von **Rafelski et.al.** aus Kap. 2.3.1 ein, so erhält man folgende Parameter für den thermischen Feuerball (Tab.6.9):

	NA49 Pb+Pb		WA97 Pb+Pb	
	a) $\langle T\rangle = 290.3$	*b)* $\langle T\rangle = 114.0$	*a)* $\langle T\rangle = 286.5$	*b)* $\langle T\rangle^* = 130.5$
μ_q/T	0.34 ± 0.07	0.34 ± 0.07	0.45 ± 0.03	0.45 ± 0.03
μ_q	97.50 ± 16.38	38.29 ± 6.43	129.5 ± 8.9	58.9 ± 4.1
λ_q	1.39 ± 0.18	1.39 ± 0.18	1.57 ± 0.10	1.57 ± 0.10
$\delta\mu/T$	0.050 ± 0.084	0.050 ± 0.084	0.068 ± 0.005	0.068 ± 0.005
μ_S/T	0.19 ± 0.08	0.19 ± 0.08	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01
μ_S	55.16 ± 2.32	21.67 ± 0.91	29.96 ± 0.32	13.65 ± 0.14
γ_S	0.167 ± 0.026	0.167 ± 0.026	0.137 ± 0.008	0.137 ± 0.008

Tabelle 6.9 Parameter für einen thermischen Feuerball berechnet für NA49 und WA97. Für das rein thermische Szenario gilt a), unter der Annahme eines zusätzlichen radialen Flusses mit $v_\perp = 0.67$ (Kap. 6.2 gilt b) , Abb. 6.9). Zu beachten ist, daß bei dieser Berechnung keine Resonanzzerfälle höherer Ordnung berücksichtig wurden. $\langle T\rangle$ ist die mittlere Temperatur der schweren Hyperonen, gemittelt über Λ, $\overline{\Lambda}$, Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$. Für $\langle T\rangle^*$ wurde die Temperatur nach Gl. 6.7 ermittelt.

Zu erwähnen ist jedoch, daß in dieser Berechnung keine Resonanzzerfälle höherer Ordnung berücksichtigt worden sind, sondern die Parameter ausschließlich gemäß Gl. 2.7 - 2.12 berechnet wurden. In den gemessenen Hyperonen-Verhältnissen sind die Λ, bzw. $\overline{\Lambda}$ nicht auf den Einfluß der Σ^0 ($\overline{\Sigma}^0$) korrigiert, in [raf96] wurde angenommen, daß eine gleiche Anzahl Λ und Σ^0 produziert werden. Multipliziert man somit die gemessenen Verhältnisse von $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ und Ξ^-/Λ mit einen Faktor 2, so folgt ein $\gamma_S = 0.33$. Es zeigt sich jedoch, daß diese einfache Berechnung der thermischen Parameter bei Pb+Pb Reaktionen nur als Abschäzung 1. Ordnung betrachtet werden kann. Umfangreichere Berechnungen zeigten für die vom Experiment WA97 gemessenen Hyperonen-Verhältnisse ein $\gamma_S = 0.91$ (bei einer Ausfriertemperatur von $T_f = 151$ MeV), was für einen hohen Grad an Gleichgewicht in der Produktion der Seltsamkeit spricht [let97].

Das von **Becattini** [bec96a] (Kap. 2.3.1) modifizierte statistische Modell der Hadronen-Produktion ist fähig, Hadron Multiplizitäten in $e^+ + e^-$, $p + p$ und $p + \overline{p}$-Reaktionen, über einen großen Energiebereich bei Verwendung einer nicht equilibrierten Seltsamkeits-produktion mit wenigen Parametern zu beschreiben. Betrachtet man die von Experiment NA49 in Pb+Pb gemessenen Hadron-Multiplizitäten, so ist auch bei diesem Stoßsystem für einen großen Teil der Hadronen eine gute Übereinstimmungen mit dem Modell zu bemerken (Abb. 6.20) [bec96b, bec97, bec97a]. Aus der Anpassung des statistische Modells an die Daten folgt eine partielle Seltsamkeits-Saturation mit γ_S=0.62, bei einer Hadronisierungstemperatur von T=193 MeV. Im Fall der hier gemessenen Ξ^-/Λ und der $\overline{\Xi^+}/\Xi^-$ zeigt sich jedoch eine merkliche Abweichung von der Vorhersage des

Modells (Tab. 6.10) [bec98]. Die gemessenen Ξ^-/Λ, $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ und $\overline{\Xi^+}/\Xi^-$ Hyperon-Verhältnisse wurden bei der Anpassung des Modells an die Daten nicht berücksichtigt.

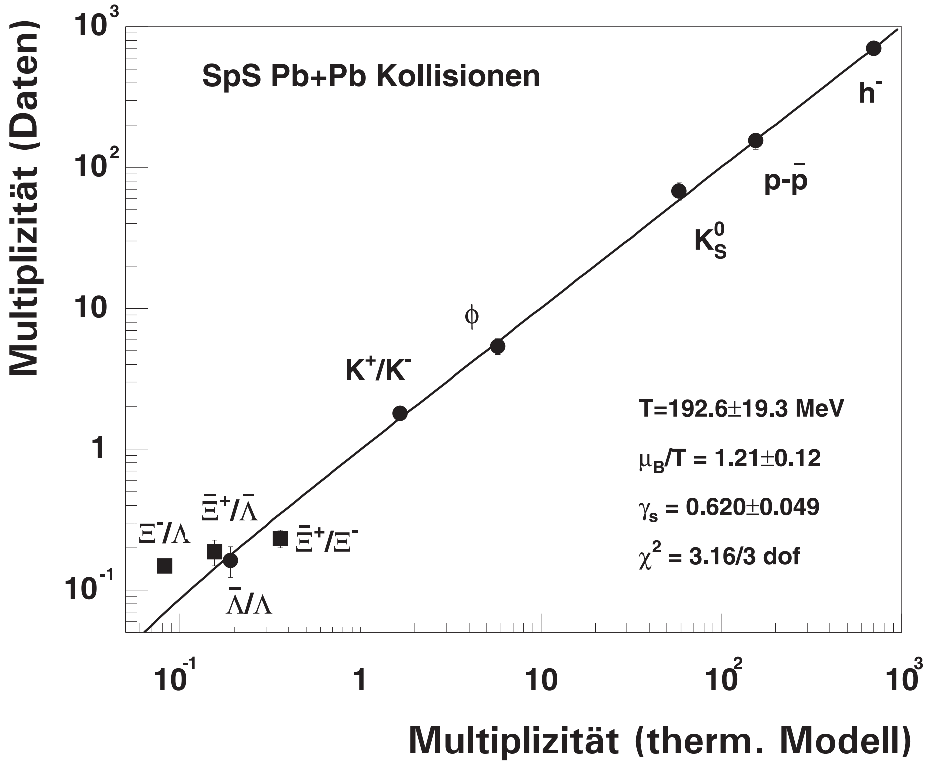


Abbildung 6.20 Vergleich der Daten mit dem statistischen Modell der Hadron-Produktion. Die gemessenen Hyperon-Verhältnissse (gefüllte Quadrate) zeigen im Fall der Ξ^-/Λ und der $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ deutliche Abweichungen von der Modellvorhersage (Tab. 6.10). Die gemessenen Hyperon-Verhältnisse wurden nicht in der Anpassung berücksichtigt. Das statistische Modell bestimmt die partielle Seltsamkeits-Saturation zu γ_S=0.62 bei einer Hadronisierungstemperatur von T=193 MeV [bec97a][bec98].

Formulierung nach Bialas

Wendet man die Formulierung (Gl. 2.19, Kap. 2.3.1) von **A. Bialas** auf die Pb+Pb Daten von WA97 [cal98] an, so folgt:

$$\frac{\overline{\Lambda}/\overline{\Sigma}}{\Lambda/\Sigma} = 1.33 \pm 0.007, \quad \frac{\overline{\Xi}}{\Xi} = 0.249 \pm 0.19; \quad \frac{\overline{\Omega}}{\Omega} = 0.383 \pm 081 \; . \tag{6.18}$$

Mit dem von NA44 [kat97] gemessenen $\overline{p}/p = 0.07 \pm 0.01$ läßt sich nun der Parameter D bestimmen zu:

$$D_\Lambda = 1.9 \pm 0.3; \quad D_\Xi = 1.89 \pm 0.15; \quad D_\Omega = 1.76 \pm 0.15 \; . \tag{6.19}$$

Alle drei Messungen des Parameters D ergeben einen innerhalb von 10% vergleichbaren Wert. Als Mittelwert folgt für $D = 1.83 \pm 0.10$ [bia98].

Verhältnis:	**NA49 Pb+Pb**	**therm. Modell**	**Abweichung**
$\overline{\Xi}^+/\Xi^-$	0.232 ± 0.033	0.360	35.5%
Ξ^-/Λ	0.148 ± 0.011	0.082	44.6%
$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$	0.188 ± 0.039	0.155	17.5%

Tabelle 6.10 Vergleich der gemessenen Hyperon-Verhältnisse mit denen eines statistischen Modells [bec97a, bec98].

Die von NA49 gemessenen Hyperon-Verhältnisse[1] ergeben mit $\overline{\Lambda}/\Lambda \approx 0.18$ (Abb. 6.17) folgende Resultate:

$$D_\Lambda = 2.6 \pm 0.6; \quad D_\Xi = 1.82 \pm 0.23 \ , \qquad (6.20)$$

was zu einer größeren Abweichung führt, aber innerhalb der Fehler noch konsistent ist. Für das von WA97 gemessene leichtere Stoßsystem S+S folgt für D:

$$D_\Lambda = 1.83 \pm 0.17; \quad D_\Xi = 2.14 \pm 0.16 \ , \qquad (6.21)$$

was ebenfalls innerhalb der Fehler eine Konsitenz mit den vorherigen Ergebnissen aufweist.
Wendet man diese Rechnungen auf die von WA97 durchgeführten Messungen im p+Pb Stoßsystem an, so folgt:

$$D_\Lambda = 0.65 \pm 0.11; \quad D_\Xi = 1.03 \pm 0.07 \ , \qquad (6.22)$$

was zu einer deutlichen Diskrepanz führt [bia98]. Verglichen mit Pb+Pb und S+S Reaktionen scheint somit ein Unterschied in der Anzahl der seltsamen Quarks vorhanden zu sein. Die Ergebnisse aus Gl. 6.21, Gl. 6.20 und Gl. 6.19 lassen sich als Anzeichen für einen Zustand von quasi-freien Quarks und Antiquarks interpretieren, welche zufällig im Phasenraum verteilt sind [bia98].

6.6.2 Betrachtung der Ergebnisse im mikroskopischen Modell

Bei der Betrachtung der Daten mit mikroskopischen Modellen wurde das UrQMD (**U**ltra**r**elativistische **Q**uanten **M**olekular **D**ynamik)-Modell verwendet [bas98, ble98]. Der Vergleich dieses mikroskopischen Transportmodells mit den Daten zeigt, daß die Form und die Multiplizität der dn/dy-Verteilung der $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$, als auch der Ξ^-, nur unzureichend wiedergegeben wird (Abb. 6.21). Beide Verteilungen zeigen eine flachere

[1] Die Λ und $\overline{\Lambda}$ wurden nicht auf das *feeding* der mehrfach seltsamen Hyperonen korrigiert.

Ausbildung als bei der Modell-Vorhersage und die Häufigkeit der doppelt seltsamen Hyperonen wird um ca. 30% unterschätzt (siehe auch Abb. 6.13). Aufgrund der begrenzten Anzahl der Meßpunke für die $\overline{\Xi}^{+}$-Hyperonen ist es nicht möglich, eine Aussage über die Form der dn/dy-Verteilung zu treffen, die Multiplizität wird jedoch um einen Faktor von ca. 2.5 zu niedrig vorhergesagt (Abb. 6.22, siehe auch Abb. 6.14).

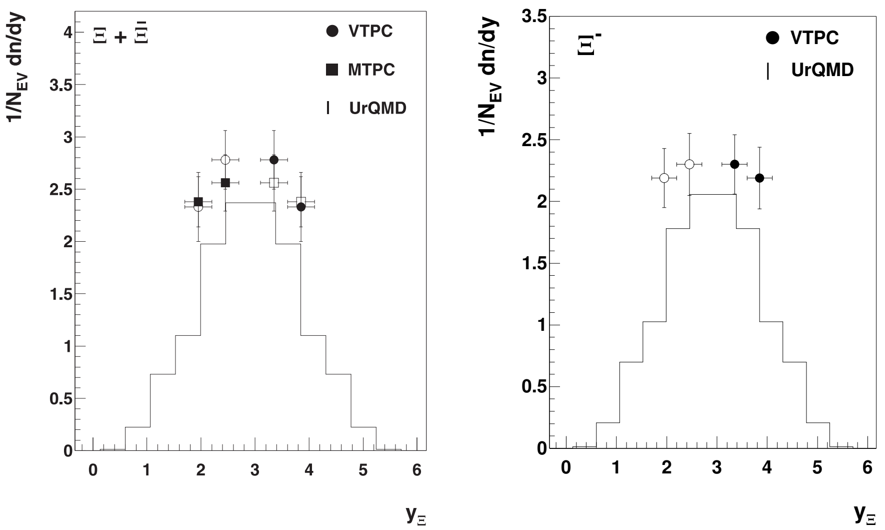


Abbildung 6.21 Vergleich der Rapiditätsverteilungen von $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ (links) und Ξ^- (rechts) mit den vom UrQMD berechneten Verteilungen [ble98].

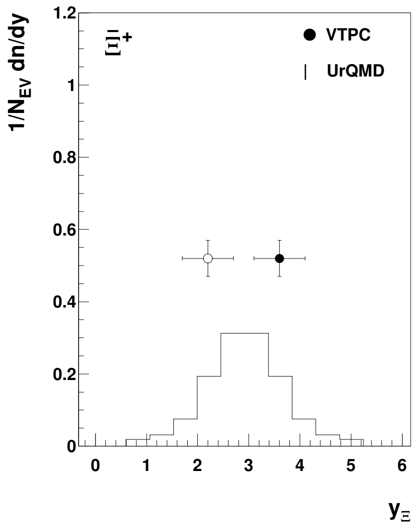


Abbildung 6.22 Vergleich der Rapiditätsverteilungen der $\overline{\Xi}^+$ mit den vom UrQMD berechneten Verteilungen. Da für die $\overline{\Xi}^+$ nur ein Meßpunkt vorliegt, kann keine Aussage über die Form der Verteilung getroffen werden. Eindeutig ist jedoch, daß die Häufigkeit der $\overline{\Xi}^+$ vom Modell deutlich unterschätzt wird [ble98].

7 Ausblick

Die durchgeführte Analyse der Produktion doppelt seltsamer Hyperonen in ultrarelativistischen Pb+Pb Kollisionen bei 158 A·GeV konnte Aussagen über die Häufigkeit von Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ Hyperonen treffen. Die gemessenen inversen Steigungsparameter $T \approx$ 300 MeV deuten auf die Existenz eines kollektiven Flußes hin. Durch die begrenzte Statistik der $\overline{\Xi}^+$–Hyperonen war eine rapiditätsabhängige Untersuchung für Teilchen und Antiteilchen nicht gleichermaßen möglich, was in einer unbefriedigenden Abschätzung der totalen Multiplizität resultierte. Eine Analyse der Ξ^- und $\overline{\Xi}^+$ Produktion mit hoher Statistik wäre somit wünschenswert. Die geplante Analyse mittels der überarbeiteten Rekonstruktionskette, welche die *globale* Detektorinformation zur Spurrekonstruktion verwendet, und das vorgesehene große Datenensemble wird eine solche Betrachtung ermöglichen.

Messungen des WA97-Experimentes [cal98, kr*á*97] zeigen im Fall der Ω-Hyperonen eine signifikante Abweichung von dem im Kapitel 6.2 (Abb. 6.8) diskutieren linearen Verhalten des inversen Steigungsparameters der ermittelten Transversalimpulsspektren mit der Teilchenmasse (Abb. 7.1). Diese starke Abweichung könnte auf ein verändertes Verhalten dieser dreifach seltsamen Teilchen gegenüber anderen Teilchensorten hinweisen. Eine Messung von Ω–Hyperonen in einem großen Phasenraumbereich könnte weitere Informationen liefern, welche das Bild der Produktion schwerer seltsamer Teilchen in einer ultrarelativistischen Schwerionen-Kollison vervollständigen könnte. Das NA49-Experiment bietet die Voraussetzung zu einer Messung von Ω–Hyperonen. Wesentlich hierfür ist jedoch die Verwendung der gesamten *globalen* Detektorinformation zur Rekonstruktion der Zerfallsteilchen des Ωs, sowie ein an diese Anforderungen angepaßter V^0–Finder. Eine Reduktion des z–Schnittes von -300 cm auf einen Wert von ca. -400 cm ist notwendig, um die Λ und $\overline{\Lambda}$ zu rekonstruieren, welche vom Ω–Zerfall herrühren. Aufgrund der gegenüber den Ξ–Hyperonen ($c\tau$ = 4.91 cm) deutlich kürzeren mittleren Lebensdauer von $c\tau$ = 2.46 cm (Kap. 2.1, Tab. 2.1) zerfallen diese deutlich näher am primären Reaktionspunkt (*target*).

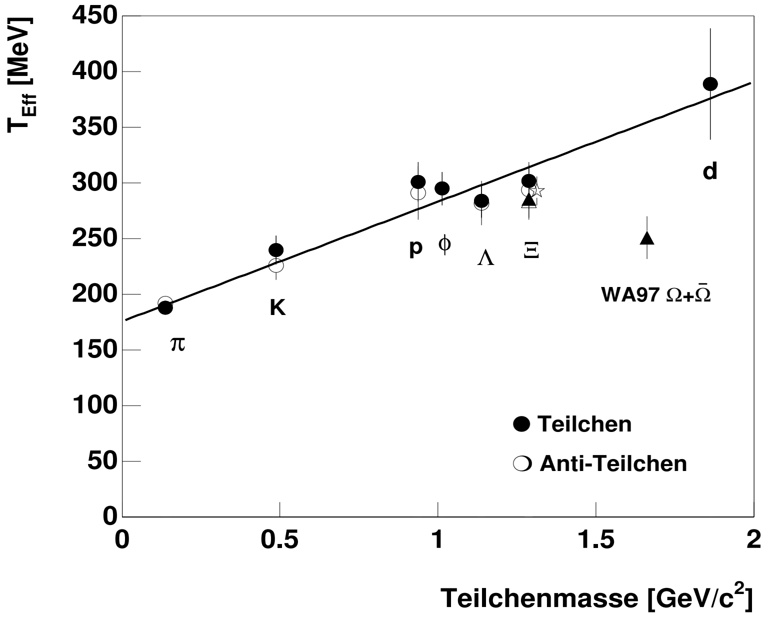


Abbildung 7.1 Abweichung des inversen Steigungsparameters der Ω–Hyperonen vom linearen Trend. Betrachtet man die inversen Steigungsparameter T der von WA97 [cal98, krá97] gemessenen Ω und Ξ–Hyperonen (gefüllte △), so ist eine signifikante Abweichung von dem nahezu linearen Verhalten zu erkennen.

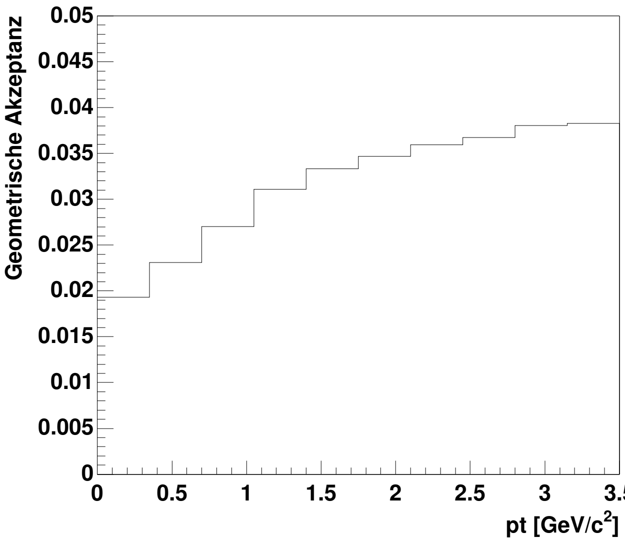


Abbildung 7.2 Mittlere geometrische Akzeptanz für $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ mit an die *globale* Rekonstruktionskette angepaßten Qualitätskriterien.

Berechnet man mit diesen angepaßten Kriterien für die Ω–Hyperonen die mittlere geometrische Akzeptanz (Abb. 7.2), so ist eine deutliche Verbesserung gegenüber der für die Ξ–Analyse verwendeten Konfiguration (Abb. 5.34) um einen Faktor 60 zu erkennen. Folgt man den in Kapitel 5.2.4 geschilderten Überlegungen zur Abschätzung der Ω–Kontamination, so kann man bei dieser verbesserten Akzeptanz und nach einer Analyse von 250.000 Ereignissen eine Anzahl von ca. 575 Ω^- und ca. 160 $\overline{\Omega}^+$ Kandidaten erwarten; diese Statistik würde eine Analyse der Ω–Produktion erlauben. Ein weiterer Punkt stellt die Verwendung der Flugzeitinformation (TOF) dar. Nach der Installation der nach dem **Pestov**–Prinzip [pes98] arbeitenden Flugzeitdetektoren (PesTOF) hinter der Vertex-TPC1 (Abb. 7.3), würde die Identifizierung der Kaonen ($\Omega^- \to K^-\Lambda$) die Rekonstruktion von Ω–Hyperonen vereinfachen, da eine Separation von den Untergrund erzeugenden $\pi^{+/-}$ möglich wäre (Abb. 7.4) [fra98]. Die eingeschränkte Akzeptanz würde jedoch ein deutlich größeres Datenensemble erfordern.

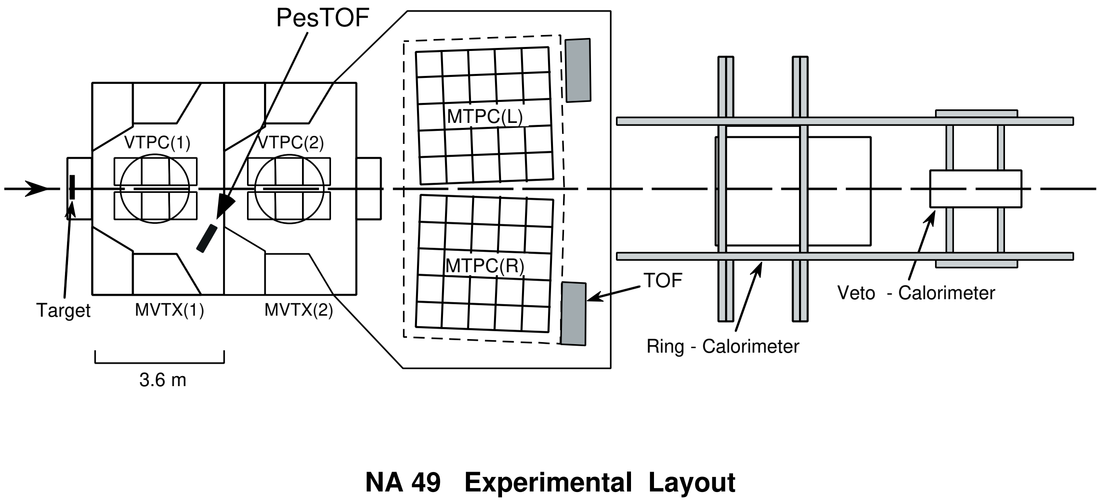


Abbildung 7.3 Schematischer Aufbau des NA49-Experimentes mit installierten PesTOF–Flugzeit Detektor [fra98].

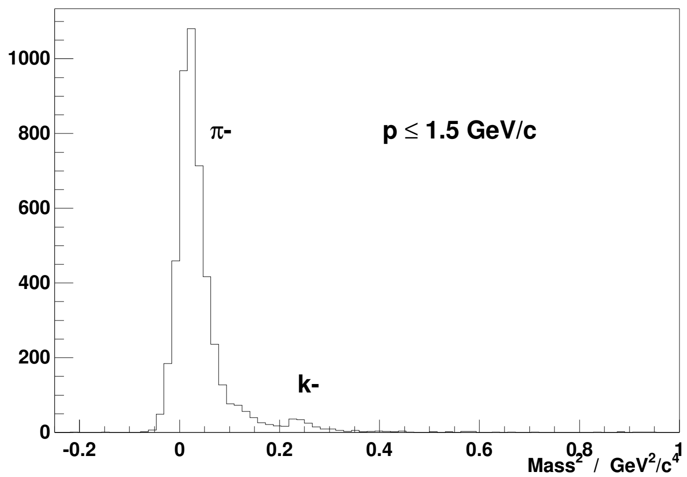


Abbildung 7.4 Identifizierung von Kaonen anhand von PesTOF–Detektor Informationen [fra98].

Ein weiterer noch zu diskutierender Punkt ist die Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion. Zur Bestimmung dieser Erhöhung ist eine genaue Referenzmessung bei elementaren Kollisionen notwendig. Ideal wäre die Messung der Ξ–Produktion in $p+p$–Kollisionen bei einer entsprechenden Energie. Die Analyse der von NA49 aufgezeichneten $p+p$–Ereignisse hinsichtlich der Produktion von seltsamen und insbesondere auch mehrfach seltsamen Hyperonen könnte die erforderliche präzise Messung dieser Observablen erlauben. Eine indirekte Möglichkeit zur Bestimmung der Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion ist der Vergleich mit $p + p$–Daten gemessen bei $\sqrt{s} = 6$ GeV [alp76] und $\sqrt{s} = 63$ GeV [afs84]. Der bei der vorliegenden Analyse verwendete Schnitt auf den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt selektiert 5% der zentralsten Ereignisse, dies entspricht einer Anzahl von 370 an der Kollision teilnehmenden Nukleonen. Mit den im Kapitel 6.4 diskutierten 4π–Multiplizitäten von 8.5 ± 0.4 für die $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ und 7.9 ± 1.2 (Tab. 6.5) für die Ξ^- folgt hieraus eine Abschätzung für die Ξ^- Multiplizität von 0.021 ± 0.002 pro Nukleon, also 0.042 ± 0.004 pro teilnehmenden Nukleonenpaar. Das gemessene Ξ^-/Λ–Verhältnis beträgt 0.016 ± 0.011 bei $\sqrt{s} = 6$ GeV. Zur Bestimmung des Verhältnisses bei der am ISR ($\sqrt{s} = 63$ GeV) verwendeten Energie wurde das bei mittlerer Rapidität gemessene $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$–Verhältnis von 0.06 ± 0.02 als obere Abschätzung für das 4π Ξ^-/Λ–Verhältnis verwendet. Unter der Annahme, daß das Verhältnis bei niedrigen Energien schneller mit $\sqrt{s}$ wächst als bei hohen, ergibt eine nicht lineare Interpolation ein Ξ^-/Λ–Verhältnis von 0.03 ± 0.01. Mit Hilfe der entsprechenden Λ–Multiplizität [gaź96] folgt schließlich für die Ξ^-–Multiplizität bei $p + p$–Reaktionen bei $\sqrt{s} = 18$ GeV ein Wert von 0.003 ± 0.0015. Aus dieser Betrachtung folgt, daß die Ξ^-–Häufigkeit gegenüber elementaren Kollisionen um eine Größenordnung erhöht ist.

Die Analyse der von NA49 aufgezeichneten $p+p$–Reaktionen sowie die Untersuchung der Ereignisse des für 1999 geplanten Pb-Strahls bei mittlerer Energie von 40 A·GeV kann das Bild der Seltsamkeitsproduktion in ultrarelativistischen Kollisionen vervollständigen.

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[afs84] AFS Collab.,T.Åkensson et.al., *Nucl. Phys.* **B 246** (1984) 1-11.

[alp76] K. Alpgard et.al., *Nucl. Phys.* **B 103** (1976) 234.

[and98] E. Andersen et.al., *Submitted to Phys. Lett.* **B**, CERN-EP/98-64 (1998).

[ard95] G. Arduini und G. Petrucci, *CERN-PPE* **95–55** (1995).

[app97] H. Appelshäuser, Dissertation , Universität Frankfurt am Main (1997).

[arm54] J. Podolanski und R. Armenteros , *Analysis of V-Events, Phil. Mag.* **45** (1954) 13.

[bar94] P.J. Barale, et al., *Integrated Preamplifier-Shaper for STAR and NA49*, Internal Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1994).

[bau97] S. Bauer, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1997).

[bas97] S. A. Bass et. al., *nucl-th/9711032* (1997).

[bas98] S. A. Bass et. al., *nucl-th/9803035* (1998).

[bay95] G. Baym, *Nucl. Phys.* **A 590** (1995) 233.

[ble98] M. Bleicher, private Mitteilung.

[bec96a] F. Becattini, *Z. Phys. C***69** (1996) 485.

[bec96b] F. Becattini und U. Heinz, *Z. Phys. C***76** (1997) 269.

[bec97a] F. Becattini, M. Gaździcki und J. Sollfrank, *Submitted to Z. Phys. C* (1997) (hep-ph/9710529).

[bec97] F. Becattini, Proc. of the *XXXIII Eloisatron workshop on feature in multihadron production and the leading effect*, Erice (Italy) Oct. 1996,
Firenze preprint DFF 263/12/1996 (hep-ph/9701275).

[bec98] F. Becattini, private Mitteilung (1998).

[bet30] H. A. Bethe, *Analen der Physik* **5** (1930) 325.

[blo33] F. Bloch, *Z. Physik* **81** (1933) 363.

[bia98] A. Bialas, *hep-ph/9808434* (1998).

[bor96] C. Bormann et.al., *Nucl. Instr. and Methods* **A374** (1996) 227.

[bor97] C. Bormann et.al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1817.

[bor98] C. Bormann, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1998).

[bri97] G. Brianti, *The CERN Synchrotrons*, CERN-97-04 (1997).

[bru97] R. Brun et.al., *ROOT – An Interactive Object Oriented Framework and its Application to NA49 Data Analysis*, CHEP, Berlin (1997).

[bru98] R. Brun et.al., *ROOT – An Interactive Object Oriented Framework*, Linux-Journal Issue 51, July 1998.

[bun93] P. Bunčič, NA49 Trackingmeeting, IKF Universität Frankfurt am Main (1993).

[cal98] R. Caliandro et.al., *Submitted to J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* (1998).

[cha95] S. Chapman et al., *Heavy Ion Physics* **I** (1995) 98.

[eck96] F. Eckhardt, Dissertation , Universität Marburg (1996).

[eva96] D. Evans et.al., *APH N.S., Heavy Ion Physics* **4** (1996) 79.

[fli98] D. Flierl, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1998).

[fra98] U. Frankenfeld, Dissertation in Vorbereitung, Universität Frankfurt am Main (1998).

[fri97] V. Friese et.al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1837.

[gab95] F. Gabler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).

[gaź95] M. Gaździcki und D. Röhrich, *Zeitschrift für Physik* **C65** (1995) 215.

[gaź96] M. Gaździcki und D. Röhrich, *Zeitschrift für Physik* **C71** (1996) 55.

[gaź97] M. Gaździcki, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1881.

[gaź98] M. Gaździcki und M. Gorenstein, *Submitted to Phys. Rev.* hep-ph/9803462 (1998).

[gaź98b] M. Gaździcki, private Mitteilung (1998).

[gib83] G. W. Gibbons, S. W. Hawking und S. T. C. Siklos, *The very early universe*, cambridge university press (1983).

[gol94] A. I. Golokhvastov, *Zeitschrift für Physik* **C64** (1994) 301.

[gea84] R. Brun et al., *GEANT-Manual* CERN-Program library DD/EE.84-1 (1984).

[gla75] S. L. Glashow, *Teilchen, Felder und Symmetrien*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (1995) 24.

[gle97] N. K. Glendenning, *Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 2013.

[glu63] R. Gluckstern, *Nucl. Instr. and Methods* **24** (1963) 381.

[gre87] W. Greiner und H. Stöcker, Hrsg., *The Nuclear Equation of State*, A (1987) - The HISS TPC 187-195, Plenum Press, New York.

[gre90] W. Greiner und B. Müller, *Quantenmechanik Teil 2: Symmetrien*, Verlag Harry Deutsch (1990).

[gün93] J. Günther, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993).

[gün98] J. Günther, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1998).

[had95] O. Hadeler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).

[hag60] R. Hagedorn, *Suppl. Nuovo Cimento* **15** (1960) 434.

[hag80] R. Hagedorn und J. Rafelski, *Phys. Lett. B* **97** (1980) 136.

[hag95] R. Hagedorn, in *Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment,* (J. Letessier *et.al.*, eds), p. 13 (NATO ASI Series, **Vol. B346**, Plenum), New York (1995).

[has96] H. Haseroth et al., Proceedings Linac'96, Geneva, CERN 96-07 (1996) 283.

[hea93] W.E. Hearn and M.E. Wright, *A Fully Integrated 16 Channel Digitally Trimmed Pulse Shaping Amplifier*, Internal Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1993).

[hüb94] K. Hübner, *The CERN Accelerator Complex Status and Future,* CERN-AC-94-02 (1994).

[hüm97] H. Hümmler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1997).

[kat97] M. Kaneta for the NA44 Coll., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1865.

[klf88] Stuart A. Kleinfelder, *Development of a Switched Capacitor Based Mulit-Channel Transient Waveform Recording Integrated Circuit*, IEEE Trans.Nuc.Sci. 35,151 (1988).

[kle87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner-Verlag (1987).

[koc86] P. Koch, B. Müller und J. Rafelski, *Physics Reports* **142** (1986) 167.

[kra95] F. Krasch, *Nucl. Phys.* **A590** (1995) 367.

[kr*á*97] I. Králik, *Nucl. Phys.* **A610** (1998) 115c.

[krö95] M. Kröcker, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1995).

[küh95] A. Kühmichel, *Nucl. Instr. and Methods* **A360** (1995) 52.

[lae96] E. Laermann, *Nucl. Phys.* **610** (1996) 1c.

[lan44] L. D. Landau, *Journal of Phys.*, U.S.S.R., Vol.VIII (1944).

[lan53] L. D. Landau, *Izv. Akad. Nauk SSSR*, Ser. Fiz. **17** (1953) 51.

[let92] J. Letessier, U. Heinz, A. Tounsi und J. Rafelski, *submitted to Phys. Ref. D*, Preprint AZPH-TH/92-23 und PAR/LPTHE/92-27(1992).

[let97] J. Letessier, J. Rafelski und A. Tounsi, *Submitted to Phys. Lett. B*, (1997) hep-ph/9710310.

[lee94] Jae-Yun Lee, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1994).

[leo92] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1987).

[lin93] A. Linde, *Elementarteilchen und inflationärer Kosmos*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (1993).

[liv37] M. S Livingston and H. A Bethe, *Rev. of Modern Physics* **9** (1937).

[mil93] O.B. Milgrome, S.A.Kleinfelder, *A Monolithic CMOS 16 Channel, 12 Bit, 10 Microsecond Analog to Digital Converter Integrated Circuit*, Internal Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1993).

[moc94] A. Mock, Diplomarbeit, Technische Universität München (1994).

[moc97] A. Mock, Dissertation, MPI München (1997).

[mül96] B. Müller, *Heavy Ion Phys.* **4** (1996) 1.

[na49] The NA49 Large Acceptance Hadron Detector, CERN-EP/98-xx, (1998).

[nag91] S. Nagamiya *Proc. Quark Matter 1991, Nucl. Phys.* **A544**, (1991) 5c.

[par96] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, (AIP) American Institute of Physics (1996).

[ody97] G. Odyniec, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1828.

[per87] D.H. Perkins, *Intoduction to high energy physics*, Addison-Wesley (1987).

[pes98] PesTOF Collaboration, GSI-Preprint-98-14 (1998).

[raf91] J. Rafelski, *Phys. Lett.* **262B** (1991) 333.

[raf96] J. Rafelski, J. Letessier und A. Tounsi, *Acta Physika Plonica* **B27 Nr.5** (1996).

[rau94] W. Rauch, *The NA49 Data Acquisition System*, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.41, Num.1, (1994).

[root] ROOT-System Home Page, *http://root.cern.ch* .

[sch93] E. Schnedermann et al., *Phys. Rev.* **C 48** (1993) 2462.

[slo95] C. Slotta, J. Sollfank und U. Heinz, *Proc. of Strangeness in Hadronic Matter (Tucson)*, J. Rafelski (Eds.), AIP Press, Woodbury 1995, 462.

[sor92] H. Sorge, M. Berenguer, H. Stöcker und W. Greiner, *Phys. Lett.* **B 289** (1992) 6.

[sor95] H. Sorge, *Phys. Lett.* **B 344** (1995) 35.

[sto97] R. Stock, *Summer Student Lecture Programme*, CERN (1997).

[sto98] R. Stock, *Nucl. Phys.* **A 630** (1998) 535c.

[dat] ARGUS Collab., H. Albrecht et.al., *Phys. Lett.* **B 183** (1987) 419.
CLEO Collab., M. S. Alam et.al., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 24.
HSR Collab., S. Abachi et.al., *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2627.
MARK II Collab., S. R. Klein et.al., *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 644.
NA35 Collab., W. Retyk et.al., *Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1845.
TASSO Collab., M. Althoff et.al., *Phys. Lett.* **B 130** (1983) 340.
TPC Collab., H. Yamamoto, *Proc. XX Rencontre de Moriond*, (1986).
UA5 Collab.,R.E. Ansorge et.al., *preprint CERN-EP/89-41* (1989).
WA85 Collab., S. Abatzis et.al., *Phys. Lett.* **B 270** (1991) 123.
WA85 Collab., S. Abatzis et.al., *Phys. Lett.* **B 316** (1993) 615.
WA85 Collab., S. Abatzis et.al., *Phys. Lett.* **B 359** (1995) 382.
WA85 Collab., S. Abatzis et.al., *Nucl. Phys.* **A 590** (1995) 307c.
WA94 Collab., S. Abatzis et.al., *Phys. Lett.* **B 359** (1995) 382.
WA94 Collab., S. Abatzis et.al., *Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1857.

[wa97] WA97 Collab., E. Andersen et.al., *Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1851.

[wer90] K. Werner und P. Koch, *Phys. Lett.* **B 242** (1990) 251.

[wer94] K. Werner, *Proc. ICPA-QGP'93*, Eds. B. Sinha, Y.P Viyogi und S. Raha (World Scientific, Sigapore) (1994).

[win90] W. Winneberg, *Einführung in die Astronomie*, BI-Verlag (1990).

[zyb94] R. Zybert, NA49-Kollaborationsmeeting, GSI-Darmstadt, (1994).

[zyb96] R. Zybert and P. Buncic, *Proceedings R. Shellard and T.D. Nguyen World Sci.*, Sigapore, (1996) 345.

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Reinhard Stock für die freundliche Aufnahme in die NA49-Forschungsgruppe und für die Bereitstellung eines derart interessanten und aufregenden Themas. Dem Graduierten–Kolleg danke ich für die Bewilligung eines Stipendiums zur Finanzierung dieser Arbeit. Herrn Prof. Herbert Ströbele danke ich für die freundliche Unterstützung und die Anregungen welche wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen. Großen Dank möchte ich Herrn Prof. Dieter Röhrich aussprechen, der immer ein Ohr für meine Probleme hatte und somit nicht nur fachlich, sondern auch moralisch eine unverzichtbare Stütze war. Für die sehr kompetente und geduldige Anleitung in allen Fragen der Seltsamkeit danke ich Herrn Dr. Marek Gaździcki. An dieser Stelle sei auch noch Frau Dr. Grazyna Odyniec erwähnt, deren freundliche Zusammenarbeit bei der Untersuchung mehrfach seltsamer Hyperonen eine große Bereicherung für diese Dissertation darstellte.

Meinen lieben Kollegen und Freunden (bald Dr.) Christian Bormann und Dr. Jörg Günther danke ich für die schöne und abwechslungsreiche Zeit am IKF und die vielen gemeinsamen Wochen und Monate am CERN und anderen Orten in der Welt. Nicht zu vergessen sind an dieser Stelle auch Christina Markert, Anja Bilmeier, Christof Roland, Uli Frankenfeld, Marcus Oldenburg, Clemens Adler, Dominik Flierl und Jens Berger - in einer solch guten Gesellschaft fällt alles etwas leichter. Vielen an dieser Stelle nicht persönlich erwähnten Mitgliedern der NA49 Kollaboration möchte ich ebenfalls für die Zusammenarbeit danken.

Herrn Werner Amend, Frau Heidrun Rheinfels-Immelman und Frau Jutta Berschin danke ich für die Unterstützung und den guten Geist den sie am IKF verbreiten.

Meinen Eltern möchte ich dafür danken das sie mich in allen Lebenslagen immer unterstützt haben und mir den Rücken stärkten. Einen großen Dank bin ich Christian Becker schuldig, ohne den ich heute vielleicht nicht einmal das Abitur hätte. Meinen Freunden außerhalb der Physik, insbesondere Peter, Sabine und Steffen, danke ich für die Geduld und die Toleranz die sie mir entgegenbrachten. Meinen größten Dank möchte ich jedoch Hella Hanselmann aussprechen - ihr Verständnis und die Unterstützung die sie mir über viele Jahre schenkte, war ein wesentlicher Beitrag der diese Arbeit erst möglich machte.