

**Seltsamkeitsproduktion in
ultrarelativistischen
p+p-Kollisionen bei 158 GeV**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von

Anja Billmeier

aus Bonn

Frankfurt am Main, 2001
(D F 1)

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

Dekan: Prof. Dr. Werner Mäntele

Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Stock
Prof. Dr. Helmut Bokemeyer

Datum der Disputation: 20. Juni 2001

Zusammenfassung

Die Rekonstruktion der zeitlichen Evolution des Universums sowie der Komposition stellarer Objekte setzt die genaue Kenntnis des Verhaltens von Kernmaterie unter extremen Bedingungen voraus.

Experimentell ist in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen die Erzeugung eines Zustandes hochdichter stark wechselwirkender Kernmaterie denkbar, in dem der Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen aufgehoben ist (Quark-Gluon-Plasma). Ein solcher Übergang von hadronischer Materie in eine partonische Phase wird in der frühen Anfangsphase des Universums sowie im Innern von Neutronensternen vermutet. Die Formation eines Quark-Gluon-Plasmas soll dabei mit Hilfe geeigneter Observablen des gemessenen Endzustandes nachgewiesen werden.

Das NA49-Experiment am CERN-SPS erlaubt die Messung einer Vielzahl hadronischer Observablen in hochenergetischen Kollisionen verschiedener Stoßsysteme und Einschussenergien. Eine relative Erhöhung der Produktion seltener Hadronen in Schwerionenreaktionen im Vergleich zu elementaren protoninduzierten Kollisionen gilt als eine der evidentesten Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas. Dies motiviert eine differenzierte Untersuchung von Nukleon-Nukleon-Reaktionen als solide Basis für weitere Diskussionen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Seltsamkeitsproduktion ultrarelativistischer Proton-Proton-Kollisionen bei 158 GeV analysiert. Die Analyse basiert auf insgesamt 2.26 Millionen Ereignissen, die 1996 und 1999 mit dem NA49-Detektorsystem aufgenommen wurden.

Erstmals wurde dabei auch die Produktion doppelt seltener Hyperonen in elementaren p+p-Reaktionen bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 17.4$ GeV untersucht, die als direkte Referenzdaten eine präzise Aussage über den Grad der Seltsamkeitserhöhung in Schwerionenkollisionen zulassen.

Neutrale und doppelt seltene Hadronen werden durch die Rekonstruktion ihrer geladenen Zerfallsprodukte in den vier großvolumigen hochauflösenden Spurendriftkammern über einen weiten Phasenraumbereich detektiert. Zur Generierung

der Transversalimpulsspektren und Rapiditätsverteilungen wurde eine kombinatorische Analyse durchgeführt, die durch Applikation geeigneter Qualitätskriterien eine Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses zuließ. Die nach Korrekturen auf die geometrische Detektorakzeptanz und Ineffizienzen des Rekonstruktionsverfahrens extrahierten Signale decken Rapiditätsintervalle von $y_{K_S^0} \in [1.9; 4.4[$, $y_\Lambda \in [1.4; 4.4[$ und $y_{\bar{\Lambda}} \in [1.4; 3.4[$ sowie $y_{\Xi^- + \bar{\Xi}^+} \in [1.7; 4.1[$ mit Transversalimpulsen von 0–1.4 GeV/c ab.

Die Analyse der Transversalimpulsspektren ergab für alle Teilchenspezies inverse Steigungsparameter, die mit der Hagedorn-Temperatur eines idealen Hadrongases im thermischen Modell von $T \approx 150\text{--}160$ MeV konsistent sind.

Ein Vergleich der Rapiditätsverteilungen neutraler seltsamer Hadronen mit Resultaten aus Messungen früherer Experimente zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Form der Verteilungen konnte reproduziert und die statistischen und systematischen Fehler erheblich reduziert werden.

Die ermittelten 4π -Multiplizitäten von $\langle K_S^0 \rangle = 0.194 \pm 0.013$, $\langle \Lambda \rangle = 0.115 \pm 0.012$ und $\langle \bar{\Lambda} \rangle = 0.0148 \pm 0.0019$ fügen sich gut in die Systematik der totalen Multiplizitäten seltsamer Hadronen ein.

Eine Abschätzung der Gesamtmultiplizität doppelt seltsamer Hyperonen ergab $\langle \Xi^- \rangle = 0.00211 \pm 0.00018$ und $\langle \bar{\Xi}^+ \rangle = 0.000745 \pm 0.000099$ und bestätigt Vorhersagen aus Interpolationen von Messungen anderer Energieregimes.

Sowohl die gemessenen Multiplizitäten als auch die Relationen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der produzierten Teilchenspezies zueinander werden durch verschiedene mikroskopische und makroskopische Modellrechnungen bestätigt.

Die Resultate dieser Arbeit ermöglichen die Diskussion einer erhöhten Produktion seltsamer Hadronen. Aus einem Vergleich der Rapiditätsdichten zentraler Pb+Pb-Reaktionen mit denen der mit der Anzahl der Partizipanten skalierten p+p-Daten resultiert eine erhöhte Seltsamkeitsproduktion neutraler seltsamer Hadronen um den Faktor ≈ 2 sowie doppelt seltsamer Hyperonen um einen Faktor 6–10.

Inhaltsverzeichnis

1	Kernmaterie unter extremen Bedingungen	1
1.1	Charakteristika von Kernmaterie	1
1.2	Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas	5
1.3	Kinematische Observablen	8
1.3.1	Hadronspektren	8
1.3.2	Hadronmultiplizität	10
1.3.3	Hadronkorrelationen	11
1.4	Reaktionsdynamik hochenergetischer Kollisionen	11
1.4.1	Proton-Proton-Reaktionen	12
1.4.2	Schwerionenreaktionen	13
1.4.3	Modellierung hochenergetischer Kollisionen	14
1.5	Motivation und Gliederung der Arbeit	16
2	Produktion von Seltsamkeit	18
2.1	Seltsamkeit in hochenergetischen Kollisionen	20
2.2	Charakteristika seltsamer Hadronen	22
3	Das NA49-Experiment	25
3.1	Das Detektorsystem	26
3.1.1	Strahlextraktion am CERN-SPS	26
3.1.2	Koordinatensysteme und Variablendefinition	29
3.1.3	Strahldefinition und Targetkonfiguration	30
3.1.4	Der Zentralitätsdetektor	33
3.1.5	Die Spurendriftkammern	33
3.1.6	Flugzeitdetektoren	45
3.1.7	Veto-Proportionalkammern	46
3.1.8	Kalorimeter und Kollimator	46
3.2	Datenakquisition	47

3.2.1	Die Ausleselektronik	47
3.2.2	Kalibration	49
4	Datenanalyse	50
4.1	Ereignisrekonstruktion	50
4.1.1	Globale Spurrekonstruktion	52
4.1.2	V^0 -Rekonstruktion	56
4.1.3	Ξ -Rekonstruktion	58
4.2	Die Datensätze	59
4.2.1	Totale inklusive Wirkungsquerschnitte	60
5	Qualitätskriterien und Korrekturen	65
5.1	Ereignisselektion	65
5.1.1	Rekonstruktion des primären Interaktionspunktes	65
5.1.2	Spurqualität	68
5.2	V^0 -Qualitätskriterien	69
5.2.1	Invariante Masse	70
5.2.2	Armenteros-Darstellung	71
5.2.3	Position des sekundären Vertex	73
5.2.4	Impaktparameter	73
5.2.5	$\cos \theta^*$ -Verteilung	74
5.2.6	Untergrundsubtraktion	77
5.2.7	Effektivität der Qualitätskriterien	78
5.3	Ξ -Qualitätskriterien	81
5.4	Korrekturen	84
5.4.1	Korrektur des Trigger-Wirkungsquerschnitts	85
5.4.2	Hauptvertex-Rekonstruktion	85
5.4.3	Geometrische Akzeptanz	85
5.4.4	Rekonstruktionseffizienz	89
5.4.5	Verzweigungskorrektur	92
5.4.6	Kontaminationseffekte	92
6	Ergebnisse und Diskussion	95
6.1	Transversalimpulsspektren	95
6.1.1	Extrapolation des Phasenraumes	96
6.1.2	Extraktion der p_{\perp} -Spektren	98
6.2	Rapiditätsverteilungen	101

6.2.1	Resultate der V^0 -Analyse	103
6.2.2	Rapiditysspektren der Ξ -Hyperonen	106
6.3	4π -Multiplizitäten	106
6.3.1	Diskussion der V^0 -Resultate	108
6.3.2	Abschätzung der Ξ -Multiplizitäten	110
6.4	Partikelrelationen	112
6.5	Seltsamkeitsproduktion	112
6.6	Vergleich mit Modell-Vorhersagen	117
6.6.1	Mikroskopische Modelle	117
6.6.2	Makroskopisches Modell	120
7	Ausblick	124
	Glossar	126
	Literaturverzeichnis	127
	Die NA49-Kollaboration	143

Kapitel 1

Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Die zentrale Fragestellung von Untersuchungen ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen ist die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma, einem Zustand hochdichter stark wechselwirkender Kernmaterie, in dem der Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen aufgehoben ist. Ein solcher Übergang von hadronischer Materie in eine partonische Phase wird in der frühen Anfangsphase des Universums bei sehr hohen Temperaturen und im Innern von Neutronensternen bei extrem hohen Dichten angenommen.

1.1 Charakteristika von Kernmaterie

Nach dem Standardmodell setzt sich jede Form von Materie aus Quarks und Leptonen, elementaren punktförmigen Bausteinen, zusammen. Zwischen ihnen wirken vier fundamentale Kräfte, die durch die jeweiligen Eichbosonen übertragen werden (Abbildung 1.1). Nach heutigem Erkenntnisstand existiert – im Unterschied zu Leptonen – keine experimentelle Beobachtung isolierter Quarks.

Im statischen Quark-Modell von M. Gell-Mann und G. Zweig werden die Grundbausteine der Kernmaterie, die sogenannten Hadronen, als Kompositionen gebundener Quarks (q) und Antiquarks (\bar{q}) postuliert – entweder als Baryonen bestehend aus einem qqq - bzw. $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ -Tripletts oder als Mesonen mit $q\bar{q}$ -Paaren [Gell64, Zwei64]. Die Quantenchromodynamik (QCD) als fundamentale Eichtheorie der starken Wechselwirkung kategorisiert die Quarks und Antiquarks in sechs verschiedene Typen (*Flavours*) sowie die Gluonen als Feldquanten. Als neue zusätzliche Quan-

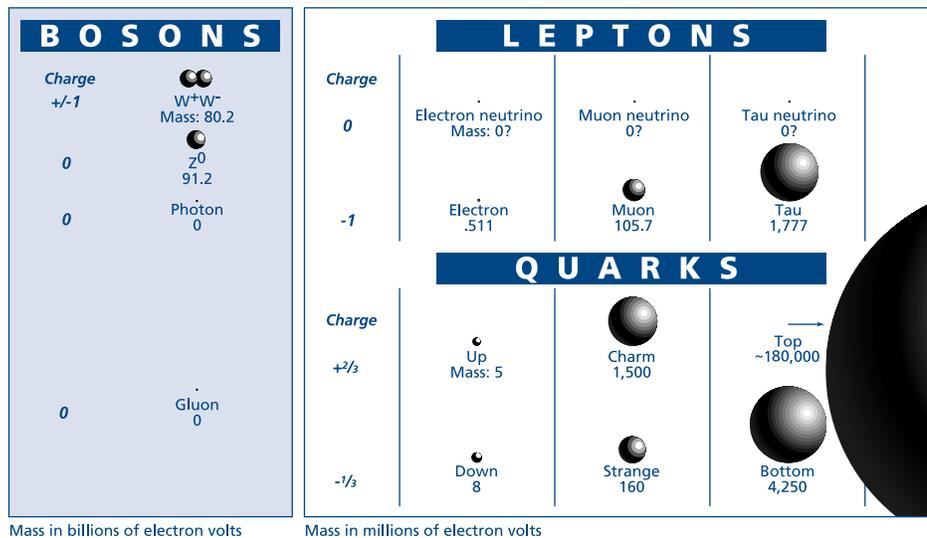


Abbildung 1.1 Die drei Generationen der Elementarteilchen im Standardmodell sowie die Eichbosonen der fundamentalen Kräfte [SM95]. Die Neutrino-massen werden in den aktuellsten Dokumentationen mit $\nu_e < 3 \text{ eV}$, $\nu_\mu < 0.19 \text{ MeV}$ und $\nu_\tau < 18.2 \text{ MeV}$ angegeben [Gro00].

tenzahl wird die Farbladung (*Colour*) eingeführt, die von den Gluonen übertragen wird und in Form von drei Farben und ihren komplementären Antifarben auftritt [Per87]. Die Gluonen selbst tragen jeweils zwei komplementäre Farbladungen und erlauben somit eine Selbstwechselwirkung des Farbfeldes.

Sowohl Quarks und als auch Gluonen treten nur in gebundenen farbneutralen (weißen) Zuständen auf. Dies resultiert aus der Tatsache, dass – im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik (QED) – das Potential der starken Wechselwirkung einen langreichweitigen linearen Anteil aufweist. Beim Separieren einzelner farbiger Objekte steigt mit zunehmendem Abstand die Feldenergie soweit an, dass der energetisch günstigere Zustand die Bildung neuer $q\bar{q}$ -Paare favorisiert, die wiederum mit anderen Quarks zu farbneutralen Hadronen rekombinieren können (*Confinement*). Der Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen wird durch das Bag-Modell veranschaulicht [Chod74]. Hiernach werden Hadronen als Blasen (*Bags*) endlichen Ausmaßes in einem sie umgebenden Vakuum repräsentiert. Dabei befinden sich der innere Druck der Konstituenten der Hadronen und der effektive äußere Druck des Vakuums im Gleichgewicht. Innerhalb ihres Bag-Volumens werden die Quarks und Gluonen als masselos betrachtet und können sich frei bewegen (*asymptotic freedom*). Erhöht man die Dichte der Blasen so weit, dass ihre mittleren Abstände kleiner als die typischen Dimensionen eines Hadrons werden, so resultiert daraus

eine Überlappung der Grenzen der einzelnen Bags, und die konstituierenden Quarks können sich innerhalb eines ausgedehnten Volumens quasifrei bewegen (*Deconfinement*). Seine Formation kann durch hohe Temperaturen oder Baryonendichten erreicht werden.

QCD-Gitterrechnungen, bei denen das Raum-Zeit-Kontinuum zu einem Gitter diskretisiert wird [Wil74], sagen bei einer Kompression von hadronischer Materie auf das 5–10fache der Grundzustandsdichte von Kernmaterie ($\rho_0 \approx 0.14 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) bei einer kritischen Temperatur von $T_c = 160\text{--}200 \text{ MeV}$ und einer daraus resultierenden kritischen Energiedichte von $\epsilon_c \approx 2\text{--}3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ einen Übergang in einen Kontinuumszustand ungebundener Quarks und Gluonen, dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP), voraus [Mül85, Wong94].

In der Terminologie der Thermodynamik entspricht dies einem Phasenübergang von hadronischer Materie in eine partonische Phase, wobei die Freiheitsgrade der Hadronen durch die der Quarks und Gluonen (*Partonen*) ersetzt werden. Aufgrund der höheren Anzahl der Freiheitsgrade wird in der Nähe der kritischen Temperatur eine signifikante Änderung der Energiedichte ϵ und des Drucks P erwartet.

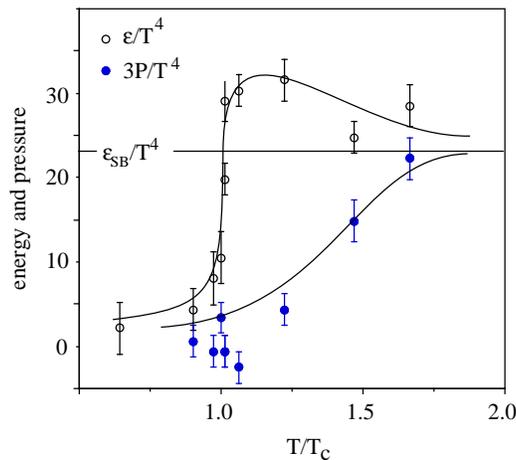


Abbildung 1.2 Energiedichte ϵ und Druck P aus QCD-Gitterrechnungen als Funktion der Temperatur T im Vergleich zu einem idealen Stefan-Boltzmann-Gas $\epsilon_{\text{SB}} = 3P$ (aus [Got87]).

Abbildung 1.2 zeigt den Verlauf von Energiedichte (\circ) und Druck (\bullet) als Funktion der Temperatur aus non-pertubativen QCD-Rechnungen [Got87]. Im Bereich der kritischen Temperatur ist eine scharfe Diskontinuität der Energiedichte zu beobachten. Zum Vergleich ist der konstante Verlauf der Energiedichte $\epsilon_{\text{SB}} = 3P$ eines idealen Stefan-Boltzmann-Gases eingezeichnet.

Durch die Wechselwirkung der Partonen untereinander equilibriert das System schnell ($\tau \approx 2\text{--}10 \text{ fm}/c^1$); es folgt ein Phasenübergang von einem QGP zu einem Hadrongas.

Nach dem Standardmodell der Kosmologie (z.B. [Cse94]) wird angenommen, dass der Zustand eines QGP in der Anfangsphase des frühen Universums, etwa 10^{-6} s nach dem Urknall, bei hohen Temperaturen und verschwindenden Baryondichten vorgeherrscht hat (Abbildung 1.3).

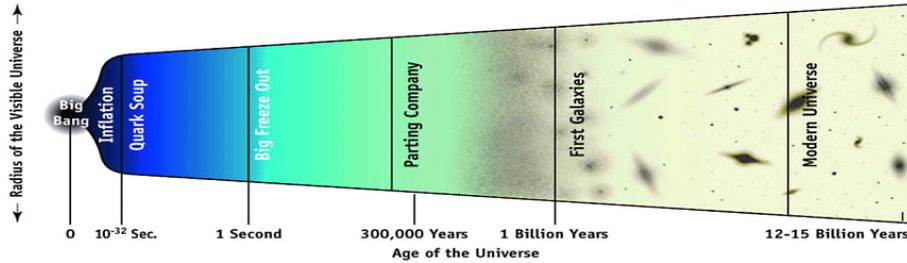


Abbildung 1.3 Zeitliche Evolution des Universums. In der frühen Anfangsphase wird die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas angenommen.

Im Innern von schweren Neutronensternen ($M > 0.5 M_{\odot}^2$) wird dagegen ein baryonreiches Plasma bei extremen Drücken und relativ niedrigen Temperaturen erwartet.

Abbildung 1.4 zeigt den schematischen Aufbau eines schweren Neutronensterns von etwa $1.4 M_{\odot}$. Unterhalb einer dünnen nuklearen Kruste befinden sich Regionen aus einer Quantenflüssigkeit sowie verschiedene kristalline Koexistenzphasen von Quarks (q) und Hadronen (h). Im Zentrum des Sterns bei Dichten von annähernd $10 \rho_0$ liegt reine Quarkmaterie vor [Gle96].

Experimentell lässt sich das Verhalten von Kernmaterie unter extremen Bedingungen durch hochenergetische Kollisionen in Teilchenbeschleunigern verifizieren.

Von besonderem Interesse ist die genaue Kenntnis der Zustandsgleichung von Kernmaterie als Funktion von Energiedichte und Druck.

In Abbildung 1.5 ist das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie dargestellt. Neben der vermuteten Evolution in Temperatur und Baryondichte des frühen Universums in seinen heutigen Zustand sowie der Entstehung eines Neutronensterns ist der mögliche Verlauf des Zustandes von Kernmaterie in relativistischen Reaktionen skizziert.

¹ $\tau = 1 \text{ fm}/c = 3.3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$.

²Für die Solarmasse gilt: $M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$.

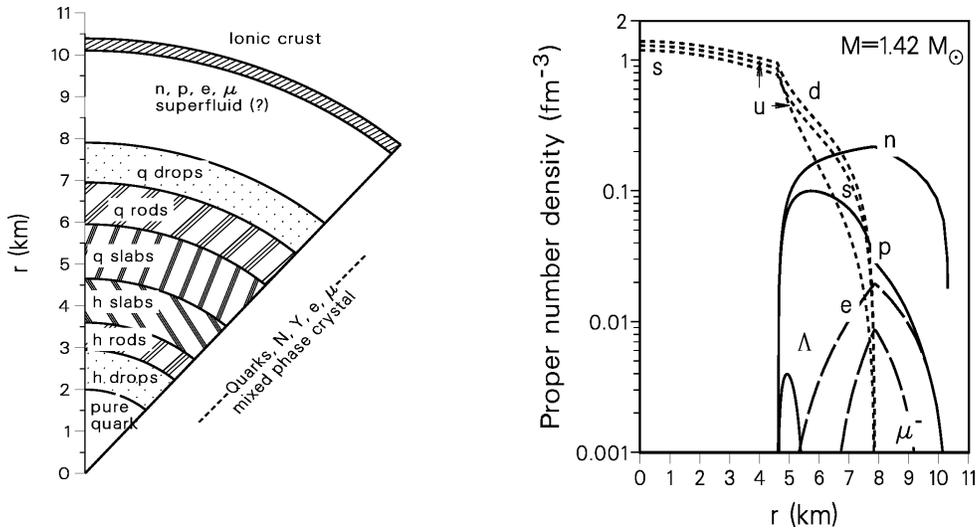


Abbildung 1.4 Komposition eines schweren Neutronensterns: Schematischer Aufbau (links, [Gle97]) und unterschiedliche Teilchendichten (rechts, [Gle96]).

Um einen Phasenübergang in ein Quark-Gluon-Plasma zu kreieren, sind hohe Energiedichten und ausgedehnte Reaktionsvolumina erforderlich, die das Erreichen eines chemischen und thermischen Gleichgewichts garantieren.

Ultrarelativistische zentrale Schwerionenkollisionen am AGS³, SPS und RHIC sowie in Zukunft am LHC erlauben die Untersuchung solcher Szenarien.

1.2 Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas

Da sich die Produkte des im Experiment detektierten Endzustandes in der hadronischen Phase befinden, muss gewährleistet sein, dass die Signatur einer potentiellen Formation eines Quark-Gluon-Plasmas während des Hadronisierungsprozesses invariant bleibt. Mögliche Signaturen dürfen demnach nur elektromagnetischen oder schwachen Wechselwirkungen unterliegen oder müssen dynamische Observablen sein.

Als wahrscheinlichste Indizien der Existenz einer partonischen Phase werden die folgenden diskutiert:

- **Erhöhte Seltsamkeitsproduktion**

Eine relative Erhöhung der Produktion seltsamer Hadronen in Schwerionen-

³Erklärungen der verwendeten Abkürzungen finden sich im Anhang.

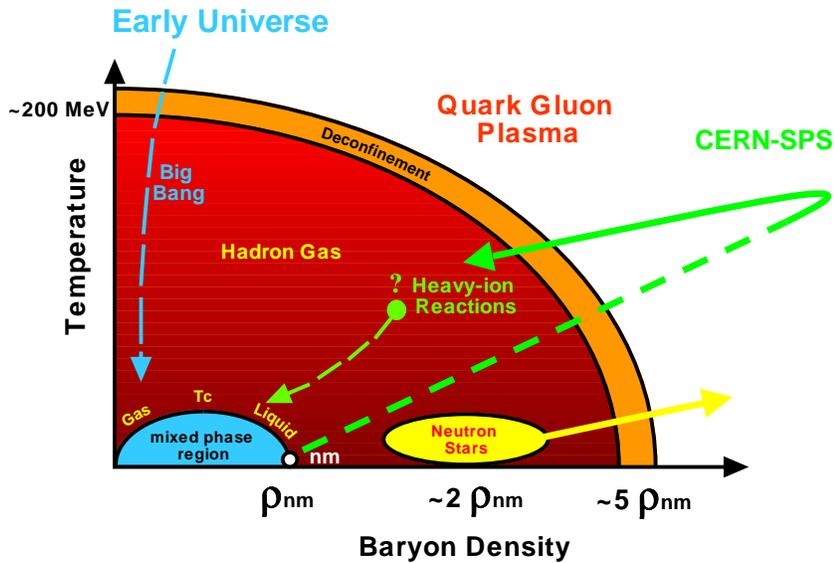


Abbildung 1.5 Phasendiagramm von Kernmaterie als Funktion der Baryondichte nuklearer Materie ρ_{nm} und Temperatur T . Eingezeichnet sind Szenarien mit einer möglichen Quark-Gluon-Plasma Formation.

reaktionen im Vergleich zu Nukleon-Nukleon-Kollisionen gilt als eine der evidentesten Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas [Raf82, RaMü82, Koch86]. Der Grund hierfür liegt in der unterschiedlichen Schwelle der Seltsamkeitsproduktion. In einem reinen Hadrongas muss für die Erzeugung eines seltsamen Teilchens über die assoziierte Produktion

$$p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+, \quad (E \approx 670 \text{ MeV})$$

$$p + p \rightarrow p + p + K^+ + K^-, \quad (E \approx 980 \text{ MeV})$$

$$p + p \rightarrow p + p + \Lambda + \bar{\Lambda}, \quad (E \approx 2230 \text{ MeV})$$

eine deutlich höhere Energie E aufgebracht werden, während in einem Quark-Gluon-Plasma zur Bildung eines $s\bar{s}$ -Paares lediglich die zweifache s -Quarkruhemasse von $\approx 300 \text{ MeV}$ benötigt wird. Daher wird die Produktion seltsamer Hadronen in einem QGP gegenüber der im Hadrongas favorisiert [Schm93]. Kapitel 2 dieser Arbeit beschäftigt sich ausführlich mit der Seltsamkeitsproduktion in relativistischen Kollisionen.

- **Charmonium-Unterdrückung**

Bei der Formation eines Quark-Gluon-Plasmas in hochenergetischen Schwer-

ionenreaktionen erschwert die Abschirmung der Farbladung der einzelnen Quarks (*colour screening*) – in Analogie zur Debye-Abschirmung elektrischer Ladungen in einem Plasma – das Vorliegen gebundener $c\bar{c}$ -Zustände [MaSa86]. Daraus resultiert eine Verringerung der Produktionsrate von J/Ψ - und Ψ' -Mesonen. Experimentell konnte eine anomale J/Ψ -Unterdrückung beim Übergang von peripheren zu zentralen Pb+Pb-Kollisionen beobachtet werden [Abr99].

- **Elektromagnetische Signaturen**

Die in der frühen Phase des Feuerballs gebildeten elektromagnetischen Signale – Photonen und Dileptonpaare – unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und lassen daher direkte Rückschlüsse auf die Anfangsphase der Reaktion und die Entstehung des QGP zu. Die Messung dieser thermischen Signale wird jedoch durch ihre geringe Ausbeute und eine starke Kontamination aus elektromagnetischen Hadronzerfällen erschwert.

In einem Quark-Gluon-Plasma können sowohl durch $q\bar{q}$ -Annihilation als auch durch Quark-Gluon-Comptonstreuung sogenannte direkte Photonen, die nicht aus hadronischen Zerfällen resultieren, entstehen. Die Messung der Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen zentralen Pb+Pb-Kollisionen ergab einen signifikanten Überschuss für einen Transversalimpulsbereich über 1.5 GeV/c [Pei01].

Dileptonpaare werden durch $q\bar{q}$ -Annihilation über ein virtuelles Photon erzeugt. Die Verteilung der invarianten Masse von e^+e^- -Paaren in Pb+Au-Kollisionen zeigt eine um den Faktor ≈ 2.6 erhöhte Dileptonproduktion im Vergleich zu der spektralen Verteilung von Hadronzerfällen im Bereich von $0.25 < m_{e^+e^-} < 0.7$ GeV/c² [Lenk99].

- **Ereignisweise Fluktuationen**

Ereignisweise (*event-by-event*) Fluktuationen dienen als Probe eines QCD-Phasenübergangs, da in seiner direkten Umgebung eine erhebliche Zunahme der Fluktuationen erwartet wird [Sto89, Mró93]. Geeignete Observablen zur Untersuchung dieser dynamischen Fluktuationen sind zum einen der mittlere Transversalimpuls, zum anderen das $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis in zentralen Schwerionenreaktionen. In beiden konnten bisher jedoch lediglich geringfügige in-signifikante Abweichungen von einer rein statistischen Verteilung festgestellt werden [App99, Afa01].

1.3 Kinematische Observablen

Der Ablauf einer relativistischen Kollision ist aufgrund ihrer kurzen Dauer von $\tau \approx 10^{-23}$ s nicht direkt messbar. Daher muss mit Hilfe geeigneter Observablen aus den gemessenen hadronischen Endzuständen auf die gesamte Reaktionsdynamik rückgeschlossen werden.

1.3.1 Hadronspektren

Der Phasenraum hadronischer Endzustände ultrarelativistischer Kollisionen wird durch die einzelnen Komponenten der gemessenen Impulsverteilung definiert. Unter Annahme einer isotropen azimutalen Emission der erzeugten Hadronen orthogonal zur Strahlachse (z -Achse, Abbildung 3.2) können die beiden transversalen Impulskomponenten zusammengefasst werden:

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad . \quad (1.1)$$

Bei einer Lorentz-Transformation (*Boost*) in Strahlrichtung – beispielsweise dem Übergang vom Labor- in das Schwerpunktsystem (CMS, *Center of Mass System*) – ist der **Transversalimpuls** p_{\perp} eine invariante Größe.

Die longitudinale Bewegung der Hadronen entlang der Strahlachse wird durch die **Rapidity**

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) \quad (1.2)$$

mit dem longitudinalen Impuls $p_{\parallel} = p_z$ beschrieben.

Sie kann außerdem durch die longitudinale Geschwindigkeit v_{\parallel} ausgedrückt werden:

$$y = \tanh^{-1} \beta_{\parallel} \quad \text{mit} \quad \beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c} \quad . \quad (1.3)$$

In Nukleon-Nukleon-Reaktionen ist zudem die Darstellung durch die Feynman-Variable x_F (Gleichung 1.8) gebräuchlich.

Für die Gesamtenergie E mit dem Gesamtimpuls \vec{p} und der Ruhemasse m_0 des betreffenden Teilchens gilt:

$$E = \sqrt{p^2 + m_0^2} \quad . \quad (1.4)$$

Die Form der Rapiditätsverteilung ist unabhängig vom jeweiligen Bezugssystem. Beim Wechsel des Bezugssystems verhält sich die Rapidität additiv, da sich die Lorentz-Transformation proportional zu dem imaginären Drehwinkel verhält:

$$y \rightarrow y' = y + \ln \gamma \cdot (1 + \beta) \quad , \quad (1.5)$$

wobei

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad . \quad (1.6)$$

Der Viererimpuls eines Teilchens transformiert sich bei einem Lorentz-Boost entlang der Strahlachse demnach nach folgender Matrix:

$$\begin{pmatrix} p'_x \\ p'_y \\ p'_z \\ E' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & + \cosh y & - \sinh y \\ 0 & 0 & - \sinh y & + \cosh y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ E \end{pmatrix} \quad . \quad (1.7)$$

Im Fall symmetrischer Stoßsysteme beträgt die Rapidität des Schwerpunktsystems (*Midrapidity*) exakt die Hälfte der Projektilrapidität.

Die Targetnukleonen befinden sich vor der Kollision – abgesehen von ihrer Fermi-Bewegung – in Ruhe und haben daher die Rapidität $y_T \simeq 0$.

Bei einer Einschussenergie von 158 AGeV besitzen die Projektilnukleonen eine Rapidität von $y_P \simeq 5.8$. Eine Lorentz-Transformation in das Schwerpunktsystem hat lediglich eine konstante Verschiebung der Rapiditäten zur Folge, so dass die Schwerpunktrapidität bei 0 liegt und y_T und y_P bei jeweils ± 2.9 . Durch den Stoß werden die Projektilnukleonen abgebremst und die partizipierenden Targetnukleonen in Strahlrichtung beschleunigt, woraus eine Verschiebung der Rapiditätsverteilung zu Midrapidity resultiert. Die während der Kollision neu produzierten Hadronen sind symmetrisch um die heiße baryonreiche Hochdichtezone bei der Schwerpunktrapidität zentriert (Abbildung 1.6).

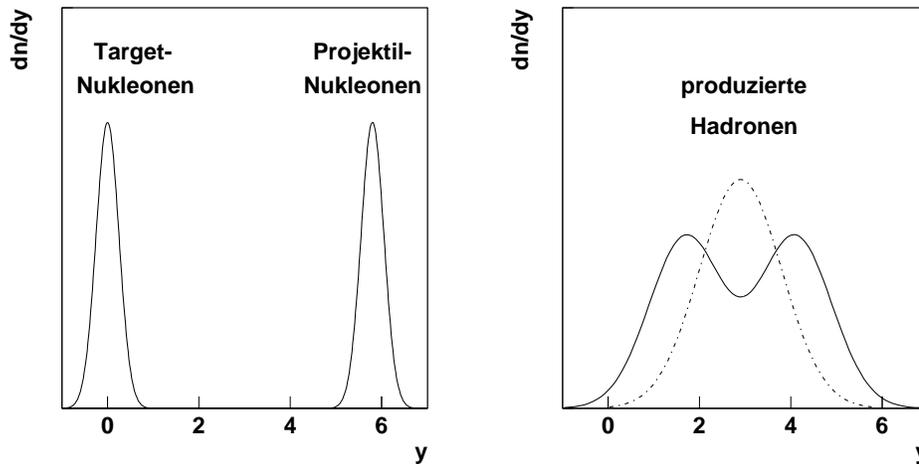


Abbildung 1.6 Qualitative Rapidityverteilungen der Nucleonen vor (links) und nach (rechts) einer relativistischen Kollision. Die Distribution neu produzierter Hadronen um Midrapidity wird durch die unterbrochene Linie repräsentiert.

Die Rapidityverteilung reflektiert den Energieverlust der an der Reaktion beteiligten Projektilnucleonen (*Partizipanten*) durch inelastische Kollisionen mit den Nucleonen des Targets. Der Grad des Abstoppens (*Stopping*) der Projektilnucleonen ist ein Maß für die im Schwerpunktsystem vorhandene Energie.

Der Transversalimpuls ist ein Maß für die Transformation der ursprünglichen longitudinalen Energie der einlaufenden Projektilnucleonen in transversale Freiheitsgrade nach der Kollision. Die Analyse der Transversalimpulsspektren lässt Rückschlüsse auf den Grad der Thermalisierung des Systems zu. In einem nach der Kollision vollständig thermalisierten System liegt eine im Schwerpunktsystem statistische Impulsverteilung vor. Abweichungen in den p_{\perp} -Spektren von einer idealen thermischen Verteilung deuten auf die Existenz kollektiver Effekte hin.

1.3.2 Hadronmultiplizität

Die Multiplizität der in relativistischen Kollisionen produzierten Pionen ist ein Maß für die entstandene Entropie. In einem hypothetischen Quark-Gluon-Plasma tragen die quasifreien Quarks und Gluonen mehr Freiheitsgrade als in einem rein hadronischen Szenario, was zu einer erhöhten Entropieerzeugung führen kann. Eine

erhöhte Multiplizität seltsamer Hadronen wird als eine mögliche QGP-Signatur diskutiert (Kapitel 2).

Die Relationen der einzelnen Multiplizitäten zueinander reflektieren die Hadrochemie der Reaktion. Sie sind ein Indiz für die Equilibrierung der Produktion und Absorption von Hadronen sowie deren Temperatur (*chemical freezeout*).

1.3.3 Hadronkorrelationen

Bose-Einstein-Korrelationen erlauben die Extraktion von Informationen über die Ausdehnung der Reaktionszone in Schwerionenkollisionen.

Durch Bestimmung der Korrelationsfunktion der detektierten Hadronen kann die räumliche und zeitliche Evolution der Teilchenquelle analysiert werden [App98a].

Das Verfahren basiert auf dem Prinzip der Intensitätsinterferometrie, das von R. Hanbury Brown und R.Q. Twiss zur Messung der Winkelgröße von Sternen in der Astrophysik [Han56] entwickelt und in Analogie dazu auf teilchenphysikalische Szenarien übertragen wurde [Gold60]. Bei expandierenden Teilchenquellen wird anstelle des Radius die Homogenitätslänge – die maximale Distanz zweier Partikel, die eine Interferenz innerhalb der Quelle zulässt – verwendet [App97].

Eine im Anfangsstadium einer Schwerionenkollision formierte partonische Phase hadronisiert während der Expansion und Abkühlung des Systems. Die Expansionsdynamik des hadronischen Endzustandes ist stark korreliert mit der Präsenz einer primären Plasmaphase.

1.4 Reaktionsdynamik hochenergetischer Kollisionen

Da Informationen über die Formation eines Quark-Gluon-Plasmas nicht direkt über hadronische Observablen zugänglich sind, erfordert das Verständnis von Kernmaterie unter extremen Bedingungen den Vergleich von Schwerionenkollisionen mit protoninduzierten Reaktionen korrespondierender Energien, bei denen sowohl Volumen als auch Dauer der Reaktion klein sind und daher kein Übergang in eine partonische Phase erwartet wird.

1.4.1 Proton-Proton-Reaktionen

Proton-Proton-Kollisionen als vergleichsweise elementare Prozesse der starken Wechselwirkung haben in Abhängigkeit von der Energie im Schwerpunktsystem \sqrt{s} (Gleichung 2.3) einen dominierenden elastischen oder inelastischen Anteil. In elastischen Reaktionen findet kein Energietransfer statt – sowohl Projektil- als auch Targetnukleonen erscheinen unverändert im Ausgangskanal. Bei inelastischen Kollisionen unterscheidet man diffraktive Dissoziationen (etwa 10 %), bei denen der Energietransfer gering ist, und nicht-diffraktive Dissoziationen (etwa 90 %) mit hohem Energieverlust des Projektils und somit erhöhter Produktion sekundärer Teilchen. In beiden Fällen inelastischer Kollisionen kommt es zur Anregung des Projektils. Hochenergetische Reaktionen werden von inelastischen nicht-diffraktiven Prozessen dominiert.

Aus der Wechselwirkung der Nukleonen während der Kollision resultiert eine in erster Linie longitudinale Anregung. Die Fragmentierung der angeregten Protonen führt zur Produktion von Sekundärteilchen, vorzugsweise Pionen (≈ 90 %).

In Nukleon-Nukleon-Kollisionen wird lediglich annähernd die Hälfte der verfügbaren Schwerpunktsenergie in die Produktion von Hadronen umgesetzt. Den Großteil der nicht umgesetzten ursprünglichen Energie tragen sogenannte *leading particles*, beispielsweise angeregte Baryonen, die den einlaufenden Nukleonen in ihrem jeweiligen Fragmentationsbereich entsprechen und die schnellsten Teilchen in der Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre darstellen.

Der Grad der Inelastizität einer Kollision lässt sich demnach über die Feynman-Variable x_F des *leading particle* charakterisieren, welche den Anteil seines Impulses am maximal verfügbaren Anfangsimpuls definiert. Für hohe Schwerpunktsenergien \sqrt{s} gilt die angegebene Näherung:

$$x_F = \frac{p_{\parallel CMS}}{p_{\max}} \approx \frac{2p_{\parallel CMS}}{\sqrt{s}} \quad . \quad (1.8)$$

Der Longitudinalimpuls eines Teilchens im Schwerpunktsystem ergibt sich durch Lorentz-Transformation (vgl. Kapitel 1.3.1) zu

$$p_{\parallel CMS} = \gamma (p_{\parallel} - \beta E) \quad . \quad (1.9)$$

Für den maximal verfügbaren Impuls gilt:

$$p_{\max} = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)^2 - m_{\text{P}}^2} \quad , \quad (1.10)$$

wobei m_{P} die Projekttilmasse definiert.

In Proton-Proton-Reaktionen dominieren aufgrund relativ großer Längenskalen der wechselwirkenden Teilchen sogenannte weiche (*soft*) Prozesse mit geringem Impulstransfer ($p_{\perp} \leq 1 \text{ GeV}/c$) auf die produzierten Sekundärpartikel. Die im Rahmen der perturbativen QCD behandelbaren harten Interaktionen (*hard processes*) mit transversalen Impulsen $p_{\perp} > 1 \text{ GeV}/c$, die im wesentlichen die direkte Wechselwirkung der Nukleonkonstituenten beinhalten, treten nur äußerst selten auf. Ihre Transversalimpulsspektren weisen eine deutliche Abweichung von einem rein exponentiellen Verhalten auf (*High p_{\perp} -Enhancement*). Zur Beschreibung der Wechselwirkungen in Proton-Proton-Kollisionen muss daher auf phänomenologische Modelle zurückgegriffen werden (Kapitel 1.4.3).

1.4.2 Schwerionenreaktionen

Bei der Kollision zweier schwerer Kerne bei hohen Einschussenergien treten im Vergleich zu elementaren Proton-Proton-Reaktionen qualitativ neue Phänomene auf, die sich nicht durch eine einfache Superposition von Nukleon-Nukleon-Kollisionen erklären lassen.

Überschreiten sowohl die Energiedichte als auch die Temperatur den kritischen Wert (vgl. Kapitel 1.1), verschmelzen die Konstituenten der relativistischen, stark lorentz-kontrahierten Nukleonen in eine partonische Phase. Bei ausreichend großer Relation von Druck zu Energiedichte expandiert die heiße komprimierte Kernmaterie (*Feuerball*) in eine hadronische Phase.

Abbildung 1.7 zeigt den Verlauf einer bleiinduzierten Schwerionenkollision unter der Annahme einer Plasmaformation.

Nach einer Prä-Equilibriumsphase gehen die Partonen in ein Quark-Gluon-Plasma über, im weiteren zeitlichen Verlauf setzt der Prozess der Hadronisierung ein.

Das System durchläuft dabei mehrere Stadien des Ausfrierens (*freeze-out*) :

- zunächst das hadrochemische Ausfrieren ($t \approx 10^{-23} \text{ s}$), das das Ende aller inelastischen Interaktionen und somit die Formation der Hadronen repräsentiert. Die verschiedenen Teilchenspezies frieren aufgrund ihrer unterschiedli-

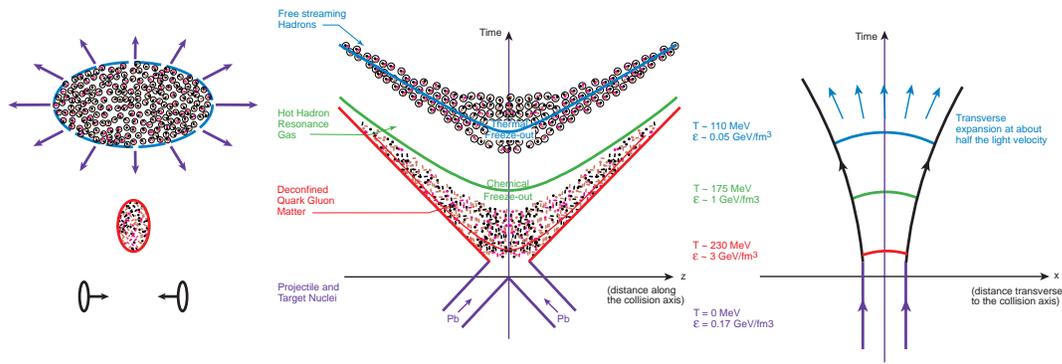


Abbildung 1.7 Räumliche und zeitliche Evolution einer Schwerionenreaktion [Fok00]. Links: Kollision zweier relativistischer Lorentz-kontrahierter Kerne. Mitte: Raum-Zeit-Diagramm. Rechts: zeitliche Entwicklung des Feuerballs in der zur Kollisionsrichtung orthogonalen Expansionssebene.

chen inelastischen Wirkungsquerschnitte sequentiell aus, ihre Multiplizitäten werden festgelegt;

- das thermische Ausfrieren zum Zeitpunkt der letzten elastischen Kollision.

Danach ist der Endzustand des Phasenraums erreicht, der letztendlich im Experiment detektiert wird.

1.4.3 Modellierung hochenergetischer Kollisionen

Mit Hilfe phänomenologischer theoretischer Annahmen sollen die gemessenen Signale des Endzustandes vorhergesagt und Informationen über die Reaktionsdynamik der Kollision gewonnen werden. Dabei unterscheidet man zwei idealisierte Grenzfälle mit verschiedenen Anfangszuständen.

Das **Landau-Bild** [Lan53] beschreibt Kollisionen mit Einschussenergien im Bereich einiger GeV pro Nukleon. Bei der Reaktion werden die relativ langsamen partizipierenden Nukleonen im Schwerpunktsystem vollständig abgebremst (*full stopping*). Somit steht ihre gesamte kinetische Energie zur Teilchenproduktion zur Verfügung, und es formiert sich ein baryonreicher Feuerball um Midrapidity, dessen Volumen dem der beiden Lorentz-kontrahierten überlappenden Kernen entspricht. Im Lauf seiner hydrodynamischen Expansion kommt es dabei zur isotropen thermischen Teilchenemission.

Im **Bjørken-Bild** [Bjør83] werden aufgrund der höheren Einschussenergien (≥ 200 GeV pro Nukleon) die lorentz-kontrahierten Nukleonen nur teilweise abgebremst, die Kerne durchdringen sich nahezu wechselwirkungsfrei (*Transparenz*). Innerhalb weniger fm/c stellt sich ein thermischer Gleichgewichtszustand der Reaktionszone ein. Die Reaktionszone um Midrapidity bleibt während dieses Prozesses baryonarm, bei ausreichend hoher Energiedichte kann sich ein Quark-Gluon-Plasma formieren. Die Teilchenproduktion erfolgt beginnend mit dem Durchdringungsprozess während des Auseinanderdriftens der Nukleonen kontinuierlich. Nach der Kollision konzentrieren sich die Partizipanten um den Projektil- bzw. Targetfragmentationsbereich (*leading baryon effect*), die sekundären Hadronen sind longitudinal auf einem flachen Plateau entlang der Strahlachse verteilt.

Bei typischen Schwerpunktenenergien am CERN-SPS von $\sqrt{s} \approx 20$ GeV pro Nukleonpaar findet üblicherweise eine Überlagerung der beiden extremen Szenarien statt.

Die theoretische Beschreibung relativistischer Kollisionen ist im non-perturbativen Bereich der QCD bei großen Abständen zwischen den einzelnen Quarks und daraus resultierenden großen Kopplungskonstanten problematisch. Daher wurden verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt, die im wesentlichen zu zwei Typen zusammengefasst werden können:

- **Mikroskopische Modelle** wie UrQMD [Bass98, Blei99], FRITIOF [Nil87], HIJING [Wang91] und das aus dem Dual-Parton Modell (DPM) [Ran88] hervorgehende VENUS [Wer93], die zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes alle Wechselwirkungsprozesse der Nukleonen und produzierten Hadronen berücksichtigen. Dadurch lässt sich die zeitliche Evolution der Reaktion in infinitesimalen Schritten beliebig extrahieren. Basierend auf dem Lund-Modell [And83] der Formation eines Farbkraftfelds zwischen Quarks (*String*), deren Energiedichte die Bildung neuer $q\bar{q}$ -Paare zulässt, unterscheiden sie sich primär durch den Mechanismus der Nukleoninteraktion sowie der Stringfragmentierung [Sor95].

Grundlage des UrQMD-Modells sind die bekannten hadronischen Wirkungsquerschnitte. Die Erzeugung angeregter Strings erfolgt entweder über eine longitudinale Anregung durch Impulsaustausch (FRITIOF) oder Farbaustausch (VENUS) zwischen den Partonen verschiedener Nukleonen.

Die einzelnen Modelle lassen sich durch Extrapolation der ihnen zugrunde liegenden elementaren Reaktionen auf Schwerionenkollisionen erweitern, wel-

che sie prinzipiell zufriedenstellend beschreiben, jedoch zahlreiche kollektive Effekte unberücksichtigt lassen.

- **Makroskopische Modelle**, die sich auf globale Observable des Reaktionssystems beschränken. Im Gegensatz zu mikroskopischen Modellen lassen sich jedoch nur Gleichgewichtsprozesse beschreiben. In statistischen thermodynamischen Modellen wird der Feuerball als equilibriertes makroskopisches Hadronenensemble durch globale Zustandsgrößen wie Druck, Temperatur, Energiedichte, Entropie und baryochemisches Potential charakterisiert [Hag65, Hag84].

Im einfachsten Fall wird von einer statischen Quelle mit isotroper thermischer Teilchenemission bei Midrapidity ausgegangen. Ab einer bestimmten Grenztemperatur T_0 einer rein hadronischen Phase, die in [Hag84] mit $T_0 \approx 150\text{--}185$ MeV angegeben wird, wird jegliche Energiezufuhr ausschließlich zur Teilchenproduktion verwandt.

Überträgt man das thermische Modell auf Kern-Kern-Reaktionen, ist die Einführung kollektiver Expansionseffekte nötig. Hydrodynamische Modellrechnungen [Lee89, Schn93] nehmen dazu ein System mehrerer lokaler in Rapidität gegeneinander verschobener Feuerbälle in einer radial nach außen expandierenden Hochdichtezone (*radial flow*) an. Aussagen über eine detaillierte hadronische Komposition des Endzustandes lässt dieses Modell jedoch nicht zu. Dazu ist das Modell eines idealen Hadrongases in der Lage.

Das modifizierte Modell von Becattini und Heinz [Bec97, Bec98] erlaubt die Reproduktion von Hadronmultiplizitäten. Als zusätzlicher Parameter wird der Seltsamkeitssaturationsfaktor γ_s postuliert. Eine schnelle chemische Equilibrierung eines QGP-Feuerballs wird durch einen hohen Wert reflektiert ($\gamma_s \rightarrow 1$), in einem rein hadronischen Szenario ist γ_s infinitesimal ($\gamma_s \ll 1$).

Auf die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Modelle wird in Kapitel 6.6 ausführlich eingegangen und eine Diskussion der einzelnen Resultate vorgenommen.

1.5 Motivation und Gliederung der Arbeit

Eine detaillierte Diskussion des Verhaltens von Kernmaterie unter extremen Bedingungen setzt die präzise Kenntnis elementarer Proton-Proton-Reaktionen voraus. Nur mit geeigneten Referenzdaten lassen sich Informationen über eine mögliche

Formation eines Quark-Gluon-Plasmas aus den hadronischen Endzuständen von Schwerionenkollisionen extrahieren und interpretieren. Insbesondere die Untersuchung des Grades der Seltsamkeitserhöhung erfordert zuverlässige Daten beider Stoßsysteme bei korrespondierenden Energien.

Messungen neutraler seltsamer Hadronen elementarer Proton-Proton-Interaktionen in früheren Experimenten bei ähnlichen Energien lassen aufgrund hoher statistischer und systematischer Fehler oder zu geringer Phasenraumabdeckung jedoch keine signifikanten Aussagen zu. Für doppelt seltsame Hyperonen existieren bisher keinerlei Messungen von Nukleon-Nukleon-Reaktionen im untersuchten Energieregime, sondern lediglich p+Be-Daten [Anti99] sowie die in [App98c] publizierten Vorhersagen aus interpolierten p+p-Resultaten bei Schwerpunktenenergien von $\sqrt{s} = 6$ [Alp76] und 63 GeV [Åke84].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich daher mit der Seltsamkeitsproduktion in p+p-Kollisionen bei 158 GeV.

Nachdem in der Einleitung die Reaktionsdynamik hochenergetischer Kollisionen sowie mögliche Signaturen einer Quark-Gluon-Plasma-Formation diskutiert und die wichtigsten theoretischen Modelle vorgestellt wurden, beschäftigt sich das folgende Kapitel ausführlich mit der Produktion seltsamer Hadronen. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau des NA49-Experiments beschrieben, dabei wird insbesondere auf die für diese Arbeit relevanten Detektorkomponenten eingegangen. Das vierte Kapitel behandelt die Rekonstruktion der Zerfallstopologien neutraler und doppelt seltsamer Hadronen im Rahmen der Analyseketten. Aus diesen Informationen werden Selektions- und Qualitätskriterien zur Extraktion der Hadronspektren optimiert und notwendige Korrekturfaktoren bestimmt, die in Kapitel 5 umfassend beschrieben werden. Die Resultate in Form von Transversalimpulsspektren und Rapiditätsverteilungen werden in Kapitel 6 präsentiert. Zudem wird eine Diskussion der Seltsamkeitsproduktion sowie ein Vergleich der gemessenen Daten mit Modellrechnungen vorgenommen. Kapitel 7 schließt mit einem Ausblick auf zukünftige NA49-Messungen und *Collider*-Experimente bei höheren Energien.

Kapitel 2

Produktion von Seltsamkeit

In ultrarelativistischen Kollisionen produzierte seltsame Teilchen manifestieren wesentliche Informationen über den Reaktionsmechanismus. Eine erhöhte Produktion seltsamer Hadronen (*Strangeness Enhancement*) wird als eine der prominentesten Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas diskutiert (vgl. Kapitel 1.2) [Raf82, RaMü82, Koch86]. Dabei erwartet man für mehrfach seltsame gegenüber einfach seltsamen Teilchen eine akzentuiertere Erhöhung [Raf91]. Die detaillierte Untersuchung einer erhöhten Seltsamkeitsproduktion in Schwerionenkollisionen erfordert die präzise Kenntnis elementarer Nukleon-Nukleon-Reaktionen als Referenzdaten.

Der gesamte Seltsamkeitsanteil der in einer Kollision produzierten Sekundärteilchen wird im wesentlichen durch die Kaonen und Λ -Hyperonen dominiert, die etwa 70 % aller seltsamen s -Quarks und \bar{s} -Antiquarks beinhalten. Das Verhältnis der mittleren Multiplizitäten seltsamer zu nicht-seltsamen Hadronen wird durch die Observable E_S definiert:

$$E_S = \frac{\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle}{\langle \pi \rangle} \quad , \quad (2.1)$$

wobei

$$\langle K + \bar{K} \rangle = \langle K^+ \rangle + \langle K^- \rangle + \langle K^0 \rangle + \langle \bar{K}^0 \rangle$$

mit $\langle \pi \rangle$ als mittlerer Multiplizität aller Pionen, die etwa 90 % des hadronischen Endzustandes repräsentieren. Der Einfluss der Produktion mehrfach seltsamer Hyperonen wurde bei der Betrachtung von Gleichung 2.1 vernachlässigt.

In relativistischen Kern-Kern-Kollisionen ist eine Erhöhung von E_S um den Faktor ≈ 2 im Vergleich zu elementaren p+p- und p+A-Reaktionen erkennbar.

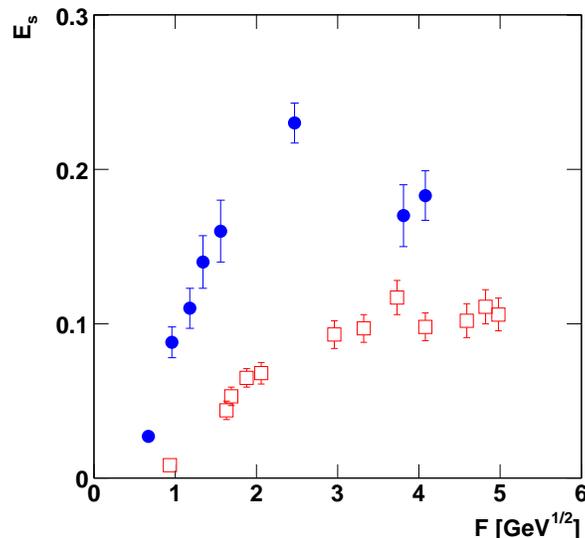


Abbildung 2.1 Totale Seltsamkeitsproduktion in Abhängigkeit von der Fermi-Variablen F für Nukleon-Nukleon- (□) und Kern-Kern-Kollisionen (●) [Afa00c], wobei die ersten Datenpunkte bis $F \leq 2 \text{ GeV}^{1/2}$ von Au+Au-Messungen am AGS stammen, alle weiteren sind Resultate von Schwerionenkollisionen (S+S, Pb+Pb) bei SPS-Energien.

Abbildung 2.1 zeigt die totale Seltsamkeitsproduktion in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie, die durch die Fermi-Variablen F [Fermi50] ausgedrückt wird:

$$F = \frac{(\sqrt{s_{\text{NN}}} - 2m_{\text{p}})^{\frac{3}{4}}}{(\sqrt{s_{\text{NN}}})^{\frac{1}{4}}} . \quad (2.2)$$

Für die im Schwerpunktsystem pro Nukleonpaar zur Verfügung stehende Energie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ eines *fixed-target* Experiments gilt dabei im allgemeinen

$$\sqrt{s_{\text{NN}}} = \sqrt{m_{\text{T}}^2 + m_{\text{P}}^2 + 2m_{\text{T}}\sqrt{m_{\text{P}}^2 + p_{\text{P}}^2}} , \quad (2.3)$$

mit der Projektil- m_{P} und Targetmasse m_{T} sowie dem Strahlimpuls \vec{p}_{P} .

Ist die Schwerpunktenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ groß gegen die zweifache Ruhemasse des Protons m_{p} , gilt nach Gleichung 2.2

$$F \propto \sqrt{\sqrt{s_{\text{NN}}}} \quad .$$

In einem equilibrierten System entspricht E_S dem Verhältnis von Seltsamkeit zu Entropie. Dieses Verhältnis steigt für Teilchen der Masse m proportional zur Temperatur T an, bis bei hohen Temperaturen mit $T \gg m$ ein Saturationseffekt eintritt und E_S den konstanten Wert masseloser Teilchen erreicht.

Im verallgemeinerten Landau-Szenario ist die Temperatur T proportional zur Fermi-Variable F [Gaź95].

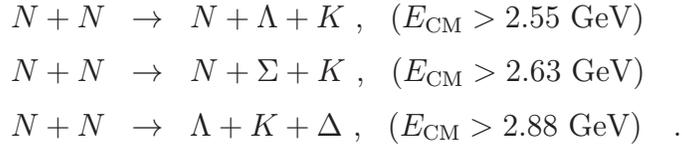
Die Nukleon-Nukleon-Daten steigen beim Übergang von AGS- ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.2\text{--}4.8$ GeV) zu typischen SPS-Energien ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.4$ GeV) systematisch um einen Faktor ≈ 2 an. Im Gegensatz zu elementaren p+p-Kollisionen zeigen die Daten für Kern-Kern-Reaktionen in diesem Energieregime keinen monotonen Verlauf (*Strangeness Anomaly*) [GaRö95]. Diese Tatsache könnte als Indiz für eine Reduktion der s -Quarkmasse gelten, wie sie in einer partonischen Phase erwartet wird. Die Masse der s -Quarks würde in einem solchen Szenario von $m_s \approx 700$ MeV/ c^2 in normaler hadronischer Materie auf $m_s \approx 150$ MeV/ c^2 reduziert. Die Temperatur- und Energieabhängigkeit von E_S , die sensitiv auf die Masse der Träger der Seltsamkeit m_s ist, wäre somit weitaus geringer.

Der Phasenübergang in ein Quark-Gluon-Plasma wäre demnach durch ein abruptes Abfallen des E_S -Verhältnisses im intermediären Energiebereich zwischen AGS und SPS gekennzeichnet (*Strangeness Suppression*) [GaGo99, Gaź99]. Zur Verifikation dieser Hypothese werden am CERN-SPS seit 1999 zentrale Bleikollisionen bei Einschussenergien von 40 und 80 GeV pro Nukleon untersucht. Der korrespondierende Wert für 40 AGeV ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.7$ GeV) in Abbildung 2.1 indiziert ein solches Verhalten [Afa00c].

2.1 Seltsamkeitsproduktion in hochenergetischen Kollisionen

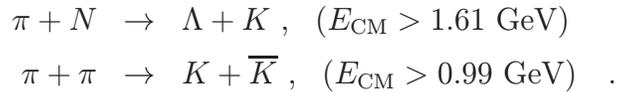
In der starken Wechselwirkung stellt die Seltsamkeit eine Erhaltungsgröße dar. Daraus resultiert ein identischer Nettoinhalt der Seltsamkeit im Anfangs- und Endzustand. Seltsamkeit wird ausschließlich paarweise in Form von Teilchen-Antiteilchen

oder assoziiert produziert. Bei der assoziierten Produktion wird ein s -Quark tragendes Baryon (Hyperon) gekoppelt mit einem Meson, welches ein \bar{s} -Quark enthält, entsprechend den folgenden Mechanismen erzeugt (N steht im folgenden für ein Nukleon, alle Mechanismen gelten zudem für die jeweils ladungskonjugierten Antiteilchen):



In Klammern sind jeweils die zur Produktion erforderlichen Schwerpunktsenergieschwellen angegeben.

In hochenergetischen Reaktionen ist einer der Haupterzeugungsmechanismen seltener Hadronen die Produktion über sekundäre Pion-Nukleon- und Pion-Pion-Kollisionen:



Mehrfach seltsame Hyperonen unterliegen komplizierteren Produktionsmechanismen:



Aufgrund der daraus resultierenden höheren CM-Energieschwellen wird die Produktion mehrfach seltener Hyperonen in rein hadronischen Systemen stark unterdrückt.

In einem hadronischen Szenario ohne Phasenübergang ist die Zeitskala der Equilibrierung relativ lang. Es ist daher fraglich, ob die geringe Lebensdauer des Feuerballs von $\tau < 10 \text{ fm}/c$ ausreicht, um einen chemischen Gleichgewichtszustand zwischen der Erzeugungs- und Vernichtungsrate von $s\bar{s}$ -Quarkpaaren zu erreichen. Hadrongas-Modelle nehmen in einem baryonreichen hadronischen System eine Equilibrierung nach einigen $10 \text{ fm}/c$ an [Koch86].

Die Produktion von $q\bar{q}$ -Paaren in einem Quark-Gluon-Plasma erfolgt im wesentlichen durch die Wechselwirkung zweier Gluonen ($gg \rightarrow q\bar{q}$) oder durch die Anihilation von $q\bar{q}$ -Paaren anderer *Flavours* ($q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$), wobei die $s\bar{s}$ -Erzeugung

durch die Gluon-Fusion ($gg \rightarrow s\bar{s}$) dominiert wird. In einem Plasma hoher Nettoquarkdichte, in dem die Fermi-Energie der leichten $u\bar{u}$ - und $d\bar{d}$ -Paare über der Masse eines $s\bar{s}$ -Quarkpaares liegt, wird die energetisch günstigere Produktion von seltsamen Quarkpaaren favorisiert.

In einem Quark-Gluon-Plasma sollte sich unter denselben thermischen und baryochemischen Voraussetzungen ein chemisches Gleichgewicht um etwa eine Größenordnung schneller einstellen als in einem Hadrongas [Koch86, Raf96]. Der Grund hierfür liegt zum einen in der gluon-dominierten Erzeugung von $s\bar{s}$ -Quarkpaaren während der partonischen Phase, zum anderen an der – bedingt durch die niedrigere Massenschwelle – um einen Faktor 2–5 erhöhten Dichte seltsamer Teilchen.

Die Seltsamkeitsproduktion in einem Quark-Gluon-Plasma unterscheidet sich demnach in ihrer Multiplizität und der Equilibrationsdauer von der eines rein hadronischen Feuerballs.

2.2 Charakteristika seltsamer Hadronen

Erste Indizien für seltsame Teilchen wurden in Nebelkammeraufnahmen kosmischer Höhenstrahlung beobachtet, die bei ihrem radioaktiven Zerfall „seltsame“ Muster im Detektor hinterließen [RoBu47].

Am 20. Dezember 1947 veröffentlichten C.C. Butler und G.D. Rochester die ersten Bilder von „seltsamen“ Kaonen (Abbildung 2.2). Bereits ein Jahr zuvor wurden Aufnahmen neutraler seltsamer Teilchen, sogenannter V -Teilchen¹, gemacht. Der Name leitet sich von ihrer V-förmigen Zerfallstopologie ab.

Neutrale Kaonen hinterlassen keine Spuren im Detektor, ihre geladenen Zerfallstrajektorien eines positiven und eines negativen Pions weisen jedoch eine charakteristische V-Form auf (Abbildung 2.2 links, im rechten unteren Quadranten, direkt unter dem Balken). Im Gegensatz zu neutralen Kaonen zerfallen die geladenen in ein geladenes Myon und ein neutrales Neutrino, welches nicht detektiert wird. Daher weist ihre Trajektorie am Zerfallspunkt einen charakteristischen Knick (*kink*) auf (Abbildung 2.2 rechts, von rechts oben ausgehend).

Mit der Entdeckung des Λ -Hyperons durch C.D. Anderson wurde 1950 eine weitere Spezies neutraler seltsamer Hadronen bekannt und anders als die leichteren Kaonen

¹Im folgenden aufgrund ihres neutralen Ladungszustandes auch V^0 genannt.

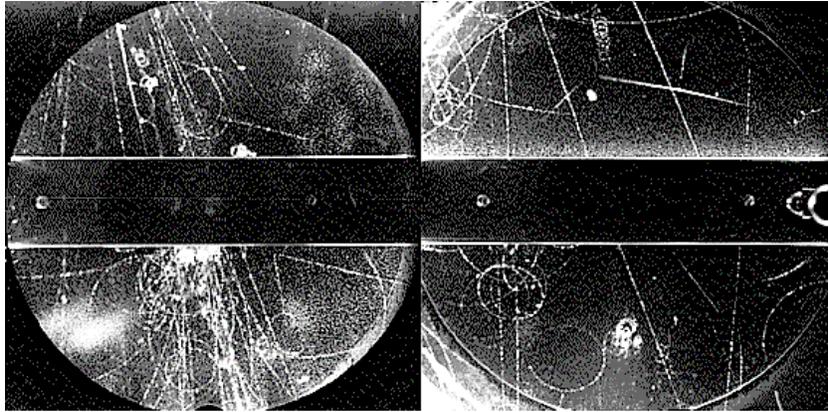


Abbildung 2.2 Erste Aufnahmen seltsamer Hadronen in Nebelkammerexperimenten [BuRo47]. Links: neutrales Kaon mit typischer V-förmiger Zerfallstopologie. Rechts: geladenes Kaon mit charakteristischem Knick am Zerfallsvertex.

nicht der Meson-, sondern der Baryonfamilie zugeordnet. Bis 1964 wurden sowohl die mehrfach seltsamen Ξ^2 - und Σ - als auch das Ω -Hyperon experimentell bestätigt. Neben ihrer Zerfallstopologie weisen seltsame Hadronen weitere atypische Charakteristika auf:

- verglichen mit den typischen mittleren Lebensdauern stark wechselwirkender Hadronen im Bereich von 10^{-23} s leben seltsame Hadronen bedeutend länger ($\tau \approx 10^{-10}$ s, vgl. Tabelle 2.1),
- sie werden mittels der starken Wechselwirkung produziert, zerfallen jedoch schwach.

Diese Beobachtungen motivierten die Einführung der Seltsamkeit als zusätzliche Erhaltungsgröße mit der Quantenzahl S . Zerfallsmechanismen der schwachen Wechselwirkung verletzen dieses Prinzip – das s -Quark wird während des Zerfallsprozesses in ein leichteres Quark transformiert, woraus eine längere Lebensdauer resultiert.

Die Seltsamkeitserhaltung kann als eine Korrelation der Erhaltung von Ladung Q , Isospin I und Baryonzahl B angesehen und gemäß M. Gell-Mann und K. Nishijima als Hyperladung Y zu folgendem Formalismus zusammengefasst werden [Gell53]:

²Hier und im folgenden wird die Bezeichnung Ξ -Hyperonen für die geladenen Ξ^- und Ξ^+ verwendet.

$$Y = S + B = 2(Q - I_z) \quad . \quad (2.4)$$

Dabei wird die Ladung Q in Einheiten der Elementarladung e angegeben; I_z ist die z -Komponente des Isospins.

In Tabelle 2.1 sind die im Rahmen dieser Arbeit analysierten neutralen und doppelt seltsamen Hadronen mit ihren relevantesten spezifischen Parametern zusammengefasst.

Da das neutrale K_S^0 -Meson als Linearkombination von K^0 und \bar{K}^0 , welche sich jeweils zur 50 % aus dem kurzlebigen K_S^0 und langlebigen K_L^0 zusammensetzen, betrachtet und von K_L^0 lediglich durch seine Zerfallskinetik unterschieden werden kann, sind in Tabelle 2.1 für S , Y und q jeweils beide korrespondierenden Werte angegeben.

	m [MeV/ c^2]	τ [s]	Q	$I(J^P)$	S	Y	q
K_S^0	497.67	$0.893 \cdot 10^{-10}$	0	$\frac{1}{2}(0^-)$	± 1	∓ 1	$(\bar{d}\bar{s}, \bar{d}s)$
Λ	1115.68	$2.632 \cdot 10^{-10}$	0	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	-1	0	uds
$\bar{\Lambda}$	1115.68	$2.632 \cdot 10^{-10}$	0	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	+1	0	$\bar{u}\bar{d}s$
Ξ^-	1321.32	$1.639 \cdot 10^{-10}$	-1	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	-2	-1	dss
$\bar{\Xi}^+$	1321.32	$1.639 \cdot 10^{-10}$	+1	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	+2	+1	$\bar{d}\bar{s}s$

Tabelle 2.1 Relevante spezifische Parameter seltsamer Hadronen: Masse m , mittlere Lebensdauer τ , Ladungszustand Q , Isospin(Spin^{Parität}) $I(J^P)$, Seltsamkeitsquantenzahl S , Hyperladung Y und Quarkinhalt q .

Kapitel 3

Das NA49-Experiment

Zum detaillierten Studium des Verhaltens von Kernmaterie unter extremen Bedingungen untersucht das NA49-Experiment seit 1994 am europäischen Labor für Teilchenphysik CERN¹ in Genf relativistische Kernreaktionen (p+p, p+A und A+A) verschiedener Stoßsysteme und Einschussenergien.

Das Detektorsystem deckt einen weiten Bereich des gesamten Phasenraums hadronischer Endzustände ab und erlaubt die Messung einer Vielzahl verschiedener hadronischer Observablen mit hoher Genauigkeit:

- Transversalimpuls- und Rapidityverteilungen identifizierter Teilchen anhand der Informationen aus den Spurendriftkammern [Gün97, Mock97, Bra01, Koll01] und den Flugzeitwänden [Afa00a],
- Messung hadronischer Resonanzen (ϕ , Δ^{++} , $\Lambda(1520)$, $K(890)$, $\Sigma(1385)$) durch Identifikation ihrer Zerfallsprodukte anhand des spezifischen Energieverlustes und anschließende Rekombination der invarianten Masse [Afa00b, Misch99, Mark00, Put01, Samm00, Ant00],
- Produktion neutraler und mehrfach seltsamer Hadronen (K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ sowie Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ und Ω^- , $\bar{\Omega}^+$) durch Analyse ihrer Zerfallstopologie [Bor98, Barn99, Gab98, Bart01],
- Produktion *open charm*-tragender D^0 -, \bar{D}^0 - und $D(2010)$ -Mesonen [Bot00],

¹Ursprünglich Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, inzwischen European Organization for Nuclear Research [CERN00].

- Bose-Einstein-Interferometrie (Hanbury Brown Twiss-Effekt, HBT) gleich und ungleich geladener Teilchen anhand von Korrelationsanalysen [App97, Ganz99],
- Untersuchung kollektiver Effekte, z.B. transversaler Energiefluss und radiale Expansion [App98b, PoVo99, Wetz01],
- Einzelereignis-Analyse (*event-by-event*) globaler Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses [App99] sowie des $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnisses [Afa01].

3.1 Das Detektorsystem

Das NA49-Detektorsystem besteht aus einem Magnetspektrometer, das in einer Aneinanderreihung von Spurendriftkammern, Flugzeitwänden und Kalorimetern eine genaue Impulsbestimmung sowie eine Identifikation geladener Hadronen erlaubt und dabei das ganze Spektrum hadronischer Wechselwirkungen abdeckt.

In einer typischen ultrarelativistischen zentralen $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ -Kollision bei 158 GeV/ c Strahlenergie entstehen pro Kollision über 2000 sekundäre Hadronen, von denen mehr als 1200 geladene in den vier Spurendriftkammern als zentrale Komponenten des Detektorsystems detektiert werden. Die extrem hohen Teilchenmultiplizitäten und Spurdichten stellen dabei höchste Anforderungen an die Detektorbauweise und deren Datenakquisition.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden mit den Spurendriftkammern im NA49-Experiment aufgenommen. Daher ist die Beschreibung ihrer Funktionsweise und ihres prinzipiellen Aufbaus Schwerpunkt dieses Kapitels, das im folgenden einen Gesamtüberblick über das Experiment – von der Strahlextraktion bis zur Datenauslese – gibt.

3.1.1 Strahlextraktion am CERN-SPS

Die zur Untersuchung von stark komprimierter Kernmaterie benötigten hohen Energiedichten lassen sich im Labor durch Kollisionen ultrarelativistischer Projektile eines Strahls aus dem *Super Proton Synchrotron* (SPS) mit stationären Targetonukleonen bei einer maximalen totalen Energie von 33 TeV erzeugen. Dazu wird das Blei-Isotop ^{208}Pb mit Hilfe der verschiedenen Beschleunigersysteme des CERN auf etwa 99.9 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Der Beschleunigerkomplex

(Abbildung 3.1), bestehend aus Injektions-Linearbeschleuniger (LINAC2 und LINAC3), *Booster Synchrotron* (PSB), *Proton Synchrotron* (PS) und SPS, wurde ursprünglich konzipiert, um Hochenergiestrahlen von Elektronen, Positronen, Protonen und Antiprotonen für Forschungen auf dem Gebiet der Teilchenphysik zu liefern und wurde erst später für die Beschleunigung schwererer Kerne modifiziert.

Im Verlauf des Beschleunigungsprozesses werden anfangs neutrale Bleiatome aus dem Grundzustand durch sukzessives Entziehen ihrer Elektronen in höhere Ionisationszustände angeregt, bis sie als vollständig ionisierte nackte ^{208}Pb -Kerne mit dem Ladungszustand $82+$ in das SPS als letztes Glied der Beschleunigeranlage injiziert und im Anschluss auf eine maximale Endenergie von 158 GeV pro Projektilnukleon beschleunigt werden. Von dort werden sie in der North Area über verschiedene externe Strahlführungen extrahiert und mit unterschiedlichen Intensitäten zu bis zu sieben gleichzeitig operierenden Experimenten transportiert.

Der Beschleunigungsprozess beginnt für Protonen im LINAC2. Dort werden die mit einer Duoplasmatron-Quelle erzeugten Protonen zunächst in einem RFQ (*Radio Frequency Quadrupol*) auf 750 keV und anschließend in einem Alvarez-Linearbeschleuniger auf 50 MeV beschleunigt und in den PS-Booster injiziert [Lin00].

Der Schwerionenlinearbeschleuniger LINAC3 erzeugt mittels einer *Electron Cyclotron Resonance*-Ionenquelle (ECR) einen Strom von $120 \mu\text{A}$ $^{208}\text{Pb}^{27+}$ -Ionen. Nach dem Eliminieren unerwünschter Ladungszustände und Isotope wird der Strahl in einem RFQ von seiner ursprünglichen Energie von 2.5 keV auf 250 keV und im Anschluss daran mit einem Linearbeschleuniger auf maximal 4.2 MeV/u beschleunigt [Has96]. Das Passieren einer *Stripper*-Folie aus Kohlenstoff liefert um Pb^{53+} zentrierte Ladungsverteilungen. Bleiionen mit einem selektierten Ladungszustand von $53+$ werden in den PSB injiziert und in seinen vier übereinanderliegenden Ringen weiter beschleunigt. Mit einer Energie von 94 MeV/u gelangen sie anschließend in das PS, welches sie mit einer dort erreichbaren Maximalenergie von 4.25 GeV/u wieder verlassen. Beim Transfer vom PS zum SPS durchlaufen die Ionen eine Folge von *Stripper*-Folien aus Kupfer und Nickel und werden dadurch ihrer verbleibenden Elektronen entzogen und als $^{208}\text{Pb}^{82+}$ in das SPS eingeschossen [Hüb94, Ang93].

Der SPS-Komplex als letztes Stadium des Beschleunigungsprozesses erlaubt eine maximale Beschleunigung von Protonen bis zu einem Laborimpuls von 400 GeV/c, von Kernen mit einem Verhältnis von Kernladungs- zu Massenzahl $Z/A \approx 1/2$ bis 200 GeV/c und von Bleikernen bis 158 GeV/c.

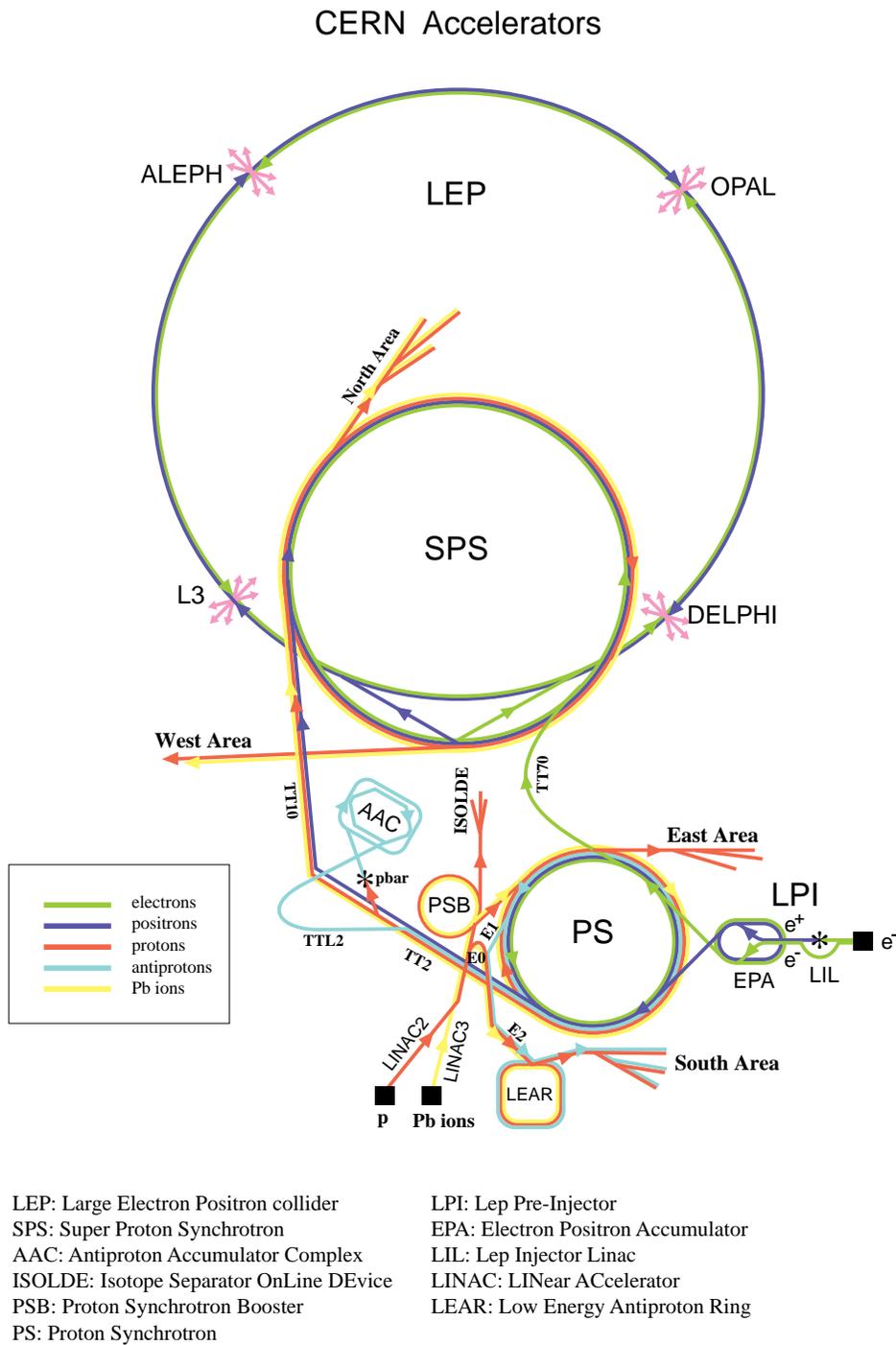


Abbildung 3.1 Schematische Ansicht der CERN-Beschleunigeranlage.

Ein kompletter Beschleunigungszyklus im SPS dauert 19 s für Schwerionen und 14.4 s für Protonen. Während der Extraktionsphase (*Spill*) – 4.8 s für Blei- und 2.4 s für Protonenstrahlen – werden einige 10^5 – 10^6 Strahlteilchen über die H2-Strahllinie dem NA49-Experiment zugeführt.

3.1.2 Koordinatensysteme und Variablendefinition

Die Analyse der detektierten Daten erfolgt in zwei unterschiedlichen rechtshändigen kartesischen Koordinatensystemen – dem internen Detektor- und dem externen NA49-Koordinatensystem. Die internen Koordinatensysteme der vier einzelnen Spurendriftkammern (Kapitel 3.1.5) haben ihren Ursprung im Mittelpunkt des jeweiligen Feldkäfigs.

Das externe NA49-Koordinatensystem wird durch die Strahlführung und die Drift-richtung der Elektronen in den Spurendriftkammern definiert. Sein Ursprung befindet sich auf der Strahlachse im Mittelpunkt des zweiten Vertex-Magneten. Dabei wird die Achse in Richtung des Strahls mit z , die vertikale Achse entlang der Driftrichtung mit y und die horizontale Komponente, die der Ablenkrichtung des Magnetfeldes entspricht, mit x bezeichnet.

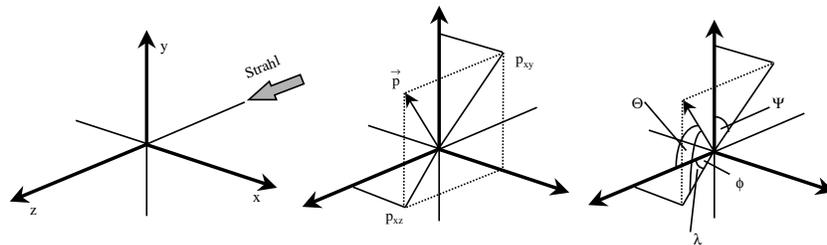


Abbildung 3.2 Das Koordinatensystem des NA49-Experiments in Orts-, Impuls- und Winkelkoordinaten.

Abbildung 3.2 zeigt die Orientierung beider Koordinatensysteme, die einzelnen räumlichen Impulskomponenten des Teilchenimpulses \vec{p} und die zur späteren Spur-rekonstruktion benötigten Winkelkomponenten – den Winkel ϕ und den Dipwinkel λ sowie den isotropen Azimutwinkel Ψ und den Polarwinkel Θ .

Der Phasenraum der in ultrarelativistischen Kollisionen erzeugten Hadronen wird durch die drei Komponenten p_x , p_y und p_z aufgespannt. Für die longitudinale Impulskomponente gilt $p_z = p_{||}$.

Durch die azimutale Symmetrie lassen sich die zur Strahlrichtung orthogonalen Komponenten durch den Rotationswinkel und den Transversalimpuls p_{\perp} substituieren:

$$\Psi = \arctan \frac{p_x}{p_y} , \quad (3.1)$$

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} . \quad (3.2)$$

3.1.3 Strahldefinition und Targetkonfiguration

Der Schwerpunkt des NA49-Experiments liegt in der Analyse ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenkollisionen mit hoher Statistik, mit dem Ziel, aus den gemessenen hadronischen Endzuständen Informationen über den Anfangszustand und die Dynamik der Reaktion zu gewinnen. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Frage nach einer eventuellen Evolution der Reaktion von p+p-, p+A- und A+A-Kollisionen leichter Kerne hin zu hochenergetischen Pb+Pb-Schwerionenreaktionen.

Dies motivierte den Einsatz von Pionen (π^-), Protonen, Deuteronen sowie Kohlenstoff und Silizium als alternative Projektile sowie unterschiedlicher Targettypen – neben dünnen metallischen Folien aus Blei, Aluminium oder Silizium wurden auch Kohlenstofffolien und flüssige Wasserstofftargets verwendet.

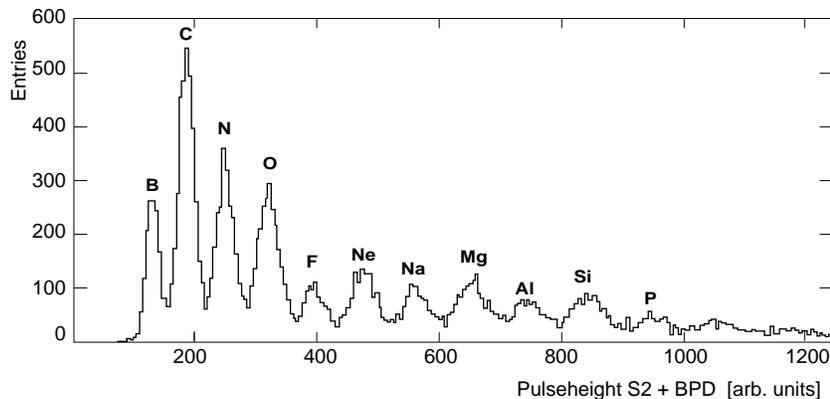


Abbildung 3.3 Fragmentationsspektrum für Bleistrahlungen, extrahiert aus den BPD-Informationen in Kombination mit dem Signal des S2-Szintillationszählers (aus [Afa99]). Leichtere Fragmente als Bor sind nicht dargestellt.

Dabei werden die Strahlpartikel im Gegensatz zu Bleiprojektilen nicht direkt aus dem SPS extrahiert, sondern als sekundäre Strahlen durch Kollisionen des Primärstrahls mit einem Fragmentationstarget (T2) gewonnen (Abbildung 3.3). Dieses besteht aus 1 cm dickem Kohlenstoff und befindet sich etwa 300 m vor dem eigentlichen Target. Eine solche Anordnung erlaubt potentielle Analysen verschiedenster Hadroninteraktionen.

Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau des NA49-Experiments mit den unterschiedlichen Strahldefinitionen und Targetkonfigurationen. Der Strahl tritt von links in das Detektorsystem ein. Für die im Rahmen dieser Arbeit analysierten p+p-Kollisionen kamen Targets aus flüssigem Wasserstoff mit einer Länge von 14 cm (1996) bzw. 20 cm (1999) zum Einsatz. Im allgemeinen ist das Target direkt vor dem ersten Vertex-Magneten bei $z = -580.27$ cm positioniert, für spezielle Messungen kann es jedoch entlang der Strahlachse verschoben werden.

Die Position der einlaufenden Strahlpartikel wird von drei *Beam Position*-Detektoren (BPD-1,2,3), die nach dem Prinzip einer Vieldrahtproportionalzählkammer konstruiert wurden, gemessen. Durch Extrapolation der Projektiltrajektorien wird mit einer Präzision im μm -Bereich ($\approx 40 \mu\text{m}$ für Blei-, $170 \mu\text{m}$ für Protonstrahlen bei einem Strahlprofil mit einer Breite von $\sigma_{\text{PbPb}} \approx 0.5$ mm und $\sigma_{\text{pp}} \approx 1.3$ mm) ihr Interaktionspunkt in der xy -Ebene des Targets (T bzw. LH₂) berechnet.

Das Triggersystem

Die Konstruktion des Triggersystems dient zur Selektion gültiger Ereignisse. Ein Starttrigger wird durch Korrelationen verschiedener Detektoren definiert:

- einem Szintillationszähler (T0) ca. 39 m vor dem Target zur Definition des Startsignals,
- zwei Čerenkov-Zählern (S1 und S2') für Schwerionenstrahlen,
- zwei Szintillationszählern (S1 und S2) für Hadronstrahlen,
- einem Szintillationszähler (V0) als Vetodetektor vor dem Target,
- einem Čerenkov-Zähler (S3) bzw. einem Szintillationszähler (S4) hinter dem Target.

Kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen Strahlprojektil und Targetkern, wird ein Startsignal (*Trigger*) erzeugt und damit die Datenaufnahme gestartet. Eine

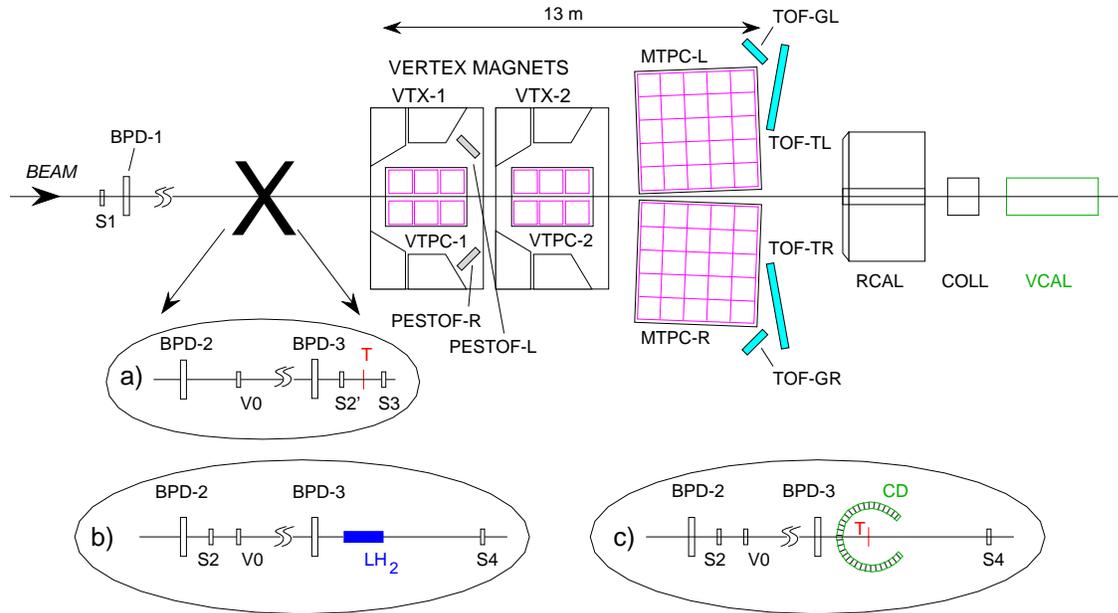


Abbildung 3.4 Das NA49-Experiment im Überblick mit den verschiedenen Strahldefinitionen und Targetkonfigurationen für a) Pb+Pb-, b) p+p- und c) p+A-Kollisionen (jeweils nicht-lineare Skala). Das Target T bzw. LH₂ befindet sich direkt vor dem ersten Vertex-Magneten VTX-1. Die Daten der vorliegenden Arbeit wurden mit der Targetkonfiguration b) aufgenommen.

gültige Targetinteraktion wird durch Koinzidenz von S1 und S2 in Antikoinzidenz mit V0 und S4 definiert. In Pb+Pb-Kollisionen wird – neben S3 – zusätzlich mit dem Vetokalorimeter (VCAL) ein Trigger für zentrale Ereignisse generiert.

Durch dieses komplexe System wird die Detektion von Ereignissen, die aus Wechselwirkungen außerhalb des Targets oder aus Strahlfragmenten von inelastischen Kollisionen mit Material entlang der Strahlführung resultieren, weitgehendst eliminiert.

3.1.4 Der Zentralitätsdetektor

In p+A-Reaktionen wird der Zentralitätsdetektor (CD) zur Bestimmung des Stoßparameters eingesetzt. Er umschließt das Target zylinderförmig orthogonal zur Strahlachse und detektiert in einem Polarwinkelbereich von 45° bis 315° langsame Protonen, Deuteronen und Tritonen (sogenannte *grey particles*²), die als Folge der Kollision aus dem Kern in den rückwärtigen kinematischen Bereich emittiert werden.

Eine genaue Beschreibung des Detektors findet sich in [Afa99]. Er kann zudem in das NA49-Triggersystem integriert werden, so dass eine vermehrte Datenaufnahme bei kleinen Stoßparametern möglich ist.

3.1.5 Die Spurendriftkammern

Hauptbestandteil des NA49-Experiments sind vier großvolumige hochauflösende Spurendriftkammern (TPC, *Time Projection Chamber*). Die beiden Vertex-TPCs (VTPC) befinden sich im Innern von zwei supraleitenden Vertex-Magneten (VTX-1 und VTX-2), die beiden Main-TPCs (MTPC) sind im feldfreien Raum hinter den Magneten symmetrisch um den Strahl positioniert. Sie erlauben eine Identifikation der detektierten geladenen Teilchen anhand ihrer durch Ladungsdeposition erzeugten Trajektorien im sensitiven Detektorvolumen. Ihre 3-dimensionale Rekonstruktion erfolgt im Rahmen der Analyseketten (vgl. Kapitel 4.1.1) mit schnellen Spurrekonstruktionsalgorithmen.

Auf den Aufbau und die Funktionsweise der Spurendriftkammern wird im folgenden detaillierter eingegangen.

²Die Terminologie stammt aus früheren Emulsionsexperimenten, in denen Teilchen kleinen Impulses eine dunkle Spur hinterließen.

Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Zeitprojektions- oder Spurendriftkammern sind gasgefüllte, großvolumige Detektoren, die es erlauben, selbst bei hohen Multiplizitäten die Trajektorien sowie den spezifischen Energieverlust geladener Teilchen gleichzeitig zu detektieren. Somit eignen sie sich hervorragend als zentrale Detektoren im NA49-Experiment. Im allgemeinen bestehen Spurendriftkammern aus einem sensitiven Driftvolumen und einer Ausleseebene, die auf dem Prinzip einer Vieldrahtproportional-kammer beruht (z.B. [Sau88]).

Durchgang geladener Teilchen durch Materie

Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen das sensitive Driftvolumen der TPC, werden aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit den Valenzelektronen des Detektorgases die Gasmoleküle entlang seiner Trajektorie ionisiert. Die Prozesse, die zum Energieverlust der einlaufenden Teilchen beitragen, lassen sich in zwei wesentliche Kategorien einordnen:

- ferne Kollisionen mit niedrigem Energietransfer, bei denen durch Anregung der Gasmoleküle ein primärer Ionisationsprozess stattfindet,
- nahe Kollisionen mit hohem Energietransfer, bei denen durch direkte Stöße oder zusätzliche Sekundärionisation freie δ -Elektronen mit einer kinetischen Energie oberhalb einiger keV produziert werden.

Die Wechselwirkungen der Teilchen mit den Elektronen des Gases entsprechen unkorrelierten Ionisationseinzelmessungen, d.h. die einzelnen Energieverluste entlang der Spur streuen statistisch um den Mittelwert. Den gemessenen Energieverlusten liegt eine asymmetrische Landau-Verteilung zugrunde [Lan44]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad , \quad (3.3)$$

λ bezeichnet dabei die auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ normierte Abweichung des gemessenen vom wahrscheinlichsten Wert (ΔE_{mp}) des Energieverlustes:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E_{\text{mp}})}{\langle \Delta E \rangle} \quad . \quad (3.4)$$

Das asymmetrische Auslaufen der Verteilung zu hohen Energieverlusten wird durch Bildung von δ -Elektronen verursacht.

Der wahrscheinlichste differentielle spezifische Energieverlust geladener Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel [Beth30, Blo33] angenähert:

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

Dabei ist A die Massenzahl und Z die Kernladungszahl des Mediums, e die Elementarladung, z und v die Ladung bzw. Geschwindigkeit des durchquerenden Teilchens mit der relativistischen Geschwindigkeit $\beta = v/c$, N_A die Avogadrokonstante, die die Anzahl der Gasatome pro Mol quantifiziert, $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ die Elektronenmasse und I das mittlere Ionisationspotential des Gasmediums. Der Dichtekorrektureterm $\delta(\beta)$ kompensiert das bei relativistischen Teilchengeschwindigkeiten transversal elongierte elektromagnetische Feld durch lokale Polarisation des Mediums. Sinkt die Teilchengeschwindigkeit in den Bereich der Umlaufgeschwindigkeit atomarer Elektronen ab, erzwingt der Effekt der Abschirmung von innenliegenden Elektronenschalen der Gasatome durch Elektronen der äußeren Schalen die Einführung des Schalenkorrekturterms K .

Bei bekanntem Medium und gegebenem Teilchenimpuls ist der differentielle Energieverlust lediglich eine Funktion der Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens, und Gleichung 3.5 vereinfacht sich zu:

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta) . \quad (3.6)$$

Für nicht-relativistische Geschwindigkeiten nimmt der Energieverlust zunächst mit $1/\beta^2$ ab, bis er bei $\beta \simeq 0.97$ sein Minimum erreicht hat (*minimum ionizing particle*). Mit zunehmender Geschwindigkeit kommt es aufgrund der anwachsenden Transversalkomponente des elektrischen Feldes zu einem Wiederanstieg der Kurve (*relativistic rise*), bis durch die beschriebene Polarisation des Mediums eine Sättigung (*Fermi-Plateau*) erreicht wird.

Die NA49-TPCs detektieren die meisten Teilchen ausgehend von dem nicht-relativistischen Minimum über den relativistischen Wiederanstieg des spezifischen Energieverlustes bis zum Erreichen des Fermi-Plateaus mit einer maximalen Auflösung von unter 4 % [Rol99].

Prinzipieller Aufbau und Funktion einer Spurendriftkammer

Die bei der Wechselwirkung der einlaufenden Teilchen mit dem Detektorgas erzeugten Elektron-Ion-Paare werden durch das anliegende homogene elektrische Driftfeld entsprechend ihrer Ladung separiert. Die von den Ionenrümpfen getrennten Elektronen bewegen sich aufgrund von elastischen Mehrfachkollisionen mit den Gasatomen mit konstanter Geschwindigkeit zur Ausleseebene. Diese setzt sich im wesentlichen aus einer Proportionalkammer, bestehend aus drei übereinanderliegenden Drahtebenen, und einer segmentierten Kathodenplatte zusammen (Abbildung 3.5):

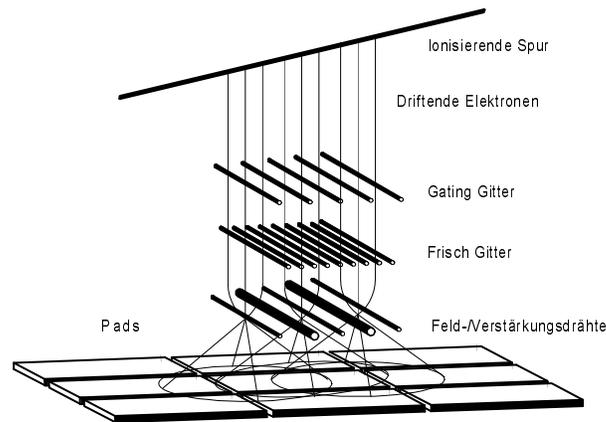


Abbildung 3.5 Driftweg der Elektronen in einer Spurendriftkammer im homogenen elektrischen Feld. Nach Passieren des Frisch-Gitters werden die Elektronen im Verstärkungsbereich beschleunigt. Die verbleibenden positiven Raumladungen beeinflussen ein Signal in der segmentierten Ausleseebene. In den NA49-TPCs liegt eine um 180° rotierte Anordnung vor, die Ausleseebene befindet sich an der Decke der jeweiligen Spurendriftkammer.

- Die erste Ebene, das **Gating-Gitter**, verhindert einerseits das Eindringen von Elektronen aus dem Drift- in den Verstärkungsbereich und schirmt umgekehrt das Driftvolumen gegen in der Ausleseebene entstehende Raumladungen ab. Dazu wird an zwei benachbarte Drähte des Gitters jeweils alternierend eine positive bzw. negative Spannung angelegt. Ein gültiges Trigger-signal legt das Gating-Gitter gerade so lange auf das Potential des Driftfeldes (Durchlassspannung = -115 V), dass die Elektronen ungehindert passieren können, die langsam driftenden positiv geladenen Ionen hingegen nicht.

- Das darauf folgende **Frisch-Gitter** liegt auf Erdpotential und definiert den Übergang des homogenen Driftfeldes zu dem inhomogenen Feld der Verstärkungsebene. Durch Abschirmung der dort herrschenden hohen Feldstärken werden Verzerrungen der homogenen Feldes und somit eine Beeinflussung der Elektronendrift verhindert.
- Nach dem Passieren dieser Ebene erreichen die Elektronen die **Verstärkungszone**. Durch Vorherrschen großer Feldstärken an den auf +1 kV liegenden Verstärkungsdrähten werden die Elektronen so stark beschleunigt, dass ihre kinetische Energie ausreicht, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Durch Sekundärelektronenbildung setzt ein lawinenartiger Prozess ein, der das ursprüngliche Signal um einen Faktor 10^3 – 10^5 verstärkt. Zwischen je zwei Verstärkungsdrähten, an denen die Elektronen abfließen, liegt ein Felddraht auf Erdpotential, um einen möglichst radialen Feldlinienverlauf zu gewährleisten.

Die während der Gasverstärkung erzeugten Ionen, die sich im Vergleich zu den Elektronen um drei Größenordnungen langsamer bewegen (≈ 1 cm/ms) und somit als positive Raumladung zurückbleiben, influenzieren ein Signal auf der Kupfer-Kathodenebene. Im Mittel werden von einer Ladungswolke in den NA49-TPCs zwischen 2 und 5 Segmente (*Pads*) der Kathode angesprochen und einzeln ausgelesen (vgl. Kapitel 3.2.1). In Zeitrichtung erstreckt sich das Signal auf 2–10 Intervalle von je 100 ns. Dabei ist die Signalthöhe proportional zur Anzahl der primär erzeugten Elektron-Ion-Paare und somit auch zu dem spezifischen Energieverlust des einlaufenden Teilchens. Die zweidimensionale Ortsinformation der Projektion der Teilchentrajektorie auf die xz -Ebene wird durch die Bestimmung des Mittelwertes eines Gauß-Fits über die Signale gewonnen, die Position in y -Richtung kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit der Elektronen berechnet werden. Aus den so definierten Raumpunkten innerhalb des sensitiven TPC-Volumens werden im Rahmen der Analyseketten (Kapitel 4.1.1) die einzelnen Teilchenspuren rekonstruiert.

Aufbau der NA49-TPCs

Eine Übersicht über die relevanten Parameter der Spurendriftkammern ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

	VTPC	MTPC
Volumen [cm ³]	250 × 200 × 98	390 × 390 × 180
Zählgas	Ne/CO ₂	Ar/CH ₄ /CO ₂
Mischungsverhältnis [%]	91/9	91/4.5/4.5
max. Driftstrecke [cm]	66.6	111.7
Driftgeschwindigkeit [cm/μs]	1.4	2.4
Feldstärke [V/cm]	200	175
Driftspannung [kV]	−13	−16.5
Padgröße [mm ²]	3 × 16, 28 (VTPC1)	3.13 × 40 (HR)
	2.97 × 28 (VTPC2)	5.05 × 40 (LR)
Padwinkel [°]	12–55 (VTPC1)	0, 15
	3–20 (VTPC2)	
Pads pro Reihe	192	192 (HR)
		128 (LR)
Padreihen pro Sektor	24	18
Anzahl Padreihen	72	90
Anzahl Sektoren	2 × 3	5 × 5

Tabelle 3.1 Relevante Parameter der NA49-TPCs [Afa99]. Die Padgeometrie ist [App97] und [Mock97] entnommen.

Die Vertex-TPCs

Die beiden supraleitenden **Vertex-Magnete**, innerhalb derer sich die VTPCs befinden, haben jeweils eine Breite von 5.7 m und eine Länge von 3.6 m mit einer Analysierstärke von insgesamt 9 Tm und können in verschiedenen Konfigurationen mit unterschiedlichen Feldstärken und Polarisierungen betrieben werden.

In der Standard-Magnetfeldkonfiguration liegt ein homogenes Feld von 1.5 T (15 kG) und 1.1 T (11 kG) vor, das jedoch besonders in den Randbereichen der TPCs leichte Inhomogenitäten aufweist. Untersuchungen zum genauen Verlauf des Feldes sind in [Bly95] dokumentiert. Durch die anliegenden Magnetfelder können in den VTPCs detektierte geladene Hadronen entsprechend ihrer Ladung und ihres Impulses separiert werden.

In einem homogenen statischen Magnetfeld der Stärke B beschreiben die Teilchen-trajektorien Helixbahnen mit den Impulskomponenten:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa q B r \cos \phi \\ \kappa q B r \tan \lambda \\ \kappa q B r \sin \phi \end{pmatrix} . \quad (3.7)$$

Aus dem gegebenen Krümmungsradius r , der Ladung q , der Magnetfeldstärke B und den Ablenkwinkeln ϕ und λ kann der Impuls des Teilchens bestimmt werden³. Da der reale Feldverlauf der NA49-Dipolmagnete allerdings nicht völlig homogen ist, weicht die Bewegung der Teilchen von einer perfekten Helix ab und muss durch eine *Runge-Kutta*-Approximation [MyBu79] angenähert werden.

Die beiden Vertex-TPCs sind bis auf die Anordnung ihrer Pads in der Ausleseebene identisch aufgebaut. Sie besitzen einen etwa 20 cm breiten insensitiven Bereich entlang des Strahls in der Region extrem hoher Teilchenmultiplizitäten. Abbildung 3.6 links zeigt den Aufbau einer Vertex-TPC, der sich aus im wesentlichen aus den drei Komponenten Gasbox, Feldkäfig und Ausleseebene zusammensetzt [Fuchs95]; rechts sind Gasbox und Feldkäfig im Detail zu sehen.

Die **Gasbox** besteht aus einem Glasfaser-Kunststoff(G10)-Rahmen, auf den zwei jeweils 125 μm dicke Mylarfolien im Abstand von 15 mm zueinander gespannt sind. Zwischen diesen Eintrittsfenstern zirkuliert Stickstoff (N_2), um Verunreinigungen des Detektorgases durch Diffusion von Wasserstoff und Sauerstoff in das Innere der Gasbox zu minimieren. So beträgt die Kontamination des Zählgases 2–4 ppm für O_2 und 10–20 ppm für H_2O [Wen98].

Innerhalb der Gasbox befindet sich der **Feldkäfig**. Er beinhaltet das sensitive TPC-Volumen (*fiducial volume*) und besteht aus 25 μm dicken und 12.7 mm breiten doppelseitig aluminisierten Mylarstreifen im Abstand von 2 mm zueinander, die zum einen auf einen Rahmen aus Keramikröhren, zum anderen auf die Hochspannungsebene an der Unterseite der TPC gespannt sind. Durch das Anlegen definierter elektrischer Potentiale an die Mylarstreifen wird über eine Widerstandskette die Hochspannungsebene (-13 kV) mit dem Erdpotential verbunden und so ein möglichst homogenes Driftfeld gewährleistet. In den Keramikröhren befindet sich zusätzlich die Optik des Laserkalibrationssystems [Had95, Hüm97].

Die **Ausleseebene** an der Oberseite der TPC setzt sich aus einem Tragerahmen, an dem der Feldkäfig und die Gasbox befestigt sind, und den sechs Auslesemodulen (Sektoren) zusammen.

Die Main-TPCs

Im Anschluss an die beiden VTPCs befinden sich zwei weitere große TPCs außerhalb des magnetischen Feldes. Sie sind etwa 8 m hinter dem Target rechts und links

³Die Konstante $\kappa = 0.2997925$ GeV/ c Tm ist hierbei ein zur Lichtgeschwindigkeit c proportionaler Faktor.

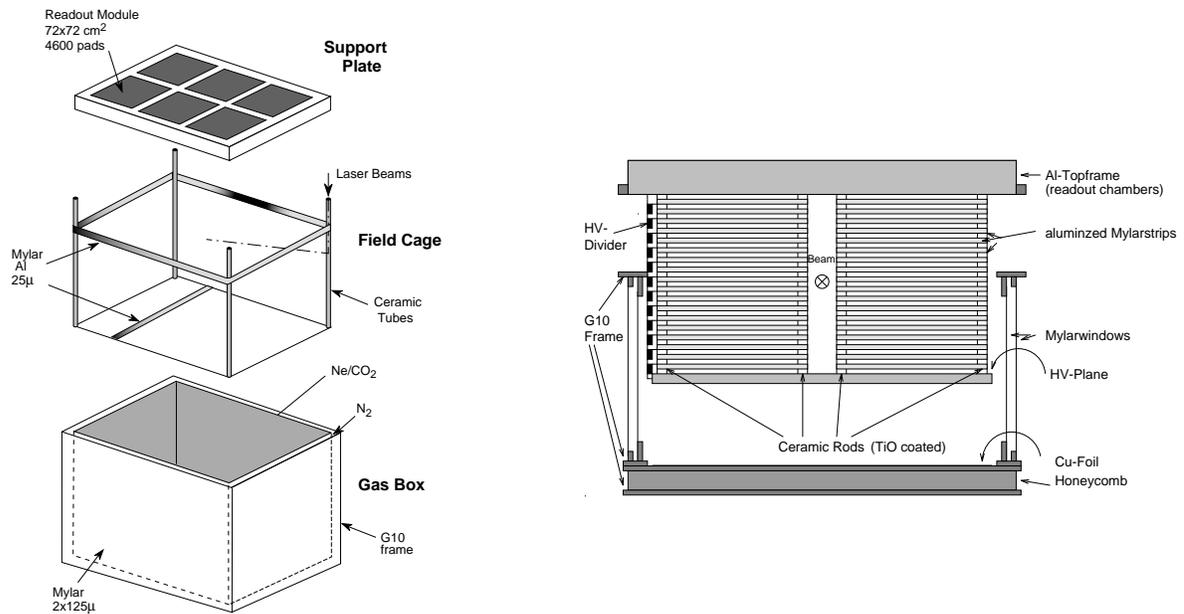


Abbildung 3.6 Modularer Aufbau der Vertex-TPCs. Links: die drei wesentlichen Komponenten, von unten nach oben – Gasbox, Feldkäfig und Ausleseebene. Rechts: Gasbox und Feldkäfig im Detail.

symmetrisch um den Strahl angeordnet; ihr Aufbau gleicht im wesentlichen dem der Vertex-TPCs. Die Rekonstruktion der Teilchenimpulse erfolgt über die Annahme eines definierten Interaktionspunktes (Vertex). Die in den MTPCs detektierten linearen Trajektorien geladener Hadronen lassen sich entgegen der Strahlrichtung bis zum Hauptvertex zurückextrapolieren.

Geometrie

Die TPC-Rohdaten werden jeweils in einem internen Detektorkoordinatensystem bestimmt. Die segmentierte Kathodenplatte einer TPC ist dabei parallel zur xz -Ebene positioniert, d.h. jedes Pad entspricht einer xz -Koordinate basierend auf der TPC-Nummer, der Sektornummer, der Nummer der Padreihe (in z -Richtung) und seiner Position (in x -Richtung) innerhalb der Reihe. In den MTPCs haben die Sektoren 1–5 und 21–25 in Abbildung 3.7 in der Region hoher Teilchenmultiplizitäten (*High Resolution* – HR) entlang der Strahlachse dieselbe Padbelegung wie in den VTPCs. Die Padgröße sowie die Neigungswinkel der Pads relativ zu den lokalen Spurwinkeln variieren mit den Sektoren, um eine möglichst identische Ladungsdeposition auf den einzelnen Pads zu gewährleisten und eine Optimierung der Winkel

gemäß der unterschiedlichen Krümmung der Teilchentrajektorien in den VTPCs zu erzielen [Gün97].

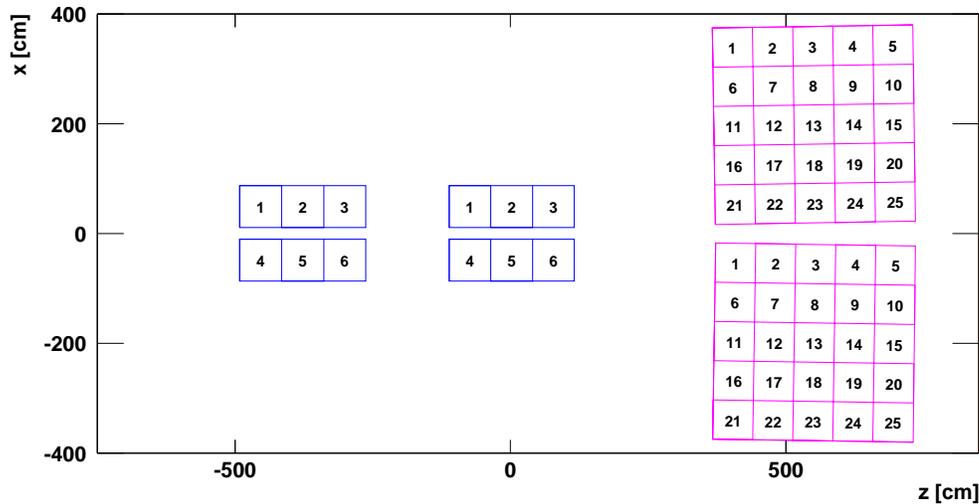


Abbildung 3.7 Anordnung und Nummerierung der Sektoren innerhalb der TPCs im externen NA49-Koordinatensystem.

Wahl des Zählgases

Die Anzahl der während des Ionisationsprozesses entstehenden Elektron-Ion-Paare ist abhängig von Kernladungs- und Massenzahl Z/A des eingesetzten Zählgases. Um eine Akkumulation von Raumladungen in den Bereichen hoher Spurdichten zu vermeiden, bietet sich die Wahl eines leichten Gases – üblicherweise ein Edelgas – an.

Durch die hohe kinetische Energie der freien Elektronen im Verstärkungsbereich der TPCs kann es zur Erzeugung von Photonen kommen, die per Photoeffekt weitere Elektronen aus der Kammerwand lösen. Um diese Reaktion zu verhindern, werden dem Detektorgas Löschesubstanzen (*Quencher*) beigemischt. Die Moleküle des Quencher-Gases dienen als Stabilisatoren des Verstärkungsprozesses und absorbieren die entstehenden Photonen durch strahlungslose Vibrations- oder Rotationsübergänge. Aufgrund ihrer vielfachen Anregungszustände kommen hierfür Kohlenwasserstoffverbindungen (z.B. Methan) oder Kohlendioxid in Frage.

Der Vorteil des Einsatzes von Neon als Ionisationsmedium in den Vertex-TPCs gegenüber Argon in den MTPCs liegt in der niedrigeren Kernladungszahl von Neon. Dadurch werden weniger Elektron-Ion-Paare gebildet, was die Gefahr von Verzer-

rungen des elektrischen Driftfeldes in Folge hoher Raumladungen minimiert. Weitere Vorteile von Neon sind sein geringerer Wirkungsquerschnitt für die Produktion hochenergetischer δ -Elektronen sowie die Reduzierung von Vielfachstreuung der das Gas durchquerenden Teilchen.

Die Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D der Elektronen ist ein dynamisches Gleichgewicht zwischen ihrer Beschleunigung im elektrischen Feld und ihres Energieverlustes durch Wechselwirkung mit den Molekülen des Detektorgases. Die Trajektorien der driftenden Elektronen beschreiben durch den parallelen Verlauf des elektrischen und des magnetischen Feldes eine Helixbahn mit der Zyklotronfrequenz $\omega = e\vec{B}/m_e$. Die Lösung ihrer Bewegungsgleichung führt zu der von Langevin bestimmten Gleichung [Lang08] für die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in einem Gas mit gegebenem \vec{E} - und \vec{B} -Feld:

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

mit τ als mittlerer Zeit zwischen zwei Stößen, $\mu = e\tau/m_e$ als Maß für die Mobilität der Elektronen, der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}| = E$, der magnetischen Feldstärke $|\vec{B}| = B$ und den Einheitsvektoren in Feldrichtung \hat{E} und \hat{B} .

Im feldfreien Gas kommt es durch Vielfachstreuung zur isotropen Diffusion der freien Elektronen. Diese ist eine Funktion der mittleren freien Weglänge λ_0 der Elektronen und der Stoßzeit τ :

$$D_0 = \frac{1}{3} \frac{\lambda_0^2}{\tau} \quad . \quad (3.9)$$

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes wird die Diffusion in einen longitudinalen (D_L) und einen transversalen Anteil (D_T) aufgespalten. Ist die Feldstärke entsprechend hoch, führt dies – in Abhängigkeit von dem jeweiligen Detektorgas – zu dem Erreichen eines thermischen Grenzfalles, bei dem die mittlere thermische Geschwindigkeit des Elektrons unabhängig vom \vec{E} -Feld wird. Mit der Driftgeschwindigkeit $v_D = e\tau E/m_e$ gilt für die Diffusion im elektrischen Feld:

$$D_L = D_T = \frac{kT}{eE} \cdot v_D \quad , \quad (3.10)$$

mit der Temperatur des Detektorgases T und der Boltzmann-Konstante k .

Bei gleichzeitigem Vorliegen von elektrischem und magnetischem Feld, die parallel zueinander verlaufen, bleibt die longitudinale Diffusionskomponente $D_L = D_0$ (Gleichung 3.9) unverändert, der transversale Diffusionskoeffizient dagegen ist eine Funktion der Zyklotronfrequenz und damit der Stärke des Magnetfeldes [Amen86]:

$$D_T = \frac{D_0}{C + \omega^2 \tau^2} \quad . \quad (3.11)$$

Die Konstante C ist abhängig von der angelegten Magnetfeldstärke und der Wahl des Detektorgases, für kleine Magnetfelder bis etwa 2 kG gilt $C = 1$.

Mit zunehmender Stärke des magnetischen Feldes wird der Krümmungsradius der Elektronentrajektorie $\rho_e = v_D/\tau$ klein gegenüber der mittleren freien Weglänge λ_0 , und damit nimmt nach Gleichung 3.11 die transversale Diffusionskomponente ab. Abbildung 3.8 zeigt den Verlauf der transversalen und longitudinalen Diffusionskoeffizienten der verwendeten Zählgase Argon und Neon mit unterschiedlichen Quencher-Beimischungen als Funktion des drucknormierten reduzierten Driftfeldes E/P [Küh95]. Die unterbrochene Linie markiert das thermische Limit bei hohen Feldstärken.

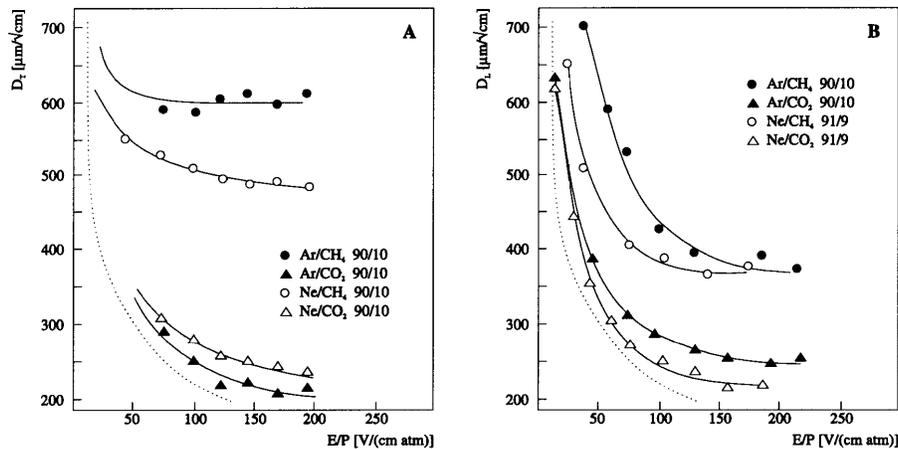


Abbildung 3.8 Verlauf der transversalen (A) und longitudinalen (B) Diffusionskoeffizienten der verwendeten Zählgase mit unterschiedlichen Quencher-Komponenten als Funktion des reduzierten Driftfeldes E/P sowie der jeweilige thermische Grenzfall (unterbrochene Linie) [Küh95].

Das reduzierte elektrische Feld E/P beträgt in den VTPCs etwa 200 V/cm, in den MTPCs liegt es bei 175 V/cm. Organische CH₄-Verbindungen weisen bei geringen

mittleren Feldstärken im Bereich von $E \approx 100\text{--}120$ V/cm eine charakteristische Reduzierung des elastischen Wirkungsquerschnitts der freigesetzten Elektronen auf (*Ramsauer-Effekt*). Daraus resultiert eine Zunahme der freien Weglänge bis zu einer maximalen Driftgeschwindigkeit von $v_D \approx 5$ cm/ μ s, die über ein Plateau entlang zunehmender Feldstärken konstant bleibt (Abbildung 3.9). Durch die CH₄-Beimischung als Löschgas in den MTPCs werden dort im Vergleich zu den VTPCs wesentlich höhere Driftgeschwindigkeiten bei vergleichsweise längeren Driftstrecken (vgl. Tabelle 3.1) erreicht.

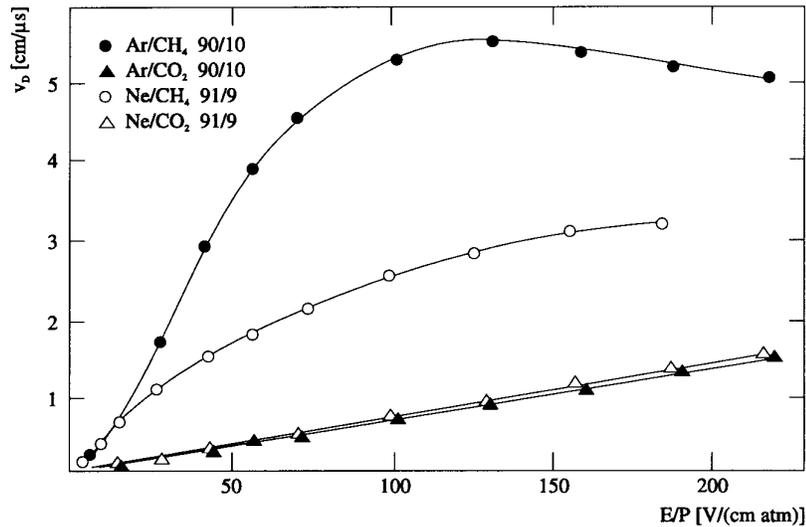


Abbildung 3.9 Driftgeschwindigkeit v_D von Elektronen in Argon und Neon mit unterschiedlichen Quencher-Beimischungen als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P [Küh95].

Zur Überwachung der Driftgeschwindigkeiten in den einzelnen TPCs wurde ein separates Detektorsystem entwickelt und in [Mark95] dokumentiert. Die erreichte Genauigkeit in der Driftgeschwindigkeitsmessung beträgt $(\sigma_D/\langle v_D \rangle) \leq 0.15$ %.

Orts- und Impulsauflösung

Die Ortsauflösung ist ein Maß für die Streuung der einzelnen Raumpunkte entlang einer gegebenen Sollspur. Ihre Genauigkeit für das gesamte TPC-System liegt bei $\leq \pm 200$ μ m [Afa99].

Die Impulsauflösung dp/p^2 wird zum einen durch die räumliche Auflösung der TPCs sowie die Spurlänge und die Anzahl der Raumpunkte und zum anderen

durch die Vielfachstreuung der geladenen Teilchen im Target und mit dem Detektormaterial definiert. In den TPCs variiert sie typischerweise zwischen $7.0 \cdot 10^{-4} \text{ (GeV}/c)^{-1}$ für lokale Spuren in der VTPC1 (Impulsbereich 0.5–8 GeV/c) und $0.3 \cdot 10^{-4} \text{ (GeV}/c)^{-1}$ für sich global über mehrere Einzeldetektoren erstreckende Spuren mit einem Impulsbereich von 4–100 GeV/c.

Systematische Einflüsse auf die Position der Trajektorien sowie der Impulsmessung werden im Verlauf der Rekonstruktionskette korrigiert.

Vertex-Rekonstruktion

Die Bestimmung des primären Interaktionspunktes in der Targetebene orthogonal zur Strahlachse erfolgt durch die Messung der Trajektorien der Strahlpartikel mit einer Auflösung von einigen hundert μm (vgl. Kapitel 3.1.3). Die longitudinale Vertex-Position wird durch Extrapolation von Sekundärspuren aus den TPCs in Richtung Target gewonnen und ist von entscheidender Bedeutung bei der Separierung der Zerfallsvertices sekundärer Teilchen und der Eliminierung des Untergrundanteils von zufälligen Spurkombinationen, die nicht aus einem V^0 -Zerfall stammen.

In protoninduzierten Reaktionen dient eine genaue Vertex-Rekonstruktion zudem zur Selektion gültiger Ereignisse, die nicht auf Interaktionen mit Material aus dem insensitiven Targetvolumen zurückzuführen sind.

Für Ereignisse hoher Multiplizität liegt die Vertex-Auflösung in der Ablenkebene (*bending plane*) bei 150 μm ohne Berücksichtigung der Position der Strahltrajektorie. Mit dieser Einschränkung beträgt die Auflösung entlang der Strahlachse 2.1 mm für zentrale Bleikollisionen und 6.4 mm für protoninduzierte Reaktionen niedriger Multiplizität.

3.1.6 Flugzeitdetektoren

Das Experiment NA49 besitzt verschiedene Flugzeit-Detektorsysteme, die eine Identifizierung der unterschiedlichen Teilchenspezies erlauben, jedoch nur einen eingeschränkten Bereich des Phasenraums abdecken. Aus den Informationen der *Time of Flight*-Detektoren (TOF) in Kombination mit den TPCs werden dabei aus der Flugzeit der am primären Vertex erzeugten Hadronen und ihrer Impulse die jeweiligen Ruhemassen bestimmt. Das Startsignal zur Flugzeitmessung liefert der S1-Detektor vor dem Target.

Hinter den MTPCs befinden sich vier Flugzeitwände (TOF-GL, TOF-TL, TOF-TR und TOF-GR). Je zwei davon sind identisch und rechts und links der Strahlachse angeordnet; sie detektieren in Impulsbereichen von 2–12 GeV/ c .

Die beiden großen Flugzeitwände TOF-TL und TOF-TR setzen sich aus je 11×27 rechteckigen Szintillationszählern in drei Ebenen zusammen [Eck96] und decken eine aktive Fläche von $2 \times 2.2 \text{ m}^2$ ab. Durchqueren geladene Hadronen das sensitive Volumen des Detektors, geben sie einen Teil ihrer kinetischen Energie ab, der in Form von optischen Photonen freigesetzt und zur Kathode der Photovervielfacher transportiert wird. Dort werden durch die einlaufenden Photonen Photoelektronen ausgelöst, die über eine Dynodenkaskade zu einem messbaren Signal verstärkt werden. Die mittlere Zeitauflösung der Flugzeitdetektoren liegt bei etwa 60 ps.

Die Gitterflugzeitwände TOF-GL und TOF-GR bestehen aus sich horizontal und vertikal überkreuzenden Szintillatorstreifen, die gitterförmig in zwei Ebenen angeordnet sind und an beiden Enden mit Photovervielfachern ausgelesen werden. Sie decken eine Fläche von $2 \times 0.62 \text{ m}^2$ ab. Ihre mittlere Zeitauflösung liegt bei etwa 85 ps [Alb96].

In den letzten Strahlzeitperioden wurden zudem Pestov-Funkenzähler (PESTOF-L, PESTOF-R) hinter der VTPC1 installiert [Par71, Fra99]. Sie bestehen aus gasgefüllten Parallelplattenzählern mit einem Plattenabstand von $100 \mu\text{m}$, die im Funken/Überschlagmodus operiert werden und eine Zeitauflösung unter 50 ps zulassen. Mit ihnen sollen in die Rückwärtshemisphäre des Phasenraums emittierte Teilchen mit Impulsen bis zu 2 GeV/ c identifiziert werden. Während der letzten Strahlzeitperiode im Herbst 2000 kamen 2 Türme mit je 20 PesTOF-Zählern auf einer aktiven Fläche von insgesamt $2 \times 0.25 \text{ m}^2$ zum Einsatz.

3.1.7 Veto-Proportionalkammern

Seit 1999 werden zwei Veto-Proportionalkammern (VPC) eingesetzt, die in proton-induzierten Reaktionen den Akzeptanzbereich in der Vorwärtshemisphäre zwischen den MTPCs und dem Ringkalorimeter bei niedrigeren Einschussenergien schließen und in Korrelation mit dem Ringkalorimeter zur Identifikation von Neutronen dienen [Bet99].

3.1.8 Kalorimeter und Kollimator

Das NA49-Experiment verfügt über zwei Kalorimeter, die hinter den Flugzeitdetektoren positioniert sind und die Gesamtenergie aller in ihren geometrischen Akzeptanzbereich einlaufenden Photonen und Hadronen registrieren.

Beide Kalorimeter bestehen aus verschiedenen Lagen, wobei sich die erste Lage alternierend aus Blei und Szintillatormaterial, die zweite Lage aus Schichten von Eisen und Szintillatormaterial zusammensetzt. In der vorderen Lage wird der elektromagnetische Anteil detektiert, da im Feld der schweren Bleikerne ankommende Photonen nach kurzer Wegstrecke Leptonenschauer erzeugen. Die Eisenschichten dienen zum Abstoppen des hadronischen Anteils, indem Hadronen infolge starker Wechselwirkung entsprechend ihrer Energie Schauer weiterer Teilchen induzieren. Mit dem Ringkalorimeter (RCAL) wird die transversale Energiedeposition der in Schwerionenkollisionen erzeugten Sekundärteilchen in Abhängigkeit von ihrem Emissionswinkel und Azimut gemessen. Es ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse positioniert und in zehn konzentrische Ringe aus je 24 Segmenten unterteilt. Direkt vor dem Nullgradkalorimeter (VCAL) befindet sich ein Eisenkollimator (COLL) zur Selektion nichtwechselwirkender Projektilfragmente (*Spektatoren*) in unmittelbarer Strahlnähe (Raumwinkelakzeptanz $\leq 0.3^\circ$). Diese werden im Kalorimeter vollständig gestoppt. Die longitudinalen Freiheitsgrade dieser Spektatoren wurden somit während der Kollision nur zu einem sehr geringen Anteil in transversale transformiert.

Daher dient das Vetokalorimeter zum Nachweis des longitudinalen Energieflusses der Reaktion innerhalb eines geringen Akzeptanzbereichs um die Strahlachse, der durch den Kollimator regulierbar ist.

Die Signale des Vetokalorimeters dienen als Trigger zur Zentralitätsselektion in Pb+Pb-Kollisionen. Dabei sind die Vetosignale antikorreliert mit der Zentralität, ein infinitesimales Signal weist auf einen zentralen Stoß mit minimalem Stoßparameter hin.

3.2 Datenakquisition

Grundprinzip der Datenaufnahme ist die Verstärkung und Digitalisierung der Detektorsignale sowie der Transfer der digitalisierten Informationen zu einem elektronischen Speichermedium.

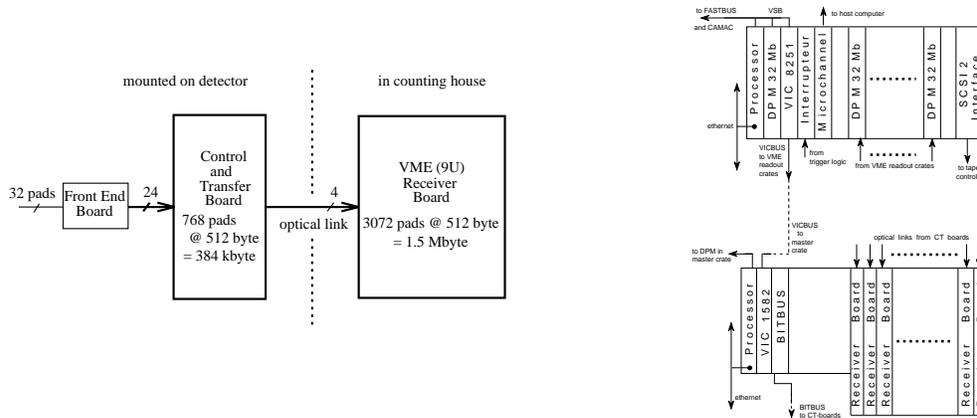


Abbildung 3.10 Schematische Darstellung der Datenakquisition. Links: Einzelne Komponenten der TPC-Ausleseelektronik [Rau94]. Rechts: Aufbau des Datenauslesesystems [Afa99].

Während der Strahlextraktionsphase werden die einlaufenden Daten gespeichert und innerhalb der Totzeit des Beschleunigungszyklus verarbeitet. Pro Spill wird eine Ereignisrate von 25–35 aufgenommen.

3.2.1 Die Ausleseelektronik

Die 182000 Pads der TPC-Kathoden werden separat ausgelesen und die Signale von jeweils 32 Auslesekanälen auf einer *Front-End* (FE)-Karte in der Ausleseebene der TPC zu zwei voneinander unabhängigen Strängen von je 16 Kanälen zusammengefasst [Rau94, Bie97]. Die dort einlaufenden Signale werden in einem Vorverstärker verstärkt und durchlaufen danach einen Pulsformer (*Shaper*). In einem analogen kapazitiven Speicher werden die Daten in 512 Zeitintervalle von je 100 ns aufgeteilt und anschließend mit einer Rate von 100 kHz digitalisiert. Die Datenmenge von je 24 FE-Karten (768 Kanäle) wird von einem *Control & Transfer* (CT)-Board ausgelesen und über schnelle (62.5 MHz) optische Glasfaserverbindungen über eine Distanz von $l \approx 20$ m auf *Receiver*-Boards in VME-Modulen transferiert (Abbildung 3.10). Es stehen 60 *Receiver*-Boards mit jeweils vier identischen Kanälen zur Verarbeitung der Rohdaten eines CT-Boards zur Verfügung.

Während der Prozessierung der Rohdaten werden verschiedene Operationen angewandt:

- Sortieren der einlaufenden Daten nach Pad und Zeit,

- Subtraktion eines Pad-spezifischen Sockelwerts (*Pedestal*) von jedem Zeitfenster, der während der Datenaufnahme ohne einlaufende Ereignisse festgelegt wird,
- Unterdrückung des elektronischen Rauschens (*Noise*) durch Festlegung eines Minimalwertes (*Threshold*),
- Nullunterdrückung.

Daraus resultiert eine Kompression der Daten auf minimal 10 % des Rohdatenvolumens (7.6 MByte für zentrale Bleidaten), abhängig von der Ereignismultiplizität. Mit Hilfe einer Reduktion der Zeitintervalle von 512 auf 256 sowie der zusätzlichen Anwendung einer Huffman-Kompression können die Daten um einen weiteren Faktor $\simeq 2$ komprimiert werden [Ren00].

In einem Master-Crate (Motorola 68040) mit sieben 32 MByte-Speichern laufen die Rohdaten der VME-Systeme der TPCs, der FASTBUS-Module der Flugzeitwände und der verschiedenen CAMAC-Einheiten von Strahl, Trigger, PesTOF, Veto-Proportionalkammern und Kalorimeter zusammen und werden dort als Gesamtereignis entweder mit einer Transferrate von bis zu 16 MByte/s auf 100 GByte fassende SONY-Magnetbänder geschrieben oder dem zentralen Datenaufnahme-Speichersystem (CDR) des CERN zugeführt. Zusätzlich dazu ist ein Transfer der einlaufenden Daten auf UNIX-Workstations zur direkten *Online*-Analyse möglich.

3.2.2 Kalibration

Da bei der Vielzahl der Auslesekanäle des NA49-Experiments durch bauliche Unterschiede Variationen in der Signalverstärkung und -laufzeit auftreten können, ist es notwendig, die Abweichungen (bis zu 10 % in der Verstärkung und bis zu 25 ns in der Laufzeit) zwischen ihnen vor der Raumpunktrekonstruktion zu korrigieren, da es sonst zu Verzerrungen in der Ortsauflösung kommen kann. Ein solches automatisiertes System zur Vermessung der eingesetzten Elektronik mit Hilfe eines präzisen Referenzsignals ist in [Gab95, Bau97] beschrieben.

Ein optimales Mittel zur gleichzeitigen Kalibration der Elektronik und der Gasverstärkung ist dabei die Injektion von radioaktivem ^{83}Kr in das TPC-Detektorgas. Durch das charakteristische Zerfallsspektrum des metastabilen ^{83}Kr -Gases wird eine sehr gut lokalisierte Energiedeposition von Elektronen kleiner Reichweite mit Energien von einigen keV in den TPCs erreicht. Aus Messung der resultierenden Ladungsverteilung der bekannten Übergangslinien kann sowohl auf die Elektronik- als

auch die Gasverstärkung in den Spurendriftkammern rückgeschlossen und Schwankungen bis auf eine Genauigkeit von 0.5 % ausgeglichen werden [Afa99].

Kapitel 4

Datenanalyse

Motivation dieser Arbeit ist die Untersuchung von p+p-Daten, die bei einer Strahlenergie von 158 GeV mit dem NA49-Experiment aufgenommen wurden, auf das Auftreten von Topologien neutraler und doppelt seltsamer Hadronen.

Im Verlauf der Analyseketten werden aus den aufgezeichneten Detektor-Rohdaten in mehreren Zwischenschritten die Impulse geladener Teilchen in den Spurendriftkammern bestimmt. Dazu werden zunächst die lokalen Ladungsverteilungen und daraus globale Teilchentrajektorien rekonstruiert, wobei deren Krümmung im Magnetfeld eine Impulsbestimmung zulässt.

4.1 Ereignisrekonstruktion

Das NA49-System zur Datenanalyse basiert auf dem Speicher-Managementsystem DSPACK [ZyBu96] und zeichnet sich durch seine modulare Struktur aus. Die Ereignisrekonstruktion erfolgt in mehreren Schritten, die jeweils von verschiedenen Programmmodulen verwaltet werden. Ihre Hauptbestandteile sind dabei die Rekonstruktion der Raumpunkte, die Spurrekonstruktion und die in dieser Arbeit vorgestellte Rekonstruktion von Zerfallstopologien neutraler sowie mehrfach seltsamer Hadronen. Abschließend werden die Spuren und Vertices aller rekonstruierten Ereignisse, zusammen mit weiteren relevanten Informationen, auf sogenannte *Data Summary Tapes* (DST) geschrieben, die zur späteren *Offline*-Analyse verwendet werden können.

Einen schematischen Überblick über den Ablauf der Rekonstruktionsskette zur Analyse der detektierten Rohdaten gibt Abbildung 4.1.

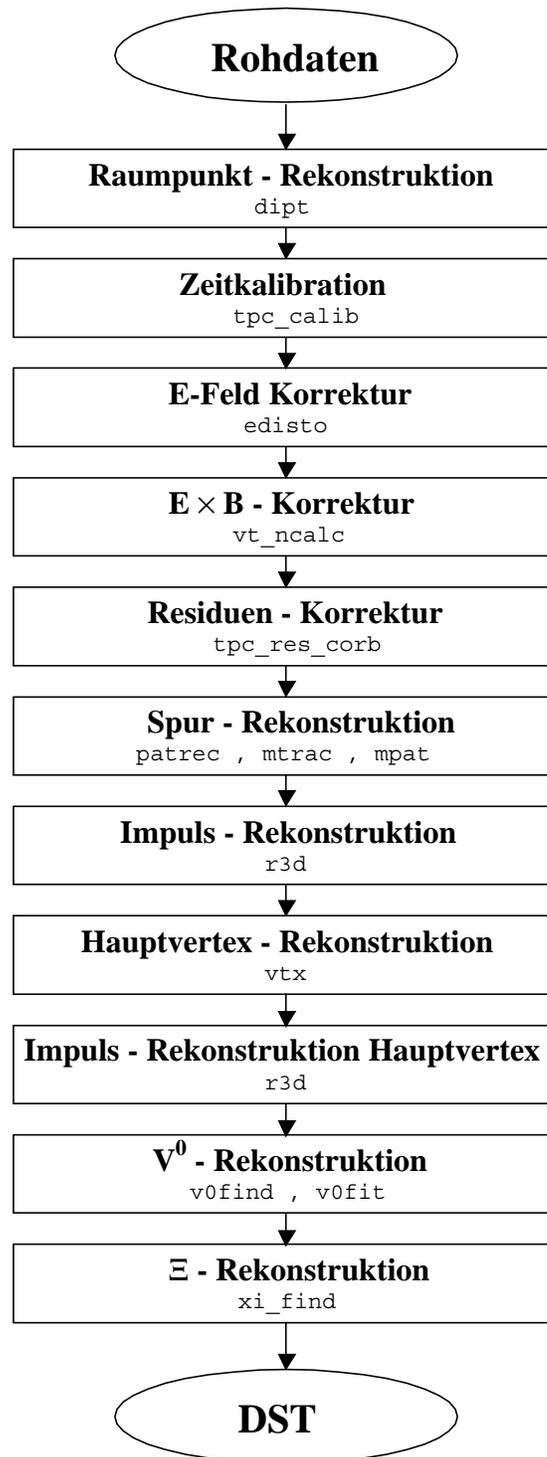


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung der aktuellen NA49-Rekonstruktionskette.

4.1.1 Globale Spurrekonstruktion

Um eine möglichst effiziente Informationsausbeute aus den mit den vier lokalen Spurendriftkammern aufgezeichneten Daten zu erzielen, ist es nötig, das gesamte NA49-Detektorsystem global zu betrachten. Zu diesem Zweck wurde eine Analyse-Software zur globalen Spurrekonstruktion entwickelt [Irm97]. Diese kombiniert die Impulsbestimmung in den Spurendriftkammern mit den Informationen aus der Teilchenidentifikation und ist zudem in der Lage, über schnelle Mustererkennungsprogramme Spuren aus einem Detektor in den nächsten zu extrapolieren.

Die zentralen Algorithmen zur globalen Spurrekonstruktion setzen sich aus den folgenden Programmmodulen zusammen:

- Raumpunktrekonstruktion (`dipt`)
- lokale Spurrekonstruktion in den TPCs (`mtrac` (MTPC), `patrec` (VTPC))
- Impuls-Rekonstruktion (`mtrac`, `r3d`)
- Spurextrapolation und globale Spurrekonstruktion (`mpat`)
- weitere Korrektur- und Rekonstruktionsmodule (Verzerrungskorrekturen, dE/dx -Modul, `v0find`, etc.)

Raumpunktrekonstruktion

Die Rohdaten der Spurendriftkammern lassen sich dreidimensional durch die Ortskoordinaten der einzelnen Pads und die Zeitinformation darstellen.

Die Rekonstruktion der Ladungsverteilungen erfolgt durch das Modul `dipt`, welches die auf den Pads gemessenen konsekutiven Signale (*Cluster*) in Raumpunkte umwandelt. Die absolute Position der Cluster ergibt sich durch die Bestimmung des Schwerpunktes der erzeugten Ladungswolke.

Die durch unterschiedliche Signallaufzeiten entstehenden Verzerrungen der Raumpunkte in Driftrichtung innerhalb einer TPC werden durch das Programmmodul zur Zeitkalibration (`tpc_calib`) ausgeglichen.

Die Einflüsse von Verzerrungen des elektrischen Feldes in Driftrichtung durch eine auf Feldinhomogenitäten basierende Verschiebung der Hochspannungsebene werden durch das Korrekturmodul `edisto` behoben.

Eine weitere Verzerrung entsteht durch den sogenannten $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt und verdeutlicht sich in der Bewegungsleichung (Gleichung 3.8) für Teilchen innerhalb eines

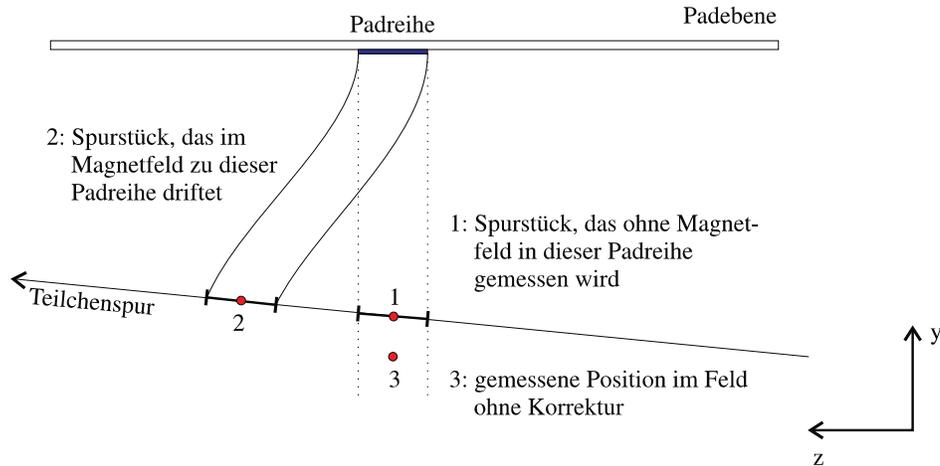


Abbildung 4.2 Schematische Darstellung des $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekts [Krö95].

Gases im elektrischen und magnetischen Feld. Nur für den Fall, dass die Feldlinien beide Felder exakt parallel zueinander verlaufen, verschwindet der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Term. Aufgrund von Inhomogenitäten der Magnetfelder in den Vertex-TPCs verschiebt sich jedoch die Driftstrecke der Elektronen von der Ideallinie, so wie sie im Cluster-Finder angenommen wird. Abbildung 4.2 zeigt den realen Verlauf der Elektronendriftstrecke im inhomogenen Magnetfeld. Dieser Effekt ist in der xz -Ebene mit Abweichungen von bis zu mehreren cm in den Randbereichen der TPCs am eklatantesten [Krö95]. Die Korrektur der verzerrten Raumpunktkoordinaten erfolgt mit Hilfe des `vt_ncalc`-Moduls in alle Raumrichtungen einer Vertex-TPC.

Da sowohl die geometrische als auch die magnetische Korrektur mit Ungenauigkeiten behaftet ist, bleiben systematische Abweichungen der Position der einzelnen gemessenen Cluster zu den ermittelten Spurpositionen (*Residuen*) beobachtbar, die bevorzugt an den Sektorgrenzen der jeweiligen TPC auftreten. Nach Anwendung aller vorangegangenen Verzerrungskorrekturen werden die verbleibenden Residuen mittels einer phänomenologischen Korrektur mit dem Modul `tpc_res_corb` beseitigt [Mark00].

Für p+p-Rohdaten muss aufgrund der dort vorherrschenden niedrigeren Raumladungsdichten keine Residuenkorrektur vorgenommen werden.

Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion basiert auf den korrigierten Raumpunkten der jeweiligen TPC. Zur lokalen Spurrekonstruktion stehen zwei verschiedene Programmmodule zur Verfügung – das *pattern recognition*-Modul `patrec` für die gekrümmten Trajektorien in den Vertex-TPCs sowie `mtrac` zur Rekonstruktion linearer MTPC-Spuren. Ausgehend von den feldfreien MTPCs werden bei der globalen Spurrekonstruktion die einzelnen Spuren in Richtung Target zurückextrapoliert. Dabei werden die gefundenen Cluster entlang einer vorhergesagten globalen Spur durch die einzelnen TPCs verfolgt und miteinander verbunden (Abbildung 4.3). Für globale Spuren werden mindestens 10 von maximal 234 möglichen konsekutive Cluster verlangt. In den beiden MTPCs kann wegen des fehlenden magnetischen Feldes nicht unterschieden werden, ob die rekonstruierten Spuren vom Hauptvertex oder von sekundären Vertices, wie es bei seltsamen Hadronen der Fall ist, ausgehen. Daher bekämen die Spuren sekundärer Vertices bei der Rückextrapolation zum Hauptvertex einen falschen Impuls zugeordnet und könnten nicht mehr global mit den lokalen Spurstücken in den Vertex-TPCs rekonstruiert und verbunden werden. Um dies zu vermeiden, müssen Spuren, die nicht vom Hauptvertex ausgehen (*non-vertex* Spuren), vorwärts entlang der Strahlrichtung in die MTPCs extrapoliert werden.

Im einzelnen gliedert sich der Ablauf folgendermaßen:

- Raumpunkt-Rekonstruktion in den einzelnen Detektoren,
- Rekonstruktion linearer Spuren in den MTPCs (`mtrac`),
- Extrapolation dieser Spuren in VTPC2 und Rekonstruktion von VTPC2-Spuren gemäß der MTPC-Vorgabe (`mpat`),
- Rekonstruktion von *non-vertex* Spuren in VTPC2 (`patrec`), und Extrapolation dieser Spuren in die weiteren TPCs (`mpat`),
- Freigabe der Cluster aus MTPC-Spuren, bei denen keine VTPC2-Cluster gefunden wurden oder diese nicht extrapoliert werden konnten (`mpat`),
- Rekonstruktion der verbleibenden Spuren in VTPC2 und Extrapolation in die MTPCs (`patrec`, `mpat`),
- Rekonstruktion von VTPC1-Spuren gemäß der Vorgaben aus den MTPCs und VTPC2 (`mpat`),

- Rekonstruktion von *non-vertex* Spuren in VTPC1 (`patrec`), und Extrapolation dieser Spuren in die weiteren TPCs (`mpat`),
- Freigabe der Cluster aus MTPC-Spuren, bei denen keine VTPC1- und VTPC2-Cluster gefunden wurden (`mpat`),
- Rekonstruktion der verbleibenden Spuren in VTPC1 und Extrapolation in die MTPCs (`patrec`, `mpat`),
- Spurrekonstruktion in den MTPCs gemäß der Vorgaben aus den beiden Vertex-TPCs (`mtrac`),
- Rekonstruktion der verbleibenden Spuren in den MTPCs (`mpat`),
- globale Spurrekonstruktion durch Zusammenfügen der lokalen Informationen.

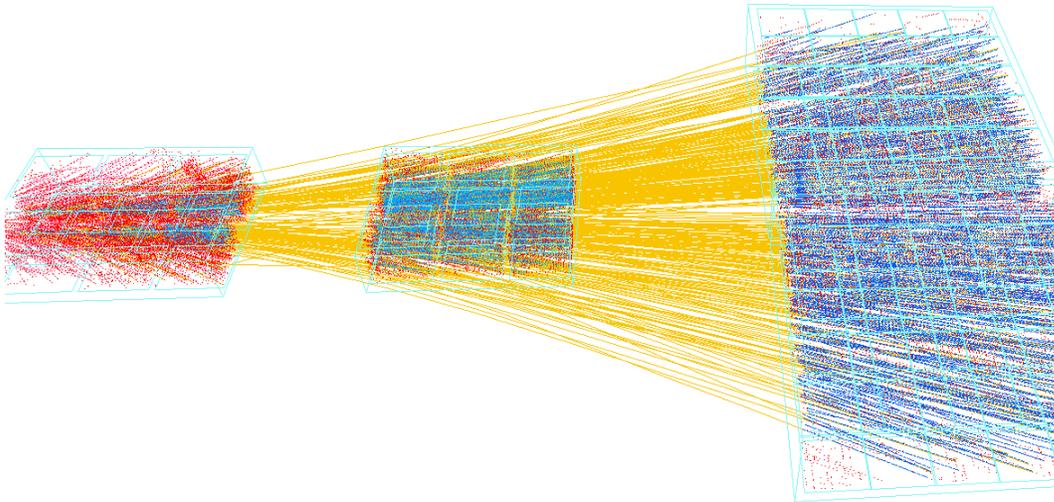


Abbildung 4.3 Globale Spurrekonstruktion in NA49-Spuredriftkammern am Beispiel eines Bleiereignisses. Annähernd 98 % aller detektierten Trajektorien werden rekonstruiert.

Impulsrekonstruktion

Im Zuge der folgenden Schritte der Rekonstruktionkette werden die Spuren dem nächsten Modul zur Impulsrekonstruktion übergeben.

Die lokalen Impulse der global rekonstruierten Spuren werden im ersten Durchlauf des Programmmoduls `r3d` durch eine *Runge-Kutta*-Approximation vierter Ordnung zur Integration der Bewegungsgleichung bestimmt [Bun93].

Mit Kenntnis der einzelnen Komponenten des Magnetfeldes sowie der Impulse in den TPCs werden die Spuren zum Hauptvertex, der den Interaktionspunkt IP charakterisiert, extrapoliert und dort mit dem `vtx`-Modul die Impaktparameter in der Targetebene berechnet.

Für die Impaktparameter in x - und y -Richtung gilt dabei:

$$\begin{aligned} b_x &= x_{\text{Spur}} - x_{\text{IP}} \\ b_y &= y_{\text{Spur}} - y_{\text{IP}} \quad , \end{aligned} \tag{4.1}$$

wobei die Hauptvertexpositionen x_{IP} und y_{IP} aus einer Minimalisierungsanalyse aller Spuren an der z_{IP} -Position gewonnen werden.

Danach wird bei einem erneuten Durchlauf von `r3d` mit der nun bekannten Vertex-Position ein zweiter Impulsfit zur Bestimmung der Teilchenimpulse am primären Reaktionspunkt durchgeführt.

Nach Rekonstruktion der globalen Spuren in den Spurendriftkammern folgt im weiteren Ablauf der Analyseketten unter Verwendung geometrischer Algorithmen die Untersuchung dieser Spuren auf das Auftreten von Zerfallsvertices seltsamer Hadronen. Da diese Analyse den Hauptbestandteil der vorliegenden Arbeit darstellt, werden die benötigten Rekonstruktionsmechanismen im folgenden detailliert beschrieben.

4.1.2 V^0 -Rekonstruktion

Neutrale seltsame Hadronen werden im NA49-Experiment über ihre geladenen Zerfallsprodukte nachgewiesen. Nach der Rekonstruktion globaler Spuren geladener Teilchen in den TPCs erfolgt in einem weiteren Schritt die Suche nach potentiellen V^0 -Kandidaten.

Das Programmmodul `v0find` extrapoliert Spurpaare, die sich aus je einer positiven und einer negativen Spur zusammensetzen, in Richtung Targetebene zurück und berechnet dabei in Schrittweiten von 2 cm entlang der Strahlachse den Abstand beider Spuren zueinander. Ist der Punkt der dichtesten Annäherung in x - und y -Richtung kleiner als 1 cm, gilt das Spurpaar als V^0 -Kandidat.

Dabei müssen die Spuren und Spurpaare zusätzlich bestimmte Qualitätskriterien erfüllen, um einerseits sicherzustellen, dass nur gültige Spuren verwendet werden

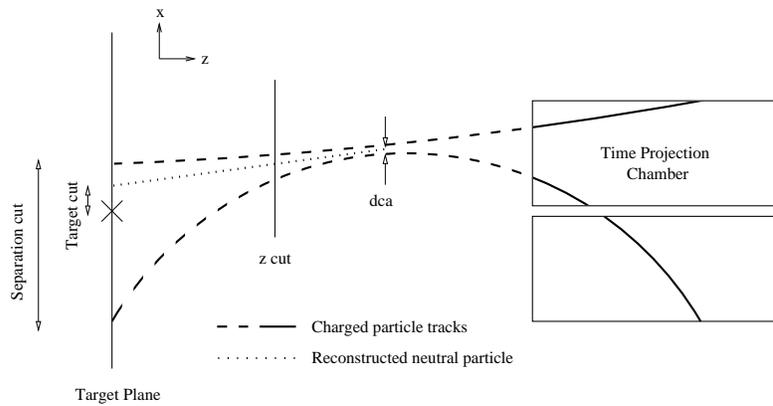


Abbildung 4.4 Schematische Darstellung der V^0 -Rekonstruktion in der xz -Ebene [Yate97b]. Die dafür relevanten Parameter sind der Punkt der dichtesten Annäherung (dca), die Spurtrennung in der Targetebene ($Separation\ cut$) und der Abstand der zurückextrapolierten Spuren vom Target ($Target\ cut$) sowie der Abstand des V^0 -Zerfallsvertex von der Targetebene ($z\ cut$).

und andererseits die Anzahl der zufälligen Kombinationen mit primären Spuren vom Hauptvertex und damit auch die Rechenzeit des Programms zu reduzieren. So werden nur Spuren mit mindestens 20 gemessenen Raumpunkten in wenigstens einer der beiden Vertex-TPCs berücksichtigt. Außerdem werden unterschiedliche geometrische Qualitätskriterien gefordert, die in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt und im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert werden.

Für p+p-Kollisionen gelten im allgemeinen weitaus weniger strenge Qualitätsanforderungen als für Pb+Pb-Reaktionen, um Verluste tatsächlicher V^0 zu vermeiden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die p+p-Qualitätskriterien untersucht und für die vorliegende Analyse optimiert. Die zulässigen Grenzen für diese Kriterien können nach der DST-Extraktionsphase weiter eingeschränkt werden, um den kombinatorischen Untergrund zu minimieren und ein optimales Verhältnis von Signal zu Untergrund zu erzielen.

Alle V^0 -Kandidaten, die die geforderten geometrischen Qualitätskriterien erfüllen, werden dem Programmmodul `v0fit` übergeben, welches eine geometrische Anpassung (9-Parameter Fit) vornimmt, die sich aus den Impulsen der Tochterspuren (2×3 Parameter) und der Position des Zerfallsvertex (3 Parameter) zusammensetzt. Dazu werden die rekonstruierten Spuren der potentiellen V^0 in die Spurendriftkammern zurückextrapoliert und dort eine χ^2 -Minimierung (Methode der

kleinsten Quadrate) der Differenzen zwischen gemessenen und rückextrapolierten Spurparametern vorgenommen.

Für die Anpassung eines Satzes von n voneinander unabhängigen Variablen ist die χ^2 -Funktion wie folgt definiert:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - x_i^0)^2}{\sigma_{x_i}^2} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad , \quad (4.2)$$

mit den Variablen x_i , deren normalverteilten Fehlern $\sigma_{x_i}^2$ und den Ergebnissen der Anpassung x_i^0 [Leo92]. Die Funktion reflektiert die Qualität der Anpassung.

Die Wahrscheinlichkeit für die Gültigkeit der Hypothese bei einem ermittelten Wert χ_0^2 lässt sich durch

$$P(\chi_0^2, N) = \int_{\chi_0^2}^{\infty} f(\chi^2, N) d\chi^2 \quad \text{mit } \chi_0^2 < \chi^2 \quad (4.3)$$

ausdrücken. Dabei ist N die Anzahl der Freiheitsgrade, die der Zahl der unabhängigen Variablen x_i entspricht. Den Bereich sehr niedriger $P(\chi^2)$ -Werte populieren hauptsächlich Kandidaten, bei denen die geometrische Anpassung fehlgeschlagen ist und die im weiteren Verlauf der Analyse durch Anwendung zusätzlicher Qualitätskriterien eliminiert werden.

Aus den so gewonnenen Informationen lassen sich alle relevanten Parameter, wie invariante Masse, Rapidität und Transversalimpuls der neutralen seltsamen Hadronen berechnen.

Alle rekonstruierten Spuren und die ermittelten V^0 -Zerfallsvertices werden nach Durchlaufen des Rekonstruktionsprozesses auf DSTs gespeichert, und können von dort zur weiteren Analyse extrahiert werden.

4.1.3 Ξ -Rekonstruktion

Die kombinatorische Analyse doppelt seltsamer Hyperonen erfolgt mit dem Programmmodul `xi_find` und basiert auf der Rekonstruktion der Ξ -Zerfallsvertices, ausgehend von den im vorherigen Schritt der Rekonstruktionskette bestimmten Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Vertices (Kapitel 4.1.2).

Alle positiven Spuren werden mit allen negativen Spuren eines Ereignisses kombiniert und diejenigen Spurpaare selektiert, deren Rückextrapolation nicht in den Bereich des primären Reaktionspunktes zeigt. Kann ein gemeinsamer Raumpunkt, der

die entsprechenden Kriterien für den Punkt der dichtesten Annäherung erfüllt, bestimmt werden und passieren die Spurpaare zusätzliche geometrische Qualitätskriterien, gelten sie als Kandidat für die Zerfallshypothese. In einem anschließenden separaten Verfahren werden alle akzeptierten Λ -Kandidaten innerhalb der Λ -Massenhypothese mit allen negativen Spuren kombiniert und analog auf Zerfallsvertices von Ξ^- - und Ω^- -Hyperonen untersucht. Gleiches gilt für die jeweiligen Antiteilchen.

Auf alle potentiellen doppelt seltsamen Hyperonen werden erneut geometrische Qualitätskriterien angewandt, bevor entsprechend der V^0 -Rekonstruktion ihre relevanten Parameter extrahiert werden können.

4.2 Die Datensätze

Die vorliegende Analyse basiert auf insgesamt 2.26 Millionen Ereignissen aus zwei verschiedenen Datensätzen, die während der p+p-Strahlzeitperioden 1996 und 1999 mit dem NA49-Detektorsystem bei einer Strahlenergie von 158 GeV aufgenommen wurden. Dabei wurden die beiden Vertex-Magnete in der Standardkonfiguration (STD+) betrieben, was Feldstärken von $B_{\text{VTPC1}} = 1.5$ T (15 kG) und $B_{\text{VTPC2}} = 1.1$ T (11 kG) entspricht (vgl. Kapitel 3.1.5). In dieser Konfiguration werden positive Ladungen in Richtung der positiven x -Achse (Abbildung 3.2) abgelenkt.

Die Rekonstruktion beider Datensätze erfolgte im Jahr 2000, wobei die Daten der Strahlzeit 1996 mit aktuellen verbesserten und optimierten Rekonstruktionsalgorithmen neu prozessiert wurden. Die Tabellen 4.1 und 4.2 geben einen Überblick über den Umfang der aufgenommenen Datensätze.

Beide Datensätze wurden im Rahmen dieser Arbeit in ihrer Gesamtheit auf die Produktion neutraler und doppelt seltsamer Hadronen untersucht. Die dabei angewandten Analysemethoden basieren auf der objekt-orientierten ROOT-Softwareumgebung [ROOT00, Brun97] und wurden in der Programmiersprache C++ entwickelt.

Dazu war es nötig, die am Ende der Rekonstruktionskette (Abbildung 4.1) erzeugten DSPACK-DSTs in ein ROOT-kompatibles Format zu konvertieren. Bei diesem Vorgang wurden nur die im Hinblick auf die weitere Analyse relevanten Informationen aus den Original-DSTs extrahiert und in sogenannten ROOT-MiniDSTs (basierend auf ROOT-*Trees*) gespeichert. Dadurch wurde das Datenvolumen gegenüber dem eines ursprünglichen DSTs erheblich reduziert, woraus ein wesentlich

geringerer Speicherumfang sowie eine Verkürzung der Rechenzeit bei der Analyse der ROOT-MiniDSTs resultierten.

Nummer des Runs	Ereignisse	Nummer des Runs	Ereignisse
1117	23142	1195	37111
1118	13449	1196	16015
1124	11876	1197	5274
1136	41258	1198	14207
1142	10678	1199	7295
1143	34897	1200	16198
1157	28461	1201	12689
1162	33196	1202	43449
1163	13687	1203	8431
1166	5203	1205	12280
1167	52659	1206	35158
1168	15678	1207	17870
1172	29225	1208	22059
1177	6076	1209	19757
1178	58963	1210	16679
1179	17808	1212	64343
1180	20656	1213	30279
1188	8645	1214	35263
1189	61848	1215	64125
1190	16379	1216	24937
1194	41981		
Gesamtanzahl der Ereignisse:			1049184

Tabelle 4.1 Die während der p+p-Strahlzeit 1996 aufgenommenen Datensätze.

4.2.1 Totale inklusive Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt ist eine fundamentale Größe zur Beschreibung jeglicher Teilcheninteraktionen.

Der totale inklusive Wirkungsquerschnitt σ_{total} einer Reaktion setzt sich additiv aus einem elastischen und einem inelastischen Anteil zusammen:

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}} \quad . \quad (4.4)$$

Nummer des Runs	Ereignisse	Nummer des Runs	Ereignisse
2907	37280	2939	30208
2908	18544	2940	19989
2911	49264	2942	21996
2914	14062	2948	24549
2915	25161	2949	25850
2916	22991	2950	35993
2917	22276	2951	24073
2919	35971	2952	28254
2920	29758	2953	24311
2921	29370	2954	12508
2922	42851	2956	30403
2923	19765	2957	30591
2926	24965	2958	31918
2927	34320	2959	24933
2928	30198	2960	4817
2929	23525	2965	30621
2930	35483	2966	14571
2931	28983	2967	30360
2933	25759	2968	27799
2934	28028	2969	36707
2935	29182	2970	26149
2936	13778	2971	23232
2938	32363		
Gesamtanzahl der Ereignisse:			1213709

Tabelle 4.2 Die während der p+p-Strahlzeit 1999 aufgenommenen Datensätze.

Für p+p-Kollisionen bei einer Strahlenergie von 158 GeV wird der totale inklusive Wirkungsquerschnitt nach [Wong94, Gro00] mit $\sigma_{\text{total}} \approx 38$ mb angegeben (Abbildung 4.5), wobei der elastische Anteil etwa 6.5 mb und der inelastische 31.5 mb beträgt. Der inelastische Wirkungsquerschnitt wiederum lässt sich in einen diffraktiven und einen nicht-diffraktiven Part aufteilen (vgl. Kapitel 1.4.1).

Im Experiment wird der erfasste Anteil des Wirkungsquerschnitts über den Trigger definiert. Im NA49-Experiment wird lediglich auf etwa 80 % des gesamten Wirkungsquerschnitts getriggert, da der Trigger nur etwa 30 % aller elastischen und 75 % aller diffraktiven Wechselwirkungen erfasst. Die nicht-diffraktiven Interaktionen sollten nahezu vollständig gesehen werden. Der Trigger-Wirkungsquerschnitt entspricht folglich etwa 90 % des inelastischen Wirkungsquerschnitts. Für den to-

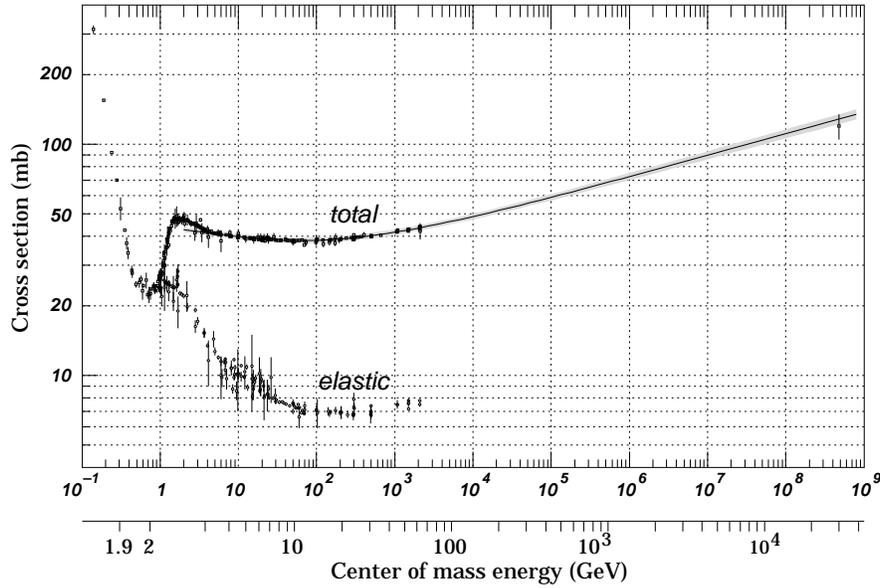


Abbildung 4.5 Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für p+p-Kollisionen als Funktion der Strahlenergie [Gro00].

totalen inklusiven Wirkungsquerschnitt muss daher auf die verworfenen Anteile der Kollisionen korrigiert werden (Kapitel 5.4.1).

Trigger-Wirkungsquerschnitte

Für p+p-Reaktionen werden die beiden Čerenkov-Zähler S1 und S2 in Antikoinzidenz mit den Szintillationszählern V0 und S4 als Trigger verwendet.

Als allgemeine Formel zur Bestimmung des Trigger-Wirkungsquerschnitts eines *fixed-target* Experiments gilt:

$$\sigma_{\text{Trigger}} = \frac{1}{\rho \lambda N_A / A} \cdot \frac{N_{\text{Trigger}}}{N_{\text{Strahl}}} \quad , \quad (4.5)$$

mit

$$R = \frac{N_{\text{Trigger}}}{N_{\text{Strahl}}} \quad . \quad (4.6)$$

Dabei ist ρ die Dichte des Targets, λ seine Länge, A das Atomgewicht des Targetmaterials (Molmasse) und N_A die Avogadro-Konstante. N_{Trigger} entspricht der Anzahl der Trigger und N_{Strahl} der Gesamtanzahl der das Target durchquerenden Strahlteilchen.

Das mittlere Verhältnis R (Gleichung 4.6) zwischen der Anzahl der Trigger und der Strahlpartikel, die das Target passieren, wurde für die Strahlzeit 1996 zu 2.467 % im Vergleich zu 2.925 % für 1999 bestimmt. Der höhere Wert 1999 lässt sich durch den Einsatz eines längeren Targets (vgl. Kapitel 5.1.1) erklären.

Da ein Teil dieser Trigger durch Wechselwirkungen der Strahlprojekte mit Materialien in der Targetwand verursacht wird, muß R auf gültige Wechselwirkungen mit dem sensitiven Targetvolumen normiert werden. Dazu wurden *empty target*-Ereignisse aufgenommen, in denen es ausschließlich zu Kollisionen außerhalb des sensitiven Targetvolumens kommt. Es gilt dann:

$$R = R_{\text{full}} - R_{\text{empty}} \quad . \quad (4.7)$$

Das relative Verhältnis R_{empty} der Wechselwirkungen in *empty target*-Reaktionen beträgt 0.77 % (1996) bzw. 0.52 % (1999) und muss von dem in *full target*-Ereignissen gemessenen R_{full} subtrahiert werden.

Mit $\rho = 7 \cdot 10^{-2} \text{ g/cm}^3$, $A = 1 \text{ g/mol}$, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ und den verwendeten Targetlängen von 14 cm (1996) bzw. 20 cm (1999) ergibt sich mit Gleichung 4.7 nach Gleichung 4.5:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Trigger}} &= 2.891 \cdot 10^{-26} \text{ cm} = 28.91 \text{ mb (1996)} \quad , \\ \sigma_{\text{Trigger}} &= 2.853 \cdot 10^{-26} \text{ cm} = 28.53 \text{ mb (1999)} \quad . \end{aligned}$$

Der Ereignistrigger des Experiments entspricht somit $\simeq 91$ % des bekannten inelastischen Wirkungsquerschnitts.

Der Verlust der Anteile der elastischen und diffraktiven Wirkungsquerschnitte durch den Trigger wurde mit Hilfe von *Monte Carlo*-Simulationen bestimmt [Brac99]. Dazu wurden Wirkungsquerschnitte von $\sigma_{\text{el}} = 6.5 \text{ mb}$ und $\sigma_{\text{diff}} = 7.0 \text{ mb}$ abgeschätzt. Unter der Annahme, dass 75 % aller elastischen und 30 % aller diffraktiven Interaktionen vom Trigger verworfen werden, resultieren daraus Verluste von

$\sigma_{\text{el}}^{\text{loss}} \approx 4.9$ mb für elastische und $\sigma_{\text{diff}}^{\text{loss}} \approx 2.1$ mb für diffraktive Kollisionen. Ihr Anteil am gesamten gemessenen Trigger-Wirkungsquerschnitt beträgt demnach etwa 6.5 mb.

Bei dieser Art von Wechselwirkungen, die somit 23 % aller getriggerten Ereignisse ausmachen, findet kein oder lediglich ein sehr geringer Energietransfer statt. Solche Ereignisse sind durch eine geringe Spurmultiplicität gekennzeichnet und werden demzufolge öfter verworfen als Ereignisse mit hohem Energietransfer und daraus resultierender höherer Spurmultiplicität. Im Rahmen der Hauptvertex-Rekonstruktion (Kapitel 5.4.2) wird in Abhängigkeit von der Spuranzahl pro Ereignis auf diese Effekte korrigiert.

Mit den korrigierten Werten und den gemessenen Trigger-Wirkungsquerschnitten kann σ_{total} abgeschätzt werden zu

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{Trigger}} + \sigma_{\text{el}}^{\text{loss}} + \sigma_{\text{diff}}^{\text{loss}} \quad . \quad (4.8)$$

Nach Gleichung 4.8 ergibt sich in beiden Fällen (1996 und 1999) ein totaler inklusiver Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{total}} \approx 36$ mb.

Kapitel 5

Qualitätskriterien und Korrekturen

Zur Reduzierung systematischer Fehler bei der Ereignisrekonstruktion müssen durch Anwendung spezifischer Selektionskriterien zunächst ungültige Ereignisse eliminiert und in der weiteren Analyse ein möglichst unkontaminiertes Signal der jeweiligen Teilchenspezies extrahiert werden. Anschließend werden die durch die geometrische Detektorakzeptanz und die verwendeten Gütekriterien gegebenen Verluste sowie Ineffizienzen des Rekonstruktionsverfahrens bestimmt und Korrekturfaktoren berechnet.

5.1 Ereignisselektion

Ein wesentlicher Aspekt bei der Selektion gültiger Ereignisse ist die Eliminierung von Interaktionen einlaufender Strahlprotonen mit Material außerhalb des sensitiven Targetvolumens.

5.1.1 Rekonstruktion des primären Interaktionspunktes

Der primäre Reaktionspunkt (Hauptvertex) wird innerhalb der Rekonstruktionskette aus den Informationen der BPD-Detektoren (xy -Ebene) und den rückextrapolierten Teilchentrajektorien aus den TPCs (z -Position) rekonstruiert und gefittet. Gültige Ereignisse müssen sowohl alle vorhandenen Strukturen (*Event-Header*) als auch einen korrekt rekonstruierten Hauptvertex beinhalten (vgl. Kapitel 4.1).

Die Rekonstruktion des Hauptvertex zeigt eine Abhängigkeit von der Spurmultiplicität des jeweiligen Ereignisses, deren Einfluss in Kapitel 5.4.2 näher diskutiert wird.

Das während der p+p-Strahlzeit eingesetzte Target besteht aus flüssigem Wasserstoff (LH₂) mit 120 μm dicken Mylarfenstern an beiden Enden. Die Targetlänge entlang der Strahlachse betrug 14 cm (1996) bzw. 20 cm (1999), bei einem Durchmesser von 3 cm.

Um Interaktionen einlaufender Strahlprotonen mit Atomkernen – meist Kohlenstoff – der Mylarfolie zu eliminieren, wurden unter Berücksichtigung der jeweiligen Targetgeometrie lediglich Vertexpositionen, die innerhalb des zentralen sensitiven Targetvolumens rekonstruiert wurden, selektiert. Die relevanten Selektionskriterien wurden in allen drei Raumrichtungen angewandt und sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Sie wurden so gewählt, dass der Anteil der Untergrund-Wechselwirkungen unter 1 % sinkt. Der farbige unterlegte Bereich kennzeichnet die gültigen Ereignisse mit $|x_{\text{vertex}}| \leq 1 \text{ cm}$, $|y_{\text{vertex}}| \leq 1 \text{ cm}$ sowie $-585 \text{ cm} \leq z_{\text{vertex}} \leq -574 \text{ cm}$ für das 14 cm lange Target und $-590.5 \text{ cm} \leq z_{\text{vertex}} \leq -572.5 \text{ cm}$ für das 20 cm lange Target.

Selektionskriterium	Anteil verworfener Ereignisse [%]	
	1996	1999
Event-Header	0.90	0.15
Vertex-Fit	23.67	21.75
$ z_{\text{vertex}} + 579.5 \leq 5.5 \text{ cm}$ bzw. $ z_{\text{vertex}} + 581.5 \leq 9.0 \text{ cm}$	46.94	30.81
$ x_{\text{vertex}} \leq 1.0 \text{ cm}$	0.49	0.10
$ y_{\text{vertex}} \leq 1.0 \text{ cm}$	0.07	0.05
Anzahl gültiger Ereignisse	418792	655147

Tabelle 5.1 Einfluss der Selektionskriterien auf die Anzahl der Ereignisse. Angegeben ist der prozentuale Anteil der verworfenen Ereignisse pro konsekutiv angewandtem Qualitätskriterium.

Die Verluste, die aus diesen Einschränkungen auf ein spezielles sensitives Targetvolumen (*fiducial volume*) resultieren, sind wiederum abhängig von der Genauigkeit der Vertex-Rekonstruktion und somit sensitiv auf die Spurmultiplicität. Eine gesonderte Korrektur (vgl. Kapitel 5.4.2) berücksichtigt diese Abhängigkeit.

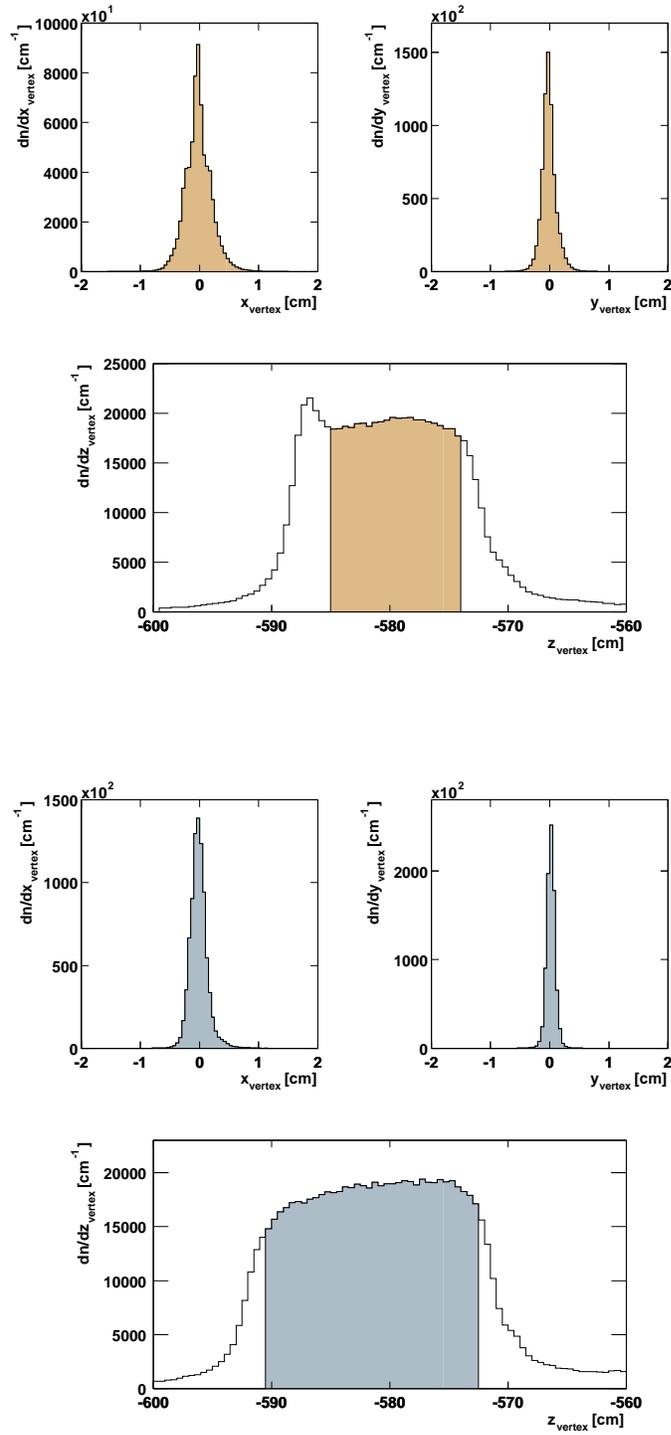


Abbildung 5.1 Verteilung der x -, y - und z -Positionen des rekonstruierten Hauptvertex in den p+p-Daten der Strahlzeiten 1996 (oben) und 1999 (unten).

Tabelle 5.1 gibt einen schematischen Überblick über den Einfluss der verwendeten Selektionskriterien und den prozentualen Anteil der dadurch verworfenen Ereignisse. Nach Applikation aller Selektionskriterien stehen annähernd 1.07 Millionen p+p-Ereignisse zur weiteren Analyse zur Verfügung.

5.1.2 Spurqualität

Die aus den Rohdaten rekonstruierten globalen Trajektorien erstrecken sich im allgemeinen über mehr als eine TPC (Kapitel 4.1.1). Zur Bestimmung der respondierenden Detektoren pro Spur wurden Detektorkennziffern eingeführt, die sich aus Kombinationen der jeweiligen Binärzahlen der TPCs zusammensetzen (Tabelle 5.2).

Detektorkennziffer ID_{det}	Binärzahlen der Einzeldetektoren			
	VTPC1	VTPC2	MTPC-L	MTPC-R
2	•			
4		•		
6	•	•		
8			•	
10	•		•	
12		•	•	
14	•	•	•	
16				•
18	•			•
20		•		•
22	•	•		•

Tabelle 5.2 Überblick über die möglichen Kombinationen von Einzeldetektoren globaler Spuren und die jeweils zugeordnete Detektorkennziffer.

Im Gegensatz zu den Pb+Pb-Daten [Gün97, Mark00] sind die Verteilungen der Impaktparameter b_x und b_y , die den geometrischen Abstand der rückextrapolierten globalen Trajektorien vom nomiellen Hauptvertex in der Targetebene charakterisieren (Gleichung 4.1), in den analysierten p+p-Datensätzen relativ schmal, so dass hier keine Selektion auf die Spurmultiplicitäten notwendig ist.

Die mittlere Multiplizität der globalen Primärspuren pro Ereignis liegt in p+p-Reaktionen bei $\langle N \rangle = 7.13$ für die analysierten Daten der Strahlzeitperiode 1996

und bei $\langle N \rangle = 7.05$ für die Strahlzeit 1999. Abbildung 5.2 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Spurmultiplicität pro Ereignis (links) sowie die Population der Detektorkombinationen (rechts) in einem Datenvolumen von 100000 Ereignissen. Da die Verteilungen für beide Datenensembles konsistent sind, sind hier lediglich die Resultate von 1999 dargestellt.

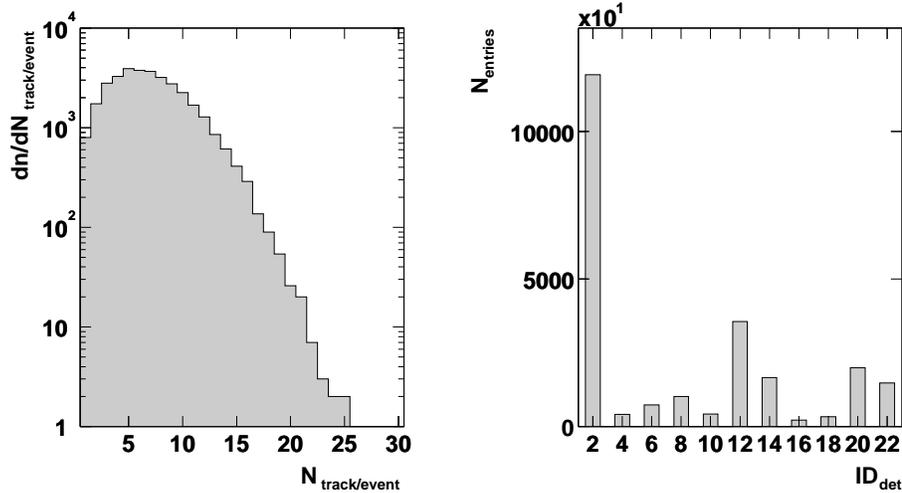


Abbildung 5.2 Häufigkeitsverteilung der Multiplizität globaler Primärspuren pro Ereignis (links) sowie deren Population der verschiedenen Detektorkombinationen (rechts) für ein Datensubensemble von 100000 Ereignissen.

5.2 V^0 -Qualitätskriterien

Die nach der Rekonstruktion und Selektion extrahierten gültigen Ereignisse enthalten neben tatsächlichen neutralen seltsamen Hadronen einen hohen Untergrundanteil, der sich aus zufälligen Kombinationen von Trajektorien gegensätzlicher Ladungen, γ -Konversionen sowie Sekundärwechselwirkungen produzierter Teilchen zusammensetzt.

Durch Applikation diverser Qualitätskriterien und kinematischer Schnitte in den entsprechenden Observablen lässt sich eine Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses erzielen. Die dabei auftretenden Verluste realer V^0 werden im weiteren Analyseverfahren differentiell in zweidimensionalen yp_{\perp} -Phasenraumvolumina (*Bins*) korrigiert (vgl. Kapitel 5.4).

5.2.1 Invariante Masse

Die Masse eines instabilen Teilchens lässt sich aufgrund der Gültigkeit von Energie- und Impulserhaltung aus der Summe der Energien und Impulse seiner Zerfallsprodukte bestimmen.

Bei einem Mehrkörperzerfall gilt allgemein:

$$m_{\text{inv}}^2 c^4 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left[\left(\sum_i p_{x_i} \right)^2 + \left(\sum_i p_{y_i} \right)^2 + \left(\sum_i p_{z_i} \right)^2 \right] c^2 \quad . \quad (5.1)$$

Dabei berechnet sich die Energie E des i -ten Zerfallsprodukts aus dem Gesamtimpuls \vec{p} mit den Impulskomponenten (p_x, p_y, p_z) und der Masse m wie folgt:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad . \quad (5.2)$$

Gleichung 5.1 ist invariant gegenüber Lorentz-Transformation und gilt somit in allen Bezugssystemen. Daher wird die danach bestimmte Ruhemasse des Zerfallsteilchens auch als invariante Masse bezeichnet. Bei korrekter Annahme des Zerfallskanals ist die ermittelte invariante Masse mit dem tatsächlichen Wert identisch.

Unter Annahme der folgenden Zerfallshypothesen lassen sich die invarianten Massen der in dieser Arbeit analysierten neutralen seltsamen Hadronen K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ sowie der doppelt seltsamen Hyperonen Ξ^- und $\bar{\Xi}^+$ bestimmen:

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \Lambda &\rightarrow p \pi^- \\ \bar{\Lambda} &\rightarrow \bar{p} \pi^+ \\ \Xi^- &\rightarrow \Lambda \pi^- \\ \bar{\Xi}^+ &\rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+ \quad . \end{aligned}$$

Für diese Zweikörperzerfälle resultiert aus den beiden obigen Gleichungen für die invariante Masse:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{\frac{1}{c^4} (E_1 + E_2)^2 - \frac{1}{c^2} (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad . \quad (5.3)$$

Die Breite dieser Verteilung ist abhängig von der Impulsauflösung des Detektors¹ und kann durch eine gauß-förmige Verteilung angepasst werden. Aufgrund der beim Zerfall eines K_S^0 auftretenden größeren Massendifferenz sind die Verteilungen breiter als die korrespondierenden Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Massenspektren (Abbildungen 5.7 und 5.8).

Da die Qualitätskriterien bei der V^0 -Rekonstruktion so gewählt wurden, dass die Verluste tatsächlicher V^0 möglichst gering ausfallen, enthalten die V^0 -Kandidaten nach der Ereignisrekonstruktion einen erheblichen Anteil an zufälligen Kombinationen zweier entgegengesetzt geladener Spuren oder an Einträgen aus den jeweils anderen potentiell möglichen Zerfallshypothesen. Durch Anwendung zusätzlicher Qualitätskriterien, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden, wird eine weitere Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes erreicht.

In den Darstellungen zur Demonstration der V^0 -Qualitätskriterien wird aufgrund der Konsistenz beider Datensätze und ihrer identischen Wirkungsquerschnitte (vgl. Kapitel 4.2.1) lediglich die Statistik der Daten von 1999 gezeigt.

5.2.2 Armenteros-Darstellung

Zur graphischen Darstellung kinematischer Relationen in Zweikörperzerfällen eignen sich die Armenteros-Variablen α und p_{\perp}^{Arm} [PoAr54]. Dabei ist p_{\perp}^{Arm} definiert als Impulskomponente einer Zerfallstochter orthogonal zum Impulsvektor des V^0 :

$$p_{\perp}^{\text{Arm}} = p^+ \sin \theta^* \quad , \quad (5.4)$$

mit dem Impuls p^+ des positiven Zerfallsteilchens und dem Winkel θ^* zwischen der Flugrichtung des V^0 im Laborsystem und dem positiven Zerfallsteilchen im Schwerpunktsystem. Aufgrund der Impulserhaltung ist Gleichung 5.4 für das negative Zerfallsteilchen identisch.

Für α gilt unter Berücksichtigung der longitudinalen Impulskomponenten p_{\parallel}^{\pm} der Zerfallsprodukte:

$$\alpha = \frac{p_{\parallel}^+ - p_{\parallel}^-}{p_{\parallel}^+ + p_{\parallel}^-} \quad . \quad (5.5)$$

¹Die natürliche Breite der invarianten Massenverteilung liegt im Bereich einiger eV und ist somit vernachlässigbar.

In der Armenteros-Darstellung der $\alpha p_{\perp}^{\text{Arm}}$ -Ebene ergeben sich für jede V^0 -Spezies der Masse M individuelle charakteristische elliptische Bahnen, deren Maximum bei

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2} \quad (5.6)$$

liegt. Dort ist der Gesamtimpuls der Zerfallsprodukte im Schwerpunktsystem des V^0 ausschließlich durch die transversale Impulskomponente gegeben. Bei maximalem α hingegen dominiert die longitudinale Impulskomponente. Für den Grenzwert $\alpha \pm 1$ verschwindet die longitudinale Impulskomponente eines der beiden Zerfallsprodukte.

Das Vorzeichen von α definiert, welches Zerfallsprodukt den größeren Anteil der kinetischen Energie des Zerfalls (Q -Wert) aufweist. Für symmetrische Zerfälle im Fall der K_S^0 ist die Ellipse um $\alpha = 0$ zentriert.

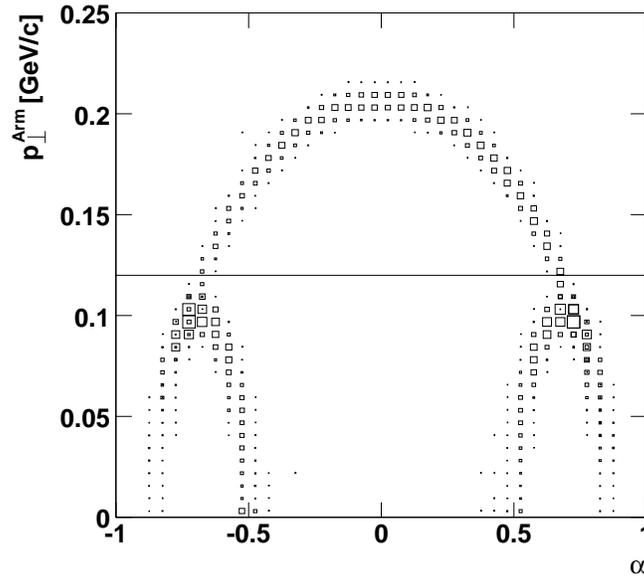


Abbildung 5.3 Armenteros-Darstellung der detektierten Λ (rechts), $\bar{\Lambda}$ (links) und K_S^0 (Mitte) unter Annahme der jeweiligen Massenhypothese. Deutlich erkennbar sind die Überlappungsbereiche der K_S^0 mit den Λ und $\bar{\Lambda}$ bei $|\alpha| > 0.69$, in denen eine eindeutige Separation der Teilchen nicht mehr möglich ist. Die horizontale Linie kennzeichnet die untere Grenze zur Eliminierung fehlidentifizierter K_S^0 .

Eine Diffusion der idealen theoretischen Kurven in den Daten (Abbildung 5.3) ist auf die endliche Massenauflösung des Experiments und damit auf Messungenauigkeiten der V^0 -Impulse zurückzuführen. Der Anteil des kombinatorischen Untergrundes, der durch e^+e^- -Paare oder γ -Konversionen hervorgerufen wird, ist bei niedrigen p_{\perp}^{Arm} -Werten angesiedelt.

Durch kinematische Schnitte in den Armenteros-Variablen lassen sich die einzelnen Teilchenspezies identifizieren.

Die neutralen seltsamen Hyperonen Λ und $\bar{\Lambda}$ lassen sich in der Armenteros-Darstellung (Abbildung 5.3) eindeutig separieren. In den Überlappungsbereichen mit der K_S^0 -Ellipse kann es jedoch zu fehlidentifizierten K_S^0 als Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ kommen. Dieser Einfluss lässt sich durch Eliminierung der nicht eindeutig populierte Intervalle in θ^* (Gleichung 5.4) minimieren (vgl. Kapitel 5.2.5). Durch einen kinematischen Schnitt bei $p_{\perp}^{\text{Arm}} \geq 0.12 \text{ GeV}/c$ werden nur solche K_S^0 -Kandidaten akzeptiert, die kinematisch nicht als Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten in Frage kommen.

5.2.3 Position des sekundären Vertex

Die Zunahme des kombinatorischen Untergrundes mit abnehmendem Abstand entlang der z -Achse in Richtung Target (*upstream*) motiviert einen geometrischen Schnitt in der z -Position des Zerfallsvertex. Aus einer höheren Spurdichte in Targetnähe resultiert eine Erhöhung des Anteils zufälliger Kombinationen von positiven und negativen Trajektorien in den V^0 -Kandidaten.

Als Qualitätskriterium für den sekundären Zerfallsvertex wurde für alle Teilchenspezies $z_{V^0} > -565 \text{ cm}$ gefordert, was einer Entfernung von etwa 15 cm vom Targetmittelpunkt (vgl. Abbildung 5.1) entspricht.

5.2.4 Impaktparameter

Der Abstand der rückextrapolierten V^0 -Trajektorie in die xy -Ebene bei der z -Position des nominellen Hauptvertex vom Interaktionspunkt wird durch die beiden Komponenten b_x und b_y des Impaktparameters \vec{b} definiert.

Ein primäres V^0 wird ausschließlich am Hauptvertex der Reaktion produziert. Seine Trajektorie zeigt daher direkt zum primären Interaktionspunkt zurück und ist somit durch einen infinitesimalen Impaktparameter gekennzeichnet. Geringfügige Abweichungen ergeben sich aufgrund von Messungenauigkeiten sowie der endlichen Impulsauflösung der einzelnen Spurrekonstruktionsalgorithmen.

Durch Einschränkungen der Impaktparameter auf einen um den Nullpunkt zentrierten Bereich $|b_x| \leq 2.0$ cm und $|b_y| \leq 0.75$ cm (grau unterlegte Bereiche in Abbildung 5.4) wird der Anteil zufälliger Kombinationen zweier komplementär geladener Spuren zu einem V^0 -Kandidaten unterdrückt. Die Determination des Qualitätskriteriums erfolgt jeweils über einen Gauß-Fit, dessen Breite aus dem Mittel beider Datenensembles zu $\sigma_{b_x} = 0.77$ cm und $\sigma_{b_y} = 0.27$ cm bestimmt wurde.

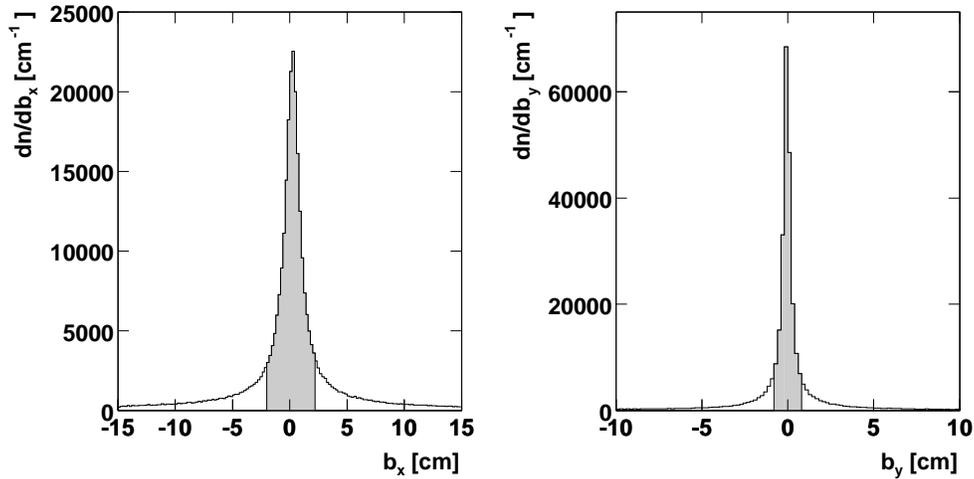


Abbildung 5.4 Impaktparameterverteilungen b_x (links) und b_y (rechts) aller V^0 -Kandidaten. Die jeweils akzeptierten Bereiche sind grau unterlegt.

Ein weiteres Kriterium zur Eliminierung des Untergrundanteils von Kombinationen primärer Trajektorien ist die Forderung nach einer minimalen Separation der x -Koordinaten der rückextrapolierten Trajektorien beider Zerfallsprodukte in der Targetebene. Für die vorliegende Analyse wurde für jede V^0 -Spezies ein minimaler Abstand von $|x_+ - x_-| > 1.0$ cm postuliert.

5.2.5 $\cos \theta^*$ -Verteilung

Die Zerfallsprodukte unpolarisierter V^0 besitzen keine ausgezeichnete Flugrichtung, d.h. sie werden im Schwerpunktsystem des V^0 isotrop emittiert. Als geeignete Observable für eine Kontrolle der entsprechenden Massenhypothese dient die $\cos \theta^*$ -Verteilung (Gleichung 5.4). θ^* definiert den Winkel zwischen der Emissionsrichtung des V^0 im Laborsystem und dessen Zerfallstochter im Schwerpunktsystem. Da bei einem Zweikörperzerfall die Impulskomponenten im Schwerpunktsystem an-

tiparallel zueinander gerichtet sind, ist es gleichgültig, welches der beiden Zerfallsprodukte betrachtet wird; in der vorliegenden Analyse wurde jeweils die positive Zerfallstochter gewählt.

Die θ^* -Winkelverteilung an sich zeigt einen sinus-förmigen Verlauf, da die relative Raumwinkelabdeckung vom Umfang eines durch θ^* definierten Kreises auf der Einheitskugel um den Zerfallsvertex abhängig ist. Aus einer isotropen Emission der Zerfallsprodukte resultiert folglich ein annähernd flacher Verlauf der $\cos \theta^*$ -Verteilung der jeweiligen Teilchenspezies; aufgrund der oben diskutierten Ungenauigkeiten und der Impulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz können jedoch geringfügige Abweichungen auftreten.

Die $\cos \theta^*$ -Verteilung kann daher als zusätzliches Qualitätskriterium für V^0 -Kandidaten herangezogen werden. Dazu werden durch kinematische Schnitte die Bereiche, in denen signifikante Abweichungen von einer flachen Verteilung auftreten, eliminiert und somit eine weitere Untergrundreduktion vorgenommen.

In den Winkelverteilungen der K_S^0 werden die Bereiche $|\cos \theta_{K_S^0}^*| > 0.825$, in denen Überhöhungen auftreten, bereits durch die Forderung $p_{\perp}^{\text{Arm}} \geq 0.12 \text{ GeV}/c$ (Kapitel 5.2.2) verworfen, so dass hier keine zusätzliche Einschränkung nötig ist (Abbildung 5.5 oben). In den Verteilungen der Λ und $\bar{\Lambda}$ werden die Bereiche $\cos \theta_{\Lambda}^* < -0.9$ und $\cos \theta_{\Lambda}^* > 0.9$ eliminiert (Abbildung 5.5 Mitte und unten).

Fehlidentifizierte K_S^0 bevölkern – aufgrund der beim Übergang vom Labor- in das Schwerpunktsystem eingehenden Teilchenmassen – lediglich Intervalle von $[0; 0.5]$ in den Λ - und $[-0.5; 0]$ in den $\bar{\Lambda}$ -Verteilungen.

Um eine erhebliche Reduzierung der Statistik zu vermeiden, wurde in der $\cos \theta^*$ -Verteilung der $\bar{\Lambda}$ auf eine Eliminierung des gesamten Intervalls explizit verzichtet, sondern lediglich Einträge, die außerhalb der K_S^0 -Massenhypothese liegen, berücksichtigt. Die verbleibende Winkelverteilung ist annähernd flach (Abbildung 5.5 unten). Für Λ ist im betreffenden Intervall der Verteilung keine Überhöhung feststellbar, eine Eliminierung der K_S^0 -Massenhypothese zeigte keine Optimierung der Signal-zu-Untergrund-Relation und ist somit vernachlässigbar.

Die $\cos \theta^*$ -Verteilungen der jeweiligen V^0 -Spezies sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Die letztendlich akzeptierten Bereiche nach Anwendung aller Qualitätskriterien sind grau unterlegt.

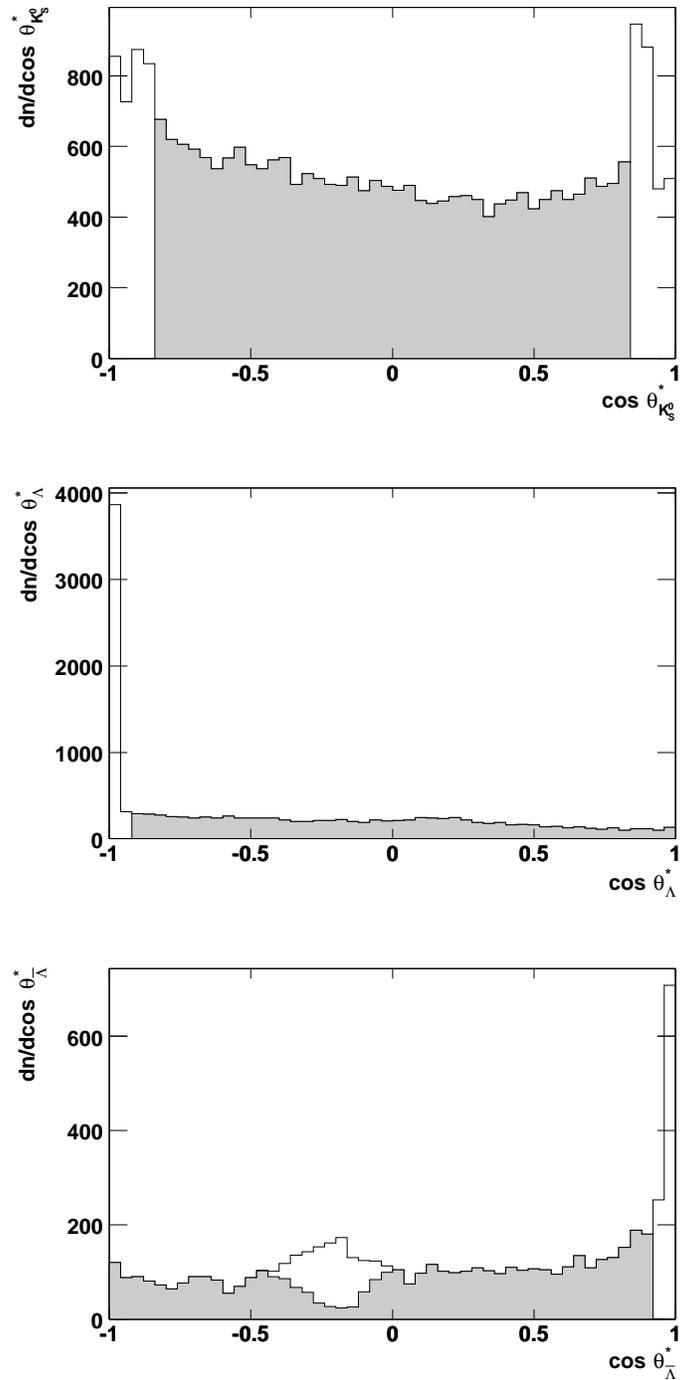


Abbildung 5.5 $\cos\theta^*$ -Verteilungen der einzelnen V^0 -Spezies (K_S^0 oben, Λ Mitte, $\bar{\Lambda}$ unten). Die grau unterlegten Bereiche repräsentieren die nach Anwendung der Qualitätskriterien akzeptierten Intervalle.

5.2.6 Untergrundsubtraktion

Da der nach Anwendung der V^0 -Qualitätskriterien verbleibende kombinatorische Untergrund in den invarianten Massenspektren in erster Näherung linear ist, kann das tatsächliche Signal S innerhalb eines Massenfensters Δm_{inv} extrahiert werden. Dazu wurden für jede V^0 -Spezies in den jeweiligen Phasenraumbins zwei symmetrisch um das Signal positionierte Intervalle selektiert, der daraus bestimmte Untergrund U auf die Signaltbreite normiert und von dem ursprünglichen Massenfenster subtrahiert.

Für die Anzahl aller tatsächlichen V^0 gilt damit:

$$N_S = N_{\Delta m_{\text{inv}}} - N_U \quad , \quad (5.7)$$

wobei

$$N_{\Delta m_{\text{inv}}} = N_{S+U} \quad . \quad (5.8)$$

N_S ist dabei die Anzahl der Signalpaare aus beiden Zerfallsprodukten, $N_{\Delta m_{\text{inv}}}$ die Anzahl aller gemessenen Paare innerhalb des Massenfensters und N_U die normierte Anzahl der Untergrundpaare.

Für die mittlere Multiplizität der Signalpaare pro Ereignis gilt dann:

$$\langle N_S \rangle = \frac{N_S}{N_{\text{Ev}}} \quad , \quad (5.9)$$

mit der Gesamtanzahl aller Ereignisse N_{Ev} . Analoges gilt für die Multiplizität der Untergrundpaare. Der statistische Fehler der Messung ist dann folgendermaßen definiert:

$$\sigma(\langle N_S \rangle) = \frac{\sqrt{\langle N_{S+U} \rangle}}{\sqrt{N_{\text{Ev}}}} \quad . \quad (5.10)$$

Bei Vorhandensein eines kombinatorischen Untergrundes kann $N_S \gg N_U$ ausgeschlossen werden, und für Gleichung 5.10 gilt die Approximation

$$\sigma(\langle N_S \rangle) \approx \frac{\sqrt{\langle N_U \rangle}}{\sqrt{N_{\text{Ev}}}} \quad . \quad (5.11)$$

In Abbildung 5.6 sind die zur Bestimmung von Signal und Untergrund selektierten Intervalle am Beispiel des mittleren Phasenraumbins der Λ -Hyperonen mit $2.4 \leq y < 2.9$ und für $0.6 \leq p_{\perp} < 0.8$ dargestellt.

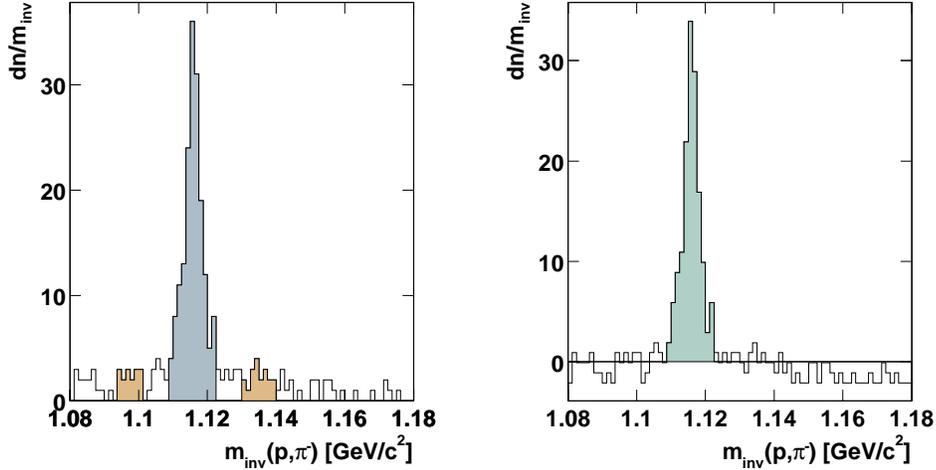


Abbildung 5.6 Veranschaulichung der Untergrundsubtraktion am Beispiel des mittleren Phasenraumbins der Λ -Hyperonen ($2.4 \leq y < 2.9$ und $0.6 \leq p_{\perp} < 0.8$). Das resultierende Signal ist farbig unterlegt (rechts).

5.2.7 Effektivität der Qualitätskriterien

Die invarianten Massenspektren eignen sich besonders zur Illustration der Effektivität der angewandten Qualitätskriterien.

Da die einzelnen Phasenraumbins in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses und ihrer Rapidität einen nicht zu vernachlässigenden Untergrundanteil aufweisen, berechnet sich die statistische Signifikanz einer solchen Messung [GaMa00] nach Gleichung 5.7 bis 5.11 zu

$$\frac{\langle N_S \rangle}{\sigma(\langle N_S \rangle)} \approx \frac{\langle N_S \rangle}{\sqrt{\langle N_U \rangle}} \cdot \sqrt{N_{Ev}} \quad . \quad (5.12)$$

Zur Maximierung der statistischen Signifikanz sollte demnach die Relation $N_S/\sqrt{N_U}$ von Signal zu Untergrund nach Anwendung der einzelnen Qualitätskriterien stetig zunehmen. In Tabelle 5.3 sind die Korrelationen zwischen konsekutiv angewandtem Qualitätskriterium und der jeweiligen Signifikanz für jede V^0 -Spezies zusammengefasst.

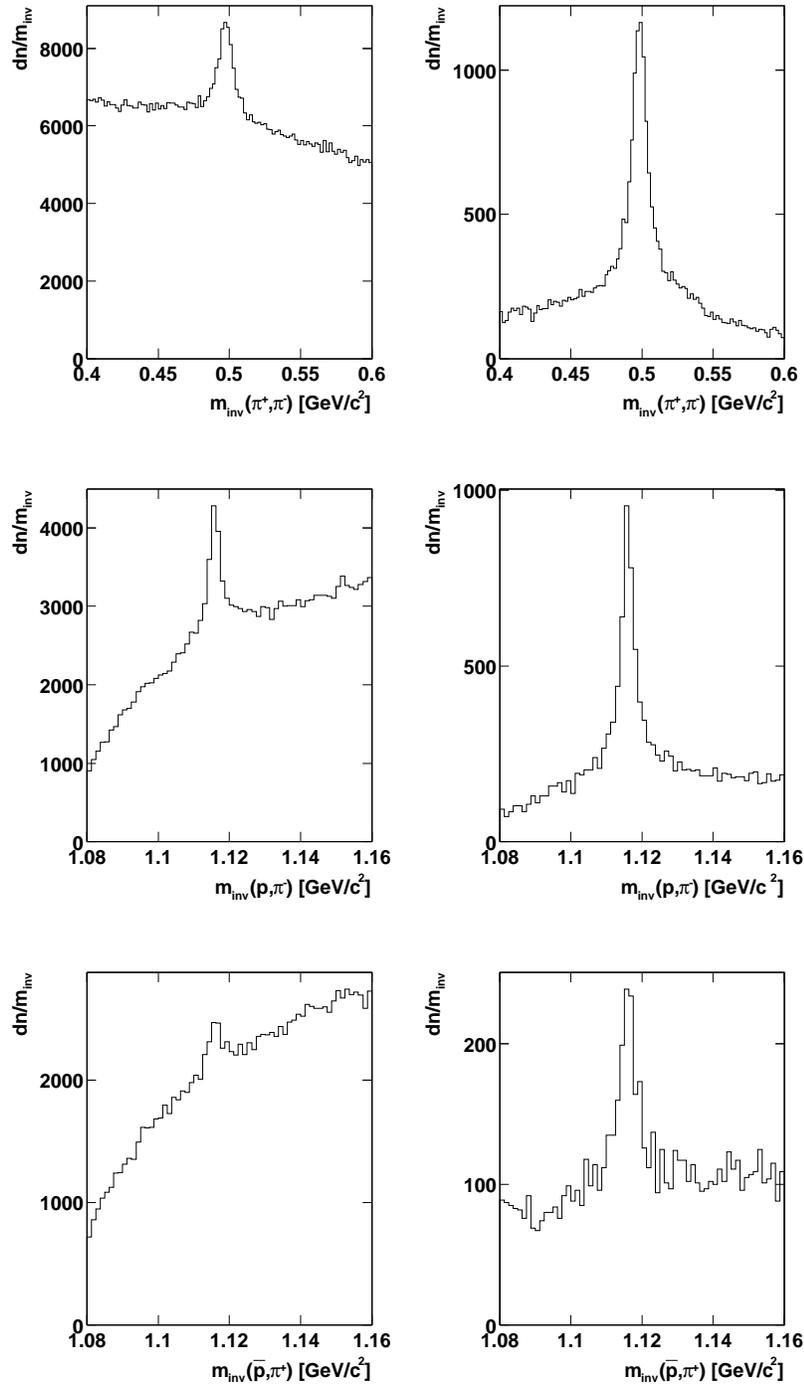


Abbildung 5.7 Invariante Massenspektren des Datenensembles von 1996 vor (links) und nach (rechts) Applikation aller Qualitätskriterien für K_S^0 -Mesonen (oben) sowie Λ - (Mitte) und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen. Die dargestellten Spektren erstrecken sich über den gesamten detektierten Phasenraum.

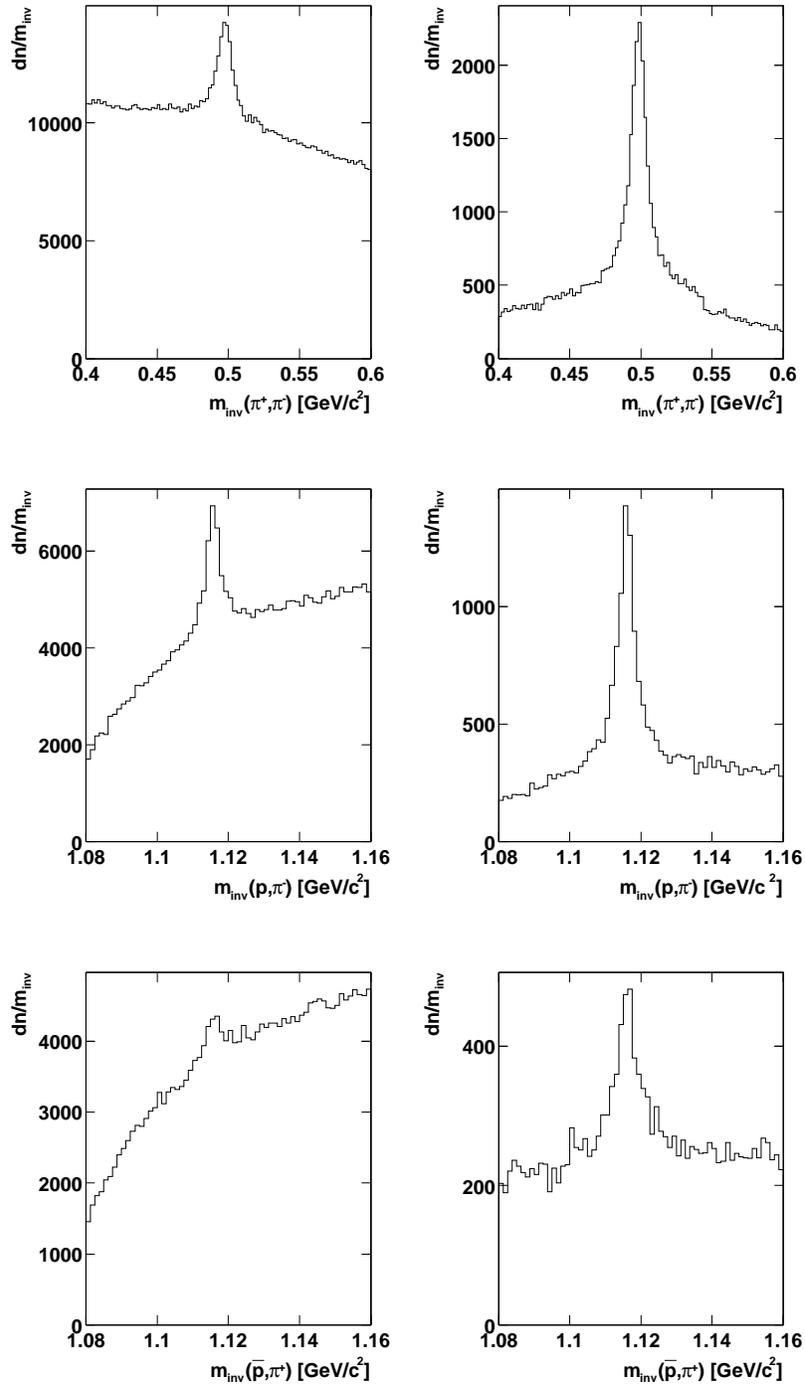


Abbildung 5.8 Invariante Massenspektren des Datenensembles von 1999 vor (links) und nach (rechts) Applikation aller Qualitätskriterien.

Qualitätskriterium	Signifikanz					
	K_S^0		Λ		$\bar{\Lambda}$	
	1996	1999	1996	1999	1996	1999
nur Ereignisselektion	44.34	62.14	37.14	47.31	6.20	8.65
$z_{V^0} > -565$ cm	69.26	81.66	57.96	70.42	14.78	17.99
$p_{\perp}^{\text{Arm}} > 0.12$ GeV/c	71.48	83.53	–	–	–	–
$ x_+ - x_- > 1.0$ cm	90.04	96.83	62.57	71.80	18.75	19.54
$ b_x \leq 2.0$ cm	109.85	130.66	66.19	86.27	20.62	23.14
$ b_y \leq 0.75$ cm	114.18	147.83	68.37	88.49	21.98	25.65
$\cos \theta^*$	–	–	78.57	94.77	23.95	30.64

Tabelle 5.3 Effektivität der Qualitätskriterien für jede V^0 -Spezies. Angegeben ist die Signifikanz für die untersuchten Datensätze.

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen die invarianten Massenspektren für jede V^0 -Spezies vor (links) und nach (rechts) Anwendung aller Qualitätskriterien.

In die Generierung der Spektren gehen somit nach Applikation aller Qualitätskriterien und Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes im Mittel $0.018 K_S^0$, 0.009Λ und $0.002 \bar{\Lambda}$ pro Ereignis ein, die im nächsten Schritt (Kapitel 5.4) auf sämtliche Verluste korrigiert werden.

5.3 Ξ -Qualitätskriterien

Analog zur V^0 -Analyse muss bei der Rekonstruktion potentieller Ξ -Kandidaten der kombinatorische Untergrund durch Optimierung entsprechender Qualitätskriterien minimiert werden.

Im Fall doppelt seltsamer Hyperonen resultiert die Majorität des Untergrundes aus Kombinationen rekonstruierter V^0 -Spuren mit Trajektorien, die im primären Interaktionspunkt produziert wurden. Dabei steigt die Wahrscheinlichkeit, dass eine primäre Trajektorie fälschlicherweise als π aus einem Ξ -Zerfall rekonstruiert wird, basierend auf der zunehmenden π -Dichte in Targetnähe, mit abnehmender z -Koordinate des sekundären Vertex kontinuierlich an.

Die wesentlichen Qualitätskriterien zur Optimierung der Signal-zu-Untergrund-Relation sind daher die Position des sekundären Ξ -Vertex sowie die x - und y -Komponenten des Impaktparameters.

Aufgrund der geringen Statistik wurden demnach lediglich die folgenden, im vorherigen Kapitel 5.2 detailliert vorgestellten, kinematischen Schnitte angewendet:

- $z_{\Xi} > -565$ cm,
- $|b_x| \leq 0.8$ cm,
- $|b_y| \leq 0.6$ cm.

Da die als Resultat der Analyse extrahierten Spektren auch für die Summe von $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ präsentiert werden, wurden für Ξ^- und $\bar{\Xi}^+$ identische Qualitätskriterien verwendet.

Tabelle 5.4 gibt einen schematischen Überblick über den Einfluss der Qualitätskriterien auf die Signifikanz (Gleichung 5.12) der Ξ -Analyse.

Qualitätskriterium	Signifikanz					
	Ξ^-		$\bar{\Xi}^+$		$\Xi^- + \bar{\Xi}^+$	
	1996	1999	1996	1999	1996	1999
nur Ereignis Selektion	6.43	5.30	4.01	3.32	7.31	6.11
$z_{\Xi} > -565$ cm	11.43	11.92	8.88	6.61	14.45	14.46
$ b_x \leq 0.8$ cm	13.31	14.20	11.14	7.75	17.29	16.02
$ b_y \leq 0.6$ cm	13.42	14.60	12.45	8.06	17.70	16.55

Tabelle 5.4 Effektivität der Qualitätskriterien der Ξ -Hyperonen. Angegeben ist die Signifikanz für die untersuchten Datensätze.

Im folgenden wurde – aufgrund ihrer Konsistenz – die Statistik beider Datensätze als ganzes analysiert.

Abbildung 5.9 zeigt die invarianten Massenspektren für Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ und $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ der beiden Datenensembles vor (oben) und nach (unten) Applikation aller Qualitätskriterien. Daraus resultiert eine Reduzierung des Signals um etwa 30 %, der kombinatorische Untergrund wird zu > 90 % eliminiert. Der verbleibende Untergrund ist annähernd flach und kann daher mit Hilfe eines einfachen Geraden-Fits subtrahiert werden.

Damit gehen in die Generierung der Spektren im Mittel 0.00024 Ξ^- und 0.00011 $\bar{\Xi}^+$ pro Ereignis ein, was einer unkorrigierten $\Xi^-/\bar{\Xi}^+$ -Relation von etwa 0.46 entspricht. Die dabei populierte Phasenraumakzeptanz und ihre Projektionen auf Abzisse und Ordinate sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Population in der Rapidität erstreckt sich dabei über ein Gesamtintervall von $y \in [2.7; 4.1[$.

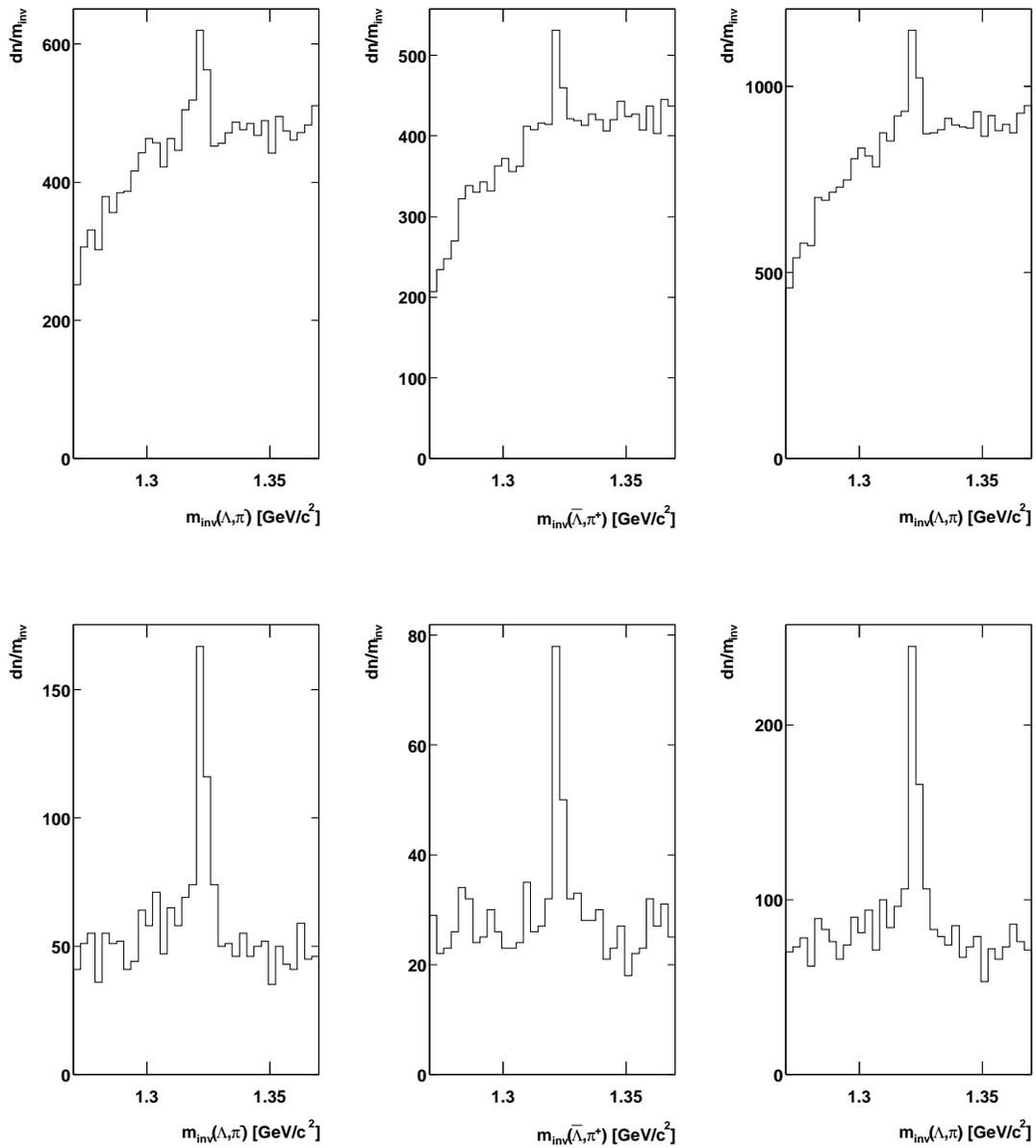


Abbildung 5.9 Invariante Massenspektren doppelt seltsamer Hyperonen vor (oben) und nach (unten) Applikation der Qualitätskriterien. Gezeigt sind Ξ^- (links), Ξ^+ (Mitte) sowie die Summe $\Xi^- + \Xi^+$ (rechts).

Es fällt auf, dass in der Rapiditätsverteilung die Bereiche oberhalb von Midrapidity – repräsentiert durch die horizontale Linie in Abbildung 5.10, rechts oben – weitaus häufiger frequentiert werden als niedrigere Werte. Unter Annahme einer symmetrischen Verteilung um die Schwerpunktrapidität sollten die Korrekturfaktoren für die jeweiligen Intervalle eine inverse Tendenz zeigen (vgl. Kapitel 5.4.3).

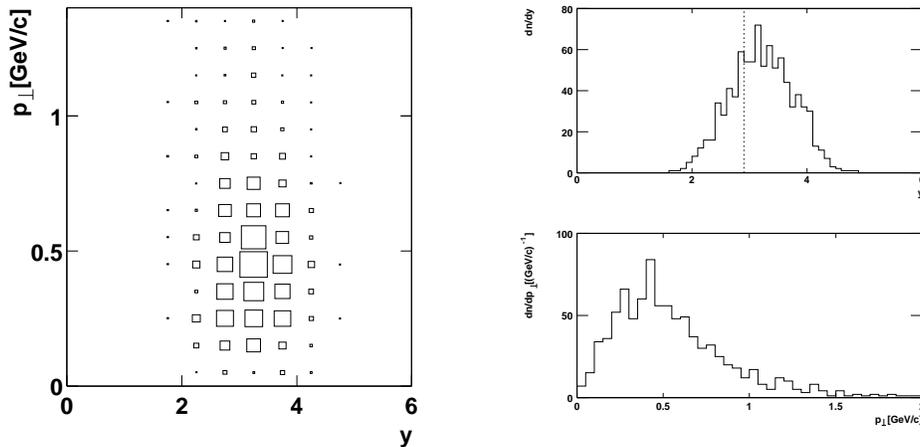


Abbildung 5.10 Phasenraumpopulation der gemessenen Ξ -Hyperonen. Rechts sind die Projektionen auf die jeweiligen Achsen zu sehen – Rapidityverteilung (oben) und Transversalimpulsspektrum (unten).

5.4 Korrekturen

Um aus den gemessenen Verteilungen der einzelnen detektierten Teilchenspezies physikalisch relevante Spektren zu extrahieren, müssen die aufgetretenen Verluste durch verschiedene sukzessive Korrekturen kompensiert werden.

Im einzelnen sind dies:

- Korrektur des Trigger-Wirkungsquerschnitts,
- Hauptvertex-Rekonstruktion,
- geometrische Akzeptanz,
- Rekonstruktionseffizienz,
- Verzweigungsverhältnis.

Die unterschiedlichen Methoden sowie ihr Einfluss auf die gemessenen Distributionen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und diskutiert.

5.4.1 Korrektur des Trigger-Wirkungsquerschnitts

Der Ereignistrigger des NA49-Experiments erfasst lediglich $\simeq 91\%$ des inelastischen Wirkungsquerschnitts für p+p-Reaktionen (vgl. Kapitel 4.2.1). Dies macht eine Skalierung des gemessenen Trigger-Wirkungsquerschnitts auf den tatsächlichen inelastischen Wirkungsquerschnitt erforderlich.

Unter der Annahme, dass der Anteil der verworfenen Interaktionen hauptsächlich durch diffraktive Prozesse dominiert wird, in denen keine Produktion neutraler und mehrfach seltsamer Hadronen zu erwarten ist, resultieren daraus Skalierungsfaktoren von 0.9177 (1996) und 0.9057 (1999).

5.4.2 Hauptvertex-Rekonstruktion

Die Genauigkeit des Vertex-Fits und somit der Rekonstruktion des Hauptvertex ist eine Funktion der Spurmultiplicität (Kapitel 5.1.1).

Bei geringer Anzahl globaler Spuren pro Ereignis verbreitert sich die Auflösung σ_{vertex} der Verteilung. Kann aufgrund kleiner Multiplicitäten kein Primärvertex rekonstruiert werden oder liegt ein Ereignis gänzlich ohne Spuren (*zero prongs*) vor, wird das gesamte Ereignis verworfen. Daher muss auf Verluste, die aus der Multiplicitätsabhängigkeit der Vertex-Rekonstruktion und aus der Einschränkung auf das zentrale sensitive Volumen des jeweiligen Targets resultieren, korrigiert werden [Šuša99, Chvá00].

Abbildung 5.11 zeigt die Gewichtungsfaktoren der Vertex-Rekonstruktionsineffizienzen als Funktion der Spurmultiplicität für die untersuchten Datensätze. Für Multiplicitäten ab dem Bereich der mittleren Spuranzahl pro Ereignis – $\langle N \rangle = 7.13$ (1996) bzw. $\langle N \rangle = 7.05$ (1999) – sinken die Korrekturen weit unter 10%.

Durch die Applikation der Korrekturfaktoren zur Vertex-Rekonstruktion auf die analysierten Datenensembles vermindern sich die extrahierten Teilchenmultiplicitäten um 18.20 % (1996) und 17.32 % (1999).

5.4.3 Geometrische Akzeptanz

Die Akzeptanzkorrektur kompensiert Verluste, die aus der Detektorgeometrie resultieren. Im allgemeinen wird durch das Detektorsystem nur ein eingeschränkter

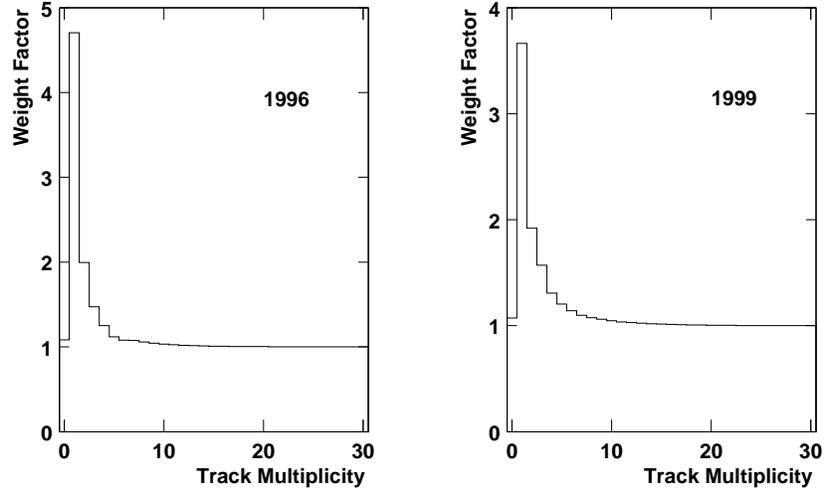


Abbildung 5.11 Gewichtungsfaktoren zur Korrektur der Ineffizienzen der Vertex-Rekonstruktion für die Datenensembles von 1996 (links) und 1999 (rechts).

Bereich des gesamten Phasenraums abgedeckt, innerhalb dessen wiederum nicht alle potentiell messbaren Teilchen detektiert werden. Die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems gibt die Relation aller detektierten zu der Gesamtzahl aller in das entsprechende Phasenraumintervall emittierten Teilchen an. Ihre Bestimmung erfolgt über Simulationsrechnungen.

Mit Hilfe einer *Monte Carlo*-Simulation werden zunächst seltsame Hadronen der jeweiligen Teilchenspezies mit realistischen Phasenraumverteilungen generiert. Dazu wurde eine gauß-förmige Rapiditätsverteilung simuliert, deren Mittelpunkt bei $y = 2.9$ liegt und deren Breite $\sigma = 1.0$ beträgt; lediglich für Λ wurde eine flache Rapiditätsverteilung gewählt.

Für eine thermische (exponentielle) Transversalimpulsverteilung gilt:

$$\frac{d^2n}{dp_{\perp}dy} = C \cdot p_{\perp} \cdot e^{\frac{-m_{\perp}}{T}} \quad , \quad (5.13)$$

mit der transversalen Masse m_{\perp} (Gleichung 6.3) sowie dem inversen Steigungsparameter T , der im allgemeinen als Temperatur einer statisch thermischen Quelle interpretiert werden kann und in den p+p-Reaktionen für alle Partikelspezies mit 150 MeV angenommen wurde.

Aus diesen Eingabeparametern werden die Impulskomponenten in kartesischen Koordinaten berechnet und der NA49-Implementierung GNA49 des GEANT-Programmpakets [GEA93] übergeben.

Das GEANT-Programm propagiert die generierten Teilchen durch eine Simulation des Detektorsystems. Dabei werden alle relevanten physikalischen Prozesse sowie Interaktionen mit Detektormaterial berücksichtigt.

Für p+p-Reaktionen wurden exakt dieselben Targetlängen wie die tatsächlich verwendeten eingesetzt und die z -Koordinate des Hauptvertex entlang der sensitiven Targetlänge verschmiert.

Der Zerfall der Teilchen in den jeweils detektierten Zerfallskanal erfolgt gemäß dem Zerfallsgesetz:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_0}} \quad , \quad (5.14)$$

mit der mittleren Lebensdauer τ_0 aus [PDG98]. Zur Beschränkung der Rechenzeit der Simulation wurden alle neutralen Zerfälle eliminiert, so dass der untersuchte Zerfallskanal zu 100 % populiert wird. Auf das korrekte Verzweungsverhältnis wird im späteren Verlauf (Kapitel 5.4.5) korrigiert.

Die Trajektorien der Zerfallsprodukte werden in der Simulation schrittweise durch das Magnetfeld verfolgt. Durchqueren sie das sensitive Volumen mindestens einer VTPC und besitzen sie eine Mindestanzahl von Spurpunkten, werden sie als akzeptiert betrachtet.

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz α_{geom} wurden für jede V^0 -Spezies 10000 Ereignisse mit jeweils einem V^0 generiert (analog wurden jeweils 20000 Ereignisse zur Korrektur der doppelt seltsamen Hadronen simuliert).

Die Relation aller in einem Phasenraumbin gemessenen N_{akz} zu den potentiell messbaren Teilchen N_{gen} wird somit folgendermaßen definiert:

$$\alpha_{\text{geom}}(dp_{\perp}, dy) = \frac{N_{\text{akz}}(dp_{\perp}, dy)}{N_{\text{gen}}(dp_{\perp}, dy)} \quad . \quad (5.15)$$

Der Gewichtungsfaktor zur Korrektur der Multiplizitäten in den einzelnen Phasenraumzellen ergibt sich aus dem reziproken Wert der geometrischen Akzeptanz.

Aus den auf diese Weise gewonnenen simulierten Trajektorien werden im nächsten Schritt mithilfe des Programmmoduls `mtsim` [Coo00] und der zu den realen Daten analogen Rekonstruktionskette (Abbildung 4.1) vollständige DSTs erstellt, die

sowohl die *Monte Carlo*-Strukturen (MC-Spuren) als auch die der daraus rekonstruierten Teilchen enthalten. Abbildung 5.12 gibt einen schematischen Überblick über den Verlauf der Simulationskette zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz.

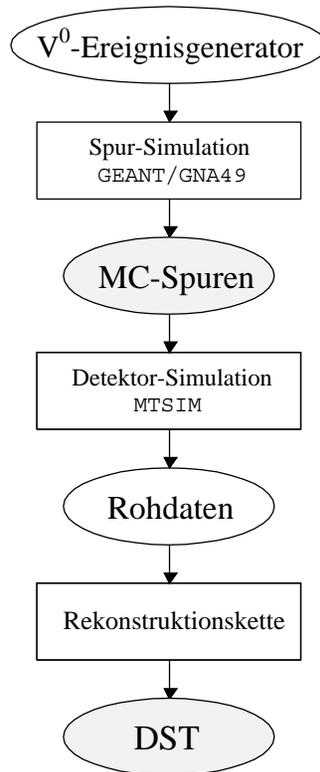


Abbildung 5.12 Schematische Darstellung der verwendeten Simulationskette.

Die rein geometrischen Akzeptanzen neutraler seltsamer Hadronen für die jeweils gewählte Eingangsverteilung, gemittelt über den gesamten Phasenraum, sind in der oberen Zeile der Abbildung 5.13 dargestellt. Die korrespondierende Verteilung doppelt seltsamer Hadronen zeigt Abbildung 5.14 links.

Für K_S^0 wurde die geometrische Akzeptanz gemittelt über den gesamten Phasenraum und beide untersuchten Datensätze zu $59.76 \% \pm 0.79 \%$ bestimmt, für Λ ergibt sich ein Wert von $41.85 \% \pm 0.73 \%$, und für $\bar{\Lambda}$ beträgt die Gesamtakzeptanz $64.31 \% \pm 1.21 \%$.

Die geometrische Akzeptanz der doppelt seltsamen Hyperonen beträgt $41.79 \% \pm 1.54 \%$ für Ξ^- sowie $42.23 \% \pm 1.62 \%$ für $\bar{\Xi}^+$.

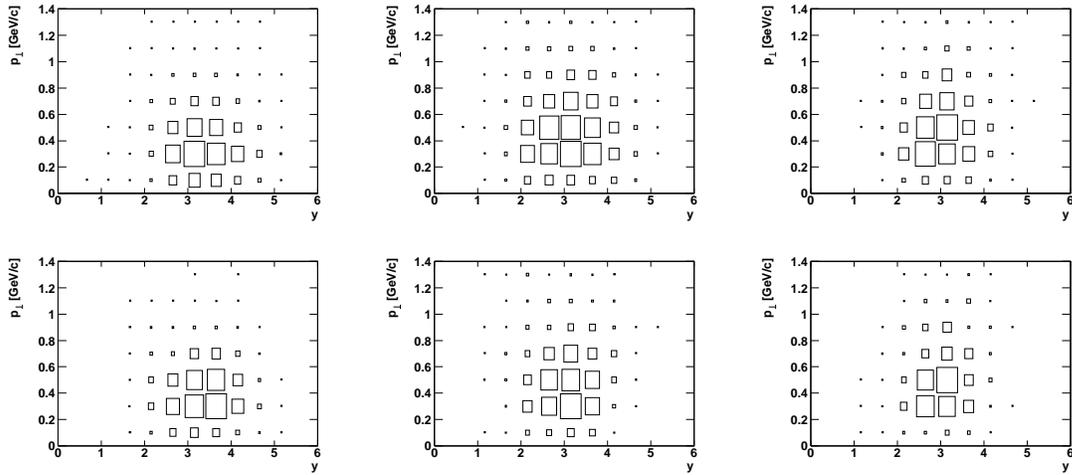


Abbildung 5.13 Geometrische Akzeptanz (obere Zeile) sowie die entsprechenden Verteilungen simulierter neutraler seltsamer Hadronen nach der Rekonstruktion (untere Zeile) – K_S^0 (links), Λ (Mitte) und $\bar{\Lambda}$ (rechts).

Insbesondere im Fall der Ξ -Hyperonen ist eine deutliche Variation der geometrischen Akzeptanz mit der Rapidity beobachtbar. Für niedrige Rapidityen $y < 2.9$ liegt eine um etwa 40 % geringere Akzeptanz vor als für Werte oberhalb Midrapidity. Dieser Trend ist auch in den entsprechenden Daten erkennbar (Abbildung 5.10).

Differentiell betrachtet werden über einen weiten Bereich um die Schwerpunktrapidity nahezu alle neutralen seltsamen Hadronen akzeptiert ($\alpha_{\text{geom}} > 70\%$), die Verluste treten an den jeweiligen Grenzen der Phasenraumakzeptanz auf.

Wie sich bei der späteren Diskussion der Resultate (Kapitel 6) herausstellt, sind die gewählten Eingangsparameter der Simulation konsistent mit den gemessenen Daten.

5.4.4 Rekonstruktionseffizienz

Neben der rein geometrischen Akzeptanz existieren verschiedene Detektoreffekte, die die Form der gemessenen Verteilungen beeinflussen.

Die Rekonstruktionsverluste seltsamer Hadronen, die innerhalb der Detektorakzeptanz liegen, entstehen durch unterschiedliche Faktoren:

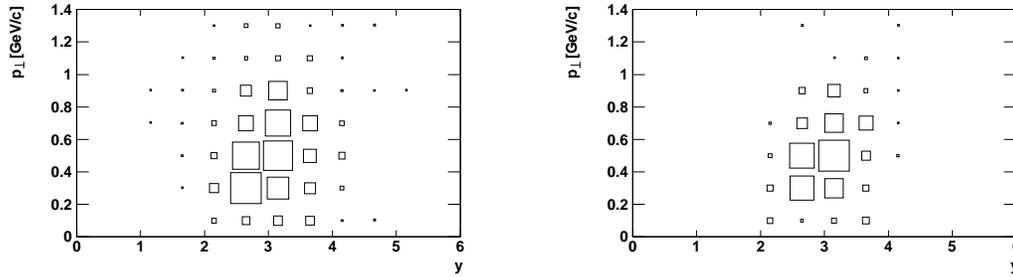


Abbildung 5.14 Simulierte Phasenraumakzeptanz (links) und die korrespondierende Verteilung nach der Rekonstruktion (rechts) der doppelt seltsamen Hadronen Ξ^- und Ξ^+ .

- mindestens eines der Zerfallsprodukte wurde falsch rekonstruiert, so dass kein Zerfallsvertex bestimmt werden kann (*Tracking Efficiency*),
- die Teilchen erfüllen die Ereignis- oder Qualitätskriterien während des Ablaufs der Rekonstruktionskette oder in der weiteren Analyse nicht.

Die Rekonstruktionseffizienz beinhaltet daher alle potentiellen Quellen von Ineffizienzen im Verlauf der Analyseketten und der Datenextraktion.

Die generierten *Monte Carlo*-Spuren werden mit der Detektorsimulation `mtsim` prozessiert. Dabei werden die mit GNA49 konstruierten Raumpunktinformationen mithilfe der *TPC-Response* Simulation in digitalisierte Rohdaten umgewandelt und im Anschluss in die identische Rekonstruktionskette wie für die real detektierten Daten im Experiment implementiert (Abbildung 5.12).

Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich aus dem Verhältnis aller rekonstruierten zu allen simulierten Spuren pro Phasenraumintervall:

$$\epsilon_{\text{rek}}(dp_{\perp}, dy) = \frac{N_{\text{rek}}(dp_{\perp}, dy)}{N_{\text{sim}}(dp_{\perp}, dy)} . \quad (5.16)$$

Analog zur geometrischen Akzeptanz zeigt auch die Rekonstruktionseffizienz eine starke Variation mit den populierten Phasenraumintervallen (Abbildungen 5.13, untere Zeile, und 5.14 rechts).

Da in p+p-Reaktionen im Gegensatz zu bleiinduzierten Kollisionen keine Ineffizienzen aufgrund hoher Spurdichten auftreten, ist die reine *Tracking Efficiency* relativ hoch ($\epsilon_{\text{rek}}(dp_{\perp}, dy)_{V^0} \geq 80\%$ bzw. $\epsilon_{\text{rek}}(dp_{\perp}, dy)_{\Xi} \geq 60\%$). Die eigentlichen

Verluste in der Rekonstruktionseffizienz resultieren folglich aus der Applikation der Qualitätskriterien.

Über den gesamten Phasenraum gemittelt wurden die Rekonstruktionseffizienzen nach Anwendung aller Selektions- und Qualitätskriterien zu $23.61 \% \pm 0.71 \%$ für K_S^0 , $29.78 \% \pm 0.69 \%$ für Λ und $33.57 \% \pm 1.64 \%$ für $\bar{\Lambda}$ bestimmt. Die Rekonstruktionseffizienz doppelt seltsamer Hadronen beträgt $33.78 \% \pm 1.04 \%$ für Ξ^- und $41.01 \% \pm 1.66 \%$ für Ξ^+ .

In Abbildung 5.15 ist zur Illustration der simulierten Daten das Beispiel eines invarianten Massenspektrums für Λ -Hyperonen dargestellt.

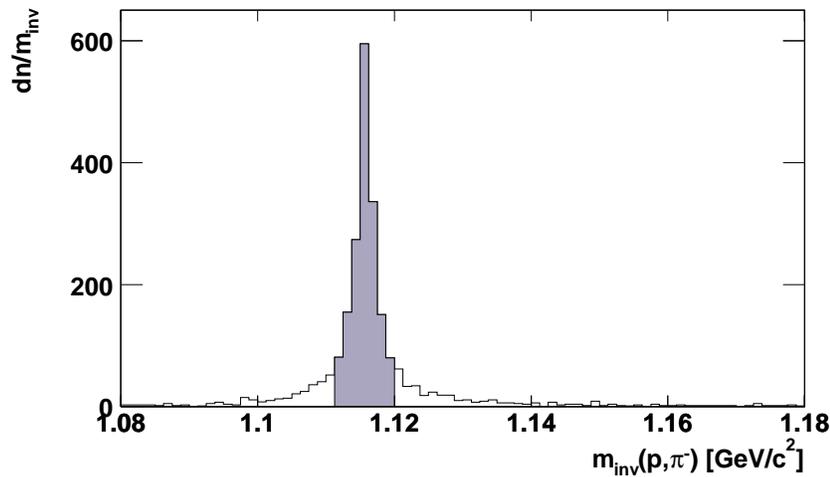


Abbildung 5.15 Invariantes Massenspektrum simulierter und anschließend rekonstruierter Λ -Hyperonen über den gesamten Phasenraumbereich.

Aus einer gauß-förmigen Anpassung im entsprechenden Massenintervall ergibt sich eine Signaltbreite von $\sigma_\Lambda = 2.36 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2$ für die simulierten Daten. Die Tatsache, dass experimentell eine größere Breite von $\sigma_\Lambda = 3.12 \pm 0.11 \text{ MeV}/c^2$ beobachtet wird, weist darauf hin, dass die Beschreibung der Detektor-Response durch GEANT und mtsim offenbar nicht vollständig ist. Grundsätzlich sollte die Impulsauflösung der Trajektorien durch Vielfachstreuung (*Multiple Scattering*) im Detektormaterial dominiert sein, was innerhalb des GEANT-Programms berücksichtigt ist. Die trotzdem vorhandenen Diskrepanzen deuten darauf hin, dass der Effekt in der Simulation unterschätzt wird, allerdings ist die genaue Ursache hierfür noch unverstanden. Möglicherweise spielen aber auch andere Einflüsse eine Rolle,

die in der Simulation nicht enthalten sind. Da bei der Analyse der simulierten Verteilungen jedoch kein Massenfenster gesetzt wird, ist dieser Effekt vernachlässigbar.

5.4.5 Verzweigungskorrektur

Die in der Analyse untersuchten seltsamen Hadronen populieren verschiedene Zerfallskanäle. Da die NA49-Spuredriftkammern jedoch nur geladene Teilchen nachweisen können, muss bei der Bestimmung der Gesamtanzahl der jeweiligen Teilchenspezies auf die nicht-messbaren Zerfälle korrigiert werden.

Zur jeweiligen Korrektur wurden die in Tabelle 5.5 hervorgehobenen Verzweigungsverhältnisse verwendet.

Hadron	Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis
K_S^0	$\pi^+\pi^-$	68.61 %
	$\pi^0\pi^0$	31.3 %
Λ	$p\pi^+$	63.9 %
	$n\pi^0$	35.8 %
$\bar{\Lambda}$	$\bar{p}\pi^+$	63.9 %
	$n\pi^0$	35.8 %
Ξ^-	$\Lambda\pi^-$	99.887 %
$\bar{\Xi}^+$	$\bar{\Lambda}\pi^+$	99.887 %

Tabelle 5.5 Wesentliche Zerfallsmoden der untersuchten seltsamen Hadronen [PDG98].

5.4.6 Kontaminationseffekte

Die aus den Datenensembles extrahierten Teilchenmultiplizitäten enthalten nicht nur Primärpartikel, sondern sind durch Zerfallsprodukte schwacher Zerfälle mehrfach seltsamer Baryonen kontaminiert (*Feeddown*). Durch einen kinematischen Schnitt auf den Impaktparameter der seltsamen Hadronen (Kapitel 5.2.4) werden die meisten sekundären Hyperonen eliminiert.

Im Fall der Λ -Hyperonen resultieren die Kontaminationseffekte in erster Linie aus den in Tabelle 5.6 zusammengefassten Zerfallsmoden.

Da das Σ^0 -Hyperon anstelle der schwachen mittels der elektromagnetischen Wechselwirkung zerfällt, bleibt die Seltsamkeit beim Zerfall erhalten. Aufgrund seiner

Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis
$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	99.887 %
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	99.54 %
$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$	67.8 %
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}_e$	$5.73 \cdot 10^{-5}$ %
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	100 %

Tabelle 5.6 Wesentliche Zerfallsmoden, die zur Kontamination der primären Λ -Hyperonen beitragen [PDG98]. Analoges gilt für die $\bar{\Lambda}$ -Kontribution aus Zerfällen der jeweils ladungskonjugierten Antiteilchen.

geringen Lebensdauer von $\tau = 7.4 \cdot 10^{-20}$ s liegen die Zerfallsvertices im wesentlichen direkt am Target und lassen keine Unterscheidung von Partikeln, die direkt aus der Reaktionszone stammen, zu. Daher ist Σ^0 nicht separierbar und damit bei der Produktion von Λ und $\bar{\Lambda}$ inklusiv.

Der Kontaminationseffekt aus den geladenen Σ -Zerfallsmoden kann aufgrund des infinitesimalen Verzweigungsverhältnisses der Σ^- vernachlässigt werden.

Aus dem Verhältnis der in Kapitel 6.3.2 quantifizierten Gesamtmultiplizitäten der Ξ^- - und $\bar{\Xi}^+$ -Hyperonen zu denen der neutralen Hyperonen resultiert die Größenordnung der Kontaminationseffekte.

Mit den Partikelrelationen (Kapitel 6.4) von

$$\frac{\Xi^-}{\Lambda} = 0.018 \pm 0.004 \quad \text{und} \quad \frac{\bar{\Xi}^+}{\bar{\Lambda}} = 0.050 \pm 0.016 \quad (5.17)$$

beträgt der Anteil der Kontamination der $\Lambda \leq 2$ %, der maximale Anteil der $\bar{\Lambda}$ liegt bei ≈ 5 %.

Der Einfluss aus den Zerfällen von Ξ -Hyperonen im Fall bleiinduzierter Schwerionenkollisionen wurde in [Barn99] ausführlich diskutiert und mit < 4 % angegeben. Die neutralen Kaonen K_S^0 und K_L^0 können als eine Linearkombination von K^0 und \bar{K}^0 aufgefasst werden (Kapitel 2.2). Bei dem 2π -Zerfall des K_S^0 steht mehr kinetische Energie und damit ein größerer Phasenraum zur Verfügung als bei dem 3π -Zerfall des K_L^0 , worauf die kürzere Lebensdauer des K_S^0 beruht. Das K_L^0 mit einer vergleichsweise langen Lebensdauer von $\tau = 5.17 \cdot 10^{-8}$ s verursacht daher keine Kontamination der gemessenen neutralen Kaonen. Da die K_S^0 -Mesonen lediglich zu einem sehr geringen Anteil durch Zerfälle *charm*-tragender Mesonen

kontaminiert werden, die keinen substantiellen Beitrag ausmachen, ist auch dieser Effekt vernachlässigbar.

Bei den doppelt seltsamen Ξ^- -Hyperonen – sowie analog den $\bar{\Xi}^+$ – resultieren mögliche Kontaminationseffekte im wesentlichen aus dem Zerfallskanal $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, der zu 23.6 % populiert wird.

Mit den Relationen der p+Be-Daten des WA97-Experiments [Anti99] von

$$\frac{\Omega^- + \bar{\Omega}^+}{\Xi^- + \bar{\Xi}^+} = 0.073 \pm 0.021 \quad (5.18)$$

kann unter Annahme identischer Rekonstruktionsverfahren für Ξ und Ω eine erste Abschätzung des Anteils an Ω -Hyperonen in den extrahierten Ξ -Spektren gegeben werden. Ausgehend von etwa 400 $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ im Rapiditätsintervall $y \in [1.7; 4.1]$, werden nach Gleichung 5.18 annähernd 30 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ innerhalb desselben Intervalls erwartet.

Eine Abschätzung der Kontribution sekundärer doppelt seltsamer Ξ -Hyperonen aus Ω -Zerfällen in den Partikelspektren erfolgte ebenso mit den publizierten WA97-Resultaten, die für p+Be-Kollisionen im Intervall $-0.5 < y_{\text{CMS}} < 0.5$ eine Ω -Multiplizität von 0.00016 ± 0.00006 angeben [Anti99]. Normiert man diese Werte auf die Anzahl der Partizipanten – $\langle N_{\text{part}} \rangle = 2.5$ für p+Be und 2 für p+p – in p+p-Reaktionen, ergibt sich unter Berücksichtigung des Verzweignungsverhältnisses eine Multiplizität sekundärer $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ von etwa $1.06 \cdot 10^{-5}$, was einer Kontamination von < 1 % des gesamten Ξ -Spektrums entspricht. Dabei wurde die Rekonstruktionseffizienz der sekundären Ξ -Hyperonen jedoch noch nicht berücksichtigt, die den Kontaminationseffekt noch weiter verringert.

Der Einfluss möglicher Kontaminationseffekte auf die gemessenen Multiplizitäten repräsentiert somit einen vernachlässigbaren Effekt.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

Nach Applikation der im vorherigen Kapitel diskutierten Selektions- und Qualitätskriterien sowie der Korrekturen auf die extrahierten Daten werden im folgenden die Ergebnisse der Analyse der Produktion neutraler und doppelt seltsamer Hadronen präsentiert. Dazu werden Transversalimpulsspektren und Rapiditätsverteilungen generiert, die zur Bestimmung der totalen Multiplizitäten auf den gesamten Phasenraum extrapoliert werden. Die gewonnenen Resultate werden mit Referenzdaten anderer Experimente sowie verschiedenen Modellrechnungen verglichen und diskutiert.

6.1 Transversalimpulsspektren

Aus der Verteilung der Transversalimpulse sekundär produzierter Teilchen in einer Kollision kann auf die Transformation der zunächst rein longitudinalen Energie der Projektilnukleonen in transversale Freiheitsgrade geschlossen werden (vgl. Kapitel 1.3.1). In Schwerionenreaktionen lassen sich zudem Informationen über den Grad der Thermalisierung sowie mögliche kollektive Expansionseffekte extrahieren.

Da im allgemeinen die Phasenraumakzeptanz durch die Detektorgeometrie eingeschränkt ist, wird nicht der gesamte transversale Impulsbereich abgedeckt. Zur Bestimmung der Rapiditätsdichten ist es daher notwendig, die gemessenen spektralen Distributionen auf die Bereiche fehlender Akzeptanz zu extrapolieren.

6.1.1 Extrapolation des Phasenraumes

Für die gemessenen spektralen Verteilungen der Transversalimpulse einer Teilchenspezies, die unter Annahme einer vollständig thermalisierten isotropen Quelle der

Temperatur T gemäß der Maxwell-Boltzmann-Statistik [Hag84] emittiert werden, gilt

$$f(E, T)d^3p = C \cdot e^{\frac{-E}{T}} d^3p \quad . \quad (6.1)$$

Nach dem statistischen *bootstrap*-Modell [HaRa80] lassen sich die Transversalimpulsspektren von Teilchen der Ruhemasse m_0 in einem Hadrongas durch den lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C \cdot \sqrt{p_\perp^2 + m_0^2} \cdot \sum_{i=1}^{\infty} (\pm 1)^{n+1} K_1 \left(n \cdot \frac{\sqrt{p_\perp^2 + m_0^2}}{T} \right) \quad (6.2)$$

beschreiben, wobei K_1 eine modifizierte Besselfunktion zweiter Art ist.

In Gleichung 6.2 lässt sich die transversale Masse substituieren:

$$m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m_0^2} \quad . \quad (6.3)$$

Ist die Masse der betrachteten Teilchenspezies größer als die Temperatur ($m_0, m_\perp \gg T$), und vernachlässigt man die Bose- und Fermi-Quantenstatistik, vereinfacht sich Gleichung 6.2 zu

$$\frac{1}{p_\perp} \frac{dn}{dp_\perp} = C \cdot \sqrt{m_\perp} \cdot e^{\frac{-m_\perp}{T}} \quad . \quad (6.4)$$

Für die untersuchten seltsamen Hadronen dominiert der exponentielle Term.

Zusätzlich können die Transversalimpulsspektren durch die Funktion (analog Gleichung 5.13)

$$\frac{dn}{dp_\perp} = C \cdot p_\perp \cdot e^{\frac{-m_\perp}{T}} \quad (6.5)$$

beschrieben werden. Als freie Fit-Parameter der Anpassung dienen C sowie die Temperatur T als inverser Steigungsparameter.

Ein systematischer Anstieg der extrahierten Temperaturen mit der Ruhemasse der jeweiligen Teilchenspezies in Pb+Pb-Reaktionen [Bor98] gelten als Indiz für einen kollektiven transversalen Fluss. In elementaren p+p-Kollisionen dagegen liegen die

inversen Steigungsparameter für alle Partikel im Bereich der Grenztemperatur T_0 [Hag84] hadronischer Interaktionen. Eine systematische Tendenz und daraus resultierende kollektive Effekte sind nicht erkennbar.

Da die gemessenen Transversalimpulsspektren nur einen eingeschränkten Bereich des gesamten transversalen Impulsraums abdecken, muss zur Bestimmung der Rapiditätsdichten auf die fehlenden Bereiche extrapoliert werden. Zur Extrapolation wird dabei dieselbe Funktion wie bereits zur Generierung der Spektren (Gleichung 6.5) verwendet.

Um die Rapiditätsdichte in dem Intervall $y \in [y_{\min}, y_{\max}[$ über den gesamten transversalen Impulsbereich zu bestimmen, muss das vollständig korrigierte und normierte p_{\perp} -Spektrum integriert werden:

$$\left. \frac{dn}{dy} \right|_{y_{\min}}^{y_{\max}} = \frac{1}{N_{\text{Ev}}} \int_0^{\infty} \frac{d^2n}{dp_{\perp} dy} dp_{\perp} \quad . \quad (6.6)$$

Dabei entspricht N_{Ev} der Gesamtzahl der Ereignisse.

Da die Ergebnisse der Integration lediglich von der Qualität des Fits abhängig sind, bietet sich als unabhängiges Vergleichskriterium die Summation der gemessenen Datenpunkte und ein anschließendes Extrapolieren auf den gesamten transversalen Impulsraum an. Daraus folgt für die Rapiditätsdichte:

$$\left. \frac{dn}{dy} \right|_{y_{\min}}^{y_{\max}} = \frac{1}{F(T)} \sum_{p_{\perp}^{\min}}^{p_{\perp}^{\max}} \frac{d^2n}{dp_{\perp} dy} \Delta p_{\perp} \quad , \quad (6.7)$$

Der reziproke Extrapolationsfaktor $F(T)$ gibt dabei den Anteil des Integrals des gemessenen zu dem des gesamten Transversalimpulsspektrums an:

$$F(T) = \frac{\int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \frac{d^2n}{dp_{\perp} dy} dp_{\perp}}{\int_0^{\infty} \frac{d^2n}{dp_{\perp} dy} dp_{\perp}} \quad . \quad (6.8)$$

6.1.2 Extraktion der p_{\perp} -Spektren

Zur Generierung der Transversalimpulsspektren werden zunächst für alle Teilchen einer Spezies, die die im vorherigen Kapitel diskutierten Selektions- und Qualitäts-

kriterien erfüllen, gemäß der Gleichungen 1.1 und 1.2 der transversale Impuls sowie die Rapidität berechnet. Die Resultate werden entsprechend ihrer Phasenraumpopulation in ein zweidimensionales Histogramm gefüllt. Daraufhin werden die Daten auf ein Einzelereignis normiert und multiplikativ mit den einzelnen Korrekturfaktoren zur Kompensation der verschiedenen Verluste (vgl. Kapitel 5.4) gewichtet. Die vollständig korrigierten Resultate werden über ihren gesamten Akzeptanzbereich innerhalb für jede Teilchenspezies spezifischer voneinander unabhängiger Rapiditätsintervalle Δy auf die Ordinate projiziert und auf je eine Transversalimpuls- und Rapiditätseinheit normiert.

Resultate der V^0 -Analyse

Nachdem die Daten beider analysierter Datensätze jeweils gesondert extrahiert und korrigiert wurden und ihre Kompatibilität bereits im vorherigen Kapitel demonstriert wurde, beinhaltet die weitere Präsentation der Resultate das statistische Mittel beider Analysen.

Für jede Teilchenspezies wurden Transversalimpulsintervalle von $\Delta p_{\perp} = 0.2 \text{ GeV}/c$ gewählt. Die Unterteilung des detektierten Rapiditätsbereichs erfolgte in Δy -Intervallen von 0.5 für K_S^0 und Λ , die Intervallbreite für $\bar{\Lambda}$ beträgt jeweils eine Rapiditätseinheit. Aufgrund mangelnder Statistik an den Grenzen des detektierten Phasenraums konnten nicht über die gesamte Akzeptanz differentielle Transversalimpulsspektren extrahiert werden.

Die Abbildungen 6.1 bis 6.3 zeigen die vollständig korrigierten Transversalimpulsspektren der K_S^0 -Mesonen sowie der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit den aus der jeweiligen Anpassung gemäß Gleichung 6.5 extrahierten inversen Steigungsparametern T . Diese sind konsistent mit der Temperatur T_0 eines idealen Hadrongases im thermischen Modell (vgl. Kapitel 1.4.3).

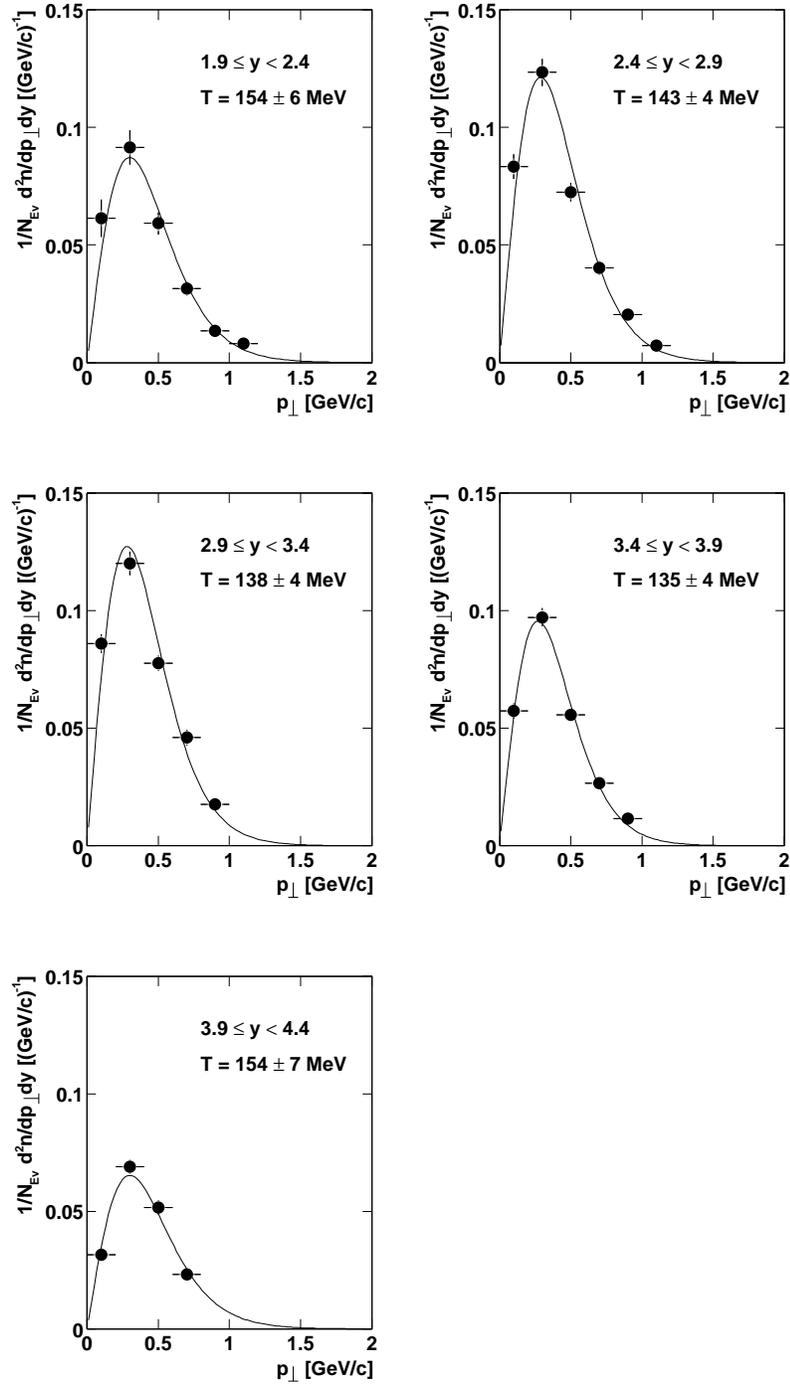


Abbildung 6.1 Transversalimpulsspektren der K_S^0 -Mesonen in den einzelnen Rapiditätsintervallen mit den extrahierten inversen Steigungsparametern T . Der horizontale Fehler entspricht der Binbreite Δp_{\perp} ; die vertikale Fehlerangabe markiert hier – wie auch in allen folgenden Spektren – lediglich den statistischen Fehler.

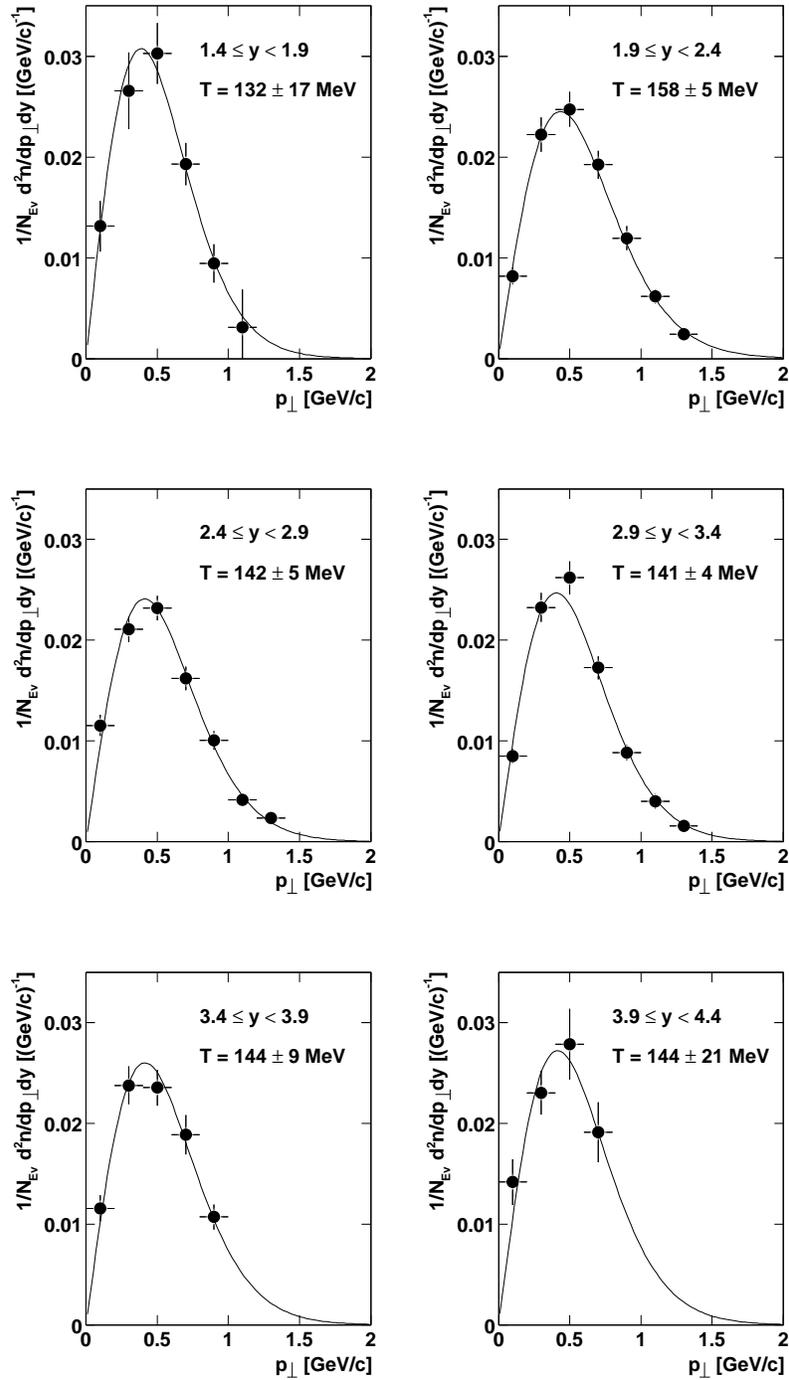


Abbildung 6.2 Transversalimpulsspektren der Λ -Hyperonen in den einzelnen Rapiditätsintervallen mit den extrahierten inversen Steigungsparametern T .

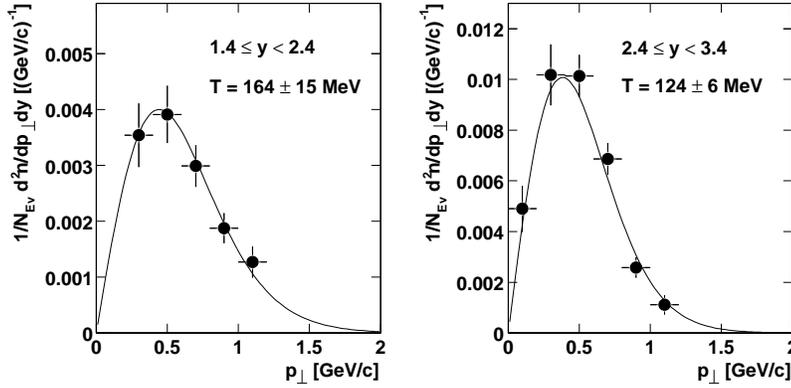


Abbildung 6.3 Transversalimpulsspektren der $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in den einzelnen Rapidity-Intervallen mit den extrahierten inversen Steigungsparametern T .

Resultate der Ξ -Analyse

Aufgrund der begrenzten Statistik der analysierten Datenensembles können lediglich drei identische Rapidity-Intervalle der Größe $\Delta y = 0.8$ – symmetrisch um Midrapidity – innerhalb der populierten Phasenraumakzeptanz unterschieden werden. Eine Klassifikation in verschiedene Δp_{\perp} -Intervalle ist nicht möglich.

Verzichtet man jedoch auf eine Unterteilung in verschiedene Rapidity-Intervalle und extrahiert die Daten über den gesamten Akzeptanzbereich, so kann für die Summe aller Ξ -Hyperonen $\Xi^{-} + \Xi^{+}$ ein transversales Impulsspektrum in Intervallen von $\Delta p_{\perp} = 0.2$ GeV/c extrahiert werden (Abbildung 6.4).

Um die Konsistenz beider Datensätze zu illustrieren, wurde eine jeweils gesonderte Analyse durchgeführt. Die geometrische Anpassung gemäß Gleichung 6.5 erfolgte dabei an den statistischen Mittelwert aus beiden Analysen. Daraus resultiert ein inverser Steigungsparameter $T = 174 \pm 14$ MeV.

6.2 Rapidityverteilungen

Die Form der Rapidityverteilungen repräsentiert die longitudinale Geschwindigkeit der produzierten Hadronen und ist eine lorentz-invariante Größe (vgl. Kapitel 1.3.1). Ihre Dichte wird durch Integration der vollständig korrigierten und normierten Transversalimpulsspektren und Extrapolation auf die fehlenden Akzeptanzbereiche bestimmt.

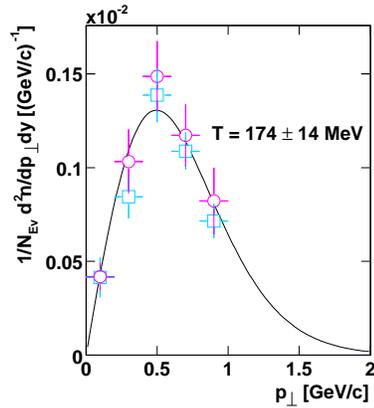


Abbildung 6.4 Transversalimpulsspektrum der $\Xi^- + \Xi^+$ -Hyperonen, integriert über den gesamten Rapiditätsbereich. Gezeigt sind die Resultate der Datensätze von 1996 (\circ) und 1999 (\square). Der eingezeichnete Fit repräsentiert den statistischen Mittelwert.

Dabei wird zwischen zwei verschiedenen Verfahren – der reinen Integration des Spektrums gemäß Gleichung 6.6 sowie der kombinierten Summation der gemessenen Datenpunkte mit anschließender Integration des restlichen transversalen Impulsraums nach Gleichung 6.7 – unterschieden.

Tabelle 6.1 zeigt die nach beiden Methoden ermittelten Rapiditydichten neutraler seltsamer Hadronen für jede Teilchenspezies sowie den jeweiligen Extrapolationsfaktor $F(T)$ in den entsprechenden Transversalimpuls- und Rapidityintervallen.

Die Abweichungen in den Resultaten der beiden Methoden sind ein Maß für den systematischen Fehler der Extrapolation. Aus ihrer Relation ergibt sich ein maximaler systematischer Fehler von $\delta_{K_S^0} \approx 6\%$, $\delta_{\Lambda} \approx 5\%$ und $\delta_{\Xi} \approx 7\%$.

Aufgrund der Symmetrie des p+p-Stoßsystems sollten die extrahierten Resultate eine Spiegelsymmetrie um die Schwerpunktrapidity aufweisen. Die Abweichung der korrespondierenden Werte voneinander ist ein Maß für den systematischen Fehler der Analyse.

In den Fällen, in denen aufgrund mangelnder Statistik keine Transversalimpulsspektren extrahiert werden können, wird die Rapiditydichte im jeweiligen Intervall über die gesamte transversale Impulsraumakzeptanz bestimmt und entsprechend korrigiert.

Hadron	Δy	Δp_{\perp} [GeV/c]	$F(T)$ [%]	$dn/dy_{\text{Fit}} [\cdot 10^{-2}]$	$dn/dy_{\text{extr}} [\cdot 10^{-2}]$
K_S^0	[1.9;2.4[[0.0;1.2[98.78	5.018	5.367
	[2.4;2.9[[0.0;1.2[99.16	6.653	7.002
	[2.9;3.4[[0.0;1.0[97.77	6.793	7.105
	[3.4;3.9[[0.0;1.0[98.41	4.851	5.046
	[3.9;4.4[[0.0;0.8[90.41	3.780	1.904
Λ	[1.4;1.9[[0.0;1.2[97.71	2.093	2.084
	[1.9;2.4[[0.0;1.4[97.45	1.953	1.948
	[2.4;2.9[[0.0;1.4[98.69	1.762	1.795
	[2.9;3.4[[0.0;1.4[98.58	1.787	1.814
	[3.4;3.9[[0.0;1.0[90.91	1.908	1.946
$\bar{\Lambda}$	[1.4;2.4[[0.2;1.2[85.29	0.317	0.341
	[2.4;3.4[[0.0;1.2[97.89	0.678	0.708

Tabelle 6.1 Rapiditysdichten neutraler seltsamer Hadronen in den einzelnen Phasenraumintervallen. Angegeben sind jeweils die Resultate aus Integration der Extrapolationsfunktion dn/dy_{Fit} sowie der kombinierten Summation und Extrapolation der Datenpunkte dn/dy_{extr} .

6.2.1 Resultate der V^0 -Analyse

Die Rapidityspektren neutraler seltsamer Hadronen sind in Abbildung 6.5 dargestellt, wobei die extrahierten Daten an Midrapidity gespiegelt wurden. Die Diskrepanz der beiden Werte voneinander bei gegebener Rapidity reflektiert den systematischen Fehler der Analyse. Dieser liegt für alle V^0 -Teilchenspezies bei $\leq 6.4\%$. Die Rapiditysdichten der neutralen seltsamen Hyperonen können direkt mit denen einer weiteren, völlig unabhängigen Analyse derselben Datensätze [Šuša00], die zudem noch die im Herbst 2000 mit dem NA49-Detektor aufgenommenen 2.73 Millionen Ereignisse beinhaltet, verglichen werden. Im Fall der Λ -Hyperonen liegt eine nahezu perfekte Übereinstimmung vor, mit maximalen Abweichungen von $< 3\%$. Auf eine gesonderte Darstellung der Ergebnisse wurde daher explizit verzichtet. Auch die $\bar{\Lambda}$ -Rapiditydistributionen beider Analysen (Abbildung 6.5, unten Mitte) zeigen eine gute Übereinstimmung.

Ebenso können die im Rahmen dieser Arbeit analysierten NA49-Resultate direkt mit Referenzdaten früherer Experimente bei ähnlichen Einschussenergien verglichen werden [Jaeg75, She75, LoPi80], die in [GaHa91] kompiliert sind. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Im Vergleich zu früheren Messungen konnten

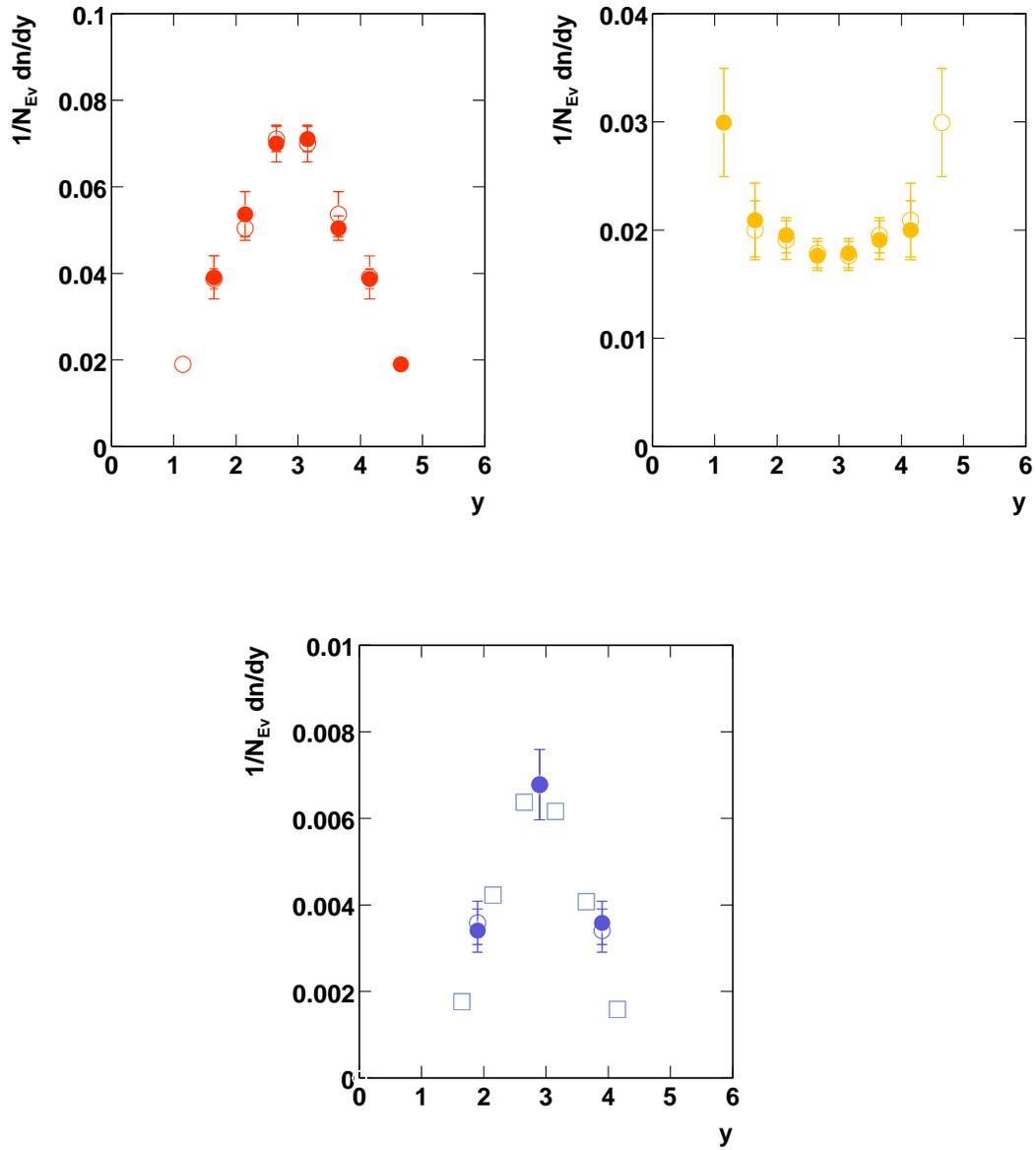


Abbildung 6.5 Rapiditätsspektren der neutralen seltsamen Hadronen K_S^0 (oben links), Λ (oben rechts) und $\bar{\Lambda}$ (unten Mitte). Die extrahierten Daten (\bullet) wurden an der Schwerpunktrapidität $y = 2.9$ gespiegelt (\circ). Die Distribution der $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen zeigt zusätzlich noch die Resultate aus [Šuš00] (\square).

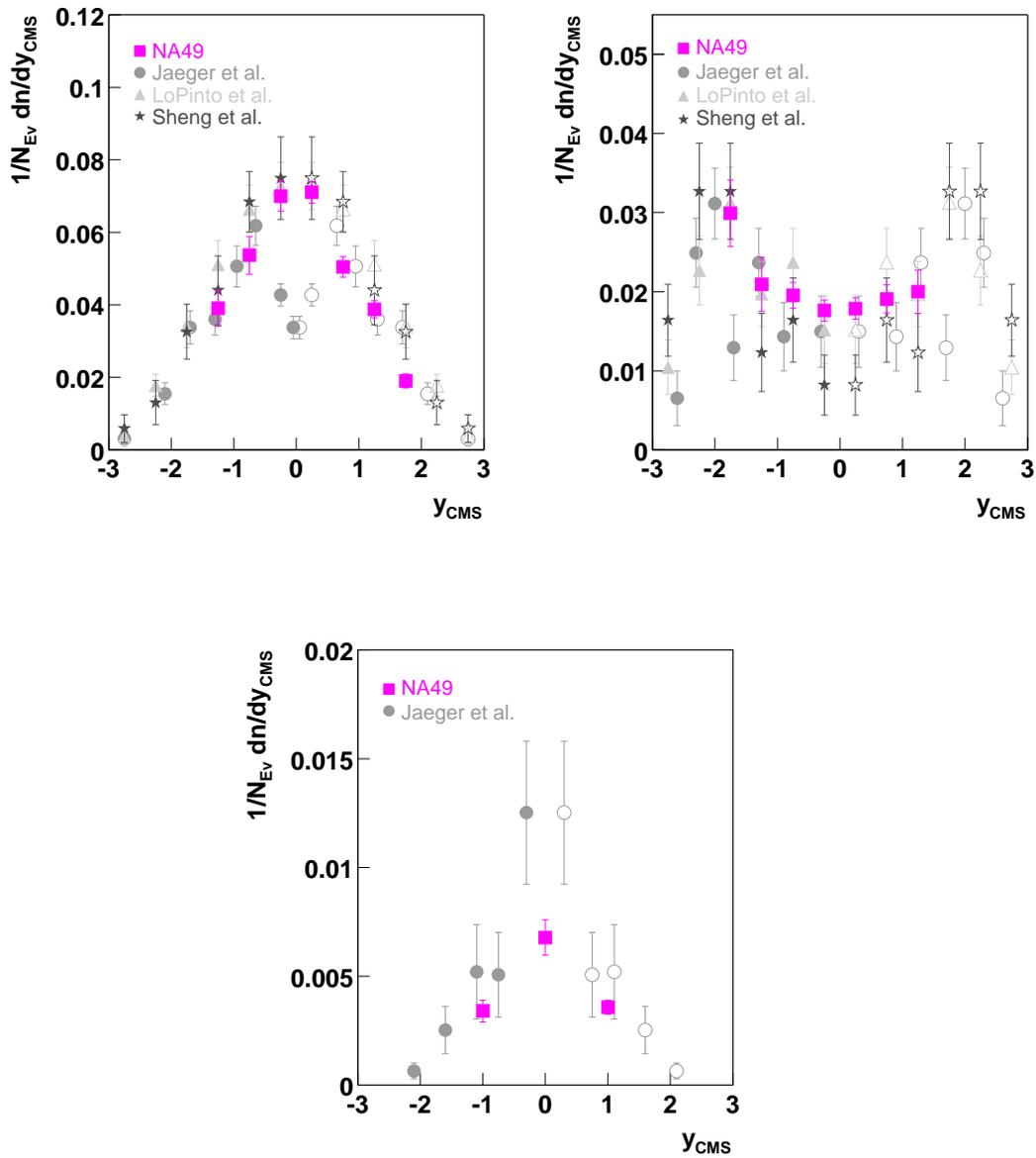


Abbildung 6.6 Rapiditätsspektren der K_S^0 (oben links), Λ (oben rechts) und $\bar{\Lambda}$ (unten Mitte) im Vergleich zu Referenzdaten ähnlicher Energien [Jaeg75, She75, LoPi80]. Die gemessenen Daten (geschlossene Symbole) wurden an der Schwerpunktrapidität $y = 2.9$ gespiegelt (offene Symbole).

die statistischen und systematischen Fehler erheblich reduziert werden. Die Form der Verteilungen für neutrale seltsame Hadronen wird von den Resultaten dieser Arbeit reproduziert, das Minimum bei Midrapidity im K_S^0 -Spektrum von [Jaeg75] kann jedoch nicht bestätigt werden.

6.2.2 Rapiditätsspektren der Ξ -Hyperonen

Abbildung 6.7 zeigt die vollständig korrigierten Rapiditätsverteilungen doppelt seltsamer Hyperonen. Auch hier sind die Resultate im Rahmen der Fehler konsistent mit denen aus [Šuša00, Šuša01] und weisen eine maximale Diskrepanz von $\approx 3\text{--}4\%$ für Ξ^- und $\leq 7\%$ für Ξ^+ auf.

Tabelle 6.2 vergleicht die aus beiden Analysen extrahierten Werte bei Midrapidity mit den auf die Anzahl der Partizipanten in p+p-Kollisionen skalierten p+Be-Resultaten des Experiments WA97 [Anti99].

Analyse	$\Xi^- [\cdot 10^{-4}]$	$\Xi^+ [\cdot 10^{-4}]$	Ξ^-/Ξ^+
NA49 (1)	7.799 ± 0.739	3.468 ± 0.609	0.45 ± 0.08
NA49 (2)	7.408 ± 0.553	3.566 ± 0.364	0.48 ± 0.06
WA97	11.538 ± 0.769	5.231 ± 0.769	0.45 ± 0.05

Tabelle 6.2 Vergleich der Ausbeute der Ξ -Hyperonen und ihrer Relation bei Midrapidity. Dargestellt sind die Ergebnisse dieser Arbeit (NA49 (1)), die einer weiteren Analyse (NA49 (2)) [Šuša01] sowie die auf die Anzahl der p+p-Partizipanten skalierten p+Be-Daten des WA97-Experiments [Anti99].

6.3 4π -Multiplizitäten

Allgemein wird der inklusive Wirkungsquerschnitt durch die totale mittlere Multiplizität $\langle N \rangle$ einer Partikelspezies P und den inelastischen Wirkungsquerschnitt (Kapitel 4.2.1) definiert:

$$\sigma_P = \langle N_P \rangle \cdot \sigma_{\text{inel}} \quad . \quad (6.9)$$

Um Aussagen über die totale Multiplizität neutraler und doppelt seltsamer Hadronen zuzulassen, werden die extrahierten Rapiditätsspektren über den gesamten

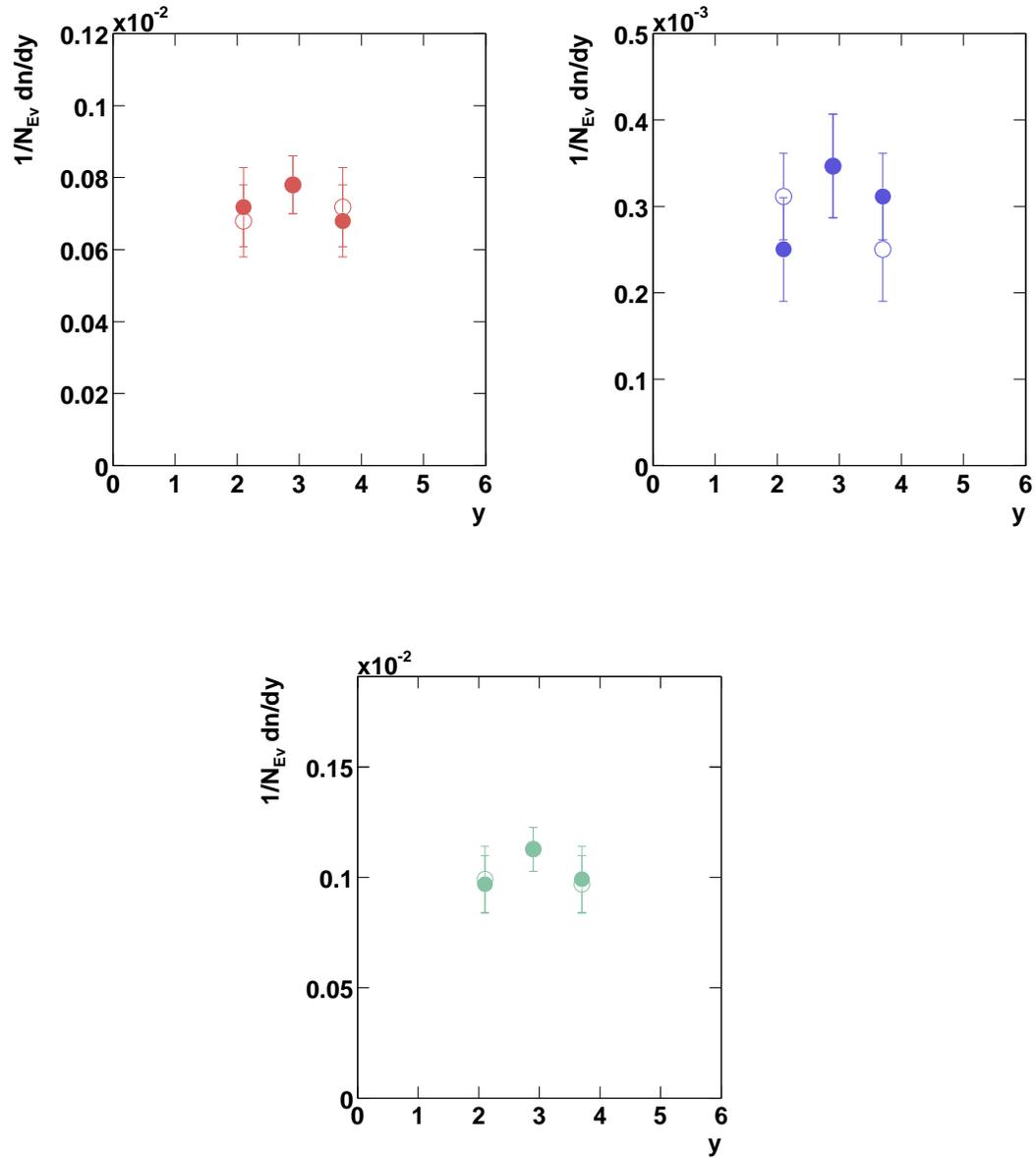


Abbildung 6.7 Rapiditysspektren der doppelt seltsamen Hyperonen Ξ^- (oben links), Ξ^+ (oben rechts) und deren Summe $\Xi^- + \Xi^+$ (unten Mitte). Die extrahierten Daten (\bullet) wurden an der Schwerpunktrapidität $y = 2.9$ gespiegelt (\circ).

Phasenraum (4π) integriert. Dazu muss eine geeignete und physikalisch relevante Verteilung über den gesamten Rapiditätsbereich angenommen werden, um eine Extrapolation in die Bereiche, die außerhalb der Detektorakzeptanz liegen, zu ermöglichen.

6.3.1 Diskussion der V^0 -Resultate

Die Erzeugung neutraler Kaonen und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen erfolgt in allen Stoßsystemen nahezu ausschließlich durch Paarproduktion. Daher zeigen die Rapiditätsverteilungen für K_S^0 und $\bar{\Lambda}$ sowohl für protoninduzierte Reaktionen als auch für Schwerionenkollisionen [Bor98] einen nahezu identischen Verlauf, der in der vorliegenden Analyse durch eine Gauß-Verteilung mit Breiten von $\sigma_{K_S^0} = 1.11 \pm 0.05$ und $\sigma_{\bar{\Lambda}} = 0.86 \pm 0.09$ beschrieben werden kann.

Neben der Paarproduktion kommt die assoziierte Produktion (vgl. Kapitel 2.1) als weiterer Erzeugungsmechanismus von Λ -Hyperonen in Frage, der in p+p-Reaktionen den dominierenden Anteil ausmacht. Die Rapiditätsverteilung unterscheidet sich daher wesentlich von denen der anderen Teilchenspezies (Abbildung 6.5). Ihre Struktur um die Schwerpunktrapidität ist annähernd flach und weist zwei deutliche Maxima zu niedrigeren bzw. höheren Rapiditätswerten auf. Die Ähnlichkeit zu den Rapiditätsspektren der Protonen kann mit der Anzahl der Valenzquarks der Λ -Hyperonen erklärt werden. Aus der Form des Spektrums folgt, dass der Grad des Abstoppens der Projektilnukleonen gering ist. Die Λ -Rapiditysdistribution wurde mit der in [GaHa91] angegebenen Parametrisierung gefittet.

Aus der Extrapolation der V^0 -Rapiditysspektren über den gesamten Phasenraum ergeben sich nach Kapitel 6.1.2 die folgenden totalen mittleren Multiplizitäten pro Ereignis:

$$\begin{aligned}\langle K_S^0 \rangle &= 0.194 \pm 0.013 \\ \langle \Lambda \rangle &= 0.115 \pm 0.012 \\ \langle \bar{\Lambda} \rangle &= 0.0148 \pm 0.0019\end{aligned}$$

In Abbildung 6.8 sind die 4π -Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Fermi-Variable F (Gleichung 2.2) dargestellt. Die Resultate fügen sich gut in die Systematik der totalen Multiplizitäten seltsamer Hadronen ein (eine Kompilation der Referenzdaten findet sich in [GaRö95]).

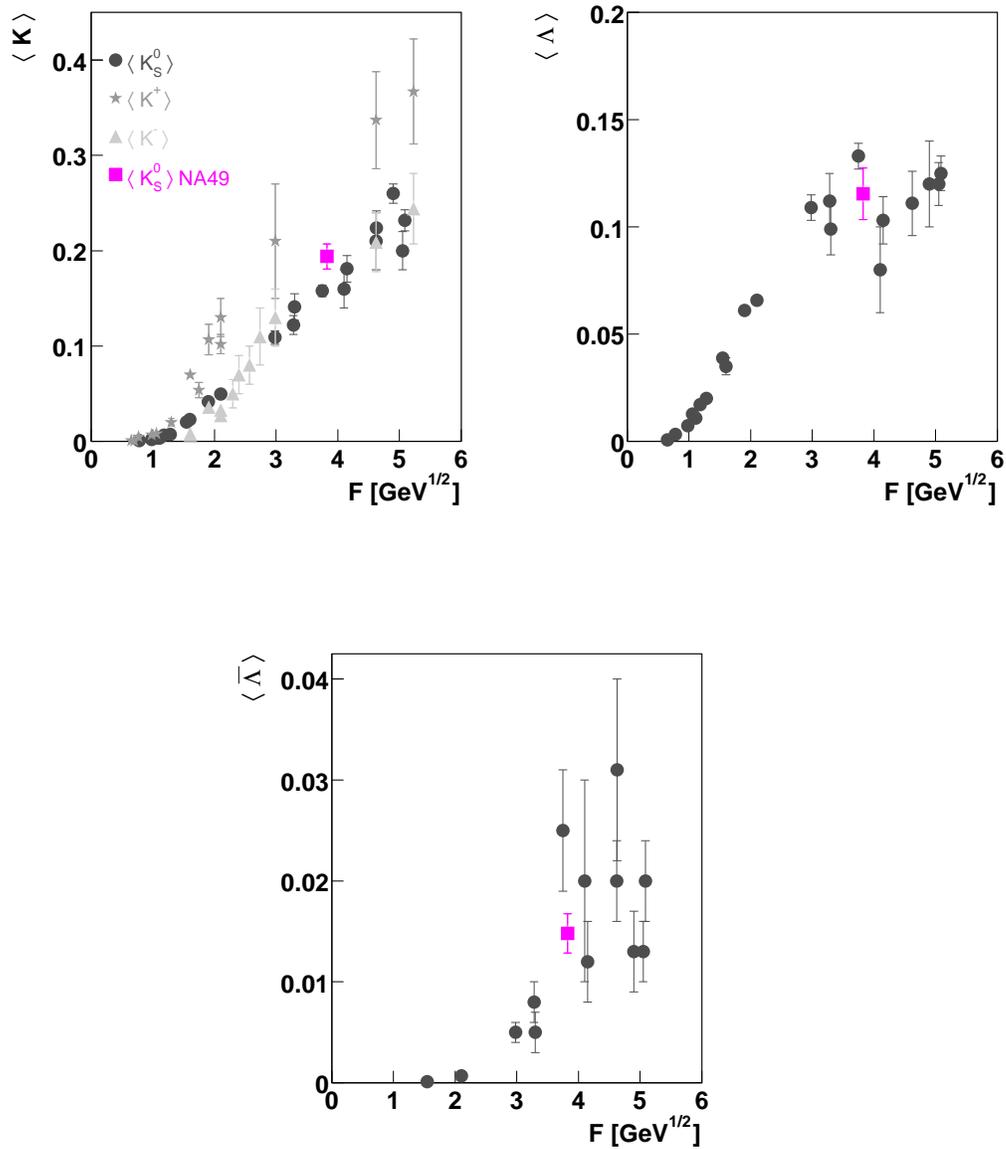


Abbildung 6.8 Systematik der totalen Multiplizitäten von K_S^0 (oben links), Λ (oben rechts) und $\bar{\Lambda}$ (unten Mitte) als Funktion der Schwerpunktenenergie, die durch die Fermi-Variablen F ausgedrückt wird. Die Vergleichsdaten sind [GaRö95] entnommen.

6.3.2 Abschätzung der Ξ -Multiplizitäten

Zur Extrapolation des gemessenen Rapiditybereichs auf den gesamten Phasenraum werden die Spektren der doppelt seltsamen Hyperonen mit zwei unterschiedlichen Funktionen angepasst und diese integriert.

Sowohl für Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ als auch deren – gesondert analysierte – Summe $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ wurde zum einen eine rechteckige Verteilung in dem Rapidityintervall $y \in [1.7; 4.1[$ als untere Grenze der Abschätzung und zum anderen eine realistischere, um die Schwerpunktrapidität zentrierte Gauß-Verteilung mit Breiten von $\sigma_{\Xi^-} = 1.11 \pm 0.08$ und $\sigma_{\bar{\Xi}^+} = 0.82 \pm 0.04$ angenommen (Abbildung 6.9).

Tabelle 6.3 fasst die Ergebnisse der geometrischen Anpassungen zusammen.

Anpassung	$\Xi^- [\cdot 10^{-3}]$	$\bar{\Xi}^+ [\cdot 10^{-3}]$	$\Xi^- + \bar{\Xi}^+ [\cdot 10^{-3}]$
Rechteck	1.75	0.727	2.47
Gauß	2.47	0.762	3.29
$\langle N_{\Xi} \rangle$	2.11 ± 0.18	0.745 ± 0.099	2.88 ± 0.28

Tabelle 6.3 Abschätzung der totalen 4π -Multiplizitäten doppelt seltsamer Hyperonen unter Annahme unterschiedlicher Formen der dn/dy -Spektren.

Für die Summe $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ liefert neben den beschriebenen geometrischen Anpassungen die Integration und Extrapolation des extrahierten Transversalimpulsspektrums (Abbildung 6.4) einen zusätzlichen Beitrag zur Abschätzung der totalen Multiplizität. Bezieht man das daraus gewonnene Resultat von $\langle \Xi^- + \bar{\Xi}^+ \rangle = 0.00276 \pm 0.00027$ mit in die Berechnung der mittleren Gesamtmultiplizität ein, so ergibt sich diese zu $\langle \Xi^- + \bar{\Xi}^+ \rangle = 0.00284 \pm 0.00028$, was mit der Summe der Einzelanalysen von $\langle \Xi^- \rangle + \langle \bar{\Xi}^+ \rangle = 0.00286 \pm 0.00028$ konsistent ist.

Die gemessene Ξ^- -Multiplizität bestätigt die in [App98c] publizierte Vorhersagen aus interpolierten p+p-Messungen bei Schwerpunktenenergien von $\sqrt{s} = 6$ [Alp76] und 63 GeV [Åke84] im Rahmen der Fehler.

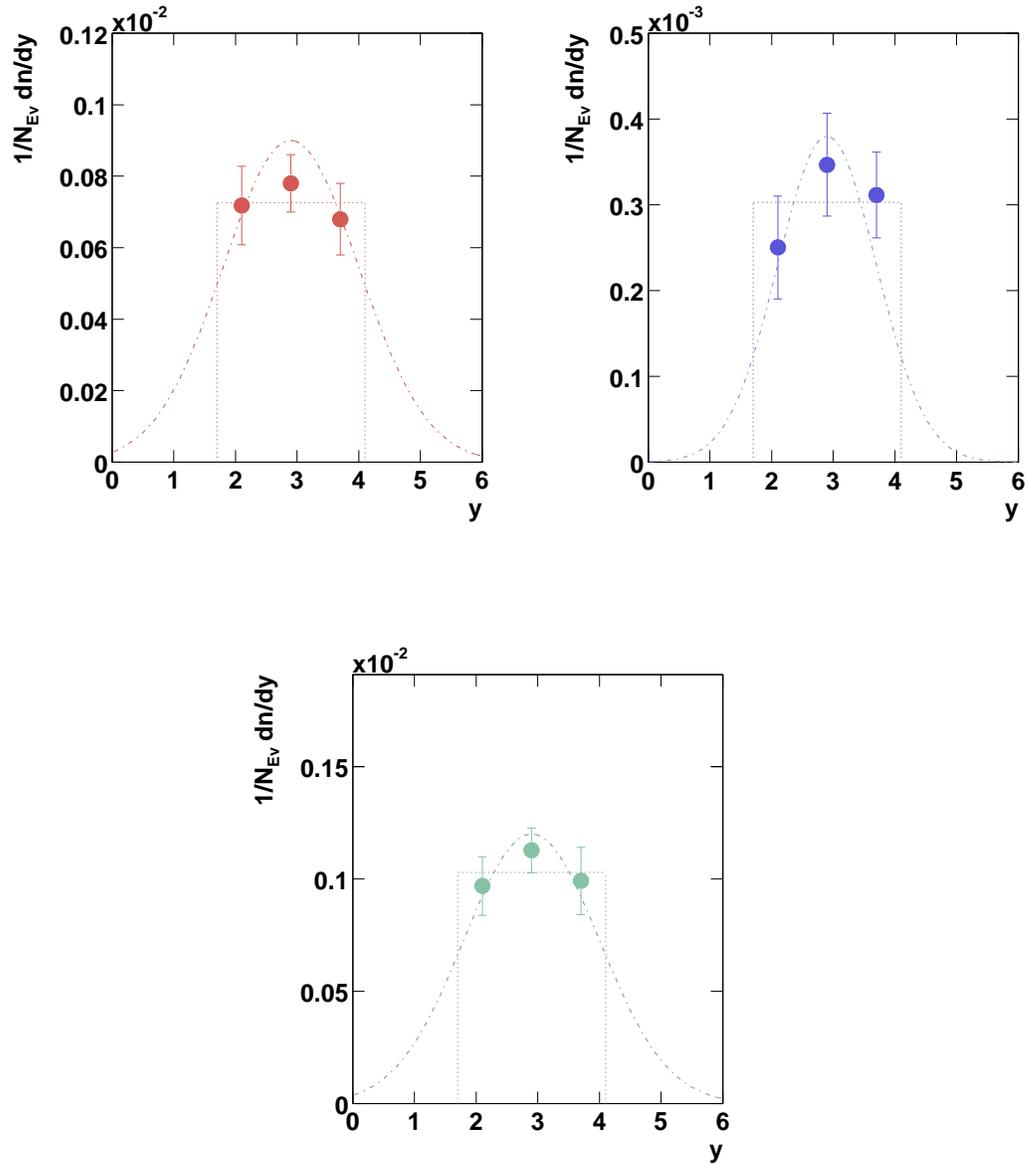


Abbildung 6.9 Abschätzung der totalen Multiplizitäten von Ξ^- (oben links), Ξ^+ (oben rechts) und deren Summe $\Xi^- + \Xi^+$ (unten Mitte) unter Annahme zweier unterschiedlicher geometrischer Anpassungen – einer Rechteckverteilung (gepunktete Linie) sowie einer realistischeren Gauß-Verteilung (unterbrochene Linie).

6.4 Partikelrelationen

Die Relationen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der produzierten Teilchenspezies zueinander liefern relevante Informationen über die Reaktionsdynamik. Bei Formation eines Quark-Gluon-Plasmas wird im Vergleich zu einem Hadrongas ein signifikanter Anstieg der Verhältnisse der Antihyperonen zueinander erwartet [Raf91]. In Tabelle 6.4 sind die Verhältnisse der mit dem NA49-Experiment gemessenen Teilchenmultiplizitäten für p+p- und zentrale Pb+Pb-Kollisionen bei 158 AGeV dargestellt.

Relation	Multiplizität	
	p+p	Pb+Pb
K_S^0/Λ	3.98 ± 0.43	1.98 ± 0.02
$K_S^0/\bar{\Lambda}$	10.76 ± 1.64	15.20 ± 0.83
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0.37 ± 0.04	0.131 ± 0.019
Ξ^-/Λ	0.044 ± 0.004	0.135 ± 0.017
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	0.054 ± 0.012	0.231 ± 0.05
$\bar{\Xi}^+/\Xi^-$	0.45 ± 0.08	0.22 ± 0.04

Tabelle 6.4 Vergleich der Partikelrelationen seltener Hadronen innerhalb einer Rapiditätseinheit um Midrapidity ($2.4 < y < 3.4$). Dargestellt sind die Resultate dieser Arbeit und die Daten zentraler Pb+Pb-Reaktionen gleicher Energie [Bäch99, Bart00, Misch02].

Im Vergleich zu p+p-Reaktionen ist in zentralen Pb+Pb-Kollisionen eine deutlich erhöhte Produktion doppelt seltener Hyperonen beobachtbar, die für die Antihyperonen noch akzentuierter ist. Eine ausführliche Diskussion der Seltsamkeitsproduktion wird im folgenden Kapitel vorgenommen.

6.5 Seltsamkeitsproduktion

Die Multiplizität der Seltsamkeitsproduktion in einem Quark-Gluon-Plasma differiert von der in einem rein hadronischen Szenario (vgl. Kapitel 2.1). Durchläuft eine hochenergetische Schwerionenkollision einen Phasenübergang von einem Quark-Gluon-Plasma in hadronische Materie, wird eine erhöhte Produktion seltener Hadronen erwartet. Damit dient die Seltsamkeitsproduktion als Observable für die frühe Phase der Reaktionsevolution.

In relativistischen Kern-Kern-Reaktionen kommt es im Vergleich zu p+p- und p+A-Kollisionen zu einer gesteigerten Produktion seltsamer Teilchen relativ zu nicht-seltsamen, die mit der Anzahl der Partizipanten skalieren. Als geeignete Observable dient üblicherweise das Verhältnis der Kaonen zu den Pionen [Afa01].

Nach Gleichung 2.1 gilt unter der Voraussetzung, dass K^0 und \overline{K}^0 nur als Linearkombination in Form von K_S^0 und K_L^0 auftreten:

$$\frac{\langle K + \overline{K} \rangle}{\langle \pi \rangle} = \frac{\langle K^+ \rangle + \langle K^- \rangle + \langle K_S^0 \rangle + \langle K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle + \langle \pi^0 \rangle} . \quad (6.10)$$

Unter der Annahme, dass der Verlauf der Rapiditätsverteilung für K^+ und K^- annähernd identisch ist, kann Gleichung 6.10 vereinfacht werden zu:

$$\frac{\langle K + \overline{K} \rangle}{\langle \pi \rangle} \approx \frac{4 \cdot \langle K_S^0 \rangle}{3 \cdot \langle \pi^- \rangle} . \quad (6.11)$$

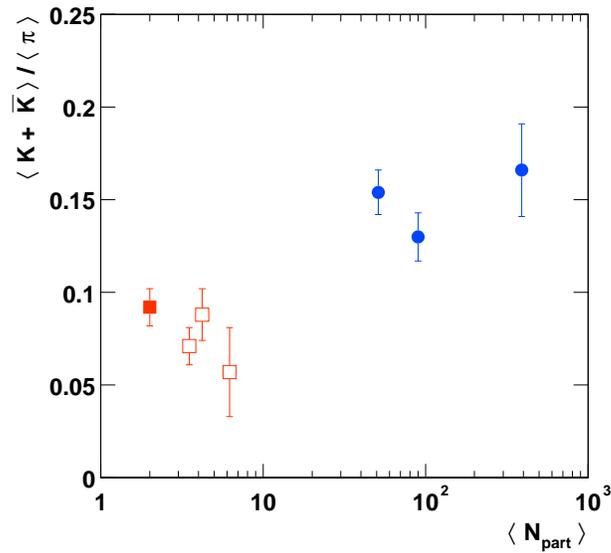


Abbildung 6.10 $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Relation in Abhängigkeit der Anzahl der Partizipanten für einen Energiebereich von 150–200 AGeV. Beim Übergang von elementaren p+p- (■ repräsentiert das Ergebnis dieser Arbeit) und p+A-Reaktionen (□) zu Kern-Kern-Kollisionen (●) [Bor98, Gaž00] ist eine Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion erkennbar.

Mit den in [Bäch99] publizierten Pionmultiplizitäten beträgt das $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis für p+p-Kollisionen 0.092 ± 0.011 . Dieses Resultat ist konsistent mit der Tendenz in p+A-Reaktionen [Gaž00]. Verglichen mit elementaren Stößen ist bei Kern-Kern-Kollisionen eine um den Faktor ≈ 2 erhöhte Produktion seltsamer Hadronen beobachtbar (Abbildung 6.10).

Die Skalierung der Rapiditätsspektren der einzelnen Teilchenspezies auf die Anzahl der Partizipanten in bleiinduzierten Schwerionenreaktionen bei gleicher Strahlenergie ermöglicht einen direkten Vergleich der beiden Stoßsysteme. Für zentrale Pb+Pb-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 158 GeV pro Nukleon liegt die mittlere Anzahl der Partizipanten bei $\langle N_{\text{part}} \rangle \approx 362$ [Bäch99].

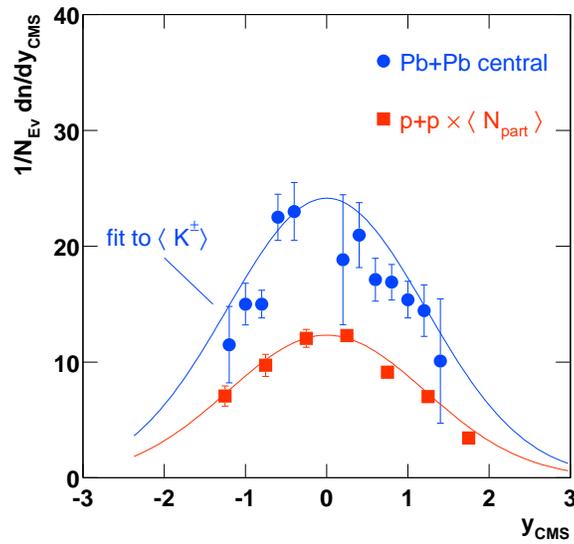


Abbildung 6.11 Vergleich der K_S^0 -Rapiditätsverteilungen in zentralen Pb+Pb-Kollisionen [Bäch99] mit den skalierten p+p-Daten.

Abbildung 6.11 zeigt die Rapiditätsverteilungen der K_S^0 sowohl für zentrale Pb+Pb-Kollisionen [Bäch99] als auch für die skalierten p+p-Daten der vorliegenden Arbeit. Zur Illustration der Konsistenz der Daten, die mit unterschiedlichen Analysemethoden gewonnen wurden, sind zusätzlich die gefitteten Resultate identifizierter geladener Kaonen dargestellt. Deutlich erkennbar ist die gegenüber p+p-Reaktionen verdoppelte Seltsamkeitsproduktion.

Für doppelt seltsame Hyperonen ist die Erhöhung der Seltsamkeit beim Übergang von p+p- zu Pb+Pb-Kollisionen noch akzentuierter. Im Fall der Ξ^- -Hyperonen liegt in bleiinduzierten Reaktionen im Vergleich zu den mit $\langle N_{\text{part}} \rangle$ skalierten p+p-Resultaten eine um den Faktor ≈ 10 erhöhte Seltsamkeitsproduktion um Midrapi-

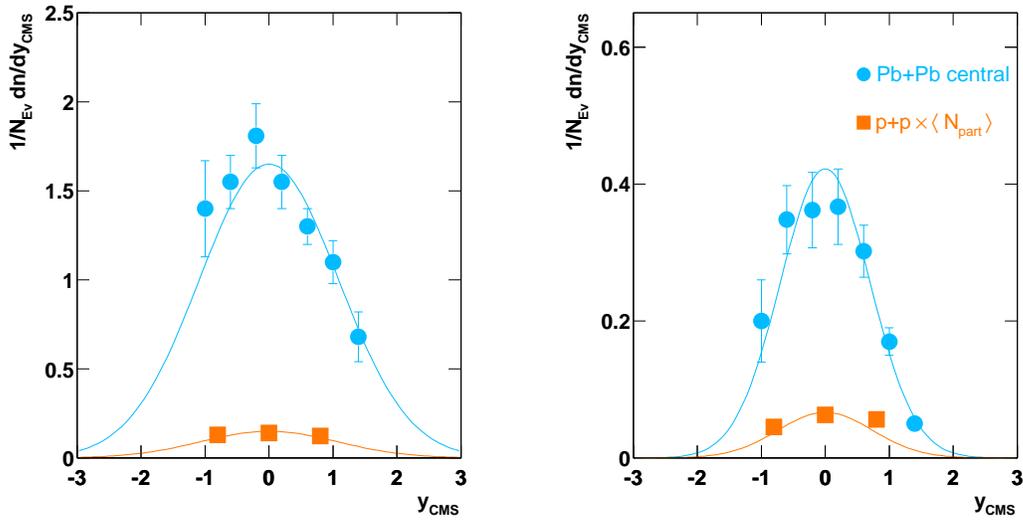


Abbildung 6.12 Vergleich der Rapidityverteilungen der Ξ^- - (links) und Ξ^+ -Hyperonen (rechts) in zentralen Pb+Pb-Kollisionen [Bart00] mit denen skalierten p+p-Daten.

dity vor, für Ξ^+ ergibt sich eine Erhöhung um den Faktor ≈ 6 (Abbildung 6.12). Die gemessenen Faktoren sind konsistent mit der in [App98c] vorgenommenen Abschätzung für p+p-Reaktionen.

Folglich können Schwerionenkollisionen nicht als eine reine Superposition unselektierter elementarer Reaktionen betrachtet werden.

Die Rapiditydistributions geladener Kaonen können unter Annahme desselben Verlaufs für K^+ und K^- mit der neutraler seltsamer Kaonen zur Verifikation der Seltsamkeitserhaltung herangezogen werden:

$$\langle K^+ \rangle + \langle K^- \rangle = 2 \cdot \langle K_S^0 \rangle \quad . \quad (6.12)$$

Die Summe der identifizierten geladenen Kaonen in den gemessenen p+p-Kollisionen [Sik01] zeigt über einen weiten Rapiditybereich eine gute Übereinstimmung mit dem zweifachen K_S^0 -Spektrum (Abbildung 6.13).

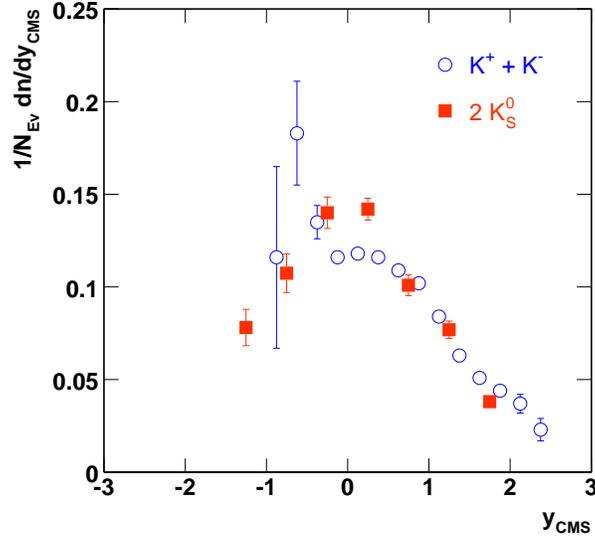


Abbildung 6.13 Vergleich der gemessenen K_S^0 -Rapidityverteilung mit der Summe der Spektren identifizierter geladener K^+ und K^- [Sik01].

Für die Multiplizität der Λ -Hyperonen gilt außerdem folgende Relation:

$$\langle \Lambda \rangle - \langle \bar{\Lambda} \rangle = 2 \cdot (\langle K^+ \rangle - \langle K^- \rangle) / 1.6 \quad , \quad (6.13)$$

wobei der Faktor 1.6 auf nicht-detektierte geladene Hyperonen korrigiert. Die Form beider Verteilungen (Abbildung 6.14, links) ist sehr unterschiedlich, ihre Integrale dagegen sind annähernd gleich. Dies ist ein Indikator für nur geringfügige Isospin-Effekte in der Kaon-Produktion in Proton-Proton-Reaktionen.

Betrachtet man das Verhältnis der Distributionen $\langle K \rangle / \langle \Lambda \rangle$ aus Gleichung 6.13 (Abbildung 6.14, rechts), welches die Relation \bar{s}/s der seltsamen Quarks zueinander repräsentiert, so ist keine lokale Erhaltung der Seltsamkeit erkennbar. Die Kaonen werden zentraler produziert als die Hyperonen, folglich ist ihre Rapidityverteilung schmäler als die der Λ -Hyperonen (vgl. Abbildung 6.5).

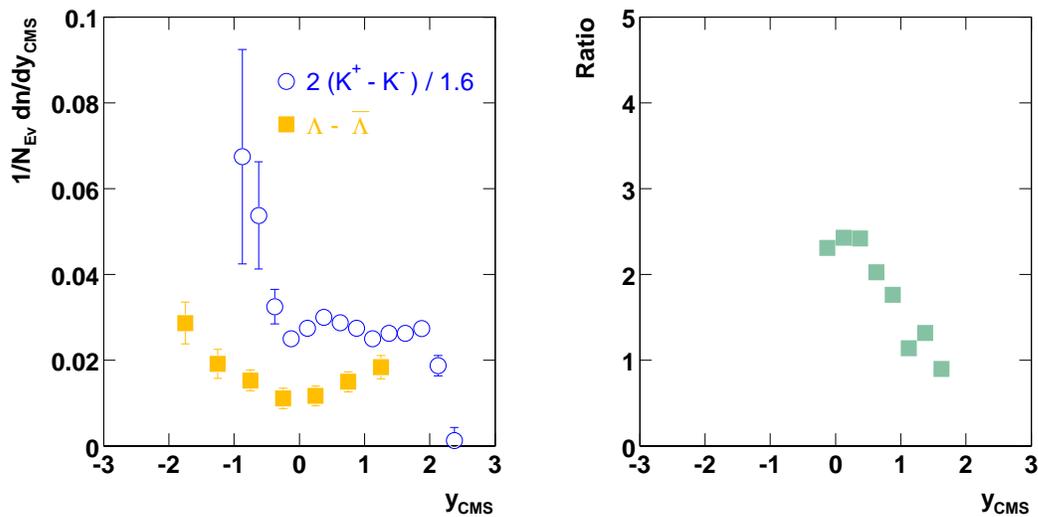


Abbildung 6.14 Links: Rapidityverteilung identifizierter geladener Kaonen [Sik01] im Vergleich zu den gemessenen und extrapolierten Daten der Λ -Hyperonen. Rechts: Das Verhältnis der beiden Verteilungen zueinander, welches die Relation \bar{s}/s repräsentiert (die ersten drei K -Datenpunkte wurden dabei aufgrund ihrer großen Fehler nicht berücksichtigt). Es ist keine lokale Seltsamkeitserhaltung erkennbar.

6.6 Vergleich mit Modell-Vorhersagen

6.6.1 Mikroskopische Modelle

Im UrQMD-Modell [Bass98, Blei99] werden die an der Kollision partizipierenden Hadronen durch Gauß-Verteilungen im Phasenraum repräsentiert und unterliegen gemäß der Hamiltonschen Bewegungsgleichungen einer kovarianten Propagation auf klassischen Trajektorien. Mögliche Interaktionen der einzelnen Hadronen untereinander werden anhand von Parametrisierungen experimentell bestimmter Wirkungsquerschnitte modelliert.

Das VENUS-Modell [Wer93] beinhaltet Quarks und Antiquarks als fundamentale Objekte, die Gluonen werden durch die Einführung von Strings substituiert. Die Stringformation erfolgt über den *String-Flip*-Mechanismus mittels Farbaustausch. Weitere mikroskopische Transportmodelle sind sowohl das HIJING *Monte Carlo*-Modell [Wang91], basierend auf den Lund-FRITIOF- [And83, Nil87] sowie Dual-

Parton-Modellen [Ran88] kombiniert mit der Implementierung perturbativer QCD-Effekte für hadronische Interaktionen, als auch das Quark-Gluon-String Modell (QGSM) [Kai84, Ame90].

Rapiditätsverteilungen

Ein Vergleich der gemessenen Rapiditätsspektren neutraler seltsamer Hadronen mit VENUS-Rechnungen ist in Abbildung 6.15 dargestellt. Sowohl die Form der Verteilung als auch die Gesamtmultiplizitäten der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen werden durch die Vorhersagen des Modells sehr gut reproduziert. Die K_S^0 -Produktion wird im Midrapidity-Bereich unterschätzt, bei steigender und fallender Rapidität werden dagegen zu viele Mesonen produziert.

Hadronmultiplizitäten

Die in Tabelle 6.5 zusammengefassten Multiplizitäten neutraler seltsamer Hadronen in p+p-Kollisionen sind Resultate der verschiedenen Modellrechnungen bei einer Einschussenergie von 158 bzw. 200 GeV [Andr94, Bass98, Soff01]. Sie werden mit den Resultaten dieser Arbeit verglichen.

Hadron	Multiplizität					
	NA49	UrQMD	VENUS	HIJING	QGSM	DPM
K_S^0	0.194 ± 0.013	0.18	0.16	0.26	0.21	0.18
Λ	0.115 ± 0.012	0.12	0.12	0.16	0.15	0.155
$\bar{\Lambda}$	0.0148 ± 0.0019	0.018	0.016	0.030	0.015	0.024
Ξ^-	0.00211 ± 0.00018	–	0.00462	0.00176	–	–
$\bar{\Xi}^+$	0.000745 ± 0.000099	–	0.00231	0.00168	–	–

Tabelle 6.5 Vergleich der gemessenen mittleren Multiplizitäten seltsamer Hadronen in p+p Kollisionen mit verschiedenen mikroskopischen Modellrechnungen für 158 bzw. 200 GeV. Die UrQMD-Werte sind [Bass98, Soff01] entnommen, die VENUS-Resultate stammen aus Rechnungen der Version 4.12, alle anderen sind in [Andr94] kompiliert.

Im allgemeinen stimmen die gemessenen Multiplizitäten neutraler seltsamer Hadronen mit den Vorhersagen der verschiedenen mikroskopischen Transportmodelle zufriedenstellend überein. Die Rechnungen zeigen jedoch eine Tendenz, die Daten geringfügig zu überschätzen. Die VENUS-Resultate für doppelt seltsame Hadronen zeigen mit Abweichungen um einen Faktor 2–3 eine deutliche Diskrepanz zu den Ergebnissen dieser Arbeit.

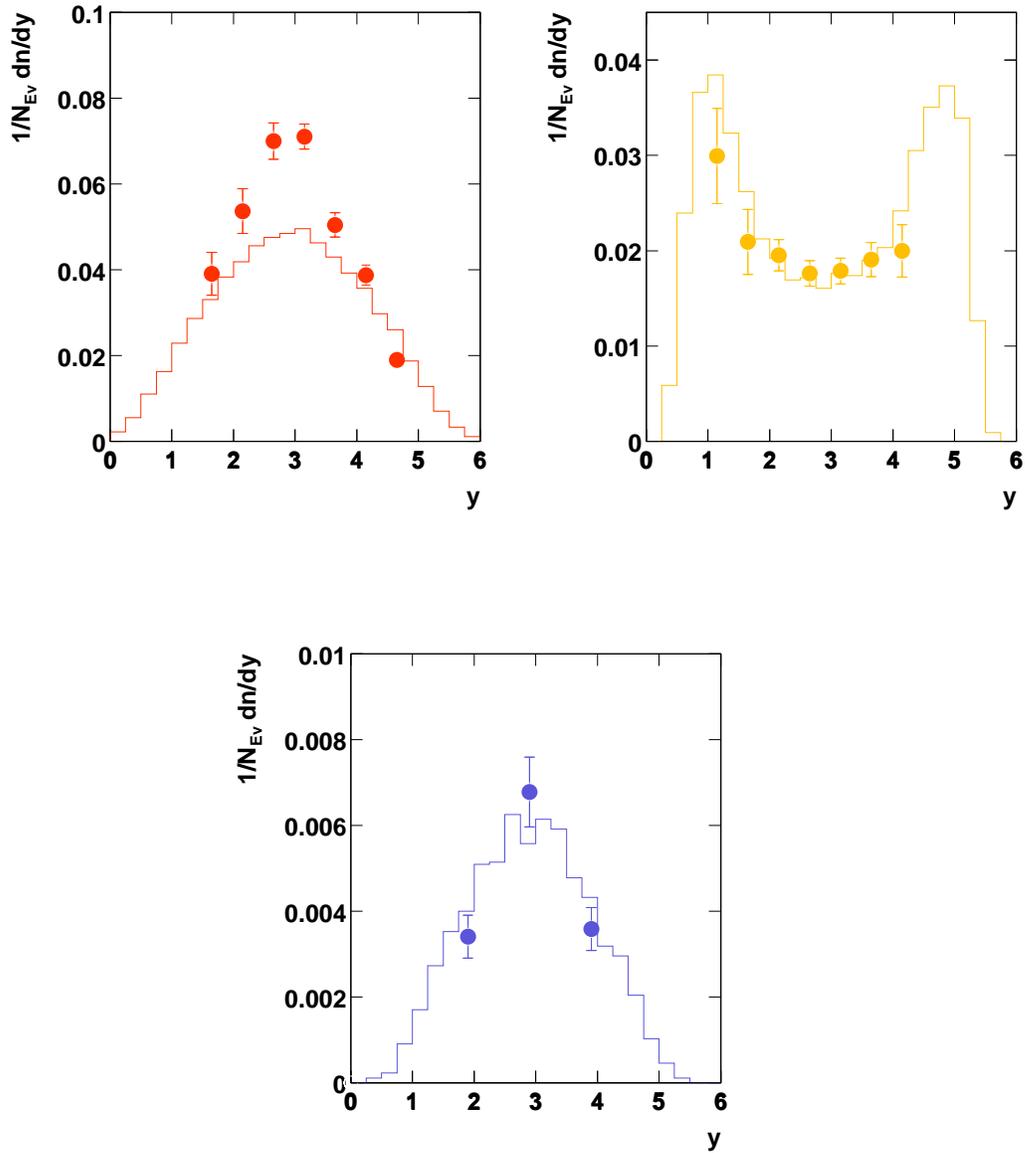


Abbildung 6.15 Rapidityverteilungen neutraler seltsamer Hadronen: K_S^0 (oben links), Λ (oben rechts) und $\bar{\Lambda}$ (unten Mitte) aus VENUS 4.12-Modellrechnungen (durchgezogene Linie) im Vergleich zu den gemessenen Daten (\bullet) dieser Arbeit.

Partikelrelationen

Die gemessenen totalen Multiplizitäten in protoninduzierten Reaktionen innerhalb einer Rapiditätseinheit um Midrapidity sind in Tabelle 6.6 den Resultaten mikroskopischer Modellrechnungen gegenübergestellt.

Relation	Multiplizität		
	NA49	UrQMD	VENUS
K_S^0/Λ	3.98 ± 0.43	2.5	2.98
$K_S^0/\bar{\Lambda}$	10.76 ± 1.64	5.1	8.15
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0.37 ± 0.04	0.43	0.37
Ξ^-/Λ	0.044 ± 0.004	0.031	0.082
$\Xi^+/\bar{\Lambda}$	0.054 ± 0.012	0.080	0.115
Ξ^+/Ξ^-	0.45 ± 0.08	0.51	0.53

Tabelle 6.6 Vergleich der Partikelrelationen seltsamer Hadronen innerhalb einer Rapiditätseinheit um Midrapidity ($-0.5 < y_{\text{CMS}} < 0.5$). Die UrQMD-Resultate sind [Sche99] entnommen.

Da bereits die Multiplizitäten seltsamer Hadronen durch mikroskopische Modellrechnungen zufriedenstellend reproduziert werden können (Tabelle 6.5), sind auch die Relationen der einzelnen Teilchenmultiplizitäten zueinander weitgehendst konsistent mit den Vorhersagen der unterschiedlichen Modelle. Aus der Diskrepanz der VENUS-Vorhersagen für die Multiplizitäten doppelt seltsamer Hadronen resultiert eine Überschätzung der Ξ/Λ -Relation.

6.6.2 Makroskopisches Modell

Das thermische Modell eines idealen Hadrongases postuliert die Formation einer willkürlichen Anzahl verschiedener Hadrongasphasen mit einer kollektiven Bewegung (Feuerbälle) unter der Annahme, dass sich der Endzustand einer p+p-Kollision aus einem Ensemble von N Feuerbällen zusammensetzt [Bec97].

Jeder Feuerball läßt sich durch einen Vierer-Vektor $\beta_i = u_i/T_i$, der sich aus der Vierer-Geschwindigkeit $u_i = (\gamma_i, \beta_i \gamma_i)$ und der Temperatur T_i zusammensetzt, sowie sein Volumen V_i und die Quantenzahlen $\mathbf{Q}_i^0 = (Q_i, N_i, S_i, C_i, B_i)$, die durch die Komponenten elektrische Ladung Q , Baryonzahl B , Seltsamkeit S , Charm C und Beauty B gegeben sind, beschreiben. In p+p-Reaktionen gilt für den über alle Feuerbälle summierten initialen Quantenvektor $\mathbf{Q}^0 = (2, 2, 0, 0, 0)$.

Die invariante Zustandsfunktion des einzelnen i -ten Feuerballs ist unter Verwendung des kanonischen Formalismus der statistischen Mechanik wie folgt definiert:

$$Z_i(\mathbf{Q}_i^0) = \sum_{\text{Zustände}} e^{-\beta_i \cdot P_i} \delta_{\mathbf{Q}_i, \mathbf{Q}_i^0} \quad , \quad (6.14)$$

wobei P_i der totale Vierer-Impuls und $\delta_{\mathbf{Q}_i, \mathbf{Q}_i^0}$ der gewöhnliche Kronecker-Tensor sind.

Die gesamte mittlere Multiplizität direkt produzierter Hadronen der Art j zum Zeitpunkt des *freeze-out* ergibt sich somit aus der Summation über alle Feuerbälle:

$$\langle n_j \rangle = (2J_j + 1) \frac{VT}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (\mp 1)^{n+1} \frac{Z(\mathbf{Q}^0 - n\mathbf{q}_j)}{Z(\mathbf{Q}^0)} \gamma_s^{ns_j} \frac{m_j^2}{n} K_2\left(\frac{nm_j}{T}\right) \quad . \quad (6.15)$$

Die Produktionsrate einer Hadronspezies ist somit lediglich eine Funktion ihres Spins, der Masse, der Quantenzahlen und ihres Anteils an Seltsamkeit.

Das obere Vorzeichen in Gleichung 6.15 gilt hierbei für Fermionen, das untere für Bosonen; K_2 ist eine McDonald-Funktion 2. Ordnung. Die chemischen Faktoren $Z(\mathbf{Q}^0 - n\mathbf{q}_j)/Z(\mathbf{Q}^0)$ repräsentieren den kanonischen Ansatz, um eine exakte Erhaltung der Quantenzahlen des Anfangszustandes zu gewährleisten.

Die drei freien Parameter des Modells – die Temperatur T , das globale Volumen V sowie der Seltsamkeitssaturationsfaktor γ_s – werden durch Approximation an die vorhandenen experimentellen Daten bestimmt.

Für p+p-Kollisionen bei einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 19.4\text{--}19.6$ GeV ergeben sich somit die folgenden Werte [Bec97]:

$$\begin{aligned} T & : 190.8 \pm 27.4 \text{ MeV} \quad , \\ VT^3 & : 5.79 \pm 3.05 \quad , \\ \gamma_s & : 0.463 \pm 0.037 \quad . \end{aligned}$$

Anstelle des globalen Volumens V wird der Normalisierungsparameter VT^3 angegeben, der wegen seiner geringeren Korrelation mit der Temperatur für den Fit der experimentellen Daten bevorzugt wird.

Die gefitteten Werte der mittleren Multiplizitäten neutraler seltsamer Hadronen in p+p-Kollisionen bei Schwerpunktenenergien von $\sqrt{s} = 19.4, 23.8$ und 26.0 GeV

werden in Tabelle 6.7 mit denen der im Rahmen dieser Arbeit quantifizierten verglichen.

Hadron	Multiplizität			
	NA49	$\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 23.8 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 26.0 \text{ GeV}$
K_S^0	0.194 ± 0.013	0.160	0.198	0.256
Λ	0.115 ± 0.012	0.110	0.126	0.147
$\bar{\Lambda}$	0.0148 ± 0.019	0.0135	0.0202	0.0120

Tabelle 6.7 Vergleich der gemessenen totalen mittleren Multiplizitäten neutraler seltsamer Hadronen mit den theoretischen Werten des thermischen Modells für p+p-Kollisionen unterschiedlicher Einschussenergien.

Die gemessenen Multiplizitäten zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen des thermischen Modells, die gefitteten Werte unterschätzen die Daten jedoch geringfügig.

In Abbildung 6.16 sind die mit dem Modell berechneten Werte älteren Literaturdaten (Referenzen in [Bec97]) gegenübergestellt. Das thermische Modell reproduziert die gemessenen Multiplizitäten über einen weiten Energiebereich.

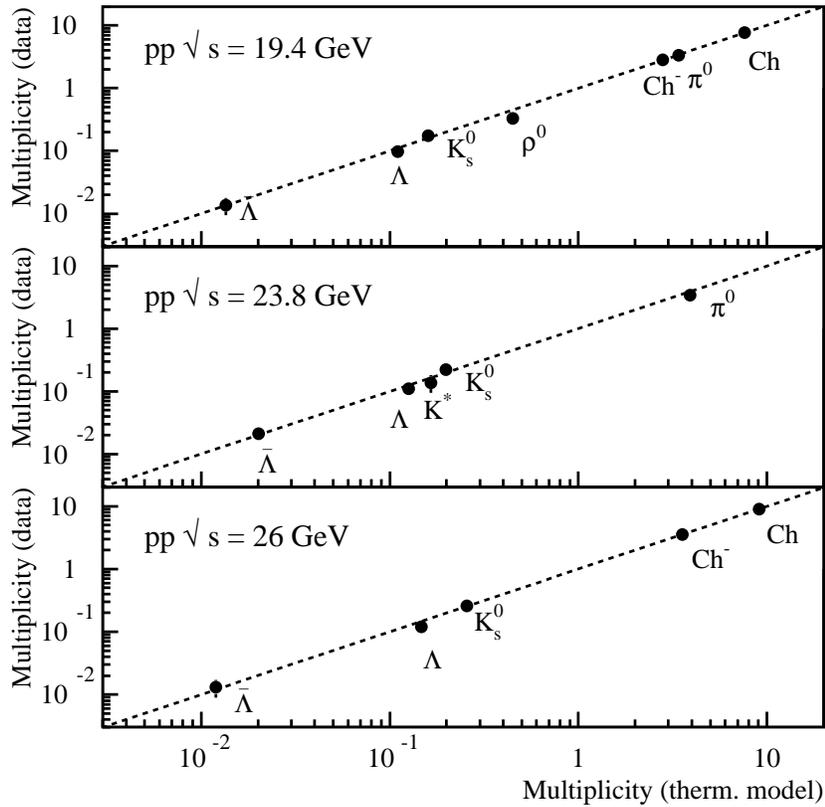


Abbildung 6.16 Vergleich der mittleren Hadronmultiplizitäten des thermischen Modells (Abzisse) in p+p-Kollisionen bei unterschiedlichen Schwerpunktenenergien mit Daten früherer Experimente (Ordinate) [Bec97]. Die unterbrochene Linie repräsentiert die Halbierende des jeweiligen Quadranten.

Kapitel 7

Ausblick

Die durchgeführte Analyse der Seltsamkeitsproduktion in inelastischen p+p-Kollisionen bei 158 GeV quantifizierte die totalen Multiplizitäten neutraler und doppelt seltsamer Hadronen. Aufgrund der begrenzten Statistik war speziell im Fall der Ξ -Hyperonen lediglich eine eingeschränkte rapiditätsabhängige Analyse und folglich eine mit relativ großen systematischen Fehlern behaftete Abschätzung der Gesamtmultiplizitäten möglich.

Eine Kombination der im Herbst 2000 mit dem NA49-Experiment aufgenommenen 2.73 Millionen Ereignisse mit den bereits vorhandenen Datensätzen ermöglicht eine differenziertere systematische Untersuchung der vorgestellten Observablen und eine Reduzierung ihrer statistischen Fehler. Zusätzlich kann die Statistik der neutralen und mehrfach seltsamen Hyperonen durch den Einsatz des Programmmoduls `mtv0`, das neben der herkömmlichen Rekonstruktion in den VTPCs auch nach Kandidaten mit einem Zerfallsprodukt in einer der MTPCs sucht, um 20–45 % erhöht werden [Barna00].

Bei genügend hoher Statistik ist zudem auch in protoninduzierten Kollisionen die Messung von Ω -Hyperonen denkbar, deren Resultate das Bild der Produktion seltsamer Hadronen vervollständigen und somit zuverlässige Referenzdaten liefern.

Aus Vorhersagen von VENUS-Modellrechnungen sowie einer Interpolation der Resultate für $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ in p+Be-Kollisionen [Anti99] ist eine Multiplizität von $\langle \Omega^- \rangle = 0.00034$ sowie $\langle \bar{\Omega}^+ \rangle = 0.00028$ zu erwarten. Unter Annahme einer geometrischen Akzeptanz von $\alpha_{\text{geom}} \approx 50\%$ und einer Rekonstruktionseffizienz von $\epsilon_{\text{rek}} \approx 60\%$ kann die Multiplizität der detektierten dreifach seltsamen Hyperonen pro Ereignis zu $\langle \Omega^- \rangle \approx 0.00010$ und $\langle \bar{\Omega}^+ \rangle \approx 0.00008$ abgeschätzt werden. Mit der

mittlerweile verfügbaren Statistik von insgesamt etwa 5 Millionen p+p-Ereignissen wäre eine solche Analyse möglicherweise realisierbar.

Das NA49-Detektorsystem lässt die Charakterisierung des hadronischen Endzustandes stark wechselwirkender Kernmaterie in Abhängigkeit von der Systemgröße in geeigneter Weise zu. Somit ist eine präzise Diskussion der Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion in Nukleus-Nukleus-Kollisionen im Vergleich zu elementaren Proton-Proton-Reaktionen als Funktion der Schwerpunktennergie möglich.

Die bereits vorhandenen Datenensembles zusammen mit zukünftigen Messungen bei 20, 30, 40, 80 und 158 AGeV decken dabei den intermediären Energiebereich beim Übergang von AGS- zu den höchsten SPS-Energien nahezu lückenlos ab.

Die beiden großen RHIC-Experimente STAR und BRAHMS am BNL [RHIC00] erlauben die Untersuchung der Seltsamkeitsproduktion in Schwerionenkollisionen bei Schwerpunktennergien von 60–200 AGeV. Zusammen mit späteren Experimenten am LHC am CERN mit Energien von bis zu 6 ATeV erschließen sie die höchsten verfügbaren Energieregimes.

Dabei werden die kollidierenden Nukleonen nur geringfügig abgestoppt, und man erwartet die Formation eines baryonarmen Quark-Gluon-Plasmas bei Midrapidity. Die Produktion sekundärer Hadronen sollte demnach hoch genug sein, um neue physikalische Aspekte, wie beispielsweise die Interferometrie und ereignisweise Fluktuationen neutraler und mehrfach seltsamer Hadronen, zugänglich zu machen.

Glossar der verwendeten Abkürzungen

AGS	Alternate Gradient Synchrotron
BNL	Brookhaven National Laboratory
BPD	Beam Position Detector
BRAHMS	Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers
CERN	European Organization for Nuclear Research or European Laboratory for Particle Physics
CD	Centrality Detector
CDR	Central Data Recording
CMS	Center of Mass System
CT Board	Control and Transfer Board
DPM	Dual Parton Model
DST	Data Summary Tape
ECR	Electron Cyclotron Resonance
FE Card	Front-End Card
LHC	Large Hadron Collider
HIJING	Heavy Ion Jet Interacting Generator
MTPC	Main Time Projection Chamber
QCD	Quantum Chromo Dynamics
QGP	Quark-Gluon Plasma
QGSM	Quark-Gluon String Model
RFQ	Radio Frequency Quadrupol
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
SPS	Super Proton Synchrotron
STAR	Solenoidal Tracker At RHIC
TOF	Time-of-flight
TPC	Time Projection Chamber
UrQMD	Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics
VENUS	Very Energetic Nuclear Scattering
VPC	Veto Proportional Chamber
VTPC	Vertex Time Projection Chamber

Literaturverzeichnis

- [Abr99] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Collaboration),
Latest results from NA50 on J/Ψ suppression in Pb-Pb collisions,
Nucl. Phys. **A661** (1999) 93–103.
- [Afa99] S. Afanasiev *et al.* (NA49 Collaboration),
The NA49 Large Acceptance Hadron Detector,
Nucl. Instrum. Meth. **A430** (1999) 210–244.
- [Afa00a] S.V. Afanasiev *et al.* (NA49 Collaboration),
Deuteron Production in Central Pb+Pb Collisions at 158A GeV,
Phys. Lett. **B486** (2000) 22–28.
- [Afa00b] S.V. Afanasiev *et al.* (NA49 Collaboration),
*Production of ϕ -Mesons in $p+p$, $p+Pb$ and Central Pb+Pb Collisions at
 $E_{beam} = 158A$ GeV,*
Phys. Lett. **B491** (2000) 59–66.
- [Afa00c] S.V. Afanasiev *et al.* (NA49 Collaboration),
*Study of the Onset of Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions at
Low SPS Energies,*
CERN/SPSC 2000-035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7 (2000).
- [Afa01] S.V. Afanasiev *et al.* (NA49 Collaboration),
*Event-by-event fluctuations of the kaon to pion ratio in central Pb+Pb
collisions at 158 GeV per nucleon,*
Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1965–1969.
- [Åke84] T. Åkesson *et al.* (AFS Collaboration),
Anti-baryon production in the central region at the ISR,
Nucl. Phys. **B246** (1984) 1–11.
- [Alb96] T. Alber *et al.* (NA49 Collaboration),
*Preliminary Results on Pb-Pb Collisions from the Grid-TOF Data
Analysed in Budapest,*
Heavy Ion Phys. **4** (1996) 55–62.

- [Alp76] K. Alpgard *et al.* (Scandinavian Bubble Chamber Collaboration),
*Strange particle cross-sections and multiplicity distributions in 19 GeV/c
proton-proton interactions*,
Nucl. Phys. **B103** (1976) 234–246.
- [Ame90] N.S. Amelin, K.K. Gudima, V.D. Toneev,
The quark-gluon string model and ultrarelativistic heavy-ion collisions,
Sov. J. Nucl. Phys. **51** (1990) 327–333, Yad. Fiz. **51** (1990) 512–523.
- [Amen86] S.R. Amendolia *et al.*,
*Dependence of the transverse diffusion of drifting electrons on magnetic
field*,
Nucl. Instrum. Meth. **A244** (1986) 516–520.
- [And83] B. Andersson *et al.*,
Parton fragmentation and string dynamics,
Phys. Rept. **97** (1983) 31.
B. Andersson *et al.*,
*A model for low $P(T)$ hadronic reactions, with generalizations to hadron-
nucleus and nucleus-nucleus collisions*,
Nucl. Phys. **B281** (1987) 289–313.
- [Andr94] A. Andrighetto *et al.* (WA94 Collaboration),
*Strangeness Production in pp, pA, AA Interactions at SPS Energies:
HIJING Approach*,
hep-ph/9407262 (1994) 1–33.
- [Ang93] N. Angert *et al.*,
CERN Heavy Ion Facility Design Report,
CERN-Report 93 – 01 (1993).
- [Ant00] T. Anticic,
Search for $\Sigma^(1385)$* ,
NA49 Kollaborationsmeeting, CERN, Genf, 11.– 15. 9. 2000.
- [Anti99] F. Antinori *et al.*,
*Hyperon and negative particle production at central rapidity in proton-
Beryllium interactions at 158 GeV/c*,
Nucl. Phys. **A661** (1999) 476–480.
- [App97] H. Appelshäuser,
*Zweiteilchenkorrelationen in zentralen Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV
pro Nukleon*,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main
(1997).

- [App98a] H. Appelshäuser *et al.* (NA49 Collaboration),
Hadronic Expansion Dynamics in Central Pb+Pb Collisions at 158 GeV per Nucleon,
Eur. Phys. J. **C2** (1998) 661–670.
- [App98b] H. Appelshäuser *et al.* (NA49 Collaboration),
Directed and Elliptic Flow in 158 GeV/Nucleon Pb+Pb Collisions,
Nucl. Phys. **A638** (1998) 463–466.
- [App98c] H. Appelshäuser *et al.* (NA49 Collaboration),
 Ξ and $\bar{\Xi}$ production in 158 GeV/nucleon Pb+Pb collisions,
Phys. Lett. **B444** (1998) 523–530.
- [App99] H. Appelshäuser *et al.* (NA49 Collaboration),
Event-by-event fluctuations of average transverse momentum in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per Nucleon,
Phys. Lett. **B459** (1999) 679–686.
- [Bäch99] J. Bächler *et al.* (NA49 Collaboration),
Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 GeV/c · A,
Nucl. Phys. **A661** (1999) 45–54.
- [Barn99] L.S. Barnby,
Measurements of Λ , $\bar{\Lambda}$ and K_S^0 from Pb-Pb Collisions at 158 GeV per nucleon in a Large Acceptance Experiment,
Ph.D. Thesis, Birmingham University (1999).
- [Barna00] D. Barna,
MTPC V^0 -Finder – Status and Performance,
NA49 Kollaborationsmeeting, CERN, Genf, 11.–15. 9. 2000.
- [Bart00] R.A. Barton for the NA49 Collaboration,
Production of multi-strange hyperons and strange resonances in the NA49 experiment,
Proceedings of the *V International Conference on Strangeness in Quark Matter*, Berkeley, California (2000),
veröffentlicht in: J. Phys. **G27** (2001) 367–374.
- [Bart01] R.A. Barton,
Multi-Strange Hyperon Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions,
Ph.D. Thesis, The University of Birmingham (2001).
- [Bass98] S.A. Bass *et al.*,
Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions,
Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225–370.

- [Bau97] S. Bauer,
Untersuchungen des Übertragungsverhaltens der Auslese-Elektronik des Experiments NA49 mittels eines programmierbaren Signalgenerators,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1997).
- [Bec97] F. Becattini, U. Heinz,
Thermal hadron production in pp and p \bar{p} collisions,
Z. Phys. **C76** (1997) 269–286.
- [Bec98] F. Becattini, M. Gaździcki und J. Sollfrank,
On chemical equilibrium in nuclear collisions,
Eur. Phys. J. **C5** (1998) 143–153.
- [Bet99] L. Betev,
The Veto Proportional Chambers: construction and operation,
NA49 Kollaborationsmeeting, CERN, Genf, 11.–15. 10. 1999.
- [Beth30] H. Bethe,
Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter,
Annalen der Physik **5** (1930) 325–400.
- [Bie97] F. Bieser *et al.* (NA49 Collaboration),
Design and performance of TPC readout electronics for the NA49 Experiment,
Nucl. Instrum. Meth. **A385** (1997) 535–546.
- [Bjør83] J.D. Bjørken,
Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region,
Phys. Rev. **D27** (1983) 140–151.
- [Blei99] M. Bleicher *et al.*,
Relativistic Hadron-Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model,
J. Phys. **G25** (1999) 1859–1896.
- [Blo33] F. Bloch,
Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen,
Z. Phys. **81** (1933) 363–376.
- [Blu99] A. Blummeier *et al.*,
Proceedings of the *First Winter Meeting*, Tignes, Frankreich (1999).

- [Bly95] C. Blyth, B. Lasiuk, H. Ströbele, S. Trentlange, C. Whitten,
The NA49 Magnet Mapping Measurement Program,
NA49 Note (1995).
- [Bor98] C. Bormann,
Produktion neutraler seltsamer Teilchen in ultra-relativistischen Blei-Blei-Kollisionen,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1998).
- [Bot00] M. Botje *et al.* (NA49 Collaboration),
Status and Future Programme of the NA49 Experiment,
CERN/SPSC 2000-011, CERN/SPSLC/P264 Add. 5 (2000).
- [Bra01] R. Bramm,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main,
in Vorbereitung.
- [Brac99] J. Bracinik,
Calculation of trigger cross section and inclusive cross sections for $p+p$,
NA49 Preprint (1999).
- [Brun97] R. Brun,
ROOT: An object oriented data analysis framework,
Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997) 81–86.
- [Bun93] P. Bunčić,
NA49 Trackingmeeting, IKF, Johann Wolfgang Goethe-Universität,
Frankfurt am Main (1993).
- [BuRo47] http://hepweb.rl.ac.uk/ppUKpics/POW/pr_971217.html
- [CERN00] <http://cern.web.cern.cn/CERN/CERNName.html>,
(Stand 2000).
- [Chod74] A. Chodos *et al.*,
A new extended model of hadrons,
Phys. Rev. **D9** (1974) 3471–3495.
- [Chvá00] O. Chvála,
Corrections due to Vertex Smearing,
private Mitteilung, Charles University, Prag (2000).
- [Coo00] G.E. Cooper,
Baryon Stopping and Hadronic Spectra in Pb–Pb Collisions at

- 158 GeV/nucleon*,
Ph.D. Thesis, Lawrence Berkeley National Laboratory, California (2000).
- [Cse94] L.P. Csernai,
Introduction to relativistic Heavy Ion Physics,
John Wiley & Sons, Chichester (1994).
- [Eck96] F. Eckhardt,
Entwicklung und Bau eines Flugzeitdetektors zur Untersuchung der Hadronenemission in Pb+Pb Reaktionen bei 158 GeV/u Strahlenergie,
Dissertation, Philipps-Universität Marburg (1996).
- [Fermi50] E. Fermi,
High-energy nuclear events,
Prog. Theor. Phys. **5** (1950) 570–583.
- [Fok00] <http://home.cern.ch/~fokay/Press/findings.html>,
(Stand 2000).
- [Fra99] U. Frankenfeld,
Teilchenidentifizierung mit Pestov-Zählern in Proton-Blei-Reaktionen bei 250 A·GeV,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1999).
- [Fuchs95] M. Fuchs,
Very high multiplicity tracking in heavy ion collisions with the NA49 time projection chambers (TPCs),
Nucl. Instrum. Meth. **A367** (1995) 394–397.
- [Gab95] F. Gabler,
Entwicklung des Kalibrationssystems für die Spurendriftkammern des Experiments NA49,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [Gab98] F. Gabler,
Produktion doppelt seltsamer Hyperonen in ultrarelativistischen Pb+Pb-Kollisionen bei 158 A·GeV,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1998).
- [GaGo99] M. Gaździcki, M.I. Gorenstein,
On the Early Stage of Nucleus-Nucleus Collisions,
Acta Phys. Polon. **B30** (1999) 2705–2735 und dortige Referenzen.

- [GaHa91] M. Gaździcki, O. Hansen,
Hadron production in nucleon-nucleon collisions at 200 GeV/c – a compilation,
Nucl. Phys. **A528** (1991) 754–770.
- [GaMa00] M. Gaździcki, C. Markert,
Production and Measurement of D-Mesons in Nucleus–Nucleus Collisions at the CERN SPS,
Acta Phys. Polon. **B31** (2000) 965–983.
- [Ganz99] R. Ganz for the NA49 Collaboration,
A systematic study of two particle correlations from NA49 at CERN SPS,
Nucl. Phys. **A661** (1999) 448–451.
- [GaRö95] M. Gaździcki, D. Röhrich,
Pion multiplicity in nuclear collisions,
Z. Phys. **C65** (1995) 215–223.
Strangeness in nuclear collisions,
Z. Phys. **C71** (1996) 55–64 und dortige Referenzen.
- [Gaź95] M. Gaździcki,
Entropy in nuclear collisions,
Z. Phys. **C66** (1995) 215–223.
- [Gaź99] M. Gaździcki,
Evidence for Quark Gluon Plasma from Hadron Production in High Energy Nuclear Collisions,
Acta Phys. Polon. **B30** (1999) 3611–3620.
- [Gaź00] M. Gaździcki,
private Mitteilung, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2000).
- [GEA93] *GEANT, Detector Description and Simulation Tool,*
CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [Gell53] M. Gell-Mann,
Isotopic spin and new unstable particles,
Phys. Rev. **92** (1953) 833–834.
T. Nakuno, K. Nishijima,
Prog. Theor. Phys. **10** (1953) 581.
- [Gell64] M. Gell-Mann,
A schematic model of baryons and mesons,
Phys. Lett. **8** (1964) 214–215.

- [Gle96] N.K. Glendenning,
Internal constitution of neutron and strange stars,
Proceedings *The Many Faces of Neutron Stars*, Lipari, Italien (1996) und
astro-ph/9706236 (1997).
- [Gle97] N.K. Glendenning,
COMPACT STARS, Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity,
Springer-Verlag, New York (1997).
- [Gold60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee und A. Pais,
Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton-proton annihilation process,
Phys. Rev. **120** (1960) 300–312.
- [Got87] S. Gottlieb *et al.*,
Chiral symmetry breaking in lattice QCD with two and four fermion flavors,
Phys. Rev. **D35** (1987) 3972–3980.
- [Gro00] D.E. Groom *et al.*,
Review of Particle Physics,
Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.
- [Gün97] J. Günther,
Analyse der hadronischen Endzustandsverteilungen in ultra-relativistischen Blei-Blei-Kollisionen,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1997).
- [Had95] O. Hader, *Hadeler*,
Entwicklung eines Laserkalibrationssystems für die Spurendriftkammern des Experimentes NA49,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [Hag65] R. Hagedorn,
Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies,
Nuovo Cim. Suppl. **3** (1965) 147–186.
- [Hag84] R. Hagedorn,
Multiplicities, $p(T)$ Distributions and the expected Hadron \rightarrow Quark-Gluon Phase Transition,
Riv. Nuovo Cim. **6N10** (1984) 1–50.

- [Han56] R. Hanbury Brown und R.Q. Twiss,
A test of a new type of stellar interferometer on sirius,
Nature **178** (1956) 1046–1048.
- [HaRa80] R. Hagedorn, J. Rafelski
Hot hadronic matter and nuclear collisions,
Phys. Lett. **B97** (1980) 136.
- [Has96] H. Haseroth *et al.*,
Pb Injector at CERN,
Proceedings *Linac'96*, Genf,
CERN 96–07 (1996) 283.
- [Hüb94] K. Hübner,
The CERN Accelerator Complex Status and Future,
CERN–AC–94–02 (1994).
- [Hüm97] H. Hümmler,
Untersuchungen des elektrischen und magnetischen Feldes in den NA49-TPCs mit Hilfe von Laserspuren,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [Irm97] D. Irmscher,
Philosophy and parts of the global tracking chain,
NA49 Note (1997).
- [Jaeg75] K. Jaeger *et al.*,
Characteristics of V^0 and γ production in pp interactions at 205 GeV/c,
Phys. Rev. **D11** (1975) 2405–2425.
- [Kai84] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosian,
Multiple production of hadrons at high-energies in the model of quark-gluon strings,
Sov. J. Nucl. Phys. **39** (1984) 979, Yad. Fiz. **39** (1984) 1545–1558.
- [Koch86] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski,
Strangeness in relativistic heavy ion collisions,
Phys. Rept. **142** (1986) 167.
- [Koll01] T. Kollegger,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, in Vorbereitung.

- [Krö95] M. Kröcker,
Korrektur der durch ein inhomogenes Magnetfeld verursachten Verzerrungen in einer Spurendriftkammer,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [Küh95] A. Kühmichel for the NA49 Collaboration,
New developments in high precision, high particle density tracking with time projection chambers,
Nucl. Instrum. Meth. **A360** (1995) 52–56.
- [Lan44] L. Landau,
Journal of Physics U.S.S.R. **8** (1944) 201–205.
- [Lan53] L.D. Landau,
On the multiparticle production in high-energy collisions,
Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz. **17** (1953) 51–64,
auch veröffentlicht in: *Collected Papers of L.D. Landau*,
D. TerHaar, Gordon and Breach, New York (1965).
- [Lang08] in [LoWi92].
- [Lee89] K.S. Lee, U.Heinz,
Collective flow model for the pion transverse momentum spectra from relativistic nuclear collisions at CERN,
Z. Phys. **C43** (1989) 425–436.
- [Lenk99] B. Lenkeit for the CERES Collaboration,
Recent results from Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer,
Nucl. Phys. **A661** (1999) 23–32.
- [Leo92] W.R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer-Verlag, Berlin (1992).
- [Lin00] <http://linac2.home.cern.ch/linac2/default.htm>,
(Stand 2000).
- [LoPi80] F. LoPinto *et al.*,
Inclusive K^0 , Λ^0 , $K^{\pm}(890)$, and $\Sigma^{*\pm}(1385)$ production in pp collisions at 300 GeV/c*,
Phys. Rev. **D22** (1980) 573–581.

- [LoWi92] T. Lohse, W. Witzeling,
The Time Projection Chamber,
in F.Sauli (ed.): *Instrumentation in high energy physics* (1992) 81–155.
- [Mark95] C. Markert,
Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [Mark00] C. Markert,
 $\Lambda(1520)$ -Produktion in Proton-Proton- und zentralen Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2000).
- [MaSa86] T. Matsui, H. Satz,
 J/Ψ suppression by quark-gluon plasma formation,
Phys. Lett. **B178** (1986) 416.
- [Misch99] A. Mischke,
Anregung der Δ -Resonanz in hochenergetischen Proton-Proton- und Kern-Kern-Stößen,
Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (1999).
- [Misch02] A. Mischke,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, in Vorbereitung.
- [Mock97] A. Mock,
Produktion von geladenen Pionen und Kaonen, Protonen, Antiprotonen und ϕ -Mesonen in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen bei 158 GeV pro Nukleon,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (1997).
- [Mr693] S. Mrówczyński,
Plasma instability at the initial stage of ultrarelativistic heavy ion collisions,
Phys. Lett. **B314** (1993) 118–121.
- [Mül85] B. Müller,
The Physics of the Quark-Gluon-Plasma,
Lecture Note in Physics **255**, Springer-Verlag, Berlin (1985).

- [MyBu79] J. Myrheim, L. Bugge,
A fast Runge-Kutta method for fitting tracks in a magnetic field,
Nucl. Instrum. Meth. **160** (1979) 43–48.
- [Nil87] B. Nilsson-Almqvist, E. Stenlund,
Interactions between hadrons and nuclei: the LUND Monte Carlo,
FRITIOF Version 1.6,
Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 387.
- H. Pi,
An event generator for interactions between hadrons and nuclei:
FRITIOF Version 7.0,
Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 173–192.
- [Par71] V.V. Parchomchuck, Yu.N. Pestov, N.V. Petrovykh,
A spark counter with large area,
Nucl. Instrum. Meth. **93** (1971) 269–270.
- [PDG98] Particle Data Group, C. Caso *et al.*,
Review of Particle Physics,
Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.
- [Pei01] T. Peitzmann for the WA98 Collaboration,
Direct Photon Production in 158 A GeV $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ Collisions,
Nucl. Phys. **A685** (2001) 399–406.
- [Per87] D.H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
Addison-Wesley Publishing Company, New Jersey (1987).
- [PoAr54] J. Podolanski und R. Armenteros,
Analysis of V-Events,
Phil. Mag. **45** (1954) 13–30.
- [PoVo99] A.M. Poskanzer and S.A. Voloshin for the NA49 Collaboration,
Centrality Dependence of Directed and Elliptic Flow at the SPS,
Nucl. Phys. **A661** (1999) 341–344.
- [Put01] J. Putschke,
 $\Lambda(1520)$ -Produktion in Proton-Proton- und Proton-Kern-Stößen bei 158 GeV Strahlenergie,
Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2001).
- [Raf82] J. Rafelski,
Formation and observables of the quark - gluon plasma,
Phys. Rept. **88** (1982) 331.

- [Raf91] J. Rafelski,
Strange anti-baryons from quark - gluon plasma,
Phys. Lett. **B262** (1991) 333–340.
- [Raf96] J. Rafelski, J. Letessier, A. Tounsi,
Strange particles from dense hadronic matter,
Acta Phys. Polon. **B27** (1996) 1037–1140.
- [RaMü82] J. Rafelski, B. Müller,
Strangeness production in the quark - gluon plasma,
Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 und Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2334.
- [Ran88] J. Ranft,
*Hadron production in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions in
the dual Monte Carlo multichain fragmentation model,*
Phys. Rev. **D37** (1988) 1842–1850.
- [Rau94] W. Rauch *et al.*,
The NA49 Data Acquisition System,
IEEE Nucl. Sci. **41** (1994) 30–34.
- [Ren00] R. Renfordt,
Huffman encoding, 256 time bin DAQ performance,
NA49 Kollaborationsmeeting, CERN, Genf, 11.–15. 9. 2000.
- M. van Leeuwen,
Quality tests 256 time bins,
NA49 Kollaborationsmeeting, CERN, Genf, 11.–15. 9. 2000.
- [RHIC00] <http://www.rhic.bnl.gov/>,
(Stand 2000).
- [RoBu47] G.D. Rochester und C.C. Butler,
Evidence for the existence of new unstable elementary particles,
Nature **160** (1947) 855–857.
- [Rol99] C. Roland,
Flavor Fluctuations in Central Pb-Pb Collisions at 158 GeV/Nucleon,
Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main
(1999).
- [ROOT00] The ROOT System Home Page,
<http://root.cern.ch>,
(Stand 2000).

- [Samm00] T. Sammer,
Produktion von K^ - und Φ -Mesonen in pp - und $PbPb$ -Reaktionen am CERN-SPS*,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (2000).
- [Sau88] F. Sauli,
The time projection chamber for heavy ion collisions: trends and perspectives,
Z. Phys. **C38** (1988) 339–352.
- [Sche99] S. Scherer *et al.*,
Physics opportunities at RHIC and LHC,
in: Kay Kay Gee Day: Klaus Kinder-Geiger Memorial,
Workshop on RHIC Physics and Beyond, Upton, NY, USA 23. 10. 1998,
AIP, New York (1999) 121–141 und hep-ph/9903392.
- [Schm93] H.R. Schmidt und J. Schuhkraft,
The physics of ultra-relativistic heavy-ion collisions,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **G19** (1993) 1705–1795.
- [Schn93] E. Schnedermann *et al.*,
Thermal phenomenology of hadrons from 200 AGeV S+S collisions,
Phys. Rev. **C48** (1993) 2462–2475.
- [She75] A. Sheng *et al.*,
 pp interactions at 300 GeV/c: γ and neutral-strange-particle production,
Phys. Rev. **D11** (1975) 1733–1742.
- [Sik01] F. Sikler,
Hadron production in nuclear collisions – Spectra of identified particles from CERN-NA49 using dE/dx ,
private Mitteilung, KFKI Budapest (2001).
- [SM95] http://www.fnal.gov/pub/top95/top95_standard_model.html,
(Stand 1995).
- [Soff01] S. Soff *et al.*,
Enhanced Strange Particle Yields - Signal of a Phase of Massless Particles?,
J. Phys. **G27** (2001) 449–458.
- [Sor95] H. Sorge,
Flavor production in $Pb(160\text{ AGeV})$ on Pb collisions: effect of color ropes and hadronic rescattering,
Phys. Rev. **C52** (1995) 3291–3314.

- [Sto89] R. Stock,
The physics of dense nuclear matter from supernovae to quark gluon plasma,
Nature **337** (1989) 319–324.
- [Šuša99] T. Šuša,
private Mitteilung, Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Kroatien (1999).
- [Šuša00] T. Šuša,
Results on V^0 and cascades in pp and pA collisions,
NA49 Kollaborationsmeeting, GSI, Darmstadt, 18.–20. 12. 2000.
- [Šuša01] T. Šuša for the NA49 Collaboration,
Cascade Baryon Production in $p+p$, $p+A$ and $A+A$ Interactions at 158 GeV,
Proceedings of the *Quark Matter 2001 Conference*, Stony Brook, NY (2001).
- [Wang91] X.N. Wang, M. Gyulassy,
HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp , pA and AA Collisions,
Phys. Rev. **D44** (1991) 3501–3516.
- [Wen98] S. Wenig for the NA49 Collaboration,
Performance of the Large Scale TPC System in the CERN Heavy Ion Experiment NA49,
Nucl. Instrum. Meth. **A409** (1998) 100–104.
- [Wer93] K. Werner,
Strings, pomerons, and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies,
Phys. Rept. **232** (1993) 87–299.
- [Wetz01] A. Wetzler,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, in Vorbereitung.
- [Wil74] K.G. Wilson,
Confinement of quarks,
Phys. Rev. **D10** (1974) 2445–2459.
- [Wong94] C. Wong,
Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions,
World Scientific (1994).

- [Yate97b] T. Yates for the NA49 Collaboration,
 Λ and $\bar{\Lambda}$ reconstruction in central Pb+Pb collisions using a time projection chamber,
J. Phys. G **G23** (1997) 1889–1893.
- [Zwei64] G. Zweig,
An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking,
CERN-TH-412,
veröffentlicht in: *Developments in the Quark Theory of Hadrons, A Reprint Collection, Volume I: 1964–1978,*
D.B. Lichtenberg und S.P. Rosen (Hrsg.), Hadronic Press Inc., Nonantum, Mass. (1980) 22–101.
- [ZyBu96] R. Zybert und P. Bunčić,
Proceedings *CHEP'95*, R. Shellard und T.D. Nguyen (Hrsg.),
World Scientific, Singapore (1996) 345.

Die NA49-Kollaboration

S.V. Afanasiev¹⁰, T. Anticic²¹, J. Bächler^{6,8}, D. Barna⁵, L.S. Barnby³, J. Bartke⁷,
R.A. Barton³, L. Betev¹⁴, H. Białkowska¹⁷, A. Billmeier¹¹, C. Blume⁸, C.O. Blyth³,
B. Boimska¹⁷, M. Botje²², J. Bracinik⁴, F.P. Brady⁹, R. Bramm¹¹, R. Brun⁶,
P. Bunčić^{6,11}, L. Carr¹⁹, D. Cebra⁹, V. Cerny⁴, G.E. Cooper², J.G. Cramer¹⁹,
P. Csató⁵, P. Dinkelaker¹¹, V. Eckardt¹⁶, F. Eckhardt¹⁵, D. Ferenc⁹, P. Filip¹⁶,
H.G. Fischer⁶, Z. Fodor⁵, P. Foka¹¹, P. Freund¹⁶, V. Friese¹⁵, J. Gál⁵, R. Ganz¹⁶,
M. Gaździcki¹¹, G. Georgopoulos¹, E. Gładysz⁷, J.W. Harris²⁰, S. Hegyi⁵, C. Höhne¹⁵,
G. Igo¹⁴, P. Jacobs², P.G. Jones³, K. Kadija^{21,16}, V.I. Kolesnikov¹⁰, T. Kollegger¹¹,
M. Kowalski⁷, I. Kraus⁸, M. Kreps⁴, B. Lasiuk²⁰, M. van Leeuwen²², P. Lévai⁵,
A.I. Malakhov¹⁰, S. Margetis¹³, C. Markert⁸, B.W. Mayes¹², G.L. Melkumov¹⁰,
A. Mischke⁸, J. Molnár⁵, J.M. Nelson³, G. Odyniec², M.D. Oldenburg¹¹, G. Pál⁵,
A.D. Panagiotou¹, A. Petridis¹, M. Pikna⁴, L. Pinsky¹², A.M. Poskanzer²,
D.J. Prindle¹⁹, F. Pühlhofer¹⁵, J.G. Reid¹⁹, R. Renfordt¹¹, W. Retyk¹⁸, H.G. Ritter²,
D. Röhrich¹¹, C. Roland⁸, G. Roland¹¹, A. Rybicki⁷, T. Sammer¹⁶, A. Sandoval⁸,
H. Sann⁸, E. Schäfer¹⁶, N. Schmitz¹⁶, P. Seyboth¹⁶, F. Siklér^{5,6}, B. Sitar⁴,
E. Skrzypczak¹⁸, R. Snellings², G.T.A. Squier³, R. Stock¹¹, H. Ströbele¹¹, T. Susa²¹,
I. Szentpétery⁵, J. Sziklai⁵, M. Toy^{2,14}, T.A. Trainor¹⁹, S. Trentalange¹⁴, T. Ullrich²⁰,
D. Varga⁵, M. Vassiliou¹, G.I. Veres⁵, G. Vesztegombi⁵, S. Voloshin², D. Vranić⁶,
F. Wang², D.D. Weerasundara¹⁹, S. Wenig⁶, A. Wetzler¹¹, C. Whitten¹⁴, N. Xu²,
T.A. Yates³, I.K. Yoo¹⁵, J. Zaranek¹¹, J. Zimányi⁵

¹Department of Physics, University of Athens, Athens, Greece.

²Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, Berkeley, USA.

³Birmingham University, Birmingham, England.

⁴Comenius University, Bratislava, Slovakia.

⁵KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary.

⁶CERN, Geneva, Switzerland.

⁷Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland.

⁸Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, Germany.

⁹University of California at Davis, Davis, USA.

¹⁰Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.

¹¹Fachbereich Physik der Universität, Frankfurt, Germany.

¹²University of Houston, Houston, TX, USA.

¹³Kent State University, Kent, OH, USA.

¹⁴University of California at Los Angeles, Los Angeles, USA.

¹⁵Fachbereich Physik der Universität, Marburg, Germany.

¹⁶Max-Planck-Institut für Physik, Munich, Germany.

¹⁷Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland.

¹⁸Institute for Experimental Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland.

¹⁹Nuclear Physics Laboratory, University of Washington, Seattle, WA, USA.

²⁰Yale University, New Haven, CT, USA.

²¹Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Croatia.

²²NIKHEF, Amsterdam, Netherlands.

Danksagung

An dieser Stelle möchte
gen bedanken, die zum Gelingen

ich mich bei all denjeni-
dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein allererster Dank gebührt meinem Doktorvater Prof. Dr. Reinhard Stock für die freundliche Aufnahme in die NA49-Kollaboration. Sein Enthusiasmus für die Physik, sein Interesse und seine Unterstützung waren eine wesentliche Motivation für diese Arbeit. Ein großes Dankeschön geht an Prof. Dr. Herbert Ströbele und Dr. habil. Marek Gaździcki, ohne deren Kompetenz, Hilfsbereitschaft, Ideen und unzählige anregende Diskussionen die Arbeit nie zu dem geworden wäre, was sie ist. Nicht zu vergessen ist Prof. Dr. Helmut Bokemeyer als Zweitgutachter – vielen Dank! Dem Graduiertenkolleg für Schwerionenphysik danke ich für die Bewilligung eines Stipendiums zur Finanzierung der Promotion. All meinen früheren und jetzigen Kolleginnen und Kollegen und der wahrscheinlich besten Arbeitsgruppe der Welt ;o) an GSI und IKF danke ich für die nette und konstruktive Zusammenarbeit und die einfach wunderschöne Zeit am CERN und vielen anderen Orten dieser Erde. Ein ganz besonderer Dank geht dabei an Dr. Jörg Günther, Dr. Christian Bormann, Dr. Frank Gabler, Dr. Peter Beckerle, Dr. Sören Lange, Clemens Adler, Markus Oldenburg, Jens Berger und Dominik Flierl und natürlich an „Familie Blummeier“ – Dr. Christoph Blume, Dr. Christina Markert, Dr. Ulrich Frankenfeld, André Mischke, Thorsten Kollegger, Roland Bramm, Alexander Wetzler und Peter Dinkelaker. Vielen Dank allen Kritikern und Korrekturlesern und allen anderen, die immer an mich geglaubt haben und für mich da waren.

Zum Schluss ein ganz dickes Dankeschön meiner

Familie für ihre Toleranz, Geduld und

Unterstützung in jeglicher

Hinsicht. Merci!



Lebenslauf

von Anja Billmeier

	geboren am 15. März 1972 in Bonn
1978 – 1982	Besuch der Hartmutschule Eschborn
1982 – 1984	Besuch des Humboldt-Gymnasiums Bad Homburg
1984 – 1991	Besuch der Philipp-Reis-Schule Friedrichsdorf
Juni 1991	Allgemeine Hochschulreife
Oktober 1991	Aufnahme des Mathematikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität (JWG) in Frankfurt am Main
Oktober 1992	Aufnahme des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Juni 1994	Physik-Vordiplom
April 1995 – Oktober 1996	Diplomarbeit am Institut für Kernphysik (IKF) der Johann Wolfgang Goethe-Universität
März 1997	Physik-Diplom
seit April 1997	Promotion am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Juni 1997	WE-Heraeus-Förderpreis
Juli 1997 – Juni 2000	Stipendiatin des Graduiertenkollegs für Schwerionenphysik
seit Juli 2000	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität